総観気象学 基礎編 【改訂版】



気象庁 監修

北畠尚子著

「総観気象学」発刊に当たって

平成30年は、「平成30年7月豪雨」の他、多くの台風が接近・上陸し、全国各地で 大雨や暴風、高潮などの被害があった。特に「平成30年7月豪雨」においては西日本か ら東海地方を中心に広い範囲で記録的な大雨となり、各地の気象台では、特別警報まで に至る各種防災気象情報を段階的に発表し、厳重な警戒を呼びかけた。しかしながら、 これらの情報発表や警戒の呼びかけが必ずしも住民の避難行動につながらず、甚大な水 害や土砂災害が広域に発生し、平成に入り最大の人的被害をもたらす豪雨災害となった。

「気象庁のもつ危機感を十分に伝えきれていなかったのではないか。」といった指摘は もっともなことであり、この教訓を今後の対応に活かしていかなければならない。だが ここに敢えて記す。平成30年7月豪雨に対峙した気象庁が適時適切に防災気象情報を発 信できたのは、総観気象学に基づく予報技術のひとつの成果である。

気象台が地域防災への支援を強化していく中、予報担当者の技術向上が着実に図られ るよう、気象庁予報部は、予報担当者のキャリアパスにおける各能力到達度における技 術向上や能力到達度アップの方策を示した「予報技術向上指針」(気予第49号 平成29 年10月30日)を定めた。この指針の中で、本庁は、予報担当者が必要な知識を取得で きる教科書体系を整備することとしており、予報業務に必須の気象学等の教科書の整備 を進めている。

この度、予報担当者が学ぶべき必須の教科書として「総観気象学」を気象大学校の北 畠教授に執筆いただき、予報部予報課などの関係官による確認作業の協力のもと、印刷 製本化して各官署にお届けできることになった。

気象庁予報部では1970年代に「天気予報指針」基礎編・実用編が発行され、その中に 当時の総観気象学の理論が記述されていた。その後は、量的予報技術資料(予報技術研 修テキスト)において、総観気象学に関する新しい知見なども取り上げている。しかし、

「天気予報指針」以降の40年の間には理論が発展すると同時に利用できるデータが増え、 それらにより解析方法も変化しているにもかかわらず、系統的に総観気象を解説した教 科書は和書ではほとんどなく、気象庁職員のための基本的な教科書の作成が必要とされ ていたもので、本書は待望の書である。

予報業務に必須の教科書としては、すでに平成29年3月に「中小規模気象学」を印刷 製本して各官署に配布し、これまで各官署での勉強会や自己研鑽のために広く有効に活 用されているところである。「総観気象学」も同様に各官署において勉強会や自己研鑽の ために活用していただくのは勿論のこと、日常の業務で疑問点があればすぐに取り出し て確認し、予報担当者の技術力向上を図っていただきたい。また、新しい予報業務体制 において指導者となる統括予報官等も本教科書をぜひ手元に置き、総観気象学全体の体 系を見渡すことで官署全体の技術力向上に必要な勉強会の計画にも有効に活用していた だくことを期待する。

平成 31 年 3 月

予報課長 梶原靖司

総観気象学 基礎編への序言

本書の初版は、平成31年(2019年)3月に、気象大学校大学部3年「総観気象学」の 授業資料をもとにして作成・発行された。その序言には、以下のように書いていた。

総観気象学は、100 年前から知られており今は小学校から学習する高気圧・低気圧・ 前線等を扱い、またここ 20 年ほどは気象予報士試験の主要な分野の一つにもなっている ので、どちらかというと基礎的な分野と見なされる傾向がある。しかし、長い歴史の間 の理論の発展は大きく、また同時に利用できるデータが増え、それらにより解析方法も 変化している。それにもかかわらず、現代的な総観気象学を系統的に解説した教科書は 和書ではほとんどない。このため、気象庁職員のための基本的な教科書の作成または改 訂が必要とされていた。

理論が発展し解析方法が多様化しても、現業解析・予報作業においては、当番者によ らず、どの様な現象に対しても、基本的には同じ解析方法を用いて同じ解釈が導かれる ことが必要である。そのためには、さまざまに分類されている現象に関する知識のみで なく、各種物理量を用いて普遍的に適用できる理論が必要である。本書では、そのよう な理論のうち、等圧面上の渦度などを重要な要素とする準地衡風近似などの基礎理論を 中心に、気象庁で現業解析・予報にかかわる人は全員が理解すべきことを主な内容とし た。この知識に基づき、日々の天気の変化について、なぜそれが起こるのか、説明でき るようになることが期待される。

この基礎編初版のあと、同じ年には等温位面解析や渦位を含む応用編、また令和4年 (2022 年)には総観規模の気象力学の基礎を主として理論編が発行された。これらによ って、総観気象学に関する理解が多少なりとも進んだと思われたが、一方で、観測デー タや等圧面天気図を見る際の基本事項の記述の不足など、基礎編の改善の余地も見えて きた。それを踏まえ、今回、基礎編の改訂を行った。今回の改訂では、基礎的事項の加 筆を中心に行い、また今後は基礎となりそうな最近の知見も加えた。紙面がやや窮屈に なった箇所もあるが、ご容赦いただきたい。

応用編の序言にも書いたように、歴史のある総観気象学でも新たな進展があり、それ は今後も続くだろう。読者諸氏の今後の努力に、改めて期待したい。

本書の発行にあたっては、今回も、内容の確認等について気象庁大気海洋部の関係各位にご協力いただいた。深く感謝する。

令和7年3月

北畠尚子

総観気象学 基礎編 目次

1	導入	•	• •	-	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1
2	. 背景	となる	基礎	楚理	論			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	-	•	-	ı	•	14
	2. 1	座標系	とた	5程	式	系			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	15
	2. 2	現象の	スケ	r—	ル	±ځ	地	衡	風	•	傾	度	風			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	23
	2.3	大気の	熱ナ	〕学	的	性	質			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	33
	2.4	中緯度	の他	頁圧	大	気			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	·	•	47
	2.5	大気の	水平	☑運	動			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	57
	2.6	大気境	界層	ł		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	ı	•	63
3	. ジェ	ット気	流		•		-	-	-				•	-	-			-	-	-			-	-	-	-			-	65
	3.1	圏界面		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•			•	66
	3. 2	上部対	流圈	圏の	ジ	т	ッ	۲	気	流			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	67
	3.3	長波長	トラ	ラフ	• :	短	波	長	۲	ラ	フ			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	77
	3.4	ジェッ	トス	くト	IJ	<u> </u>	ク			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	ı	•	87
4	進地	衡風的	強制	训力	に	よ	3	鉛	直	運	動	ح	地	上	気	圧	変	化			-			•		-		•	•	92
	4. 1	準地衡	風近	f似			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	•			•							•	93
	4. 2	準地衡	風渦	ョ度	方	程:	式			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•			•	99
	4.3	準地衡	風オ	トメ	ガ	方	程	式	٤	傾	向	方	程	式			•	•	•	•	•	• •		•	•	•	•	•		102
	4.4	準地衡	風オ	トメ	ガ	方	程:	式	の	解	釈			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		108
	4.5	傾向方	程士	tの	解	釈			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		113
5	」温帯	话気圧						•				•		•	•												•	•		124
	5.1	温帯低	気日	Eの	役	割	ع	分	布				•	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		125
	5.2	温帯低	気日	E۰	前	線(の	概	念	Ŧ	デ	ル			•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		130
	5.3	温帯低	気日	Eの	発	生	•	発	達			•	•	•	•	•	•	•	•	•		•		•	•	•	•	•		134
	5.4	傾圧不	安定	E波	動	٤	L'	τ	の	温	帯	低	気	圧			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		141
	5.5	温帯低	気日	Eに	伴	う	雲	• [降	水	ກ	パ	۶.		ン	٤	コ	ン	べ	ヤ		べ	ル	ト			•			144
	5.6	2012 年	±4)	月 2	~	4 E	ЗC	の	氐	気」	Ŧ	事(列			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		152
6	前線	Į .							•												•									162
-	6.1	前線の	定事	会 戈		•		•		•		•	•	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•			•	•		163

	6.2	前線の強さの変化:運動学的前線強化 ・・・・・・・・・・	173
	6.3	前線付近の3次元運動:力学的前線強化 ・・・・・・・・・・	185
	6.4	アナフロント・カタフロント・スプリットフロント ・・・・・	195
	6.5	閉塞前線 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	200
	6.6	梅雨前線・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	207
	6. 7	大気の川(atmospheric river) ・・・・・・・・・・・・・	219
7.	台風	しとそれに関連する低緯度の気象現象 ・・・・・・・・・・・・	221
	7.1	熱帯低気圧・台風と日本 ・・・・・・・・・・・・・・・・	222
	7.2	成熟期の台風の構造 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	228
	7.3	成熟期の台風の強度変化と多重壁雲 ・・・・・・・・・・・・	235
	7.4	台風の発達メカニズム ・・・・・・・・・・・・・・・・	247
	7.5	熱帯低気圧発生の必要条件・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	250
	7.6	熱帯低気圧の発生に関連するといわれている低緯度の現象 ・・	253
	7.7	台風の移動・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	261
	7.8	台風の温帯低気圧化 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	266
8.	低気	、圧の多様性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	276
	8.1	低気圧・高気圧の構造の熱力学的特徴 ・・・・・・・・・・	277
	8. 2	上層寒冷低気圧 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	285
	8.3	急速に発達する温帯低気圧・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	290
	8.4	熱帯低気圧の温帯低気圧化 ・・・・・・・・・・・・・・・・	295
	8.5	ハイブリット低気圧・亜熱帯低気圧 ・・・・・・・・・・	298
	8.6	ポーラーロウと寒気の吹き出し ・・・・・・・・・・・・・	307
	8.7	梅雨前線上の小低気圧 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	316
9.	地衡	「風調節とメソスケール現象 ・・・・・・・・・・・・・・・・	319
	9.1	地衡風調節 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	320
	9.2	Cold-Air Damming (CAD)	326
	9.3	沿岸前線 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	337

1. 導入 1. 導入 扱う対象:総観規模の気象現象 ・中緯度では数日~1週間程度の天気変化が卓越することが多い。 この変化は、地上天気図・高層天気図上で中緯度において卓越 する数千kmスケールの変動によって支配される。 - 高気圧、低気圧、前線、 -トラフ、リッジ、ジェット気流 その図全体から読み取る=「総観」(syn-optic)

「低気圧とは・・・」「前線とは・・・」のように博物学的になりがちだが、力学に基づくことを意識する。

中緯度における予報の従来の主要な対象は、長い間、上記のスケールの現象であった。そのため、世界中で同時刻に観測が行われ、そのデータを収集して解析図を作成してきた。 近年は、ウィンドプロファイラや極軌道衛星など、連続的な観測データや観測領域が変化するデータも有効活用するために、4次元データ同化の手法の開発・改良が進んでいる。 しかし予報担当者の実況把握のために、定時の観測・解析の必要性はなくならない。

低気圧の概念モデルや前線構造の模式図などは、現象の直観的イメージ作りに役立つ。しかし現象の理解をそれのみに頼ると、典型的な現象以外はかえって理解が困難になる。予報 担当者は気象力学に基づき説明できる必要がある。

【用語について】

- 本書で用いる用語は、原則として、「気象庁が天気予報等で用いる予報用語(2024年3月現 在)」に基づく(https://www.jma.go.jp/jma/kishou/know/yougo_hp/mokuji.html)。
- 世界気象機関(WMO)による定義を示す箇所もあるが、気象庁における定義は基本的にそれと矛盾はないと考えられる。
- 本書の何か所かでは、アメリカ気象学会の用語集を参照している (https://glossary.ametsoc.org/wiki/Welcome)。これは行政的な定義ではなく、研究コミュニ ティでの定義として示す。アメリカ気象学会には、米国だけでなく世界中の指導的な気象学 研究者がかかわっているため、研究コミュニティでは事実上の世界標準と考えられている。
- さらに、米国海洋大気庁(NOAA)や米軍合同台風警報センター(JTWC)で用いている用語を 示す場合があるが、これらは地域差や機関による違いを示すことを目的としており、世界標 準であることを意図するものではない。



2016年4月7日0000UTC(0900JST)の地上天気図。中緯度では数千kmスケールで低気圧・高 気圧が並んでいる。

緯度1度≒111kmなので、緯度10度が約1000kmである。これは天気図を見る場合の物差しと してよく使う。船舶・航空向けの情報では距離の単位として海里(nautical mile)を使うこともし ばしばある。緯度1度=60海里、緯度1分=1海里 である。

速度の単位としては、ノット(knot、kt)を使うことがしばしばある。1 kt=1海里/1時間 である。 1 kt で1時間進むと、緯度1分の距離になる。

1 kt ≒1.9km/h なので、ノットから km/h への換算には2倍で近似できる。

1 kt ≒0.51m/s なので、ノットから m/s への換算には1/2で近似できる。

1970年代まで(ひまわり・アメダス以前)はテレビ等の一般向け「天気予報」で使われる資料は ほぼ地上天気図のみで、専門家でもほぼ地上・高層天気図のみだった。「天気図」とは言う が、実際には「天気」は記載されていないものが多い。 地上天気図=海面気圧・前線図

#総観気象学では擾乱(じょうらん)とは、主に低気圧や前線・メソ対流系など、スケールにか かわらず天気を悪くする現象について述べるときに使う。高気圧やリッジのように天気を回復さ せるものも含めて大気中の波動について述べるときに使う場合もある。

気象庁では「じょう乱」を解説用語としている。

本書では「擾乱」と書くことにする。



天気図では風向・風速を矢羽(wind barb)で表す。

風速はペナント・長矢羽・短矢羽の組み合わせで表現する。上記は国際式天気図記号で用いられる。それ以外の定義で表すこともしばしばあり、例えばアメダスの風分布を表すときには、 ペナント=10m/s、長矢羽=2m/s、短矢羽=1m/sなどのように表す場合等がある。定義を必 ず明記すること。

矢羽は観測地点から風上側に描画する。矢羽の長軸の向く方向(矢の飛ぶ方向)に風が吹く イメージである。ベクトルの矢印は風下側を指すように描くが、それとは逆の方角である。

風向を方位で表す際も風上側、すなわち「風の吹いてくる方向」で表す。気象学以外では運動の向かう方向を述べるのが一般的だが、気象学では逆なので注意。

例えば上の図では、(図の上を北として)「西南西の風」ということになる。これは「西南西の方 向から東北東の方向へ向かって吹く風」である。

これは日本語だけでなく、例えば英語でも同様で、風に関しては "west-southwesterly wind" というが、風以外の運動は "east-northeastward" になる。

#「やばね」の漢字表記は「矢羽根」と「矢羽」のどちらも使用されており、どちらかが正しいという決まりはない。

「天気図記入指針」(昭和56年9月2日気通第62号)や「気象庁天気図」(昭和33年~)では「矢 羽」とされている。

本書では「矢羽」を採用することにする。



2016年4月7日0000UTCの500hPaジオポテンシャル高度(実線)と気温(破線)。ジオポテンシャル高度については第2章参照。「高層天気図」は、通常、等圧面天気図を用いる。

この図では、中緯度では波数7程度の波動となっている。これは比較的波長が短く、速い速度で東進する。このため天気が短い周期で変化することになる。

これに対して、波数2~3程度の波長の長い波動が卓越すると、波動の移動が遅くなったり停 滞したりするために、天気の変化が遅くなる。波動の波長と移動速度の関係はロスビー波の 説明(第3章)を参照。

よく使用される天気図の高度(日本付近)と主な目的

・地上(=1000hPa): 低気圧や前線 ⇒ 悪天や風の流れを示唆する。

- 850hPa: ~1500m。下層だが境界層の上(海上・低地の場合)の高度で、地表面の影響は比較的小さいと考える。下層の風とそれによる水蒸気の流れの追跡、水平温度傾度(前線)と温度移流。
- 700hPa: ~3000m。500hPaと地上のほぼ中間。特に降水に関係する鉛直運動 と湿潤空気に着目する。
- 500hPa: ~5500m。対流圏のほぼ中間。トラフ・リッジの追跡。
- 300hPa: ~9000m。上部対流圏。ジェット気流、上層の寒気を監視する。
- 250hPa: ~10000m。上部対流圏。ジェット気流を監視する。
- 200hPa: ~12000m。上部対流圏。ジェット気流、圏界面を監視する。

・地上天気図と1000hPa等圧面天気図

地上天気図は地上観測所で観測して海面更正した気圧を使うので、データが比較的多く作成しやすい。等圧線は通常4hPaごと。

1000hPa等圧面天気図は、調査研究で地上天気図の代わりに使うことがある。上層の等圧 面解析とあわせて層厚などを解析するには、地上天気図より1000hPa等圧面の方が良いため。 ジオポテンシャル高度の等値線(等高線)は通常は30mごと。これが地上天気図の等圧線 4hPaごとに近似的に対応する(~0°Cの場合。前ページ参照)。

•500hPa、700hPa

500hPaは現実の地球大気の対流圏のほぼ中間の高度であるとともに、地上気圧≒1000hPa の中間、すなわち大気を質量で考えたときの中間の高度である。準地衡風渦度方程式やオメ ガ方程式を使って天気予報を行う際は、500hPaと地上(または1000hPa)のデータと、それらの ほぼ中間である700hPaの鉛直運動を関連付ける(第4章参照)。

500hPaは対流圏のほぼ中間の高度であるため、下層・上層と比較して水平発散(・収束)が 小さく渦度が保存されると考えられることがあった。トラフ・リッジの追跡に好適と考えられるの はその理由にもよる。実際には水平発散は必ずしも小さいわけではない。

•300~200hPa

ジェット気流は時・場所によって高度が異なるので、必要に応じて解析する高度も選択する。 一般予報では主に300hPa、航空気象では250・200hPaを必要に応じて使用する。

log(250hPa / 500hPa) = log(500hPa / 1000hPa)の関係から、調査研究において、 1000hPa~500hPaの層を対流圏下層とするときは、それに対応するように500hPa~250hPaの 層を対流圏上層とすることがある。



2016年4月7日0000UTCの高層天気図を以下に示す。

850hPa

ジオポテンシャル高度(実線)は60mごと。等温線(破線)は4月~11月は3℃ごと。12月~3月 は6℃ごと。

点彩域は湿数(気温と露点温度の差)が3℃未満の領域。

大陸上のハッチ部分は、地表面が通常850hPaより高い(すなわち850hPa面が山岳中になる) 領域を表す。

地上天気図で低気圧となっていた日本海では、この高度でも閉じた等高線として表されている。

日本の東海上の地上高気圧は、この高度ではリッジとなっている。また大陸の高気圧も、地上天気図と比較すると弱い高気圧に見える。

日本付近の等温線の間隔が特に狭いところ(前線帯)では、等高線の曲率が大きく、そこで 風向が大きく変化していることを示唆する(第6.1節)。

風矢羽は近似的には等高線に沿っており、地衡風近似で考えることができる(第2.2節)が、 等高線を横切る成分(非地衡風成分、第4.1節)も見られる。



700hPa

ジオポテンシャル高度は60mごと。等温線は6℃ごと。

この高度では日本海には等高線の閉じた低気圧は見られない。

高層天気図を等高度面でなく等圧面で作成してきたのには、以下のような理由がある。

【1】過去のラジオゾンデ観測では測器が気圧・気温(・湿度)のセンサーを持ち、気圧の観測 はできたが高度の観測はできず、高度データは気圧・気温等から測高公式(第2.4節の (2.4.1) 式)を用いて計算していたために誤差が大きかったことがある。

現在使われているGPSゾンデでは高度を含む3次元位置情報を取得できる。
 # GPSゾンデの中には気圧計を搭載していないものもある。それらは高度・気温等から測高
 公式を用いて気圧を求める。

【2】等圧面上の解析では大気密度(すなわち気団の気温差)に関係なく地衡風を考えること ができる(第2.2節の (2.2.3) 式)。



500hPa

ジオポテンシャル高度は60mごと。等温線は11月~4月は6℃ごと、5月~10月は3℃ごと。

この高度では850hPaで日本付近などに見られた前線帯や非地衡風成分はあまり顕著ではない。

【等圧面天気図でジオポテンシャル高度の等値線が60mごとである理由】

空気塊にかかる力のバランスを考えると、気圧差 Δp とジオポテンシャル高度の差 Δz は、密度 ρ と重力加速度gも使って以下のように関係づけられる(第2.1節の「静力学平衡(静水圧平衡) の式」(2.1.7)式参照)。

 $\Delta p = -\rho g \Delta z$

乾燥空気の状態方程式も使うと、 $|\Delta z| = (RT/gp)|\Delta p|$ となる(Rは乾燥大気の気体定数で、 287 J K⁻¹ kg⁻¹)。

0°C、1000hPa では、 Δp =4hPa が Δz =30m に概ね対応することになり、海面気圧4hPaごとの地 上天気図には、等高線30mごとの1000hPa が対応するものとなる。そして、そのように解析した 1000hPa天気図と、他の等圧面の天気図を使って温度場・層厚を考える(第2.4節参照)には、 他の等圧面の天気図も、等高線は30mごと(またはその倍数)で解析するのが好都合となる。



300hPa

ジオポテンシャル高度は120mごと。 強風軸(ジェット気流)の解析のために20ktごとの等風速線を破線で表している。 気温は6℃ごとの数字の羅列で示されている。

風矢羽には非地衡風成分が見られる。 等高線を横切る角度は小さいが、風速が大きいため、非地衡風成分は必ずしも小さくはない。

1.導入



250hPa

300hPaと表示要素は同じだが、風矢羽は30°N以南の解析値のみが記載されている。 航空気象には上空の風向風速が必要だが、低緯度では地衡風近似が成り立たないので、 等高線から風向風速が推定できないためである。

日本のはるか東のトラフでは、等高線の間隔が小さく、気圧傾度力が大きいが、トラフの底で 最も低気圧性曲率の大きいところでは、風速が相対的に小さくなっている。傾度風の関係により、低気圧性曲率が大きいところでは相対的に風速が小さくなることを反映している(第2.2節)。

1.導入



200hPa

250hPaと同様の要素に加え、細実線で、圏界面の高度(気圧、50hPaごと)を示している。 また強風軸の位置を矢羽付きの太矢印で表している。ただし、これは周辺と比較して風速の 大きい位置を機械的に結んだもので、風向は正確ではない。第3.2節「上部対流圏のジェット気 流」を参照。



140°E南北断面

140°E付近のゾンデ観測データを用いて南北断面としたもの。太破線は等風速線、細実線は気温、やや太い実線は温位である。

矢羽は水平風の風向で記載されている。例えば館野(47646)の地上風は南風である。上昇 流ではない。

図中では、安定層(気温の鉛直傾度が小さく、温位の鉛直傾度が大きい)が上空ほど北に傾いた前線層となっている。それと風速分布の関係に注意。

ゾンデ観測は、水平解像度は陸上でも数百kmと粗く、さらに海上ではほとんどデータがない。 このため観測値のみによる解析は容易ではない。

ただし、ゾンデ観測は鉛直方向には非常に解像度が高い。このことと、等温位面や前線面が 中緯度では斜めに傾く性質を考慮すると、水平方向も観測解像度より細かい現象の解析を行 うことが可能な場合がある。

1. 導入

STANDARD CROSS SECTION CHART THICK BROKEN LINES : ISOTACHS THICK SOLID LINES : ISENTROPES THIN SOLID LINES : ISOTHERMS PLOTTED VALUES : TEMP. T-TD (DEGREE.C) 20 KN0TSI 5 DEGREES AXJP130 K1000 FT METER FEET hPa ALONG 130E 070000Z APR 2016 18180 100 53084 28 16-410 380 Japan Meteorological Agency -50 15 -SYMBOL 💠 : TROPOPAUSE LEVEL SYMBOL 🗙 : MAX WIND LEVEL 370 360 X1000 hPa FT 14 -45 13608 150 44646 15D 350 13-40 12--12 11784 200 38661 200 3 11 --35 10363 250 33PP9 40.1 8 340 40.1 28 10-- 10 -37.1 29 120 35.3.22 9164 300 30066 -33.5.24 -30 300 3D 100 32.5 20 ⊮.1 ¶∏ 350 350 17.20 7185 400 23573 40D 17.0 Ş -12.9 <u>1</u>B 450 20 12.9 4 40 450 -10.9 1 20 20 -5.7 46 -6.5 36 5574 500 18287 500 100 5 550 -40 550 15 -1.1 18 4206 600 13799 600 20 0. 650 40 65D 7.014 70010 9.7 3012 700 9682 8 4 1 28 -3 5.0 20 750 60 75D 2 1949 800 6389 1457 850 4760 988 900 3241 950 17:0 18 8505 19:4 11 900 900 --5 1 -20 --1 3241 950 -111 1000-364 SYNOP DATA ‡⁹⁵⁰ ±_{MSI} MSL 8 933 5 064 11 w 061 11 048 23 048 +13. 28 A 8 24 119 21 A 8 24 24 14 47945 STATION 50774 31873 47041 47122 47138 54292 47807 47827 47909 25 YICHUN YANJI FUKUØKA **ØSAN** NAZE DAL 'NERECHENSK HAMHEUNG POHANG KAGØSHIMA MINAMIDAITØJIMA 130° E 2016年4月7日0000UTC

1. 導入

130°E南北断面

130°E付近のゾンデ観測データを用いて南北断面としたもの。

140°Eとも比較して、場所により風速極大の高度(*)が異なることに注意。

【総観気象学の参考書】

① Wallece, J. M. and P. V. Hobbs, 2006: Atmospheric Science: An Introductory Survey, Second Edition. Academic Press, 483pp.

気象学全般。大学理系学部レベル。

(2) Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

総観気象学、北米の天気解析・予報。大学院修士レベル。

③ Martin, J. E., 2006: Mid-Latitude Atmospheric Dynamics: A First Course. Wiley, 324pp. 総観気象学。大学院修士レベル。

(4) Carlson, T. N., 1991: Mid-latitude Weather Systems.

1998年にアメリカ気象学会から、2012年にPenn State University Pressから、リプリント版が発行 された。

総観気象学。大学院修士レベル。

#気象力学の参考書は「総観気象学理論編」で紹介している。

2.背景となる基礎理論

2. 背景となる基礎理論

2.1 座標系と方程式系

- 2.2 現象のスケールと地衡風・傾度風
- 2.3 大気の熱力学的性質
- 2.4 中緯度の傾圧大気
- 2.5 大気の水平運動
- 2.6 大気境界層

この章では、第3章以降を読むために必要な、大気力学や大気熱力学、境界層等の基礎を 確認しておく。

章全体の参考文献としては、主に、Lackmann (2011)を参照している。 力学に関しては必要に応じて「総観気象学理論編」も参考にしていただきたい。

(第2章全体の参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



ここでは、着目するスケールの現象を支配する方程式系と、それを記述するための座標系について確認する。

座標系は、基本的に直交座標系(カーテシアン座標系)で、鉛直座標を高度とするz座標系と、 気圧とするp座標系について扱う。

ー般にわかりやすいのは、鉛直座標系として上向きの距離zをとった「z座標系」であろう。東 向きにx座標、北向きにy座標を取る。x, y, z 方向の速度をそれぞれ u, v, w とする。この大気 の運動を (2.1.1) (2.1.2) 式のように2次元または3次元のベクトルで表す。

気象学では、鉛直座標として下向きに気圧を取った「p座標系」をよく用いる。この場合、鉛直 方向の速度としては、ω(オメガ)を用いる。「鉛直p速度」と呼ばれることも多い。これは下向き (下降流)が正である。

数式の導出の詳細については、「総観気象学 理論編」を参照していただきたい。

単位質量当たりの大気の運動方程式 (*z*座標系・・・等高度面上の運動) $\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + F_x \qquad (2.1.3)$ $\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_y \qquad (2.1.4)$ (2.1.3) (2.1.4) 武を2次元ベクトルで表すと $\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla_z p - fk \times V + F_r \qquad (2.1.5)$ $\nabla_z \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_z i + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)_z j \qquad (2.1.6)$

まず、*z*座標系での大気の水平運動に関する運動方程式を示す。 ρ は大気密度で、*f* はコリオリパラメータである。 $f = 2\Omega \sin \varphi$ Ω :地球の自転角速度、 φ :緯度 中緯度では *f* ~ 10⁻⁴ s⁻¹ 程度の値である。

(2.1.3) (2.1.4) (2.1.5) 式の左辺は加速度、右辺第1項は気圧傾度力、第2項はコリオリカ、第3 項は摩擦力を表す。そしてそれぞれの式は「空気塊の加速度は、気圧傾度力・コリオリカ・摩 擦力の合力により生じる」ことを表す。

これらの式で、定常状態(=時間変化なし=加速度なし)で摩擦なしの場合は、地衡風バランスを表すことになる(第2.2節)。

このページの運動方程式は、一見、流体力学の基礎的な運動方程式に「見かけの力」である コリオリカが加わっただけに見えるが、厳密には、自転する地球上の空気塊の運動を表す運 動方程式を変形していくことによって導出される。「総観気象学 理論編」第1章~第2章を参照。

静力学平衡(静水圧平衡)の式



乾燥大気の状態方程式は $p = \rho R_d T_v$ である。(g:重力加速度) R_d は乾燥大気の気体定数(287 J K⁻¹ kg⁻¹)である。

仮温度 T_v は、混合比q(>0)の湿潤空気と同じ気圧・密度を持った乾燥空気(混合比0)が持つべき温度である。

$$T_v = T(1 + 0.61q)$$

比湿 q は 10⁻³ g g⁻¹ = 1 g kg⁻¹ 程度の大きさなので、仮温度は気温で近似できる。
仮温度と気温の関係は第2.3節の断熱図も参照。

なお、前ページの水平方向の運動方程式に対して、鉛直方向の運動方程式は、次のように 書ける(第2.2節の (2.2.9) 式)。

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + fu\cot\varphi - g + F_z$$

総観規模現象では、右辺第1項(気圧傾度力)と第3項(重力)が相対的に大きく、他の項は無 視できる大きさであるため、静力学平衡にあると近似的に言える(第2.2節)。

ジオポテンシャルとジオポテンシャル高度

ジオポテンシャル:ジオイド面(ほぼ平均海面)を基準とした重カポテンシャル $\Phi(z) \equiv \int_0^z g dz'$ ^(2.1.9) **ジオポテンシャル高度**:ジオポテンシャルをジオイド面での標準重力加速度 g_0 で割った値($g_0 = 9.80665 \text{ m s}^{-2}$)

$$Z \equiv \frac{\Phi(z)}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz'$$
 (2.1.10)

ジオポテンシャルと気圧の関係 (静力学平衡近似を用いている)

$$d\Phi = gdz \approx -\frac{1}{\rho}dp \qquad (2.1.11)$$

重力加速度gは高度によって変化する。

気象学で等圧面などの高度を表す際には、ジオポテンシャル高度(単位 geopotential meter : gpm)を用いる。単に高度(m)とすることも多い。

静力学平衡近似(静水圧平衡近似)は、「大気に鉛直方向にかかる力のバランスが取れていて、静力学平衡(静水圧平衡。(2.1.8) 式の関係)が成り立っている」と近似することである。

単位質量当たりの大気の運動方程式 (p座標系・・・等圧面上の運動) $\frac{du}{dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv + F_x \qquad (2.1.12)$ $\frac{dv}{dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu + F_y \qquad (2.1.13)$ べクトル表記では $\frac{dV}{dt} = -\nabla_p \Phi - fk \times V + F_r \qquad (2.1.14)$ $\nabla_p \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_p i + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)_p j \qquad (2.1.15)$

p 座標系では、*z*座標系の運動方程式にあったρ(大気密度) が消えて、簡単になっている。

z座標系の運動方程式 (2.1.3) (2.1.4) (2.1.5) 式をp座標系に変換すると、(2.1.12) ~ (2.1.14) 式の形になる。気圧傾度力の項は、ジオポテンシャル(またはジオポテンシャル高度)で表され る。

【座標変換】

任意のスカラー量 ψ の、z系からp系への変換(「総観気象学 理論編」第2.4.2項) 鉛直傾度 $\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \psi}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \frac{\partial \psi}{\partial p}$ (2.1.A1) 水平傾度 $\nabla_z \psi = \nabla_p \psi - \frac{\partial \psi}{\partial z} \nabla_p Z = \nabla_p \psi + \rho g \frac{\partial \psi}{\partial p} \nabla_p Z$ (2.1.A2) (2.1.A2) 式で $\psi = p$ とすれば、 $\nabla_p p = 0$ で $\nabla_z p = \rho g \nabla_p Z = \rho \nabla_p \Phi$ (2.1.A3) これにより、運動方程式 (2.1.5)の水平気圧傾度力項が座標変換される。

時間変化の表現(時間微分)

ある固定した場所における時間変化を表す微分(その場所の空気は入れ替わりうる) д at ある空気塊に固定した(場所は固定しない)時間変化 $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_z + w \frac{\partial}{\partial z}$ (2.1.16)2座標系 $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_p + \omega \frac{\partial}{\partial p}$ p座標系 (2.1.17)例えば、気温Tに(2.1.17)式を適用して、ある場所の気温の変化は次のように表される。 d $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dT}{dt} - \mathbf{V} \cdot \nabla_p T - \omega \frac{\partial T}{\partial p}$ (2.1.18)dt 空気塊に固定 дt 水平・鉛直移流項(負号に注意) 場所に固定

これまで、運動方程式等では、空気塊の運動を考えていた。この空気塊は運動すると別の場所へ移動する。

気象学では、実際には、空気塊の変化よりも特定の場所の状態の変化を考えることが必要になることが多い。この場合の時間変化は $\partial/\partial t$ を用いて表す。

これと、移動する空気塊の時間変化 d/dt とは、(2.1.16) (2.1.17) 式により関連付けられる。

(2.1.18) 式の解釈:

左辺: ある場所の気温変化

右辺第1項: 空気塊の気温変化

(気圧の変化による断熱膨張・圧縮に伴う気温変化、及び、非断熱過程による変化) 右辺第2項: 水平移流項(その場所に出入りする空気による変化)

右辺第3項: 鉛直移流項(同上)

つまり、ある場所の気温変化は、そこの空気塊自体の気温変化と、そこに流入・流出する空気 による気温変化の和として説明される。

【注意】移流項は負号がつく。第2.4節で再度説明する。

水平風速*u*, *v*, *w* は空気塊の*x*, *y*, *z*方向の座標の時間変化なので、

 $u \equiv dx/dt$, $v \equiv dy/dt$, $w \equiv dz/dt$

またp座標系の鉛直速度ωは $\omega \equiv dp/dt$ と定義される。

質量保存則:連続の式

z座標系では $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho v) \qquad (2.1.19)$ $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\nabla \cdot v = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)_{z} - \frac{\partial w}{\partial z} \qquad (2.1.20)$ $t=t = \nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k \qquad (2.1.21)$ $v = ui + vj + wk \qquad (2.1.2)$ p座標系では $\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)_{z} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \qquad (2.1.22)$

等圧面上で水平発散・収束(第2.5節)があると、関連して鉛直運動が存在する。

(2.1.19) 式: ある場所の単位体積当たりの質量の変化は、3次元の質量収束で表される。

(2.1.20) 式: 空気塊の密度変化は、3次元の(風の)収束で表される。

(2.1.21) 式:3次元の勾配。

(2.1.22) 式: p座標系では連続の式には、密度ρと時間変化項を含まない、3次元発散のみの 簡単な形になる。

添え字のpは、等圧面上の変化であることを表す。

p座標系で扱うと、z座標系と比較して、運動方程式と連続の式から密度 pが消え簡単になる。

(2.1.22) 式の導出:

3辺の長さがそれぞれ δx , δy , δz の空気塊を考える。体積は $\delta V = \delta x \delta y \delta z$ である。 静力学平衡の式より、 $\delta p = -\rho g \delta z$ なので、 $\delta V = -\delta x \delta y \delta p / (\rho g)$ 、質量は $\delta M = \rho \delta x \delta y \delta z = -\delta x \delta y \delta p / g$ である。

運動する空気塊の質量が保存されるとは、 $\frac{d}{dt}(\delta M) = -\frac{d}{dt}\left(\frac{\delta x \delta y \delta p}{g}\right) = 0$ (2.1.A4) 変形して、 $\delta y \delta p \frac{d}{dt}(\delta x) + \delta x \delta p \frac{d}{dt}(\delta y) + \delta x \delta y \frac{d}{dt}(\delta p) = 0$ (2.1.A5) 「p座標系での体積」 $\delta x \delta y \delta p$ で割ると、 $\frac{1}{\delta x} \frac{d}{dt}(\delta x) + \frac{1}{\delta y} \frac{d}{dt}(\delta y) + \frac{1}{\delta p} \frac{d}{dt}(\delta p) = 0$ (2.1.A6) ここで、線分の長さ δx の時間変化はその線分の両端の速度の差なので、 $\frac{d}{dt}(\delta x) = \delta u$ *yとv、zとw*についても同様に考えると (2.1.6A) 式は $\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta \omega}{\delta p} = 0$ (2.1.A7) ここで $\delta x, \delta y, \delta z \rightarrow 0$ とすると (2.1.22) 式となる。

座標系と方程式系のまとめ

- 気象学で大気の運動を表す場合、鉛直方向の座標系として気圧を用いることがしばしばある(p座標系)。これは下向きが正である。
- p座標系を用いる場合、鉛直運動はオメガ(ω、鉛直p速度、 単位は hPa hour⁻¹ など)で表す。これも下向き(下降流)が 正である。

 ・p座標系が便利なのは、密度を考えなくても良くなるため。
 ただしz座標系からの変換に静力学平衡近似を用いている。
 これは総観規模以上のスケールで成り立つ。

-メソ気象では静力学平衡からのズレが重要なので、z座標系(上向 きが正)を使うことが多い。その場合の鉛直運動は上向きが正で、 単位はm s⁻¹である。

【p座標系とz座標系における鉛直速度の関係】

p座標系の鉛直p速度ωは、静力学平衡の式も使うと、

$$\omega \equiv dp/dt = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{dz}{dt} \approx -\rho g w$$

と表せる。

下層の大気密度は1 kg m⁻³ 程度なので、FAX図で鉛直p速度が36 hPa/H (= 1 Pa s⁻¹。ここでの Hはhour) の場合には z座標系では鉛直速度 0.1 m s⁻¹程度である。総観規模現象に関連して 生じる鉛直速度の典型的な値は0.01 m s⁻¹のオーダーである(第2.2節参照)ことと比較すると、 FAX図で鉛直p速度が100 hPa/H程度以上となるのはメソスケール現象によるものであることが 示唆される。

2.2 現象のスケールと地衡風・傾度風

スケール分類	水平スケール	時間スケール
惑星スケール	> 6000 km	>1週間
総観スケール	1000 ~ 6000 km	1日~1週間
メソスケール	1 ~ 1000 km	1時間~1日
マイクロスケール	< 1 km	<1時間

この表はLackmann (2011) による。文献により異なることがあるが、一般に、 総観スケールは数千kmスケール程度(1000kmのオーダー)の現象を指す。

複雑な運動方程式を、扱う現象のスケールに応じて簡略化したい。このよう なときはスケールアナリシスを行い、無視できる要素があるか検討する。

この節では、着目するスケールの現象を支配する方程式系や、それを簡略化できる近似の 背景について確認する。スケールにより大気の運動の性質が異なることを利用して、近似を行 い、考えやすくする。

第1章で見たように、中緯度における温帯低気圧と高気圧は典型的には数千kmの水平スケールであり、それを総観スケールと呼ぶ。

- 惑星スケール現象は、総観スケールの現象を考える際にはその現象の背景にあり変動の ゆっくりな「環境場」として考えることになる。
- メソスケール現象は、総観スケールの現象を考える際には小さすぎてノイズ的な現象として 無視することになる。

総観スケールは「1000kmのオーダー」のように呼ばれることが多い。オーダーとは一般に 「桁」のことであり、惑星スケールやメソスケール等は「オーダーが違う」ということになる。 例えば「オーダーが2違う」と言った場合は、100倍、または1/100程度の大きさであることを意 味する。

アメリカ気象学会の用語集では、synoptic scale は「数百km~数千kmで、移動性高気圧や前線性低気圧のスケール」とされていて、上の表よりやや小さいスケールも含められている。

(参考文献)

American Meteorological Society, 2024: Glossary of Meteorology. https://glossary.ametsoc.org/wiki/Synoptic_scale(2024.8.15最終閲覧)

参考: Orlanski (1975) (こよる大気の運動のスケール	レ
-----------------------	---------------	---

スケール分類	水平スケール	時間スケール	擾乱の例
マクロαスケール	> 10,000km	≳1日(※)	超長波、潮汐波
マクロβスケール	2,000~ 10,000km	1日~1か月	傾圧波
メソαスケール	200 ~ 2,000km	1日~数日	前線、熱帯低気圧
メソβスケール	20 ~ 200km	数時間~1日	スコールライン
メソγスケール	2 ~ 20km	1時間以下~ 数時間	積乱雲群 (マルチセル)
マイクロαスケール	200m~2km	数分~1時間	竜巻·積雲
マイクロβスケール	20 ~ 200m	1分程度	つむじ風
マイクロγスケール	2 ~ 20m	1秒~1分	乱流

スケールの分類は、文献により、やや異なる名称等を用いることがある。

この表は日本でメソスケール現象の議論の際によく使われるOrlanski (1975) の分類である。 総観気象学で主として扱われる傾圧波動は、ここではマクロβスケールの小さい方に入る。 前線や熱帯低気圧はメソαスケール、超長波はマクロαスケールに分類されている。 ただし、マクロ(α・β)スケールという言葉は現在はあまり使われない。

また上の表には総観スケール(総観規模)という言葉がないが、Orlanski (1975) では半日~2 週間程度の時間スケールを "synoptic and planetary scale" としており、この表のマクロβスケー ルからメソβスケールまでを含めることになる。

しかし前ページに書いたように、総観スケールは通常は数千km程度、やや広げる場合でも 数百km程度のスケールまでで、この表ではマクロβ~メソαスケールが該当すると考えられる。

(※)マクロαスケールには潮汐波が含まれるので、時間スケールの下限は1日程度とされる。

(参考文献)

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

中緯度総観規模現象の代表的スケール

物理量	大きさ	説明
L	1000 km = 10 ⁶ m	水平スケール
Н	10 km = 10 ⁴ m	鉛直スケール
U	10 m s ⁻¹	水平速度のスケール
W	10 ⁻² m s ⁻¹	鉛直速度のスケール
ρ	1 kg m ⁻³	中下層大気の密度
f	10 ⁻⁴ s ⁻¹	コリオリパラメータ
- ~ 7 -		

このスケールの現象の時間スケール T は

 $T \sim L/U \sim 10^5 \text{ s} \sim 1 \Theta$

総観規模現象の代表的な水平スケールLは、1000kmのオーダーであり、鉛直スケールHは、 対流圏の厚さ(高さ)で、中緯度では約10kmと考える。

ここで、鉛直速度のスケールWが 0.01m s⁻¹、すなわち 1cm s⁻¹ 程度であることに注意。非常に小さい値である。

「低気圧に伴う上昇流」といっても、低気圧のスケール全体でゾンデ観測のバルーンが上昇する際のような速度(~1 m s⁻¹)の鉛直運動が生じているわけではない。

これに対して、前線に伴う大規模な傾斜した上昇流・下降流は10cm s⁻¹(0.1m s⁻¹)のオーダー、 活発な対流内では鉛直運動は数m s⁻¹以上となりうる。本節末を参照。

中緯度総観規模現象の水平運動のスケールと地衡風
運動方程式 $\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla_z p - f\mathbf{k} \times \mathbf{V} + \mathbf{F}_r$ (2.1.5) (水平成分、z系)
加速度 気圧傾度力 コリオリカ 摩擦力
各項のスケールを比較する。
加速度項 $\left \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right \sim \frac{U}{L/U} \sim \frac{U^2}{L}$ コリオリカ $ -f\mathbf{k} \times \mathbf{V} \sim fU$
<u>加速度項</u> $\sim \frac{U^2/L}{fU} \sim \frac{U}{fL} \equiv Ro$ (2.2.1) $Ro: \Box A E - 数$
中緯度の総観規模現象ではRo ~0.1 程度
→ 地衡風近似(<i>z</i> 座標系) $V_g \equiv \frac{1}{f\rho} \mathbf{k} \times \nabla_z p$ (2.2.2)
$\mathbf{v}_g = \frac{1}{f\rho} \mathbf{k} \times \mathbf{v}_z \rho (2.2.2)$

水平運動に関する運動方程式 (2.1.5) には項が4個あり、全部を考えると複雑な運動になる。 しかし相対的に小さく無視できる項があるのであれば、相対的に大きな項のみを考慮すること で、単純化することができる。

総観規模程度の現象では、気圧傾度力は無視できず、逆に摩擦力は小さく無視できると考えられるので、加速度項及びコリオリ項の大きさを比較する。その指標として、ロスビー数Roを 導入する。これが1より十分に小さいとコリオリカに対して加速度項が無視でき、水平風が (2.2.2) 式の地衡風(geostrophic wind)Vgで近似できることを意味する。つまり、Roは、運動が 地衡風的か否かの度合いを表す。Ro が小さいほどコリオリカの寄与が大きく地衡風的である。

中緯度の総観規模現象ではRo~0.1 程度なので、コリオリカが気圧傾度力とほぼ釣り合う 地衡風近似が成り立つと考えることができる。

これに対して、中緯度の前線帯は、典型的には、長さ方向は1000kmスケールだが、幅方向 は100kmスケール(又はそれ以下)で、前線を横切る方向では地衡風近似が成り立たなくなる。

台風では風速が大きく水平スケールが小さいため、Roの値が大きく、地衡風近似が成り立たない。

また低緯度では f の値も異なる。第7章を参照。



p座標系の運動方程式

 $\frac{dV}{dt} = -\nabla_p \Phi - f \mathbf{k} \times \mathbf{V} + \mathbf{F}_r \quad (2.1.14)$

において、左辺(加速度項)と右辺第3項(摩擦項)が相対的に小さく無視できる場合、地衡風 バランスにあるという。その場合の速度ベクトル V_g が (2.2.3) 式で表される。なお、(2.1.10) 式よ り、ジオポテンシャルΦとジオポテンシャル高度Zの関係は Φ = g_0Z であり、gは厳密には高度 (地球中心からの距離)により変化するが定数 g_0 と同じとしている。

これは、等圧面高度(ジオポテンシャル)の高い側から低い側へ向かう気圧傾度力と、それと 逆向きのコリオリカのバランスによる。

地衡風はバランスした状態で生じることになる、ある意味仮想的な風であり、現実の風はい ろいろな要因によりずれが生じる。

(2.2.3) 式より、同じ緯度(fの値が同じ)である場合、気圧座標系での地衡風ベクトルの大き さはジオポテンシャル高度の傾度の大きさだけで決まる。これは異なる等圧面を比較する場合 でも成り立つ。このことはあとで温度風を考える際に重要である。

北半球ではf > 0、南半球はf < 0であるため、地衡風ベクトルの向きと等圧面の傾きの関係は北半球と南半球とでは逆になる。

南半球では地衡風ベクトルは等圧面高度の高い側を左とする方向を向く。図中の矢羽の向きにも注意。

自然座標系と傾度風

自然座標系(北半球、f > 0):

- ・単位ベクトル s: 地衡風に沿った方向(等圧面上でジオポテン シャル高度の等値線沿い).。この定義より $\partial Z/\partial s = 0$ 。
- 単位ベクトル n: s に直交し左向き。北半球では n は低高度側
 を向くことになり、∂Z/∂n < 0。

流れの曲率半径を R_c 、低気圧曲率の場合 $R_c > 0$ とする。 力のつり合いの式は



地衡風はまっすぐな流れを想定するが、流れが曲率を持つ場合も含めて考えるために、便宜 的な座標軸と単位ベクトルを上記のように取る。

流れの曲率が大きい場合は、向心加速度(見かけの力としては遠心力)がやや大きくなる。 ロスビー数の定義 (2.2.1) 式で水平スケールとして曲率半径 |R_c|、加速度として向心加速度を 適用すると、

 $Ro = U/(f|R_c|)$

となる。中緯度で風速が 10m s⁻¹ 程度なら曲率半径が100km のオーダーの場合に Ro~1 となり、そのときの流れは地衡風で近似できないことがわかる。

(2.2.4) 式は流れに垂直な方向の力のつり合いの式で、摩擦力は無視し、左辺第1項に加速 度として向心加速度(遠心力)を用いている。左辺第2項はコリオリカである。また右辺は気圧 傾度力で本来は $-g \partial Z / \partial n$ だが、 $\partial Z / \partial n < 0$ のためわかりやすくするために絶対値を取り、 コリオリカと気圧傾度力が逆向きであることを示している。この式の解である V_{gr} が傾度風 (gradient wind)で、曲率のある流れでは現実の風は一般に地衡風よりも傾度風の方に近い。

図中ではトラフとリッジでは気圧傾度力(PGF)は等しいが遠心力(Ce)の向きが逆で、バラン スするにはコリオリカがトラフでは小さく、リッジでは大きくなる必要がある。それに対応して傾 度風速はトラフで小さく、リッジで大きくなる(次ページ参照)。 傾度風と地衡風の比較

傾度風バランス $\frac{V_{gr}^2}{R_c} + fV_{gr} = g \left| \frac{\partial Z}{\partial n} \right|$ (2.2.4)

遠心力が無視できる場合:地衡風 $V_g = -\frac{g}{f}\frac{\partial Z}{\partial n} = \frac{g}{f}\left|\frac{\partial Z}{\partial n}\right|$ (2.2.5)

これらより
$$V_{gr} + \frac{V_{gr}^2}{fR_c} = V_g$$
 (2.2.6)

低気圧性曲率では $R_c > 0$ なので、 $V_{gr} < V_g$ 高気圧性曲率では $R_c < 0$ なので、 $V_{ar} > V_q$

現実の風速は地衡風より傾度風に近い。 低気圧・トラフでは傾度風速は地衡風速より小さい。 高気圧・リッジでは傾度風速は地衡風速より大きい。

傾度風と地衡風の関係を改めて示した (2.2.6) 式より、 R_c の符号、すなわち流れの曲率が低気圧性か高気圧性かによって、傾度風が地衡風より大きいか小さいかが決まることがわかる。 またまっすぐな流れの場合は $|R_c| \rightarrow \infty$ のため $V_{ar} = V_a$ であることもわかる。

高気圧・リッジでは傾度風速が地衡風より大きいので、一般に現実の風速も地衡風より大きくなる傾向がある。ただし次ページで説明するように、高気圧・リッジでは水平気圧傾度に上限があるので、傾度風速にも上限があり、高気圧の発達によって暴風が生じることはない。

低気圧・トラフでは傾度風速が地衡風より小さいが、水平気圧傾度は限界なく大きくなりうるので、傾度風速も上限はない。このため低気圧の発達に伴って暴風が生じることがある。

(2.2.6) 式を変形すると、 $V_g/V_{gr} = 1 + V_{gr}/(fR_c)$ と書くことができる。この式の右辺第2項の絶対値がロスビー数 Roであることから、Ro $\gtrsim 1$ の場合は $V_{gr} \approx V_g$ と言えなくなり、地衡風近似が成り立たないことがわかる。

300~200hPaのFAX天気図(第1章などを参照)では等風速線が描画されており、トラフで低 気圧性曲率の最も大きいところでは風速が周囲より小さいことがしばしばある。これは低気圧 性曲率が大きい(曲率半径は正で小さい)ところでは実際の風速(傾度風速に近い)が相対的 に小さくなるためである。

地衡風よりも風速が大きいことを超地衡風(super-geostrophic)、地衡風よりも風が弱いことを亜地衡風(sub-geostrophic)ということがある。

低気圧(トラフ)・高気圧(リッジ)と傾度風

傾度風バランス $\frac{V_{gr}^2}{R_c} + fV_{gr} = g \left| \frac{\partial Z}{\partial n} \right|$ (2.2.4)

総観規模で通常観測される低気圧(トラフ)・高気圧(リッジ)では

低気圧
$$V_{gr} = -\frac{f|R_c|}{2} + \sqrt{\frac{f^2 R_c^2}{4} + g|R_c|} \left|\frac{\partial Z}{\partial n}\right|$$
 (2.2.7)

高気圧
$$V_{gr} = \frac{f|R_c|}{2} - \sqrt{\frac{f^2 R_c^2}{4} - g|R_c|} \left|\frac{\partial Z}{\partial n}\right|$$
 (2.2.8)

低気圧・トラフでは気圧傾度と傾度風速は限界なく大きくなりうる。 高気圧・リッジでは気圧傾度と傾度風速には上限がある。

(2.2.4) 式は V_{gr} の2次式なので、解としては根号(v)の前の符号が±となる2種類が得られる が、ここでは自然座標系の定義より $V_{gr} \ge 0$ のため、総観規模の低気圧・高気圧では (2.2.7) 式及び (2.2.8) 式のようになる(詳細は「総観気象学 理論編」第3.1節参照)。高気圧では曲率 $R_c < 0$ であるので、ここではわかりやすくなるよう高気圧では $R_c = -|R_c|$ 、低気圧では $R_c =$ $|R_c|$ とした。

(2.2.7) 式では根号の中は常に正なので、低気圧・トラフの気圧傾度 |*∂Z/∂n*| には上限はなく、 傾度風速も限界なく大きくなりうる。このため低気圧の発達により暴風が吹くことがある。

(2.2.8) 式では根号の中が負にならないためには、|*∂Z/∂n*| に上限がある。すなわち、高気 圧・リッジの気圧傾度とそれに伴う傾度風は、際限なく強まることはできない。これにより高気 圧で暴風が吹くことはない。

高気圧の気圧傾度の取りうる範囲は $0 \leq |\partial Z/\partial n| < f^2 |R_c|/4g$ であるため、曲率半径 $|R_c|$ が小さいと気圧傾度の上限も小さくなる。すなわち、高気圧の中心付近では気圧分布は なだらかになる。このため、高気圧の中心付近で風が強まることはなく、強い風が吹くことがあ るとすれば高気圧の縁辺部である。
中緯度総観規模現象における鉛直運動のスケール

運動方程式 $\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - fu \cot \varphi - g + F_z$ (2.2.9) 鉛直加速度 気圧傾度 コリオリカ 重力 摩擦力 10^{-7} m s^{-2} 力(鉛直) (φ lは緯度) 10 m s^{-2} 10^{-4} m s^{-2}

小さい項を無視すると、残るのは右辺第1項と第3項で、これは 静力学平衡の式 (2.1.8) となる。

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

静力学的バランスにある大気を仮定しても、鉛直運動のない大気を仮定したことにはならない。小さいが鉛直運動は生じうる。

前に水平運動に関して行ったのと同様、鉛直方向の運動方程式の各項を比較してみる。総観規模現象では、気圧傾度力と重力の項が圧倒的に大きい。

鉛直加速度の項がそれに匹敵するぐらい大きくなるのは、対流の場合で、それはスケール (水平・時間)が小さい場合である。

ここで考える総観規模現象では、鉛直方向には気圧傾度力と重力がつりあう状態(静力学平 衡)と考えてよいが、w = 0 にならなければならないわけではなく、小さい鉛直運動が生じることはできる。

【連続の式のスケールアナリシス】

z座標系の連続の式

 $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.1.20)$

において、右辺第1項(水平発散項)のスケールは U/L~10⁵ s⁻¹、右辺第2項(鉛直発散項)は W/H~10⁻⁶ s⁻¹ と考えると、連続の式からも鉛直速度wに関する項が消去されてしまう。これで は水平運動と鉛直運動が関係づけられないことになってしまう。

実際には、地衡風成分の水平発散はほぼ0なので、水平発散項の大きさを見積もる際の水 平風は非地衡風(ageostrophic wind)成分を考えるべきである(後出の第4.1節を参照)。非地 衡風のスケールは $U_a \sim 1 \text{m s}^{-1}$ なので、 $U_a/L \sim 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ となり、鉛直発散項のスケール W/H~10⁻⁶ s⁻¹と同程度ということが示される。

様々なスケールの現象に対応した鉛直運動



現象のスケールにより支配する力学が異なり、それにより生じる運動も異なる。本書では基本的に準地衡風近似(第4章)を用いるが、この近似の適用範囲に注意する必要がある。

図は寒冷前線の断面の模式図だが、そこには異なるスケールの現象(運動)が含まれている。

- 本書で主対象としている総観規模現象は1000km程度の水平スケールで、0.01 m s¹の オーダーの鉛直運動を伴う。それは準地衡風近似の方程式系で説明することができる。た だし、それで説明できる運動は、上の図中には明示されていない。総観規模の前線(第6 章)は、長さ方向は総観規模だが、幅方向は次の②のスケールのため、準地衡風近似の 適用はあくまでも1次近似である。本書第6章ではこの近似でメカニズムを説明する。
- ② 前線面に沿った斜向上昇/下降運動。鉛直運動は0.1 m s⁻¹ (10 cm s⁻¹)のオーダー。その 水平スケールは前線帯の幅である100km程度。応用編第7章で、前線を横切る方向の非 地衡風運動を考慮した、地衡風運動量近似の方程式系で説明する。
- ③ 寒冷前線の先端の鉛直対流。1 m s⁻¹ 以上の大きな上昇流が生じている。その幅は数km 程度。重力流(密度流)の力学で説明できる。メソスケール気象学の教科書(例えば加藤 2017)を参照。

(図の出典)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.

加藤輝之, 2017: 中小規模気象学. 気象庁, 136pp.

