



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	開水路流れに見立てたジェット気流の蛇行に基づく大気ブロッキングと大規模自然災害に関する研究
Author(s)	北野, 慈和
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第12764号
Issue Date	2017-03-23
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k12764
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/68489
Type	doctoral thesis
File Information	Yoshikazu_Kitano.pdf



開水路流れに見立てたジェット気流の蛇行に基づく
大気ブロッキングと大規模自然災害に関する研究
A study of atmospheric blocking and large-scale
natural disasters associated with the meandering
westerly jet resembled to open channel flow

北海道大学大学院工学院
河川流域工学研究室 博士後期課程 3 年
北野 慈和^{*1}

2017 年 2 月 16 日

^{*1} 日本学術振興会特別研究員 DC1

中緯度域における気象擾乱がもたらす極端現象の支配的要因の一つとして、大気ブロッキングが挙げられる。同現象は、水平スケールが大きな高気圧が一地域にとどまることで、偏西風が大きく蛇行し、移動性高低気圧の経路が阻害 (block) され停滞する現象である (付録 A 参照)。数週間から数カ月といった長い時間スケールで気圧配置が変わらなくなるため、豪雨や干ばつ、熱波や寒波などが広範囲に長期間継続することで知られる。近年の例では、2010 年にはブロッキングの影響によりロシア西部にて穀物収穫量の約 30% 低下及び 500 件にも上る山火事など農業及び経済的損失が発生し、連動してパキスタンでは大洪水により 3000 人近くの犠牲者が出た。過去 40 年間の統計解析によりロシア熱波とパキスタン豪雨が同時に発生しやすい傾向が示唆された (Yamada et al. 2016)。近年のブロッキングが関与した日本における極端現象としては、2014 年 12 月根室高潮事例、2015 年 9 月関東東北豪雨が挙げられるが、これらの極端現象に関する詳細な事例解析、統計解析を行った。また、偏西風の蛇行により 2016 年 8 月に北海道の広域で発生した豪雨のイベントについても詳細な知見を得た。なお、北太平洋付近にブロッキングが発生した場合、日本周辺の大規模場に直接的な影響を及ぼすが、この地域のブロッキングの将来気候における発生頻度の変化と日本の極端現象との関係についても詳細な検討を行った。

ブロッキングを説明する既存の理論研究としては、Charney and DeVore (1979) に端を発する、偏西風の帯状流卓越パターンとブロッキングが発生しているパターンとの順圧不安定による説明がある。また、形状の類似点から、双極型ブロッキングをモドンやソリトンとして解釈する理論が存在する。近年のブロッキングに関する研究によると、ブロッキングは、太陽放射により加熱された地球大気の南北温度差がもたらす位置エネルギーが、一度、傾圧不安定により移動性高低気圧波動に供給され、同波動が持ちうるエネルギーが飽和した場合に形成されることが示された (田中 1993, Tanaka 2006, 田中 2007)。また、一度形成されたブロッキングが長期間継続する駆動源の説明として、Shutts (1983) に始まり、近年では Yamazaki (2013) による、ブロッキングに移動を遮断される移動性高低気圧からの渦位の供給の理論がある。本研究では、土木工学において馴染みの深い開水路流れの概念をジェット気流に応用する理論 (Rossby 1950, Armi 1982, Riffler, 2005) をブロッキング発生箇所のジェット気流に適用可能とし、ジェット気流内部のエネルギー輸送の観点から、ブロッキング形成・持続について説明する。

以下に、本研究の主要な成果を列挙する。

2015 年 9 月に関東～東北地方を南北に縦断し豪雨の原因となった線状降水帯は、日本海にて停滞した温帯低気圧と太平洋側から日本に接近した台風 17 号が効率的に関東・東北地域に水蒸気供給を行ったことにより維持された。この線状降水帯の向きを固定し継続させた原因は、豪雨の 1 週間ほど前にロシア中部～東部にて形成されたブロッキングが東に徐々に移動するとともに偏西風の蛇行を助長し、関東上空に強い南風を固定させたことによると明らかにした。(1 章 4 節, 山田ら (2016) など)

2014 年 12 月に北海道東部・中央部に暴風を、根室市に高潮災害をもたらした爆弾低気圧は 946hPa の最低中心気圧を記録し、根室沖に 24 時間以上停滞した。この事例は 16 日に九州の南部、日本海にてそれぞれ発生した二つの爆弾低気圧が太平洋沿岸、日本海沿岸を北東に進行し、北海道を挟み込む位置で停滞、融合した事例であった。大規模場を見るとロシア極東にブロッキング高気圧が、爆弾低気圧の上空にはブロッキング低気圧が位置していた。ブロッキングが爆弾低気圧の停滞性と強度に与える影響を考察するため、過去 56 年分のデータおよび第 3 期結合モデル相互比較計画 (CMIP3) の将来予測結果を用い統計解析を行った。爆弾低気圧が停滞する際には緯度にして 15 度北側にブロッキングが発生している場合が多く、さらに強い中心気圧を記録することを統計的に明らかにした。これらはアリューシャン諸島付近で偏西風の蛇行の振幅が増大することによる Ω 型のブロッキングによる事例であり、将来気候の予測結果においてもこの地域のブロッキングは北日本周辺で停滞・強化する爆弾低気圧とともに発生しやすいことを明らかにした。(2 章, 北野, 山田 (2016a, 2016b), Kitano and Yamada (2016) など)

2012-13 年の北日本の寒波に代表されるように、北太平洋付近のブロッキングは日本の冬季の天候に影響を与える。ヨーロッパ中期予報センター (ECMWF) の 40 年再解析データ (ERA-40) および第 5 期結合モデル相互比較計画 (CMIP5) の将来予測結果を用い、北太平洋ブロッキングの発生位置に応じて、日本の日単位の高温、低温、高降水に与える影響を解析した。再解析データにおいて、オホーツク海付近のブロッキングが高い頻度で日本周辺に一冬に 1 回程度の低温な日をもたらしやすいことを明らかにした。オホーツク海付近のブロッキングは将来予測計算結果においては減少することが示されているが (Masato et al. 2013), このオホーツク海付近のブロッキングの減少に伴い、将来気候における一冬に 1 回程度のブロッキングと同時に発生する低温な日は、その厳しさは弱くなるものの、一度に日本周辺の広範囲に発生することを明らかにした。(3 章, 北野, 山田 (2015), Kitano and Yamada (2016) など)

中緯度域における大気の振る舞いは、偏西風の蛇行及び高低気圧の移動によって大きく影響を受け、これは傾圧不安定波として解釈される。代表的な傾圧不安定波の室内実験手法として Fultz (1951) や Hide (1953) が提唱した回転水槽実験が挙げられるが、本研究では、底面から温度差を与える条件にて実験を行った。この条件では、地球における極域の流れの観察が可能であり、また傾圧不安定波の蛇行の振幅も制限されない。この手法を用いて実験を行ったところ、波数 4-6 程度の波動が観察され、流れ場は時間とともに動的に変化した。水槽の中心付近の渦度と東西 (周方向) 流速との間には、時間とともに同期する関係が見られた。なお、傾圧不安定波の回転水槽実験としては初めて、中立粒子を混入させ流体内部の挙動を Super Resolution Particle Image Velocimetry (SRPIV) 法を用い詳細に解析した。(4 章, 一瀬ら (2015), 乙部ら (2016))

ブロッキングはジェット気流の蛇行として解釈される。本研究ではジェット気流を開水路に見立ててエネルギー輸送を定量化する Rossby (1950) の理論を、ブロッキングが発生している現実大気場に適用可能とした。Rossby (1950) は開水路流れが常流と射流

の2つの水深しか持ち得ないのと同様に、ジェット気流も2通りの南北幅を持ち、幅が広がった状態が、大気が停滞したブロッキングの状態であると提唱した。本研究では、ジェット気流の南北流速分布および緯度の変化を許すよう理論を改良し、ジェット気流の南北幅が徐々に変化しブロッキングの状態に至る遷移過程を明らかにした。さらに、ジェット内部に輸送されるエネルギーがある基準値を超えなければブロッキングに特徴付けられる蛇行した流れ場が形成されないことを明らかにした。(5章, 北野, 山田 (2017))