2.3 大気の熱力学的性質

内容

- 熱力学方程式(熱力学第一法則)
- 鉛直安定性
- ・エマグラム
- 逆転層の種類

考え方

- ・メソ気象では、エマグラムで表された環境場の鉛直安定度の中で、空気
 塊の運動により何が起こるかを考える。
- 総観気象では、エマグラムで表された環境場の鉛直安定度が、どのよう な大規模運動で生じたかを考える。
 - 鉛直運動があるとすれば乾燥断熱運動か湿潤断熱運動のどちらかが生じている 可能性を推測できることがある。
 - エマグラムで表されるのは特定の時刻の1地点のプロファイルだが、周囲の環境 を代表していると仮定する。

第2.1節と第2.2節では運動方程式から総観スケールの現象の特徴を見ることを目指した。 しかし、大気の運動を表すには、運動方程式だけでなく、大気の熱力学的変化を表す式が必 要である。

この節では熱力学方程式(熱力学第1法則)を確認し、またエマグラムに表される特徴について述べる。

(注意)気体の状態方程式を考える際に、通常は「体積」を用いることが多いが、気象学では大 気の体積を観測することはほとんどないため、単位質量当たりの体積である「比容」(密度の 逆数)α = 1/ρを用いることが多い。

(大気熱力学等に関する参考書)

浅井冨雄, 武田喬男, 木村竜二, 1981: 雲や降水を伴う空気. 東京大学出版会, 249pp.

加藤輝之, 2022: 集中豪雨と線状降水帯. 朝倉書店, 157pp.

水野量, 2000: 雲と雨の気象学. 朝倉書店, 196pp.

Rogers, R. R. and M. K. Yau, 1989: A Short Course of Cloud Physics. Pergamon Press, 293pp. 吉崎正憲, 加藤輝之, 2007: 豪雨・豪雪の気象学. 朝倉書店, 187pp.

熱力学方程式(熱力学第一法則)

熱力学第一法則は「大気に与えられた熱 ΔQ は、内部エネルギー ΔU と 仕事 ΔW に変換される」ことを表す。

 $\Delta Q = \Delta U + \Delta W = C_v \Delta T + p \Delta \alpha \qquad (2.3.1)$

 $\Delta Q = C_p \Delta T - \alpha \Delta p = C_p \Delta T + g \Delta z \quad (2.3.2)$

 C_v 、 C_p はそれぞれ定積・定圧比熱、 α は比容($\alpha = 1/\rho$) 非断熱加熱の加熱率を I = dQ/dtとすると、(2.3.2)式から

$$\frac{dT}{dt} - \frac{1}{C_p \rho} \frac{dp}{dt} = \frac{J}{C_p}$$
(2.3.3)

ここから、熱力学方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla_{p} T + \left(\frac{R_{d} T_{v}}{C_{p} p} - \frac{\partial T}{\partial p}\right) \omega + \frac{J}{C_{p}}$$
(2.3.4)

なお、断熱の場合、(2.3.2) 式より $-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{C_p} \equiv \Gamma_d$ (2.3.5) (乾燥断熱減率)

(2.3.1) 式の意味は、「大気に与えられた熱は、内部エネルギーと仕事になる」である。

(2.3.2) 式では、大気に与えられた熱が、エンタルピー(最右辺第1項)と位置エネルギー(最 右辺第2項)の変化となることを表す。

上の2式は静力学平衡の式 $\Delta p/\Delta z = -\rho g$ 、及び、マイヤーの関係式 $C_p = C_v + R_d$ で関連付けられる。 R_d は乾燥大気の気体定数。

【演習課題】

(2.3.4) 式と(2.1.18) 式を比較しながら、ある地点の気温の変化が何によって生じるのか説明 せよ。



湿潤断熱減率Гmは、暖かい下層空気では4℃ km⁻¹、中層では6~7℃ km⁻¹程度である。

② 飽和(湿潤)中立の気温分布が観測され、飽和している場合は、よく鉛直混合している状態であると考えられる。湿潤対流が生じたあとの状態であることを示唆する。

④ 乾燥中立の気温分布が観測された場合は、何らかの鉛直運動(大規模な強い下降運動、 または対流混合)があって、未飽和で鉛直方向に一様になった状態であることを示唆する。

⑤ 絶対不安定の気温分布は、すぐに対流混合が生じるためにめったに観測されないと考えられるが、晴天で地面が日射により強く暖められた際や、冬季に暖かい日本海上に大陸から強い寒気が吹き出した際に、下層で観測されることがある。

温位

大気が断熱的に基準気圧p₀(多くは1000hPa) に圧縮(又は膨張)したときの気温を、温位とい う。これは断熱で保存される。

 $\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}}$ (2.3.6)

熱力学方程式(2.3.4)は温位を用いると下記の 形になる。

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla_{p}\theta - \omega \frac{\partial\theta}{\partial p} + \frac{J}{C_{p}}\frac{\theta}{T}$$
(2.3.7)

次のように書くことも多い。

$$\frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta} = \frac{J}{C_p \Pi(p)} , \qquad \Pi(p) \equiv \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa_d}{C_p}}$$
(2.3.8)



温位の定義式 (2.3.6) 式の導出:

(2.3.2) 式 $\Delta Q = C_p \Delta T - \alpha \Delta p$ において $\Delta Q = 0$ (断熱)の場合、状態方程式 $p = \rho R_d T_v \geq \alpha = 1/\rho$ を用いて(ただし仮温度 T_v は気温Tで近似)、 $C_p \Delta T/T - R_d \Delta p/p = 0$ これを基準となる気圧 p_0 からp まで積分したときの気温を温位の定義とする。

(2.3.7) 式の導出:

(2.3.6) 式の θ の微小な変化を考えると、気体の状態方程式と (2.3.2) 式も使って $d\theta = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} dT - \frac{R_d T}{C_p p} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} dp = \frac{1}{C_p} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} \left(C_p dT - \alpha dp\right) = \frac{1}{C_p} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} dQ$ よって $\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{C_p} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{C_p T} J$ となる。断熱 (J = 0) の場合に温位が保存されることが明確になる。 ここに (2.1.17) 式を使うと (2.3.7) 式になる。

(2.3.8) 式の Π(*p*) はエクスナー関数という。

温位を用いる利点:

- 気温の標高差が補正される(海面気圧と同様)。
- 鉛直プロファイルで静的安定度が表される。(上図参照)



空気塊の温位 θ ・相当温位 θ_e ・湿球温位 θ_w 等の関係を、断熱図上で確認しておく。仮温度 T_v は (2.1.8) 式で既出。仮温位 θ_v は気温Tの代わりに仮温度 T_v を用いた温位。

- 気圧pにある気温 T の空気塊を、断熱的に1000hPaまで移動させたときの気温が、温位θで ある。
- ② この空気塊を持ち上げる(すなわち気圧が減少する)と、未飽和の場合、相対湿度が100% になり凝結が生じるまでθー定となるように気温が変化する。図では乾燥断熱線上を移動 する。
- 空気塊で凝結が生じるまでは混合比qも保存するので、当初の気圧pにおける空気塊の露 点温度T_dにおける混合比一定の線(等飽和混合比線)と、①②の乾燥断熱線(θ=一定)と が交わった高度で凝結が生じる。この高度が持ち上げ凝結高度(lifting condensation level: LCL)である。
- ④ LCLから飽和(湿潤)断熱線に沿って1000hPaまで下降させた際の気温が湿球温位 θ_w 、はじめの気圧pまで下降させた際の気温が湿球温度 T_w である。湿潤断熱線は $\theta_w = -$ 定となる。
- ⑤ LCLから湿潤断熱線($\theta_w = \hat{c}$)に沿って高高度まで持ち上げ、水蒸気を全部凝結させて 除去したのちに、乾燥断熱線に沿って1000hPaまで下降させた際の気温が相当温位 θ_e 、は じめの気圧pまで下降させた際の気温が相当温度 T_e である。

(参考文献)

浅井冨雄, 武田喬男, 木村竜二, 1981: 雲や降水を伴う空気. 東京大学出版会, 249pp.

相当温位

Bolton (1980) による近似式で、厳密解との誤差が小さいとされている式

$$\theta_e = T \left(\frac{p_0}{p-e}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} \exp\left[\left(\frac{3036.0}{T_{LCL}} - 1.78\right)q(1+0.448q)\right]$$
(2.3.9)

e:水蒸気圧、*q*:混合比、*T_{LCL}*:持ち上げ凝結高度の気温

条件付不安定を考える際には、同じ気温・気圧で飽和していると仮定する「飽和相当温位」 θ_e^* を使用する。

$$\theta_e^* = T\left(\frac{p_0}{p - e_s}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} \exp\left[\left(\frac{3036.0}{T} - 1.78\right)q_s(1 + 0.448q_s)\right]$$
(2.3.10)

e_s, *q_s*:それぞれ飽和水蒸気圧と飽和混合比

相当温位はいくつかの近似式がある。Bolton (1980)の論文中にも複数の近似式があり、そのうちの(39)式とされている式が上の (2.3.9)式である。気象庁では原則としてこの式を用いる (例えば加藤 2022)。

相当温位が上層ほど低くなる状態($\partial \theta_e / \partial z < 0$)を、対流不安定と呼ぶ。これは空気層中で 上部側が相対的に水蒸気が少ない場合である。対流不安定な成層の大気は、静的に不安定 でなければそのままでは何も生じない。しかし、大規模な上昇運動によりこの成層の空気層全 体を持ち上げると、空気層の上部ほど凝結が起こりにくいために、気温低下が大きく、逆に空 気層の下部は凝結による加熱のため気温低下が小さくなる。すると空気層の上部と下部とで の気温差(すなわちその空気層の中の気温減率)が大きくなって、不安定が顕在化する。

飽和相当温位一定の成層は、空気塊が常に飽和しているとして鉛直方向に移動させたときの気温の分布に対応し、気温減率は湿潤断熱減率に等しい($\gamma = \Gamma_m$)。このような成層は湿潤中立である。そして飽和相当温位が上層ほど低くなる状態($\partial \theta_e^* / \partial z < 0$)は、気温減率が湿潤断熱減率より大きい状態($\Gamma_m < \gamma$)であり、すなわち条件付不安定である。

(参考文献)

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

加藤輝之, 2022: 集中豪雨と線状降水帯. 朝倉書店, 157pp.



 θ :温位, θ_{ρ} :相当温位, θ_{ρ}^{*} :飽和相当温位



- 等温位(温位一定)の成層では、気温減率は乾燥断熱減率に等しくなる。このような成層は、 乾燥中立である。

また飽和相当温位一定の成層は湿潤中立である(前頁参照)。

これらのように、温位または飽和相当温位等が鉛直方向に一様になっている層は、中立成 層と称される。これは、何らかの鉛直運動(大規模運動または対流混合)があり、飽和または 未飽和で鉛直方向に一様になった状態であることを示唆する。

温位や相当温位等が上層ほど小さい場合は、不安定となる。

上の図の下層は条件付不安定だが、その空気層が未飽和なら、下層の空気塊を自由対流 高度まで持ち上げるか、空気層を凝結が生じるまである程度持ち上げるのでなければ、不安 定は顕在化しない。

一方、大気が飽和している場合は、相当温位と飽和相当温位が等しくなる。

空気層が飽和していて条件付不安定の場合は、そこにある空気塊は既に自由対流高度に 達していることになるので、上下にわずかに振動するだけで浮力を得て湿潤対流が生じる。こ のような状態は「湿潤絶対不安定」(Bryan and Fritsch 2000)と呼ばれ、豪雨の際にしばしば見 られる。

(参考文献)

Bryan, G. H., and J. M. Fritsch, 2000: Moist absolute instability: The sixth static stability state. Bull. Amer. Meteor. Soc., 81, 1207-1230.

北畠尚子, 香月麻由(訳), 2005: 湿潤絶対不安定: 静的安定性の6番目の状態. 測候時報, 72, 23-51.

(気温)逆転層(thermal inversion)

上層のほうが気温が高く、静的に安定な成層

・総観規模現象との関連が大きい逆転層

- 前線性逆転層 (frontal inversion): 上側が湿潤、湿潤断熱的

- 沈降性逆転層 (subsidence inversion): 上側が乾燥、乾燥断熱的

・ 地表面の影響を強く受けた逆転層

- 放射逆転層 (radiation inversion): 地表面が低温で風がない

- 移流逆転層 (advection inversion): 地表面付近と大幅に異なる気温の空気が海上から流入して生成

その他

- 乱流逆転層(turbulence inversion)

-貿易風逆転層(trade wind inversion)

-その他

大気の鉛直成層状態を表す図として、エマグラム等で気温の鉛直分布が示される。対流圏 (第3.1節)では基本的に上空ほど気温が低いが、あまり厚くない層で上空ほど気温が高くなっ ていることがあり、それを逆転層と呼ぶ。

逆転層は、構造と、そこから推測される成因により、分類される。詳細は次ページ以降を参照。 逆転層の名称は文献により異なることがある。名称等を記憶するのでなく、その成層構造が どのようなメカニズムによって生じるのかを理解してほしい。

対流圏は、その名が示す通り、もともと、安定度が高くなく、激しい現象が起こりやすい。その 中での「逆転層」は、非常に安定度の高い層である。

【エマグラム (emagram)】

断熱図として本書では基本的に、横軸が気温 T、縦軸が気圧の対数 -log p で、等圧線と等 温線が直交するものを使っている。そこでは乾燥断熱線(等温位線)は直線ではない。

ただし、emagramの名称は "Energy per unit MAss diaGRAM"(単位質量当たりのエネルギー図)で、その意味では他の形式もあり、実際に 斜交エマグラム(skew T-log P diagram、第9.2節で使用)やスチューベ図(下記)もemagramの一種と考えることができる。

#スチューベ図 (Stüve diagram):上記のエマグラムと似ているが以下の点で異なる。

・ 縦軸は $-p^{\kappa}$ (気圧の $\kappa \neq \kappa = R_d/C_p$)。

• 乾燥断熱線(等温位線)はすべて p = 0 hPa、T = 0 K からのびる直線となる。

2.3 大気の熱力学的性質



前線性逆転層(左図)

性質の異なる気団が接して、寒気側の気団の上に湿潤な暖気が乗り上げる形になっている。 逆転層の上側が湿潤で、湿潤断熱線に近い。

実際には、前線層があっても鉛直混合により気温差が小さくなって逆転層の性質が不明瞭になることも多い。

#「移流逆転層」と称する教科書もあるが、この用語は地表面・海面の影響を強く受けた逆転 層(後出)にも使われるため、ここでは区別している。

沈降性逆転層(右図)

強い沈降に伴う断熱圧縮による昇温のため、逆転層の上側が高温で乾燥化している。

断熱で沈降する空気では温位が保存されるため、典型的な沈降性逆転層の上側では、等温 位線(乾燥断熱線)に沿った気温プロファイルになる。

沈降運動では凝結が起こらないため混合比も保存されるので、露点温度のプロファイルは等 飽和混合比線に近くなる傾向がある。

#「沈降」とは、比較的大きな水平スケールでの大気のゆっくりした下降運動を指す。

【演習課題】

前線性逆転層は現実には、温暖前線では観測されることがあるが、寒冷前線ではあまり観測 されない。その理由を考察せよ。 2.3 大気の熱力学的性質



左:鹿児島。

850hPa付近は沈降性逆転層と考えられる。 風向の鉛直変化は寒気移流を示唆している。第2.4節の温度風の項を参照。

中緯度の大規模な沈降に伴う沈降性逆転層は、大規模な空気層が真下に下降するのでは なく、比較的強い水平風成分もあるので斜めに下降してくる。そして下降する速度と水平運動 の速度が高度により異なるために、気温・露点のプロファイルは前のスライドの沈降性逆転層 のようなまっすぐ下降する運動を想定した典型的なパターンにはなりにくい。

右:札幌。

600hPa付近は前線性逆転層。

この逆転層の上側の空気を湿潤断熱線に沿って850hPaまで降ろすと、_____℃になる。これは850hPa天気図で見て_____℃の空気が斜めに上昇したことを示唆する。

風向は暖気移流を示唆。

900hPa付近は沈降性逆転層の特徴がある。地形の影響かもしれない。

【演習課題】

次ページの850hPa天気図を見て、上の札幌のエマグラムに関する記述中の空欄を埋めよ。



前ページのエマグラムと同じ時刻の850hPa天気図である。

【前ページのエマグラムに関する演習課題】

札幌の前線性逆転層を形成する暖気側の空気は、上の図でどのあたりから斜めに上昇して札 幌上空の600hPaに達したと考えられるだろうか?

【第2.4節の温度風に関する演習課題】 上の図中で暖気移流と寒気移流が最も大きいのはそれぞれどこか。

#この事例はこのあと第3.4節、第4.5節、第5.5節、第6.4節でも取り上げる。



放射逆転層(左図)

寒候期で湿度が低く、晴れて風のない夜に、地表面が冷却され、その影響を受けた地表面 付近の空気が冷却されることによって、その上に逆転層が生じる。

移流逆転層(主に寒候期)(右図)

相対的に低温な陸上の下層空気があるところへ、暖かい海面水温の影響を受けた暖かい空 気が流入することで、逆転層が生じる。

風のあるとき、海洋の影響があるところに生じる点が放射逆転層と異なる。

異なる気団の空気による成層という点では前線性逆転層と同様の性質と言える。実際、沿岸 前線(第9.3節参照)を伴うことがある。

これは大気汚染関係の文献にしばしば見られる。工場等から排出された汚染物質が拡散せず沿岸地域に滞留する原因となるために着目されていた。

移流逆転層(暖候期)

冷たい海面水温の影響を受けた相対的に低温な下層空気が、相対的に温かい陸上に流入 することで、移流逆転層が生じる。

関東・東北地方の太平洋側や北海道東部などでしばしば見られる。霧を伴うこともある。



乱流逆転層

比較的乾燥している層で、乱流に伴う強い鉛直混合が断熱的に生じると、その断熱層 (adiabatic layer)の上下に逆転層が生じうる。

上部対流圏で晴天乱気流(clear air turbulence: CAT)があるような層に生じると言われている。

図では700-850hPaの層で強い鉛直混合があったために温位と混合比が一様になったと考えることができる。

乱流のあった層の上下に逆転層が生じている。

上側の逆転層は断熱膨張による冷却によって生じた。

下側の逆転層は断熱圧縮による昇温によるもので、その点では沈降性逆転層と同様である。



貿易風逆転層

低緯度で亜熱帯高気圧に覆われた海上で比較的下層に生じる逆転層。

亜熱帯高気圧に伴う沈降が強い場合は、逆転層の上の成層は沈降性逆転層に類似した乾燥断熱的な成層になる。

日本付近でも夏期に太平洋高気圧に覆われた場合には類似した成層がしばしば見られる。

貿易風逆転層の場合は、その上の成層より、下層の混合層の成層の方が着目される(混合層については第2.6節を参照)。

下層では海洋の影響を受けて比較的湿潤だが、沿岸や島での最下層の昇温などで、対流が生じる。

図の場合は、最下層では飽和していないが、よく混合された乾燥断熱成層となっている。 950hPa付近で飽和して、そこから逆転層の下まで飽和した湿潤断熱成層である。逆転層で キャップされた高度1km程度までの層に積雲が生じるような状態となっている。

海面から水蒸気の補給を受けて積雲が発達すると、逆転層の下部が蒸発や放射冷却などで 低温化することになり、逆転層の高度が上昇する。

2.4 中緯度の傾圧大気

・層厚と温度風

- ・風の鉛直プロファイルと水平温度移流
- ・地衡風による水平温度移流の大きさの見積もり

・以下の3つのバランスの関係を考える。
 -水平方向の地衡風バランス

- 鉛直方向の静力学バランス
- 両者が関連する温度風バランス

第2.2節では水平運動に関すること、第2.3節では熱力学と鉛直方向の気温(・水蒸気)分布 について述べた。

第2.4節では、水平方向・鉛直方向ともに気温分布があり、その気温分布とバランスするよう な運動が生じている、中緯度大気の基本的な状態について述べる。

上で記載している地衡風バランスと静力学バランス(静力学平衡)はこれまでの節で次のよう に表すことができた(z座標系)。

- 地衡風バランス: $V_g \equiv \frac{1}{f_o} \mathbf{k} \times \nabla_z p$ (2.2.2)
- 静力学バランス: $\frac{dp}{dz} = -\frac{pg}{R_d T_v}$ (2.1.8)

この節では次の温度風バランスの式(p座標系)が導出されることになる。

• $\frac{\partial V_g}{\partial p} = -\frac{R}{fp} \mathbf{k} \times \nabla_p T$ (2.4.6)



二つの等圧面で挟まれた層の厚さ(ジオポテンシャル高度の差)を「層厚」という。 (2.4.1) 式において p_L 及び p_U は既定値なので、 ΔZ は T_v のみの関数となる。 つまり、層厚はその層の平均の仮温度 T_v に比例する。

層厚の計算は任意の層で行うことができるが、対流圏下層を500-1000hPa、対流圏上層を250-500hPaとすることがしばしばある。

このように下層・上層をとると、 $\ln(p_L/p_U)$ が上層・下層で同じ値(= $\ln 2$)になり、比較しやすくなる場合がある。

#ここでは層厚をジオポテンシャル高度の鉛直差分で定義しているが、ジオポテンシャルの鉛 直(気圧)偏微分で表した ∂Φ/∂p を層厚と呼ぶことも多い。本書でも第4章以降で頻出する。 2.4 中緯度の傾圧大気



図は大規模な南北断面での、さまざまな等圧面の関係を、模式的に表している。 層厚(2つの等圧面の間の厚さ)は気温(正確には仮温度)に比例する。気温が高いところで は層厚は大きく、気温が低いところでは層厚は小さい。

場所により気温が異なることで、等圧面の高度が変わり、地衡風が生じる。また高度により 地衡風が異なる。その差(鉛直シアー)は温度風と呼ばれる(後出)。

対流圏では一般に、低緯度側が高温、高緯度側が低温となっている。このため、上部対流圏 (図では300hPa付近)では等圧面の傾きが大きくなり、風速が大きくなる。

ー方、ある地点の気圧は、それより上の層の空気の重さを反映している。それより上に密度 の低い(暖かい)空気がある場合は低気圧、密度の高い(冷たい)空気がある場合は高気圧と なる。

上部対流圏(例えば300hPaや200hPa)の天気図で高緯度側が低気圧になっているのは、高 緯度では成層圏及びそれ以上の高度で相対的に高温であることを意味する。200hPa天気図 にはそれがしばしば現れる。

また成層圏以上では低緯度側が低温、高緯度側が高温となる。すると、そこでは上ほど等圧 面の傾きが小さくなり、風速が小さくなる。

この結果、対流圏界面付近に風速が最大となる高度が現れる。

2.4 中緯度の傾圧大気



前ページで、対流圏界面付近で風速が最大になることを示したが、実際には圏界面の全域で風速が大きいわけではない。

中高緯度の狭い範囲で風速が特に大きくなっている緯度帯が存在する。その強風がジェット 気流を形成する。

上空の強風が狭い領域に集中するのは、前ページのように等圧面が低緯度から高緯度にかけて緩やかに傾斜しているのではなく、狭い領域で大きく傾斜していることに対応する。それは層厚(気温)の変化が狭い範囲で生じているためである。その領域を前線帯と呼んでいる。前線については第6章を参照。

層厚・気温と温度風の関係

上層(U)と下層(L)の地衡風:
$$V_{gU} = -\frac{g}{f}\frac{\partial Z_U}{\partial n}$$
, $V_{gL} = -\frac{g}{f}\frac{\partial Z_L}{\partial n}$ (2.4.2)

温度風
$$V_T \equiv V_{gU} - V_{gL} = -\frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial n} (Z_U - Z_L)$$
 (2.4.3)
層厚

 $V_T \equiv -\frac{R_d}{f} \ln\left(\frac{p_L}{p_H}\right) \frac{\partial \overline{T_v}}{\partial n}$

(2.4.4)

(2.4.1) 式の層厚を用いると

ベクトル表現で一般化

$$\boldsymbol{V}_{T} = \boldsymbol{V}_{gU} - \boldsymbol{V}_{gL} \quad (2.4.5) \qquad \qquad \frac{\partial \boldsymbol{V}_{g}}{\partial p} = -\frac{R}{fp} \boldsymbol{k} \times \nabla_{p} T \quad (2.4.6)$$

地衡風の鉛直シアー(温度風)は、仮温度(以後、気温で近似) の水平傾度に直接関係する。 温度風ベクトルに対して右側の気温(層厚)が高い(大きい)。

ここでは水平面の運動に関しては第2.2節の自然座標系を用いる。(2.4.2) ~ (2.4.4) 式では、 上層と下層それぞれの等圧面におけるジオポテンシャル高度の傾度(等高線に直交する方 向)は同じ方向を向いていると仮定している。(2.2.5) 式による地衡風も上層と下層で同じ方向 を向く((2.4.2) 式)。

これらから、温度風(地衡風の鉛直シアー) V_T は層厚に直接関係することが示される((2.4.3)式)。

(2.4.4) 式は、二つの等圧面の地衡風の差としての温度風が、それらの等圧面で挟まれた層の平均気温(仮温度)の水平傾度(すなわち水平温度傾度)で表されることを示す。

(2.4.4) 式までは上層と下層の地衡風の向きが同じであることが想定されているが、向きが異なる場合には (2.4.5) 式以降のベクトル表現で説明できる。

p座標系で一般化した温度風バランスの式が (2.4.6) 式となる。z座標系ではやや複雑になる (「総観気象学 理論編」付録3B)。

(2.4.6) 式は右辺に気圧pを含まないように変形して

$$\frac{\partial \boldsymbol{V}_g}{\partial \ln p} = -\frac{R}{f} \boldsymbol{k} \times \nabla_p T \qquad (2.4.6)'$$

と書くこともできる。

なお、(2.4.6) 式以降、仮温度は気温Tで近似し、気体定数は R とする。



(2.4.7) 式は、層平均の水平温度移流を、その層の上と下の地衡風ベクトルの外積で表せる ことを示している(この式の導出の簡単な説明は、本節末に記載している)。またこれら2つの ベクトルの終点を結んだものが温度風ベクトルであるため、これら3つのベクトルのつくる三角 形の面積で温度移流の大きさが表せることになる。そして高度による地衡風ベクトルの方向変 化により、水平温度移流の符号(暖気移流か寒気移流か)が説明できる。 このことを図の例(上を北とする)で考える。

(1) 下層(黒)では南東風、上層(青)では南西風とすると、温度風ベクトル(赤)は東向きである。温度風ベクトルに対して右側が暖気なので、南側が暖気、北側が寒気となる。

すると、図では下層・上層とも暖気側から風が吹いているので、暖気移流であることを示す。

(2) 下層では北東風、上層では北西風とすると、温度風ベクトルは東向きで、南側が暖気、北 側が寒気となる。

すると、図では下層・上層とも寒気側から風が吹いているので、寒気移流であることを示す。

【一般化】 地衡風の向きが下層から上層へ時計回り変化(veering)しているところでは暖気移 流、逆の変化(backing)のところでは寒気移流であることを示す。

【注意】

この性質を用いて、ウインドプロファイラ観測による鉛直シアーで水平温度移流を計算すること がしばしば行われているが、それだと地表面摩擦の影響のある下層(第2.6節の「エクマン境界 層」)では常に見かけの暖気移流が示されることになるので、注意が必要である。



(2.1.18) 式の意味を考える。

- 左辺:ある地点における気温変化
- 右辺第1項:運動する空気塊自体の気温変化
- 右辺第2項:水平運動により暖気側または寒気側からの空気が流入・流出することにより生じる変化(水平移流項)
- 右辺第3項:鉛直運動により暖気側または寒気側からの空気が流入・流出することにより生じる変化(鉛直移流項)

を表す。

右辺第2項は、水平運動により暖気側または寒気側からの空気が流入・流出することで、ある地点の気温変化(左辺)に寄与する。

すなわち、暖気側から寒気側への流れがあればその地点の気温は上昇、寒気側から暖気 側への流れがあれば気温が下降する。負号がついていることに注意。

渦度など、他の物理量の時間変化も同様である。

等圧面天気図上の等値線から水平温度移流 (地衡風による)の大きさを見積もる



ジオポテンシャル高度と気温のそれぞれ2本の等値線の間隔が L_z と L_T であるとし、それらが角度 θ で交わってできる四辺形の面積を A_s とする。

 $A_s = L_Z L_T / \sin \theta$

 $\Delta Z \ge \Delta T$ は定数である。天気図によって異なるが、多くの天気図では $\Delta Z = 60m$ 、 $\Delta T = 3$ °Cまたは6°Cで定数である。

地衡風の大きさは、

 $V_g = (g/f)(\Delta Z/L_z)$

地衡風の、等温線に垂直な成分の大きさは、

 $V_a \sin \theta = (g/f)(\Delta Z/L_z) \sin \theta$

すると、水平温度移流の大きさは、

 $(V_g \sin \theta)(\Delta T/L_T) = (g/f)(\Delta Z \Delta T/L_z L_T) \sin \theta = (g/f)(\Delta Z \Delta T/A_s)$ となり、水平温度移流の大きさは四辺形の面積 A_s に反比例する。

【演習課題】 渦度移流の大きさを見積もる場合は、どの等値線に着目したら良いだろうか?

2.4 中緯度の傾圧大気



図では、低気圧付近の1000hPaと500hPa面ジオポテンシャル高度を重ね書きしている。

- 黒細線:1000hPa高度(60mごと)
- 青太線:500hPa高度(60mごと)
- 赤点線:500-1000hPa層厚(60mごと)

3種類の等値線がすべて60mごとなので、3種類の線が必ず1点で交わっている。2種類のみが 交わっているところはない。

1000hPa高度と500hPa高度の等値線が平行な領域(地点B):

- 層厚の等値線がない。つまり、層厚(気温)の水平傾度が比較的小さい。
- ・地衡風ベクトルが下層と上層で同じ方向を向いている。その大きさに差があるなら、温度風 ベクトルもそれに対応した大きさがあることになる。つまり、小さいが水平温度傾度がある。 ただし、高度の等値線に沿って吹く地衡風が層厚の等値線にも平行なので、水平温度移流 はない。

1000hPa高度と500hPa高度の等値線が交わっている領域(地点A):

- 層厚の等値線がある。つまり、層厚(気温)の水平傾度がある。
- 地衡風ベクトルが下層と上層で異なる方向を向いている。水平温度移流があることを示す。
- 等圧面高度の等値線が層厚の等値線と交わっていることも、水平温度移流があることを表す。

【演習課題】この図で水平温度移流が最も大きいのはどこだろうか?



太実線と細実線はそれぞれ500hPaと1000hPaのジオポテンシャル高度。破線は500-1000hPaの層厚で、各等値線の間隔はすべて同じである。

Q1: 図中で必ず3種類の線が1点で交わっていることを説明せよ。

Q2: 各段階の図でそれぞれ暖気移流・寒気移流が最も強い場所はどこか。その時間変化 はどうなっているか。

温帯低気圧の概念モデルについては第5.3節で取り上げる。

(図の出典)

Palmén, E. and C. W. Newton, 1969: Atmospheric Circulation Systems. Their Structural and Physical Interpretation. Academic Press, New York, 606pp.

【水平温度移流を層の上と下の等圧面上の地衡風ベクトルで表す (2.4.7) 式の導出】

層の上(U)と下(L)の等圧面の地衡風ベクトルをそれぞれ V_{gU} 、 V_{gL} 、温度風ベクトル $V_T = V_{gU} - V_{gL}$ とする。(2.4.6)' 式左辺の鉛直微分を差分で表すと $V_T/\ln(p_L/p_U)$ と書け、また右辺の水平温度傾度に層の平均の気温 (T)を使うと、水平温度傾度ベクトルは

$$\nabla_p \langle T \rangle = -\frac{f}{R \ln\left(\frac{p_L}{p_U}\right)} \mathbf{k} \times \mathbf{V}_T = -\frac{f}{R \ln\left(\frac{p_L}{p_U}\right)} \mathbf{k} \times \left(\mathbf{V}_{gU} - \mathbf{V}_{gL}\right)$$

これを用いると、層の平均の地衡風を $\langle V_g
angle = (V_{gU} + V_{gL})/2$ としたときの水平温度移流は

$$-\langle \mathbf{V}_g \rangle \cdot \nabla_p \langle T \rangle = \frac{f}{R \ln\left(\frac{p_L}{p_U}\right)} \mathbf{k} \cdot \left(\mathbf{V}_{gU} \times \mathbf{V}_{gL}\right)$$

となり、層の水平温度移流は層の上と下の地衡風の外積で表される。なお、左辺で移流する風ベクトル $\langle V_g \rangle \in \langle V_{gU} + V_{gL} \rangle / 2$ の代わりに $\langle V_g \rangle = V_{gU}$ や $\langle V_g \rangle = V_{gL}$ とおいても同じで、さらにはこの層の間の鉛直シアーが一様であれば、どの高度の地衡風ベクトルを用いても同じ結果となる。

2.5 大気の水平運動

- 渦度·発散·変形
- •相対渦度、惑星渦度、絶対渦度
- 渦度保存
- •慣性不安定

2次元運動における渦度

$$\zeta \equiv \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \qquad (2.5.1)$$

右図のような平面上の円運動が半径 r、 角速度ωの等速円運動である場合、渦度 は 2ω である。



この節では、大気の運動を表す渦度・発散・変形について説明し、さらに、水平方向の安定性を表す慣性安定性について触れる。

上の図の半径 r、角速度 ω の反時計回りの円運動において、 $u_1 = -r\omega, u_2 = r\omega, v_1 = r\omega, v_2 = -r\omega, \Delta x = \Delta y = 2r$ である。この運動の渦度を差分で書くと $(v_1 - v_2), (u_1 - u_2), 2r\omega, -2r\omega$

$$\zeta = \frac{(v_1 - v_2)}{\Delta x} - \frac{(u_1 - u_2)}{\Delta y} = \frac{2r\omega}{2r} - \frac{-2r\omega}{2r} = 2\omega$$

となる。円運動の半径にはよらない。



2次元の風速*u*, *v*が一様でない場合、それによる変化が生じる。 はじめに正方形(青)だった領域の変化に着目する。

- 渦度のみがある流れでは、正方形の形・面積を変化させないで、正方形が回転するように 変化する。反時計回りの回転の場合に渦度が正。
- 発散のみがある流れでは、正方形の形は変化しないが面積が増大/減少するように変化 する。面積が増大する場合に発散が正。
- ・ 合流変形のみがある流れでは、正方形の面積は変化しないが一方向に伸び他方には縮む ように形が変化する。x方向に伸びる変形が正。
- シアー変形のみがある流れでも、正方形の面積は変化しないが一方向に伸び他方には縮むように形が変化する。 y = x の方向に伸びる変形が正。

発散は連続の式(第2.1節)において鉛直運動と関連付けられる。すなわち、ある高度で水平 発散(収束)があると、その補償流として上下の層で鉛直運動が生じているはずである。

合流変形とシアー変形は実は45°回転しただけで同じものである。これらは主に前線に関連して重要となる(第6.2節参照)。

相対渦度・絶対渦度

3次元運動における渦度は、 $P \times v$ で定義される。(v = (u, v, w)) 大気の流れにおいて、地面に相対的な渦度(相対渦度)の鉛直成分(すな わち平面上の2次元運動における渦度)を通常、単に「渦度」と呼ぶ。

 $\zeta \equiv \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.5.5) \qquad \nabla \equiv \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}$ 地球自転の角速度を Ωとすると、緯度φにお ける地球自転の角速度の鉛直方向の成分は $\Omega \sin \varphi$ である。この緯度における地球自転 による渦度の鉛直成分 (惑星渦度) は $f \equiv 2\Omega \sin \varphi \quad (2.5.6)$ 相対渦度と惑星渦度の和を絶対渦度と呼ぶ。 $\zeta_a \equiv \zeta + f = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f \quad (2.5.7)$

ここでは第2.1節 (2.1.2) 式で定義した3次元の風ベクトル vを使って考える。

自転する地球の表面に相対的な渦度すなわち相対渦度の鉛直成分を、相対渦度、または単に渦度と呼び、ギリシャ文字の ζ(ゼータ)で表すことが多い。

北半球で低気圧性循環の場合は $\zeta > 0$ 、高気圧性循環では $\zeta < 0$ である。 地球自転にによる角速度は $\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ である。 惑星渦度 *f* は北半球では正で、低緯度で小さく、高緯度で大きい。

この各緯度における地球自転による角速度の鉛直成分 $\Omega \sin \varphi$ により、地球上に固定した座標系では、見かけの力であるコリオリカ $-f\mathbf{k} \times \mathbf{V}$ が生じることになる(第2.1節の運動方程式)。

北半球の総観規模現象では絶対渦度はほぼ常に正($\zeta_a > 0$)である(次ページ以降で説明 する慣性安定性のため)。このため高気圧・リッジの負の相対渦度(の絶対値)は通常はある 程度以上大きくなることはない。

渦度保存

運動方程式 (2.1.12) 式をyで偏微分、(2.1.13) 式をxで偏微分して差を取ると、渦度方程式となる。p座標系では

$$\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} \right) + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right)_{(2.5.8)}$$
$$\beta \equiv \frac{df}{dy} \qquad (2.5.9) \quad \checkmark - 9 \checkmark \neg 7 \lor \neg 7 \lor \neg 9 :$$
 惑星渦度の南北傾度

総観規模以上の現象では、右辺第2項は通常は小さく、また右辺第3項は摩擦項で地表面付近以外は無視できる。

従って、渦度の変化(左辺第1項)は、主にベータ効果(惑星渦度の南北移流、 左辺第2項)と水平発散(右辺第1項)によって生じる。

惑星渦度は緯度のみ(すなわち y のみ)に依存するので、 $df/dt = v(df/dy) = \beta v$ であることを考慮すると、絶対渦度保存の式とな $\frac{d(\zeta^{\circ} + f)}{dt} = -(\zeta + f)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \left(\frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p}\right) + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y}\right)$ (2.5.10)

(2.5.8) 式は空気塊の相対渦度の時間変化を表す。

左辺の時間微分が d/dt であることが空気塊の変化であることを示している。移流項はここに含まれている(第2.1節を参照)。

「空気塊」と書いたが、ここでは渦度の鉛直成分を考えているので、鉛直方向に立った「空気 柱」として考えることも多い。

右辺第1項は水平収束(負の発散)によって渦度が増大することを表す。

右辺第2項は「傾斜項」「立ち上がり項」と呼ばれ、鉛直運動の水平分布(∂ω/∂x等)と鉛直シ アーが関連しており、横に寝ている渦管が鉛直運動により立ち上がることを示す。惑星規模・ 総観規模現象では鉛直運動の水平傾度が小さいので、この項は通常は小さい。

右辺第3項は摩擦項である。

左辺第2項は惑星渦度の南北移流を表す。ベータ効果と呼ばれる。これは低緯度で大きく、 中高緯度では小さくなる。しかし中高緯度でも大規模運動では重要な役割を果たす。第3.3節 のロスビー波を参照。

(2.5.9) 式の β は近似的に $\beta = 2\Omega \cos \varphi/R$ (Ω は地球自転の角速度、Rは地球の半径、 φ は 緯度)で、地球上では常に正の値だが、低緯度で大きく高緯度で小さい。従って、低緯度では コリオリカは小さいが β 効果は比較的大きくなる。第7.7節「台風の移動」を参照。また中緯度で も大規模運動では重要になる。第3.3節の惑星ロスビー波を参照。

式の導出は総観気象学理論編第4.3節も参照。

偏西風帯の慣性安定性

純粋に西風のみで摩擦力は無視できる場を考える($v_g = 0$)。p座標系の運動 方程式(2.1.12)・(2.1.13)式でジオポテンシャルの傾度はy方向のみ ($\partial \Phi / \partial x = 0$)となり、下のように変形できる。

 $\frac{du}{dt} = fv = f\frac{dy}{dt} \quad (2.5.11) \qquad \qquad \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial\Phi}{\partial y} - fu = fu_g - fu \quad (2.5.12)$

ここで、はじめに $y = y_0$ にあった空気塊を、y 方向に δy だけ移動させた 場合に、下記の加速度が生じる。

$$\frac{dv}{dt} \equiv \frac{d^2 \delta y}{dt^2} = -f\left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y}\right)\delta y \qquad (2.5.13)$$

この式は、右辺の係数によって、空気塊が微小振動する場合(水平方向に安定)と、無限に移動してしまう場合(水平方向に不安定)とが生じることを表す。 これを「慣性安定性 (inertial stability)」という。

$$f\left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y}\right) = \begin{bmatrix} >0 : 慣性安定 \\ =0 : 慣性中立 \\ <0 : 慣性不安定 \end{bmatrix}$$

(2.5.13) 式より、慣性安定な場合は、振動数 $\sqrt{f\left(f-rac{\partial u_g}{\partial y}
ight)}$ で南北に振動することになる。

(2.5.11) 式は (2.1.12) 式に $v \equiv \frac{dy}{dt}$ を適用している。 (2.5.12) 式は (2.1.13) 式に $u_g \equiv -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$ を適用している。

(2.5.13) 式の導出については、 $y = y_0$ にあった空気塊を、 δy だけ移動させる(ここでの δ は微小変化を表す。(2.5.2)式の発散ではない)と、(2.5.11) 式より

 $u(y_0 + \delta y) = u_g(y_0) + f \delta y$ また $y = y_0 + \delta y$ における地衡風は近似的に $u_g(y_0 + \delta y) = u_g(y_0) + (\partial u_g / \partial y) \delta y$ これらを (2.5.12) 式の右辺に適用すると (2.5.13) 式になる。 (総観気象学 理論編 第6.3.1節参照) 2.5 大気の水平運動

慣性安定性の一般化

 $f\left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y}\right) = \begin{bmatrix} >0 : 慣性安定 \\ =0 : 慣性中立 \\ <0 : 慣性不安定 \end{bmatrix}$ 惑星 地衡風絶対 渦度 渦度 (2.5.14)

北半球ではf > 0のため、東西風が慣性安定となる条件は

$$\frac{\partial u_g}{\partial y} < f \tag{2.5.15}$$

強風軸右側のシアーはある程度以上は強くならない。

鉛直方向の安定性は静的安定度が重要であった(第2.3節)。 これに対して水平方向の安定性は慣性安定度が重要である。

地衡風絶対渦度は、(2.5.7) 式の絶対渦度を地衡風で求める

 $\zeta_{ag} = \zeta_g + f = \partial v_g / \partial x - \partial u_g / \partial y + f$

で表される。

ここでは、前ページで平均流は西風のみ(x軸方向の流れのみ)と仮定したことにより、 $v_g = 0$ なので、(2.5.14)式の左辺の括弧内は上記の地衡風絶対渦度に相当する。

地衡風相対渦度 ζ_g を用いるなら、(2.5.15) 式は $\zeta_g > -f$ で、地衡風相対渦度には下限がある(つまり総観規模では負の渦度はある程度以上は強くならない)ことになる。

風の一方向の成分のみがある場合の渦度(流れに曲率がない場合の渦度)はシアー渦度という(第3.4節)。このシアー渦度とそれを指標とする慣性不安定はジェットストリーク(第3.4節) に関して重要になる。晴天乱気流(CAT)の原因になることもあると指摘されている(第3.2節参 照)。

【静的安定度と慣性安定度】

鉛直方向の安定性を表す静的安定度と、水平方向の安定性を表す慣性安定度は、しばしば セットで出てきて、鉛直運動と水平運動の関係に関する議論に用いられる。例えば:

- 前線に関する非地衡風鉛直2次循環と対称不安定(応用編第7章)
- ・ 台風と環境場に関する循環(応用編第6章)
- 慣性重力波(理論編第6章)



対流圏大気で、地表面(摩擦等)の影響のない層を、自由大気(free atmosphere)と呼び、それに対して地表面の影響のある層を大気境界層(atmospheric boundary layer)と呼ぶ。気象学で単に境界層というときはこの大気境界層を指す。通常は高さ1km程度までと考えられている。この層では地表面摩擦のほかに、地表面(海面)からの熱や水蒸気の補給の影響が大きい。

850hPa天気図は、海上・低地では自由大気のほぼ下端を見る意味がある。

大気境界層の層の大気の運動等は地表面の状態により変わる。第3章以降で「地表面摩擦 を無視する」という場合は、地表面の影響を受けた大気境界層を無視して自由大気のみのよう に考えることを意味する。

(境界層に関する参考書)

Garratt, J. R., 1992: The Atmospheric Boundary Layer. Cambridge Univ. Press, 316pp. Stull, R. B., 1988: An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Kluwer Academic Publishers, 666pp.

近藤純正, 2000: 地表面に近い大気の科学. 東京大学出版会, 324pp. 竹内清秀, 近藤純正, 1981: 地表に近い大気. 東京大学出版会, 226pp.

(次ページの図の出典)

Holton, J. R. and G. J. Hakim, 2012: An Introduction to Dynamic Meteorology, Fifth Edition. Academic Press, 552pp.

2.6 大気境界層



接地境界層の上のエクマン境界層(Ekman layer)では、摩擦力と気圧傾度力・コリオリカがつりあい、またその上(自由大気)では摩擦の影響がなくなり地衡風的になると考えると、理論的に左図のエクマンスパイラルのような風分布となる。

この図では横軸を地衡風の方向、縦軸を地衡風に対して左向き(つまり低気圧側)に取り、実際の風速と地衡風との比を表している。エクマン層の上端では実際の風が地衡風に等しくなるので風ベクトルは横軸方向となり大きさは1.0、エクマン層の内部では風向は地衡風に対してやや左向きとなり風速は遅くなる。すると、層内全体としては低気圧側に風が吹き込むことになる。

大気中の温位分布は、通常は上ほど温位が高い安定成層(第2.3節)だが、地表面が日射に より暖められたり、冷たい空気が相対的に暖かい海面上に流入した場合には、最下層の温位 が上昇し、鉛直安定度が低下して、鉛直混合が起こるようになる。境界層で鉛直混合が起こっ ている場合を、混合層(mixed layer)と呼ぶ。そこでは温位は高さ方向に一様で、運動量も混合 されるため風速もほぼ一定となる(右図)。混合層の厚さは下層の加熱等によっては通常の境 界層の厚さにかかわらずかなり厚くなりうる。

通常、温位は上空ほど高く、混合層内の温位よりその上の自由大気の温位の方が高い。すると混合層と自由大気の境界の高度には安定層が生じる(右図)。その場合は混合層内の対流は基本的には自由大気に影響しないが、一部はその層を通して物質の交換等が生じるので、その層をエントレインメント層と呼ぶ。

混合層内が湿潤な場合、鉛直混合によってある高度より上では凝結が起こることもある。その場合は混合層内で積雲が発生し、気温分布は第2.3節で貿易風逆転層として示したような鉛 直プロファイルとなる。 3.ジェット気流

3. ジェット気流



この章では主に、総観規模現象(温帯低気圧等)の背景場となる、総観規模より大きなスケールの現象である、上部対流圏のジェット気流と、それに関連の深い圏界面、及びジェット 気流の曲率の変化に関連するトラフ・リッジ、ジェット気流の風速の変化に関連するジェットスト リークについて概略を説明する。

次の第4章で中緯度において数日程度の天気変化をもたらす総観規模(数千km程度のス ケール)のトラフ・リッジシステムとそれに関連した運動を扱うが、それに先立って本章で、偏西 風帯を伝播するトラフ・リッジシステムのスケールと特徴についても説明する。 3.1 圏界面

地球大気圏で、激しい運動が生じ天気 の変化が起こる対流圏と、その上の安 定な成層圏の境界領域を、対流圏界面 と呼ぶ。単に「圏界面」と呼ぶ場合はこ れを指す。

- ・右図のような典型的な成層では、対流 圏の上で最も気温が低くなる高度が圏 界面となる。実際には、複雑な成層で あることが多い。
- ・圏界面の高度は、通常は極地方では 6km程度、赤道上空では17km程度で ある。この高度はジェット気流の位置 で不連続になる。(次節参照)



従来は上空の観測手段はラジオゾンデのみだったため、それで得られる気温分布の減率で 圏界面を定義する。世界気象機関(WMO)で定義され気象庁でも採用されている定義は以下 の通り。

- 500hPa面以上の高さで、ある面とそれより上2km以内の面間の平均気温減率がすべて 2.0℃/kmを超えない面を「第1圏界面」とする。
- 「第1圏界面」の上のある面とその面より上1km以内の面との間の平均気温減率がすべて 3.0℃/kmを超える層がある場合、この層またはそれより高い層で「第1圏界面」と同様の基準により求められた面を「第2圏界面」とする。
- このような面が「第2圏界面」より高いところにいくつかある場合は、高度の低い方から「第3 圏界面」、「第4圏界面」、・・・とする。

一般に、熱帯地方では圏界面の高度は高く気温は-70℃程度に低くなる。高緯度では圏界 面の高度は低いが気温は-50℃程度である。

その他、文献によっては以下についても注意が必要な場合がある。

- 熱帯の圏界面として100hPa付近(高度17km付近)のものを primary tropical tropopause、それより低い高度に現れるものを secondary tropical tropopause と呼ぶ場合もある(第3.2節の図やGraves 1951など)。
- 研究では渦位で定義する「力学的圏界面」が使われることも多い。応用編第3章を参照。

(参考文献)

Graves, M. 1951 The relation between the tropopause and convective activity in the subtropics (Puerto Rico). Bull. Am. Meteorol. Soc., 32, 54–60.
3.2 上部対流圏のジェット気流

・ジェット気流:一般には「強い風の吹く帯状の領域」を示す。

上部対流圏のジェット気流は地球規模で、主に中緯度に現れる。

- 前線帯や地形の影響で下層ジェット(low-level jet)が現れることがあるが、ここでは着目しない。

 対流圏の上端の境界条件として、ジェット気流とその変動(蛇行 や風速変化)が対流圏の特に中高緯度の天気変化に影響する。

-対流圏の下端の境界条件としては、放射収支の不均衡による気温・海水温の南北差や海陸分布が大気へ影響する。

ジェット気流と、その他の要因(対流圏下端の条件等)が中高緯度の天気変化に与える影響 については、第5章「温帯低気圧」も参照。

ジェット気流関連で、気象庁で予報に用いる用語として以下が示されている (https://www.jma.go.jp/jma/kishou/know/yougo_hp/haichi4.html)。

- 【強風帯】周囲に比べて風速の大きな帯状の領域。規模の大きなものでは、圏界面付近で 風速が最大になり、中緯度帯に沿ってほぼ地球を一周するジェット気流があり、逆に規模の 小さなものでは、集中豪雨時に大気下層の700~850hPa付近によく出現する下層ジェットが ある。
- 【強風軸】高層天気図などで強風帯の中心を連ねた線。ジェット気流の中心線は典型的な 強風軸である。

「強風軸」として「高層天気図などで強風帯の中心を連ねた線」とされているが、単純に等圧 面天気図で風速の最も強いところを連ねると、等高線を大きく横切り、風の流れを代表しない ことがある(後出の200hPa面FAX天気図等)。ジェット気流の解析を目的とする場合は、単純に 風速極大を連ねないほうが適切に見える場合がある。

ジェット気流や強風軸について、一般には明確な風速等の基準を設定しないことが多いが、 特定の目的に関して用いる場合は風速や長さ・幅・厚さのスケールに関する基準を設定する 場合もある。

例えばICAO(国際民間航空機関)では悪天予想図には風速80kt以上をジェット軸と表記するよう取り決められている。



図は古典的教科書にある南北断面の圏界面・ジェット・前線系の模式図である。

- J_c: 亜熱帯ジェット気流(subtropical jet stream)
- 図では30°N付近、高度12km付近(200hPa面付近)に位置し、強い西風は上部対流圏にほ ぼ限定される(下層は東よりの風など)。
- 亜熱帯前線(subtropical front)を伴うが、その前線は比較的不明瞭である。
- 変動が比較的小さい。

J_p:寒帯前線ジェット気流(polar-frontal jet stream)。古い和文文献では「極前線ジェット」の表 記をしていることもある。

- 図では50°N付近、高度10km付近(300hPa面付近)に位置し、強い西風は上部対流圏だけで なく対流圏中下層にも及ぶ。
- ・ 寒帯前線(polar front)を伴う。図では下層に達しているように表現されている。
- 南北変動が大きく、時間平均すると見えなくなる。

J_sとJ_pの共通の特徴として、対流圏界面の直下で、それが対流圏側に折れ込んでいるところ (または上層の前線)の赤道側に位置する。

ジェット気流の分流や合流(上下の重なり)が見られることもしばしばある。

さらに極側に極前線ジェット(Arctic jet stream)を定義する文献もある。

(参考文献)

Palmén, E. and C. W. Newton, 1969: Atmospheric Circulation Systems. Their Structural and Physical Interpretation. Academic Press, New York, 606pp.



2016年4月7日0000UTC 200hPa (第1章で既出) 太実線:ジオポテンシャル高度、破線: 等風速線

ここでは "jet-stream axis" として太い矢印(矢羽付き)で描画されている(その他、気温・圏界 面気圧も描画)。

ここの "jet-stream axis" は、200hPa面における強風軸であり、自動解析で風の強いところを 結んでいるため、ジオポテンシャル高度の等値線(等高線)を大きく横切っている箇所がある (図中でシェードで示した箇所)。

現実の風は地衡風成分が大きいので、このように等高線を大きな角度で横切るような風が 吹くことは現実的でない。

ジェット気流の流れとして強風軸を解析する場合は、このような場所は無理に線(矢印)でつ ながない方が良い場合がある。

例えば図中の朝鮮半島~日本海北西部の青シェード域では、図中で不明瞭になっているシ ベリアからの強風軸 J_{PN}と、その南の強風軸 J_{PS}が合流し、その強風軸を形式的につなげるよう な太矢印が描画されていることで、非地衡風が生じているように見えてしまうことが考えられる。

なお、図中では、亜熱帯ジェット気流をJ_s、寒帯前線ジェット気流を北系の寒帯前線ジェット 気流 J_{PN}と南系の寒帯前線ジェット気流 J_{PS}に分流しているものとして解釈している。ここで J_sと している強風軸の位置している父島の南では、上層では西風の強風だが下層では西風が弱く なっており(第1章掲載の同日の各等圧面の天気図参照)、亜熱帯ジェット気流の特徴を持って いる。



2016年4月7日0000UTC 300hPa(第1章で既出)

シベリアのJ_{PN}は、200hPaでは不明瞭だったが、300hPa面では明瞭に見える。 ジェット気流は高緯度では比較的低い高度に生じることを反映している。

【参考:上部対流圏の晴天乱気流(CAT)】

航空機(ジェット機)は高度1万m付近を飛行することが多い。航空機の運航には乱気流が大きく影響し、その原因としてはまず活発な積乱雲が挙げられるが、雲の生じていない空域でもジェット気流の近傍では乱気流がしばしば起こる。これは晴天乱気流(clear air turbulence: CAT)と呼ばれる。

ジェット気流の極側は慣性安定(第2.5節)であるために水平シアーは限度なく強まることができ、その中で鉛直シアーが局所的に大きくなると、CATを発生させうる(3ページ後を参照)。

一方、ジェット気流の赤道側は相対渦度は負で、慣性安定度は低い。慣性安定であるために は絶対渦度は正である必要がある。例えば30°Nでは惑星渦度fは7×10⁻⁵s⁻¹程度なので、そ の緯度ではジェット気流の赤道側の水平シアーは7ms⁻¹(100km)⁻¹程度が上限である。これ よりも水平シアーが大きくなると、慣性不安定となり、その解放の際に慣性重力波が発生する。 これもCATの原因となりうる(本節末も参照)。 子午面循環とジェット気流・前線に関する模式図



循環・極循環)、及び温度風バランスと関連付けられてきた。

圏界面付近のジェット気流の成因として、以下の要素が考えられる。

まず、亜熱帯ジェット気流は、赤道付近で上昇して緯度30°付近で下降するハドレー循環により、相対的に大きい角運動量を持つ赤道付近の空気が角運動量を保存して緯度30°付近に移動したためと説明される(下の【演習課題】)。

それよりやや高緯度側の寒帯前線ジェット気流と呼ばれるところでは、上層のジェット気流に 関連する対流圏の鉛直シアーと、対流圏大気の南北の温度差が、第一次近似的には温度風 バランスにある。そしてそこでは傾圧不安定波動(第5章)が生じる。

ただし、平均場としての説明と、スナップショットでの関係は必ずしも一致せず、上部対流圏 ジェット気流の近傍で中下層の前線帯が強まっている(狭い幅で水平温度傾度が特に増大し てる)わけでもないように見える。実際には、下層前線と上層ジェット気流はそれぞれ異なるメ カニズムで強化・衰弱しており、それに伴う温度風バランスの崩れで擾乱が発生すると考えら れる。(第4章~第6章参照)

(参考文献)

Ahrens, C. D., 2003: Meteorology Today, seventh edition, Brooks/Cole-Thomson Learning, 544pp.