以上のように、大規模自然災害をもたらすブロッキングについて、近年の日本における主要な極端現象に関する事例・統計解析を行い、大規模スケールの気象現象がローカルな暴風・豪雨豪雪・高潮・寒波・熱波に与える影響について、気候変動も加味した重要な知見を得た。さらに、当該分野の室内実験手法を前進させるとともに、ブロッキング形成・持続の説明に資する新しい尺度となるジェット気流が有するエネルギーの理論を構築した。

目次

第 1 章	はじめに	7
1.1	大気ブロッキングと極端現象	7
1.2	ブロッキングの記述的な説明	8
1.3	大気ブロッキングの既往の定義	9
1.4	ブロッキングと極端現象	12
1.5	大気ブロッキングの形成・持続過程に関する研究	20
1.6	本研究の目的と要約	26
第 2 章	北日本を通過する爆弾低気圧と太平洋ブロッキングとの関係	29
2.1	はじめに	29
2.2	2014 年 12 月根室高潮事例と爆弾低気圧	30
2.3	データおよび解析手法	32
2.4	爆弾低気圧と台風の移動速度の比較	34
2.5	北海道、東北地方を通過した爆弾低気圧と台風の中心気圧と緯度・経度	37
2.6	爆弾低気圧とブロッキングとの統計的な関係	38
2.7	現在気候及び将来気候における爆弾低気圧の強度とブロッキング発生位置との関係	41
2.8	まとめ	50
第 3 章	現在気候及び将来気候における日本とその周辺の低温日に対するブロッキングの影響	53
3.1	先行研究におけるブロッキングと低温日との関係	53
3.2	手法	56
3.3	結果	58
3.4	まとめ	64
第 4 章	底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験による傾圧不安定波の再現	65
4.1	はじめに	65
4.2	実験装置と撮影手法	66
4.3	解析手法	68
4.4	解析結果	69

4.5	まとめ	75
第 5 章	開水路流れとのアナロジーに着目したジェット気流が有するエネルギーと、ブロッキングの流体力学的な定義の提案	77
5.1	はじめに	77
5.2	β 面におけるジェットの有するエネルギー	78
5.3	任意の緯度，風速分布に対するエネルギー	82
5.4	流速分布と無次元化した比エネルギーの最低値の関係の一般化	87
5.5	現実大気における本研究で提案する比エネルギーの検証	88
5.6	非地衡風成分の寄与について	90
5.7	本研究で提案する比エネルギーの時系列変化	97
5.8	まとめ	98
第 6 章	終わりに	101
	業績一覧	105
付録 A	ジェット気流の成因と蛇行に関する簡単な説明	114
A.1	大気大循環とジェット気流	114
A.2	ジェット気流の蛇行とロスビー波	115
A.3	ジェット気流と北極振動	118
A.4	ジェット気流に対するモンスーンの影響の一例	118
付録 B	ロスビー波とその伝搬について	121
B.1	基礎方程式	121
B.2	基本場が緯度で変化しない場合（一様流）	124
B.3	基本場が緯度で変化する場合	127
付録 C	日本周辺域における 2m 高さ気温の変化	137
付録 D	回転水槽実験における遠心力，水面形によるコリオリ力の緯度変化の再現	176
D.1	遠心力と水面形	176
D.2	水面形による β 効果の再現	180
付録 E	地衡風調節と，実験水槽における水平・鉛直スケール	183
付録 F	5 章のジェット気流の比エネルギーの理論における，対象とする高度，ジェットの北端，南端の設定の仕方について	185
付録 G	5 章の開水路に見立てたジェット気流の有するエネルギーに対する，渦の輸送と	

	しての解釈	187
付録 H	2016 年 8 月を含む 1961 年以降に北海道周辺を通過・上陸した台風の統計的解析	191
H.1	2016 年 8 月における日本周辺の大気場の概要	191
H.2	過去に北海道に接近した台風の特徴	193
H.3	台風の経路と大気場	197
H.4	まとめ	200
参考文献		202

第 1 章

はじめに

1.1 大気ブロッキングと極端現象

中緯度域における気象擾乱がもたらす極端現象の支配的要因の一つとして、大気ブロッキングが挙げられる。同現象は、水平スケールが大きな高気圧が一地域にとどまることで、偏西風が大きく蛇行し、移動性高低気圧の経路が阻害 (block) され停滞する現象である (付録 A 参照)。数週間から数カ月といった長い時間スケールで気圧配置が変わらなくなるため、豪雨や干ばつ、熱波や寒波などが広範囲に長期間継続することで知られる。近年の事例では、2003 年に欧州で発生した熱波事例 [21, 90]、北日本で発生した冷夏、2010 年にロシアで発生した熱波、これに伴いパキスタンで発生した豪雨などが挙げられる。同時期に遠隔地域で異なる極端現象が発生するのはテレコネクションとして説明され、木本 (2005)[116] や Lau(2012)[49] に指摘されている。上述の熱波事例は、ブロッキング高気圧がそれぞれの地域の上空に 1 ヶ月以上留まることにより発生し、2003 年欧州熱波事例では 40 °C を超える高温が各地で発生したことにより死者数約 35,000 人 (EPI, 熱中症及び過剰死亡) に至り、また 2010 年ロシア熱波事例では経済損失が 150 億ドル、死者数は約 15000 人に及んだ [15, 68, 75]。

3 章にて詳述するが、日本の北部・北東部に当たるオホーツク海、アリューシャン諸島、ベーリング海峡、ロシア極東、アラスカ上空は、北半球の中で最もブロッキングが頻発する地域のひとつであり (同地域のブロッキングを総称して北太平洋ブロッキングと言う)、日本周辺地域の気象・気候は直接的・間接的な影響を受ける。特に冬季においてブロッキングは多く発生する (統計的な解析は文献 [82] など、その物理的な機構の概略については付録 A 参照)。2011 年 12 月-2012 年 2 月の冬季には、ラニーニャ現象による東南アジア地域の対流活発化が亜熱帯ジェットを、シベリア域に発生したブロッキングが亜寒帯ジェットをそれぞれ蛇行させたことにより、ユーラシア大陸から強い寒気が日本に流入し、北海道においては厚田、新篠津、岩見沢等で最深積雪深が更新される豪雪となった [104]。また、2012 年 12 月-2013 年 2 月の冬季には上記の二つの要因に加え、平常時より南東方向にずれたシベリア高気圧と強いアリューシャン低気圧により西高東低の冬型の気圧配置が強化され、その結果日本は寒波となった [105]。

2014 年 12 月中旬には北海道根室市沖に非常に強い急速に発達する低気圧 (爆弾低気圧) が発生

し、この影響により根室市に高潮災害が、また北海道東部を中心に暴風災害が発生したが、この爆弾低気圧の停滞及び急速な強化には同時期にロシア極東～北極海に発生していたブロッキングの影響が示唆された。この事例が加味され、2015 年 5 月に水防法（昭和 24 年法律第 193 号）が一部改正され、都道府県が最大規模の高潮により浸水が想定される区域を高潮浸水想定区域として指定し、それに基づいて市町村が地域防災計画やハザードマップを作成・活用することが義務付けられた。この際の気象外力の設定について、「想定する低気圧の中心気圧については、1996 年以降で北海道・東北地方・北陸地方において我が国既往最大規模の低気圧である 2014 年 12 月に根室で高潮を発生させた低気圧 (946hPa) を基本とし、経路については、当該低気圧を並行移動することにより、各海岸で潮位偏差が最大となるよう複数の経路を設定する」とされた [141]。