【演習課題】

亜熱帯ジェット気流が赤道~緯度30°のハドレー循環により形成されると仮定して、角運動量の保存を考慮して、その速度を見積れ。

力学的観点からのジェット気流

- ・寒帯前線ジェット気流: 渦駆動ジェット(eddy-driven jet)の性質
 - -中緯度の傾圧不安定波動によって生じた大規模渦運動 により、西風運動量が南北に輸送されることで、ジェット 気流が強化されると考える

- 西よりの風が上層だけでなく下層でも強い

・亜熱帯ジェット気流:熱的駆動(thermally-driven)

- -ハドレー循環によって、その高緯度側の端の上部対流 圏に生じる
- -ジェット気流の強い西風とそれに伴う鉛直シアーは、上 部対流圏の比較的薄い層に集中

気象力学の分野では、ジェット気流強化を力学による理解・区別が進んでいる。

亜熱帯ジェット気流に関しては、従来と同じく、赤道付近の大きな角運動量がハドレー循環により高緯度側に輸送されることにより、その高緯度側の端で西風が強化されると説明される。 ハドレー循環が太陽放射による低緯度海洋・大気の加熱によって生じることから、このジェット 気流は熱的に駆動されると称される。

寒帯前線ジェット気流と呼ばれている中緯度のジェット気流は、傾圧不安定波動によって生じた大規模な渦運動によって強化される「渦駆動ジェット」と呼ばれることがある(次ページ参照)。

【渦による西風の強化 (Vallis 2019)】

西風に関する運動方程式(運動量保存)は、気圧座標系では(第2.1節参照)、

 $\partial u/\partial t + u \,\partial u/\partial x + v \,\partial u/\partial y + \omega \,\partial u/\partial p - fv = -\partial \Phi/\partial x + F_x$ (3.2.A1)

大規模運動として、水平方向に非発散($\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0$ 、 $\omega = 0$)とすると、

 $\partial u/\partial t + \partial u^2/\partial x + \partial uv/\partial y - fv = -\partial \Phi/\partial x - D_u$ (3.2.A2) ここで D_u は消散の効果を表す。またここでは東西平均流とそこからの偏差を考える($u = \bar{u} + u', v = \bar{v} + v'$)。そしてその東西平均をとると、変動成分は平均により0となるため $\bar{u'} = \bar{v'} = 0$ 、また $\partial/\partial x = 0$ で、(3.2.A2)式は

 $\partial \bar{u}/\partial t + \partial \bar{u}\bar{v}/\partial y + \partial \overline{u'v'}/\partial y - f\bar{v} = -D_u$ (3.2.A3)

と書ける。ここでは基本場は東西風成分のみとする($\bar{v} = 0$)ことにより、

 $\partial \overline{u}/\partial t = -\partial \overline{u'v'}/\partial y - D_u$ (3.2.A4)

と書けることから、大規模な水平渦運動(トラフ・リッジ)の分布により東西風速が変化すること が説明される。



上の左図は2012年4月4日UTCの300hPaである。前日の4月3日から当日4日にかけて、日本 付近で低気圧が猛烈に発達した最終段階である(後出の第5.6節の事例)。

中緯度傾圧帯で傾圧不安定が生じると、そこからロスビー波が励起され、エネルギー(群速度)が東向きに伝播して、東で新たなリッジ・トラフが次々に強化される。それらに伴う風速偏差 *u'とv'*が生じ、南北風*v'*により西風(東向き)運動量*u'*の南北輸送*u'v'*が生じる。

右図は弓型(bow-shaped structure)になったトラフにおける風速偏差分布の模式図である。トラフに伴う風速偏差u' & v'が生じ、南北風v'により西風(東向き)運動量u'の南北輸送u'v'が生じる。北側部分ではトラフは南東一北西の傾き(negative tilt)で、このトラフ前面①では、u' < 0, v' > 0のためu'v' < 0であり、後面②ではu' > 0, v' < 0のためここもu'v' < 0である。これらにより、このトラフの北側部分を東西平均したものとしては $\overline{u'v'} < 0$ である。

またこのトラフの南側部分ではトラフは北東一南西の傾き(positive tilt)で、このトラフ前面③ では、u' > 0、v' > 0 のため、u'v' > 0 であり、後面④では、u' < 0、v' < 0 のため、ここも u'v' > 0 である。これらを東西平均すると $\overline{u'v'} > 0$ である。

以上により、この弓型トラフ全体における、東西風運動量の南北輸送の分布は、 $\partial \overline{u'v'}/\partial y < 0$ となり、中央部分(図の薄青領域)に東向き(西風)運動量が南北から収束する 形になっている。これと前ページの (3.2.A4) 式により、弓型トラフ(リッジも弓型であれば同様) では、東向き運動量(西風風速)が増大し、ジェット気流が強化されることが説明できる。

なお、ここで説明されるのは東西平均である ū の強化であり時間スケールがやや長い変化 である。東西風速の局所的な瞬間値 u = ū + u' が大きくジェットストリーク(第3.4節)となりうる のは右図では紫の領域で、そこにはトラフ・リッジを生じさせるロスビー波も関係する。

(前ページとこのページの参考文献) Vallis, G. K., 2019: Essentials of Atmospheric and Oceanic Dynamics. Cambridge Univ. Press, p.238.



ハドレー循環と極循環は、暖気側で上昇し、寒気側で下降する、熱的直接循環で、説明しや すい。それに対して、フェレル循環は、暖気側で下降し寒気側で上昇する熱的間接循環で、説 明しにくかった。

上の図は、田中博・筑波大学名誉教授の模式図である。熱的直接循環であるハドレー循環 と極循環はそれぞれ閉じた循環として描かれているのに対して、フェレル循環は偏西風と関連 したループ状の流れとして描かれている。

下層では暖気が南西風で北上して極側で上昇し、上層では寒気が北西風で南下して赤道側で下降する。すなわち温帯低気圧に関連した流れとなっている。

上記の考え方だとフェレル循環も暖気が上昇、寒気が下降となり、納得しやすい説明となる。

(参考文献)

田中博, 2007:偏西風の気象学.西山堂, 177pp. 田中博, 2017:地球大気の科学.共立出版, 305pp.



前述のように、航空機の運航には乱気流が大きく影響する。上の図では主に、ケルビン-ヘル ムホルツ(K-H)不安定(理論編第8.1節)により晴天乱気流(clear air turbulence: CAT)が生じや すいと考えられる領域を青で示している。

図で太線で囲まれた領域は南北の温度傾度が大きい前線帯であり、そこでは鉛直方向には 安定度が大きい。そのような場所では重力波が伝播しやすく、その重力波が強い鉛直シアー により砕波するのがK-H不安定である。

図で各高度における風速極大の極側(図で左側)は慣性安定(第2.5節)であるために水平シ アーは限度なく強まることができ、その中で鉛直シアーが局所的に大きくなりうる。またジェット 気流の上下でも鉛直シアーは大きくなりうる。成層の鉛直安定性に対して鉛直シアーが強くな ると、K-H不安定やその結果としてのCATが生じうる。

(参考資料)

Comet Program, 2016: Forecasting Clear Air Turbulence for Aviation. https://www.meted.ucar.edu/avn_int/turbulence/

(*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET[®] Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.

晴天乱気流(CAT)発生に関する主な指標

エルロッド指数(Ellrod Index)

EI = VWS(CVG + DEF)

VWS:鉛直シアー、*CVG*:水平収束、 *DEF*:水平風による変形

バルクリチャードソン数(Bulk Richardson number)

$(g/T_{v})\Delta\theta_{v}\Delta z$	T_v , $ heta_v$: 仮温度、仮温位
$R_B = \frac{1}{(\Delta U)^2 + (\Delta V)^2}$	<i>U, V</i> ∶水平風の成分 ∧ ∶鉛直差分を表す

絶対渦度

$$\zeta_a = \zeta + f$$

- エルロッド指数:CATの指標としてよく使われている。鉛直シアーと、水平風の変形等の積として表され、値が大きいほど強いCATが起こりやすいとされる。定義式中の (CVG+DEF) は第2.5節の収束と変形であり、水平風による前線強化(第6.2節)にも関係する。詳細はEllrod and Knapp (1992)を参照。
- バルクリチャードソン数:K-H不安定の指標としてよく使われる。静的安定度(ブラント-バイサ ラ振動数)を鉛直シアーで割ったものの2乗。0.25以下が乱流発生の閾値とされる。
- ・ 絶対渦度:慣性安定度の指標。0未満で慣性不安定(第2.5節参照)。

(参考文献)

Comet Program, 2016: Forecasting Clear Air Turbulence for Aviation. https://www.meted.ucar.edu/avn_int/turbulence/ Ellrod, G. P. and D. I. Knapp, 1992: An objective clear-air turbulence forecasting technique: verification and operational use. Wea. Forecasting, 7, 150-165.

【ジェット気流の赤道側で発生するCAT】

通常、北半球の対流圏では渦位及び絶対渦度は正だが、低緯度側の対流活動によりその 上空では負渦位が生成される。この上層負渦位空気がジェット気流の赤道側に移流され、そこ の絶対渦度が負になると、慣性不安定となり、その解放・中立化の過程で慣性重力波が発生 し、CATが生じる可能性がある。(渦位に関しては応用編第2章を参照。参考文献は次ペー ジ。)



・短波長トラフ・リッジ −比較的速い速度で東進 −数日程度の天気変化を支配

長波長トラフ・リッジ
 -1週間以上の天気傾向を支配

・「ロスビー波」を仮定

-こでは傾圧性(水平温度傾度やそれに関連する水 平温度移流等)は考慮しない

偏西風帯を伝播するトラフ・リッジシステムには多様なスケールがある。数日程度の天気変 化をもたらすものはしばしば短波長トラフ(short-wave trough)と呼ばれ、それに対して、1週間 程度またはそれ以上のややゆっくりとした天気変化をもたらすものは長波長トラフと呼ばれる。 それらの性質について説明する。

ここで、トラフ・リッジの波長依存性について、傾圧性を無視して単純化した「ロスビー波」 (Rossby wave) で説明する。

気温分布等を考慮しないので、渦度保存(第2.5節)のみで説明できる。 ロスビー波の詳細は理論編第4章・第7章等を参照。

(前ページ【ジェット気流の赤道側で発生するCAT】の参考文献)

Sato, K. and T. Dunkerton, 2002: Layered structure associated with low potential vorticity near the tropopause seen in high-resolution radiosondes over Japan. J. Atmos. Sci., 59, 2782-2800. Thompson, C. and D. M. Schultz, 2021: The release of inertial instability near an idealized zonal jet. Geophys. Res. Lett., 48, e2021GL092649.

惑星ロスビー波

単純な西風(U:一定)に波動が重なった流れを考える。水平運動のみで、鉛直 運動はない(すなわち水平発散もない)とする。c は波動の位相速度である。

 $v = \frac{dy}{dt} = v_0 \cos\left[\frac{2\pi}{L}(x - ct)\right]$ (3.3.1) $u = \frac{dx}{dt} = U$ (3.3.2)

これらを渦度方程式((2.5.8)式)に適用すると

$$\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = \left[-\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 (U-c) + \beta \right] v_0 \cos\left[\frac{2\pi}{L}(x-ct)\right] = 0$$
(3.3.3)

ここから
$$\frac{\beta L^2}{4\pi^2} - (U - c) = 0$$
 (3.3.4) $\therefore c = U - \frac{\beta L^2}{4\pi^2}$ (3.3.5)



第2.5節の渦度方程式 (2.5.8) から (3.3.3) 式の導出は以下の通り。 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \left(\frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial p}\right) + \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_y}{\partial y}\right) \quad (2.5.8)$ ここで、鉛直運動がないとすると、連続の式 (2.1.22) 式から水平発散もないと考えられる。 (2.5.8) 式で鉛直運動なし(非発散)、及び摩擦なしとすると、右辺は0とできるので、 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = 0$ これに (3.3.1) 式を適用すると、uが一定のため $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x}$ であることも適用して

 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = -\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 \left[v_0 \cos\left\{\frac{2\pi}{L}(x - ct)\right\}\right] \left(\frac{dx}{dt} - c\frac{dt}{dt}\right) + \beta v = 0$ これに (3.3.2) 式も適用して

 $\left[-\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 (U-c) + \beta \right] \left[v_0 \cos\left\{\frac{2\pi}{L}(x-ct)\right\} \right] = 0 \quad (3.3.3)$ その結果、(3.3.4) 式となる。それをさらに変形すると、(3.3.5) 式の、ロスビー波の位相速度と 基本場の風速及び波長の関係を表す式となる。

ロスビー波の位相速度

$$c = U - \frac{\beta L^2}{4\pi^2}$$
 (3.3.5) $\beta \equiv \frac{df}{dy}$ (2.5.9)

- 右辺第1項:システムを西風によって東向きに移動させる、Uによる相対
 対渦度移流を説明する。
- 右辺第2項:システムを西向きに移動させる、惑星渦度 f の移流 (ベータ効果)を説明する。

【ロスビー波の性質】

1) 基本流の風速 U が速ければトラフ・リッジの東向き位相速度 c も速く なる。

2) 波長Lが大きいと東向き位相速度は遅くなり、さらに波長が大きくなる と、波動は西向きに伝播するようになる。

前ページの説明から、ロスビー波の位相速度を説明する (3.3.5) 式が導かれる。

波長の違いによる波動の移動方向の変化は、以下のように説明できる。

 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = 0 \quad (3.3.3)$

を変形すると、オイラー的には

 $\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -U \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \beta v$

と書ける。ここでは $v = v_0 \cos\left[\frac{2\pi}{L}(x - ct)\right]$ や $\zeta = \partial v / \partial x$ は x 方向にのみ変化するとしている。 さらにこれらから、次のように変形できる。

 $\frac{\partial \zeta}{\partial t} = U v_0 \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 \cos\left[\frac{2\pi}{L}(x-ct)\right] - \beta v = U \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 v - \beta v$

波長が小さいと上式で最右辺第2項に対して第1項が卓越し、波長が大きいと逆になる。このため、短波長トラフ・リッジは相対渦度の移流が惑星渦度fの移流よりも卓越するので波動の位相はUの方向に進む(偏西風帯では東進する)が、長波長トラフ・リッジでは惑星渦度の移流が 卓越するために波動の位相は偏西風の流れに相対的に西進するようになる。

このロスビー波の性質が、次ページの図で説明される。

ベータ効果によるロスビー波の西進



前ページで見た

 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = 0 \qquad (3.3.3)$

で、上の図のように波動の西進が説明される。同じ式で、見方を変えてみよう。 f は y 方向にのみ変化するので

 $\frac{df}{dt} = v \frac{df}{dv} = \beta v$

(上式の水平移流項のうち fの y方向の傾度の項のみが残る)と書ける。これを使うと

 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = \frac{d}{dt}(\zeta + f) = 0$

と変形できる。これは絶対渦度保存則である。

ここから、空気塊の渦度の変化に着目すると、

「北上する流れでは惑星渦度が増大するので相対渦度は減少し、リッジが形成される。一方、 南下する流れでは惑星渦度が減少するので相対渦度は増大し、トラフが形成される。これらに より、波動がもとの位置より西側で形成されるために、位相が西進することになる。」 と説明できる。

長波長トラフ・リッジと短波長トラフの関係の例 2017年3月17日



長波長トラフ・リッジと、その中の短波長トラフの例として、2017年3月中旬の例を挙げる。 上図は500hPaジオポテンシャル高度と平年偏差を示している。

左は3月16日1200UTCを中心として、48時間前の実況から48時間後の予報までの96時間の 平均である。

右は3月16日1200UTC初期値の96時間後~192時間後の予報の96時間平均である。

図では中緯度にはトラフが6個あり、波数6の波が卓越している。波長5000km程度である。 左図では波数2や波数3も卓越しているように見える。

日本の東には深い気圧の谷が停滞する傾向が見られる。長波長の波の動きが遅いことの反映と思われる。

3.3 長波長トラフ・短波長トラフ



前の図と同じ、2017年3月16日1200UTC初期値の予報である。

上は500hPaジオポテンシャル高度と相対渦度(ハッチは正渦度域)、下は海面気圧と降水予 想である。

左は12時間後、右は24時間後の予報である。

500hPaでは、日本の東が広範囲に正渦度域となっていて、長波長トラフが停滞していることが示されている。日本付近はその後面で、北西流が卓越している。

その中を短波長トラフ(スケールの小さい正渦度域)が、17日0000UTCには朝鮮半島付近、 1200UTCには関東の南へと、北西から南東へ進むと予想されている。

長波長トラフと短波長トラフの、波長による位相速度の違いがある。

偏西風帯で正渦度域の東側は正渦度移流域となる。そこでは通常、下層で上昇流が励起され、低気圧が発生することが期待される(第4章)。

しかしこの事例では短波長トラフに対応した下層擾乱の顕著な発達は見られない。そこには、 日本付近が長波長トラフの後面(西側)であることも影響している(次ページに続く)。

#この事例のあと、3月20日には深い短波長トラフの通過により、やや大きく天気が崩れた。

3.3 長波長トラフ・短波長トラフ



前の図と同じ、2017年3月16日1200UTC初期値の予報である。 上は500hPa気温と700hPa湿数(ハッチは湿数3℃以下で湿潤域)、下は850hPa気温と風、及 び700hPa鉛直p速度(ハッチは負の鉛直p速度で上昇流域)を示している。 左は12時間後、右は24時間後の予報である。

通常、低気圧が発生するような場合は、500hPaトラフ前面(正渦度移流域)で下層暖気移流 となり、その両者が上昇流励起に寄与する(第4章・第5章)。しかしこの事例では、上層短波長 トラフ(前ページ)の前面は長波長トラフの後面でもあり、下層で寒気移流が卓越している。上 昇流はないわけではないが弱く、組織化されていない。それに伴って、700hPaもあまり湿潤で はない。

これらの理由で、この期間の短波長トラフに伴う傾圧性擾乱の発達は小さく、天気の悪化も 小さいと考えられる。

【演習課題】

日本本土では、時期により天気変化の周期が変化する。例えば冬は冬型の気圧配置がしばら く続いたと思うと天気が大きく崩れる。春・秋は比較的短い周期で天気が変化する。夏はさらに 異なる天気変化となる。一方、南西諸島や小笠原諸島では、本土とは異なる天気傾向となる。 これらについて、次ページ以降の図も参照しながら、ジェット気流の季節による緯度変化やそ こを伝播するトラフ・リッジの波長と関連付けて、考察してみよう。



2016年4月7日0000UTC (第1章及び第3.2節で既出) 300hPa

風速が最も大きいのは北海道の東の140kt 以上で、ジオポテンシャル高度9120m線沿いである。

近傍には-39℃・-45℃・-51℃の等温線もあり、北ほど気温が低く水平温度傾度が大きい、 上層の前線帯になっている。

波長3000km程度のトラフ・リッジを伴っている。

日本付近を通過中の、前線を伴った地上低気圧に関連している(第1章)。

寒帯前線ジェット気流と言って良さそうに見える。

同じ時刻の200hPa天気図(これも第1章及び第3.2節で既出)ではその付近で圏界面高度が 150~300hPaと傾斜が大きい。またそこでは南で一60℃、北で-54℃と、300hPaの気温傾度と は逆転している。圏界面の折れ込みで成層圏空気が下降し昇温していることが示唆される。

亜熱帯ジェット気流は、300hPaでは、日本付近ではそれほど明瞭ではないが、インド北部から中国南部にかけて、ジオポテンシャル高度9600m線沿いに強風軸が見られる。

-33℃の等温線にも沿っているが、水平温度傾度は大きくない。

同じ時刻の200hPa天気図(第1章、第3.2節)ではその北側(大陸上で、200hPa面の12240~ 12120m線沿い)で、圏界面高度が100~200hPaと傾斜が大きい。これも圏界面の折れ込みと 思われるが、こちらは200hPaでも水平温度傾度が大きくない。



2012年1月13日0000UTC (寒冬)

最も風速が大きいのは潮岬付近~日本のはるか東の160kt 以上。ジオポテンシャル高度 9120m線沿い。

近傍には-33℃~-51℃の等温線があり、水平温度傾度が非常に大きい。

日本付近では偏西風の蛇行が小さい。長波長のトラフが卓越している。

主要な流れはチベット高原の南側を経ており、そこではジオポテンシャル高度9360m線沿いで、この高度の顕著な前線帯(-33~-51℃)の暖気側に位置している。

寒気の南下により、亜熱帯ジェット気流と寒帯前線ジェット気流が合流している(あるいは上下に位置している)と解釈できそうである。

日本の北の寒冷渦に関連しては、シベリアから8640m線沿いに南下して日本付近で主要な 流れに合流する流れもある。北極方面から強い寒気を南下させる流れと解釈される。



2010年8月20日0000UTC (猛暑)

風速が最も大きいのは中国東北区~沿海州の100kt以上。他の季節と比較すると弱い。ジ オポテンシャル高度9600m沿いである。

近傍には−33℃・−39℃の等温線があり、水平温度傾度がやや大きい。

チベット高原から中国にかけて、-27℃と相対的に高温になっている。南~東南アジアの降水による潜熱加熱や、日射により高温になったチベット高原による加熱のため、その領域では対流圏中上層が相対的な高温になっていると考えられる。

対流圏中上層が高温になると、層厚の増大により、上部対流圏の等圧面の高度が上昇し、 高気圧となる。それをチベット高気圧と呼ぶ。

上の図の例では300hPaでも見られるが、200hPaで高気圧が顕著に見られることが多い。

チベット高原上空が高気圧になると、亜熱帯ジェット気流はその北側の40°N付近に位置するようになる。このジェット気流の北上が日本では「梅雨明け」に関係することになる。

図の時刻は大陸でチベット高気圧が強まっているのに加え、短波長リッジが北日本~サハリンを通過中で、日本付近は特に高気圧が強く、暑い。



北半球の場合、基本的には、トラフは正の相対渦度、リッジは負の相対渦度となる。図の (a) のような、回転する成分を持つ渦度を、曲率渦度という。

図(b)はまっすぐな流れで、一見、正渦度・負渦度はないように見えるかもしれない。しかしこ こに水平シアーに伴う渦度分布がある。

シアー渦度を考慮すると、トラフ・リッジに関連する曲率渦度がなくても、渦度移流とそれに関連する鉛直運動が生じることが考えられる。

このことを考えるために、ジェット気流のなかで特に風速の大きい部分であるジェットストリークとその渦度分布について、この節で説明する。

曲率渦度 ζ_c とシアー渦度 ζ_s はそれぞれ、

$$\zeta_{c} = \frac{1}{u^{2} + v^{2}} \left[-uv \frac{\partial u}{\partial x} + u^{2} \frac{\partial v}{\partial x} - v^{2} \frac{\partial u}{\partial y} + uv \frac{\partial v}{\partial y} \right]$$

$$\zeta_{s} = -\frac{1}{u^{2} + v^{2}} \left[-uv \frac{\partial u}{\partial x} - v^{2} \frac{\partial v}{\partial x} + u^{2} \frac{\partial u}{\partial y} + uv \frac{\partial v}{\partial y} \right]$$

$$z = 2021 \quad \zeta = \zeta + \zeta \quad \text{for } F Z$$

と書ける(Okajima et al. 2021)。 $\zeta = \zeta_c + \zeta_s$ である。

(参考文献)

Okajima, S., H. Nakamura, and Y. Kaspi, 2021: Cyclonic and anticyclonic contributions to atmospheric energetics. Nature Scientific Reports, https://doi.org/10.1038/s41598-021-92548-7.



偏西風帯で、緯度により西風の風速が異なることを考える。

すると、そこには西風シアーがある。

この西風シアーは、渦度を持った回転する成分と、シアー変形の成分を合成したものである。 これを数式で表したのが (3.4.1) 式で、その式の下に図で表している。 シアー変形については第2.5節 (2.5.4) 式を参照。

第2.5節と同様に、合流変形とシアー変形をそれぞれ $D_1 = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$, $D_2 = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$ とすると、 前ページの曲率渦度 ζ_c とシアー渦度 ζ_s は

 $\zeta_{c} = \frac{1}{2}\zeta + \frac{1}{2}\left(\frac{u^{2} - v^{2}}{u^{2} + v^{2}}\right)D_{2} - \frac{uv}{u^{2} + v^{2}}D_{1}, \qquad \zeta_{s} = \frac{1}{2}\zeta - \frac{1}{2}\left(\frac{u^{2} - v^{2}}{u^{2} + v^{2}}\right)D_{2} + \frac{uv}{u^{2} + v^{2}}D_{1}$ と変形できる。この ζ_{s} で v = 0とすると (3.4.1) 式となる。



図は2016年4月17日0000UTCの300hPa面である。強風軸の位置をチェックしよう。

ジェット気流で特に風速の大きい領域を、ジェットストリーク(jet streak)と呼ぶ。 前ページまでで見たように、強風軸では相対渦度が0だが、ジェットストリークでは特に、その 左側には正渦度極大、右側には負渦度極大が位置する。

図の右下の模式図はジェットストリークと渦度・渦度移流の位置関係を表す。第4.4節参照。 渦度と渦度移流は、擾乱の移動や鉛直運動の励起に重要となる。(第4章) 次ページにこの事例の500hPa面の渦度の分布を示す。

渦度移流の分布を把握するには、第2.4節の温度移流の把握と同様に、渦度の等値線とジ オポテンシャル高度の等値線の交わりと、それらのつくる四辺形の面積から推測できる。

#この事例は第2.3節のエマグラムの説明で取り上げた。このあと第4.5節、第5.5節、第6.4節でも取り上げる。

3.4 ジェットストリーク



前ページと同じ、2016年4月17日0000UTC 500hPa 単位は渦度は10⁻⁵ s⁻¹、風速はm s⁻¹である。 相対渦度(左上)は、曲率渦度(左下)とシアー渦度(右下)に分けられる。

右上図の強風分布では、強風軸は

- 115°E付近ではジオポテンシャル高度5520m付近とジオポテンシャル高度5700m付近、
- 145°E付近ではジオポテンシャル高度5400m付近と5640m付近

に見られる。それらの位置は右下図でシアー渦度の正領域の赤道側に対応する。

トラフの検出に相対渦度の極大を使うことがあるが、トラフに対応するのは曲率渦度(左下図)である。

ただし、天気予報で渦度を解析するのは、渦度の水平移流が鉛直運動の励起に関係するためである(第4章参照)。そのためには、トラフの監視のために曲率渦度だけを抽出するべきではない。

#この事例は第2.3節のエマグラムの説明で取り上げた。このあと第4.5節、第5.5節、第6.4節で も取り上げる。



前の図と同じ時刻の衛星水蒸気画像を示す。

水蒸気画像は対流圏上層に感度を持ち、上層で水蒸気の多い領域は白く、水蒸気の少ない 領域は黒く示される。後者は暗域と呼ばれる。

ー般に、上層の強風軸をはさんでその右側(暖気側)では水蒸気が多く、左側(寒気側)では 少なく、不連続分布になる。

ここでは暗域は発達した温帯低気圧の特徴である「金槌の頭(hammer head)」のパターン(第5.5節)となっている。

第2.5節で、北半球では地衡風相対渦度 ζ_g とすると、慣性安定になる条件は $\zeta_g > -f$ で、 地衡風相対渦度には下限があり、これより小さい相対渦度は慣性不安定になることを示した。

つまり、北半球では強風軸の右側では、相対渦度がある程度小さくなると慣性不安定になり、水平混合が生じる。

これに対して強風軸の左側は常に慣性安定なので、湿潤空気と乾燥空気が合流しても水平 混合は起こりにくい。このため衛星画像で低気圧・前線に伴う上層雲の北側の境界が明瞭に なる。

4. 準地衡風的強制力による鉛直運動と 地上気圧変化

- 4.1 準地衡風近似
- 4.2 準地衡風渦度方程式
- 4.3 準地衡風オメガ方程式と傾向方程式
- 4.4 準地衡風オメガ方程式の解釈
- 4.5 傾向方程式の解釈

第2章では運動方程式・熱力学方程式と渦度保存則、第3章では上空の流れを簡単化した例 を取り上げた。現実の現象は第3章のジェット気流やトラフに関連付けた運動の説明ほど簡単 ではないが、第2章の運動方程式等をそのまま使うのでは複雑すぎる。

この章では、総観規模現象を扱うため、運動の一部を地衡風で近似する「準地衡風近似」を 適用して、中緯度の総観規模での上層トラフ・リッジとそれにより励起される鉛直運動について、 渦度を用いる方法で説明する。

毎日の天気変化をこの方法で説明するために、現在でも、500hPa面の渦度の図が使用されている。

章全体の参考文献としては、主に、Lackmann (2011) を参照している。

カ学に関しては必要に応じて「総観気象学理論編」第5章も参考にしていただきたい。

【総観規模現象の鉛直運動と雲・降水】

総観規模現象の鉛直運動の典型的な大きさは、~10⁻² m s⁻¹ (= 1cm s⁻¹。第2章)であった。 本章で考えている規模の鉛直運動は、基本的に、温度風バランスからのずれを回復する過程 で、大気を持ち上げ/沈降させる力が働くことによる。

持ち上げによってどのような雲・降水が生じるか(層状性か対流性か)は、成層の安定性による。すなわち、安定な成層の空気を持ち上げた場合は、生じる雲・降水は層状性であろうし、安定度の低い成層の空気を持ち上げた場合は対流性の雲・降水が生じる。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

4.1 準地衡風近似

p座標系の運動方程式 (2.1.14) で、
$$f - c(f = f_0)$$
とし、摩擦力を無視すると
$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla_p \Phi - f_0 \mathbf{k} \times \mathbf{V}$$
(4.1.1)

地衡風(第2.2節)とそこからのズレを意識しつつ、運動方程式を簡単にしたい。 2次元風ベクトル Vを地衡風成分 V_a と非地衡風成分 V_a で表す。

$$\boldsymbol{V}_{g} \equiv \frac{1}{f} \boldsymbol{k} \times \nabla_{p} \Phi = \frac{g}{f_{0}} \boldsymbol{k} \times \nabla_{p} Z \quad (4.1.2) \qquad \boldsymbol{V} \equiv \boldsymbol{V}_{g} + \boldsymbol{V}_{a} \quad (4.1.3)$$

このことを使って、運動方程式 (4.1.1)を次のように書く。

$$\frac{d_g \boldsymbol{V}_g}{dt} = -f_0 \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{V}_a \tag{4.1.4}$$

ここで、ラグランジュ微分の移流項は地衡風による移流のみとする。

$$\frac{d_g}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla_p = \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + \nu_g \frac{\partial}{\partial y}$$
(4.1.5)

p座標系における空気塊の運動方程式 (2.1.14) 式で、単純化するため、ここではコリオリパラ メータは緯度によらず一定(f面近似)などとして、(4.1.1) 式のように書く。これをさらに近似に より簡単にしたい。

総観規模現象の水平風は地衡風で近似できる。しかし完全に地衡風に置き換えてしまうと、 (4.1.4) 式の右辺が0となり、地衡風の変化が生じず、鉛直運動も説明できない。それで、以下 のように近似を工夫する。

- 移流する水平風と、移流される水平風は、地衡風とする。時間微分を表す (4.1.5) 式を、 (2.1.17) 式と比較すること。
- 発散は非地衡風で説明する(後出)。これにより鉛直運動が説明できる。

ここでは準地衡風近似を簡略な方法で説明している。厳密には、地衡風からのズレの成分 を、さらにスケールごとに分けて、必要な成分のみ抽出する必要がある。「総観気象学 理論 編」第5章はその方法を取っている。

【(4.1.4) 式の導出】

(4.1.2) 式の両辺に $\mathbf{k} \times \mathcal{E}$ 作用させると、 $\mathbf{k} \times \mathbf{V}_g = \mathbf{k} \times \left(\frac{1}{f_0}\mathbf{k} \times \nabla_p \Phi\right) = -\frac{1}{f_0}\nabla_p \Phi$ で、変形する $\mathcal{E} \nabla_p \Phi = -f_0 \mathbf{k} \times \mathbf{V}_g$ と書け、これを用いると (4.1.1) 式の右辺 = $-f_0 \mathbf{k} \times \mathbf{V}_a$ となる。 一方、(4.1.1) 式の左辺の $d\mathbf{V}/dt$ は水平運動の加速度だが、これを地衡風運動の加速度

d_aV_a/dt で近似する。以上により (4.1.4) 式が導出される。次ページも参照。

加速度を完全に無視すると地衡風平衡だが、地衡風の時間変化としての加速度で近似する点が「準」地衡風近似である。

準地衡風近似での運動方程式

前ページの運動方程式について、x成分を考えてみる。 (2.1.12) 式(x 成分)に (2.1.17) 式を適用して展開し、準地衡風近似を適用する。 つまり、移流は地衡風のみとする。



y成分も同様に考え、結局、こう書ける。

$$\frac{d_g u_g}{dt} = f_0 v_a \quad , \quad \frac{d_g v_g}{dt} = -f_0 u_a \tag{4.1.7}$$

- ・ 地衡風的水平運動 V_g の時間変化(加速度)があると、それに対して左向きの非 地衡風的水平運動 V_a が生じる。 または、
- 地衡風からのズレV_aがあると、それに対して右向きの地衡風V_gが時間変化する。

(4.1.7)式の意味は

- 地衡風的水平運動V_gの時間変化(加速度)があると、それに対して左向きの非地衡風的水 平運動V_aが生じる。
- または逆に、
- 非地衡風的水平運動*V_a*があると、それに対して右向きに地衡風的水平運動*V_g*の時間変化 (加速度)が生じる。

が説明できる。

これらはどちらが原因でどちらが結果かというより、バランスするように同時に生じると考えた 方が良い。

【準地衡風近似に加えて、この第4章で用いる近似】

- コリオリパラメータは本来は緯度によって変化する(f = 2Ω sin φ、Ω:地球の自転の角速度、 φ:緯度)。これを、f 一定(f 面近似)、または f の緯度に対する変化率を一定(β面近似) として近似する。
 - F 面近似: $f = f_0 = 2\Omega \sin \varphi_0$ のように、定数として近似
 - ▶ β面近似: $f = f_0 + \beta y$ (β ≡ $(df/dy)_{\varphi_0} = 2\Omega \cos \varphi_0 / R$)と近似 (Rは地球の半径)
- 静的安定度は水平方向には一様。すなわち、静的安定度は気圧のみの関数とする。
- 静力学平衡近似
- 摩擦無し
- 断熱



(4.1.4) 式 $\frac{d_g V_g}{dt} = -f_0 \mathbf{k} \times \mathbf{V}_a$ の意味を、ジェットストリーク入口の空気塊に関して考える。

地点A: はじめに、ジェットストリークに流入する以前の、地点Aにある空気塊では、気圧傾度 カとコリオリカがつりあって、地衡風バランスとなっている。

地点B: この空気塊が、ジオポテンシャル高度の傾度の大きい領域である地点Bに進むと、空 気塊にかかる気圧傾度力が増大する。そしてこの気圧傾度力に対応した地衡風速も増大する。 しかし、空気塊の速度(風速)はすぐには変わらないので、空気塊にかかるコリオリカは前のま まである。すると、地衡風バランスが崩れ、低圧部側へ向く非地衡風V_aが励起される。 この非地衡風V_aがコリオリカにより右向きに曲げられ、高圧部側を右に見るような風速が増 大する。これにより地衡風と同じ向きの風速が加速される。

地点C: これらにより、空気塊の速度が増大するため、空気塊にかかるコリオリカも増大する。 すると、増大した気圧傾度力とコリオリカがバランスし、新たな地衡風バランスとなる。

非地衡風運動と鉛直運動

連続の式 (2.1.22) 式で水平運動と鉛直運動が関連付けられていた。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)_p + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \qquad (2.1.22)$$

地衡風の定義より、地衡風の水平発散は

$$\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right) \frac{d}{dy} \left(\frac{1}{f}\right) = -\frac{\beta}{f} v_g \qquad (4.1.8) \qquad \beta \equiv \frac{df}{dy} \quad (2.5.9)$$

(4.1.) 式の右辺は中緯度では通常無視して良い値である。これらから、

中緯度では $f \sim 10^{-4}$ s⁻¹、 $\beta \sim 10^{-11}$ (m s)⁻¹、 $|V_g| \sim 10$ m s⁻¹とすると、地衡風の発散は (4.1.8) 式 から 10⁻⁶ s⁻¹のオーダーと見積もられる。

それに対して、中緯度の総観規模現象(L~10⁶ m、U~10 m s⁻¹)の発散(非地衡風によるものも含む)は、典型的には U/L~10⁻⁵ s⁻¹のオーダーと言えるので、地衡風の発散は通常無視できる。

特に、fを一定とする f 面近似であれば、 $\beta = 0$ であるため、(4.1.8) 式の右辺は0となる。 よって f 面近似では地衡風は非発散である。

前掲の (4.1.4) 式で、水平方向の非地衡風成分は地衡風の時間変化と関連して生じると言えることが説明されていた。

一方、天気を考えるには鉛直運動の分布を知りたいのだが、(2.1.22) 式と(4.1.9) 式から、鉛 直運動ωは地衡風とは関連付けられず、非地衡風と関連付けられると言える。

すると、「地衡風の時間変化が起こると、非地衡風的水平運動が生じて、さらにその結果として鉛直運動が生じる」ことが説明できることになる。



前ページの説明から、トラフ・リッジ(すなわち流れの曲率)がない流れでも、ジェットストリーク (流れの風速変化)がある場合は、鉛直運動が生じることが説明できる。

ジェットストリークの入口では

- 加速度は、地衡風速が増大するのでジェット気流と同じ方向に生じる。
- 非地衡風運動は、加速度に対して左向きに生じるので、ジェット気流に対して左向きに生じる。
- 水平発散は、励起された非地衡風により、入口左側で収束、入口右側で発散が生じる。

ジェットストリークの出口では

- 加速度は、地衡風速が減少するのでジェット気流と逆の方向に生じる。
- 非地衡風運動は、加速度に対して左向きに生じるので、ジェット気流に対して右向きに生じる。
- 水平発散は、励起された非地衡風により、出口右側で収束、出口左側で発散が生じる。

右側の図はジェットストリーク入口側から見た模式図である。ジェット気流の下の対流圏側では、右側(暖気側)で上昇、左側(寒気側)で下降運動が励起される。



前ページと同様の考え方で、風速一定で曲率のある流れを考える。

トラフでは以下のことが起こる。

- 地衡風の加速度は、左に曲がる方向に生じる。
- 非地衡風運動は、加速度に対して左向きに生じるので、流れに対して後ろ向き(風 速を遅くする方向)に生じる。

リッジでは以下のことが起こる。

- 地衡風の加速度は、右に曲がる方向に生じる。
- 非地衡風運動は、加速度に対して左向きに生じるので、流れに対して前向き(風速 を速くする方向)に生じる。

以上は曲率による風速変化として傾度風でも説明できる(第2.2節参照)。トラフ・リッジの移動はなく、実際の風は傾度風で近似できると仮定すると、低気圧性曲率の場合の傾度風速は 地衡風速より小さいので、地衡風とは逆向きの非地衡風成分が生じていることになる。高気圧 性曲率の場合は傾度風速は地衡風速より大きいので、地衡風と同じ方向の非地衡風成分が 生じていることになる。

これらの結果として、以下のことが起こる。

- トラフ前面・リッジ後面では、水平発散が生じる。
- トラフ後面・リッジ前面では、水平収束が生じる。

ここまでの説明にあるような、ジェットストリークやトラフ・リッジに伴う収束・発散が、圏界面付 近で生じるのであれば、対流圏では補償流としての下降・上昇運動が生じることが示唆される。 それら対流圏内の鉛直運動の説明には、第4.4節の議論が必要である。

4.2 準地衡風渦度方程式

前節では運動方程式を、準地衡風近似・f 面近似で簡単化した。 $\frac{d_g u_g}{dt} = f_0 v_a , \qquad \frac{d_g v_g}{dt} = -f_0 u_a \qquad (4.1.7)$ ただしこのあと、運動方程式としては、 β 平面近似($f = f_0 + \beta y$)の 式を用いる。 $\frac{d_g u_g}{dt} = f_0 v_a + \beta y v_g , \qquad \frac{d_g v_g}{dt} = -f_0 u_a - \beta y u_g \qquad (4.2.1)$ ここで、渦度を導入する。 地衡風渦度を定義すると、ジオポテンシャル Φ のみで表現できる。 $\zeta_g = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{1}{f_0} \nabla_p^2 \Phi \qquad (4.2.2)$

2方向の成分の運動を渦として表すと、1個の変数で表すことができる可能性が生じる。 天気変化の説明をすることを最終目標としつつ、ここではまず、渦度の変化(低気圧やトラフ の変化に関連)を説明することを目指す。

渦度方程式は第2.5節で既出だが、ここでは総観規模現象を簡略に表すための準地衡風近 似を適用する。

渦度は、(2.5.1) 式の渦度 $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ を地衡風で (4.2.2) のように表す。 (4.1.7) の各式をそれぞれyとxで偏微分し差をとると、

$$\frac{d\zeta_g}{dt} = -f_0 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right)$$

が得られる。これは ƒ面近似の準地衡風渦度方程式で、左辺の空気塊の地衡風渦度が、右 辺の非地衡風の水平発散により変化することを表す。ただし、これはあまり使われない。

このあとは拡張性を持たせるため、f面近似の運動方程式 (4.1.7) 式の代わりに β平面近似 の運動方程式 (4.2.1) 式を用いる。これは、(4.1.1) 式のf₀を置き換えた

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla_p \Phi - (f_0 + \beta y)\mathbf{k} \times \mathbf{V}$$

に、(4.1.4) 式の導出と同様に $\nabla_p \Phi = -f_0 \mathbf{k} \times \mathbf{V}_g$ を用い、さらに $\beta y \mathbf{V}_a$ は他の項と比較して微小として無視することで得られる。 次ページ以降で β 平面近似・準地衡風近似の渦度方程式を求める。

 β 平面近似($f = f_0 + \beta y$)・準地衡風近似の運動方程式 $\frac{d_g u_g}{dt} = f_0 v_a + \beta y v_g \quad , \quad \frac{d_g v_g}{dt} = -f_0 u_a - \beta y u_g$ (4.2.1)これらから、準地衡風渦度方程式が得られる。 $\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \zeta_g - \nu_g \beta - f_0 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial \nu_a}{\partial y} \right)$ (4.2.3)B効果により、北半球では渦度は南風で減少、北風で増大する。 さらに書き換えると $\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \left(\zeta_g + f \right) - f_0 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right)$ (4.2.4)地衡風渦度 絶対渦度の水平移 渦度は水平発散で減 の時間変化 流(トラフ等の移動) 少、収束で増大

(4.2.1) 式をそれぞれyとxで微分し差をとると、(4.2.3) 式が得られる。この式の各項の意味は次の通り。

- 左辺:ある場所における地衡風相対渦度の時間変化。
- 右辺第1項:地衡風相対渦度の、地衡風による移流。
- 右辺第2項:β効果による惑星渦度の移流。
- 右辺第3項:非地衡風の発散における渦管の伸び縮み。

さらに $\beta = df / dy$ を用いると (4.2.4) 式が得られる (理論編 第5.3節も参照)。この式は下記 を意味する。

「地衡風渦度の時間変化は、地衡風絶対渦度の地衡風による水平移流と、(非地衡風の)水 平発散で説明できる。」

(4.2.4) 式の右辺第2項(発散項)では、コリオリパラメータとして基準緯度の値である定数 f₀ が使われているが、右辺第1項の移流項では定数でない f が使われている。

準地衡風近似でない渦度方程式が 第2.5節の (2.5.8) 式であった。比較・確認しておこう。

水平収束・発散は、一般には、対流圏の下端(地表面・海面)及び上端(圏界面)で大きく、中間では相対的に小さいと考えられる。それで対流圏のほぼ中間の高さである500hPa付近では水平発散・収束は小さいと考えると、(4.2.4)式では右辺第2項がほぼ0となって第1項のみが残り、500hPaの渦度は近似的にはそのまま移動すると考えることができる。このため伝統的に500hPaの渦度に着目してきた。ただし、実際には変化は小さくないこともある。

準地衡風渦度方程式
$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -V_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f) - f_0 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right) $ (4.2.4) 地衡風渦度 移流項 発散項
の時間変化
連続の式 $\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$ (4.1.9) を使って
$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} (4.2.5)$ (4.2.5)
る 高管の伸縮による 高度変化 $\zeta_g + f$ 小 $\zeta_g + f$ 大 $\zeta_g + f$ $\zeta_g + f$ ζ_g + f + f ζ_g + f +
水平収束/発散 = 渦管の伸び/縮み ⇒ 地衡風絶対渦度の増大 /減少

渦度方程式 (4.2.4) では右辺第2項「発散項」は、水平発散により渦度が変化することを表す。 一方、連続の式(質量保存)では、空気塊の水平方向の伸縮が鉛直方向の伸縮と関連付けられることを説明する。これらを用いて渦度の変化を説明するために、渦管の考え方を導入する。 図のように、鉛直に立った空気柱が回転している様子を考える。この回転が、渦度の鉛直成分である。ただしここでは地衡風絶対渦度 ζ_a + f である(ここではこれを、単に渦度と呼ぶ)。

収束・発散に対して渦度が保存するとは、この空気柱の半径が増大/減少すると渦度が減少 /増大すること、すなわち回転速度の低下/増大が生じることを表す。

一方、質量保存からは、空気柱の太さが減少/増大すると鉛直方向の長さが増大/減少す ると言える。

このような回転する空気柱を渦管と呼び、渦管が伸びると渦度が増大、渦管が縮むと渦度が 減少すると説明できる。

なお、ここでの渦度は地衡風絶対渦度であった。惑星渦度fが正でその変化が相対的に小さいとすると、水平発散により渦管が縮んで絶対渦度が減少すれば地衡風相対渦度 ζ_g は負の値になることもある。このときは地面に相対的な循環は高気圧性になる。

【演習課題】第2.5節の準地衡風近似でない渦度方程式 (2.5.10) 式はスケールによらないの で、比較的スケールの小さい対流等に伴っても渦管の伸縮とその結果として小スケールの渦 度分布が生じることが説明される。第3.4節で示していた2016年4月17日の北日本周辺の渦度 分布(第4.5節で再掲)について、総観規模のトラフ・リッジ・ジェット気流に伴う曲率渦度・シアー 渦度で説明できるものと、総観規模現象では説明できないものについて、考察せよ。

4.3 準地衡風オメガ方程式と傾向方程式

準地衡風渦度方程式

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \left(\zeta_g + f \right) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \tag{4.2.5}$$

- 前節までで、渦度の時間変化を準地衡風近似で簡略に表現することを説明した。
- 一方、知りたいのは、天気を悪くする鉛直運動と、地上の風分布(気圧分布) などの時間変化である。
- 上記の準地衡風渦度方程式には、風の時間変化(=渦度の時間変化)と鉛直 運動が入っている。2個の変数を求めるには、1個の式ではできないので、もう 1個の式を使って、方程式系を解く。
- ・ ただし、その前に、左辺の時間微分項($\partial \zeta_g / \partial t$)をジオポテンシャル Φ の時間 変化で表しておくことにする。

(4.2.5) 式は、左辺の地衡風渦度の時間変化の予報につながる式である。そして (4.2.2) 式で 地衡風渦度はジオポテンシャル高度分布に関連付けられるので、(4.2.5) 式はジオポテンシャ ル高度分布の時間変化の予報にもつながる式である。

この式の右辺第1項は地衡風のみ、すなわち初期のジオポテンシャル高度の分布のみで決まる。

右辺第2項は非地衡風成分のみで決まる。

予報につなげるためには、右辺第2項を何らかの方法で求める必要がある。

ー方、天気を考えるために鉛直運動の分布を求めるには、何らかの方法で左辺にあるジオ ポテンシャル高度の時間変化を求める必要がある。

このことについてこの節で考える。
ジオポテンシャル変化傾向 χ を導入

ここでは、準地衡風渦度方程式 (4.2.5) 式を、あとで使いやすい形に変形し ておく。

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\boldsymbol{V}_g \cdot \nabla_p \left(\zeta_g + f \right) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \qquad (4.2.5)$$

知りたいのは地上気圧変化等なので、

「ジオポテンシャル変化傾向」 $\chi \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ (4.3.1)

を導入する。すると(4.2.5)式は下の形に変形できる。

$$\nabla^2 \chi = -f_0 \boldsymbol{V}_g \cdot \nabla_p \left(\zeta_g + f \right) + f_0^2 \frac{\partial \omega}{\partial p}$$
(4.3.2)

$$\zeta_g = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi = \frac{g_0}{f_0} \nabla^2 Z \qquad (4.2.2)$$

(4.3.2) 式までで、

運動方程式 \rightarrow 渦度方程式 $\rightarrow \chi \cdot \Phi \cdot \omega$ を使う式

と変形した。右辺の V_g と ζ_g は共にジオポテンシャル Φ から求められる。このジオポテンシャ ル Φ は初期場のデータ(初期時刻のジオポテンシャル高度の観測値)として与えられる。一方、 求めたい変数は χ と ω の2個なので、これらを求めるには方程式が2個必要である。よって、こ れらを用いる式をもう1個作って、 χ と ω を求められるようにしたい。

ここまでには運動方程式の他に連続の式(質量保存則)も用いていた。 まだ使用していないのは熱力学方程式である。これを次ページで導入する。

準地衡風近似の熱力学方程式

第2.3節で準地衡風近似でない熱力学方程式が示されていた。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_{p} T - \left(\frac{R_{d} T_{v}}{C_{p} p} - \frac{\partial T}{\partial p}\right) \omega = \frac{J}{C_{p}}$$
(2.3.4)

ここで、仮温度 T_v は気温Tで近似して、温位の定義式 (2.3.6) も使うと、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{p}\right) T + \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \omega = \frac{J}{C_{p}}$$
(4.3.3)

これは準地衡風近似・断熱(J = 0)では下のように書ける。

$$\frac{d_g T}{dt} = \frac{\sigma p}{R} \omega \qquad (4.3.4) \qquad (準地衡風近似の熱力学方程式)$$

$$\sigma \equiv -\left(\frac{RT_0}{p}\right) \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial p} \quad (4.3.5) \qquad T_0, \ \theta_0:$$
等圧面上の代表値

(4.3.5) 式の σ は鉛直安定度に関係する。すなわち、(4.3.4) 式で、気温の変化と鉛直運動を 関連付けているが、気温の変化に対して鉛直運動がどのような大きさになるかは、安定度が 関係する。(4.3.5) 式では $T \ge \theta$ は基本場の値(定数)とし、 σ は p のみの関数とする。ただし、 この近似は、安定度が場所によって大きく異なる場合は誤差が大きくなる。

このあとは、さらなる近似として、σをpにもよらない定数とする。

(4.3.4) 式: 準地衡風熱力学方程式(断熱)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -V_g \cdot \nabla_p T + \frac{\sigma p}{R} \omega$$
ここから、 $\phi \Rightarrow \chi = \frac{\partial \phi}{\partial t} \xi \pi v$
ジオポテンシャルと気圧の関係を表す (2.1.11) 式と、状態方程式より
$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{RT}{p}$$
(4.3.6)
$$-\frac{\partial \Phi}{\partial p} : P = P = \frac{RT}{p}$$
(4.3.6)
$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -V_g \cdot \nabla_p \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right) - \sigma \omega$$
(4.3.7)
$$(4.3.2) \ \text{式} c, \ \text{運動方程式} (\text{lag 方程式}) \ \text{hos}_{\chi} \xi \phi \text{jst.cs}$$

渦度方程式の変形から Φ や χ を用いた式にした (4.3.2) 式と同様に、熱力学方程式 (4.3.4) 式 からも Φ や χ を用いた式にしたいので、気温 *T* を Φ で表す。そこには層厚(第2.4節)を使う。

熱力学方程式 (4.3.4) 式の T に (4.3.6) 式を適用して、Φの時間微分の項に (4.3.1) 式を適用 すると (4.3.7) 式となる。

第2.4節では層厚は、2つの等圧面のジオポテンシャル高度の差としていた。それで、ここで のジオポテンシャル Φ の気圧による微分(鉛直傾度)も層厚と考えることができる。

一方、静力学平衡の式では $\partial \Phi / \partial p = -1/\rho = -\alpha$ (α :比容)と説明されていた。それはも ちろん正しいのだが、ここでそれを層厚と考えると、あとで低気圧の発達が考えやすくなる。な お、等圧面上(気圧一定)では、気体の状態方程式により $\alpha \propto T$ である。 2個の変数(ωとχ)を含む 2個の方程式 (4.3.2), (4.3.7) 式

 $\frac{\partial \chi}{\partial p} = -V_g \cdot V_p \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \sigma \omega \qquad \leftarrow (4.3.7) \mathbf{I}_{\circ} \mathbf{A} \mathbf{D} \mathbf{B} \mathbf{D} \mathbf{B} \mathbf{D} \mathbf{B}$

これらの2式を、 ω と χ のどちらかについて解く。

- χを消去しωを残すと、オメガ方程式になる。
- ωを消去しχを残すと、ジオポテンシャル傾向方程式(傾向 方程式)になる。

ここまでで、運動方程式(から導出した渦度方程式)と、熱力学方程式から、それぞれ、 χ と ω (及び Φ)を用いた式が導かれた。

この2つの式から、 χ と ω を求めるための変形を行う。

(4.3.2) 式をpで偏微分、また (4.3.7) 式にラプラシアン(∇^2)を適用し、両者の差をとって χ を消去すると、オメガ方程式になる。

逆に (4.3.7) 式をpで偏微分して (4.3.2) 式との差をとってωを消去すると、傾向方程式になる。

これらの変形後の式を次ページに示す。

#ωを消去することにより準地衡風渦位方程式も導出できるが、本書では使用しない。必要な場合は「総観気象学理論編」第5章を参照。

準地衡風オメガ方程式と傾向方程式

オメガ方程式

$$\left(\nabla_{p}^{2} + \frac{f_{0}^{2}}{\sigma} \frac{\partial^{2}}{\partial p^{2}}\right)\omega = \frac{f_{0}}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[\boldsymbol{V}_{g} \cdot \nabla_{p} \left(\boldsymbol{\zeta}_{g} + f\right) \right] + \frac{1}{\sigma} \nabla_{p}^{2} \left[\boldsymbol{V}_{g} \cdot \nabla_{p} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]$$

$$(4.3.8)$$

傾向方程式

$$\begin{bmatrix} \nabla_p^2 + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \right) \end{bmatrix} \chi = -f_0 \mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \left(\boldsymbol{\zeta}_g + f \right) - \frac{\partial}{\partial p} \left[-\frac{f_0^2}{\sigma} \mathbf{V}_g \cdot \nabla_p \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]$$

$$\chi = \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (4.3.1) \tag{4.3.9}$$

- オメガ方程式は鉛直運動の分布を表す診断方程式(予報はできない)。
- 傾向方程式はジオポテンシャルの時間変化を表す予報方程式。
- どちらも、右辺はジオポテンシャルの観測値だけで決まり、式としてはジ オポテンシャルの分布から左辺のωやχを求められる。
- どちらも、右辺の地衡風による変形により、左辺の非地衡風運動ωまた はジオポテンシャルの時間変化 χ が生じる。

地衡風渦度(上記では赤字) $\zeta_g = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi$ (4.2.2) 層厚(上記では青字) $-\frac{\partial \Phi}{\partial p} = \frac{RT}{p}$ (4.3.6) を使って上の式を解釈する。

オメガ方程式の各項の意味:

左辺: 鉛直運動 ω の3次元ラプラシアン 右辺第1項: 地衡風による地衡風絶対渦度の移流の鉛直傾度 右辺第2項: 地衡風による層厚移流の2次元ラプラシアン

傾向方程式の各項の意味:

左辺:ジオポテンシャル変化傾向 χ の3次元ラプラシアン 右辺第1項:地衡風による地衡風絶対渦度の移流 右辺第2項:地衡風による層厚移流の鉛直傾度

各項の意味を次節以降でさらに検討する。

傾向方程式は、地上気圧や上層トラフ・リッジの時間変化を以下で説明できることになる点で 重要である。(詳細は第4.5節)

渦度の水平移流=システムの水平移動 水平温度移流=トラフ・リッジ等の強度変化



上記のように ω を波動の形で表せる分布とする。 $L_x \ge L_y$ はそれぞれx方向とy方向の水平波長、 L_p は大気の厚さである。ここでは大気の中間の高度で鉛直運動(上昇流・下降流)の大きさが極大になると想定している。

すると、オメガ方程式の左辺は (4.4.1) 式のようにーωとして考えることができるとする。 以後同様に、ラプラシアンを、もとの変数の負の値に比例すると考える。

ここで、1000-500hPaの層を考え、そのほぼ中間である700hPaのωの分布を診断する。

- B項の鉛直微分は500hPaと1000hPaの差分と考える。ただし、中緯度偏西風帯では1000hPaの渦度移流は小さいと考えて500hPaの渦度移流のみで診断する。
- C項は1000-500hPaの層厚移流で、700hPaを中心とする層の水平温度移流に対応すると 考える。ラプラシアンについては左辺と同様に考える。ただし、考える層(ここでは500~ 1000hPa)において、鉛直シアーがどの高度でも一様であるとすれば、温度風の関係により 層厚傾度もどの高度でも一様となるため、C項で移流する風 Vg として700hPaの代わりに 500hPaまたは1000hPaの値を用いても移流の値は同じであり(第2.4節末記載の (2.4.7)式 に関する説明を参照)、さらには500~1000hPaのどの高度(例えば850hPa)の風を用いても 同じと言える。

これらの結果として、「500hPaの正渦度移流」と「下層の暖気移流」が「700hPaの上昇運動の 励起」に寄与すると説明できる。

従来型の数値予報資料(FAX図)に含まれる要素の選択はこの考え方に基づく。



(4.4.2) 式は (4.3.8) 式から変形し、C項は

 $\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{RT}{p} \quad (4.3.6)$

を用いて水平温度移流と解釈する。ただし、気温は1000-500hPaの層平均であり、移流する 風Vaはその層のどの高度のものでも良い(前ページ参照)。

これにより、よく知られているオメガ方程式の解釈が行われる。

B項を500hPa渦度移流だけで考える理由は、一般に1000hPa(地表面付近)より500hPaの方が風が強く渦度移流も大きいと考えられるためである。

ただし、台風のように中上層より下層の方が風が強い場合は適用できないので、注意が必要である。

ここで説明しているオメガ方程式(従来型)の不便な点は以下の通りである。

- 右辺の強制項として渦度移流に関する項と温度移流に関する項があり、互いに打ち消しあうことがある。
 - 例えば、地上低気圧の南西側の寒冷前線近傍では上層正渦度移流と寒気移流が 影響しうる。
- 鉛直微分を含んでいるため、一つの高度(等圧面)のデータでは診断できない。

ここでは対流圏の上半分(500hPa面より上)は考慮していない。準地衡風理論が発展した時 代は高層観測・解析の精度が今ほどには良くなかったこともあるだろう。

ここまでの形のオメガ方程式を、Qベクトルを用いたオメガ方程式(次ページ参照)と区別す るために、classical または conventional 等と称することがある。ここでは従来型としておく。



ジェットストリークの入口は、(地衡風)渦度移流の正負のペアで表される(第3.4節も参照)。 このうちの正渦度移流域ではその下での上昇流の励起、負渦度移流は下降流の励起に対応 する。次の2ページで、これらの渦度移流に関連した鉛直シアーの変化と鉛直運動励起を説明 する。

* 準地衡風理論においては、鉛直運動は温度風バランスを維持するために励起されると説明 される。準地衡風オメガ方程式における渦度移流の効果は、鉛直シアーの変化に対応し、そ れと温度場とのバランスの崩れによる鉛直運動の励起が説明される。

【演習課題】ジェットストリーク出口で励起される鉛直循環について説明しよう。

【オメガ方程式について補足:Qベクトルを用いたオメガ方程式について】

従来型オメガ方程式(4.3.8式)では、右辺の強制項は、渦度移流項と温度(層厚)移流項の2 個があった。

これに対して、Qベクトルを用いたオメガ方程式(第6.3節と第9.1節参照)では、右辺の強制項 が1個であるため、従来型オメガ方程式の2つの項の打消し合いに伴うような誤差は生じにくい ことが考えられる。

また右辺に鉛直傾度がないので、一つの高度のデータで診断できる。

ただし、上層の擾乱と下層の擾乱の相互作用が関連する大規模運動の説明はしにくい。



すると、温度風バランスが崩れる。

第4.1節で見たのと同様の、ジェットストリークの入口を示している。

第4.1節では、「ジェットストリーク入口では気圧傾度力の変化により空気塊が加速される」としていた。(ラグランジュ的)

ここでは、ジオポテンシャル高度の分布とバランスした地衡風速分布として、上層の等圧面 上でジェットストリークがあるとする。そして、地表付近では風速が0であるとする。つまり、 ジェットストリークの位置の下層では鉛直シアーが強い。その鉛直シアーと温度風バランスした 層厚分布があるとする。

ジェットストリークの入口の地点Aにおける変化(オイラー的)を考える。そこでは、東西に地衡 風速傾度があり、西から東向き風速成分の小さい(すなわち運動量が小さい)空気が流入して いるように見える。そこでは移流により風速を減少させる効果が生じる(u > 0、 $\partial u/\partial x > 0$ の ため $-u \partial u/\partial x < 0$)。するとそこでは、鉛直シアーが弱められるように変化する。しかし層厚 分布は移流では変化しない。地点Aでは層厚の東西傾度はないためである。

すると、ジェットストリークの入口では温度風バランス

 $\frac{\partial V_g}{\partial p} = -\frac{R}{fp} \mathbf{k} \times \nabla_p T \quad (2.4.6)$

が崩れる。温度風バランスを回復するには、鉛直シアーを強めるか、南北の温度傾度を弱める必要がある。そのために、何が起きるか?

図のB-C断面を次ページに示す。



- 上層ジェットストリークの入口では、移流により鉛直シアーが弱められるが、水平温度傾度 (層厚傾度)が変わらないので、温度風バランスが崩れる(前ページ)。このバランスの崩れ を回復するため、非地衡風運動が生じる。この状態を前ページのB-Cに沿った鉛直断面で 説明する。
- ② 温度風バランス回復のためには、気温分布の変化が必要である。ここで、暖気側で上昇 (気圧減少=膨張)により冷却、寒気側では沈降(気圧増大=圧縮)により昇温が生じるこ とで、水平温度傾度が減少する。これにより、弱まった鉛直シアーとの温度風バランスを戻 そうとすることになる。
- ③ 対流圏で鉛直運動が生じると、その上と下では水平収束・水平発散が生じる(連続の式 (2.1.22)式による)。それらの補償流として、暖気側で上昇した空気は上層で寒気側へ、寒 気側で下降した空気は下層で暖気側へ向かうような、非地衡風運動が生じる。
- ④ さらに、それらがコリオリのカにより右に方向を変えられる。すると、東西風の鉛直シアーが強められる。これは最初に移流により弱められていた鉛直シアーの強さを戻そうとする。

これらにより、水平温度傾度と鉛直シアーの温度風バランスを戻そうとする。ただし、前より 弱められた水平温度傾度にバランスするので、鉛直シアーも前よりやや弱い状態になることが 考えられる。

4.5 傾向方程式の解釈

$$\left[\nabla_{p}^{2} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_{0}^{2}}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p}\right)\right] \chi = -f_{0} \boldsymbol{V}_{g} \cdot \nabla_{p} \left(\zeta_{g} + f\right) - \frac{\partial}{\partial p} \left[-\frac{f_{0}^{2}}{\sigma} \boldsymbol{V}_{g} \cdot \nabla_{p} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)\right] \quad (4.3.9)$$

左辺の3次元ラプラシアンをオメガ方程式の場合の (4.4.2) 式と同様に考えると

$$-\chi \propto -f_0 \boldsymbol{V}_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f) - \frac{\partial}{\partial p} \left[-\frac{f_0^2}{\sigma} \boldsymbol{V}_g \cdot \nabla_p \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right] \quad (4.5.1)$$

$$\mathbf{A} \qquad \mathbf{B} \qquad \mathbf{C}$$

- A:ジオポテンシャル変化傾向、すなわち地上低気圧やトラフ・リッジの変化
- B:Aと同じ気圧面の絶対渦度移流

C:層厚の水平移流の鉛直傾度(すなわち上下の水平温度移流の差)

オメガ方程式は診断方程式(予報はできない) $\chi \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t} = g \frac{\partial Z}{\partial t}$

傾向方程式で、地上低気圧やトラフ・リッジの変化傾向が説明できる。

B項:絶対渦度の水平移流によるジオポテンシャル高度変化、すなわち低気圧・高気圧やトラ フ・リッジの移動を表す。

C項:着目している高度の上下における水平温度移流の差によるジオポテンシャル高度変化、 すなわち低気圧・高気圧やトラフ・リッジの強度変化を表す。

【前ページの続き】

[#]前ページのプロセスのうち③が、第4.1節の「空気塊の地衡風運動の変化による非地衡風運動の励起」に対応する。両者の考え方では原因と結果が逆となっているが、どちらが正しくてどちらが間違いということではなく、それらがバランスするように変化するということを表す。 #そこで説明しているプロセスと、第6.3節の前線強化時の鉛直循環励起のプロセスの説明を比較してみよう。



傾向方程式のB項(右辺第1項)は地衡風渦度移流を表す。

トラフ前面: 正渦度移流 $\Rightarrow \chi < 0 \Rightarrow ジオポテンシャル下降$

トラフ後面: 負渦度移流 $\Rightarrow \chi > 0 \Rightarrow ジオポテンシャル上昇$

これらにより、トラフの移動が示される。つまり、水平移流によるシステムの移動に対応する。



図では、曲率渦度を伴うトラフに加え、シアー渦度を伴うジェットストリーク(紫)がある場合を示している。トラフに対応する渦度とそれに関連する渦度移流は図中では省略し、ジェットストリークの出口左側・入口右側の正渦度移流(赤)と出口右側・入口左側の負渦度移流(青)を強調している。

(左)トラフの後方にジェットストリークがある場合。

ジェットストリーク出口左側の正渦度移流(赤)が、トラフ後面の負渦度移流を相殺してトラフ の移動を遅らせ、またジオポテンシャルを下降させて、トラフが深まる。

一方、ジェットストリーク出口右側では、それに関する負渦度移流(青)とトラフ後面の負渦度 移流が共にジオポテンシャルを上昇させるため、深まったトラフのさらに後面では急速にジオ ポテンシャルが上昇することになり、トラフが変形する。このようなとき、トラフは北西一南東の 走向を持つ「負の傾きのトラフ(negative-tilt trough)」となる傾向がある。

(右)トラフの前方にジェットストリークがある場合。

ジェットストリーク入口左側の負渦度移流(青)が、トラフ前面の正渦度移流を相殺し、トラフ が浅まる。

一方、ジェットストリーク入口右側では、それに関する正渦度移流(赤)とトラフ前面の正渦度 移流の両方の効果のため、ジオポテンシャルが低下する。これらのため、トラフの底からその 後面にかけてジオポテンシャルの南北傾度が小さくなる(等値線の間隔が広がる)ことにより、 トラフが変形する。このようなとき、トラフは北東一南西走向を持つ「正の傾きのトラフ(positivetilt trough)」となる傾向がある。



傾向方程式のC項(右辺第2項)は地衡風による層厚の移流の鉛直傾度を表す。

①層厚の移流が上ほど大きく、下で小さい場合 $\Rightarrow \chi < 0 \Rightarrow ジオポテンシャル下降$

②層厚の移流が下ほど大きく、上で小さい場合 $\Rightarrow \chi > 0 \Rightarrow ジオポテンシャル上昇$

図では、700hPa付近に暖気移流極大がある。 すると、次のような変化が考えられる。

- 500hPaでは、②層厚の移流が下ほど大きい。このため、ジオポテンシャルが上昇する。すなわち、リッジが強まる。
- 1000hPaでは、①層厚の移流が上ほど大きい。このため、ジオポテンシャルが下降する。すなわち、地上気圧が低下する。

低気圧前面で下層暖気移流があると、上層リッジが強まり、地上気圧は下降する。



前ページとは逆の場合である。

①層厚の移流が上ほど大きく、下で小さい場合 $\Rightarrow \chi < 0 \Rightarrow ジオポテンシャル下降$

②層厚の移流が下ほど大きく、上で小さい場合 $\Rightarrow \chi > 0 \Rightarrow ジオポテンシャル上昇$

図では、700hPa付近に寒気移流極大がある。 すると、つぎのような変化が考えられる。

- 500hPaでは、①層厚の移流が上ほど大きい。このため、ジオポテンシャルが下降する。すなわち、トラフが深まる。
- 1000hPaでは、②層厚の移流が下ほど大きい。このため、ジオポテンシャルが上昇する。すなわち、地上気圧が上昇する。

低気圧後面の寒気移流場では、上層トラフが深まり、地上では高気圧が張り出す。

トラフ・リッジや地上低気圧・高気圧の強度変化

・上層トラフ・リッジ

- 上層トラフの位置で中下層に寒気移流があれば、その上層トラフは 強まる
 - ・中緯度で上層トラフの西方にサーマルトラフ(寒気中心)がずれていれば、そのトラフは強まる
- 上層リッジの位置で中下層に暖気移流があれば、その上層リッジは 強まる

• 地上気圧

- 上空に暖気移流があれば地上気圧は下降
 - ・ 地上低気圧は発達
- 上空に寒気移流があれば地上気圧は上昇
 ・低気圧は衰弱、高気圧は強化

傾向方程式で説明できる、上層トラフ・リッジや地上気圧の変化をまとめると、上のようになる。

ただし、ここでは、「上層トラフ・リッジ」(500hPaを想定)のさらに上層からの影響は考慮していない。

実際には上部対流圏・圏界面の現象が特徴的といえるパターンも少なくない。

しかしこの基礎編ではまずは、通常最もよく見る資料から特徴を読み取ることを目指している。



第3.4節「ジェットストリーク」及び第2.3節のエマグラムの説明で取り上げた2016年4月17日 0000UTCの500hPa面を示している。

- 強風軸はどこだろうか。
- トラフとサーマルトラフの位置関係はどうか。水平温度移流の分布はどうか。

#この時刻の日本海のトラフは、地上低気圧(2ページあとを参照)のほぼ真上に位置している。



前ページと同じ時刻の、500hPa相対渦度の分布である。

【演習課題】

渦度0線と、ジオポテンシャル高度の傾度で推測される強風軸との対応を示せ。第3.4節の強 風軸との対応についても述べよ。

曲率渦度(トラフ)の性質が強い正渦度域と、シアー渦度の性質が強い正渦度域を、それぞれ 指摘せよ。

図中で朝鮮半島西岸に渦度-126の値がある(単位は10⁻⁶ s⁻¹)。これについて考えてみよう。 慣性安定性(第2.5節)を考えると、北半球では一般に地衡風絶対渦度($\zeta_g + f$)は0より小さく はなれず、中緯度では $f \sim 10^{-4}$ s⁻¹とすると、 ζ_g は-10⁻⁴ s⁻¹程度が下限である。それと比較する と朝鮮半島西岸の-126×10⁻⁶ s⁻¹は小さすぎ(絶対値は大きすぎ)、総観規模現象に関するも のではなくスケールの小さい局所的なものと考えるべきとなる。



前の図と同じ時刻の、850hPa気温と風、700hPa鉛直速度の分布である。

鉛直運動と水平温度移流、及び500hPa渦度移流との関係を考察しよう。 また海面気圧の下降・上昇が大きい領域はどこか(このあとの低気圧の進路や高気圧の張り出しはどうなるか)、推測してみよう。

#日本海の低気圧の中心気圧は前24時間で22hPa深まった。 気象庁天気図でのこの低気圧の最低気圧は、17日0600UTCの972hPaであった。

#この事例は第3.4節「ジェットストリーク」及び第2.3節のエマグラムの説明で取り上げた。このあと第5.5節、第6.4節でも取り上げる。

準地衡風オメガ方程式と傾向方程式の 意味すること

・渦度の正・負の移流により、擾乱が移動する。

- 中下層の暖気移流により、下層低気圧と上層リッジが強まり、寒気移流により、下層高気圧と上層トラフが強まる。これらには層厚の増大・減少が関係する。
- ・以上により、発達中の低気圧は「トラフの軸が西に傾く」よう
 に見えることになる。
- ・上昇流/下降流は、上層の正/負の渦度移流、または暖気/寒気移流により、温度風バランスが崩れた際に、そのバランスを回復させるように生じる。

ここまでで、中緯度の総観規模現象を主に支配する運動等の理論を、断熱・準地衡風近似で説明した。

温帯低気圧の発達過程については、次章で改めて説明する。

なお、温帯低気圧として組織化される擾乱でなくても、総観規模の上層トラフ・リッジや下層の流れによる鉛直運動の励起等も、これらの式で説明できる。



トラフ・リッジと、暖気移流域・寒気移流域の位置関係を確認しよう。それはジオポテンシャル高度場のトラフ・リッジと、サーマルトラフ・サーマルリッジの位置関係で説明できることになる。

#トラフに対してサーマルトラフが西側にずれる(位相が遅れる)のは、傾圧不安定波動の構造 の特徴である。このあとの第5章、及び「総観気象学 理論編」第8章参照。 5. 温帯低気圧

5. 温帯低気圧

- 5.1 温帯低気圧の役割と分布
- 5.2 温帯低気圧・前線の概念モデル
- 5.3 温帯低気圧の発生・発達
- 5.4 傾圧不安定波動としての温帯低気圧
- 5.5 温帯低気圧に伴う雲・降水のパターンと コンベヤーベルト
- 5.6 2012年4月2~4日の低気圧事例

この章では、中緯度の総観規模現象として天気に最も影響を与えると考えられ注目される、 温帯低気圧について、いろいろな側面から記述し検討する。

第5.1節では、地球規模の中での温帯低気圧の役割と、日本付近の温帯低気圧の分布・経路について述べる。

第5.2節では、良く知られている、前線パターンと関連付けた温帯低気圧の発生・発達についての概念モデルについて述べる。

第5.3節では、温帯低気圧の発生・発達について、第4章の準地衡風理論を適用して説明する。また傾圧不安定の理論による波動の構造について第5.4節で触れておく。

低気圧・前線モデルは主に地上の前線のパターンに着目していたが、衛星から見た雲パターンは地上前線から推測されてきた雲分布とは異なっていた。第5.5節では雲パターンを説明するためのコンベヤーベルトの概念を導入する。

第5.6節では事例を取り上げるが、この事例は急速に発達する低気圧である。典型的な(発達が急速でない)温帯低気圧との比較での「急速に発達する温帯低気圧」の特徴については、 第8章「低気圧の多様性」でも取り上げる。

(第5章全体の参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

5.1 温帯低気圧の役割と分布

温帯低気圧の役割:熱と水蒸気の輸送

•下層→上層、低緯度→高緯度

・温帯低気圧の発達しやすい位置:

- ・鉛直シアー(傾圧性)
- ・ジェット気流の変動(トラフ・リッジ等)

・温帯低気圧の基本的な構造や発達は断熱の力学でかなり良く説明できる。

第3章で、子午面循環のうち、中緯度のフェレル循環とされているものは、高緯度側で暖気が 上昇し、低緯度側で寒気が下降することを表し、温帯低気圧に関係する流れであることが示唆 されていることを示した。熱や水蒸気を極方向へ輸送するなら、ハドレー循環が高緯度側まで 広がっているのでも良さそうだが、中緯度に独特の変動があることになる。それを大きく支配す る温帯低気圧について説明する。



太陽による地球の加熱(赤線)よりも地球の南北の温度差(青線)が小さい。

【右】Fasullo and Trenberth (2008)

大気(図中Atm)、海洋(Ocean)、その合計(Total)の、北向きのエネルギー輸送。北半 球では北向き、南半球では南向きに、緯度40度付近を中心に低緯度側から高緯度側 へのエネルギー輸送が大きくなっている。

【左図】 太陽から地球に入射する放射(赤線)は、一部は雲で反射されるなどするが、多くは地球を加熱する。その加熱は低緯度で大きく、高緯度で小さい。

それに対して、地球から宇宙に出ていく放射(青線、地球の温度を反映)は、低緯度と高緯度 でそれほど大きな差がない。

つまり、低緯度では入射するエネルギーが過剰、高緯度では不足しており、それをある程度平 均化するプロセスがあって地球の現在の気温分布になっていることになる。低緯度から高緯度 へ何らかのエネルギー輸送があることを示唆する。

【右図】 北半球では北向き、南半球では南向きに、緯度40度付近を中心に低緯度側から高緯 度側へのエネルギー輸送が大きくなっている。

低緯度では海洋による輸送も少なくないが、中緯度での大気による輸送が大きい。 それを担うのが、この緯度帯での低緯度側から高緯度側への運動と考えられる。

(参考文献)

Fasullo, J. T. and K. E. Trenberth, 2008: The annual cycle of the energy budget. Part II: Meridional structures and poleward transports. J. Climate, 21, 2313-2325.

Gill, A., 1982: Atmosphere – Ocean Dynamics, Academic Press, 682pp.

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



様々な要素に見られる大規模変動が、40°N~60°N付近の緯度帯で特に大きく、それらによる 熱・運動量の極向きの輸送も大きくなっている。

これは、この緯度帯に多く発生する、温帯低気圧の寄与が大きいと考えられる。 熱・運動量の輸送はハドレー循環ではこれほど大きくはならない。

変動が太平洋・大西洋で大きいことも着目すべきである。

(参考文献)

Chang, E. K. M., S. Lee, and K. L. Swanson, 2002: Storm track dynamics, J. Climate, 15, 2163-2183.



Hayasakiらの研究による日本付近の低気圧の頻度の多い地域を示す。 季節により南北の変動はあるが、中緯度の海上で低気圧の発生・通過が多い。

ここでは低気圧は解像度1.25度の再解析データセットから機械的に検出しており、低気圧の 構造による区別はされていない。

Hayasakiらの調査結果は11月~4月について掲載されており、台風(熱帯低気圧)はほとんど 含まれておらず、温帯低気圧が多いことが考えられる。

12月(左上)は日本海低気圧が多いが、2月(右上)は南岸低気圧が主となる。4月(左下)は 三陸沖での低気圧の北上が多くなる。

4月の大陸上での低気圧の頻度増大は、大陸の昇温の寄与が大きく、地形の影響もあること が考えられる。

(参考文献)

Hayasaki, M. and R. Kawamura, 2012: Cyclone activities in heavy rainfall episodes in Japan during spring season. SOLA, 8, 045-048.



前頁と同じHayasakiらの研究。

ムは前頁と同じく低気圧の主たる経路を表す。

温帯低気圧はジェット気流と関連して、鉛直シアーの大きいところで発達すると考えられている。

Eady最大成長率($\sigma = 0.31 \frac{f}{N} \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|$ 、図中の青実線は $\sigma \ge 0.8$)には鉛直シアー $|\partial U/\partial z|$ (傾圧性)とブラント-バイサラ振動数Nが含まれており、理論的にはこの値が大きいほど傾圧性擾乱が速く発達すると考えられる(総観気象学 理論編 第8.5節参照)。

12月(左上)は日本海で相対的にEady最大成長率が大きく、海面水温(SST)水平傾度も大きい。そこに低気圧の主要な経路が対応している。

2月(右上)は日本海はSST水平傾度が大きいがEady最大成長率はやや小さくなり、南岸で Eady最大成長率が増大し主要な低気圧経路になっている。寒気及びジェット気流の南下に対応していると考えられる。

4月(左下)はEady最大成長率が大陸で大きくなっている。これは地表面・下層大気の昇温に 伴う安定度の低下(N減少)によるところが大きいと考えられる。

(参考文献)

Hayasaki, M. and R. Kawamura, 2012: Cyclone activities in heavy rainfall episodes in Japan during spring season. SOLA, 8, 045-048.



温帯低気圧は傾圧帯で発生し、前線の分布・パターンが低気圧の発達段階と対応が良いこ とが古くから知られていた。そのため20世紀初頭のBjerknesら以来、低気圧・前線モデルが提 案されてきている。その初期のものや経緯についてはたとえば北畠(2023)を参照していただ きたい。

上の図はPalménらによる有名な教科書に掲載されている図である。

(I)上層トラフの前面で、傾圧帯の南端に、温暖前線と寒冷前線が発生する。

(Ⅱ)上層トラフと下層前線の波動の振幅が増大し、地上低気圧が発達しながら寒気側へとシ フトする。

(Ⅲ)地上低気圧は上層トラフのほぼ真下の寒気内に進み、地上では寒冷前線が温暖前線に 追いつく「閉塞」の構造となる。低気圧発達の最終段階である。

現在でも、国内外の多くの教科書で紹介されている低気圧・前線の概念モデルは基本的にこれに基づいている。

(参考文献)

北畠尚子, 2023: 温帯低気圧の概念モデルにおける閉塞前線の構造とその形成過程の一般 化. 測候時報, 90, 1-20.

Palmén, E. and C. W. Newton, 1969: Atmospheric Circulation Systems. Their Structural and Physical Interpretation. Academic Press, New York, 606pp.



Shapiro and Keyser (1990) は、航空機観測の結果も用いて詳細な解析を行った事例をもとに、 上図の概念モデルを提案した。これは前頁のモデルとは特に以下の点が異なると強調してい る。

- 寒冷前線が低気圧中心付近で弱まる(前線断裂)
- 低気圧の西側に、温暖前線の延長のような前線が解析される(ベントバック前線)
- 寒冷前線が温暖前線に追いつくのでなく(閉塞せず)、T字型になる(Tボーン構造)
- 低気圧中心付近に暖気が隔離される(暖気核隔離)

これらの特徴は、20世紀前半に既に気づかれていたが、代表的なモデルとしては前頁のものが使われてきていた(北畠 2023を参照)。

第6.5節「閉塞前線」も参照。

(参考文献)

北畠尚子, 2023: 温帯低気圧の概念モデルにおける閉塞前線の構造とその形成過程の一般 化. 測候時報, 90, 1-20.

Shapiro, M. A. and D. Keyser, 1990: Fronts, jet streams and the tropopause. Extratropical Cyclones: The Eric Palmén Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 167-191.



ベルゲン学派以来の古典的な低気圧モデルでは、暖域が狭くなって温暖前線に寒冷前線が 追いつく(catch-up)ことにより閉塞(occlusion)が起こるとされた。それに対して、Shapiro-Keyser の低気圧モデルでは、暖域が狭くならず、暖気核隔離が起こるとされた。これは追いつきという より寒気が低気圧中心を包み込む(wrap-up)ことにより生じると説明される。

2つのパターンが生じることについてはいくつかの研究があるが、Schultz et al. (1998) は、大 規模な流れが分流場であるか合流場であるかによって低気圧・前線のパターンが変わりうるこ とを示した。寒冷前線と温暖前線のどちらが顕著か、上空の偏西風の強さとの温度風の関係 で説明できるだろう。

20世紀初頭のBjerknesらの低気圧・前線に関する研究は、日本ではしばしばノルウェー学派 と呼ばれるが、Bjerknes が拠点を首都オスロでなくベルゲンに持っていたことから、外国の文 献では Bergen School (ベルゲン学派)と書かれている方が多い。ここではベルゲン学派と呼ん でいる。

#右上図の低気圧後方の前線は温暖前線記号となっている(前頁も同様)が、このベントバック前線は近年では寒冷前線とされることが多い。閉塞前線とされることもある。第6章「前線」及び北畠(2023)も参照。

(参考文献)

北畠尚子, 2023:温帯低気圧の概念モデルにおける閉塞前線の構造とその形成過程の一般 化. 測候時報, 90, 1-20.

Schultz, D. M., D. Keyser, and L. F. Bosart, 1998: The effect of large-scale flow on low-level frontal structure and evolution in midlatitude cyclones. Mon. Wea. Rev., 126, 1767–1791.

ペターセンの低気圧分類

A型:まっすぐな上層ジェット(トラフ・渦度移流なし)と大きな下層傾圧性・水 平温度移流に関連して発生

B型:顕著な上層トラフ(渦度移流大)に関連して発生。初期には下層傾圧性 は小さい

- Pettersen and Smebye (1971) はA型(上層渦度移流なし)が主で純粋なB型 は見つかりにくいと考えていた。
- その後、上層の観測が充実してくると、まっすぐなジェットでも風速変化 (ジェットストリーク)に伴う渦度移流が小さくない場合があることがわかった。(第3.4節参照)
- ・現実には純粋なA型(上層渦度移流なし)のほうが見つかりにくいようだ。

20世紀初めの初期のベルゲン学派の考え方では、下層に前線があり、その不安定によって 低気圧が発生・発達するとされていた。これは当時の低気圧モデルが主に地上観測に基づい ていたために下層の前線が強調されたことによる。これに対して、ゾンデ観測による高層解析 が充実してくると、下層の前線が弱い場合の低気圧の発生・発達には上層トラフの寄与が大き いと考えられた。その後、衛星観測データやそれらを同化した精度の高い解析データも使用す るようになり、トラフ(曲率渦度)に加えてジェットストリーク(シアー渦度)の寄与も重視されるよ うになった。

温帯低気圧の分類としては、例えば Plant et al. (2003)は Petterssen らのA型・B型に加えて、 潜熱加熱によって生じた下層擾乱の存在を強調した C型も加えた3分類を提案している。

はじめは前線は顕著でないが低気圧が発生・発達するとそれに伴って前線が強化される場合もあることに関して、低気圧が先か、前線が先かは、現代でも研究課題になる(例えば Schemm et al. 2018)。

(参考文献)

Petterssen, S. and S. J. Smebye, 1971: On the development of extratropical cyclones. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 97, 457–482.

Plant, R. S., G. C. Craig and S. L. Gray, 2003: On a threefold classification of extratropical cyclogenesis. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 129, 2989–3012.

Schemm, S., M. Sprenger, and H. Wernli, 2018: When during their life cycle are extratropical cyclones attended by fronts? Bull. Amer. Meteor. Soc., 99, 149-165.

5.3 温帯低気圧の発生・発達

第4章での準地衡風理論の各式を用いて、中緯度総観規模 擾乱(500hPaのトラフ・リッジと地上低気圧)の発達を説明し たい。

渦度方程式
$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -V_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f) - f_0 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right)$$
 (4.2.4)

オメガ方程式

$$\left(\nabla_{p}^{2} + \frac{f_{0}^{2}}{\sigma}\frac{\partial^{2}}{\partial p^{2}}\right)\omega = \frac{f_{0}}{\sigma}\frac{\partial}{\partial p}\left[\mathbf{V}_{g}\cdot\nabla_{p}\left(\zeta_{g}+f\right)\right] + \frac{1}{\sigma}\nabla_{p}^{2}\left[\mathbf{V}_{g}\cdot\nabla_{p}\left(-\frac{\partial\Phi}{\partial p}\right)\right]$$
(4.3.8)

傾向方程式

$$\begin{bmatrix} \nabla_p^2 + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \right) \end{bmatrix} \chi = -f_0 \boldsymbol{V}_g \cdot \nabla_p \left(\zeta_g + f \right) - \frac{\partial}{\partial p} \left[-\frac{f_0^2}{\sigma} \boldsymbol{V}_g \cdot \nabla_p \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]$$

$$\chi = \partial \Phi / \partial t \quad (4.3.1)$$

$$(4.3.9)$$

第4章では、準地衡風理論の枠組みで、総観規模の流れの変化について説明したが、低気 圧の構造や発達には直接は触れていなかった。ここでは温帯低気圧の発達過程を準地衡風 理論の枠組みで説明する。

上の式は以下のことを示していたことを復習しておこう。

- 準地衡風渦度方程式:渦度の変化は、水平移流による渦度の移動と、収束・発散による渦度の強化・衰弱で生じる。
- 準地衡風オメガ方程式:700hPaの鉛直運動は、500hPa渦度移流と、下層の温度移流で励 起される。
 - 上昇流は上層正渦度移流と下層暖気移流で、下降流は上層負渦度移流と下層寒気移流で、それぞれ励起される。
- 傾向方程式:地上低気圧や上層トラフ・リッジの変化について、それらの移動は基本的に同じ等圧面上の渦度移流で生じ、それらの強度変化は上下の層の温度移流で生じる。
 - ▶ 低気圧前面では暖気移流により層厚が増大する。1000hPa面は下降、500hPa面は 上昇するのに伴い、地上気圧は下降し500hPaリッジは強まる。
 - ▶ 低気圧後面では寒気移流により層厚が減少する。1000hPa面は上昇、500hPa面は 下降するのに伴い、地上気圧は上昇し500hPaトラフは深まる。



上の図は発達中の低気圧の断面である。これを傾向方程式の考え方で説明すると、

- 低気圧前面では暖気移流により層厚が増大する。1000hPa面は下降、500hPa面は上昇するのに伴い、地上気圧は下降し500hPaリッジは強まる。
- 低気圧後面では寒気移流により層厚が減少する。1000hPa面は上昇、500hPa面は下降するのに伴い、地上気圧は上昇し500hPaトラフは深まる。

このトラフ・リッジの振幅の増大により、渦度移流が増大し、鉛直運動の強化に寄与する。さらにはそれにより、下層収束が増大し、下層渦度の強化につながる。

次ページ以降で、低気圧の発達を段階ごとに説明する。

Sutcliffeはイギリスで、Petterssenはノルウェー出身でのちに米国で活動した気象学者である。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

Petterssen, S., 1955: A general survey of factors influencing development at sea level. J. Meteor., 12, 36-42.

Sutcliffe, R. C., and A. G. Forsdyke, 1950: The theory and use of upper air thickness patterns in forecasting. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 76, 189-217. 等



この段階では地上低気圧はまだ発生していない。 環境場としては、水平温度傾度とそれに対応した鉛直シアーがある。

上層で正渦度があると、それに伴う上層渦度移流により、鉛直運動が励起される。(準地衡 風オメガ方程式の渦度移流項による)

その鉛直運動により、地上では収束・発散が生じ、下層渦度が生成される。(渦度方程式の発散項による)

上層トラフ前面では 正渦度移流 ⇒ 上昇流 ⇒ 下層正渦度生成

上層トラフ後面では 負渦度移流 ⇒ 下降流 ⇒ 下層負渦度生成

この段階では、上層から下層に影響が生じている。

図では上層トラフとしているが、重要なのは正渦度移流があることなので、トラフ(正の曲率 渦度)でなくジェットストリークに関連した正のシアー渦度でも良い。



前の段階で、上層渦度移流の影響により、地上で渦度(循環)が生成した。 それにより、上層正渦度の真下では南向きの流れが生じ、寒気移流(CA)となっている。 またその前方・後方では北向きの流れに伴い暖気移流(WA)が生じている。

これらの水平温度移流により、鉛直運動が励起される。(準地衡風オメガ方程式の水平温度移流項による)

この段階では、下層循環から上層へ影響が生じている。



前の段階で、水平温度移流が生じたため、上層でトラフ・リッジが強まっている。(傾向方程式の水平温度(層厚)移流項による)

トラフ・リッジの強化により、上層の正・負渦度が増大し、さらに上層渦度移流が増大する。

上層渦度移流の増大により、前の段階の変化がさらに増大して、地上の渦度(低気圧・高気 圧)が強化される。

この段階では、下層から上層に影響が生じ、さらに下層に影響している。


上層・下層それぞれで正渦度(トラフまたは低気圧)と負渦度(リッジまたは高気圧)が強まった。

前の段階では、下層渦度極大(低気圧)は上層トラフ(渦度極大)の前方に位置していた。 この位置関係で、上層の正渦度移流及び暖気移流のために地上低気圧が強められていた。

ここで、鉛直シアーがあるため、上層の渦度のほうが速く移流される。

上層渦度極大が地上低気圧の真上に達すると、地上低気圧の位置では上層の正渦度移流 による上昇流励起がなくなり、またそれによる下層収束・下層渦度増大がなくなるので、低気 圧の発達が小さくなる。

温帯低気圧の発達のまとめ

温帯低気圧の発達

- 上層トラフの前面に地上低気圧が生成する
 上層渦度移流から上昇流が生じることによる
- 上層トラフ・地上低気圧の前面には暖気移流が生じる
 上層トラフの前面でリッジが強まり、渦度移流が強まることで地上低気圧を強める
- ・地上低気圧の後面では寒気移流が生じる
 -地上低気圧後面の上層トラフを強めることで渦度移流が強まる

自励発達

- ・下層温度移流が上層の波動の振幅増大に寄与し、また地上低気圧を発達させ、温度移流をさらに増大させる正のフィードバック
- ・断熱的鉛直運動はこのフィードバックと逆に働き、最終的には発達を制限する (低気圧前面(後面)の上昇流(下降流)における断熱冷却(昇温))

- ただし、低気圧前面の凝結による非断熱加熱は正のフィードバックに寄与

・地上低気圧と上層トラフが重なると、フィードバックは止まる

【演習課題】

以下は温帯低気圧の発達について段階ごとに記述している。文中の(a)~(h)について、当て はまる言葉、または準地衡風オメガ方程式・傾向方程式の当てはまる項を記入しよう。

傾圧性があり、上空で偏西風の強い環境場を考える。

- ① 上層のトラフ・リッジやジェットストリークに関連して (a) の水平移流があると、(b) が励起 される。これは (c) 項により説明される。
- ② ①で励起された(b)に伴い、地表付近では水平収束・発散が生じ、下層(a)が変化する。 すなわち下層循環(低気圧性・高気圧性)が生成される。
- ③ ②で生成された下層循環と、もともとあった下層水平温度傾度により、(d)が生じ、それに 伴い鉛直運動が励起される。このことは(e)項により説明される。
- ④ ③の(d)により、-∂Φ/∂p で表される(f) が変化する。すると下層の低気圧・高気圧が強められるとともに、上層の(g)も強められることが、傾向方程式の層厚移流(温度移流)の項で説明される。それに伴い、上層の(a)とその移流が強められる。それで①~④が繰り返されることになり、地上低気圧が発達することが説明できる。
- ⑤ 低気圧・トラフの移動は(h)項の(a)移流で説明できる。地上より上空の方が偏西風が強いため、地上低気圧よりも上空のトラフの方が移動が速い。地上低気圧の発達が止まるには、初めの段階では地上低気圧の西側に位置していた上層トラフが地上低気圧の上空に位置することで、地上低気圧上空での(a)移流がなくなることや、地上低気圧が寒気内に進むことで(d)がなくなり、①~④のフィードバックがなくなることが条件として考えられる。

5.4 傾圧不安定波動としての温帯低気圧

•傾圧不安定の理論: 中緯度大気に典型的な鉛直 シアーや鉛直安定度を仮定すると、数日程度で振 幅が増大する、波長数千kmの波動が生じることが、 理論的に示されている。

 これにより中緯度で総観規模現象は主要・独特な 擾乱となる。

傾圧不安定の理論による不安定波動が、現実大気中の温帯低気圧の時間・空間スケールと かなり良く合うことから、温帯低気圧の発達には基本的に傾圧不安定が重要と考えられている。 詳細は「総観気象学 理論編」第8章や、以下の参考文献を参照していただきたい。

(第5.4節の参考文献)

Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves, Tellus, 1., 33-52.

Holton, J. R, 2004: An Introduction to Dynamic Meteorology, Fourth Edition. Academic Press, 529pp.

Holton, J. R., and G. J. Hakim, 2012: An Introduction to Dynamic Meteorology, 5th Ed., Academic Press, 552pp.

Hoskins, B. J., and I. N. James, 2014: Fluid Dynamics of the MidLatitude Atmosphere, Willey Blackwell, 408pp.



傾圧不安定の解析解のひとつとして、Eady (1949) によるノーマルモード解の構造を図に示す。 トラフ・リッジ(地上低気圧・高気圧)はジオポテンシャル高度で表される。その東西方向の水 平傾度が南北風(地衡風)に対応する。トラフの東側は南風(北向き)、西側は北風(南向き)で ある。

気温分布等と対応させると、以下の特徴が現実の低気圧と良く対応する。

- ・ 低気圧・トラフ前面で暖気移流(←南風)、後面で寒気移流(←北風)。
- 地上低気圧の上空には相対的暖気、地上高気圧上空には寒気。
 - ➤ ここでは層全体として暖気(または寒気)であることを意味するが、どの高さでも暖気 (または寒気)の中心ということではない。
- 上層リッジの下には暖気、上層トラフの下には寒気。(←層厚と上層トラフ・リッジの関係)
- トラフ軸の西側に寒気軸が位置する。(←サーマルトラフがトラフの後方にずれている。トラフ 発達の条件)
- 低気圧・トラフの前面では上昇流、後面では下降流。

また理論から求められる不安定波動の水平スケール・時間スケール(発達率)も、現実の温 帯低気圧の発達におおむね対応する。

この図で、ジオポテンシャルや気温の変動は最下層と最上層で最も大きくなっており、下層と 上層にそれぞれ生じた波動が位相ずれした状態でロックされ、相互作用により振幅増大してい ることが示唆される。



前頁のEady波の構造で示唆される上層と下層の波動の相互作用による振幅増大は、Qベクトル(第6章で後出)を用いると以下のように説明される。

左上図のように傾圧帯に渦列があり、暖気移流・寒気移流によって前線帯が変形されるとき は、Qベクトルは図中の太矢印のように向いている(第6章のrotational frontogenesis)。Qベクト ル収束域では上昇運動、Qベクトル発散域では下降運動が励起されるため、低気圧・トラフの 前面では上昇運動、後面(リッジ前面)では下降運動が励起されることになる。

このことを用いて、右図で上層と下層の渦列の相互作用を説明する。

- (a) 環境場では西風の鉛直シアーがある(黒太矢印)。上層では偏西風に沿って渦列がある。 Qベクトル(白抜き矢印)は正渦度域(ζ > 0、グレー)では東向き、負渦度域(ζ < 0、白)で は西向き。Qベクトルの収束域で上昇流、発散域で下降流が励起される(黒細矢印)。
- (b) 上層渦列によって励起された上昇流に伴い、下層では収束となって、渦度が増大し(渦度 方程式による)、正渦度(グレー)が生じる。また上層から励起された下降流に伴い、下層で は発散域となって負渦度が生じる。これにより下層に低気圧・高気圧が発生する。
- (c) 下層の低気圧・高気圧に伴うQベクトル(下層の白抜き矢印)の収束・発散によって、鉛直 運動が励起される(黒細矢印)。対流圏で励起された上昇/下降運動によって圏界面付近 では水平発散/収束により渦度が減少/増大する。これらによって、下層渦列と上層渦列 が位相ロックされた状態で発達する。

このように傾圧不安定波動を上層と下層の波動の相互作用と考えるなら、準地衡風オメガ方程式等により上層渦度と下層温度移流を関連付けるのも理にかなっている。

5.5 温帯低気圧に伴う雲・降水のパターンと コンベヤーベルト

現実の低気圧に関連して生じると期待される鉛直運 動分布は?

・地上低気圧の東側:上昇流
 -暖気移流 → 上昇流
 -上層正渦度移流 → 上昇流

・地上低気圧の西側:上昇流か下降流か?
 -寒気移流 → 下降流
 -上層渦度移流:正なら上昇流、負なら下降流

衛星観測以前は、温帯低気圧や前線に伴う雲・降水は、傾斜した前線面を湿潤空気が斜め に上昇することにより生じると想定されていた(第6章「前線」も参照)。この考え方だと、組織的 な降水は、地上前線の位置より寒気側に生じることになり、暖域内の降水はこの考え方では 説明できず、不安定性降水と説明されていた。しかし暖域内の降水も広がりを持った降水域で あることが多く、組織的でない不安定性降水で説明するのは無理があることもあった。

第4章の準地衡風オメガ方程式を考慮すると、地上低気圧の東側は必ず暖気移流であり、また上層トラフ前面で正渦度移流のため、上昇流が励起されると説明され、雲・降水を説明するのは比較的容易である。

これに対して地上低気圧の西側では、寒気移流が下降流励起に寄与する一方、上層渦度移 流が正か負かは上層トラフの位置に依存する。このため地上低気圧の西側(寒冷前線付近な ど)の雲・降水分布を説明するのは単純ではない。

初学者向けには、寒冷前線付近では下降流が卓越するが成層の不安定により対流性降水 が生じると説明されることもあるが、条件付き不安定な成層の大気において比較的規模の大 きい雲バンドが生じるには、自由対流高度まで持ち上げる力が必要であり、組織的な雲・雨を 説明するにはやはり何らかの上昇流励起が必要である。

この節では、温帯低気圧に伴う雲(・降水)のパターンと、その考え方について説明する。

2016年4月17日の低気圧



第2.3節で示した事例。

- 左上:衛星赤外画像
- 右上:500hPaジオポテンシャル高度
 (太実線)、渦度(破線と陰影)
- 右下:850hPa気温(太実線)、風矢羽、
 700hPa鉛直P速度(破線と陰影)



2016年4月17日0000UTCの事例で、第2.3節のエマグラムの説明、第3.4節「ジェットストリーク」、及び第4.5節「傾向方程式の解釈」で取り上げた事例である。

衛星赤外画像(左上図)の雲パターンでは、日本海中部に低気圧があり、その東の北日本に 温暖前線がのび、中部地方から沖縄の東に寒冷前線がのびているように見える。

これに対して850hPaの気温・風分布(右下図)の気温分布では、温暖前線帯が低気圧中心 から東にのびて北日本にかかっているが、寒冷前線は対馬海峡付近から東シナ海へのびて いると考えられ、前線と雲分布との対応が悪いように見える。

右上図の500hPa渦度を見ると、日本海中部から西日本にかけて渦度の極大域となっている。 下層低気圧のほぼ真上にトラフが位置しており、低気圧の発達の最終段階であることを示して いる。

九州上空は負渦度移流となっており、その地域では下層寒気移流でもあることから、下降流 域となっている。このため寒冷前線に伴う雲の発生は抑制される。

500hPaで正渦度移流が大きいのは中部地方であり、そこは下層は暖域内で温度移流は大き くないが、上層正渦度移流により上昇流が励起される。衛星画像で寒冷前線の雲のように見 えるのはそのためであると考えられる。

気温で見た下層前線と雲域のズレについては、第6.4節でスプリットフロントとして説明する。

#この事例はこのあと第6.4節でも取り上げる。



上図は衛星観測によって典型的にみられる、低気圧の発達段階による雲パターンの変化の 模式図である。

(a) 前線に沿った雲バンドがある。前線は雲域の暖気側である。

(b) 上層トラフの深まりに伴い、その前面で低気圧が発達するとともに、雲がバルジを強める (極側に膨らみを持つ)。cloud leaf または leaf cloud(木の葉状の雲)と呼ばれることもある。 (c) さらにトラフが深まると、低気圧の西~南西側は発達した雲がなくなるとともに、低気圧の前 面の厚い雲の下から、低気圧の北側に下層雲が広がる。

(d) (c) の下層雲が低気圧の北側から後方に巻き込むように伸びる。

雲域は鉛直運動に伴い生じるのだが、雲域とそうでない領域が、明瞭な境界として現れる場所とそうでない場所がある。

一般に、極側は雲の端が明瞭で、そこはジェット気流との対応が良い。

等圧面上のほぼ水平な気流として考えると、乾燥した気流から突然雲が現れたり消えたりすることになるが、現実の気流は、水平方向と鉛直方向の運動が合成したもののはずであるので、これらをうまく説明する方法として、斜め方向の運動を考える必要が生じる。そこから、次ページ以降のコンベヤーベルトの考え方が生じる。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr., 1993: Cloud Dynamics, Academic Press, 573pp.



・右:発達後期・閉塞期に低気圧の東~北側に巻き込む雲は「雲ヘッド」(cloud head)と呼ばれる。低気圧の西~南西側の乾燥域(図中のdry intrusion。水蒸気画像では暗域)は「金槌の頭」(hammer head)と呼ばれる。

中緯度総観規模擾乱の、比較的広範囲の水平運動と鉛直運動を合成すると、斜め方向の 上昇流や下降流が生じていると考えることができる。

【左図】低気圧の発達初期の模式図。

暖域から極方向へ向かう流れを表す太矢印(図中WCB)は、暖域の下層に起源を持ち、湿潤 である。上昇運動を伴っている部分は雲が生じ、そうでない部分は雲が発生しない(または消 失する)ため、図のグレー領域の "baroclinic leaf cloud"のような雲分布となる。雲は主に地上 寒冷前線の寒気側に生じる。

また北西側から寒冷前線へ向かう気流(図中の横線域)は上部対流圏~下部成層圏から斜めに下降する気流であり、乾燥していて雲は発生しない。"dry intrusion" と呼ばれる。

【右図】 左図よりも低気圧が発達した段階の模式図(2ページ後の衛星画像も参照)。

dry intrusion の気流が低気圧中心の南側まで侵入し、そこでの雲頂高度が低くなる。雲のない領域が「金槌の頭」(hammer head)状になる。地上寒冷前線の寒気側はほとんど雲がない。

leaf cloudを形成していた暖湿気流が低気圧の東側で斜めに上昇し、地上低気圧中心の北 側を回り込むようになる。雲域は "cloud head" と呼ばれるスケールの大きなコンマ状になる。

(参考文献)

Browning, K. A., 1997: The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development. Meteor. Appl., 4, 317-324.

Young, M. V., G. A. Monk and K. A. Browning, 1984: Interpretation of satellite imagery of a rapidly deepening cyclone. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 113, 1089-1115.



5.5 温帯低気圧に伴う雲・降水のパターンとコンベヤーベルト

大気中の気流は水平運動と鉛直運動の成分を持つので、斜めに運動しているはずである。 このため温帯低気圧に関連する雲分布を3種類の気流(WCB, CCB, dry intrusion)で表すことが 考案された。この考え方で、ベルゲン学派による「前線における上昇運動で雲・降水が生じる」 考え方と、暖域の降水の説明、及び衛星観測における雲分布が整合した考え方として説明で きる。第6章「前線」でもこの考え方を用いる。

空気塊は凝結を伴わない場合は温位を保存し、凝結を伴う場合は相当温位(湿球温位)を保存することを考えると、鉛直断面図上では、温位の等値線や相当温位(または湿球温位)の等 値線と気流を関連付けることができるはずである。

上図(b)では3種類の気流が等湿球温位面に沿った流れとして説明されている。

同じ考え方で、下降する気流は等温位面上で、上昇する気流は等相当温位面(または等湿 球温位面)上で解析すると、雲分布がうまく説明できる可能性がある。この性質を利用して、等 温位面解析が行われる。(応用編第2章を参照)

(参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmén Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.

北畠尚子ほか, 1995:Browning: 温帯低気圧-温帯低気圧における雲と降水の構造-. 測候 時報, 62, 1-30.



- 域、CCBは雲頂の比較的低い(輝度温度が相対的に高い)雲域
- dry intrusionは中上層の乾燥域。水蒸気画像は特に400hPa付近の 高度の水蒸気に感度があり、乾燥域は黒く見える。例ではhammer headの形になっているのが明瞭。

衛星赤外画像では輝度温度が示され、雲頂の高度を見積もることができる。これにより、 WCBとCCBの雲域の高度の違いを把握することができ、高層観測データとあわせてWCBの気 流の下側からCCBの気流が流出することがわかっていた。

上に示した水蒸気画像は400hPa付近の水蒸気に感度を持つ(バンドにより若干異なる)ため、 ドライイントルージョン(dry intrusion)に伴う中上層の乾燥空気の流入の把握に役立つ。

上の右の模式図(左の雲画像と同じ事例ではない)では、大規模なWCBであるW1と、その下 側から北へと進む2次的なWCBであるW2、さらにW2の下から西方へ流出し低気圧性に巻き込 むCCBとして表現されている。

また地上寒冷前線(黒い寒冷前線記号)とW2の上にdry intrusionが乗り上げ、地上寒冷前線 の東側に上空の寒冷前線(白抜き寒冷前線記号、第6.4節参照)が生じることも示されている。 閉塞期の低気圧については第6.5節「閉塞前線」も参照。

CCBについては、前ページの図では低気圧中心付近で高気圧性に向きを変えて北〜東へと 流出するように描画されていたのに対して、このページの上右図では低気圧の北側で西向き 成分を持った流れが、低気圧の後面へと低気圧性に巻き込んでいる。これは、前ページのCCB は下層で低気圧中心に接近するとそこで上昇し、上層で偏西風により東へ流出するとの考え 方に基づくものであり、上右図でW2として示されている気流と明確に区別されていなかったた めと考えられる(Schultz 2001も参照)。

(参考文献)

Browning, K. A., 1997: The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development. Meteor. Appl., 4, 317-324.

Schultz, D. M., 2001: Reexamining the cold conveyor belt. Mon. Wea. Rev., 129, 2205–2225.





イギリス気象局のBaderらによる温帯低気圧の発生・発達時の変化として、6種類にまとめら れているうちの、"meridional trough cyclogenesis" (南北に立ったトラフに伴う低気圧発達)を 示す。

上段:前駆段階(precursor)

振幅の大きなトラフが前線帯の雲域(F)に接近する。この雲域Fは主たるWCB(図中W1)によって生じている。

中段:発達期(cyclogenesis) トラフに伴う正渦度移流(PVA)、及び下層暖気移流(WA)により上昇流が励起され、雲域Fの寒 気側に雲域Eが生じる。

ここではこの上昇流による雲域Eは2次的WCB(図中のW2)としており、最下層のCCBとは区別し ている。

下段:成熟期(mature)

低気圧の南西側から中上層の乾燥空気が流入する。これは沈降のため昇温し、低気圧中心付近で雲が消失するとともに、閉塞点付近の寒冷前線の水平温度傾度が弱まる。

(参考文献)

Bader, M. J., G. S. Forbes, J. R. Grant, R. B. E. Lilley, and A. J. Waters, 1995: Images in Weather Forecasting. Cambridge Univ. Press, 499pp.

5.5 温帯低気圧に伴う雲・降水のパターンとコンベヤーベルト



イギリス気象局のBaderらによる温帯低気圧の発生・発達時の変化として、6種類にまとめられているうちの、"instant occlusion" (速成閉塞)を示す。もとは2個のシステムだったものが、1 個の温帯低気圧システムに変化するように見えるパターン。

上段:前駆段階(precursor)

主たるジェット気流(J1)に伴う前線とそれに関連した雲F、WCB(図中W1)がある。 そこへ、それよりも寒気側のジェット(J2)とそれに関連した寒気内のトラフが接近する。 その正渦度移流(PVA)によって励起された上昇流により、主たるWCBとは別のWCB(図中W2)、 それに伴うコンマ雲(C)が生じる。

中段:発達期(cyclogenesis)

コンマ雲Cが主たる前線の雲域Fに接近すると、寒気内トラフに伴う正渦度移流、及び、強めら れた下層温度傾度に伴う暖気移流(図中WA)により、雲域FとCの間で2次的WCB(W2)が強ま り、新たな雲域Nが生じて、もともと別のシステムだったものが一つのシステムに変化する。そ の際、低気圧・コンマ雲前面で水平温度傾度が強まり、新たな温暖前線WF2が生じたように見 える。

もとの主要な前線FIC伴う水平温度傾度は弱まる。

下段:成熟期(mature) 低気圧の後面から強い寒気が流入し、もとの前線より寒気側に新たな寒冷前線が生じる。

(参考文献)前ページと同じ。次ページの補足も参照。



2日(月)低気圧接近 日中は移動性高気圧に覆われて全国 的に晴れたが、低気圧の接近に伴っ て西から雲が広がり、夜には九州で 雨。大阪市・横浜市などでサクラ開 花、熊本市・長崎市で満開。



3日(火)低気圧、急速に発達 日本海の低気圧が急速に発達、21時 の中心気圧964hPa。本州付近は暴風、 高潮など大荒れ。和歌山県友ヶ島で 最大風速32.2 m/s、鹿児島県天城で 57.5mm/1hの雨。各地で被害続出。



4日(水)北陸・北日本は大荒れ 低気圧は更に発達、15時の中心気圧 950hPa。新潟県佐渡市両津で最大瞬 間風速43.5m/sなど北日本・北陸は大 荒れ。津市・埼玉県熊谷市でサクラ 開花、松山市・和歌山市で満開。

ここでは2012年4月初めに日本付近を通過した低気圧の事例について説明する。上の天気 図は気象庁天気図である。

本節の前半ではJRA-55再解析データを用いた解析を示し、後半ではFAX天気図(速報)と衛 星画像で説明する。

この事例は、急速に発達する低気圧として第8.3節で再掲する。また関連する前線の解析を 第6.3節に記載している。

さらに、応用編で等温位面解析と力学的圏界面解析を示す。

#水平温度移流や渦度移流は、FAX天気図の等温線または渦度等値線とジオポテンシャル高度の等値線を用いて地衡風による移流を見積もることはできる(第2.4節参照)が、GPVを使用できる場合は移流の値を計算することをお勧めする。

【前ページの "instant occlusion" に関する補足】

前ページの訳語「速成閉塞」は松本(1987)に基づく。こののちに「即席閉塞」の訳語も使用されている(小倉 2000など)。

日本付近の事例の解析としては渕田(2004)がある。

(参考文献)

渕田信敏, 2004:衛星画像から見た温帯低気圧の発達パターン(インスタントオクルージョン). 気象衛星センター技術報告, 43, 1-11.

松本誠一, 1987:新総観気象学. 東京堂出版, 192pp.

小倉義光, 2000:総観気象学入門. 東京大学出版会, 289pp.