翌年の 2015 年 9 月には鬼怒川の決壊を招いた線状豪雨が関東～東北地方に発生したが、この線状降水帯の維持や向きに対しても北太平洋地域のブロッキングが関与していた。この事例では、全国で死者 8 名、家屋被害が約 2 万棟という甚大な被害となり [130]、利根川流域鬼怒川では観測史上最大の洪水流量となり、決壊 1 箇所、溢水 7 箇所、下流域を中心に漏水が多発した。避難の遅れにより、自衛隊のヘリによる救助者 1339 人、地上部隊による救助者数 2919 人にのぼった。

本研究では、こうした日本における水文気象災害と密接な関わりのある大気ブロッキングについて、全 5 章のうち 1,2,3 章にて事例解析・統計解析を行った。2014 年根室高潮事例、2015 年関東東北豪雨に関する解析結果は本研究の成果であり、後者については文献 [130] にて扱ったが、本章 4 節にて取り扱う。根室高潮事例、爆弾低気圧に関する研究は文献 [41, 108, 109, 110] に詳述、本論文 2 章で扱う。また、日本の冬季の気温変動の要因として重要であるブロッキングが関与した冬季の寒波については、3 章にて統計解析を行った。2 章、3 章については、気候変動に関する政府間パネル (IPCC) の 3 つある作業部会のうち、自然科学的な概観を調査する第 1 作業部会の報告書の、主たる情報源である世界気候研究計画 (WCRP) の第 3, 5 期結合モデル相互比較計画 (Coupled Model Intercomparison Project Phase 3, 5, CMIP3, 5) に提出された将来予測シミュレーション結果を用いた解析も行った。

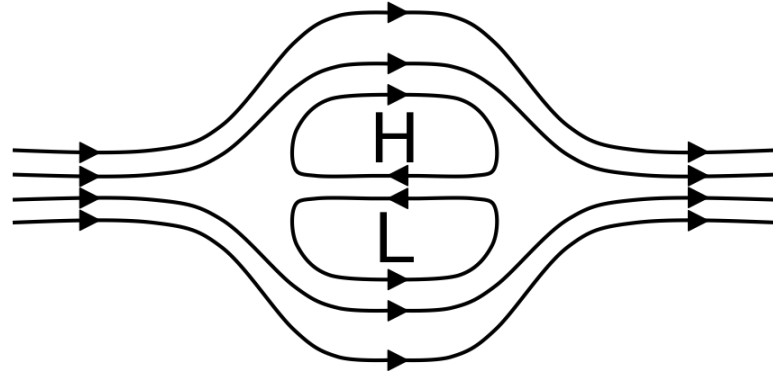
1.2 ブロッキングの記述的な説明

Rex (1950) [65] は、ブロッキングを初めて以下のように記述的に定義した（参考文献 [115] による日本語訳を借用）。

- 偏西風ジェットが二つに枝分かれする（ダブル・ジェット）。
- 枝分かれした両方のジェットともに相当量の空気を運ぶ。
- ダブルジェットが経度方向に 45 度以上の広がりをもつ。
- 分岐点を挟んで、偏西風が東西型から南北型に明瞭に変化する。
- こういったパターンが 10 日以上持続し、その継続性が認識できる。

こういった定性的な定義から定量的な定義への変遷は 1980 年代ころから活発化したが、この定量的な定義については後述する。この Rex(1950) [65] が指摘したブロッキングは、双極型ブロッキン