4月2日0000UTC。着目する地上低気圧は華北に解析されていた時刻である。JRA-55再解析 データによる。

【左上】300hPaジオポテンシャル高度(黒線、240m毎)、等風速線(紫線、40m s⁻¹以上10m s⁻¹ 毎)、水平発散(カラー、10⁻⁵ s⁻¹)、非地衡風(ベクトル、5m s⁻¹以上)。

非地衡風は、トラフでは地衡風と逆向き、ジェットストリーク入口では地衡風に対して左向き。 主にそれらによりトラフ前面とジェットストリーク入口右側で水平発散となっている。

【右上】500hPa渦度(カラー、10⁻⁵ s⁻¹)、渦度移流(青線、3×10⁻⁵ s⁻¹ (3h)⁻¹ごと、0線は省略、負の 値は破線)、ジオポテンシャル高度(黒線、120m毎)、気温(赤線、6℃毎)。

正渦度極大が110°E付近と120°E付近にあり、それぞれ渦度移流を伴っている。前者は寒気 移流を伴っていて、トラフは深まる傾向にある。

【左下】850hPaジオポテンシャル高度(黒線、120m毎)、気温(赤線、6℃毎)、風(ベクトル、5m s⁻¹以上)、水平温度移流(カラー、℃(3h)⁻¹)。

華北を中心とした緩い低気圧性循環があり、その東側では暖気移流、西側では寒気移流となっている。

【右下】700hPa相対湿度(カラー、%)、鉛直p速度(黒線、20hPa・h⁻¹ごと、0線は省略、正の値は破線)、1000hPaジオポテンシャル高度(青線、60m毎)。

渤海湾付近の湿潤・上昇流域は他の高度の以下の要素に関連しているように見える。

- 300hPaのトラフ前面・ジェットストリーク入口右側の発散域
- 500hPaの弱い正渦度移流 · 850hPaの暖気移流



4月3日0000UTC。要素は前と同じ。

【左上】300hPa。

トラフの深まり(曲率増大)により非地衡風と関連する水平発散が強化される。地上低気圧中 心が2本のジェットストリークの入口右側と出口左側に位置する「ダブルジェットパターン」であ る。

【右上】500hPa。

トラフの正渦度とリッジの負渦度、及びそれらに関連する渦度移流が増大。トラフでは寒気移 流もあるのでさらに強化されると考えられる。

この図ではリッジ内である日本海西部が弱い正渦度域となっているが、FAX図の渦度分布 (図省略)ではそこでは小スケールの正渦度・負渦度極大が散在している。それは対流により 強められた渦度であると考えられる。

【左下】850hPa。

低気圧性循環と水平温度傾度の増大により水平温度移流が増大、領域も拡大している。 【右下】700hPa等。

低気圧・前線システムの組織化に伴い上昇流が強化されている。前の時刻と同様、湿潤域・ 上昇流域は下記の要素と対応している。

- 300hPaのトラフ前面・ダブルジェットパターンの発散域
- 500hPaの正渦度移流 •850hPaの暖気移流

地上(1000hPa)低気圧は朝鮮半島の東に位置し、500hPaの正渦度移流域の直下になっている。500hPa渦度極大はその西側に位置している。



4月4日0000UTC。要素は前と同じ。

【左上】300hPa。

非地衡風は、トラフでの地衡風と逆向きのベクトルに加え、強まったリッジでは地衡風と同じ 向きのベクトルとなり、それらの間に水平発散が生じている。強風軸は日本付近では1本にま とまっているが、大陸では3本だったのが合流しているものである。

【右上】500hPa。

正渦度極大域が北海道の北~東~南東にまとまっている。

強風軸に対応する渦度0線は、日本の西では、5400m沿い・5460m沿い・5880mの北に3本に 分かれているのが見られる。このうち、この高度で最も強いのは最も北(5400m沿い)の強風軸 で、遼東半島付近に見られるややスケールの小さい下層擾乱に関係していると考えられる。た だし300hPaでは最も強いのは中間(9120m沿い)の強風軸である。

【左下】850hPa。

暖気移流・寒気移流域は低気圧の東~南に拡大している。 遼東半島付近にスケールの小さい傾圧性擾乱が見られる。

【右下】700hPa等。

地上(1000hPa)低気圧中心は北海道の北で、500hPa渦度極大の真下に位置し、正渦度移 流域との対応は悪くなっている。低気圧の発達はほぼ終わっていることが示唆される。

遼東半島付近の擾乱は、この図では閉じた低気圧としては解析されていないが、上昇流(負の鉛直p速度)が見られる。



このページ以降では、FAX天気図(速報)等を掲載する。

地上天気図で華北に中心を持つ1008hPaの低気圧、及び本州付近を覆っている高気圧に注目する。

赤外画像での雲域は主として下層低気圧・前線帯(850hPa天気図参照)の北側、上層トラフ (500hPa、300hPa天気図参照)の前面に分布する。

水蒸気画像では、赤外画像(IR1)と比較すると、雲として見えない水蒸気が可視化されている。特に亜熱帯ジェット気流沿いの30°N付近。



300hPaでは大まかに見て9600m沿いの亜熱帯ジェットと8880m沿い(北日本)及び9120m沿い(大陸)の寒帯前線ジェットが見られる。

500hPaでは大陸のトラフの後面に寒気(サーマルトラフ)が位置している。(トラフが深まる条件、第4.5節参照)

大陸の300hPa・500hPaトラフは北ほど前方に傾く「正の傾き」(positive tilt)だが、トラフ前面と トラフ後面両方のジェットが強い(トラフ後面のリッジが強い)。

850hPaでは華北の低気圧は顕著な前線帯に位置している。低気圧前面の暖気移流・後面の 寒気移流ともに強い。(水平温度移流の大きさの見積もりは第2.4節を参照)



地上天気図では、日本海の低気圧は前24時間で20hPa発達した。

赤外画像では、低気圧に伴う雲はバルジが強まっている(cloud head:第5.5節参照)。低気圧後面の雲が消失してきた。

水蒸気画像では、低気圧後面の乾燥空気(沈降域)の南下が顕著である。この hammer head 状の暗域で低気圧後面の雲が消失している。



黄海・朝鮮半島付近の顕著なトラフは、300hPa・500hPaでは北東-南西走向を持つ「正の傾 き」(positive tilt)から北西-南東走向を持つ「負の傾き」(negative tilt)になりつつある。 トラフの底であるチェジュ島(朝鮮半島の南)の観測では、300hPaでは-37.9℃と、付近と比 較して高温となっている。衛星水蒸気画像の暗域に対応する(この高温域は12時間後(図は示 していない)には松江・輪島に見られる)。これらから、この高温は強い沈降によると考えられる。 一方、同じチェジュ島では500hPaでは逆に、付近と比較して気温が低い。このような低温に関 連して、トラフ前面(東側)の朝鮮半島~東シナ海北部で寒気移流が非常に強くなっている。

トラフの強化とともに、トラフ前面のリッジの強化が顕著である。日本海北部・北日本の 500hPaで暖気移流が強いことが関連していると考えられる。このリッジに関連する300hPaの ジェットストリークも強化している。地上低気圧中心は、このジェットストリークの入口右側に位 置する。

850hPaでも暖気移流・寒気移流が強い。低気圧後面の乾燥が顕著となっている。



地上天気図でオホーツク海南部に進んだ低気圧は、前24時間で34hPaの発達をしながら北 海道を通過した。

地上天気図では北海道の南に別の低気圧が解析されている。これは閉塞前線と寒冷前線の後方で、寒気内であることが示唆される。

赤外画像では、北海道の北の低気圧中心は顕著な渦がみられる。また三陸沖に比較的雲頂の高い対流雲が見られる。

水蒸気画像では、hammer headパターンであった暗域が、地上低気圧上空に巻き込むような 分布になっている。

遼東半島付近にも別の低気圧がある。この低気圧に関しては、赤外画像では前面(東側)で ある朝鮮半島の北に雲域が見られるが、水蒸気画像では特徴が見られないので、比較的低い 雲と思われる。



中上層では偏西風の蛇行の振幅が大きくなり、トラフ・リッジが強まっている。

300hPaでは-45℃線を見ると、強い沈降に伴うと思われる高温域が、北海道の東から三陸 沖に進んでいる(観測値では北日本の特に釧路・秋田で周囲よりやや気温が高くなっている)。 これは24時間前にチェジュ島上空に見られた300hPa暖気の位相と考えられる。

500hPaでは、オホーツク海南部の低気圧の近傍である北海道では、周囲と比較して気温が やや高い。秋田・輪島では相対的に気温が低く、この高度では寒気が低気圧中心からやや離 れて東北地方上空から三陸沖へ流入していると考えられる。すなわちこの地域は300hPaでは 相対的に高温、500hPaで低温で、上層寒冷低気圧(第8.2節)のような構造の特徴が見られる。

遼東半島の地上低気圧に関しては、300hPa・500hPaでは明瞭なトラフは見られないが、 500hPa渦度では正渦度と正渦度移流が見られる。これは曲率渦度というよりシアー渦度であ ると考えられる。850hPaでは東側の暖気移流と西側の寒気移流があり、傾圧性擾乱の特徴は 持っている。

6. 前線

- 6.1 前線の定義
- 6.2 前線の強さの変化:運動学的前線強化
- 6.3 前線付近の3次元運動:力学的前線強化
- 6.4 アナフロント・カタフロント・スプリットフロント
- 6.5 閉塞前線
- 6.6 梅雨前線
- 6.7 大気の川(atmospheric river)

前線は20世紀初頭のベルゲン学派の低気圧モデルや天気の説明において、重要な要素として扱われてきた。

第6.1節では前線の定義について確認する。

第6.2節「運動学的前線強化」では水平温度傾度の大きい領域としての前線が3次元運動等 により強化されることについて、また前線が強化されるとそれにより3次元運動が励起される (そしてさらに地上の前線が強化される)ことについて、第6.3節「力学的前線強化」で説明する。

前線に対する鉛直運動の分布の差異により、雲分布や天気分布も異なる点で重要な、アナフロント・カタフロント・スプリットフロントについて、第6.4節で説明する。

温暖前線・寒冷前線が比較的単純な構造・力学で説明できるのに対して、閉塞前線は異なる 考え方が必要となり、また近年の説明は過去の考え方とかなり違ったものになってきている。 このことについて第6.5節で説明する。

そして日本にとって重要な梅雨前線は、水平温度傾度が小さいことが多く、中緯度の前線の一般的な説明には当てはまらない。これを第6.6節で説明する。

また必ずしも前線に関連付けられているわけではないが、総観規模の水蒸気の流れとして 近年着目されることが多い「大気の川」と呼ばれるものについて第6.7節で触れる。

章全体の参考文献としては、主に、Lackmann (2011)を参照している。

(第6章全体の参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

6.1 前線の定義

・スケールによる分類

>総観規模前線:長さ方向には1000km以上のスケールで、100kmのオーダーの幅の遷移帯を持つ。準地衡風理論で第1次近似的には説明できる。
 >メソスケール前線:長さ方向には100kmのオーダーで、幅はほとんど無視できる。気温等の急変を伴う。

・場所・気団による分類

▶中緯度の前線: 海陸や緯度の違いによって生じた異なる気団の境界に 生じる。温度場の変化によって上昇流が励起されることが準地衡風理論 等から説明できる。

▶ 梅雨前線: 気団の気温差よりもしばしば水蒸気の差で特徴づけられる

ここでは基本的に中緯度の総観規模前線を対象とする。

本来「前線」と称されたのは、20世紀初めのベルゲン学派の低気圧・前線モデルの重要な要素として提案されていたもので、総観規模であり、中緯度において暖気と寒気の境界に生じるものが想定されていた。

すると、そこには水平温度傾度が生じ、温度風の関係が崩れるとそれを回復しようとする運動が生じる。これにより、鉛直運動と天気の変化が生じる。

これに対して、日本付近で見られる梅雨前線は、水平温度傾度が比較的小さい。これでは中 緯度の前線と同様の力学では上昇流は説明できない。にもかかわらず梅雨前線では継続的 な降水としばしば強雨が生じる。これについては「前線」という名称であるが中緯度の前線とは 異なるメカニズムを考える必要がある。

#「前線(front)」は戦争用語である。ベルゲン学派による低気圧・前線モデルが提案された20 世紀初頭のヨーロッパでは、1918年に第一次世界大戦が終結していた。

(参考文献)

北畠尚子, 2005:前線の考え方の過去と現在. 気象庁研究時報, 57, 27-57.

アメリカ気象学会の用語集における "front"

• In meteorology, generally, the interface or transition zone between two air masses of different density.

Since the temperature distribution is the most important regulator of atmospheric density, a front almost invariably separates air masses of different temperature. Along with the basic density criterion and the common temperature criterion, many other features may distinguish a front, such as a pressure trough, a change in wind direction, a moisture discontinuity, and certain characteristic cloud and precipitation forms. The term front is used ambiguously for 1) frontal zone, the three- dimensional zone or layer of large horizontal density gradient, bounded by 2) frontal surfaces across which the horizontal density gradient is discontinuous (frontal surface usually refers specifically to the warmer side of the frontal zone); and 3) surface front, the line of intersection of a frontal surface or frontal zone with the earth's surface or, less frequently, with a specified constant-pressure surface. Types of front include polar front, arctic front, cold front, warm front, and occluded front.

- from Glossary of Meteorology (American Meteorological Society))

定義は基本的には二つの気団の密度・気温差だが、気圧の谷・風向変化・湿度不連続・雲分布などの特徴を持つことが多い(アメリカ気象学会)

現代の国際的な専門家の間で共通認識となっている前線の定義として、米国だけでなく世界中の指導的な気象学者がかかわっているアメリカ気象学会の「前線」の定義を、事実上のグローバルスタンダードとして確認しておく。

その定義としては「異なる密度を持つ二つの気団の間の境界 (interface) または遷移帯 (transition zone)」と定義される(上記第1文)。それに関連して、前線は異なる気温をもつ気団の境界であるとされる(赤字部分)。

さらに、そこに密度・気温以外の多様な特徴が付随することがあると指摘されている(青字部 分)。

気団の境界においては、幅を持った前線帯 (frontal zone) があり(文中 1))、その暖気側を、 前線面 (frontal surface)と称することが指摘されている(緑字部分)。

なお、ここではスケールに関する記述はない。

(参考文献)

American Meteorological Society, 2024: Glossary of Meteorology. https://glossary.ametsoc.org/wiki/Front(2024.8.15最終閲覧)

気象庁の予報における関連用語

用語	説明
前線	寒気団と暖気団との境界線で、風向、風速の変化や降水を伴ってい ることが多い。前線はその動きと構造によって温暖、寒冷、閉塞、停 滞の4種類に分けられる。 (備考)「(前線が)のびる」に漢字は使用しない。(※)
不連続線 (使用を控える 用語)	広義には、温度、湿度、風向、風速などが急に変化するところを結ん だ線で、前線と同義として用いられる場合もある。特に前線と区別す る場合は、温度の変化が小さいが湿度や風の変化が大きいところに 対して用いる。
シアーライン (解説用語)	風向、風速(どちらか一方でも良い)が急に変化しているところを結ん だ線。総観規模の前線には大きな風のシアーがあるが、通常はメソ スケールの現象に対して用いる。
収束線 (解説用語)	風が収束しているところを結んだ線。通常はメソスケールの現象に対 して用いる。
強い前線 (解説用語)	水平温度傾度が特に大きい前線。強い雨や雷、突風を伴うことが多い。
前線帯 (解説用語)	2つの気団の境界の領域。一般に、100km以上の幅を持っている。

気象庁の天気予報で用いる用語でも、前ページと同様、前線は気温で定義されるとしている (https://www.jma.go.jp/jma/kishou/know/yougo_hp/haichi3.html)。 風向風速変化等は付随 的である。

ただし、実際の前線解析では、気温よりも相当温位が使用されることが少なくない(後述)。

気象庁の天気図で前線が正式に解析されるようになったのは、1945年(昭和20年)12月17日 からであり、それ以前は1934年(昭和12年)から「不連続線」が解析されていた(渡辺 1953)。 上掲の気象庁の用語でも、前線のほかに、不連続線や、水平温度傾度の値によらない収束 線などの用語があることが示されている。これらは過去の調査報告にしばしば見られた。

上の表にはないが、温暖前線・寒冷前線はそれぞれ、「寒気団側/暖気団側へ移動する前線」とされ、停滞前線は「ほぼ同じ位置にとどまっている前線」とされており、前線の移動のみ で説明される。

(※)「『(前線が)のびる』に漢字は使用しない。」とされているのは、「伸びる」と「延びる」の使い分けの判断が難しい場合があるためと思われる。合流変形による伸縮のような場合は「伸びる」で問題ないだろう。

(参考文献)

渡辺和夫, 1953:印刷天気図の変遷. 測候時報, 20, 438-444.

6.1 前線の定義

前線に関する初期の考え方:密度の不連続



初期には前線は密度の不連続と考えられ、低気圧モデルもそれに基づいて構築されていた。 左図はベルゲン学派の低気圧モデル(第5.2節も参照)で、現代の基礎的な教科書にも同様 の図がしばしば出ている。これの問題点を確認しておく。

左図の上段と下段はそれぞれ、低気圧中心の北側と南側の東西-鉛直断面図である。 低気圧の南側(左図下段)では、東側の温暖前線で寒気の上に暖気が乗り上げて層状性の 雲と比較的広範囲の降水が生じている。西側の寒冷前線(前線面が破線で示されている)で は寒気の先端で対流性の雲が生じている。この寒冷前線では、暖気側(前線面の上・右側)の 中層空気がいったん少し下降してから地上寒冷前線上の雲に流入しているように描かれてい る。ベルゲン学派の初期のモデルでは浮力により寒気に暖気が乗り上げて雲・降水が発生す るとされていたが、左図下段の寒冷前線側でそれが成り立たないことが既に示唆されている。

前線は、右図のように相対的な暖気・寒気の運動によって、アナフロント(anafront)とカタフロント(katafront)に分類された。相対的暖気が下降するカタフロントの運動は密度不連続の前線における単純な浮力による鉛直運動では説明できない。

温暖前線は常にアナフロントだが、寒冷前線はカタフロントの場合がしばしばあり、どう説明 するかが課題であった。

(参考文献)

Bergeron, T., 1937: On the physics of fronts. Bull. Amer. Meteor. Soc., 18, 265-275. Bjerknes, J. and H. Solberg, 1921: Meteorological conditions for the formation of rain, Geofys. Publ., 2 (3), . 1-60.



20世紀半ばにはシカゴ大学のRossbyやPetterssenらのグループなどにより、ラジオゾンデ観 測データを用いた上層の解析が行われ、前線の理解が進んだ。

もし前線が密度の不連続なら、前線面をゾンデが下から上へ通過する際には、気温・温位等 が不連続になるはずである。しかしゾンデ観測では、ある程度の厚さを持つ強い安定層(温位 の鉛直傾度が大きい)がしばしば観測された。これは、気団の境界が不連続面でなく、ある程 度の厚さを持つ「層」であることを示す。これを前線層または遷移層・転移層(frontal layer/ transition layer)と呼ぶ。暖気と寒気の境界が初期の前線面のモデルのように傾斜していると 考えると、鉛直方向にある程度の厚さを持った前線層は、水平面ではある程度の幅を持った 領域において温位の水平傾度が大きいはずであることを示唆する。温位の水平傾度が大きい 領域を前線帯または遷移帯(frontal zone/ transition zone)と呼ぶ。

このように鉛直方向の観測における前線層が水平方向の前線帯に対応し同じものであると 理解し、鉛直解像度の非常に高いゾンデ観測データを用いることで、ゾンデ観測の水平解像 度(数100km~1000km)よりも小さい幅を持つ前線帯があることが示された。

(参考文献)

Berggren, R., 1952: The distribution of temperature and wind connected with active tropical air in the higher troposphere and some remarks concerning clear air turbulence at high altitude, Tellus, 4,43-53.

Newton, C. W., 1954: Frontogenesis and frontolysis as a three-dimensional process. J. Meteor., 11, 449-461.



図は鉛直断面での温位(θ)分布を示している。同じ等圧面で見た場合、温位が高い方が暖 気である。つまり、各図中の左が暖気側、右側が寒気側となっている。また図中で鉛直方向に 見て等温位面の間隔が狭いほど、安定度が高い。

左図(a)・右図(b)とも、水平方向では温度傾度の特に大きい前線帯があり、暖気と寒気の間 の密度は段階的に変化している「前線帯」「遷移帯」となっている、「密度の不連続」とは言えず 「密度傾度の不連続」となっている。

左図(a)は、前線帯が上空ほど寒気側に傾く、通常の前線を表す。水平方向に見れば、前線 帯以外の領域では水平温位傾度がなく、前線帯では水平温位傾度がある。その前線帯では 周囲と比較すると鉛直安定度が高い「前線層」になっている。

右図(b)は、前線帯が上空ほど暖気側に傾いている。水平方向に見ると、前線帯でのみ水平 温位傾度があるのは左図と同様だが、その前線帯では周囲と比較すると安定度が低く、通常 の前線層とは異なる特徴を持つ。

ー般向けには前線は「寒気の上に暖気が乗り上げる」と説明されることが多いが、密度傾度 不連続の前線の場合は、右図のように暖気の上に寒気が乗り上げるような分布もある。ここか ら、遷移帯を持つ大規模な前線の運動は浮力によって駆動されて生じるのではないと言える。

(参考文献)

Bluestein, H., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II. Oxford Univ. Press, 594pp.



上の図では、寒気の先端を寒冷前線(面)と定義して解析されている。すなわち、図の寒冷前 線記号の寒気側(左側)は水平温位傾度の大きい遷移帯で、その暖気側の端が前線と定義さ れている。

ー般に、おおむね高度1kmより下では境界層で、それより上では自由大気と考えられる(第 2.6節)が、上の図では、前線付近では地表面の影響が800hPa付近まで及んでいる。

上の図の800hPaより上では前線は寒気側へ傾き、暖気側より寒気側(遷移帯)の方が安定 度が高い。これは前ページ(a)の「上空ほど寒気側に傾く前線」の構造である。

これに対して、下層では、遷移帯(相対的な寒気)内では等温位線が鉛直方向に立っている。 そこでは鉛直方向に温位がほぼ一定で、中立成層(混合層)となっている。そして、前線面は 上空ほど暖気側に傾いており、前ページ (b)の構造である。

【演習課題】

前ページの右図のような前線帯で高層観測を行った場合、または、上図の寒冷前線先端付 近で高層観測を行った場合、エマグラムではその層とその上下の層の気温プロファイルはど のようになるか、考察せよ。

(参考文献)

北畠尚子(訳), 2003:温暖型閉塞·寒冷型閉塞·前方傾斜型寒冷前線. 測候時報, 70, 9-24. Stoelinga, M. T., J. D. Locatelli, and P.V. Hobbs, 2002: Warm occlusions, cold occlusions, and forward-tilting cold fronts, Bull. Amer. Meteor. Soc., 83, 709-721.

前線に伴う、密度・気温以外の特徴

・湿度の不連続

- 多くの場合、寒気側の方が湿度が低い。
- 顕著な気温変化を伴わずに湿度のみが不連続である状態もある。これ は前線と区別して「水蒸気前線」などと呼ぶことがある。
- 雲分布

- 成層状態(安定度)や鉛直運動によって特徴的な雲分布が生じる。

- 低気圧性の風向変化
- 気圧の谷
 - 水平温度傾度に伴う鉛直シアーがあるので、下層では暖気側と寒気側 とで風向が異なり、低気圧性渦度・気圧の谷になる傾向がある。

前線はもともと密度・密度傾度で定義されてきた。これには力学的な意味がある(詳細は第 6.2節以降)。

密度に対応して観測しやすいものとしては、状態方程式で(気圧一定の場合に)関連付けら れる気温(及びそこから計算される温位)がある。水蒸気を含む空気の場合は、より正確には 気温・温位でなく仮温度(virtual temperature)や仮温位(virtual potential temperature)を使う べきだが、気温でほぼ近似できる。仮温度や仮温位については第2.1節・第2.3節やそこで紹介 した熱力学の教科書を参照。

そして前線には、多くの場合、上記のように湿度や雲など天気変化に関する様々な特徴が伴う。時にはそのような天気の特徴がある場合に密度(気温)の特徴が明確になくても「前線」と称されることが生じる。特に梅雨前線はしばしばそのような特徴を持つ。調査等の議論の際には、対象としている「前線」がどのような性質のものなのか、その都度注意が必要である。

前に示したアメリカ気象学会の定義にあったように、従来、前線は前線帯の暖気側と定義されていた。これは前線帯の内部の水平温度傾度がほぼ一様であることを前提としている。しかし用いるデータセットの水平解像度が高くなると、従来は前線帯の内部とされていたような領域でも水平温度傾度の分布が得られるようになり、「前線帯の暖気側」は決定しにくくなる。研究においては前線の定義をあえて見直すことも行われてきている(例えばJenker et al. 2010; 総観気象学応用編第7.2節)。

(参考文献)

Jenkner, J. M., M. Sprenger, C. Schwierz, S. Dierer, and D. Leuenberger, 2010: Detection and climatology of fronts in a high-resolution model reanalysis over the Alps. Meteor. Appl., 17, 1–8.

前線解析に用いる物理量による利点・欠点

温位 0

- 〇 前線に関する力学を反映する(第6.2節以降を参照)。
- •× 保存されるのは乾燥断熱的な運動の場合のみ。
- •× 地表面の顕熱フラックス、放射加熱、あらゆる種類の潜熱解放により変化しうる。
- •× 前線とは無関係な温位勾配が生じうる(例えばフェーン現象によるもの)。

相当温位 θ_e

- 〇 気温と湿度が共に変化するとき、弱かった勾配が強化する。(これにより高緯度 よりも水蒸気量の多い中低緯度で前線が多く検出されるようになる。)
- •× 湿度と気温は独立に変化するため、暖気側が乾燥していると検出されにくい。
- × 可逆的な湿潤断熱的変化(凝結)では保存するが、地表面フラックスによる変化では保存しない。地表面の顕熱フラックス、放射加熱、及びすべての非可逆的潜熱解放により変化しうる。
- •× 暖域のいわゆる「温暖コンベヤーベルト前線」(*)を検出してしまう。
- × 前線強度(ここでは相当温位勾配)は、温度勾配と同様に湿度勾配によっても変化しうる。(すなわち温度勾配を伴わない気団の境界によっても生じうる)

前線は原則としては密度、そして気温や温位の傾度で定義されるが、実際には水蒸気も加味した湿球温位や相当温位で解析されることが少なくなく、どんな物理量で解析すべきかは長年の議論の対象になっている。ここではThomas and Schultz (2019)のまとめを若干修正したものを示す。

(*)「温暖コンベヤーベルト前線」は、Hewson(1998)が指摘したもので、湿球温位で前線解析 を行う場合に、検出目的である前線の暖気側(暖域内)に、温暖コンベヤーベルト(第5.5節)に 伴う水蒸気傾度が前線として検出されてしまうもの。

(参考文献)

Hewson, T. D., 1998: Objective fronts. Meteor. Appl., 5, 37–65.

Thomas, C. M. and D. M. Schultz, 2019: What are the best thermodynamic quantity and function to define a front in gridded model output ?, Bull. Amer. Meter. Soc., 100, 873-895.

6.1 前線の定義



- ・メソスケールでは密度の大きい気団(寒気)が密度の小さい気団の下に潜り込んで進む前線(密度流/重力流前線)がある。これは地上付近で気温の急変が観測され、しばしば突風を伴う。運動は浮力に支配される。
- 総観規模の寒冷前線の先端が小さいスケールでこの密度流の性質を持つことはあるが、総観規模現象はそれとは分けて考える。

前線で数m s⁻¹の鉛直運動が生じるのは、強い寒気を持つ寒冷前線の先端で密度流の性質 を持つ、幅の数km程度の領域のみで、これは浮力によって生じる。このような現象に関しては メソ気象現象の参考書等を参照。

それより大きなスケール(総観規模前線は一般に幅数百km)では、鉛直運動は数10cm s⁻¹以下の大きさとなると考えられている。これについて次節以降で説明する。

(参考文献)

Shapiro, M. A., T. Hampel, D. Rotzoll and F. Mosher, 1985: The frontal hydraulic head: A micro-α scale (~1km) triggering mechanism for mesoconvective weather systems. Mon. Wea. Rev., 113, 1166-1183.

6.2 前線の強さの変化: 運動学的前線強化

 ・まず、前線の強度の変化(水平温位傾度の時間 変化)がどのような状態で生じるかを考える。

- 定量的指標: 前線形成関数(frontogenesis function)

$$F \equiv \frac{d}{dt} | \nabla_p \theta | \qquad (6.2.1)$$

前線に垂直な方向(寒気向き)にy軸を取る場合
$$F \equiv \frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \qquad (6.2.1)'$$

ここでは、天気変化のメカニズム等はとりあえず脇に置いておいて、前線に伴う水平温位傾度がどのような場合に変化するかを確認する。

【用語】

Frontogenesis 「前線が強まる」ことを意味する。 訳語としては「前線強化」「前線形成」等がある。 ただし "frontogenesis function" は「前線形成関数」と訳される。

Frontolysis

訳語は「前線弱化」「前線衰弱」「前線消滅」等がある。



F > 0の場合、水平温位傾度が増大する。すなわち、前線が強まる。

「合流」「シアー」に関しては、第2.5節の「合流変形」「シアー変形」も参照。 特に、上のシアー項 (6.2.5) 式の中にシアー変形 $D_2 \equiv \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$ (2.5.4) が入っていることに 注意。

合流変形 $D_1 \equiv \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$ (2.5.3) の寄与は後で説明する。

【演習課題】

前線形成関数の定義式 (6.2.1)を展開して、合流項・シアー項・立ち上がり項・非断熱項の各項 (6.2.4~7)が得られることを示せ。なお、以下の式を用いる。

(1)前線形成関数の定義 $F \equiv \frac{d}{dt} |\nabla_{p}\theta| = \frac{1}{2|\nabla_{p}\theta|} \frac{d}{dt} |\nabla_{p}\theta|^{2}$ (2)水平温位傾度の大きさ $|\nabla_{p}\theta|^{2} = \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^{2} + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^{2}$ (3)熱力学方程式 $\frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}$ 及び $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p}$ 参考: Bluestein (1993, Subsec.2.3.1 等)

(参考文献)

Bluestein, H. B., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II: Observations and Theory of Weather Systems. Univ. of Oxford Press, 594pp.
前線形成関数の各 前線に平行な座標 を考える。 $F \equiv \frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial y} \right) =$	項について具体 系 (寒気側に y 車 = $F_c + F_s + F_t +$	、的に考え、 曲)で前線刑 F _d (6.2.2)'	る。簡単のため、 杉成関数 (6.2.2) 式 $ arphi_p heta pprox - rac{\partial heta}{\partial heta}$
u (0y)			(6.2.3)
a) 合流項	$F_c = \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y}$	(6.2.4)'	
b) シアー項	$F_s = \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y}$	(6.2.5)' y	0°G X' 5°C
c) 立ち上がり項	$F_t = \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial y}$	(6.2.6)'	llo°C clear 15°C 20°C cloudy
d) 非断熱項	$F_d = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)$	(6.2.7)'	Lackmann (2011)

もとの (6.2.2) 式は $F \equiv \frac{d}{dt} | \nabla_p \theta |$ いま、寒気側を向くようにy軸を取り、 $\left| \frac{\partial \theta}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial \theta}{\partial y} \right| , | \nabla_p \theta | \approx -\frac{\partial \theta}{\partial y}$ と考える。

a) 合流項 と b) シア一項 は、水平温位傾度と水平運動による。 ⇒ 水平運動で前線強化が生じるには、もともとある程度の水平温度傾度が必要である。

c) 立ち上がり項と d) 非断熱項には水平温位傾度の項がない。 ⇒ もともと水平温位傾度がなくても、鉛直運動や非断熱加熱があれば、前線強化が生じる可 能性がある。



停滞前線に沿った方向にx軸、寒気側を向くようにy軸を考える。

 $\frac{\partial\theta}{\partial y} < 0 , \frac{\partial v}{\partial y} < 0$

 $\Box \mathcal{O} t$ = \mathcal{O} = \mathcal{O}_{\circ}

合流変形により停滞前線が強化されている。



水平面での合流変形による前線の変化の一般化を考える。 (6.2.4) 式 $F_c = -\frac{1}{|\nabla_p \theta|} \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right\}$ 図の上向きをy軸とする。

上段((a) \rightarrow (b))では等温位線に沿った流れで合流、等温位線に垂直な流れで分流が生じている。 $\partial \theta = 0 \quad \partial u = 0 \quad \partial v = 0$

 $\frac{\partial \theta}{\partial x} < 0, \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \frac{\partial u}{\partial x} > 0, \frac{\partial v}{\partial y} < 0$ のため $F_c < 0$ 。 これらによって前線が弱められている。

下段((c) → (d))では等温位線に垂直な流れで合流、等温位線に平行な流れで分流が生じている。 $\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0, \frac{\partial \theta}{\partial y} < 0, \frac{\partial u}{\partial x} > 0, \frac{\partial v}{\partial y} < 0$

 o_{x} $f_{c} > 0_{o}$

これらによって前線が強められている。

言い換えると、拡大軸と等温位線のなす角度によって、前線が強化されるか弱められるかが 決まる。

#シアー変形も含めた一般化については後で説明する。



寒冷前線に沿った方向にx軸、それに垂直に、寒気側を向く方向にy軸を考える。

 $\frac{\partial\theta}{\partial x} < 0 , \frac{\partial u}{\partial y} < 0$

 $\Box \mathcal{O} t$: $\mathcal{O} : \mathcal{O}$

低気圧性シアーにより寒冷前線が強化される。



温暖前線に沿った方向にx軸、それに垂直に、寒気側を向く方向にy軸を考える。

 $\frac{\partial\theta}{\partial x} > 0, \frac{\partial u}{\partial y} < 0$

 $Control F_s < 0_{\circ}$

この場合は低気圧性シアーにより温暖前線が弱められる。

【演習課題】

低気圧の後面から強い寒気が流入している場合、低気圧に伴う温暖前線としては天気図上ではしばしばかなり短いものが解析されている。

一方、低気圧前面に下層寒気がある場合(例えば日本付近に低気圧があり、その北東側に オホーツク海高気圧がある場合)、天気図上には比較的長い温暖前線が解析されることがあ る。

これらの理由を考察せよ。

水平運動による前線強化

前線形成関数(6.2.2)式のうち、水平運動による項について一般化する。 これが1950年代にPetterssenにより最初に提案された「ペターセンの前線形成関数」。

Def: total deformation

「合流」「シアー」に関しては、第2.5節「合流変形」「シアー変形」で示したように、下記のように 定義される。 合流変形 $D_1 \equiv \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$ (2.5.3) シアー変形 $D_2 \equiv \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$ (2.5.4) 発散 $\delta \equiv \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ (2.5.2)

このうち、D1とD2は同じもので45度回転したものであった。それで、適切に座標をとればこ の二つを一つにして考えることができる。

(6.2.8) 式から (6.2.9) 式への変換は、角度 $\varphi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(D_2/D_1)$ の回転を行っている。

(6.2.9) 式で、水平運動による前線強化(左辺)が水平収束(負の発散)(右辺第1項)と変形 (右辺第2項)によって生じていることが示される。 この式の右辺第2項を、もう少しわかりやすくしたい。

(参考文献)

Petterssen, S., 1956: Weather Analysis and Forecasting. Volume I: Motion and Motion Systems. McGraw-Hill, 428pp.



(6.2.11) 式について:温位傾度ベクトルは等温位線(前線)に直交し暖気側を向くので、 (6.2.11) 式でαに π/2 を加える必要がある。

(6.2.12) 式により、前に前線形成関数で合流項とシア一項で示されていたのは、実は、収束 と変形による前線強化であったことが示される。

そして変形の拡大軸と等温位線のなす角度が45度より小さいか大きいかで、前線が強められるかが決まる。

水平収束は拡大軸にかかわらず前線強化に寄与する。

(6.2.12) 式で、右辺に $|\nabla_p \theta|$ があり、左辺の $F_H |\nabla_p \theta|$ の時間微分なので(下の【演習課題】参照)、

- 初期に水平温位傾度があり、そこに収束や変形が重なると、水平温位傾度の大きさが指数 関数的に変化(増大または減少)すること、
- 逆に、初期に水平温位傾度がない場合は、時間が経過しても(水平運動では)水平温位傾度が生じないこと

が示唆される。

【演習課題】

前線形成関数の定義式 (6.2.2) で、水平運動のみで非断熱加熱なしとした場合($\omega = 0, \dot{\theta} = 0$)、 (6.2.8) 式のようになり、さらに (6.2.12) 式に変形できること、すなわち F_H は水平運動のみによ る前線の強さの時間変化であることを示せ。(後出の (6.3.11) 式にも関連する。)



通常の鉛直成層(温位は上層ほど大)がある領域で鉛直運動に場所による差がある場合を 考える。

上昇流がある場所では下層の低温位空気が上昇し、下降流がある場所では上層の高温位 空気が下降するので、水平面で比較すると上昇流域は低温化、下降流域では高温化し、水平 温位傾度が生じる。

上の図では

 $\frac{\partial \theta}{\partial p} < 0$, $\frac{\partial \omega}{\partial y} < 0$

このため $F_t > 0$ である。

これは、相対的な寒気の上昇と暖気の下降により前線が強化されることを表す。 つまり、鉛直成層のある大気中で、領域により鉛直運動に差があれば、水平温度(温位)傾 度が生成される。



日射のある領域では非断熱加熱が生じ、 $\partial \theta / \partial t > 0$ 雲で覆われている領域は加熱がなく $\partial \theta / \partial t \approx 0$

このため境界の領域では $F_d > 0$ となる。

領域によって非断熱加熱・冷却の差があると、前線強化が生じうる。

前線の強さと天気の関係は?

ここまでは、運動学的前線強化(kinematic frontogenesis)を 扱っていた。

変化を起こす大気の運動を考慮したが、その運動を生じさせる力の要因や、変化の結果として生じる力については考えていなかった。

つまり、水平温位傾度が変化すると、それで天気がどうなる の? という疑問にはまだ答えていない。

それに答えるための力学的前線強化の検討を次節で扱う。

【関連する用語】

Kinematics(運動学)

• 運動による変化を考えるが、カの要因は考えない

Dynamics (動力学、力学)

• カの要因を考慮し、非平衡状態を扱う

Statics (静力学)

• 力の要因を考慮し、平衡状態を扱う

6.3 前線付近の3次元運動: 力学的前線強化

- 第4章で、地衡風バランス・温度風バランスが崩れると、それを 回復するように非地衡風運動が生じることを、準地衡風理論の 枠組みで説明した。
- この節でも、前線に関連する運動の励起を、準地衡風理論の 枠組みで説明する。
 - -水平温度傾度があることではなく、水平温度傾度が時間変化することが 重要。
 - 準地衡風理論は1000km程度以上のスケールに対応した理論で、前線 (前線帯の幅は100kmスケール)に適用するのは厳密には適切でないが、 概念的な説明は可能である。
 - 第6.1節で課題として残された、異なる運動を伴う前線(アナフロント・カタ フロント)は、どのように説明されるだろうか?

前節では前線強化を純粋に運動学的(kinematic)に扱った。

温度場が風によって受動的(運動学的)に移流されるプロセスだけでなく、それを生じさせる カの要因などを含む力学的(dynamic)な側面も考える。

この節で、以下の運動の励起が説明される。

- 前線が強まる(水平温度傾度が増大する)と、崩れた温度風バランスを回復するために、暖気側で上昇運動、寒気側で下降運動が生じる。
- 前線が弱まる(水平温度傾度が減少する)と、暖気側で下降運動、寒気側で上昇運動が生じる。

なお、前者を熱的直接循環(thermally direct circulation)、後者を熱的間接循環(thermally indirect circulation)という。

本章の初めに、前線において暖気が相対的に上昇するアナフロントだけでなく、暖気が相対 的に下降するカタフロントが存在することが問題提起されていた。このアナフロント/カタフロン トが、前線強化/弱化に伴って励起される熱的直接循環/間接循環で説明できる。

ここで、温度場の変化(つまり質量場の変化)により、等圧面上では地衡風バランスがいった ん崩れるが、温度風バランスの回復と共に、新たな地衡風バランスが生じている。これは地衡 風調節である。第9章で改めて説明する。



(a) 地衡風バランス・温度風バラ ンスした状態(1次循環) (b)前線強化の結果、気圧傾度力が強まり、 地衡風バランスと温度風バランスが崩れた



ここでは、水平温度傾度のある空気層の鉛直断面で、水平温度傾度の変化によって生じる 運動を説明する。

左図(a):初期状態

二つの等圧面(P_A, P_B)の間の層を考える。図中では北(yが大)の方が気温が低く、層厚が 小さい。それぞれの面の空気塊は地衡風速で運動しており、それにかかる力としては気圧傾 度力とコリオリカが釣り合っている。地衡風の鉛直シアーと水平温度傾度も釣り合っている(温 度風バランス)。

右図(b):前線強化後

前線強化のため、水平温度傾度(層厚の傾度)が増大し、層の上下の等圧面の傾きも増大し ている。しかし地衡風バランスするには時間がかかり、上層・下層とも東西風速は (a) のときの ままである。このためコリオリカも前のままで、強まった気圧傾度力とバランスしていない。す ると、上層では北向き、下層では南向きの力がかかり、南北方向の非地衡風運動が生じる。 また南北の温度傾度が増大したが、東西風とその鉛直シアーが変化していないため、温度 風バランスも崩れている。それを回復するために運動が生じる。(次ページへ続く)

前線強化に伴う非地衡風運動の励起②



右図(b):前線強化後(前ページのつづき)

前線強化のため気圧傾度カとコリオリカのバランスが崩れ、下層では南向き、上層では北向きの非地衡風運動が生じる(青破線矢印)。

そして北側で下降流が生じると断熱圧縮により昇温が生じ、また南側で上昇流が生じると断熱膨張により冷却が生じる。それらの鉛直運動と、上層・下層それぞれの非地衡風運動とで、図の鉛直断面内の循環になるとともに、強められていた南北の水平温度傾度がやや弱められる。

一方、下層で南向き、上層で北向きの非地衡風運動に、それぞれコリオリカがかかり、上層 の北向きの流れは東向きに、下層の南向きの流れは西向きに、向きを変えられる。それにより 東西風の鉛直シアーが増大する。

以上のように、前線強化によって励起された非地衡風鉛直循環によりやや緩和された南北 温度傾度と、同じ鉛直循環によりやや強められた鉛直シアーとで、新たな温度風バランスへと 向かう。

【演習課題】

前線が弱まる際には、暖気側で下降流、寒気側で上昇流が励起されること(カタフロント)を 説明せよ。

【演習課題】

ジェットストリークの入口・出口で励起される鉛直循環(第4.4節)と比較考察せよ。

Qベクトルを用いた準地衡風オメガ方程式

準地衡風近似で前線に関する運動を考えるため、Qベクトルを導入する。

$$\mathbf{Q} \equiv \frac{d_g}{dt} \left(\frac{R}{p} \nabla_p T \right) = -\frac{R}{p} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial v_g}{\partial x} \right), \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial v_g}{\partial y} \right)$$
(6.3.1)

このQベクトルを使うと、準地衡風オメガ方程式が次のように書ける。

$$\sigma \nabla_p^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = -2\nabla_p \cdot \mathbf{Q} \qquad (6.3.2) \qquad \sigma \equiv -\left(\frac{RT_0}{p}\right) \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial p} \quad (6.3.3)$$

Qベクトルの収束域では上昇流、発散域では下降流が励起されることを表す。

温位を使うと、(6.3.1) 式のQベクトルは次のように書ける。

$$\mathbf{Q} = f \gamma \frac{d_g}{dt} \nabla_p \theta \qquad (6.3.4) \qquad \qquad \gamma \equiv \left(\frac{R}{pf}\right) \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\kappa} \qquad (6.3.5)$$

Qベクトルを用いた準地衡風オメガ方程式 (6.3.2) 式の導出は、第9.1節、または「総観気象学 理論編」第5.5節を参照。

従来型の準地衡風オメガ方程式(第4章 (4.3.8) 式)は、強制項が渦度移流の項と温度移流 の項の二つがあり、それらが打ち消しあう場合があるのが欠点の一つとされていた。 これに対して、Qベクトルを用いた準地衡風オメガ方程式は、その収束だけで強制項となる (ただしQベクトル自体に水平温度移流と渦度移流の効果が含まれる)。それにより、Qベクトル の収束域では上昇流が励起され、発散域では下降流が励起されることが示唆される。 σを定義する (6.3.3) 式の中の添え字0は、基本場の値であることを示す。

Qベクトルを、気温の代わりに温位を使うが、(6.3.4)のように係数
$$f\gamma$$
 をかけることなく
 $Q \equiv \frac{d_g}{dt} \nabla_p \theta = \left(-\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial x} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v_g}{\partial x} , -\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial y} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v_g}{\partial y} \right)$
Dように定義することもあり (Hoskins and Pedder 1980)、その場合の準地衡風オメガ方種

のように定義することもあり (Hoskins and Pedder 1980)、その場合の準地衡風オメガ方程式は 下の形となる。

$$\sigma \nabla_p^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = -2f_0 \gamma \nabla_p \cdot \boldsymbol{Q}$$

(参考文献)

Hoskins, B. J. and M. A. Pedder, 1980: The diagnosis of middle latitude synoptic development. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 106, 707-719.

Qベクトルを用いた準地衡風オメガ方程式

$$\sigma \nabla_p^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = -2\nabla_p \cdot \mathbf{Q} \qquad (6.3.2) \qquad \sigma \equiv -\left(\frac{RT_0}{p}\right) \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial p}$$
(6.3.3)

- 右辺(Qベクトル)は地衡風と水平温度傾度のみ、左辺は非地 衡風運動ωで表している。
 - -【意義】地衡風による温度場の変形が起こると、(それによる温度風バランスの崩壊をもとにもどすような)非地衡風運動・鉛直運動が励起されることを説明する。
 - -【使い方】上昇/下降運動は等圧面上のQベクトルの収束/発散で表現 できる。
- ・係数 σ (安定度の指標)の意義
 - -安定度が低いほうが鉛直運動(上昇・下降)が励起されやすいことを示 す。
 - -ただし鉛直運動の方向は温度風バランスを回復させるような方向。相対 的な暖気の上昇・寒気の下降を意味するのではない。

従来型オメガ方程式(第4.3節、第4.4節)と比較すると、Qベクトルを使ったオメガ方程式は以下の特徴がある。

- 右辺が1項のみである。
 - ▶ 従来型オメガ方程式で見られた2項(渦度移流項と温度移流項)の相互打消しは起こらない。このため誤差が生じにくいと説明されることがある。
 - ▶ 実際には、Qベクトル自体に微分が複数含まれるので、差分計算すると誤差が小さくない。
- 右辺に鉛直微分がないので、単独の気圧面のデータで計算できる。
 - ▶ 上層と下層の関係(例えば上層トラフと地上低気圧の相互作用など)は読み取れない。
 - ▶ 式の形は一見簡単だが、実際に計算すると薄い層の局所的な変動のために極端な 値が生じることがありうる。これを避けるため、ある程度の層の平均を取るなどする ことがある。

【重要】

Qベクトルは水平温度傾度に関係する((6.3.1) 式参照)。組織的な(総観規模)水平温度傾度 がない領域でQベクトルやその収束の大きな値が計算された場合は、ノイズと疑ったほうが良い。

もともと準地衡風の枠組みでの理論なので、前線に関係するような小さいスケールの運動に 関する表現には本来は対応しないが、近似として適用する。応用編第7章も参照。



第6.2節で、前線形成関数を、前線帯に垂直にy軸をとることで簡略化して説明した。ここでも 同様に、前線帯に関連した座標系で考えるが、ここでは自然座標系とする。

自然座標系は第2.2節では地衡風(ジオポテンシャル高度)に沿って取り、傾度風について考察していた。

ここでは前線について考察するために、等温位線に沿った方向とそれに直交する方向の座 標系とする。

(参考文献)

Martin, J. E., 1999: Quasigeostrophic forcing of ascent in the occluded sector of cyclones and the trowal airstream. Mon. Wea. Rev., 127, 70-88.

地衡風による前線強化をQベクトルで表す Qベクトルの前線に垂直な成分 (6.3.8) は $Q_n = \frac{f\gamma}{|\nabla_p \theta|} \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial x} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial y} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial y} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v_g}{\partial y} \right) \right]_{(6.3.10)}$ (6.3.10) (6.3.10) (6.3.10) (6.3.11) $F_g = \frac{d_g}{dt} |\nabla_p \theta| = -\frac{1}{|\nabla_p \theta|} \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial u_g}{\partial x} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial v_g}{\partial y} \right\} - \frac{1}{|\nabla_p \theta|} \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} + \frac{\partial u_g}{\partial y} \right)$ (6.3.11) (6.3.11) (6.3.11) (6.3.12) (6.3.12) (9.4) (5.

Qベクトル (6.3.1) 式を温位で表し、前線に直交する単位ベクトル (6.3.6) 式を使って、(6.3.8) 式により (6.3.10) 式が得られる。

前線形成関数 (6.2.2) は準地衡風近似・断熱では、地衡風による水平移流だけなので、水平 運動に関する合流項とシアー項のみで表すことになる。

立ち上がり項は鉛直運動によるので地衡風frontogenesisには無関係である。

断熱なので非断熱項もなくなる。

結果的に、ペターセンの前線形成関数 (6.2.8) 式と同じ形である。ただし地衡風のため水平 発散 $\delta = 0$ である。

これに対して、Qベクトルのs方向(等温線に沿った方向)の成分 Q_s は、前線の方向を変える変化(閉塞など)に関係する(後出)。



これはQベクトルのQ_n成分のみを考えた場合である。地衡風による変形によって気温が相対的に高くなった領域(=Qベクトルの収束域)では上昇運動による断熱膨張・冷却を生じさせ、逆に気温が相対的に低くなった領域(=Qベクトルの発散域)では下降運動による断熱圧縮・ 昇温を生じさせる運動が励起されることを意味する。

暖気側で上昇運動、寒気側で下降運動が生じると、前線帯の下層では寒気側から暖気側へ と向かう非地衡風運動が生じる。すると、前線帯の暖気側では水平収束が生じる。それにより 前線帯がさらに強められる。(第6.2節の (6.2.9) 式で水平収束があると前線が強化されること が示されていたことを反映する。)

この図とは逆に、Qベクトルが寒気側を向く場合には、相対的に前線帯の寒気側で上昇、暖 気側で下降運動が生じること(カタフロント)が説明できる。



閉塞前線(第6.5節で説明する)における鉛直運動の励起もQベクトルで考えることができる。

【重要】Qベクトルは∇θの変化する方向に向く。

(a) Traditional frontogenesis

- 前線が強まるとき、∇θベクトルはもとの∇θと同じ方向で増大するので、Qベクトルも∇θと同じ 方向へ向く。
- 前線以外の場所ではQベクトルの大きさは小さいので、前線帯の暖気側でQベクトルが収束 し上昇流が励起される。また前線帯の寒気側でQベクトルが発散し下降流が励起される。

(b) Rotational frontogenesis

- 前線の向きが変わる場合を考える。∇θの向きが変化する。すると、Qベクトルは前線に沿った方向を向くので、前線帯の中で収束・発散が起こる。
- これは、前線強化はないが、前線が折れ曲がった時にQベクトルの収束が起こることを意味し、閉塞前線の上昇運動を説明できる。

どちらも、地衡風による変形によって気温が相対的に高くなった領域(=Qベクトルの収束域) では上昇運動による断熱膨張・冷却を生じさせ、逆に気温が相対的に低くなった領域(=Qベク トルの発散域)では下降運動による断熱圧縮・昇温を生じさせる運動が励起されることを意味 する。



第5.6節で示した、2012年4月3日0000UTC(左)及び4日0000UTC(右)の低気圧の前線の変化 に関する解析を示している。

上図:700hPaの地衡風前線強化(カラー、K (100km・3h)⁻¹)、気温(赤線、℃)、ジオポテンシャル高度(黒線、m)。下図:700hPaのQベクトル(矢印)、その発散(カラー)、気温(赤線、℃)。

3日0000UTCには、朝鮮半島付近に低気圧があり、その温暖前線の位置に当たる日本海北 部で顕著な前線強化となっており(左上図)、またそれに次ぐ前線強化領域が寒冷前線側の東 シナ海北部に見られる。低気圧の南側には前線弱化の領域も見られる。

同じ時刻にはQベクトルの収束(左下図の暖色系)は温暖前線強化領域の暖気側(日本海北 部・津軽海峡付近)と、寒冷前線強化領域の暖気側(九州の南西海上)に見られる。それらの 地域では上昇流が励起されると説明される(鉛直p速度分布は第5.6節に掲載されている)。ま た寒冷前線強化領域からその寒気側にかけての東シナ海北部から黄海にかけてはQベクトル の発散となっており、下降流が励起される場と説明される。

4日0000UTCには、低気圧は発達して北海道の北(オホーツク海南部)に進んでいて、顕著な 前線強化はサハリンからオホーツク海南部に見られる(右上図)。また日本の東海上に寒冷前 線強化の領域が見られる。北日本はベントバック寒冷前線(第6.5節)のようになっているが、そ こは前線弱化である。

これらの前線強化領域の暖気側に、Qベクトルの収束があり(右下図)、そこでは上昇流が励起されると説明される。北日本は、ベントバック寒冷前線の弱化に関連してQベクトルが寒気側を向いていて、東海上の前線強化領域との間がQベクトル発散となっており、下降流が励起される場と説明される。

右下図のオホーツク海南部で特に強いQベクトル収束となっているのは、前線の閉塞に伴う rotational frontogenesisの寄与もあると考えられる。



この節では第5.5節のコンベヤーベルトの概念を用いて、アナフロント・カタフロント等を説明 する。

左上図は左下図の「後方傾斜型WCB」のA-B断面における気流の構造で、温暖コンベヤーベ ルト(WCB)が寒気の上を上昇しており、アナフロントである。湿潤暖気が鉛直速度10 cm s⁻¹の オーダーで前線面を斜めに上昇しているように見える。これは浮力によって駆動された上昇で はなく、前線強化により励起された運動である。下層寒気の先端の強い上昇運動(1 m s⁻¹の オーダー)は、密度流的な性質を持った前線の先端で浮力によって駆動された上昇流を示す (第6.1節末を参照)。

右上図は右下図のA-B断面における湿球温位と気流の構造である。右上図中の右半分では 下層の低湿球温位(実線、°C)空気の上を暖気の下層ジェット(LLJ: Low-Level Jet)が斜めに上 昇している。これはアナフロントである温暖前線である。このWCBは寒冷前線に対して後ろ向き の成分を持たない、「前方傾斜型WCB」である。右上図中の左半分では、下層寒気(低湿球温 位)の上を、それよりはやや高湿球温位の空気が前線を追い越すような風速成分を持ち、斜め に下降するカタフロントの構造を持つ寒冷前線を表している。

(このページと次ページの参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmén Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.

北畠尚子ほか, 1995: Browning: 温帯低気圧-温帯低気圧における雲と降水の構造-. 測候 時報, 62, 1-30.



前ページの右図と同様の前方傾斜型WCB及びカタ型寒冷前線・スプリットフロントを示す。

(a)では、下層の高湿球温位(θ_w)空気が暖域を北上して、地上温暖前線の上空を上昇している。地上寒冷前線に向かう成分は持っていないので、前方傾斜型WCBである。地上寒冷前線の上空には、西から低湿球温位(θ_w)空気が流入し、暖域の上空でWCBの上に乗り上げている。ここで、湿球温位は対流不安定を考えるうえで相当温位 θ_e と同様に考えることができる。

(b)は(a)のA-Bに沿った鉛直断面である。西側から順に見ると、まず、⑤は地上寒冷前線の 位置で、その前方は下層の湿潤空気となっている。地上寒冷前線上空は乾燥空気が西から流 入しているので、地上寒冷前線の位置では活発な対流は生じておらず、その東の暖域でも、 下層湿潤空気の上に乾燥空気が流入しているので、背の低い湿潤対流域となっている。そこ は、下層に高湿球温位(高相当温位)空気、上空に低湿球温位空気が位置するので、対流不 安定成層となっている。ただし対流不安定成層の空気は、層全体が持ち上げられるのでない と、対流は発現しない。

④の下層湿潤空気が上空の乾燥空気とともにさらに東進~北東進し、温暖前線付近の暖気 移流域に達すると、そこでは傾圧性による上昇運動が励起されるので、層全体が持ち上げら れる。これがある程度上昇すると、中上層で対流が生じる。これが上の図では③のUCFの対流 とされる。

地上寒冷前線と上空の寒冷前線が離れている状態なので、スプリットフロントと称される。

Browningのスプリットフロントの概念モデルにおけるupper cold front(UCF)は、中上層の低 θ_e (または低 θ_w)空気は沈降しながら流入するので昇温する。このため、upper cold frontと 言っても同じ高度(等圧面)の他の気団と比較して気温が相対的に低いとは限らない。



図中、SCF は地上寒冷前線(surface cold front)で、それに相対的な風の流れを示している。 (a) はSCF上空では前線後方からの流れが卓越しているため「純粋なカタフロント」であるのに 対して、(c) はSCF上空では前線前方からの流れが卓越しているため「純粋なアナフロント」であ る。(b) はほぼ中立、または高度により異なっている。 これらにより、レインバンドの構造に差異が生じる。

アナフロントとカタフロントの中間の構造の前線としては、「総観気象学 応用編」第4.5節に 引用した1995年11月7日の事例(北畠・三井 1998)がある。 また次ページに2016年4月17日の事例を示す。

(参考文献)

Browning, K. A., 1997: The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development. Meteor. Appl., 4, 317-324.

北畠尚子, 三井清, 1998: 晩秋に日本海で急発達した低気圧の構造. 天気, 45, 827-840.



この事例は第5.5節「温帯低気圧に伴う雲・降水のパターンとコンベヤーベルト」、第4.5節「傾向方程式の解釈」、第3.4節「ジェットストリーク」及び第2.3節のエマグラムの説明で取り上げた。

日本海に低気圧がある。衛星赤外画像(右上図)では低気圧の東の北日本に温暖前線がのび、中部地方から沖縄の東に寒冷前線がのびているように見える雲パターンである。

これに対して850hPa(左上図)の温位分布では、温暖前線帯が低気圧中心から東にのびて 北日本にかかっているとの解釈はできるが、温位で見た寒冷前線は対馬海峡付近から東シナ 海へのびていると考えられ、雲分布との対応が悪い。

700hPaのQベクトルの発散(右下図)では、日本海や津軽海峡付近にQベクトルの収束があり、 温暖前線に関連した上昇運動の励起が示唆される。しかし寒冷前線に対応する上昇運動の 励起を示唆するものは見られない。朝鮮半島付近を中心とする顕著なQベクトルの発散は、低 気圧中心の西側~南西側で強い下降運動の励起があることを示唆する。

これらに関連する空気の流れを次ページで検討する。

6.4 アナフロント・カタフロント・スプリットフロント



右上図(南北断面)で、中層の風速極大が750hPa付近の40°N付近に見られる。この緯度帯 では下層で弱い南よりの風、中層で南西風が強い。空気が鉛直運動する際には断熱では温 位が保存されることを考慮すると、中層では傾斜した等温位面上を空気が北上しながら斜め に上昇していることが示唆される。相対湿度分布も、下層の弱い南よりの風の層では比較的 湿度が低く、中層の強い南西風の層で相対湿度が高いことが、北向きの湿潤な気流を表して いる。これはWCB(第5.4節)の特徴であり、前線としては相対的な暖気が上昇するアナフロント の構造を持つ。風は鉛直方向には南東~南西へと時計回りに変化しており、暖気移流である ことを表す(第2.4節)。全体として、温暖前線の一般的な特徴を伴っている。第2.3節の札幌の ゾンデ観測データ等から推測された構造とも整合する。

左下図(東西断面)の相対湿度分布では、135°E付近に背の高い雲があることが示唆される。 しかし温位の分布で見ると、この135°Eは等温位線が最も下に下がっている領域であり、暖域 内である。それは左上図(850hPa)の分布と整合する。湿度分布から、暖域内のレインバンドと 思われる。この暖域内のレインバンドの西では、断面図では等温位線の傾斜は緩やかで、あ まり強くないが前線帯であるように見える。風向は、下層で北西、中上層では西よりで、反時計 回りに変化している。これは寒気移流であることを示唆する。これらから、寒冷前線であること が考えられる。ただし、東向き風速(西風の強さ)は下層で小さく上層で大きい。これは、寒冷 前線の下層寒気よりその上の暖気側の気団の方が動きが速く、前線を追い越す成分を持って いるので、カタフロントの性質であることが示唆される。上側の気団は、非常に乾燥しているこ とが、下降する成分を持つことを示唆する。すると、暖域内のレインバンドはスプリットフロント の性質に伴って生じたことが考えられる。またこれは第2.3節に掲載している同じ時刻の鹿児 島のゾンデ観測データに沈降性逆転層が見られたことと整合していると言えるだろう。ただし 前ページのQベクトルでは、この緯度帯に関しては、下降流励起を示唆する分布は見られな かった。ここで沈降したのではなく高緯度側で沈降した空気が南下したことが考えられる。 <section-header>

第5.2節「温帯低気圧・前線の概念モデル」で述べたように、古典的な低気圧・前線モデルでは、温帯低気圧の発達過程で寒冷前線が温暖前線に追いつき、閉塞前線が生じるとされた。 それに対してShapiro-Keyserの低気圧モデルでは閉塞前線は生じず温暖前線とされたことも あったが、近年は上図右のように閉塞前線として描かれることもある。

閉塞前線として解析される事例も、その3次元構造がどうなっているのかは多分に推測に基づいていて、温暖型・寒冷型に分類されることもあった(北畠 2023)が、近年はシミュレーション等により再検討が行われている。

重要なのは、それによる雲や降水がどのように生じるかなど、人間生活に影響のある現象が どのように起きるかである。雲や降水をもたらす上昇運動励起に関しては、Qベクトルを用いて rotational frontogenesisで力学的に説明でき、またそれをもたらす気流については定性的には コンベヤーベルト(第5.5節、第6.4節)で説明される。

(参考文献)

北畠尚子, 2023: 温帯低気圧の概念モデルにおける閉塞前線の構造とその形成過程の一般 化. 測候時報, 90, 1-20.

Schultz, D. M. and G. Vaughan, 2011: Occluded fronts and the occlusion process. Bull. Amer. Meteor. Soc., 92, 443-466.



古典的低気圧モデルでは閉塞前線は温暖前線に寒冷前線が追いついて形成されると考え られたため、温暖前線に寒冷前線が乗り上げる「温暖型閉塞」と、温暖前線の下に寒冷前線 がもぐり込む「寒冷型閉塞」の2種類があると考えられていたが、現実の事例を見直すと温暖型 の方が多いという矛盾もあった(北畠 2003などを参照)。

上の図は数値シミュレーションによる閉塞前線の断面で、水平温位傾度は前面(図中で右 側)の寒気より後面(左側)の寒気の方が大きく、後面の方が寒気が強いと言えるので、古典 的閉塞の考え方では寒冷型閉塞になりそうな分布である。しかし上の図の前線構造は古典的 温暖型閉塞の形になっている。

第6.1節で、寒気側に傾く前線だけでなく暖気側に傾く前線も生じる可能性があり、それが鉛 直安定度の分布に関連することを説明した。上の図でも鉛直安定度の差のために前線が前方 (図の右側)へ傾いている。(詳細は応用編第7章を参照)

Shapiro-Keyserの低気圧モデル(前ページ及び第5.2節)では、閉塞前線ではなく温暖前線とし て解析されていた。それは詳細な観測やモデルシミュレーションの結果では、それまで考えら れていた古典的閉塞前線のパターンを解析しづらかったことがある。しかし閉塞が実は上のよ うなパターンであると考えると、温暖前線にも類似しているので、考え方によっては閉塞前線と も温暖前線とも解析可能と言える。

(参考文献)

Stoelinga, M. T., J. D. Locatelli, and P.V. Hobbs, 2002: Warm occlusions, cold occlusions, and forward-tilting cold fronts, Bull. Amer. Meteor. Soc., 83, 709-

721.

北畠尚子(訳), 2003:温暖型閉塞•寒冷型閉塞•前方傾斜型寒冷前線. 測候時報, 70, 9-24.



閉塞と見なされる事例の多くの場合は、前ページのように後面の寒気の方が下層の静的安 定度が低く、その結果、閉塞前線は温暖前線に類似した構造になる傾向があると考えられる。 上図はその概念モデルで、閉塞前線の前面の下層寒気に後面からの寒気が乗り上げるような 構造になっている。

温暖前線面と寒冷前線面の交わる線が、太破線で上層暖気トラフ(trough of warm air aloft: TROWAL)とされている。鉛直断面では低い高度となるので「トラフ」だが、水平面では暖気の サーマルリッジとなる。

そこでは前線帯の折れ曲がり(rotational frontogenesis、第6.3節)により上昇運動が生じ(次 ページ参照)、またWCBがTROWALに沿って斜めに上昇する(2ページ後を参照)ため、上空の TROWALの位置を中心に降水が生じることになる。そこは地上閉塞前線の位置とは一致しない。

#第6.4節のスプリットフロントが閉塞前線と混同されることがよくある。違いを考えてみよう。

(参考文献)

Martin, J. E., 1999: Quasigeostrophic forcing of ascent in the occluded sector of cyclones and the trowal airstream. Mon. Wea. Rev., 127, 70-88.

6.5 閉塞前線



1997年4月1日0600UTCの北米東岸の低気圧の解析(Martin 1999)。

- (b) はQベクトルとその収束で、(a) の閉塞前線付近で強い鉛直運動が励起されることが示されている。
- (c) は (b) のうちrotational frontogenesis(前線帯の折れ曲がり)の成分のみを取り出したもの。
 閉塞前線付近の強い鉛直運動が前線帯の折れ曲がりによって生じることが示唆されている。
- (d) はtraditional frontogenesis(通常の前線強化)の成分。(a) に描かれている2段の寒冷前線がこの成分によるものであることを示す。

#Qベクトルとその収束は、実際に計算すると、きれいな分布はなかなか出ない。上の図は500 -900hPaの平均である。

(参考文献)

Martin, J. E., 1999: Quasigeostrophic forcing of ascent in the occluded sector of cyclones and the trowal airstream. Mon. Wea. Rev., 127, 70-88.

6.5 閉塞前線



温帯低気圧に伴う雲と降水の表現のために、第5.5節でコンベヤーベルト(WCB、CCB、ドライ イントルージョン)の考え方を導入した。ここではそれを用いて、閉塞前線の構造や降水につい て考える。

図はコンベヤーベルトとそれに伴う降水分布の模式図で、上段:閉塞前、下段:閉塞後。

閉塞後(図の左列下段)は、WCB(赤)が暖域の下層からCCB(青)の上を斜めに上昇する。これは2ページ前のTROWALに沿った気流である。

ドライイントルージョン(黄)は地上の閉塞前線・寒冷前線を追い越して流入するため(図の中 列下段)、TROWALに沿った雲域は地上の閉塞前線や寒冷前線とは一致しない(図の右列下 段)。

ドライイントルージョンが閉塞前線や低気圧中心付近で流入すると(中列下図)、対流不安定な空気層の上昇が生じる。

このため、閉塞前には主要な降水はアナフロントである温暖前線の寒気側(右列上段)から、 閉塞後には低気圧の北~北西側で降水が多くなる(右列下段)と説明される。

(参考文献)

Schultz, D. M. and G. Vaughan, 2011: Occluded fronts and the occlusion process. Bull. Amer. Meteor. Soc., 92, 443-466.



第5.2節の低気圧モデルのひとつである、Shapiro and Keyser (1990)の「新しい低気圧・前線 モデル」では、閉塞しつつある低気圧について、低気圧中心近傍で寒冷前線が切れていること (前線断裂:frontal fracture)、低気圧中心後方に温暖前線がのびていること(ベントバック温暖 前線:bentback warm front)、及び閉塞前線がないことが特徴とされていた。

上図はBrowningらによる解析である。閉塞していない地上前線を伴う低気圧の中心付近に、 乾燥空気が流入(dry intrusion)し、その先端が上空の寒冷前線となっている。

- その前線解析例として下図のI~Ⅲが挙げられる。
- Iは、上図の考え方で詳細に解析している。
- ■は、上空の寒冷前線も地上寒冷前線として解析したために、低気圧後方の前線はベント バック前線として解析されている。この解析で、上空の寒冷前線の位置に地上寒冷前線を 解析しない場合は、Shapiro and Keyser (1990)の前線断裂とベントバック前線を伴うモデル の構造となる。

■は、解像度の粗い解析を行うとこのようになりうる。

さらに別の側面に着目するなら、別の解析もあるだろう。

(参考文献)

Shapiro, M. A. and D. Keyser, 1990: Fronts, jet streams and the tropopause. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 167-191.

Browning, K. A. and N. M. Roberts, 1994: Structure of a frontal cyclone, Quart. J. Roy. Meteor. Soc, 120, 1535-1557.

6.5 閉塞前線



Shapiro and Keyser (1990) の温帯低気圧概念モデル(第5.2節)は当初はベントバック温暖前 線が珍しいものとして着目されたが、もとはベルゲン学派でも2次的寒冷前線等のように認識 されており、現在は温暖前線より寒冷前線として解析されるほうが多い(北畠 2023 を参照)。

ベントバック前線の先端で、ごく短時間(数時間程度)、地上の強風が発生して被害をもたら すことがあり、sting jet と呼ばれている。低気圧に伴う下層ジェットは、古くから、寒冷前線前面 で寒冷前線に沿う方向のジェット(WCBジェット)が指摘されてきたが、sting jetはそれとは異な り寒冷前線の寒気側におけるスケールの小さい現象で、イギリスで特に着目されている。

さらに、低気圧の寒気側で低気圧中心をとりまくCCBに関連したジェットも、災害をもたらす可能性のあるCCBジェットとして指摘される(例えば Clark and Gray 2018)。

(参考文献)

Clark, P. A., K. A. Browning, and C. Wang, 2005: The sting at the end of the tail: model diagnostics of the fine-scale three-dimensional structure of the cloud band. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 131, 2263–2292.

Clark, P. A., and S. L. Gray, 2018: Sting jets in extratropical cyclones: A review. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 144, 943–969.

北畠尚子, 2023:温帯低気圧の概念モデルにおける閉塞前線の構造とその形成過程の一般 化. 測候時報, 90, 1-20.

Schultz, D. M. and J. M. Sienkiewicz, 2013: Using frontogenesis to identify sting jets in extratropical cyclones, Wea. Forecasting, 28, 603-613.

6.6 梅雨前線

6.6 梅雨前線



梅雨期の特徴∶梅雨前線、オホーツク海高気圧、太平洋高気圧 (小笠原高気圧)

図は2016年6月15日0000UTCの地上天気図(速報)

梅雨前線は「前線」と名がついているが、これまで見た、温帯低気圧と関連する前線とはかなり性質が異なる。

欧米の気象学の教科書にはほとんど出てこない。

気象庁の予報用語:

【梅雨前線】 春から盛夏への季節の移行期に、日本から中国大陸付近に出現する停滞前線 で、一般的には、南北振動を繰り返しながら沖縄地方から東北地方へゆっくり北上する。 【梅雨型の気圧配置】 オホーツク海方面にオホーツク海高気圧、日本の南に太平洋高気圧 があって、日本付近には前線が停滞する気圧配置である。

上の天気図では、日本の南で東西にのびる停滞前線(梅雨前線)と、偏西風帯の擾乱とは異なる移動の特徴を持つオホーツク海高気圧・太平洋高気圧(小笠原高気圧)がある点で、典型的な梅雨型の気圧配置と言える。

オホーツク海高気圧と太平洋高気圧(小笠原高気圧)の構造については第8.1節も参照。

【太平洋高気圧と小笠原高気圧】

暖候期に日本の南東海上に中心を持つ高気圧は、太平洋高気圧と呼ばれることが多いが、 太平洋上の大規模高気圧は南半球側にもあるため、それと区別するためには北太平洋高気 圧と呼ばれる。また、大規模な現象としてみると、北太平洋高気圧の中心は北東太平洋にあり (次ページの図を参照)、そこから西への張り出し部分が日本に影響する。日本の南東海上に 中心を持つ高気圧を特に指す場合は、小笠原高気圧と呼ばれる。



日本で梅雨前線と呼ばれるのと同じ降水帯が、5月以降、南から北上しながら、各国・地方に 影響する。

これによる降水シーズン・降水現象が、地域・言語によって異なる名称で呼ばれる。

- 中国:Meiyu(梅雨)
- 日本:Baiu(梅雨)
- 韓国:Changma(장마)

図中の太い白矢印は上層ジェット気流を表す(cross equatorial jetのみ下層ジェット)。梅雨前線と亜熱帯ジェット気流の関係が示唆される。

図中でITCZは北西太平洋西部~東南アジアで北上している。これはモンスーントラフ(第7.6 節)で、インド洋~東南アジアの下層で西風モンスーンが生じることによる。

(参考資料)

Laing, A. and J. L. Evans, 2016: Introduction to Tropical Meteorology, 2nd Edition, COMET[®] Program,

http://www.meted.ucar.edu/tropical/textbook_2nd_edition/index.htm

(*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET[®] Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.

6.6 梅雨前線



「平成24年7月九州北部豪雨」の発生要因の調査に関して、梅雨期にみられる気団等の模式 図が上のように示されている。

西日本で梅雨前線による豪雨が生じるときは、大まかに見るとこのようになっていることがしばしばあると考えられている。

上図は梅雨期にみられる気圧配置。太平洋高気圧からの暖湿な空気と大陸気団~オホーツ ク海高気圧からの相対的に冷たく乾いた空気との間に風の収束帯が作られ、それが梅雨前線 帯にあたる。前線帯では上昇流が生み出されるので、降水現象が生じて湿舌を形成する。

下図は上図の130°E付近の鉛直断面図。梅雨前線帯(湿舌域)での上昇流で、南方から流入 した空気は上昇して積乱雲を発生させ、通常は梅雨前線帯の北側に梅雨前線が解析される。 ただ、大量の水蒸気が流入すると、湿舌域の南縁で積乱雲が発生するために、その位置で豪 雨となることが多いとされる。 6.6 梅雨前線



2016年の梅雨期に西日本で大雨になった期間の平均的状態について示す。この期間の降水等については下記資料にある。

http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/report/2016/20160705/jyun_sokuji20160619-30.pdf

中国大陸では30~40°Nで温位が高い。このため、温位傾度が大きい領域は、日本付近では 30~40°N付近だが、朝鮮半島~大陸では大きく北上している。これは雲分布や降水域とは一 致せず、温位傾度では降水を説明することができない。

これに対して、相当温位傾度は大陸でも30~40°Nで大きく、雲域・降水分布を説明しやすい。

通常の前線に伴って励起される鉛直運動は、前線強化、すなわち温位の水平傾度の時間変化に関連して生じる(第6.3節)。同じ数式で単純に温位を相当温位に置き換えても、鉛直運動の励起は説明できないので、別の説明を考えなければならない。

#ここで850hPaの解析を示していることについて。降水をもたらす水蒸気の流入を表すには、 境界層内(例えば高度500m)が適切だが、大規模な気団を表すには境界層内でなく自由大気 中(高度1kmより上)が適切と考えられる。


梅雨前線に関しては、従来、700hPaで西から流入するような水蒸気分布が活発な雲域に一致するので、「湿舌」として豪雨の原因と考えられてきた。

しかし水蒸気の量としてはさらに下層(境界層内)の方がはるかに多い。

700hPaで見られる「湿舌」の水蒸気分布は、下層から上昇した水蒸気によって生じていると 考えられる。つまり豪雨の「結果」として現れた可能性もある。

加藤(2010)等は「湿舌」の南側で豪雨が起こりやすいと強調している。

(参考文献)

加藤輝之, 2010:湿舌. 天気, 57, 917-918.

6.6 梅雨前線



ここでは、熱帯(亜熱帯)気団と中緯度の気団の接点として梅雨前線を見てみよう。 図は130°Eの南北断面で、30~35°Nが九州西部である。

熱帯(亜熱帯)の気団では、下層で水蒸気が多く(右下図)、700hPa付近で相当温位が極小となる対流不安定成層となっている(右上図)。

中緯度の気団では、熱帯との比較では、成層は比較的安定で、下層水蒸気が少ない。

35°N付近では、相当温位が鉛直方向にほぼ一定の、対流中立成層として表現されている。 特定の時刻の断面図でこのような分布が見られる場合は、それより南の強い対流不安定成 層では(おそらく沈降により)対流が抑制されて不安定のまま維持されているのに対して、35°N 付近では対流を抑制する要素がなく対流が生じてよく混合され、中立成層になっていることが 考えられる。



水蒸気フラックスベクトルの大きさが大きいと、その地点を大量の水蒸気が通過していること を意味するが、水蒸気が通過するのであればその地点での降水にはならない。その領域に流 入する水蒸気が多く、流出する水蒸気が少ないこと、すなわち水蒸気フラックスの収束(負の 発散)があると、その領域では水蒸気量が増大し、凝結して降水として落下すると考えられる。

水蒸気フラックス収束は、東シナ海~日本付近では700hPaより950hPaの方が大きい。(ベクト ルの大きさやカラーバーのスケールが異なることに注意)

過去には等圧面天気図が作成される700hPaや850hPaでの水蒸気の流入に着目することが 多かったが、水蒸気フラックスが大きいのは水蒸気の多い境界層内なので、近年は高度500m (950hPa付近)等が強調されることが多い。

【水蒸気フラックスと水蒸気移流の違いに注意】

比湿qの極大の場所では移流は0となるので、移流のみを考えると値が周囲より増大することはない。

水平フラックスとその収束を考慮すると、qの値が周囲より大きくなりうる。そして水蒸気が飽 和すると降水として落ちることになる。

水蒸気フラックスとその収束

 水蒸気フラックス (moisture flux): 単位時間内にある地点を通過する水 蒸気の量(ベクトル)。

qV

▶ q:比湿、 V:水平風ベクトル

 水蒸気フラックス収束(moisture flux convergence): 大気中の水蒸気と 降水を関連付ける量として使われる。

 $-\nabla \cdot (q\mathbf{V})$

▶ 水平移流 -V·∇q との違いに注意。

 水蒸気フラックス収束が正の領域では、収束した水蒸気がその平面上 以外のどこかへ消えていることを示唆する。(かなりの部分は凝結して 降水として落ちていると考える。)そのため降水を考える際に重要。

運動する空気塊の中の水蒸気(比湿 q)の変化を考える。

 $\frac{dq}{dt} = E - P$

・E: 空気塊中の蒸発率(その場で水蒸気として補給される速度)、

•P: 空気塊中で水蒸気が凝結し降水として空気塊から除外される量を表す。

(2.1.17) 式
$$\frac{a}{dt} \equiv \frac{o}{\partial t} + u \frac{o}{\partial x} + v \frac{o}{\partial y} + \omega \frac{o}{\partial p}$$
及び
(2.1.22) 式 $\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)_p + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$ を用いて
 $\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(qu) + \frac{\partial}{\partial y}(qv) + \frac{\partial}{\partial p}(q\omega) = E - P$
右辺: 水蒸気のsourceとsinkを表す。
E: 蒸発により空気塊に補給される水蒸気
P: 空気塊中で凝結し、降水として空気塊から除去される水蒸気
左辺第1項: 比湿の局所的変化率
左辺第2項+第3項: (負号をつけて)水蒸気フラックス(水平)収束 $-V \cdot (qV)$
左辺第4項: (負号をつけて)水蒸気フラックス(公面)収束

(参考文献)

Banacos, P. C., and D. M. Schultz, 2005: The use of moisture flux convergence in forecasting convective initiation: Historical and operational perspective, Wea. Forecasting, 20, 351-366.



前節までの説明のように、中緯度の典型的な総観規模前線は、水平温位傾度が大きく、鉛 直温位傾度も大きい(静的安定度大)。前者の性質から、前線強化によって鉛直循環が励起さ れ、後者の性質によって、生じる雲・降水は主に層状性の性質を持つ。

それに対して、梅雨前線は、東日本では中緯度の典型的な前線の性質をある程度持つが、 西日本とそれ以西では水平温位傾度が小さいため、鉛直運動励起が説明しづらい。

西日本以西では静的安定度・対流安定度が共に小さいことから、上昇が生じた場合は対流 性の雲・降水が生じることは容易に説明できるが、1000km以上のバンド状の領域での上昇運 動励起をどのように説明するかが課題となる。

梅雨前線に限らず、「下層収束があるからこれにより上昇流が起きる」と説明されることは多 いのだが、下層収束は上昇運動の【結果】として生じることが少なくないので、下層収束を上昇 運動の原因として説明するのは慎重さが必要である。

(参考文献)

Ninomiya,K.,1980: Enhancement of Asian subtropical front due to thermodynamic effect of cumulus convections, J. Meteor. Soc. Japan, 58, 1-15.

二宮洸三,2006:日本列島域の大規模および中規模循環系に関する研究 ~特に多種スケー ル階層構造に注目して~.天気,53,93-122. 6.6 梅雨前線



図は茂木(2006)による梅雨期の下層気団と気流の分布である。

梅雨前線の北側は大陸性の比較的乾燥した気団で、南側は湿潤な気団となっている。 その湿潤な気団にも、大陸性の気団と海洋性の気団があり、その間は水蒸気前線(water vapor front)とされている。

梅雨前線と水蒸気前線それぞれに沿って降水帯が生じうるとされる。

#原論文(Moteki 2004)はメソスケールの降水帯に関する研究であり、その背景場として大規模な気団分布について述べている。

またこれは特定の日時の分布であり、大規模場によって異なる分布になるだろう。

(参考文献)

茂木耕作,2006:東シナ海上の梅雨前線南側における降水系の形成機構~水蒸気前線の発見~. 天気,53,605-619.

Moteki, Q. et al., 2004: Structure and development of two merged rainbands observed over the East China Sea during X-BAIU-99, Part II: Meso- α -scale structure and build-up processes of convergence in the Baiu frontal region, J. Meteor. Soc. Japan, 82, 45-65.

6.6 梅雨前線



図は2020年7月3日の熊本県の大雨に関する模式図である。このときは熊本県付近の東西 幅数百km、南北幅数十kmの領域で6時間程度の間に強い降水があり、その強雨の領域はメ ソβスケールと言えるが、それを含む雲バンドは関東から東シナ海・華南に1000km以上にわ たってのびていた。

朝鮮半島の南の小低気圧の循環が九州への下層湿潤暖気の流入に寄与したと指摘されている(Araki et al. 2021)。ただし、下層水平温度傾度は小さく、対流の活発な位置との対応もあまり良くない。また低気圧後面には中層で暖気が位置している。これらにより、傾圧性の擾乱やそれに関連した上昇運動としては説明しにくい。

中層(500hPa)で西から流入したのは乾燥暖気であり、その先端の九州で特に強い降水が生じていたことから、この事例では、下層湿潤暖気と中層乾燥暖気による対流不安定成層形成、 及び、下層の弱い前線強化と中層の暖気移流による上昇運動が重なったことの寄与が指摘された(北畠ほか 2022)。大陸から東進する中層暖気は、上層トラフ後面の沈降のほか、大陸の 高地での日射による非断熱加熱の寄与も考えられる。梅雨前線帯の降水と中層暖気の関係 はSampe and Xie (2010)で指摘されていた。

(参考文献)

Araki, K., T. Kato, Y. Hirockawa and W. Mashiko, 2021: Characteristics of atmospheric environments of quasi-stationary convective bands in Kyushu, Japan during the July 2020 heavy rainfall event. SOLA, 17, 8-15.

北畠尚子, 牧野眞一, 岩下裕二, 伊藤享洋, 加藤輝之, 2022: 2020年7月3~4日の熊本県の大 雨に対する総観場の影響. 天気, 69, 87-99.

Sampe, T. and S.-P. Xie, 2010: Large-scale dynamics of the Meiyu-Baiu rainband: Environmental forcing by the westerly jet. J. Climate, 23, 113-134.



梅雨前線による大雨は局地性が大きいため、小スケールの現象に目が向くことが多い。

豪雨の発生に直接関係するメソβスケールの降水帯は、Moteki (2004)の水蒸気前線に伴う 降水帯や、線状降水帯等(例えば津口 2016)としてよく研究されているが、事例ごとの差異が 大きい。その環境場も様々である。

豪雨をもたらす擾乱の特徴の一般化と、発生する環境(総観場など)に関する調査はさらに 必要である。

梅雨前線上のメソαスケールの低気圧(小低気圧)については第8.7節も参照していただきたい。

(参考文献)

Moteki, Q. et al., 2004: Structure and development of two merged rainbands observed over the East China Sea during X-BAIU-99, Part II: Meso- α -scale structure and build-up processes of convergence in the Baiu frontal region, J. Meteor. Soc. Japan, 82, 45-65.

Ninomiya, K., and T. Akiyama, 1992: Multi-scale features of Baiu, the summer monsoon over Japan and the East Asia, J. Meteor. Soc. Japan, 70, 467-494.

津口裕茂, 2016:線状降水帯. 天気, 63, 727-729.

6.7 大気の川(atmospheric river)

- ・はじめに米国で着目(1990年代~)。北米西岸で主に寒候期に 大雨を降らせる湿潤な空気の流れ。しばしばARと略される。
- ・長さ数千km、幅数百km。海上から陸地(主に大陸西岸)・山岳に 達すると大量の降水をもたらす。
- 大循環においては、熱帯から中緯度への水蒸気輸送の90%以上 がこれによるとされる。



https://earthobservatory.nasa.gov/images/91175/a-river-of-rain-connecting-asia-and-north-america

上記の米国での見方は Ralph et al. (2017) などを参照。

米国西岸は、ケッペンの気候区分では「地中海性気候」に分類され、冬季には一定の降水があり、夏季は乾燥した高温が特徴とされている。そこの年間降水量の30~50%が年数回の atmospheric river関連で生じているとされる。

日本では「大気の川」と直訳されているが、「大気中の水蒸気の流れ」の意味。 日本での見方は釜江(2023)などを参照。

(参考文献)

釜江陽一, 2023:カリフォルニアに大雨をもたらす大気の川. 天気, 69, 324-326. Ralph, F. M., and Coauthors, 2017: Dropsonde observations of total water vapor transport within North Pacific atmospheric rivers. J. Hydrometeor., 18, 2577–2596.



Ralph et al. (2017) による模式図。平均的には、幅850km、高さ3km、水蒸気フラックスは5×10⁸ kg s⁻¹とされる。

- ・(a):平面図。等値線とカラーはIVT(鉛直積算水蒸気輸送)の分布。
- (b): 鉛直断面図。橙色は水平流による水蒸気フラックスの強い領域、緑点線は混合比、青線は断面に垂直な風速。寒冷前線前面の下層ジェット(LLJ)により強い水蒸気輸送があることが示される。

ここではARは温帯低気圧に伴うWCB(温暖コンベヤーベルト)と関連付けられ、水蒸気輸送は寒冷前線前面で特に強まるとされる。

図(a)の IVT (integrated vapor transport:積算水蒸気輸送) は以下の式で定義される。水蒸 気フラックスの地表面(気圧 p_{sfc})からある高度 p_{top} (ここでは500hPa)までの鉛直積算。

$$IVT = \frac{1}{g} \left| \int_{p_{sfc}}^{p_{top}} q \mathbf{V} dp \right|$$

寒冷前線前面(暖気側)で寒冷前線に沿った強い流れである下層ジェット(low level jet: LU) は、しばしば観測され、温帯低気圧のコンベヤーベルトモデル(第5.5節)においてはWCBを構 成するものとして示される。これは高緯度側、または低気圧中心方向への水蒸気輸送に大き な役割を果たす。またLU自身の強化には、寒冷前線に沿った強い対流性降水に伴う潜熱解 放の寄与があることが指摘されており、水蒸気輸送とLUの間には強い相互作用があることが 示唆される(Lackmann 2002)。

(参考文献)

Lackmann, G. M., 2002: Cold-frontal potential vorticity maxima, the low-level jet, and moisture transport in extratropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 130, 59-74.

Gary M. Lackmann

Ralph, F. M., and Coauthors, 2017: Dropsonde observations of total water vapor transport within North Pacific atmospheric rivers. *J. Hydrometeor.*, 18, 2577–2596.

7. 台風とそれに関連する低緯度の気象現象

- 7.1 熱帯低気圧・台風と日本
- 7.2 成熟期の台風の構造
- 7.3 成熟期の台風の強度変化と多重壁雲
- 7.4 台風の発達メカニズム
- 7.5 熱帯低気圧発生の必要条件
- 7.6 熱帯低気圧の発生に関連するといわれて いる低緯度の現象
- 7.7 台風の移動
- 7.8 台風の温帯低気圧化

「総観気象学」は一般に中緯度偏西風帯の総観規模現象を扱うが、日本は偏西風帯より赤 道側の気象現象の影響を受けることが多い。ここでは台風を中心にそれらの現象を概観する。

第7.1節では台風の統計等、第7.2節と第7.3節では成熟期の軸対称構造の台風の典型的構造、第7.4節では成熟期とそこに至るまでの台風の発達メカニズム、第7.5節と第7.6節で主に低緯度における台風の発生期とその環境、第7.8節では中緯度における温帯低気圧化期を扱う。

(参考文献)

筆保弘徳, 中澤哲夫(編集), 2013:台風研究の最前線(上)ー台風力学ー. 気象研究ノート 226号, 日本気象学会, 190pp.

気象衛星センター編, 2004:気象衛星画像の解析と利用ー熱帯低気圧編ー. 気象衛星セン ター, 135pp. (https://www.data.jma.go.jp/mscweb/ja/prod/library_book.html)

Laing, A. and J. L. Evans, 2016: Introduction to Tropical Meteorology, 2nd Edition, COMET[®] Program,

http://www.meted.ucar.edu/tropical/textbook_2nd_edition/index.htm(利用登録必要)

7.1 熱帯低気圧・台風と日本

Tracks and Intensity of All Tropical Storms



図は1851~2006年9月の世界の熱帯低気圧の経路と強度を示している。米国ハリケーンセンターと米軍合同台風警報センターなどのデータによる。海域によって期間やデータソースが 異なる。

「TS (tropical storm)」以上が日本の「台風」に対応する強度である34kt以上であり、Saffir-Simpson Hurricane Scale「1」以上が日本の「強い台風」に対応する64kt以上である。

日本を含む北西太平洋海域では、台風が強いまま高緯度へ北上するのが特徴である。このため日本では比較的高緯度であるにもかかわらず台風災害が多い。

なお、南東太平洋と南大西洋では熱帯低気圧の発生がほとんどないとされており、公式の統計がない。ブラジル沖の1個は、第8.5節で紹介する "Hurricane Catarina" である。

※ Saffir-Simpson Hurricane Scale の最大風速(1分平均)による区分

1: 64-82 kt

2: 83-95 kt

3: 96-112kt

- 4: 113-136kt
- 5: 137kt以上

#米国では「平均風速」は1分平均風速を用いており、日本を含む他のほとんどの国の10分平 均風速とはやや異なる。

図では "Saffir-Simpson Hurricane Intensity Scale" とされているが、正式には "Saffir-Simpson Hurricane Wind Scale" であり、単に "Saffir-Simpson Hurricane Scale" と呼ばれることも多い。

日本気象庁が発表する台風情報中の 台風の分類

強さの階級	(中心付近の)最大 風速
熱帯低気圧	<17m/s(34kt)
台風	17m/s(34kt)以上、 33m/s(64kt)未満
強い台風	33m/s(64kt)以上、 44m/s(85kt)未満
非常に強い 台風	44m/s(85kt)以上、 54m/s(105kt)未満
猛烈な台風	54m/s(105kt)以上

船舶・国外機関向けの英文情報

Category	Sustained winds
Tropical Depression	-33kt
Tropical Storm	34-47kt
Severe Tropical Storm	48-63kt
Typhoon	64kt-

大きさの階級	風速15m/s以上の半径
大型(大きい)	500km-800km
超大型(非常に大きい)	800km以上

日本の気象庁の統計における「台風」は、赤道~60°N、100°E~180°の領域における最大風 速34kt以上(10分平均風速)の熱帯低気圧を指す。

単に「熱帯低気圧」という場合は「台風」を含む場合と含まない場合があるので、文脈に注意 が必要である。

これは、最大風速34kt未満の熱帯低気圧を過去には「弱い熱帯低気圧」と称していたのを単に「熱帯低気圧」と呼ぶようになったことによる。

気象学の英語の文献でtyphoonというと、北西太平洋で64kt(33m s⁻¹)以上の最大風速を持つ熱帯低気圧(「強い台風」に相当)のことを指す。

「台風」(最大風速34kt以上)について気象学の英語の資料で述べる場合は tropical cyclone と書いたほうが良い。

ただし、文献によってはtropical cycloneに34kt以下の熱帯低気圧を含む場合もある。それぞれの文献での定義に注意が必要である。

【「スーパー台風」について】

気象庁等の各国気象機関とは別に、米軍の合同台風警報センター(Joint Typhoon Warning Center: JTWC)が米海軍・空軍向けに、米国ハリケーンセンターが担当する海域以外の海域の 熱帯低気圧に関して情報を発表している。情報は米軍向けであり一般向けではないとしている が、インターネットで公表しているため、一般にもかなり知られており、各国気象機関の情報と しばしば不整合・混乱が生じている。

JTWCは1分平均風速130kt以上の台風を "super typhoon" と呼んでいる。気象庁の用語には「スーパー台風」はなく、JTWCの用語をマスコミや一部研究者が流用しているものである。



台風の発生数等のデータは気象庁HPで参照可能

(https://www.data.jma.go.jp/yoho/typhoon/statistics/index.html)。

台風の月ごとの発生が最も少なくなるのは2月で、1月の発生は自然現象としては前年からの活動に含まれると考えられる。

日本での台風の呼称は気象官署予報業務規則第79条で決められている。

- ・ 部外発表には「令和xx年台風第nn号」を用いる。
- 調査整理の場合等には西暦YYyy年の台風第nn号を "yynn" のように称するとされている。

#国内の研究会等では例えば2024年の台風第1号をT2401のように呼ぶことがしばしばある。 本章でもそのように使っている場合がある。

右下図の台風経路図は、高橋 (1969) p.226 にも同様のものが掲載されており、静止気象衛 星観測開始以前のデータで作成されたものと考えられるため、参考に留めていただきたい。

(図の出典)

https://www.jma.go.jp/jma/kishou/know/typhoon/1-4.html

(参考文献)

髙橋浩一郎, 1969: 総観気象学. 岩波書店, 385pp.

日本国内の過去の大きな風水害による損害 保険金支払い金額(2024年3月31日現在)

順位	災害名	発生日	損害保険金支払 い金額(億円)
1	平成30年台風第21 号	2018年9月3~5日	10678
2	令和元年台風第19 号	2019年10月6日~13日	5826
3	平成3年台風第19号	1991年9月26~28日	5680
4	令和元年台風第15 号	2019年9月5日~10日	4656
5	平成16年台風第18 号	2004年9月4~8日	3874
6	平成26年2月雪害	2014年2月	3224
7	平成11年台風第18号	1999年9月21~25日	3147
8	平成30年台風第24号	2018年9月28日~10月1日	3061
9	平成30年7月豪雨	2018年6月28日~7月8日	1956
10	平成27年台風第15号	2015年8月24~26日	1642
		日本損害保険協会 https	s://www.sonpo.or.jp/

表では、経済損失の例として、損害保険金の支払金額を示している。

(https://www.sonpo.or.jp/report/statistics/disaster/ctuevu000000530r-att/c_fusuigai.pdf 、 2024.8.15閲覧)

自然災害の大きさを表す尺度として、過去には死者・行方不明数など人的被害で表すことが 一般的であったが、近年は防災対応の充実により人的被害が比較的小さく抑えられるように なった。しかし経済損失は拡大する傾向にあり、社会に大きな影響がある。なお、経済損失の 特徴として、都市部の被害が大きかった事例が強調されることになる点には注意が必要であ る。

上の表からわかることとして、日本で風水害による経済損失としては台風によるものが大き いことがある。台風の予報は改善されているが、依然として台風に関連した防災は重要である。 さらに上の表から、特に秋の台風による被害が多いことがわかる。これは温帯低気圧化の過 程にある台風により生じた多様な災害による。台風の温帯低気圧化については第7.8節と第 8.3節で説明する。

#表の第6位「平成26年2月雪害」は、主に2月8日と15日前後の南岸低気圧に伴う太平洋側の 大雪によるものである。

地震に関しては日本地震再保険株式会社による地震再保険支払状況によれば、2011年「平成23年東北地方太平洋沖地震」は12,896億円、2016年「平成28年熊本地震」は3,912億円 (2024年3月31日現在)とされている。(https://nihonjishin.co.jp/data/payment-status.html、2024.8.15閲覧)



台風の構造は眼を持った雲渦が特徴的ではあるが、眼を持つ段階まで発達せずに衰弱する 台風も少なくない。

ある程度以上に発達した台風では、眼が形成される。

北上して中緯度傾圧帯に進むと、東側で暖気移流、西側で寒気移流が生じ、雲分布が非対称になる。この温帯低気圧化の雲パターンも事例によって大きく異なる。

この節のあと、第7.2節と第7.3節で成熟期、第7.4節で発達期、第7.5節と第7.6節で発生期と その環境、第7.8節で温帯低気圧化期を扱う。

台風の各部分(海面付近)における力の バランス						
	風速の オーダー	水平 スケール	Ro	力の バランス		
眼	10 m s ⁻¹	10 ⁴ m	100	旋衡風的		
暴風域~ 強風域	10 m s ⁻¹	10 ⁵ m	10	傾度風的		
領域外	1 m s ⁻¹	10 ⁶ m	0.1	地衡風的		
ロスビー数	$Ro = \frac{V}{fL}$	(2.2.1)				
コリオリパラメータƒは中緯度では10 ⁻⁴ s ⁻¹ のオーダーだが、熱帯低気圧の 発生する低緯度では10 ⁻⁵ s ⁻¹ のオーダーのため、地衡風バランスしにくい。						

壁雲付近では平均風速が強いうえに突風等が起こりやすい。

第2.2節において、中緯度の総観規模現象の力学的特徴を見たが、それと台風の違いを簡 単に見ておく。

ロスビー数 Ro は、1より十分に小さいと運動が地衡風的である目安となる量であった。

低緯度では中緯度と比較してコリオリパラメータが1桁小さいため、中緯度総観規模現象と同 じスケール(L~10⁶ m、U~10 m s⁻¹)の現象が低緯度にあると、Ro は一桁大きく Ro~1となり、 地衡風的とは言えなくなる。上の表の「領域外」のように風が弱く U~1 m s⁻¹であれば地衡風 的と言えるが、地衡風バランスからは外れやすい。

低緯度でメソαスケールの台風は、強風域では Ro~10 となり、明らかに地衡風的ではない。

さらに眼の壁雲付近では、大きな低気圧性曲率と強風のために遠心力が大きくなる。力がバ ランスした状態では、傾度風の式 (2.2.4) では遠心力と気圧傾度力がほぼつり合い、それらに 対してコリオリカは無視できるようになり、旋衡風的といえる。これは竜巻と同程度である。

#第7.2節で、台風の2次循環が温度風バランスに関連していることを述べる。ただし上記のように台風の風は地衡風的でないので、第2.4節で述べた地衡風の鉛直シアーとしての温度風 バランスでなく、傾度風の鉛直シアーのバランスを考える必要がある。「総観気象学理論編」 付録3Cを参照。



この節では主に、軸対称構造の典型的な台風について概観する。

(*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET[®] Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.

【台風の眼と壁雲の形成】

台風の発生初期には、低気圧性循環が生じると海面付近で摩擦収束のため外側から中心 方向への流入が生じ、角運動量保存により中心に近づくほど接線風速が増大し、外向きの遠 心力が強まる。

これに対して台風中心付近(眼の中)では水平気圧傾度の増大には限界がある。すると台風 中心付近まで流入した空気塊にかかる力は、内向きの気圧傾度力より外向きの遠心力が卓 越し、外向きの運動が生じる。

これらのため、台風がある程度以上に発達すると、台風の外側からの流入と、中心付近の外向きの運動によって、中心を取り囲むドーナツ状の壁雲が生じる。

その後、中心付近の上層で下降流が卓越すると、雲のない眼が形成される。



ここでは台風・熱帯低気圧の構造に関する基本的な用語を示す。

台風に限らないが、用語は文献によって異なる使われ方をすることがあるので、定義にはその都度注意が必要である。

• 眼 (eye)

▶ 雲のない領域を指すのか、その周囲の壁雲まで含むのか、考え方は研究者により 異なる。

- 壁雲 (eyewall)
 - ▶ 眼の形成期はおおむね一重だが、発達段階で二重や三重になることがある。図では 二重になっている。
- インナーコア (inner core)
 - ▶ おおむね壁雲と主要なレインバンドを含む領域を指す。(文献により異なる)
- スパイラルバンド
 - ▶ いろいろな呼び方がある
- 例えば「インナーコア」の外側のバンドは「アウターバンド」と呼ばれることもある。
- 台風の外縁部から中心部へとつながるレインバンドは「スパイラルバンド」と呼ばれることが多いが、上の図中では "Distant rainband" と書かれている。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.

7.2 成熟期の台風の構造



眼の壁雲

図(上):ハリケーン・カトリーナの 可視画像(2005年8月28日 2230UTC)

(下左):上図の拡大図。

(下右)同日2334UTCに眼の中を飛行していた航空機から撮影した写真(F. Rouxによる)。



Houze (2010)

上の画像では、現地時間が夕刻のため、太陽が西に傾いているので、眼の壁雲の東側に日 が当たり、西側は影になって、衛星画像では眼が立体的に見える。

また眼の壁雲は直立でなく、上空ほど外側へと傾斜しているため、眼の中から見るとスタジ アム状に見える。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.

#気象学や気象情報では、伝統的に、台風の「目」よりも「眼」と書いている。

- 気象庁が天気予報等で用いる用語は、「台風の眼」である (https://www.jma.go.jp/jma/kishou/know/yougo_hp/haichi2.html)。
- •「気象の事典」(和達清夫監修、1954年、東京堂出版)及び「新版 気象の事典」(和達清夫 監修、1974年、東京堂出版):「台風眼(たいふうがん)」の項目があり、「台風」の項目にも 「台風眼」「台風の眼」がある。「目」は使われていない。
- 「最新 気象の事典」(和達清夫監修、1993年、東京堂出版):「台風」の項目の説明に「台風 眼」「台風の眼」がある。「目」は使われていない。
- •「平凡社版 気象の事典」(浅井冨雄・内田英治・河村武監修、1986年):「台風の目(たいふうのめ)」の項目がある。また「台風」の項目の説明に「目(または眼とも書く)」とある。
- •「気象科学事典」(日本気象学会監修、1998、東京書籍):「台風の眼(たいふうのめ)」の項 目がある。「目」は使われていない。



航空機観測による大西洋のHurricane Hilda (1964)の構造を示している。 横軸は海里(nautical mile, nm)で、60nm=緯度1度≒111kmの関係があるため、半径約 160km程度の領域である。縦軸は気圧でmb(ミリバール)=hPa。

(左図)接線風速(単位はkt)の分布で、下層・中心付近で風が強い。

(右図)気温偏差の分布で、暖気核は300hPa付近(高度10000m付近)に極大が見られる。 中心の上空に暖気(密度の低い空気)があるため地上では低気圧となっている。

これは50年以上前の事例で、航空機観測等を内挿して作成されたもの。手解析なので解析 者の推測が少なからず入っている。

では近年のデータや解析なら精度が良いかと言うと、観測はリモートセンシング、解析はデー タ同化など、手法に依存する部分は今でもある。

例えば、上の図(右)では暖気核は対流圏上層にある。これは現在、熱帯低気圧の構造の特 徴として一般に言われていることである。

それに対して、近年の数値モデルによる研究では中層にも暖気核があることを示すものがあるが、それは、数値モデルに依存するということはないか? 一部の事例だけでなく熱帯低気 圧全般について言えることなのか? 特定の発達段階にのみ出現するものではないか? な ど、確認する必要のあることは多い。

(参考文献)

Hawkins, H. F. and D. T. Rubsam, 1968: Hurricane Hilda, 1964. Part II: Structure and budgets of the hurricane on October 1, 1964. Mon. Wea. Rev., 96, 617-636.



横軸は台風からの距離。領域は前 ページの図の10倍程度。

(a) 動径風速。 下層で流入、上層で 流出。 (Gray 1979)

(b) 接線風速。中心付近で低気圧性 循環、上層の遠方では高気圧性循 環。動径風速と比較して大きい。 (Frank 1977)

(c) 鉛直速度(hPa day⁻¹)。中心付近 で上昇流。(Frank 1977)

湿潤な空気が下層で低気圧性に循環しながら 中心へと流入し、壁雲で上昇する。

流入する空気塊は基本的に角運動量を保存す るので、低気圧性循環の風速(接線風速)は壁 雲付近の下層で最も強い。

軸対称渦の絶対角運動量は、円筒座標系で

$$M = rv + \frac{1}{2}fr^2$$

(rは中心からの距離、vは接線風速)と書け、Mを保存しながら空気塊が外縁部から中心付近に流入すると、風速が増大すると説明する。右辺第1項は渦自身の回転成分に伴う角運動量、 右辺第2項は惑星渦度に伴う角運動量である。f面で考えると、系の角速度(回転速度)はf/2 であり、惑星渦度に伴う大気粒子の速度の回転成分fr/2である。これに中心軸からの距離r をかけると、惑星渦度に伴う角運動量はfr²/2となる。詳細は総観気象学理論編 付録2Cも 参照。

このことにより、下層では外延部からの流入に伴って、中心付近では低気圧性循環が強まる ことが説明できる。また、上層では、台風中心付近では下層からの運動量輸送による低気圧 性循環でも、外出流に伴い、外延部では高気圧性循環になることが説明できる。

図(c)の鉛直速度は中心付近で大きいが、この図では最大400 hPa day⁻¹(~5 cm s⁻¹)で、かなり小さい。原論文 (Frank 1977) には「インナーコア領域は除いて解析した」と書かれており、眼の壁雲における激しい対流に伴う鉛直運動は表現されていない。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.

Frank, W. M., 1977: The structure and energetics of the tropical cyclone. Part I: Storm structure. Mon. Wea. Rev., 105, 1119-1135.

Gray, W, 1979: Hurricanes: Their formation, structure, and likely role in the tropical circulation. Meteorology over the Tropical Oceans, D. B. Shaw, Ed., Royal Meteorological Society, 155–218.

7.2 成熟期の台風の構造



図右側: 台風に伴う低気圧性循環の風速極大が下層にある。この低気圧性循環を1次循環 (primary circulation)という。

これは中心付近の暖気核に関連する水平温度傾度と《温度風バランス》する。

しかし、台風中心付近では対流による加熱及び摩擦減衰により、このバランスを崩そうとする カが働く。

図左側: 下層で外縁部から台風中心の方向へ流入し、壁雲でやや外向けに(θ_e の等値線に 沿うように)上昇する流れがある。

これは上述の暖気核と低気圧性循環に関連する温度風バランスを維持するために励起される もので、2次循環(secondary circulation)という。

#軸対称渦に伴う傾度風の鉛直シアー関連の温度風バランスは、理論編 付録3Cを参照。 #第6章で、前線に関して水平温度傾度と鉛直シアーの温度風バランスを維持するための鉛直 循環の励起が示されていた。それとの類似である。

下層での台風中心への流入については、CISK(第二種条件付き不安定、第7.4節)では境界 層内の摩擦収束が強調されるが、発生期を除くと上記の温度風バランスの維持に関連する下 層の流入もある。後者は摩擦収束ではなく、境界層内に限定されない。これらによる下層の流 入が台風の構造の維持や強度変化に影響する。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.



渦ロスビー波(vortex Rossby wave)

上の衛星画像では、背の高い壁雲の内側に、背の低い雲による5個の小渦が見られる。この ような小渦により、眼が多角形に見えることもある。

惑星ロスビー波(第3.2節)のβ効果が緯度(惑星渦度の南北傾度)によって生じるのに対して、 これは台風自体の循環に伴うβ効果で生じる。つまり、台風では渦度が眼の壁雲付近で大きく、 動径方向に渦度傾度があるためのβ効果により、その外側と内側で移動方向の異なるロス ビー波が生じて、その相互作用により発達した波動が小渦として可視化される。理論編 付録 8Aを参照。

壁雲付近では風が強いが、小渦のために局所的にさらに風が強まることもありそうだ。 さらに、台風中心のトロコイダル運動(台風中心の複雑な動き、第7.7節)に影響している可能

性もある。

(参考文献)

Kossin, J. P. and W. H. Schubert, 2004: Mesovortices in Hurricane Isabel. Bull. Amer. Meteor. Soc., 85, 151-153.

7.3 成熟期の台風の強度変化と多重壁雲

- •(特に成熟期の)台風の強度、及びその変化についての考え方
- ・台風の強度(最大風速)に関係する多重壁雲(多 重眼)構造

・現業ドップラーレーダーで観測される台風の風
(ドップラー速度)分布

前節では成熟期の台風の典型的な構造を見た。

下層では外縁部から空気が角運動量を保存しながら流入するので、壁雲付近で特に風が強くなる。

現実には、眼の大きさ(壁雲の半径)に事例や時刻による差異があり、それによって外縁部 からの空気がどれだけ中心まで接近できるかが変化する。そのことが台風の強さ(最大風速) に影響する。

また眼の壁雲が一重の単純な構造だけではなく、壁雲が二重や三重の場合もある。

これらの違いがどんな原因で生じるかはまだわかっていないが、どのような状態になるかに ついて、この節で説明しておく。

あわせて、現業ドップラーレーダーで観測される台風のドップラー速度分布の特徴について も触れておく。



• Strength change: 強風半径等の変化(特に中心部)

台風の強さ・大きさの変化や事例による違いには、様々なパターンが考えられる。 図は、初期に半径1度(緯度換算、約111km)程度の最大風速半径を持つ接線風速分布 (Initial Profile)を太実線で表し、それが変化した後の接線風速分布を破線などで表している。

① intensity change(台風中心側の破線)

- 角運動量の保存を考えると、最大風速半径が少し変わるだけでも intensity (中心付近の最 大風速。日本での「台風の強さ」に対応)が大きく変わりうる。つまり、台風の「中心付近の最 大風速」は、下層の流入が台風中心に向かってどこまで流入するか、それに伴って最大風 速半径の大きさ(つまり眼の大きさ)がどうなるかに影響される。
- ② size change(半径2度以上の領域の破線)
- 最大風速や最大風速半径は変化しないが、外縁部の風速が増大し、台風の「大きさ」が変化している。台風の「強さ」は変化しないが台風全体のエネルギーは増大している。
- ③ strength change(点線)
- ・ 台風の最大風速は変化しないが、最大風速半径周辺の風速が増大している。これも台風の「強さ」は変化しないが台風全体のエネルギーが増大している。

これらの変化に寄与する要素としては、鉛直方向の静的安定度と水平方向の慣性安定度の バランスが指摘されている。応用編第6.2節を参照。

(参考文献)

Holland, G. J. and R. T. Merrill, 1984: On the dynamics of tropical cyclone structural change. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 110, 723-745.



壁雲は必ずしも一重でなく、二重や三重になることもある。 ここでは二重眼(二重壁雲)の模式図で、以下のような「壁雲交代(eyewall replacement)」と 呼ばれる変化の過程にあることを想定している。

- 1. もとの壁雲(old eyewall)の外側に、新しい壁雲(new eyewall)ができる。
- 下層で外から流入した湿潤空気が外側の新しい壁雲で上昇するようになり、内側にある元の壁雲には湿潤空気が流入しにくくなる。(上の図はこの段階)
- 3. 内側の壁雲が衰弱するとともに、そこでの下層の接線風速も弱まる。
- 内側の壁雲が消失すると、外側の新しい壁雲が主たる壁雲になる。ただし台風中心からの半径が大きいので、そこでの接線風速は前の内側の壁雲での接線風速より弱い。その結果、台風が衰弱したことになる。
- 5. 新しい主たる壁雲の半径が収縮すると、そこでの接線風速が増大し、台風が再発達したことになる。

#図では海面付近で壁雲の内側まで流入した空気が外向きに向きを変えて壁雲を上昇することが描かれている。壁雲の内側では内向きの気圧傾度力より遠心力が卓越することによる。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.



Hurricane Gilbert (1988)の壁雲交代に関するレーダー画像(左)と700hPa風速の変化を示している。

第一の壁雲が収縮すると、角運動量の保存により、壁雲の位置での風速が増大し、台風が強まったことになる。

第一の壁雲の外側に新たな壁雲(第二の壁雲)が組織化されると、内側に位置する第一の 壁雲が弱まる。そこでの風速も弱まるので、台風は弱まったことになる。

二重壁雲がどのような条件下で生じるかは解明されていない。

壁雲の変化はレーダーでは観測できるが、静止気象衛星では上層雲に隠されるため、実況 把握は難しい。低軌道衛星のマイクロ波センサーでは観測できることがある。

(参考文献)

Black, M. L. and H. E. Willoughby, 1992: The concentric eyewall cycle of Hurricane Gilbert, Mon. Wea. Rev., 120, 947-957.



2012年に、台風第15号(T1215)・第16号(T1216)・第17号(T1217)が、8月下旬から9月下旬 にかけて相次いで沖縄本島を通過した。それらの風分布には大きな違いがあった。

T1215通過の前日に、沖縄気象台では最大級の警戒を呼び掛けたが、実際にはそれほどの 風速ではなかった。このあとに相次いで通過したT1216、T1217の方が強い風が観測された。 T1215の風速が事前に心配したほどではなかった理由として、多重眼(多重壁雲)であったこ とが考えられる。

3個の台風がそれぞれ沖縄本島を通過した際の地上観測と現業ドップラーレーダー観測を比較する。



T1215が沖縄本島を通過した時の名護の気圧と風速変化を示す。

典型的な台風であれば、眼の壁雲の位置で特に強い風が吹くと考えられるが、この台風で は心配したほどの強風はなかった。三重壁雲のため中心付近への下層空気の流入が抑制さ れ、角運動量輸送も限定的だったことが考えられる。

風速のピークがそれぞれの壁雲の位置に対応しているようにも見えるが不明瞭。



現業レーダーデータのうち、エコー強度は、PPI(Plan Position Indicator)等仰角データをCAPPI (Constant Altitude PPI:等高度)で高度2km等に変換したものが現業・一般向けに広く提供・利 用されている。上図右のレーダー合成図はCAPPIによる等高度の分布をレーダーごとに作成し て合成したものである。

ドップラー速度の分布については、ここでは一定仰角(1.8°)の観測を平面図にしたもの (PPI)を掲載している。等仰角なのでレーダーサイトに近いほど高度が低く、遠方ほど高度が 高くなる点は注意が必要である(次ページ参照)。

上図左のドップラー速度分布からは、三重壁雲のうち、台風中心から見てレーダーサイトより 外側になる3番目の壁雲の付近の接線風速はわからないが、内側の二つの壁雲付近ではどち らも32m s⁻¹ 以上のドップラー速度である。最も内側の壁雲はエコー強度では明瞭だが、そこで 特に風が強い状態ではないことがわかる。



海上にある台風の観測は、衛星に依存する度合いが大きくならざるを得ないが、上陸直前に は少しでも高い精度がほしい。

陸上のドップラーレーダーを用いると、注意するべき点はあるが台風の強度をある程度推定 することが可能な場合がある。

台風周辺の風が同心円状と仮定する(移動速度は考慮しない)と、その接線風向と、ドップ ラーレーダーからの視線方向が一致するのは、レーダーサイトと台風中心を結んだ線を直径と する円(図中の緑点線)に沿った地点である。そこでは観測されたドップラー速度が台風の接 線風速に比較的よく対応することが考えられる。

掲載したT1215の例では、内側の2つの壁雲に関しては近傍のドップラー速度から風速の推定ができるが、最も外側の壁雲については不可能である。

ー定仰角のPPI観測の場合、高度はレーダーサイトから離れるほど高くなることにも注意。仰角0°でも、200km離れた位置では高度2kmを観測していることになる。

レーダーサイトから少し離れた位置になると最下層は観測できない。

このため、ドップラー速度の値がそのまま海上風速に対応するわけではないが、風がどこで 強いかの把握に役立つ。



2012年台風第16号(T1216)が沖縄本島を通過した時の名護の気圧と風速変化。

この台風では中心付近で特に強い風が観測された。これは典型的な台風の特徴で、中心付近の急激な気圧低下で表される強い水平気圧傾度とともに、下層での角運動量の輸送によって眼の壁雲付近で風が強くなっているものと考えられる。

平均風速が20m s⁻¹を超えたのは、台風通過前・通過後とも1時間程度で、これはT1215と大きな違いはないが、その最大の値は、T1215では25m s⁻¹以下であったのに対してT1216では30m s⁻¹ 近い値が記録されている。



左図はT1215の場合と同じ、仰角1.8°のPPI観測によるT1216の画像である。

T1215の場合と異なり、明瞭な眼の周囲の壁雲の近傍での強風が明瞭である。

ただし、台風の北東側の風はレーダーサイトに近づく方向のはずだが、ドップラー速度-40 m s⁻¹の紫色領域の中に+40 m s⁻¹の赤色領域があって不自然となっている。

これはドップラー速度の「折り返し」のためである。気象庁レーダーの折り返し速度は約53 m s⁻¹(梶原・大野、2015)で、それを超える風が吹いていると符号が反転した速度として記録される。

逆に言えば、このように反転しているところは折り返し速度を超える猛烈な風が吹いている可能性があることになる。

(参考文献)

梶原佑介,大野洋,2015:気象ドップラーレーダーから算出されるVAD風の品質管理手法の開発及びデータ特性の調査.測候時報,82,51-53.



2012年台風第17号(T1217)が沖縄本島を通過した時の那覇(沖縄気象台)の気圧と風速変 化。

台風通過前と比較して、気温がわずかだが下がっている。9月末の台風で、西から下層寒気 が入っているためである。

気圧の変化は、T1215・T1216と比較してなだらかに見える。これに対応して、強風が中心付近に限定されていないのが特徴である。

平均風速が20m s⁻¹を超えた期間は、通過前は5時間超、通過後も4時間近く、強風が長時間 継続したのが特徴である。中心付近の弱風域でも20m s⁻¹ 近い平均風速が持続していた。通過 後の吹き返しの平均風速40m s⁻¹、最大瞬間風速も60m s⁻¹ 超で、3個の台風の中では最も強 かった。

T1216と比較してレーダーエコーのない領域が広く、眼が大きいようにも見える。



T1217は前のT1215・T1216と比較して強風の領域が広く、折り返しの領域も広い。進行方向 左側である北西側にも折り返し(赤色の中に紫色)が見られる。

後方はエコーがないため速度データもない。中心位置も不明瞭になっている。これらのため、 構造がわかりにくくなっている。

これらの特徴は台風が温帯低気圧化への構造変化段階(第7.8節)にあることを示す。

風が強いが降水が少ないと、風で吹き付けた塩分が洗い流されないため、塩害の原因となる。
7.4 台風の発達メカニズム

代表的な仮説

•第2種条件付き不安定(Conditional Instability of the Second Kind: CISK)

-Charney and Eliassen (1964), Ooyama (1964; 1969)

-バリエーションあり(例えば Yamasaki 1986)

• Wind-Induced Surface Heat Exchange (WISHE) – Emanuel (1986) など

台風の発達メカニズムの理論としてはCISKがよく知られているが、これですべて説明できるのではなく、これも仮説である。

また最近はWISHEも良く知られるようになっている。

ただし「CISKとWISHEとどちらが正しいか」というものではなく、異なる側面での考え方と認識した方が良いように思われる。

なお、上でCISKに含めている研究のうち、Ooyama (1969)の理論をCooperative intensification theory としてCISKとは独立したものとする見方もある。

(参考文献)

Charney, J. G. and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression, J. Atmos. Sci., 21, 68-75.

Ooyama, K., 1964: A dymamical model for the study of tropical cyclone development, Geofis. Intern., 4, 187-198.

Ooyama, K., 1969: Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones, J. Atmos. Sci., 26, 3-40.

Yamasaki, M., 1986: A three-dimensional tropical cyclone model with parameterized cumulus convection, Pap. Meteor. Geophys., 37, 205-234.

Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance, J. Atmos. Sci., 43, 585-604.

7.4 台風の発達メカニズム



- 【境界層内の摩擦収束・上昇流】→【対流に伴う潜熱加熱】→【上層暖気に伴う下層低 気圧の深まり・低気圧性循環強化】→【摩擦収束…】の正のフィードバックと説明される
- 擾乱のスケールや発達率を説明できない。台風の発生・発達初期と考えたほうが良いと される

「条件付不安定」と通常呼ばれるのは、気温減率が乾燥断熱減率より小さく湿潤断熱減率より大きい環境において、上昇する空気塊で飽和・凝結・潜熱加熱が起こることにより不安定が 生じるものであった(第2.3節)。これを「第1種の条件付き不安定(Conditional Instability of the First Kind: CIFK)」と呼ぶこともある。

CISK(第2種条件付き不安定)は、(第1種)条件付き不安定な環境において、大規模な下層循環があることで、それに関連した摩擦収束が境界層で生じることによって対流性擾乱が発達すると説明する。

前頁に書いたように、研究者によっていろいろバリエーションのある考え方が提案されている。 ここでは基本的な考え方を示している。

(*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET[®] Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.

7.4 台風の発達メカニズム



WISHEによる台風の説明(上図)は、熱学の基礎として良く知られているカルノーサイクル(下図)と、以下のように関連付けられる。

- A→B:等温過程で外部から熱を受け取る(台風では海面から)。等高度だが台風中心に接近することで気圧低下・膨張する。
- B→C:断熱過程(台風では眼の上昇流における湿潤断熱)。気温・気圧とも低下し膨張する。
 水蒸気の凝結による潜熱解放、すなわち非断熱変化を伴うが、解放された潜熱が周辺の空気を温めることにより系内にとどまる湿潤断熱変化と考える。
- C→D:等温過程で外部へ熱を放出する(台風では宇宙空間へ放射)。気圧は上昇する(すなわち下降流に伴う)と考える。
- D→A:断熱過程(台風では十分遠方での沈降に伴う断熱圧縮)。気温・気圧とも上昇する。

WISHEの応用として、環境場(海水温等)に対応して理論的に到達しうる台風最大強度 (Maximum Potential Intensity: MPI)の見積りが可能となる(例えば宮本、2014)。

(参考文献)

小出昭一郎, 1980:熱学. 東京大学出版会, 206pp.

宮本佳明, 2014: Maximum Potential Intensity. 天気, 61, 799-801.

7.5 熱帯低気圧発生の必要条件

Gray (1968, 1975) の示した条件

 (1) 海洋から十分な熱エネルギーが与えられること (海面から60m程度の深さまで26℃あること)

- ② 中層(700hPa)で相対湿度が高いこと
- ③ 条件付き不安定成層であること
- ④ 下層で相対渦度が大きいこと
- ⑤ 水平風の鉛直シアが小さいこと
- ⑥ 赤道から少なくとも緯度5度程度離れていること

熱帯低気圧の発生の必要条件としては、上記の6条件がよく知られている。

ただし、これらは「必要条件」であり、「十分条件」ではないことに注意。つまり、これらが全部 そろった場合でも台風が必ず発生するというわけではない。

またここで対象となるのは、傾圧性の弱い低緯度の熱帯海域で生じる「典型的な」熱帯低気 圧発生である。現実には、これとは異なる以下のような環境での熱帯低気圧発生も指摘され ている(応用編第6.1節などを参照)。

- 下層傾圧性のある環境での発生
- 上層トラフ(TUTT)の影響下での発生(基礎編第7.6節)
- 中緯度の傾圧性低気圧からの熱帯低気圧化(基礎編第8.5節)

(参考文献)

Gray, W. M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. Mon. Wea. Rev., 96, 669-700.

Gray, W. M., 1975: Tropical cyclone genesis. Department of Atmospheric Science, Colorado State University, 121pp.



Grayの熱帯低気圧発生6条件のうち海水温との関連を述べているのは、「海洋から十分な熱 エネルギーが与えられること(海面から60m程度の深さまで26℃あること)」である。

ここでは、海面だけではなく「ある程度の深さまで水温が高いこと」を条件としていることに注意。

これがしばしば、「海面水温26℃以上で台風が発生する」や「海面水温~℃以上で台風が発達する」のように説明される(海面水温の値は文献等によって異なることがある)。

上の図も、海面水温が熱帯低気圧の発達や強度維持に寄与することを示唆している。

海水温が高いのが海面付近だけの薄い層の場合、台風自身の強風のために海水が混合されて海面水温が下がってしまい、台風の発達を抑制する。

海水温が高いのが海面付近だけでなくある程度の深さまで暖かければ、台風の強風による 混合があっても海面水温が下がりにくいことが考えられる。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.

熱帯低気圧発生の必要条件(続き)

- 条件② 中層(700hPa)で相対湿度が高いこと
 - 海上の境界層は当然湿潤だが、対流が持続するにはやや高い高度が乾燥しすぎてい ないことも必要
- 条件③ 条件付き不安定成層であること
 - 対流の発生が必要
- 条件④ 下層で相対渦度が大きいこと
 - 下層水平収束により渦が強まるには、初めにある程度の大きさの相対渦度が必要
- 条件⑤ 水平風の鉛直シアが小さいこと
 - 対流圏の鉛直シアが大きいと、背の高い対流が維持できず、台風が発生しにくくなると言われている
 - ただし、鉛直シアが小さすぎると、渦が移動しにくくなり、渦自身による海水の混合のため海面水温が低下するので、台風に発達しにくくなると考えられている

条件⑥ 赤道から少なくとも緯度5度程度離れていること - ある程度の大きさのコリオリカが必要

Grayの熱帯低気圧発生の条件の具体的な内容は以上のようになる。

この6条件の応用として、熱帯低気圧の発生に関する指標 GPI (Genesis Potential Index)が提案されている(村上 2011の解説を参照)。

なお、条件⑥の赤道からの距離に関しては、2001年の台風第26号(Vamei)が1.5°Nで台風と されたことが知られている。ただし、これは低緯度という点以外にも、冬の大陸からの寒気の 吹き出しの中で発生したことや、スケールが小さかった点で、通常の台風とは異なる点があっ た。

(参考文献)

Juneng, L., Tangang, F., Reason, C. et al., 2007: Simulation of tropical cyclone Vamei (2001) using the PSU/NCAR MM5 model. Meteorol. Atmos. Phys., 97, 273-290. https://doi.org/10.1007/s00703-007-0259-2 村上裕之, 2011: 熱帯低気圧発生に関する指標. 天気, 58, 78-80. 7.6 熱帯低気圧の発生に関連するといわれている低緯度の現象

7.6 熱帯低気圧の発生に関連すると いわれている低緯度の現象

ここで取り上げる現象:

•ITCZ (intertropical convergence zone; 熱帯収束帯)

・モンスーントラフ (monsoon trough)

- ・モンスーンジャイア (monsoon gyre)
- TUTT (Tropical Upper Tropospheric Trough)

前節で、熱帯低気圧の発生にはその環境場として海水温以外にも下層渦度や中層の湿度、 鉛直シアーなどの条件が必要と考えられることを指摘した。

この節では、そのような条件をもった環境場の形成と関係する可能性のある、低緯度のやや大きいスケールの現象についていくつか紹介する。



ITCZ (intertropical convergence zone: 熱帯収束帯)については、文字通り、熱帯で北半球側の 北東風と南半球側の南東風の収束よる下層風収束線として特徴づけられていた。

このような典型的と考えられる風分布は、東部太平洋と大西洋で顕著である。それらの領域 で、赤道に沿って東西にのびる降水帯が見られる。

これに対して、ベンガル湾や東南アジアでは、12~2月は北東風、6~8月は南西風が卓越し、 それに対応して、下層収束と降水域の変動が大きい。 6~8月に日本の南で降水帯が北上するのは、次ページのモンスーントラフに対応する。

なお、12~2月には南西太平洋で南太平洋収束帯(SPCZ)が見られる。

(参考文献)

Wallece, J. M. and P. V. Hobbs, 2006: Atmospheric Science: An Introductory Survey, Second Edition. Academic Press, 483pp.



初夏~盛夏期にインド洋から東南アジアにかけて西風モンスーンが強まると、北西太平洋で 低緯度の偏東風との間に下層収束とトラフが生じる。これがモンスーントラフと呼ばれる。前 ページのように、ITCZが北西太平洋で北上したような分布にも見えることになる。

西風モンスーンの強さによってモンスーントラフの位置や強さが変化する。

このモンスーントラフ付近では相対的に、熱帯低気圧の発生や移動が生じやすい。

(参考文献)

Lander, M. A., 1996: Specific tropical cyclone track types and unusual tropical cyclone motions associated with a reverse-oriented monsoon trough in the western North Pacific, Wea. Forecasting, 11, 170-186.

(*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET[®] Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.



主に盛夏期に、北西太平洋に大規模な渦が生じることがあり、モンスーンジャイア(monsoon gyre)と呼ばれている。モンスーン渦とも呼ばれる。モンスーントラフと比較すると、循環を持つのが特徴である。

アメリカ気象学会の用語集では以下の特徴が指摘されている。 1) ほぼ円形の下層低気圧性循環で、最も外側の閉じた等圧線の直径が2500km程度(ただし 既存の熱帯低気圧やモンスーン低気圧が拡大して生じたものではない)。 2) 渦の南~東側の縁辺は幅の広い雲バンドとなる。

3) 寿命が比較的長い(2週間程度)。

さらに、次の変化があることも指摘されている。

- 初期には中心部と西~北西象限では風が弱く、低い積雲が散在する程度。
- その後に、外側の閉じた等圧線の内側で背の高い対流雲が生じ、熱帯低気圧が発生する 場合がある。
- 雲バンドの先端(東側)から豆台風(midget tropical cyclone)が次々に生じることもある。

(参考文献)

American Meteorological Society, 2024: Glossary of Meteorology.

https://glossary.ametsoc.org/wiki/Monsoon_gyre(2024.11.1最終閲覧)

Lander, M. A., 1996: Specific tropical cyclone track types and unusual tropical cyclone motions associated with a reverse-oriented monsoon trough in the western North Pacific, Wea. Forecasting, 11, 170-186.

7.6 熱帯低気圧の発生に関連するといわれている低緯度の現象



図は2016年8月18日の地上天気図と衛星画像である。

大規模渦の南〜東側で対流雲が多く、複数の熱帯低気圧が発生して、大規模渦の周辺を低 気圧性に移動していた。

そしてこれらの熱帯低気圧(台風)が大規模渦の北側で渦から離脱してさらに北上し、日本本土に接近・上陸していた。

モンスーンジャイア自体も対流圏上層で最大となる暖気核を持ち、、下層に最大風速を持つ 点では台風(熱帯低気圧)と類似した構造であるが、最大風速半径は1000km近く、台風の約 10倍である(Wu et al. 2013)。台風と類似した点はあってもスケールが異なるので力学が異な るはずだが、メカニズムは解明されていない。

(参考文献)

気象庁、2017:平成28年台風第7号・第9号・第10号・第11号及び前線による8月16日から8月 31日にかけての大雨及び暴風等。災害時自然現象報告書2017年第1号 https://www.jma.go.jp/jma/kishou/books/saigaiji/saigaiji_201701.pdf Wu, L., H. Zong, and J. Liang, 2013: Observational analysis of tropical cyclone formation associated with monsoon gyres, J. Atmos. Sci., 70, 1023-1034.

【演習課題】

温帯低気圧、台風、モンスーンジャイアの違いについて、ロスビー数 Ro = U/fL(第2.2節、第7.1節)の観点で考察せよ。



これまでのITCZ、モンスーントラフ、モンスーンジャイアは、下層に特徴を持つ現象であった。 ここで取り上げるTUTTは、上部対流圏の現象である。 TUTTは訳すとすれば「熱帯上部対流圏トラフ」となる。

しばしば太平洋中部で中高緯度から北西太平洋の低緯度へとトラフがのびる。

鉛直シアー(傾圧性)や、上層トラフ前面での渦度移流による上昇運動励起が、擾乱の発生に寄与すると考えられる。

(参考文献)

Sadler, J. C., 1976: A role of the tropical upper tropospheric trough in early season typhoon development, Mon. Wea. Rev., 104, 1266-1278.

(*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET[®] Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.



7.6 熱帯低気圧の発生に関連するといわれている低緯度の現象

熱帯擾乱の存在した位置と、平均的な流れとの関係を図で示している。図の流線では、 200hPa(上図)では北東太平洋中緯度から北西太平洋低緯度へ延びるトラフ、850hPa(下図) では北東太平洋に中心を持つ高気圧性循環が示されている。

ここでは、偏東風波動は10°N付近、TUTTにより励起された擾乱は20°N付近で生じることが多いことが示唆されている。

(参考文献)

Chen, T.-C., S.-Y. Wang, M.-C. Yen, and A. J. Clark, 2008: Are tropical cyclones less effectively formed by easterly waves in the western North Pacific than in the North Atlantic?, Mon. Wea. Rev., 136, 4540-4527.

7.6 熱帯低気圧の発生に関連するといわれている低緯度の現象



2012年8月1日の衛星水蒸気画像。

台風第9号、第10号、及び、のちに第11号と第12号になる擾乱の雲域が20°N以北にあり、その北側に上層トラフ関連の暗域が見られる。

この事例は応用編 第6.1節の「TUTTと熱帯低気圧発生」でも取り上げている。 衛星水蒸気画像と上層トラフの関係は、第5.5節、及び、応用編第2.2節等も参照。



指向流の考え方による台風の移動の説明や進路予報は、広く行われてきた(例えば上野2000)。指向流としては、1000-100hPaや850-200hPaの層平均が多く使われてきたが、比較的弱い台風の場合は、対流圏全層よりも下層の平均風を指向流とした方が良いことが指摘されている(Velden and Leslie 1991)。

(7.7.1) 式の導出:

(2.5.8) 式 $\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} \right) + \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_y}{\partial y} \right)$ において、 大まかには右辺第1項の発散項は台風の強度変化、第2項の傾斜項は構造変化に関係する。 環境場の流れは水平運動のみで他の効果の影響は無視できるとして、右辺は0とし、また左辺の d/dtを展開して鉛直移流項も無視すると、

 $\frac{\partial \zeta}{\partial t} + V \cdot \nabla_{p} \zeta + \beta v = 0$ となって、(7.7.1) 式が導かれる。

(7.7.1) 式の右辺第1項(相対渦度の水平移流項)により、台風の渦が環境場の大規模な流れ によって移流され、環境場の流れが小さい場合には右辺第2項のβ効果が台風の移動に影響 することが示される。

#ただし、中緯度では前線に伴う水平収束が大きくなり、(2.5.8) 式の右辺第1項が無視できな くなる可能性がある。

【演習課題】

第7.3節の2012年台風第15号~第17号の経路の違いについて、太平洋高気圧やモンスーント ラフの位置の季節特性と関連付けて考察せよ。 7.7 台風の移動



台風は低緯度では一般に西進する。これは偏東風で説明されることが多いが、環境場の流 れが弱い場合でも渦が西進するメカニズムとして、β効果が指摘されることがある。

環境場の風が東西風の場合、渦度方程式 (7.7.1) は (7.7.2) 式の形となる。さらに東西風 U が非常に小さい場合は、(7.7.2) 式の右辺では第2項(β項)が卓越する。この項により、上の図 のように、台風自身の流れによって台風の渦が西に進むことが説明される。

β効果による渦度の位相の西進は、第3.3節で説明した惑星ロスビー波と同じである。その位 相速度は (7.7.3) 式で表される((3.3.5) 式と同じ)。ここでも環境場の東西風Uが非常に小さい 場合は、右辺第2項が支配的になり、この項は常に負であることから位相の西進が説明できる。

ただし1980年代以降はこの基本的なβ効果による西進よりも、次ページのベータドリフトによる北西進のほうがよく着目される。

(前ページの参考文献)

上野充, 2000:数値モデルによる台風予報。気象研究ノート、(197)、131-286。 Velden, C. S. and L. M. Leslie, 1991: The basic relationship between tropical cyclone intensity and the depth of the environmental steering layer in the Australian Region. Wea. Forecasting, 6, 244-253.



台風は低緯度では一般に西進するが、環境場の北向きの流れがなくても数値予報で現実の 台風の移動よりも北上させてしまう傾向がしばしば見られ、「北上バイアス」として知られていた。 環境場の流れがなくても台風を北上させるメカニズムとしては、上の「ベータドリフト」が提案さ れた(例えば上野、2000)。ただしこれは非常に小さい。また観測でベータジャイアに相当する 渦を検出するのは困難である。山口(2013)はこれを「理屈上存在する大気の流れと言えるか もしれない」としている。現実に台風が北上する場合は環境場の北向きの流れに支配されてい ることをまず考えたほうが良い。

過去に数値予報で台風進路予想に大きな北上バイアスが見られたのは、当時の数値モデル で初期場で与えられた台風のサイズが大きすぎたことの影響が原因の一つとして考えられる (上野 2000)。

(参考文献)

上野充,2000:数値モデルによる台風予報。気象研究ノート、(197)、131-286。 山口宗彦,2013:ベータドリフト.天気,60,133-135.



藤原の効果は、のちに中央気象台長(現在の気象庁長官)となった藤原咲平が1920年代に 提唱した(Fujiwhara, 1921,1923,1931)。

英語では "Fujiwhara effect" という。

実際には台風の進路には別の台風だけでなく様々な要素が影響するため、現在は気象庁で は「藤原の効果」を予報用語として使用しない。

なお、上層寒冷渦なども台風の進路に影響を与えうる(例えば北畠・津口 2020)。

(参考文献)

Fujiwhara, S., 1921: The natural tendency towards symmetry of motion and its application as a principle in meteorology, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 47, 287-293.

Fujiwhara, S., 1923: On the growth and decay of vortical systems. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 49, 75-104.

Fujiwhara, S., 1931: Short note on the behaviour of two vortices, Proc. Phys.- Math. Soc. Japan, Ser. 3, 13, 106-110.

北畠 尚子,津口 裕茂,2020:2016年8月末の日本海の低気圧の発達と時間発展:中緯度の流 れと台風1610号(Lionrock)の相互作用.気象研究所研究報告,68,1-19.

Lander, M. and G. J. Holland, 1993: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. I: Observations. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 119, 1347-1361.



過去の衛星観測の時間解像度が粗かった時期には、このような台風の「ふらつくような」動き は「平滑化して」中心位置として発表されていたこともあったが、現在はできるだけ正確な中心 位置決定に基づく情報発表が行われている。

このようなふらつきの生じる要因は、一つには、渦ロスビー波(第7.2節;理論編 付録8A)等が関連した台風構造の非対称性(例えば Reasor and Montgomery 2001)が考えられている。

(参考文献)

Muramatsu, T, 1986: Trochoidal motion of the eye of Typhoon 8019, J. Meteor. Soc. Japan, 64, 259-272.

Reasor, P. D. and M. T. Montgomery, 2001: Three-dimensional alignment and corotation of weak, TC-like vortices via linear vortex Rossby waves, J. Atmos. Sci. 58, 2306-2330.

7.8 台風の温帯低気圧化

・台風(熱帯低気圧)が北上して偏西風帯に接近すると、温帯低気圧に変化(extratropical transition: ET)することが少なくない

・温帯低気圧化(温低化)の際の変化

- 強風域の拡大
- -雨域の拡大(前線沿い)・非対称化
- -移動速度の加速
- 台風中心の不明瞭化
- 温低化後の再発達・急減速(しない場合もある)

・典型的な熱帯低気圧とは異なる注意が必要

台風は多くの場合西進するが、北上して中緯度へ進み温帯低気圧に変化することがある。 変化の過程にある擾乱は台風と温帯低気圧の両方の特徴を持つので、典型的な台風とは 異なる防災対応等が必要となる。

構造変化の過程は事例により異なるので、「雨台風」「風台風」の差異が生じることになる。

【温低化時に注意すべき災害】

- 大雨
 - ≻ 台風の強風・水蒸気に加えて前線の影響により、台風単独の場合よりも強雨が長時間継続する。
- 強風
 - ▶ 強風域が拡大する。台風の進行方向に対して右側だけでなく左側でも強風が吹くようになる。
- - 局所的にダウンバーストのような突風が吹くことがある。台風の湿潤空気に中緯度トラフ関連の中層乾燥空気が流入することが関係すると考えられる。
- 高波

▶ 台風の強風域の拡大により、吹送距離が増大することで、広範囲で高波が生じる。

- 塩害
 - ▶ 台風により巻き上げられた海水の塩分が樹木や構造物に付着した際に、降水がないと塩分が洗い流されないために塩害が生じる。温低化の際の台風の雨域の非対称化の影響が大きい。

温低化については第8.4節、及び「総観気象学 応用編」第6章も参照。



図は環境の変化に対応する台風の変化である。図の左側にタイムラインを示し、背景色に よって台風の構造変化の段階を表している。

- 赤:台風は熱帯海域にあり、温低化が始まっていない。
- 黄:台風は中緯度偏西風帯に接近し、その影響を受ける。気象機関の情報では台風(熱帯 低気圧)として扱われるが、温低化が始まっていて、構造は成熟期の台風と異なっており、 成熟期の台風とは異なる防災対応が必要なため、気象機関では情報の内容に留意する。
- ・ 青:擾乱は中緯度偏西風帯で台風の性質を失った。気象機関は「台風が温帯低気圧化した」と発表し、以後は必要に応じて温帯低気圧としての情報を発表する。温帯低気圧として
 再発達することもあるので要注意。

(参考文献)

Jones, S. C., and coauthors, 2003: The extratropical transition of tropical cyclones: Forecast challenges, current understanding, and future directions, Wea. Forecasting, 18, 1052-1092. 北畠尚子,藤部文昭,星野俊介,別所康太郎, 2006:台風の温帯低気圧化に関する現状の理解とその解析・予報の問題. 測候時報, 73, 87-116.

温低化時の衛星画像の変化



1997年台風第7号の赤外画像(6月18~20日(Klein et al. (2000)

- ・温低化の初期には、北側〜北東側に厚い雲が広がる。一方、台風の南西側が 沈降域となり、乾燥空気が流入して、雲が減少する。これらにより、雲域が非対 称化する。
- 中心付近に背の高い対流雲がなくなると、温低化完了=温低化とされる。
- 事例による差異が大きい。

台風の温帯低気圧への変化は、前線の発生や暖気核の消滅などで特徴づけられるとされているが、実際には台風はほとんど海上にあるので、その周辺の前線の変化は把握しづらい。

一方、ほぼ確実に実況データが得られるのは静止気象衛星であるため、現業機関による温 低化の判定は雲画像の変化への依存が大きかった。

ただし、事例による差異が大きく、また担当者・機関の判断による差異が生じることがありうる。

近年は数値予報モデルや客観解析の精度が良くなってきたので、それによる温低化判定も 行われるようになっている。(第8章参照)

ただし、この場合は個々の数値モデルやデータ同化システムの特性に依存することもありうる。

(参考文献)

Klein, P. M., P. A. Harr, and R. L. Elsberry, 2000: Extratropical transition of western North Pacific tropical cyclones: An overview and conceptual model of the transformation stage. Wea. Forecasting, 15, 373–396.



ここでは2004年9月の台風第18号の温低化を示す。この台風は、第7.1節に示していた風水 害等による損害保険金支払い額でワースト5位である。

1000hPaジオポテンシャル高度(黒細線、30mごと)、500hPaジオポテンシャル高度(紫太線、 60mごと)、500hPa-1000hPa層厚(シェード、30mごと)を示している。

【6日】 台風は中心付近に暖気を持ち東シナ海を北上している。大陸からは500hPaトラフが寒 気を伴って東進している。

【7日】 台風は九州に上陸した。まだ暖気を伴っている。500hPaトラフは寒気を伴って台風の 北西に到達し深まっている。台風とトラフの間は水平温度傾度(層厚傾度)が大きくなっており、 台風の西側の寒気移流と北側の暖気移流が大きくなっている。

【8日】 台風は北海道の西へ進み温低化。中心付近で水平温度傾度(層厚傾度)が大きくなっている。500hPaトラフ(切離低気圧)は地上低気圧のほぼ真上まで進んでいる。

図における温度移流(層厚移流)の見積りについては第2.4節を参照。

(参考文献)

Kitabatake, N., S. Hoshino, K. Bessho, and F. Fujibe, 2007: Structure and intensity change of Typhoon Songda (0418) undergoing extratropical transition, Papers in Meteorology and Geophysics, 58, 135-153.



前頁と同じ2004年台風第18号の事例の500hPaの渦度等を示す。6日1200UTCから12時間ごと。

500hPa面渦度(カラー、10⁻⁵ s⁻¹)、ジオポテンシャル高度(黒線、m)・気温(赤線、℃)を示して いる。

はじめ(6日1200UTC、左上図)、中緯度トラフは高渦度と寒気・寒気移流を伴っている。台風 は低緯度では水平温度移流を伴わないが、中緯度に北上すると、台風の暖気核を横切る流 れのため、北・北東側に暖気移流、西側で寒気移流を伴うようになる。

構造変化開始直前の7日0000UTC(右上図)には、以下の特徴を持つ。台風と中緯度システムの相互作用の始まりと言える。

- ・ 台風に伴う暖気と、中緯度トラフに伴う寒気が接近することで、水平温度傾度が増大し、台風の北側の暖気移流・西側の寒気移流が増大する。それに伴う傾圧性による上昇運動が強化される。
- ・ 台風の前面(北側)では、台風に伴う雲域の非対称化が示唆する非断熱加熱と暖気移流に 伴ってリッジが強化し、負渦度が増大する。すると西のトラフの正渦度との間で渦度傾度が 増大し、正渦度移流増大となる。それらも傾圧性による上昇運動強化に寄与する。
- ・ 傾圧的な環境場が台風の構造を変化させるだけでなく、台風が傾圧的な場とそれによる運動を強める。これは相互作用である。

このように、従来型の予報で使用する500hPa渦度でも中緯度トラフと台風の相互作用を見る ことはできるが、7日1200UTCから8日0000UTC(左下図・右下図)には両者の区別が難しくなり、 一体化したように見える。それに対して応用編第6.3節では、渦位により上層起源のトラフと下 層起源の台風の区別が明確になる。



前頁と同じ2004年台風第18号の事例の上部対流圏を示す。6日1200UTCから12時間ごと。 200hPa面ジオポテンシャル高度(黒線、m)・気温(赤線、℃)・風速(紫、m s⁻¹)である。

トラフでは暖気となっていて、6日1200UTCはー48℃、7日1200UTCはー42℃と気温が上昇して いる。沈降が進んでいることが示唆される。この暖気の強化に伴い、トラフ前面では暖気移流 となっている。さらに7日1200UTCに台風がトラフ前面に進むと、台風の暖気のために、台風前 面(北~東側)も暖気移流となる。

北日本ではジオポテンシャル高度が増大し、ジェット気流が6日1200UTCには北海道上空だったのが7日1200UTCには北海道の北へ北上している。これは台風(及びその前面)での非断熱加熱と暖気移流による対流圏の層厚増大に関連したリッジ強化による。このリッジ強化によりジェット気流の蛇行の振幅が増大して、後面のトラフも強化する。

温低化がほぼ完了した8日0000UTCには以下の特徴を持つ。

- ・ 台風中心は北側のジェットストリークの入口右側、南側のジェットストリークの出口左側、トラフ前面に位置し、上昇運動が励起されやすい位置。「ダブルジェットパターン」となっている。温帯低気圧が急発達する際もしばしばこのパターンになる(第5.6節参照)。
- ・ 台風に伴う潜熱加熱とその移流により、台風前面では高緯度まで層厚が増大し上層リッジが強化している。
- それによりジェットストリークが北上・強化している。それはジェットストリーク入口の熱的直接循環を強化し、入口右側(上昇流が励起される領域)を進む台風(から変わりつつある低気圧)の衰弱を抑制する効果がある。
- ・ 台風の後面では沈降による昇温が見られる。



前頁と同じ2004年台風第18号の事例の下層前線等を示す。6日1200UTCから12時間ごと。 850hPa面ジオポテンシャル高度(黒線、m)、温位(赤線、K)、前線形成関数(濃青線、 K (3h)⁻¹(100km)⁻¹)、相対湿度(%、青の陰影)である。

ここでは前線形成関数は水平運動による項(合流項とシアー項)のみによる。

6日1200UTCには、台風はまだ中緯度傾圧帯から離れており、前線強化は生じていない。 台風が九州に上陸しつつある7日0000UTC(右上図)に、台風の北側である朝鮮半島東岸に 既に前線の強化が見られる。台風の北上に伴う暖気移流と、朝鮮半島北部周辺での気温下 降によって、温度傾度が増大した。

台風の北~北東側の前線強化は、その後、台風の北上とともにさらに進んでいる。それに 伴って、衛星で見る雲域の非対称化が進む。

8日0000UTC(右下図)では、台風の南では水平温位傾度がやや大きいが、台風の南西側の 日本海上空の温位は295K以上で、寒気の南下は小さいように見える。日本海では湿度が低く なっており、沈降による昇温があると思われる。

温低化時には一般に温暖前線強化は顕著だが、寒冷前線は不明瞭であることが多い。しか し衛星画像等で見ると台風の南東~南側に対流雲列が生じ、そこに寒冷前線が解析されるこ とがある(鈴木 2000)。これは乾燥空気流入によるスプリットフロントの構造(第6.4節)であるこ とが考えられる。

(参考文献)

鈴木和史, 2000: 台風の温帯低気圧化における衛星画像の特徴. 気象衛星センター技術報告, 38, 21-42.



前頁と同じ2004年台風第18号の海上風分布。

海上の風分布の観測・推定は容易でないが、ここでは衛星搭載マイクロ波散乱計での観測 を示している。

衛星搭載マイクロ波散乱計は、極軌道衛星からのマイクロ波の海面での散乱を観測する。この散乱が波浪の状態に影響されることを利用して、海上風速を推定するのに用いられる。ただし、ある程度より強い風速の値が出にくくなること、降水があると精度が落ちることなどの欠点がある。

成熟期の台風は非常に強い風が吹くがどちらかというと中心の近傍に限定されるのに対して、 温低化期には広い範囲で強い風が吹くことに注意が必要である。

右図中の台風中心から北東へのびる弱風帯は、前線に関連するものと考えられる。このような弱風帯がかかった地域では、そのあと風が急に強まることも考えられる。

このあと、台風は温低化し北海道を通過し、北海道では広い範囲で猛烈な風が吹いた。外出した人が飛散物でケガをしたり、北海道大学のポプラ並木の倒木などの被害があった。

(参考文献)

気象研究所台風研究部, 2006:平成16(2004)年日本上陸台風の概要. 気象研究所技術報告 第49号, 36pp.



T1115:九州の南で眼の小さい強い台風に急発達(左図)。北東進・温低化開始して東海 地方上陸(右図)、進路左側に前線帯の大雨を伴う。

・温低化過程にある台風では北東側で温暖前線が強化される。それに沿って台風が進むと強雨が長時間続き、総降水量が多くなる。

図のデータは軌道衛星Aqua搭載マイクロ波放射計AMSR-Eにより観測された輝度温度。 マイクロ波放射計の89GHz帯は発達した対流雲の中の氷粒に感度があり、また上層雲を透 過するため、静止衛星では上層雲に覆われて見えない対流をとらえられるとされる。

軌道衛星搭載マイクロ波センサーによる画像を用いた台風解析については、例えば下記の 文献を参照。

(参考文献)

北畠尚子,小山亮,星野俊介,2013:台風第12号と第15号の構造の比較.気象庁技術報告第 134号「平成23年7月新潟・福島豪雨と平成23年(2011年)台風第12号及び台風第15号の調査 報告」,137-142.

西村修司,小山亮,佐々木勝,野中信英,2015:台風解析作業における軌道衛星画像の利用 について.平成26 年度予報技術研修テキスト,94-113.

上図の2011年台風第15号は、第7.1節に掲載していた風水害等による損害保険金支払い額 が1,123億円で、2017年までワースト10に入っていた。(https://www.sonpo.or.jp/, 2018.3.8に 閲覧したものに基づく)



この節で先に説明した2004年の台風第18号は、最盛期の最低気圧が925hPaで、西日本通 過後に日本海で970hPa(9月7日1800UTC)にやや弱まった後、温低化後の8日0600UTCに 960hPaまで再発達したとされる。この事例にも見られたように、温低化後の再発達には上層の 顕著なトラフの影響が大きいと考えられている。

ただし、中緯度に進んだ台風がすべて中緯度偏西風帯の上層トラフと相互作用するわけではない。中緯度に進んだ台風と上層トラフとの相互作用と、温低化中・温低化後の発達については、応用編第6.3節も参照していただきたい。

(参考文献)

Kitabatake, N., S. Hoshino, K. Bessho, and F. Fujibe, 2007: Structure and intensity change of Typhoon Songda (0418) undergoing extratropical transition, Papers in Meteorology and Geophysics, 58, 135-153.

8. 低気圧の多様性

- 8.1 低気圧・高気圧の構造の熱力学的特徴
- 8.2 上層寒冷低気圧
- 8.3 急速に発達する温帯低気圧
- 8.4 熱帯低気圧の温帯低気圧化
- 8.5 ハイブリッド低気圧・亜熱帯低気圧
- 8.6 ポーラーロウと寒気の吹き出し
- 8.7 梅雨前線上の小低気圧

ここまでで、低気圧に関しては温帯低気圧(第5章)と熱帯低気圧(台風)(第7章)について説 明した。

ただし、これらはあくまでも典型的な例で、現実の低気圧はどちらかの典型的パターンになるわけではない。

天気図を見ると、熱帯低気圧(台風含む。T、TD等)とそれ以外の低気圧(L)が記載されているが、熱帯低気圧(台風)でない低気圧がすべて典型的な温帯低気圧ということではなく、また熱帯低気圧(台風)とされているものも常に成熟期の典型的な台風の構造を持っているということではない。

この章では、典型的な熱帯低気圧や温帯低気圧にはあてはめられない低気圧の例について いくつか取り上げる。

なお、ここで取り上げる低気圧の多くは、ジェット気流・圏界面の変動に関連して基本的に断 熱過程で生じる対流圏上層の現象と、水蒸気の凝結に伴う非断熱過程で生じる点で下層起源 と言える現象の、相互作用として説明することができる。この点については、応用編を参照して いただきたい。



はじめに、低気圧・高気圧の基本的な熱力学的構造と用語を確認する。 熱力学的構造とは、つまり温度分布のことである。ここでは力学的な発達メカニズムなどは 考えず、地上低気圧・高気圧の直上の構造のみを考える。

(a) 対流圏の全層で暖気(層厚が大)の場合。地上では低気圧、上層では高気圧(リッジ)となる。 合風(熱帯低気圧)はこの構造である。

(b) 対流圏の全層で暖気(層厚が大)である点は (a) と同様だが、地上で高気圧、上層では強 いリッジの「暖かい高気圧」である。地上から上層まで高気圧なので安定した晴天となる。太平 洋高気圧は典型的にはこの構造である。また、いわゆる「移動性高気圧」の西半分は、その西 の低気圧に伴う暖気移流による暖気と上層リッジの発達のため、この構造になっていることが しばしばある。

(c) 対流圏の全層で寒気(層厚が小)の場合。地上も上層も低気圧(トラフ)で、上層のほうが顕 著となる。上層寒冷渦や閉塞期の温帯低気圧はこの構造である。

(d) 対流圏の全層で寒気(層厚が小)である点は(c) と同様だが、地上は高気圧の「冷たい高気 圧」である。寒気であり上層が低気圧(トラフ)なので、地上は高気圧でも雲が出やすいことが ある。オホーツク海高気圧は特に下層でこの特徴を持つ。また「移動性高気圧」の東半分は、 先行する低気圧に伴う寒気移流と上層トラフのため、この構造になる。

(参考文献)

Djurić, D., 1994: Weather Analysis. Prentice Hall, 304pp.



低気圧の検討の前に、あまり考える機会がないと思われる高気圧の構造を見ておく。なお、 前ページでは高低気圧の温暖/寒冷構造を対流圏全層として説明しているが、薄い層につい て論じることもある(後出の低気圧位相空間(CPS)も参照)。ここでは700hPaより下層の薄い層 の構造について説明する。

左図は2012年4月2日で、第5.6節の温帯低気圧の発達前の段階である。図中の1000hPa面のジオポテンシャル高度210m線で本州付近を覆う移動性高気圧に着目する。

700hPaジオポテンシャル高度等値線は、140°E付近を境に、東はトラフ、西はリッジとなって いる。温度場(層厚)のトラフ(サーマルトラフ)は高度場のトラフから位相がやや西にずれてい る。これは発達する傾圧性波動の構造である(第4.5節、第5.4節参照)。このため、東日本~日 本海東部は相対的寒気、日本海西部と西日本は相対的暖気となっていて、本州上空の移動 性高気圧の東側は寒冷高気圧、西側は温暖高気圧である。これにより、発生する雲や天気も 異なる。

右図は2016年6月15日で、第6.6節冒頭の梅雨前線事例である。

小笠原高気圧(太平洋高気圧)付近は、700hPa・1000hPaとも、ほぼ同じ位置に高気圧が解 析され、その間の層は暖気である。これは温暖高気圧である。なお、第6.6節冒頭の地上天気 図におけるこの高気圧は、4hPaごとの等圧線では閉じた高気圧として解析できていない。

オホーツク海高気圧は、周囲と比較して寒気であり、上層(ここでは700hPa)よりも1000hPa・ 地上のほうが顕著な高気圧として解析される。これは寒冷高気圧である。なお、第6.6節冒頭 の地上天気図では、このオホーツク海高気圧は1000hPa面で見るよりさらに明瞭である。

なお、東北地方付近で日本海側より太平洋側で地上気圧が高い(1000hPa面のジオポテン シャル高度も高い)のも、太平洋側を南下する下層寒気に関係している。



暖気核低気圧の典型として、第7.2節で既出の台風(ハリケーン)の鉛直断面における構造を 再掲する。

地上気圧は、それより上空の空気の重さを反映したものなので、地上で低気圧であるなら、 上空のどこかに周囲より密度が低い空気、すなわち暖気があるはずである。

熱帯低気圧(台風)は、対流圏のほぼ全層で、中心付近が周囲より気温が高く、明らかに暖 気核構造である。

暖気核低気圧の低気圧性循環は下層で強い。これは温度風の関係により説明できる。(第 7.2節)

(参考文献)

Hawkins, H. F. and D. T. Rubsam, 1968: Hurricane Hilda, 1964. Part II: Structure and budgets of the hurricane on October 1, 1964. Mon. Wea. Rev., 96, 617-636.



暖気核低気圧とは逆に、中心付近に上空(例えば500hPa)の寒気を持つ低気圧もしばしば見られる。

低気圧ならその上空には密度の低い空気(暖気)があるはずである。寒気核低気圧の場合は、対流圏の寒気のさらに上空に相対的暖気があることを反映している。

図のように、圏界面の下降があると、その高度(上部対流圏~下部成層圏)では周囲と比較 して相対的に暖気となるので、圏界面付近から上部対流圏では低気圧性循環となる。(暖気核 低気圧の構造と類似)

このように、上部対流圏で低気圧性循環が強いが、地上付近ではそれほど低気圧性循環が 強くない状態であるために、温度風バランスにより、対流圏では低気圧中心付近が寒気となる。 このため対流圏では寒気核低気圧と言える。

このような低気圧については、第8.2節で再度説明する。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



前ページまでの典型的な暖気核・寒気核低気圧は中心付近に暖気または寒気がある構造で、わかりやすかった。

これに対して、発達中の温帯低気圧は、対流圏では東側に暖気、西側に寒気が位置することになるので、考え方に迷うことがある。

この場合、温度風の関係により、暖気核低気圧は下層で風が強く、寒気核低気圧は上層で 風が強いことを基本的な考え方として用いる。

発達中の典型的な温帯低気圧は、ジェット気流に伴う鉛直シアーが大きい領域で発生し、上層で風が強いので、一般に寒気核構造と見なされる。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



これまで、熱帯低気圧と温帯低気圧について、異なる構造を持つものとして説明してきた。し かし現実の低気圧は構造が明確に分かれているわけではない。研究者は一般に、研究目的 に応じて典型的な事例のみを選んで扱い、それ以外のものは「中間的」等としても良い。これ に対して現業的には扱う擾乱を選ぶことはできず、発生している擾乱すべてについて構造を考 える必要があり、例えば熱帯低気圧かそうでないかで警報の発表の仕方を変える必要がある。 このために、擾乱の種別について、科学的・客観的な基準が必要となる。

上の図は米国ハリケーンセンターの予報官であったBeven (1997) による低気圧の分類の提 案である。ここでは横軸を「前線がないか、あるか」(つまり温度構造として非対称性がないか あるか)、縦軸を「暖気核か、寒気核か」としている。すると左上に熱帯低気圧、右下に温帯低 気圧が位置する。その他に、右上には急速に発達する温帯低気圧(爆弾低気圧 bomb:第8.3 節)、左下には亜熱帯低気圧(第8.5節)、左中ほどにはモンスーン低気圧(Monsoon Depressions ※)、中央付近にはポーラーロウ(第8.6節)や「変なハイブリッド低気圧」(Strange Hybrids)(第8.5節)が記載されている。

(※)「モンスーン低気圧」は多くの場合、ベンガル湾に現れる低気圧のことを指すが、北西太 平洋のモンスーントラフ(第7.6節)の中の低気圧について用いる場合もある(例えばBeattie and Elsberry (2012))。

(参考文献)

Beattie, J. C. and R. L. Elsberry, 2012: Western North Pacific monsoon depression formation, Wea. Forecasting, 27, 1413-1432.

Beven, J. L., II, 1997: A study of three "hybrid" storms. Preprints, 22nd Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology, Amer. Meteor. Soc., 645-646.


低気圧の構造を分類するための指標はさまざまに考えられるが、ここではCPSによる分類を 取り上げる。

通常関心のある低気圧は「下層前線性/非前線性」と「下層暖気核/寒気核」で分類できる が、「下層は暖気核だが上層は寒気核」の低気圧を熱帯低気圧と区別するために、 B,-V^L,-V^U:の3個のパラメータを用いて3次元空間で低気圧の構造を表す。

Hart (2003) がCPSを開発していた当時に利用していたのが主に解像度2.5度のERA-40再解析 データセットで、解像度が粗いため2地点間の距離を厳密に考慮することにあまり意味がな かったので粗い指標になっているが、それでも多数の事例の統計解析を行った結果としては、 現業で考えられている擾乱種別とかなり良く対応しているため、現時点では研究者や現業機 関に使用されている。

Hartは各機関からモデル解析・予報値の提供を受けて下記サイトで公開している。 http://moe.met.fsu.edu/cyclonephase/

(参考文献)

Hart, R. E., 2003: A cyclone phase space derived from thermal wind and thermal asymmetry. Mon. Wea. Rev., 131, 585-616.

北畠尚子, 2011: Cyclone Phase Space(低気圧位相空間). 天気, 58, 801-803.



温帯低気圧は通常は寒気核構造で、非対称(前線性)構造から軸対称(非前線性)に変化する(図中太破線、OC)。

ただし一部の温帯低気圧は発達する際に暖気核を持つことがある(図中の点線、WS)。 第5.2節で示した Shapiro and Keyser (1990)の低気圧モデルで強調された「暖気核隔離構造」 は、そのような構造をとらえたものと考えられる。そしてこの暖気核は低気圧としての発達の度 合いが大きい場合に見られる(第8.3節を参照)。

CPSの利点:

• 低気圧の構造を客観的に表現できる

CPSの欠点・課題:

- 低気圧の分類に、どのようなパラメータを用い、閾値をどう決定するかは引き続き課題
- 擾乱の発達メカニズム(潜熱加熱・傾圧不安定等)は何も考慮していない
- モデル・データ同化システムに依存する・・・それでモデル・同化システムの問題が見つかる 場合もあるが

CPSの開発の当初の動機は、米国(・カナダ)で熱帯低気圧の温帯低気圧化(温低化)判定の 客観化の必要性が生じたことである。背景としては、当時、それなりの精度のモデルGPVが使 えるようになったことがある。熱帯低気圧の温低化は、図中で太実線(ET)で表している。

(参考文献)

Hart, R. E., 2003: A cyclone phase space derived from thermal wind and thermal asymmetry. Mon. Wea. Rev., 131, 585-616.

北畠尚子, 2011: Cyclone Phase Space(低気圧位相空間). 天気, 58, 801-803.

8.2 上層寒冷低気圧



この節から、各種の低気圧について特徴を述べる。はじめに上層寒冷低気圧の特徴を確認 する。

圏界面の下降があると、その高度(上部対流圏〜下部成層圏)では周囲と比較して相対的に 暖気となるので、暖気核低気圧と同様、低気圧性循環となる。

上層で低気圧性循環が強いが、地上付近ではそれほど低気圧性循環が強くない状態である、 温度風バランスにより、対流圏では低気圧中心付近が寒気となる。このため対流圏では寒気 核低気圧と言える。

対流圏上層・中層では渦度が大きく、トラフまたは切離低気圧となる。その渦度が移流されると、下流側の対流圏では上昇流が励起される。(第4章・第5章の準地衡風理論による説明を参照。励起されるのは総観規模で~1cm s⁻¹のオーダーの持ち上げ)

一方、中層の寒気のため対流圏では安定度が低くなり対流が起こりやすくなる。(安定度が低い場合に生じる対流に伴う鉛直運動は局所的に~1ms⁻¹のオーダー)

ただし、中下層に前線があり下層寒気が入る場合には、成層は安定化する。

さらに、下降した成層圏・上部対流圏起源の空気は、水蒸気が少ないので、対流不安定成層 を形成しやすい。

総観規模(大きな水平スケール)での比較的小さい持ち上げが、対流不安定成層の空気を 持ち上げることで、局所的な強い対流を広範囲に引き起こすことはありうる。ただし、それはあ くまで局所的であり、総観規模の全域が~1m s⁻¹の上昇流になるわけではない。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



ここでは夏の上層寒冷低気圧の例として、2016年7月末~8月初めの事例を示す。

日本の南には8月1日のみ低気圧が解析されている(八丈島の観測値がある)が、その前後 も気圧の谷があり、何らかの擾乱の西進が示唆されている。

不安定性降水は地上低気圧や気圧の谷の近傍だけでなく、広い範囲で起こっている。

一方、北海道の北では低気圧が次々と東進・通過している。

2016年7月31日・8月1日の水蒸気画像



2016年7月31日と8月1日(共に0000UTC)の水蒸気画像を示している。中心付近が相対的に 暗域となっていることから、中心付近の下部成層圏〜上部対流圏空気が下降した渦であるこ とがわかる。

#ここでは水蒸気画像はコントラストを強めている。

日本の南の地上低気圧(または気圧の谷)に関しては、スケールの大きな渦が見られる(黄 矢印)。

一方、大陸では小さい渦の明瞭化・不明瞭化が頻繁に起こっている。

このうち赤矢印の渦は地上低気圧が対応しているように見えるが、青矢印・水色矢印の渦は地上の低気圧との対応はあまり良くない。(前ページの天気図を参照)



寒冷低気圧は圏界面付近に特徴を持つことが考えられるため、2016年8月1日0000UTCの 200hPa面と300hPa面を確認する。

200hPa:

亜熱帯ジェット気流がチベットの北側で55°N付近まで北上し、中国東北区~北日本付近では 短波長トラフが見られる。サハリン北部に-48℃の暖気核がある。ここでは成層圏起源の空気 が沈降していることが示唆される。

中部太平洋では深い気圧の谷(TUTT:tropical upper tropospheric trough、第7.6節)がある (ただし図の領域外)。その西側の150°E付近はリッジ、さらにその西側の関東の南海上にジオ ポテンシャル高度等値線の閉じた低気圧がある。低気圧中心の相対的な気温(暖気か寒気 か)は不明瞭となっている。

300hPa:

200hPaの特徴とほぼ共通。

ただしサハリン北部は-40℃以下の寒気核となっていて、気温分布が200hPaとは逆となっている。 沈降した成層圏空気に対応して、上部対流圏で寒気核低気圧となっている。 関東南東海上の低気圧の気温偏差は不明瞭だが、高層観測地点の気温を見ると、西日本と 比較して八丈島の気温がやや低く、寒冷低気圧である可能性が示唆される。



前の時刻と同じ2016年8月1日0000UTCの、主に関東南東海上の低気圧について、中下層を 確認する。

500hPa:

八丈島:-7.3℃、西日本:-4℃台。観測データは限られるが、八丈島付近は-6℃の閉じた 等温線があり、寒気核低気圧と解析されている。

850hPa:

日本のゾンデ観測値は北海道を除き18~20°Cとなっていて、この高度では八丈島は特に低 温というわけではない。

低気圧中心が、500hPa面よりもやや西に位置しているように解析されている。

【演習課題】

八丈島の風向は、850hPa:東、500hPa:東北東、300hPa:北となっている。 この風向変化は何を意味するか、そしてその近傍の低気圧の構造とはどう関連しているか、 論じよ。

夏は圏界面高度が高いため、上層擾乱の影響は下層に出にくい。これに対して、圏界面高度が低くなる冬には、上層寒冷低気圧が下層に影響しやすくなる。冬の上層寒冷低気圧については、第8.6節で触れる。

8.3 急速に発達する温帯低気圧



海上の低気圧強度の精度の良い解析は難しかったが、1978年9月に大西洋で海難事故を誘 発した低気圧(右図、QEⅡstormと呼ばれる)は船舶の近傍を通過し、発達が非常に急速だっ たことがわかった(24時間で990hPa→945hPa)。それ以後、急速に発達する低気圧 "bomb" (爆弾低気圧)の研究が米国を中心に多く行われるようになった。

"bomb"の定義である 24hPa/24hour の気圧低下は、1 bergeron と定義される。 60°Nでの24hPa/24hour に相当する気圧低下は、25°Nでは 12hPa/24hour、40°Nでは 18hPa/24hour となる。

このような低気圧は、発達期にはしばしば暖気核隔離構造(warm seclusion、第5.2節)となる (北畠 2013)。CPS(第8.1節)では左図のWS(点線)のように、非対称(前線性)・寒気核構造(左 上象限)から、非対称・暖気核構造(右上象限)を経由して、軸対称・暖気核構造(右下象限)へ と遷移し、最終的に軸対称・寒気核構造(左下象限)に達する。熱帯低気圧の温帯低気圧化と は逆の変化に相当する。

(参考文献)

Gyakum, J. R., 1983: On the evolution of the QE II storm. Part I: Synoptic aspects. Mon. Wea. Rev., 111, 1137-1155.

北畠尚子, 2013: 暖気核隔離の低気圧. 天気, 60, 194-196.



温帯低気圧の発達には大気の傾圧性(鉛直シアー・水平温度傾度)が必要(第5章参照)だが、急速に発達する低気圧に関して別の条件が必要だとすれば、以下のような条件の寄与が 考えられる。(例えばLackmann 2011)

- ·海水温 (*)
- 海水温の水平傾度
- ・海水温と気温の差
- ・冬季モンスーン(大陸からの寒気の吹き出し)
- ・上層ジェット・トラフシステム(圏界面の折れ込み)の強さ・構造
- 潜熱解放(*)

上記のうち (*) は熱帯低気圧の発達の要素でもある。急速に発達する温帯低気圧が熱帯低 気圧に類似する側面があるという考え方を反映している。

ただし、単純に熱帯低気圧に類似しているとするなら、海面水温のより高い海域での発生・ 発達が多くなることが期待されるが、上の図では海面水温が高ければ発達するというものでは ないことが示唆される。

(参考文献)

Yoshida, A and Y. Asuma, 2004: Structures and environment of explosively developing extratropical cyclones in the northwestern Pacific Region, Mon. Wea. Rev., 132, 1122-1142.



第5.6節で示した2012年4月2日~4日に日本海で発達した低気圧は、非対称・下層寒気核構造から、非対称・下層暖気核構造の暖気核隔離の段階を経て、最盛期には軸対称・下層暖気 核の熱帯低気圧に類似した構造になった。

急速に発達する温帯低気圧はしばしばこのような暖気核構造を持つ。この急速な発達には 通常の温帯低気圧と同様の傾圧性発達に加え、熱帯低気圧に特徴的な潜熱加熱の効果が加 わると考えられている。つまり、傾圧帯での下層低気圧の発達が潜熱加熱の効果でより大きく なることにより、水平温度移流が増大し、それに伴う層厚の変化の増大を経て上層トラフ・リッ ジがさらに強化し、下層低気圧のさらなる強化にフィードバックすることが考えられる。



最盛期の4月3日21時には、左図では低気圧中心に相対的な暖気があり、その周囲を寒気 が取り囲んでいることで、暖気核構造と言える。

右図で低気圧中心の南西側では風速極大が下層に見られるのも暖気核低気圧の特徴である。これらの点で熱帯低気圧と類似した構造となっている。 上層は、ジェット気流の影響のため、寒気核構造のままである。

通常の温帯低気圧と比較して下層で風が強いため、防災上の注意が必要である。



前ページの事例に関する、津口裕茂氏によるシミュレーション結果。

上のグラフは、実況の低気圧発達(黒線)と凝結・潜熱加熱ありのシミュレーション(赤線)、及び、凝結・潜熱加熱をなしとしたシミュレーション(青線)の比較。

凝結・潜熱加熱ありのシミュレーションは実況の低気圧発達をよく再現している。それに対し て、凝結・潜熱加熱なしとした場合は低気圧発達の度合いが小さくなった。これらから、凝結に よる潜熱加熱がこの低気圧の急速な発達に寄与したと考えることができる。ただし、なしの場 合でも20hPa/24hの発達となり、"bomb"の基準には達していた。

凝結・潜熱加熱なしでも急発達が生じるのは、圏界面の折れ込み(成層圏起源の空気が大きく下降する)に伴う上層の暖気と、それに関連する上層暖気移流などが寄与している可能性がある。同じ事例である第5.6節の図も参照。

同じ事例は、総観気象学 応用編 第2章~第4章でさらに深く検討する。

8.4 熱帯低気圧の温帯低気圧化

・温帯低気圧化(温低化)に関する問題

- -温帯低気圧と熱帯低気圧では気象機関で発表すべき情報が 異なるため、変化の時刻をピンポイントで決定しなければなら ない
- -しかし低気圧の区別の基準が不明確、機関によって異なる

- 複数の国・機関にかかわるので基準の統一、または科学的根 拠が必要 ⇒そのためCPSを開発

- ・温低化の判定にCPSを使うメリット
 - -基準を客観化できる
 - -「遷移期間」が定義できる
 - -「温低化 ≠ 衰弱」が明確になる

熱帯低気圧の温帯低気圧化(温低化)の特徴については第7.8節で説明した。

第8.1節のCPSは、もともと、大西洋の熱帯低気圧(ハリケーン)の温低化判定の課題解決のために開発が進められた。

背景には、米国とカナダで判定が異なる場合がある問題があった。

また、米国では温帯低気圧と熱帯低気圧とで警報担当機関が異なる。熱帯低気圧はハリ ケーンセンター(National Hurricane Center)、それ以外の低気圧は気象局(National Weather Service)である。そのために、統一した基準が必要とされた。

CPSもモデルに依存するなど万能ではないが、科学的・客観的な一定の根拠を示して判定を 説明できるメリットがある。

また、暖気核であるが非対称構造に変化している期間を遷移期間と定義することができ、特に風・雨に警戒が必要と強調することもできる。



2001年の台風の温低化を、気象庁ベストトラックデータとJRA-25再解析データ、及びCPSにより判定したものの比較を示す。両者の温低化の位置(時刻)は、事例によりやや差異があるが、 かなり近いと言える。

右図のCPSでは、右下象限が暖気核・軸対称構造の熱帯低気圧の特徴、左上象限が寒気 核・非対称構造の温帯低気圧の構造を表す。

温低化に際して、右下象限から左上象限へ進む際に、右上象限の暖気核・非対称構造をとるものがある。この構造では、前線が強まり、なおかつ暖気核低気圧の特徴である下層の強 風があるため、前線沿いの広い範囲で長時間の強雨が生じる恐れがある。

(参考文献)

Kitabatake, N., 2011: Climatology of extratropical transition of tropical cyclones in the western North Pacific defined by using cyclone phase space. J. Meteor. Soc. Japan, 89, 309-325.



共にデータは1979-2004年、温低化の判 定はCPSによる。Kitabatake (2011)



右:日本本土に上陸した台風の構造。 Tropical: 典型的な熱帯低気圧、 transitioning: 温帯低気圧への遷移過程、 frontal: 非対称性のある温帯低気圧、 non-frontal: 非対称性のない温帯低気圧

(左)北西太平洋の台風の発生は8月に多いが、温低化は9月・10月に多い。 (右)9月中旬以降に日本本土に上陸する台風は、ほとんどが温低化の遷移過程にある。

2011年の論文における温低化の統計を示す。

左図:北西太平洋の台風の発生数と温低化数を示す。

台風の発生が多いのは8月である。

温低化の割合は5月・9月・10月に特に多い。ただし5月は台風の発生数自体がまだ少ない。 6月・7月は、台風の発生数は増加するが、温低化する台風は比較的少ない。

右図:日本本土に上陸した台風の構造を示す。

7月・8月の台風は多くが暖気核・軸対称構造の熱帯低気圧の特徴を持って上陸している。 9月・10月は温低化の過程(transitioning)にある台風の上陸が多くなる。より詳細に見ると (図には示していない)、9月中旬以降に上陸する台風はほとんどが温低化の過程にある。

日本では「秋の台風」が特に大きな経済的損失をもたらす自然現象である(第7.1節)。 温低化の遷移過程にある台風は、暖気核低気圧の特徴である下層の強風と、非対称構造 (前線)を伴うため、しばしば前線に沿って広い範囲で長時間の降水があること、また暴風域が 拡大することに注意が必要である(第7.8節)。

(参考文献)

Kitabatake, N., 2011: Climatology of extratropical transition of tropical cyclones in the western North Pacific defined by using cyclone phase space. J. Meteor. Soc. Japan, 89, 309-325.



れている。(左図の右上象限、右図の右下象限)

「ハイブリッド低気圧」は、温帯低気圧・熱帯低気圧に分類できないものの総称として、一部の研究者が使用している呼称である(※)。国内外の学会・気象機関等で広く認められた定義 はない。

以下の低気圧は、ハイブリッド低気圧に含まれうる。

- ・ 亜熱帯低気圧(上層寒気核・下層暖気核、下層の傾圧性は小)
- ・暖気核隔離した温帯低気圧(第8.3節の「急速に発達する温帯低気圧」。上層寒気核・下層 暖気核、下層の傾圧性は大のち小)
- ポーラーロウ(第8.6節、上層寒気核、下層の構造は多様)
- もとは熱帯低気圧だが温低化の過程にあるもの(第7.8節、第8.4節。下層暖気核、下層傾 圧性大)
- その他、典型的な温帯低気圧・熱帯低気圧と呼べないもの

CPS上の分類では、境界線の引き方や、パラメータの計算に用いるGPVデータの種類によっても低気圧種別が変わりうる。分類の目的によっては、境界線付近のものもハイブリッドと呼んだ方が適切な場面もあるだろう。

(参考文献)

Hart, R. E., 2003: A cyclone phase space derived from thermal wind and thermal asymmetry. Mon. Wea. Rev., 131, 585-616.

北畠尚子, 2011: Cyclone Phase Space(低気圧位相空間). 天気, 58, 801-803.

(※)この見方とは別に、すべての低気圧をハイブリッドと考え、その中で一定の基準を満たす ものを温帯低気圧や熱帯低気圧等と定義する見方もある。

亜熱帯低気圧

- 熱帯低気圧と温帯低気圧との間の緯度帯に発生し、どちらとも言い 切れない構造を持つ低気圧を、明確な定義なしに「亜熱帯低気圧」 (subtropical cyclone)と呼ぶことがかなり以前から行われていた。
- ・米国は近年、subtropical cycloneの定義を明確化している。
 - 熱帯~ 亜熱帯の海上で発生
 - 環境場にはやや傾圧性があり、熱帯低気圧と比較すると発達には傾圧性の 寄与があるが、対流によるエネルギーの方が大きい
 - 前線は伴わないが、対流雲の分布には非対称性が大きい。上層は寒気核構造(=寒冷渦やトラフに伴う)。後に暖気核化して熱帯低気圧になることもある
 最大風速半径は熱帯低気圧と比較すると大きい(通常60海里(約110km)以上)が、最大風速は比較的弱く、64kt(32m s⁻¹)以上になることはないとされる

日本の気象庁では「亜熱帯低気圧」の言葉は使わず、「熱帯低気圧」 (台風)に分類するとされている(気象庁予報部、1990)。 - 文献等によっては異なる場合がある

subtropical cycloneは第8.1節のBeven (1997)の図にもあった。

熱帯低気圧の専門家と中緯度システムの専門家がそれぞれ、「自分が見慣れないもの」を 「亜熱帯低気圧」と称する傾向がある。その結果、多様なシステムが亜熱帯低気圧と称される ことがある(北畠 2010も参照)。例えば過去にはメソスケール低気圧を指していたこともあった (次ページ参照)。文献を参照する際には注意が必要である。

米国ハリケーンセンター(NHC)では subtropical cyclone の定義を明確化して、2002年から熱帯低気圧・温帯低気圧とはできるだけ区別して警報を発表するようにしている。

WMO (2017) に書かれている定義も現在のNHCと同様のものである。

解析基準の変更は、警報発表だけでなく、扱い方によっては統計値にも若干の影響を及ぼ す可能性がある。気候変動関連の議論では注意が必要となる。

典型的な台風(熱帯低気圧)では、中心付近で特に強い風が吹くことが特徴である(第7.2節)。 これは中心付近での強い収束のため中心付近まで下層風が流入することで、角運動量の保 存により中心付近の風が強まると説明される。

これに対して亜熱帯低気圧では、熱帯低気圧ほどには中心付近の収束が強くなく、最大風速半径が大きい。このため最大風速は熱帯低気圧ほどには大きくなりにくい。

(参考文献)

気象庁予報部, 1990: 予報作業指針 台風予報. 気象庁, 150pp.

北畠尚子, 2010: 亜熱帯低気圧, 天気, 57, 342-344.

WMO, 2017: Global Guide to Tropical Cyclone Forecasting. WMO-No. 1194, 397pp.



図では20~30°Nの偏西風の蛇行が大きくなり、そのトラフ前面で対流が増大して、上層で切離低気圧になるとともに対流が上層低気圧中心付近でまとまってくる様子を示している。 このような擾乱はハワイ近海で寒候期に生じる。熱帯低気圧が発生しにくい季節であることもあり、熱帯低気圧とは区別してsubtropical lowと呼ばれてきた。 雲域はしばしば非対称分布で、前線が解析されることもある。

(参考文献)

Morrison, I. and S. Businger, 2001: Synoptic structure and evolution of a kona low, Wea. Forecasting, 16, 81-98.

【亜熱帯低気圧と呼ばれたメソスケールの低気圧】

近年は亜熱帯低気圧としては通常、Kona Lowのような比較的スケールの大きい低気圧を想 定するが、米国では弱い前線近傍で発生するメソスケールの低気圧をsubtropical cycloneの一 種と定義した時期があった(北畠 2010 も参照)。そのような低気圧が1970年代初めには neutral cyclone(中性低気圧)またはneutercaneと称されたこともあった(Simpson and Pelissier 1971)が、その名称はジェンダー的に問題があると指摘され、数年で使われなくなった。

(参考文献)

北畠尚子, 2010: 亜熱帯低気圧, 天気, 57, 342-344.

Simpson, R. H. and J. M. Pelissier, 1971: Atlantic hurricane season of 1970. Mon. Wea. Rev., 99, 269-277.



北米東海上でのHurricane Karenの発生の様子を示した衛星画像を示している。

- (a) 25~35°Nに前線に伴う雲バンド(傾圧性の "cloud leaf")
- (b) 30°Nの北に、閉塞した低気圧のような雲が生じている
- (c) 34°N付近に雲渦が生じている
- (d) もとの傾圧帯の雲から離れた雲渦になったように見える

この事例は米国ハリケーンセンターのベストトラックデータでは、温帯低気圧 (extratropical low) →亜熱帯低気圧 (subtropical storm) →熱帯低気圧 (tropical storm) →熱帯低気圧 (tropical storm) →温帯低気圧 (extratropical low) と変化したと記録 されている。

このうち前半の、傾圧性擾乱から熱帯低気圧への変化は、「熱帯低気圧の温帯低気圧化」 (温低化)の逆の「熱帯低気圧化」(tropical transition)と呼ばれることがある。応用編第6.1節も 参照。

ただし、「台風の熱帯低気圧化」は、台風が弱まって台風の強度基準(中心付近の最大風速 17.2m/s)を満たさない熱帯低気圧となることを意味する場合もあり、注意が必要である。

(参考文献)

Guishard, M. P., J. L. Evans, and R. E. Hart, 2009: Atlantic subtropical storms. Part II: Climatology, J. Climate, 22, 3574-3594.

Stewart, S. R., 2002: Tropical cyclone report: Hurricane Karen. https://www.nhc.noaa.gov/data/tcr/AL132001_Karen.pdf(2024.8.15閲覧)



Hurricane Karenは前ページの衛星画像では、閉塞した温帯低気圧の雲パターンから前線を伴わない雲渦への変化の様相を呈していた。

同じKarenのCPSでは、ハイブリッド→亜熱帯低気圧→熱帯低気圧 と変化しているように見える。

(参考文献)

Guishard, M. P., J. L. Evans, and R. E. Hart, 2009: Atlantic subtropical storms. Part II: Climatology, J. Climate, 22, 3574-3594.

【メディケーン(Medicane)】

Medicane は、地中海(Mediterranean)とハリケーン(hurricane)からの造語で、地中海に発生し熱帯低気圧・亜熱帯低気圧に類似する特徴を持つ低気圧として、比較的古くから知られている。これは盛夏期以外に発生し、1月に最も発生頻度が多い(Cavicchia et al. 2014)。上層寒冷低気圧の影響下で発生し、初め寒気核構造だが、後に暖気核構造を持つようになることや、メ ソαスケールの低気圧であることが特徴とされ、それらの点でポーラーロウと比較される。

(参考文献)

Cavicchia, L., et al., 2014: A long-term climatology of medicane. Climate Dynamics, 43, 1183-1195.



第7.1節で既出の、熱帯低気圧の分布の図である。

南東太平洋と南大西洋では熱帯低気圧は発生しないと考えられており、国際的に責任を 持って熱帯低気圧警報を発表する機関がなく、その意味での正式な熱帯低気圧の記録も残さ れていなかった。そのような状況下で、図中の黄矢印で示した2004年の低気圧が「初の南大 西洋のハリケーンか」と話題になった(次ページ参照)。そのためにこの図に掲載されたと思わ れる。

この低気圧が話題になった後、衛星画像や再解析データセットの解析において、熱帯低気 圧・亜熱帯低気圧の可能性がある擾乱の報告がいくつかある(例えば Evans and Braun 2012; NESDIS 2019)。

(参考文献)

Evans and Braun, 2012: A climatology of subtropical cyclones in the Southern Atlantic. J. Climate, 25, 7328-7340.

NESDIS, 2019: Rare tropical storm forms in the Southern Atlantic.

https://www.nesdis.noaa.gov/news/rare-tropical-storm-forms-the-south-atlantic (2024.8.15閲 覧)



2004年3月に衛星画像でブラジル沖にハリケーンのような雲渦が発生し、上陸地点近くの地名をとって Hurricane Catarinaと呼ばれた。

この雲渦は前線帯の雲の寒気側(南西側)で発生し、西進して海岸へ向かっている。

右下の解析図では、"Hurricane Catarina"が、前線の寒気側である南緯30度に熱帯低気圧の 記号で記載されている。

問題の低気圧の位置と、閉塞前線との位置関係は、前述のHurricane Karen の熱帯低気圧 化の事例と類似しており、この事例も温帯低気圧の性質を持つ擾乱からの熱帯低気圧化によ るものと指摘されている(McTaggart-Cowan et al. 2006)

(参考文献)

McTaggart-Cowan et al., 2006: Analysis of Hurricane Catarina (2004), Mon. Wea. Rev., 134, 3029-3053.

Ogura et al.(2009)の subtropical low (2008年4月7~8日の事例)



2008年4月上旬の日本付近の事例で、前線帯の寒気側にあった低気圧が東日本近海で急 発達した。

Oguraらはこれをsubtropical low(亜熱帯低気圧)と呼んだ。(次ページへ続く)

(参考文献)

Ogura et al., 2009: Initiation and evolution of a subtropical low observed near the Japan Islands, J. Meteor. Soc. Japan, 87, 941-957.



前ページの関東近海で急発達した低気圧の事例で、右図に示されたレーダー観測では主と して低気圧中心の北側にエコーが見られる。それと西側のエコーにより、低気圧は渦状の構 造に見える。

前ページの地上天気図にはこの低気圧に関しては前線は解析されていなかったが、上図で 下層相当温位の南北傾度が大きく、その北側に降水域が見られるので、前線を伴った低気圧 にも見える。

低気圧中心付近では相当温位が周囲より高くなっていることで、下層暖気核構造として亜熱 帯低気圧と解釈されたと思われるが、前線がある点では暖気核隔離の低気圧(第8.3節)と解 釈できそうにも見える。

下図では寒気内の低気圧から前線上の低気圧のような構造に変化している。気温の低さからはポーラーロウ(第8.6節)と言っても良いように見え、またそこからの構造変化の点では速成 閉塞(第5.5節)のようにも見える。

(参考文献)

Ogura et al., 2009: Initiation and evolution of a subtropical low observed near the Japan Islands, J. Meteor. Soc. Japan, 87, 941-957.

8.6 ポーラーロウと寒気の吹き出し

- ポーラーロウ(polar low): 冬季に寒帯前線の 寒気側(寒気内)の海上に発生する低気圧で、 総観規模の低気圧より水平スケールがやや小さ く、1000km程度以下。
 - 構造は多様。台風のようなスパイラル状やコンマ雲 状など
 - arctic hurricane(高緯度)や medicane (地中海)などと呼ば
 れるハリケーンに似た構造のメソ低気圧も各地で生じる

ポーラーロウの発生とその多様性をもたらす要因と考えられるものは、

 大陸からの寒気の吹き出しと、相対的に暖かい海水温による不安定及びそれによる対流
 事例によっては傾圧性の寄与もある・・・熱的不安定+傾圧不安定 がある。

ポーラーロウには以下のような特徴がしばしば見られる。

- 下層では暖気核を持つことがある
- 後に上層トラフ等の影響で総観規模の低気圧として発達することもある
- 前線帯に寒気側から接近して、閉塞期の総観規模低気圧のパターンに変化する「速成閉塞 (instant occlusion)」が生じることがある(第5.5節)

日本付近のポーラーロウとしては、石狩湾の小低気圧がよく知られている。これの発生時に 札幌で大雪となることがあるため、以前から着目されていた。大陸からの乾燥した寒気が日本 海北部の海面からの熱と水蒸気の補給で変質・不安定化することのほか、海氷で覆われたオ ホーツク海からの乾燥した(海面からの熱・水蒸気の補給を受けていない)空気の影響もある と考えられている。

理想化したポーラーロウの数値実験



Yanase and Niino (2005)、柳瀬 (2010)

 ・左から水平温度傾度が無い場合、中程度、強い場合

 水平温度傾度がない場合は台風に似た軸対称的構造、水平温度
 傾度が強い場合はコンマ状になる。

 水平スケールの違いに注意。

現実のポーラーロウにはいろいろな雲パターンになるものがある。

日本近海ではコンマ状の雲域を伴うものが多く見られるのに対して、より高緯度(北欧近海等 ではハリケーンのような雲渦を伴った小規模な低気圧が見られ、arctic hurricaneと呼ばれる。 数値実験で環境場の傾圧性を変えて行い、現実のポーラーロウの構造の違いを合理的に説 明できる結果が得られている。

(参考文献)

Yanase, W. and H. Niino, 2005: Effects of baroclinicity on the cloud pattern and structure of polar lows: A high-resolution numerical experiment, Geophys. Res. Lett., 32, L02806, doi:10.1029/2004GL020469. 柳瀬亘, 2010: ポーラーロウの理想化実験. 天気, 57, 371-381.





日本海の「寒気の吹き出しの雲」は、寒気が強いほど大陸沿岸から発生する。

場所により雲列の方向が異なること、朝鮮半島北端から幅の広い雲(JPCZ)が発生している 状況が見られる。

JPCZの名称等については下記の参考文献を参照。

筋状雲列の走向による呼称の違い(Tモード、Lモード)は次ページも参照。それらは相対的に 暖かい日本海の海上において、大陸からの乾燥した低温の空気が「気団変質」する過程で生 じる。

冬の季節風時の気団変質やそれに伴うメソスケール現象については、吉崎・加藤(2007)や 加藤(2017)を参照。

(参考文献)

加藤輝之, 2017: 図解説 中小規模気象学. 気象庁, 316pp.

永田雅, 1991: 収束雲帯(帯状収束雲). 天気, 38, 698.

永田雅, 1992: 小倉氏の「収束雲帯」についてのコメントに対する回答. 天気, 39, 205-206. 中山高徳, 2002: 寒気場内の現象. 気象衛星画像の解析と利用 —航空気象編—, 167-192. 吉崎正憲, 加藤輝之, 2007: 豪雨・豪雪の気象学. 朝倉書店, 187pp. 8.6 ポーラーロウと寒気の吹き出し



寒気の吹き出し時に日本海の海域によって異なる方向の雲列が生じる模式図が示されている。

図中L:風向に沿った雲列(Lモード)

図中T:風向に垂直な雲列(Tモード)

これらは下層の鉛直シアーに沿っていると言われる。

JPCZ(日本海寒帯気団収束帯)はこの図中ではCu-Cbラインとされ、Tモードの南端の背の高い対流雲列として描かれている。下層風の強い水平シアーと収束を伴う。朝鮮半島北部の山岳の影響と言われる。

この雲が日本海沿岸に大雪をもたらすほか、JPCZではしばしばポーラーロウが発生し、日本 海沿岸に突風災害をもたらす(例えば山岸ほか 1992)。

(参考文献)

八木正允ほか, 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.

山岸米二郎, 土井雅彦, 北畠尚子, 上口弘晃, 1992: 強い突風を伴った寒気(団)内低気圧, 天気, 39, 27-36.



冬型の気圧配置時に、大雪が日本海側の山地で生じる場合と平野部で生じる場合があるこ とが、衛星観測のない時代から知られていた。当時の統計解析では下記の特徴が指摘されて いた。

山雪型:

- 地上気圧は135~140°Eで気圧傾度が急
- 500hPa高度・気温の負偏差は北日本に中心を持つが里雪型と比較すると小さい
 里雪型:
- 地上気圧配置では気圧傾度が緩んで袋型配置
- 500hPa高度・気温は日本海西部で負偏差が大きい(日本はトラフ・寒気の前面)

上記のような過去の知見から、以下のことが考えられる。 山雪型:

- 総観場では日本海は下降流場で、日本海側の降雪は主に地形性上昇流によることが示唆される。
- 里雪型:
- 日本海では上層渦度移流による上昇流場。地上気圧の袋型配置は日本海でのJPCZやポー ラーロウの発生を示唆し、低気圧等の擾乱による上昇流の影響により平地でもまとまった 降雪がもたらされることが示唆される。

(参考文献)

浅井冨雄, 1996: ローカル気象学. 東京大学出版会, 233pp. 朝倉正, 関ロ理郎, 新田尚(編), 1995: 新版気象ハンドブック. 朝倉書店, 773pp. 気象庁予報部, 1976: 天気予報指針実用編. 気象庁, 383pp.



冬型の気圧配置時における降雪の事例として、ここでは2005年12月16~18日の総観場の変化とそれに伴う雲分布の変化に着目する。

地上天気図では、16日~17日は日本海の等圧線は袋状であり、降雪は北陸・山陰地方の平野部や、瀬戸内でも多くなっている。

18日には、日本海の等圧線は南北走行を持ち、間隔が狭くなっている。

【教養】

「西高東低の気圧配置」を「冬型」と呼ぶことがあるが、単に「西に高気圧、東に低気圧」となる だけでは、本来は冬型とは言わない。「冬型」にはシベリアの寒気を伴った高気圧が必要であ る。



まず、2005年12月17日0000UTCの状態を示す。

【左】衛星赤外画像。

日本海の雲頂の高い雲の南端に渦が見られる(▼)。前ページの地上天気図では東北地方 を低気圧が通過中とされている。

【右上】500hPa渦度(カラー、10⁻⁵ s⁻¹)、渦度移流(青線、3×10⁻⁵ s⁻¹ (3h)⁻¹ごと、0線は省略、負の値は破線)、ジオポテンシャル高度(黒線、120m毎)、気温(赤線、6℃毎)。

【右下】850hPaジオポテンシャル高度(黒線、120m毎)、気温(赤線、6℃毎)、風(ベクトル、5m s⁻¹以上)、水平温度移流(カラー、℃(3h)⁻¹)。

日本海では、大陸から強い寒気が南下するが、海水温の影響のある下層では、気温はある 程度以下には下がりにくいため、日本海〜黄海上空で下層大気に温度勾配が生じ、水平温度 移流も生じる。図の時刻は、日本海西部を中心に下層は強い寒気移流で上昇流を抑制するが、 上層の正渦度移流は上昇流の励起に寄与する。このため本州の日本海側では山地での地形 性上昇だけでなく海上や平野部でも上昇流が生じてまとまった降雪が生じる。

前ページの地上天気図で日本海の気圧配置が「袋状」であったのは、日本海西部と比較すると日本海中部では寒気の流入が遅れ相対的な暖気のため地上気圧が相対的に低くなったこと、また上層の正渦度移流による下層渦度増大も寄与していると考えられる。



2005年12月18日0000UTCの状態を示す。要素は前ページと同じ。

衛星赤外画像では日本海には対流雲の雲渦はなくなり、比較的雲頂の低い筋状の雲のみになっている。

日本海では下層寒気移流は弱まりつつも持続しているのに加え、上層もトラフ(正渦度極大) が抜けたため負渦度移流が卓越し、下降流場となる。下層で寒気が流入した以上に上層で低 温化したため、安定度が低下し、上昇流場ではないが対流性の雲が発生している。地形性の 上昇流が生じる山地では大雪となる。

「冬型の気圧配置」時の日本付近の強い寒気移流は、大陸からの高気圧の張り出しとそれ に伴う大陸の下層寒気の流入としてよく知られている。しかし別の見方をすると、強い上層寒 冷低気圧とそれに伴う寒気移流の反映とみることもできる。上層寒冷低気圧に伴う圏界面の 下降は、第8.2節の夏季の事例では200hPa付近だったのが、冬季の顕著な場合は500hPa付近 まで下降することもあり(次ページ参照)、対流圏の安定度が低いことも寄与して、圏界面付近 の強い低気圧性循環が下層に影響しやすくなる。



2005年12月17日と18日(共に0000UTC)の200hPa面FAX図を左上図・右上図に示す。 17日には圏界面は本州付近で300hPaより下まで下降しており、ジェット気流はさらにその南 に位置している。

圏界面がさらに400~450hPaまで下降している領域が、17日には沿海州、18日には北日本 に達しており、そこでは200hPaの気温は−48℃以上に昇温している。これは成層圏の沈降空 気である。第8.2節で示した夏期の上層寒冷低気圧と同様の構造で、対流圏中上層には強い 寒気を伴う。ただしこの事例では圏界面が400hPaより下まで下降しているので、500hPaでも対 流圏上層と言える。このような、圏界面が特に下降して対流圏が不安定化する領域の東~南 側に、特に発達した対流性擾乱が発生・発達している(前ページ参照)。

これらの図の下には、同じ時刻の輪島のエマグラムを示している。なお、このころの輪島近海の海面水温は15℃程度となっていて(右下図)、下層気温はそれよりかなり低い。

17日のエマグラム(下左図)では330hPa付近に気温の極小があり、その上が安定層となっている。これは左上図(200hPa FAX図)の圏界面の気圧の解析と整合している。

この時刻の地上は0°C以上だが海面水温よりははるかに低い。700hPaは-17.3°C。下層~ 中層でほぼ飽和で湿潤断熱的。風は弱い暖気移流を表す(同時刻の秋田の観測ではこれより 明瞭)。小低気圧前面によるものと思われる。

18日のエマグラム(下中図)の気温の極小が450hPa付近にあるのも、200hPa FAX図の圏界 面の解析と整合している。

対流圏の気温も17日より下降し、地上で氷点下、700hPaは-25.7℃である。飽和はしておら ず、下層~中層で層によっては乾燥断熱的(乾燥中立成層)であり、安定度が低い。強い寒気 の流入・沈降に伴う乾燥空気の流入と、海面からの熱・水蒸気の補給に伴う不安定化を示唆 する。



梅雨前線上の低気圧等の階層構造について、第6.6節でも取り上げた。

その中で、日本付近の梅雨前線上を低気圧が進むことがあり、これは総観規模の温帯低気 圧とは異なる下記の特徴があるとされる(下記の参考文献を参照)。

・水平スケールは1000km程度、またはそれ以下(典型的な温帯低気圧より小さい、メソαス ケール)。

・水平温度傾度が小さい(これは日本付近での梅雨前線の特徴)。

・日本付近では低気圧としてはあまり発達しない(東海上に出てから発達することがある)。

・活発な積乱雲を伴う。

・暖気核を持つ低気圧として解析されることがある。

・気圧の谷が上空ほど東に傾くとされることがある。

(参考文献)

二宮洸三, 2006: 日本列島域の大規模および中規模循環系に関する研究~特に多種スケー ル階層構造に注目して~. 天気, 53, 93-122.

Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1992: Multi-scale features of Baiu, the summer monsoon over Japan and the East Asia. J. Meteor. Soc. Japan, 70, 467-495.

田上浩孝, 新野宏, 柳瀬亘, 加藤輝之, 2005: 梅雨前線上のメソα低気圧の特徴. 天気, 52, 767-770.



左上図には1968年のゾンデ観測の合成による梅雨前線上の小低気圧の構造を示している。 水平波長は1000km程度で、第5章で説明した総観規模の低気圧より小さい。この事例解析に 基づき、梅雨前線上の小低気圧に関しては、気圧の谷が上空ほど東に傾いているといわれる ことがしばしばあった。中層は暖気核のようにも見える。しかし、気温偏差は1℃程度、ジオポテ ンシャル高度偏差は10m程度(地上気圧1.3hPa程度に相当)なので、暖気核や「東への傾き」 については当時の観測・解析の精度を考慮すると微妙な部分もある。

一方、総観規模の低気圧に関連する理想実験として、第5.4節で傾圧不安定によるEady波の 図(上空ほど西に傾く)を示していた。それに対してここでは、Yoshizumi (1977) で示された状況 を想定した、対流による加熱のある場合の実験結果を、上の右図に示している。

(d) でジオポテンシャルで表される気圧の谷が上空ほど東に傾く構造は、(e) 温位分布で東 側が寒気となっていることに対応する。この東側の寒気は、(i) で温位の負の鉛直移流が強い ことによって生じており、この強い鉛直移流は (j) の強い非断熱加熱によって励起された上昇 流によると考えられる。そして非断熱加熱がない場合には東側の低温は生じないとされている。 つまり、この構造は低気圧東側での非断熱加熱が重要と説明される。

(参考文献)

Yanase, W. and H. Niino, 2004: Structure and energetics of non-geostrophic non-hydrostatic baroclinic instability wave with and without convective heating, J. Meteor. Soc. Japan, 82, 1261-1279.

Yoshizumi, S., 1977: On the structure of intermediate scale disturbances on the Baiu front, J. Meteor. Soc. Japan, 55, 107-120.

8.7 梅雨前線上の小低気圧



梅雨前線上の小低気圧が、日本以東と以西とでは構造等が異なる傾向があることは、以前 から知られていた。

図は、梅雨期の日本の東と西の環境場を与えた場合の、数値実験による低気圧の構造を示 している。

上段は日本の東の環境場を与えた場合で、そこでは気圧の谷が上空ほど西に傾いた擾乱 が発達している。この構造は第5.4節で示した傾圧不安定によるEady波の理想実験の結果と 比較的よく似ていて、梅雨期の日本の東の低気圧が傾圧性によって発達する傾向があること を示唆している。

下段は日本の西の環境場で、低気圧の発達は小さく、気圧の谷の西への傾きは小さい。た だし上昇流は大きく、この低気圧が傾圧性よりも対流による潜熱加熱により駆動されることが 示唆される。

西日本以西の梅雨前線上の低気圧は非断熱ロスビー波(diabatic Rossby wave、応用編第 6.5節や栃本・柳瀬 (2022) 参照)の性質を持つものがあるとの指摘もあり、さらに調査が必要と されている。

(参考文献)

Tochimoto, E., and T. Kawano, 2017: Numerical investigation of development processes of Baiu frontal depressions. Part II: An Idealized study. J. Meteor. Soc. Japan, 95, 217-237. 栃本英伍, 柳瀬亘, 2022: 非断熱ロスビー波(Diabatic Rossby Wave). 天気, 69, 273-275.
9. 地衡風調節とメソスケール現象

9.1 地衡風調節

- 9. 2 Cold-Air Damming (CAD)
- 9.3 沿岸前線

これまで、第2章では総観規模の地衡風バランスと温度風バランスについて説明し、第4~6 章でそのバランスが崩れた際に回復するような運動として、中緯度の低気圧・前線の時間変 化を準地衡風理論の枠組みで説明した。

この章では地衡風バランスや温度風バランスに関する調節と、それらを含む総観規模の力 学を改めて確認する。さらに、総観規模現象の中で地形の影響等で生じるメソスケール現象の 例として cold-air damming (CAD)と沿岸前線を取り上げる。

CADはもともと北米東海岸で着目された現象で、日本の現象も類似現象として記述されることがあるが、特徴的なスケールに注意が必要である。

沿岸前線はCADに伴って生じることも多い。

これらのスケールを考える際には、ロスビーの変形半径に関する知識が不可欠となる。第9.1 節の数式は難易度がやや高くなるが、理論的裏付けにはそれらが必要になるとご理解いただ きたい。

9.1 地衡風調節

何らかの原因で地衡風バランス(温度風バランス)が崩れたあとの、バランスの回復過程。

 水面の高さに変化を与えた場合の調節を、浅水方程式 で考える。

② 地衡風運動により温度場の変化があってバランスが崩れた場合の調節を、準地衡風理論の枠組みで考える。

環境場のパラメータである「ロスビーの変形半径」と、初期擾 乱のスケールにより、初期擾乱がどのように調節されて最終 的な状態になるかが決まる。

この節では次ページ以降で地衡風調節について二つの方法で考える。

①では気温や温度風バランスは明示的には現れないが、単純化されていて、イメージはしやすいだろう。

②は第6章で説明した前線に伴う循環に関連する。

地衡風調節① 水面高度と地衡流調節



回転型で非常に大きな水槽がある とする。平均水深はHで、大きさは下 記 L_R よりはるかに大きいとする。

初期には、x = 0 の位置に仕切り を置いて、水面の高さが西ほど高い 状態で静止しているとする。水面の 高さは上図破線のように不連続、南 北方向の速度は下図破線のように v = 0(静止)となっている。

仕切りを外すと、水に東向き運動が 生じて水面の高さを一様にしようとす るが、非常に大きな水槽のため、東 向きの運動にコリオリカが働いて南 向きの運動が生じ、水面高度と南北 速度は最終的に図の実線のような地 衡流バランスとなる。

浅水方程式系における $\Box A = \sqrt{gH}/f$ (9.1.1)

この事例のバランスの崩れとその回復は、以下のように説明できる。

- 静止状態から仕切りを外すと、h'のx方向の傾度∂h'/∂x < 0 のために、まず、x方向の流 れ u' > 0 が生じ(このとき(慣性)重力波が発生する)、その流れがコリオリカにより曲げら れて yの負の向きの流れ v' < 0 が生じる。
- ② この流れ v' < 0 > x、コリオリの力のために、流れに対して右向き、すなわちxの負の方向に 質量が輸送される。
- ③ 質量輸送のために、x < 0 (西側)の方が水面が高い、すなわちh'が大きい状態で、v' < 0 の流れとバランスする。

上の事例では初期状態のh'の分布がL_Rより広い範囲で生じていた。同様に、大規模な高気 圧・低気圧がある場合は、それにバランスするような風分布が生じる。

これとは逆に、初期状態でh'の分布がL_Rより狭い範囲のみで生じていたら、時間が経過する と水面高度の変動は減衰してしまい、初期の風速分布 v' = 0 の方にバランスする(すなわち 水面の高度差はなくなる)ことになる。同様に、例えば局所的な潜熱加熱により小スケールの 低気圧が生じたような場合は、時間が経過するとその小スケールの気圧分布は減衰し、初期 の風分布(つまり低気圧がない場合の風分布)にバランスする。

ここで用いている浅水方程式系とそれを用いた地衡風調節の説明は、「総観気象学理論編」第2.5節と第3.5節も参照。

地衡風調節① 水面高度と地衡流調節(続き)

水面の地衡流調節の例を、浅水方程式で考える。 深さHで一定の水面で、x方向・y方向の風速及び水面の高さに微小な変 動 u'、v'、h' が生じる場合の、運動方程式と連続の式は

 $\frac{\partial u'}{\partial t} - fv' = -g\frac{\partial h'}{\partial x} \quad (9.1.2) \qquad \qquad \frac{\partial v'}{\partial t} + fu' = -g\frac{\partial h'}{\partial y} \quad (9.1.3)$ $\frac{\partial h'}{\partial t} + H\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}\right) = 0 \quad (9.1.4)$

これらの式で、時間が経過して定常状態($\partial h'/\partial t = 0$)になった際の解 は、(9.1.1) 式のロスビーの変形半径 $L_R \equiv \sqrt{gH}/f$ を使って

 $\frac{h'}{h_0} = \begin{cases} -1 + \exp(-x/L_R) & x > 0\\ +1 - \exp(+x/L_R) & x < 0 \end{cases}$ (9.1.5)

$$u' = 0 \qquad \qquad \nu' = \frac{g}{f} \frac{\partial h'}{\partial x} = -\frac{gh_0}{fL_R} \exp\left(-\frac{|x|}{L_R}\right) \qquad (9.1.6)$$

(9.1.5)式と(9.1.6)式の導出:

(9.1.4) 式を t で偏微分し、そこに(9.1.2) 式と(9.1.3) 式を使って $\frac{\partial^{2}h'}{\partial t^{2}} - c^{2} \left(\frac{\partial^{2}h'}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}h'}{\partial y^{2}} \right) + fH\zeta' = 0 \qquad (9.1.A1)$ ここで、 $c \equiv \sqrt{gH}$ (重力波の速度)、 $\zeta' \equiv \partial v' / \partial x - \partial u' / \partial y$ (渦度の変動)である。 また(9.1.2) ~ (9.1.4) 式からは次の式も得られる。 $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\zeta'}{f} - \frac{h'}{H} \right) = 0 \quad \text{Otrol} \quad \frac{\zeta'}{f} - \frac{h'}{H} = -cc \qquad (9.1.A2)$

初期状態として、x = 0で階段状となって運動のない水面を考える(前ページ上図の破線)。 u' = 0、 v' = 0、 $h' = -h_0 \operatorname{sgn}(x)$ (9.1.A3) ($h' \operatorname{tx} < 0 \operatorname{c} - h_0$ 、 $x > 0 \operatorname{c} + h_0$) この初期状態から (9.1.A2) は (ζ'/f) - (h'/H) = (h_0/H) $\operatorname{sgn}(x)$ (9.1.A4) これを使って (9.1.A1) $O\zeta'$ を消去すると $\frac{\partial^2 h'}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{\partial^2 h'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h'}{\partial y^2} \right) + f^2 h' = -f^2 h_0 \operatorname{sgn}(x)$ (9.1.A5) この式の定常状態の解が、上の (9.1.5) 式と (9.1.6) 式、及び前ページのグラフの実線である。

これらの定常状態の解は、地衡風バランスと、*h*'の時間変化がない場合の連続の式 $fv' = g \frac{\partial h}{\partial x}$ 、 $fu' = -g \frac{\partial h}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ (9.1.A6~A8) を満たしている。

地衡風調節② 温度場の変化に伴う調節

第6.3節で前線の説明において行ったように、Qベクトルで温度場の変化を表すと、 地衡風・温度風バランスの回復(地衡風調節)の過程で励起される鉛直運動を表す ことができる。

Qベクトルのy成分は、y - p面(鉛直断面)内の非地衡風運動(v_a, ω)に関連する。

$$\sigma \frac{\partial \omega}{\partial y} - f_0^2 \frac{\partial v_a}{\partial p} = -2Q_y \qquad (9.1.7)$$

 $\Box \Box \mathfrak{C} \qquad Q_{y} \equiv -\frac{R}{p} \frac{\partial \mathbf{V}_{g}}{\partial y} \cdot \nabla_{p} T \qquad (9.1.8)$

北半球で、y軸を寒気側を向くように取る。前線が強ま る場合は、Qベクトルは暖気側を向くので、 $Q_y < 0$ で、 (9.1.7)式の左辺が正のはずである。これは図のように 暖気側で上昇流、寒気側で下降流となる鉛直循環が対 応する。Qベクトルの収束する南側で上昇流が励起され ることと矛盾しない。



崩れた地衡風バランス・温度風バランスの回復の際に、温度場(質量場、すなわち①の高度場に対応)に風の場を合わせるか、逆に、風の場に温度場を合わせる 変化となるかは、①と同様に水平スケールで決まる。

(9.1.7) 式の導出:

準地衡風運動方程式 (4.1.7) のu成分 $d_g u_g/dt = f_0 v_a \ \&prometa (0) + \delta v_g \frac{\partial u_g}{\partial p} + u_g \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\partial u_g}{\partial p}\right) + \frac{\partial v_g}{\partial p} \frac{\partial u_g}{\partial p} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u_g}{\partial p}\right) - f_0 \frac{\partial v_a}{\partial p} = 0$ (9.1.B1) ここに温度風の関係 (2.4.6) 式を適用して地衡風鉛直シアーを水平温度傾度に変換すると $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial u_g}{\partial x} + u_g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) - \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial y} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) - f_0 \frac{\partial v_a}{\partial p} = 0$ (9.1.B2) $-方、準地衡風熱力学方程式 (4.3.4) は断熱では <math>\frac{\partial T}{\partial t} + u_g \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\sigma p}{R} \omega = 0$ これをyで偏微分する(σ ltx, yと独立とする) $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial u_g}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} + u_g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial v_g}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) - \frac{\sigma p}{R} \frac{\partial \omega}{\partial y} = 0$ (9.1.B3) (9.1.B2) 式と (9.1.B3) 式から時間変化の項を消去すると、(9.1.7) 式になる。 【参考: Qベクトルを用いた準地衡風オメガ方程式の導出】 (9.1.7) 式と同様に Q_x, u_a, ω に関する式は以下のように書ける。 $\sigma \frac{\partial \omega}{\partial x} - f_0^2 \frac{\partial u_a}{\partial p} = -2Q_x$ (9.1.B4) $Q_x = -\frac{R}{p} \frac{\partial v_g}{\partial x} \cdot \nabla_p T$ (9.1.B5)

(9.1.7) 式をyで、(9.1.B4) 式をxで、それぞれ偏微分し、それらの和を取って連続の式も使うと、 Qベクトルを用いた準地衡風オメガ方程式 (6.3.2) 式となる。 地衡風調節② 温度場の変化に伴う調節(続き) $\sigma \frac{\partial \omega}{\partial y} - f_0^2 \frac{\partial v_a}{\partial p} = -2Q_y$ (9.1.7) 左辺第1項と第2項の大きさを比較すると、 $\left|\sigma \frac{\partial \omega}{\partial y}\right| / \left|f_0^2 \frac{\partial v_a}{\partial p}\right| \sim \frac{N^2 H^2 / f_0^2}{L^2} = \left(\frac{L_R}{L}\right)^2$ (9.1.9) $L_R \equiv \frac{NH}{f_0}$ (ロスビーの内部変形半径) 地衡風・温度風バランスが崩れたとき、どのようにバランスを回復するか? $L \gg L_R$ の場合: (9.1.7)の左辺で第2項(水平運動の項)が卓越 →高度場・温度場は大きく変形せず、風の場を大きく変形してバランス回復 \therefore (4.1.7)より $v_a = \frac{1}{f_0} \frac{d_g u_g}{dt}$ $L \ll L_R$ の場合: (9.1.7)の左辺で第1項(鉛直運動の項)が卓越 →風の場は大きく変形せず、高度場・温度場を大きく変形してバランス回復 \therefore (4.3.4)より $\omega = \frac{R}{\sigma p} \frac{d_g T}{dt}$

(9.1.9) 式では、(9.1.7) 式の左辺第1項と第2項の大きさを比較している。その導出は以下の通り。

(9.1.7) 式の左辺第2項の大きさは、現象の鉛直スケールHと静水圧の式を使って

 $\left| f_0^2 \frac{\partial v_a}{\partial n} \right| \sim f_0^2 |v_a| / \rho g H \quad (9.1.B6)$

(9.1.7) 式の左辺第1項の大きさは、現象の水平スケールLを用いると

 $|\partial \omega / \partial y| \sim |\omega| / L$ (9.1.B7)

ここで、連続の式により、非地衡風的水平風の水平微分が鉛直風の鉛直微分と関連付けられ るのは、次の式で表せる。

 $|v_a|/L \sim |\omega|/\rho gH$ (9.1.B8)

これらの (9.1.B6~B8) と、 $\sigma \equiv -(1/\rho)(d \ln \theta/dp)$ 、及び $N^2 \equiv (g/\theta)(d\theta/dz) = g^2 \rho^2 \sigma$ を 用いると (9.1.9) が導出できる。

先の「地衡風調節① 水面高度と地衡流調節」では、水面の高度差をある程度保持しつつ、 新たな水平速度分布が生じていた。これは現象の水平スケールがロスビーの変形半径より大 きい($L \gg L_R$)としたため、水面高度の分布に合うように風速分布が調節されることで、水面の 傾斜の大きいところに強い地衡流が生じたものである。

地衡風調節のまとめ

何らかの擾乱により地衡風(・温度風)バランスが崩れたとき、その擾乱のスケールがロスビーの変形半径L_Rと比較して大きいか小さいかで、ジオポテンシャル高度場に合うように調節されるか風の場に合うように調節されるかが決まる。

- ・ジオポテンシャル高度場(温度場)でスケールの大きい擾乱(低気圧等)が生じたときは、それに合うように風の場が調節され、低気圧性循環を伴った低気圧となる。
- ・ジオポテンシャル高度場でスケールの小さい擾乱(低気圧等)が生じたときは、風の場(もともと風は吹いていなかった)に合うように高度場が調節されることにより、擾乱はスケールが拡大し弱まる。つまりスケールの小さい低気圧は維持されない。

- 例えば、メソ対流系による局所的な潜熱加熱で地上のメソ低気圧が発生しても、ほとんどの場合は低気圧は維持されずに衰弱する。

上記の調節は、ジオポテンシャル高度場における擾乱が先に発生し、それに対応して風の場が調節される思考実験である。

それとは逆に、先に風の場の擾乱が生じた場合は、その風の擾乱のスケールがロスビーの 変形半径より小さいと、それに合うようにジオポテンシャル高度場が調節される。

#低緯度では f が小さく、そのぶんL_Rが大きいので、一般的な熱帯低気圧のスケールはL_Rより小さい。このことにより、熱帯低気圧の発生については、ジオポテンシャル高度場の低気圧が先ではなく、風の低気圧性渦が先に生じて、それに対応するように高度場が調節される(具体的には対流の発達に伴う潜熱解放で暖気核が生じる)と説明される。

9. 2 Cold-Air Damming (CAD)



- 下層の強い寒気(層厚小)のため地上高気圧が張り出す

Kocin and Uccellini (1990)

CADとしては、主として寒候期に、山脈の東側で、北から高気圧が張り出して寒気が流入する現象が着目されている。

CADの影響として、以下の問題が指摘されている。

- ・気温・降水種別の予想が難しい
- ・大雪・凍雨による被害
- ・低シーリング・視程障害(航空気象)
- ・これらの発生・解消の予想が難しい
- ・沿岸での水平温度傾度が増大することによる、低気圧の発達への影響

なお、この節の図の多くは、Lackmann (2011) による。

#上の図の事例の "Presidents' Day" は米国の祝日の一つ。1979年のこの日、北米東岸で大 雪が降ったので、その原因となった低気圧が "Presidents' Day cyclone" と呼ばれている。この 低気圧は北米東岸を北東進した。このタイプの低気圧は日本の南岸低気圧としばしば比較さ れる。

(参考文献)

Kocin, P. J. and L. W. Uccellini, 1990: Snowstorms along the Northeastern Coast of the United States: 1955 to 1985. Amer. Meteor. Soc., 280pp.

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



北米東岸で見られる典型的なCAD(古典的CAD)の発生する大規模場を示している。 アパラチア山脈に向かって流れる大規模な東風があることが条件で、そのためには米国北 東部・カナダ東部に優勢な地上高気圧があることが好適な環境と考えられている。

この大規模な下層東風が、山脈によって変形され、それに合うように質量場(地上気圧)が調節されて、山脈の風下側に狭い幅で高気圧が張り出すことになる。

CADの議論においてしばしば、「質量の蓄積」(mass accumulation)という表現が使われる。こ れは特定の場所で周囲からの空気の流入によって空気の総量が増大するイメージになる。実 際には、下層寒気が流入することによって大気密度が増大する効果が大きい(事例によっては あとで指摘する非断熱冷却の効果もある)。「質量の蓄積」の逆は「質量の減少」(mass reduction)で、空気の流出によって空気の総量が減るイメージだが、実際には下降流に伴う断 熱圧縮・昇温や水平暖気移流による大気密度減少が関係する。



古典的CADの発生過程を示す。

PGF:気圧傾度力(黒矢印)、Co:コリオリカ(青矢印)、風(緑矢印)、非地衡風(赤矢印) 赤線:大規模場による地上等圧線、橙線:CADにより変形された地上等圧線。

① 南北にのびる山脈周辺で、北に高気圧、南に低気圧の気圧配置となっている。

地衡風バランスした流れにより、空気塊が東から山脈に接近する。

② 山脈に接近した空気塊が、フルード数の条件により、山脈を越えられないと、西進の速度は遅くならざるを得ない。

西進速度が減少すると、北向きのコリオリカも減少する。

南向きの気圧傾度力は変わらないので、力のつり合いが崩れ、南向きの非地衡風成分が生じ、流れが南向きに変わる。

③ 山脈を越えられず南向きとなった流れに、さらにコリオリの力が右向きにかかる。すると質量が右向き(すなわち山脈側)に輸送される。

これにより、山脈東側に質量が蓄積され、高圧部となる。

山の風下側(図省略)では、気圧傾度力は東側と同様だが、東からの地衡風的な流れは山 脈を越えてこられないので、山脈西側では気圧傾度力に対応した南向きの非地衡風運動が卓 越する。ここでもコリオリの力によって流れに対し右向きに質量が輸送され、山脈沿いは質量 が減少して低圧部となる。

④ 山脈の東側で気圧増大、西側で気圧減少により、気圧場も変形される。

#ここでは地上気圧のみ論じているが、山脈の風上側で地上気圧が増大したということは、そ こに密度の高い空気が流入したこと、すなわちどこかの高度が相対的な寒気となったことを示 唆する。



フルード数は、山越え気流やおろし風でしばしば参照される。

CADには、下層の流れが山脈を越えないような、安定度の高い環境場(Nが大きい)が関連 することになる。Nは対流圏の乾燥空気では 10⁻² s⁻¹ 程度である。

CADはもとは北米で着目されていた現象だが、東日本でも同様の現象が発生することが指摘 されている。この場合、関東地方の内陸に寒気が停滞し、降水が雪になることもあり、予報の 外れや大雪災害の影響が生じる。

(参考文献)

荒木健太郎, 2015:Cold-Air Damming. 天気, 62, 545-547.

【古典的CADのまとめ】

非断熱過程を考慮しなくても、断熱過程で一通りの説明ができる。

・山脈によるブロッキング

-安定度・風速・山脈の高さ → フルード数が決まる。風の場の変形。

・コリオリカ

-質量輸送による気圧場の変形

・高度による水平温度移流の違い
-逆転層強化、鉛直安定度増大 → フルード数減少に寄与
・水平スケール:ロスビーの変形半径



先に示したCAD発生過程の思考実験では、山脈から離れた位置から空気塊が等高度を運動して、流れと気圧場が変形されると説明された。

現実の大気は3次元運動をする。成熟したCADでは、山脈に沿った北寄り(南向き)の下層風 は寒気で、東からの相対的暖気はその上に乗り上げるような分布となって、移流逆転層が強 められ、鉛直安定度が増大する。この安定度増大がフルード数減少に寄与し、さらにCAD強化 に寄与する。

山脈沿いに分布する下層寒気の水平スケールは、ロスビーの(内部)変形半径 $L_R = NH/f$ で特徴付けられる。

Øえば H = 1000m, g = 9.8m/s, $\theta_0 = 273K$, $\Delta \theta = 6K$, $f = 10^{-4}s^{-1}$ とすると、 $N^2 = (g/\theta)(\Delta \theta/H)$ と考えて、 $L_R \sim 140$ kmとなる。

CADの発生時に山脈から100~数百km離れた位置に沿岸前線が生じるのはこれで説明できる。

図中のLLWM: low level wind maximum(下層風速極大)

(参考文献)

Bell, G. D. and L. F. Bosart, 1988: Appalachian cold-air damming. Mon. Wea. Rev., 116, 137-161.



北米でCADがあったときの鉛直成層を、「斜交エマグラム」で示している。下層に強い逆転層 がある。最下層は寒気移流、その上は暖気移流であることが風向からわかる。このような高度 による水平温度移流の違いにより、逆転層が強化されている。

図中の赤太線は0℃線である。

700~900hPaの層が0℃以上となっているので、上空からの降水(雪)はいったん融解するが、 地表面付近が氷点下のため再凍結し、凍雨となる可能性がある。着氷に注意が必要である。

【斜交エマグラム(Skew T - log P diagram)】

外国ではエマグラムよりもこちらをよく使う。エマグラム(第2.3節)よりも気温減率の変化が強調され、またスペースの節約になる。

- 横軸が気温T、縦軸が -log p である点はエマグラムと同じ。
- 等圧線(上図では細黒線)は横軸に平行な直線で、エマグラムと同じ。
- ・等温線(これも細黒線)は右に約45度傾いた斜め直線になっており、エマグラムで等温線が 横軸に直交するのとは異なる。
- 上図のその他の線:
- 茶線:等混合比線
- 緑点線:乾燥断熱線(等温位)...等温線に直交に近いが直線ではない。
- 緑破線:湿潤断熱線(等相当温位)…下層では等圧線(水平線)に対して直交に近い。

テフィグラム (tephigram) はこれと似ているが、等温線と乾燥断熱線が共に斜めの直線で、 等圧線は横軸に平行でなく直線でもない点が異なる。



図では、日射の分布や降水により、山岳近傍の下層寒気が強められ、上空では暖気移流が 生じることで、鉛直安定度が増大することを示している。



ここではCAD分類を模式的に図示している。

- 古典的CADは非断熱過程を考慮せず総観場による断熱過程のみで説明できる。
- 総観場の影響では説明できないが非断熱過程の影響のみでCADのような状態になることもある。これを in-situ CAD と称する。
- 古典的CADと in-situ CADの両方の性質を持ったものを hybrid CAD と分類する。
- これらの分類時には、特に高気圧の位置と強さに着目する。
- # 図の縦軸・横軸はイメージであり、具体的なパラメータが定義されているものではない。 図で分類されている3種類のCADについては次ページ以降を参照。

さらに拡張版(右下図)では、以下の点が考慮されている。

- 親高気圧の影響は弱いが、降水がない。それにもかかわらずCADが発生する事例を「弱い 断熱的CAD」とする。
- 発生時に降水がないが、日射がないことで維持される暖候期の弱いCADを「日射なし」として別のカテゴリーとしている。

(参考文献)

Bailey et al., 2003: An objective climatology, classification scheme, and assessment of sensible weather impacts for Appalachian cold-air damming. Wea. Forecasting, 18, 641-661



古典的CAD(断熱で説明できる)には北偏した強い地上高気圧が重要であったのに対して、 そのような総観場の条件がない場合でも、既存の乾燥・安定空気層への降水による非断熱効 果(冷却)の寄与も受けて、CADが発生する場合があるとされる。その例を上図に示している。

上図左:

CADの要因となる北偏した高気圧は弱いが、山脈東側の降水により局所的に下層安定度が 増大し、CADが発生する。

上図右:

CADの要因となる北偏した高気圧がなく、下層東風とその地形による変形もないが、広域の 降水による安定度の増大により、CADが発生する。

CAD終了の要因

高度により異なる水平温度移流 CADの要因となっていた下層寒気移流の弱まり、または 上空の寒気移流(大規模な寒冷前線の通過等)

- 2. 日射による下層の加熱 (雲量に依存)
- 3. 下層寒気内の水平発散に伴う沈降
- 強い鉛直シアーによる逆転層を通した混合 (安定度が 比較的低い場合)
- 5. 沿岸前線の内陸への侵入

気温や視程・霧の予報等には、CADの発生条件だけでなく終了条件も重要となる。(下記の 参考文献を参照)

上の条件は複数が同時に、または関連して、CADの終了に影響することがある。

終了の過程は、個別事例の発生・持続の要因に大きく依存すると考えられる。終了の予測には、現在発生しているCADの成因を把握しておく必要がある。

(参考文献)

Lackmann, G. and W. M. Stanton, 2004: Cold-air damming erosion: Physical mechanisms, synoptic settings, and model representation. Preprints, 20th Conf. on Weather Analysis and Forecasting/16th Conf. on Numerical Weather Prediction, Seattle, WA, Amer. Meteor. Soc., 18.6. Green, T. A., Jr., 2006: Cold air damming erosion and associated precipitation in the southeastern United States. Master degree thesis, North Carolina State Univ.



CADと類似の大陸西岸での現象を紹介する。この場合は暖候期で、大陸が高温、海上は相対的低温で、大陸東岸のCADとは逆の環境場である。高気圧が南側にあり、海洋性の冷涼な空気を伴ったリッジが北へと発達する。

これは下層寒気の流入だけでなくスケール等の点でもCADとの類似点があるので、類似のメ カニズムとして説明できる。

#下層寒気の滞留がすべてCADとの類似で説明できるわけではない。

ー般論として、新たに説明しようとする現象を、他の既に知られている現象との類似として議論する際は、同じ説明が適用可能かどうか、スケール等に注意が必要である。

(参考文献)

Mass, C. F., and M. D. Albright, 1987: Coastal southerlies and alongshore surges of the west coast of North America: Evidence of mesoscale topographically trapped response to synoptic forcing. Mon. Wea. Rev., 115, 1707–1738.



沿岸前線(coastal front)は、海岸線に沿って顕著な温度傾度が生じる。

多くの場合、北東側に高気圧が位置して寒気が南下するなどの、cold-air damming (CAD) に 当てはまるような大規模な総観場の中で、地形にほぼ固定された顕著な前線として発生・維持 される。単なる海陸風前線は沿岸前線とは呼ばない。(海陸風前線は通常は海側が低温であ ることにも注意。)

沿岸前線の問題:

・気温・風の予想が難しい

・沿岸前線自体が悪天をもたらすことがある

・低気圧が接近した場合に沿岸前線沿いに特に強雨をもたらすことがある

(参考文献)

荒木健太郎, 2015:沿岸前線. 天気, 62, 541-543.

Forbes, G. S., R. A. Anthes and D. W. Thomson, 1987: Synoptic and mesoscale aspects of an Appalachian ice storm associated with cold-air damming. Mon. Wea. Rev., 115, 564-591. Fujibe,F.,1990:Climatologyof the coastal front in the Kanto Plain.Pap.Meteor.Geophys.,41,105-128.

9.3 沿岸前線



第6.2節で、前線強化(前線形成関数)を4つの項で表していた。右辺は順に、合流項・シアー 項・立ち上がり項・非断熱項である。

$$F \equiv \frac{a}{dt} \left| \nabla_p \theta \right| = F_c + F_s + F_t + F_d \quad (6.2.2)$$

沿岸前線の形成では何が寄与するかを確認する。

- ① 広域の環境場としての海陸の非断熱加熱の差が直接的に前線強化に寄与 【非断熱項】
- ② 総観場により、沖合で北東からの地衡風、低温の陸地からは陸風が生じ、前線強化 【合 流項】
- ③ ①②の大規模場による前線強化に伴うメソスケール循環発生 → さらに前線強化
- ④ ③の前線強化により、下層では前線の寒気側で前線に平行な非地衡風(黒矢印)が強化、 それによる非地衡風的寒気移流によりさらに前線強化【シア一項】
- ⑤ CADによるメソスケールの寒気滞留・強化。降水による非断熱冷却も寄与【非断熱項ほか】
- ⑥ 海陸の地表面摩擦の差も、沿岸での収束・合流を強めることで沿岸前線の強化に寄与 【合流項】

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

Fujibe (1990) による関東平野の沿岸前線の 特徴

- 沿岸の風向が北東風である場合よりも南東~南西 風の場合に、
- ②暖候期よりも晩秋~冬に、
- ③ 降水がない場合には昼間よりも夜間に、それぞれ 顕著となる。
- ・南東~南西風で降水がある場合には、沿岸前線付近に多降水帯が現れる。空間平均値と比べた降水量の増加率は数十%。

Fujibe (1990) は関東地方のメソ気象に関する当時の予報技術検討会に関連して調査された。 それから既に30年以上経過しており、その後の新たな観測データや知見に基づく再調査ととり まとめが期待される。

(参考文献)

Fujibe, F., 1990: Climatology of the coastal front in the Kanto Plain. Pap. Meteor. Geophys., 41, 105-128. * この文献の著作権は気象庁に帰属します。

著者略歴

北畠尚子(きたばたけ なおこ)

仙台管区気象台技術部予報課、気象庁予報部予報課、海洋気象部海上気象課、気象大 学校講師、気象庁気象研究所台風研究部主任研究官・第二研究室長、気象大学校教授 現在 気象大学校講師

総観気象学 基礎編

平成 31 年 3 月 発行 令和元年 9 月 一部修正 令和 2 年 2 月 一部修正 令和 3 年 8 月 一部修正 令和 7 年 3 月 改訂版発行

著 者 北畠尚子発行者 気象庁〒105-8431 東京都港区虎ノ門 3-6-9

印刷所 株式会社総北海



表紙:ひまわり8号 カラー合成画像 2018年5月3日0000UTC 裏表紙:表紙と同じ、ただしB08画像(水蒸気バンド)