(a)双極型ブロッキング



(b)Ω型ブロッキング

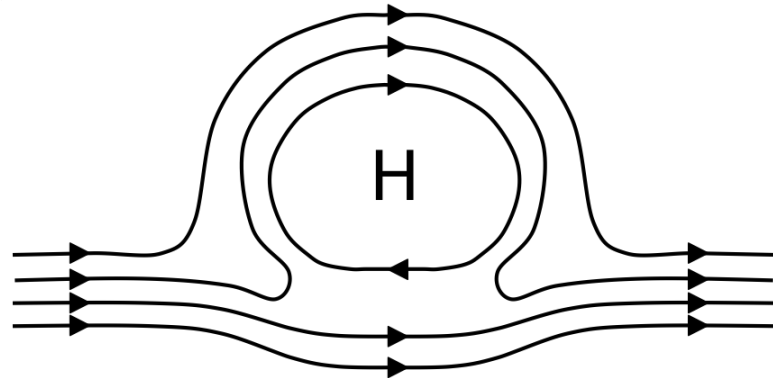


図 1.1 双極型ブロッキングとΩ型ブロッキングの模式図. 各線はジェット気流を表しており, 紙面上部が高緯度側, 下部が低緯度側である. (a) ブロッキング高気圧 (H) とこれに伴うブロッキング低気圧 (L, 切離低気圧) がある双極型. (b) ブロッキング高気圧 (H) のみが高緯度側に形成されるΩ型.

グ (Dipole blocking, Rex blocking) と呼ばれるもので, 図 1.1(a) に示すような形状を有する. 高緯度側にブロッキング高気圧が, 低緯度側にブロッキング低気圧が位置するタイプのもので, 主に北大西洋からヨーロッパ付近に多発するブロッキングである. 一方, Summer (1954, 1959)[76, 77] は, 双極型ブロッキングの他に, 主に北太平洋に多発するΩ型ブロッキングが存在することを指摘した. これは, 図 1.1(b) に示すように, ブロッキング低気圧を伴わず, ブロッキング高気圧のみが高緯度側に張り出すタイプである [59, 115]. 両者は明確に区別されるものではなく, ブロッキング高気圧, 低気圧のスケールや持続性に応じて両者のいずれかとして解釈される.

1.3 大気ブロッキングの既往の定義

前述の通り, Rex(1950)[65] によるブロッキングの定義は定性的な定義であり, 定量的な解析のためにより客観的な手法が必要であった. 1980 年代には, コンピュータや気象の格子データの普

及により、ブロッキングの客観的な定義が盛んに行われるようになった。ブロッキングの定義に関する体系的なレビューは Barriopedro(2010)[5] が詳しいが、ここではその一部を紹介する。

代表的なブロッキングの定義（以下ブロッキングインデックスと呼ぶ）として、Lejenas and Okland (1983)[47] により考案され、Tibaldi and Molteni (1990)[82] によって改良された TM インデックス（発案者 Tibaldi and Molteni の頭文字をしばしばインデックス名として用いられる）が有名である。彼らは、ブロッキングインデックスを

$$GHGS = \frac{Z(\phi_0) - Z(\phi_s)}{(\phi_0 - \phi_s)} \quad (1.1)$$

$$GHGN = \frac{Z(\phi_n) - Z(\phi_0)}{(\phi_n - \phi_0)} \quad (1.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_n = 80^\circ\text{N} + \Delta, \\ \phi_0 = 60^\circ\text{N} + \Delta, \\ \phi_s = 40^\circ\text{N} + \Delta, \\ \Delta = -4^\circ, \quad 0^\circ, \quad 4^\circ. \end{array} \right\} \quad (1.3)$$

で定めた。ここで、 Z は 500hPa 面のジオポテンシャル高度の水平分布であり、 ϕ は緯度である。 $GHGS$, $GHGN$ はジオポテンシャルの南北傾度であり、以下の条件を満たし、

$$GHGS > 0 \quad \text{m/deg lat.} \quad (1.4)$$

$$GHGN > -10 \quad \text{m/deg lat.} \quad (1.5)$$

高高度（高気圧性渦）が高緯度側に、低高度（低気圧性渦）が低緯度側にある配置（渦度の南北勾配が逆転した配置）が長期間継続した場合をブロッキングと定義した。また、Pelly and Hoskins (2003)[60] は、より物理法則に即したブロッキングインデックスを提案した。この手法は Hoskins et al. (1985)[34] により示された、動的な力学的対流圏界面における南北の温位分布の逆転から、大気ブロッキングを定義する。ここで力学的対流圏界面は、渦位 PV

$$PV = \frac{1}{\rho} \vec{\eta} \cdot \nabla \theta \quad (1.6)$$

が 2PVU (potential vorticity unit; $10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{K kg}^{-1}$) となる面で定義された。ここで、 ρ は密度、 $\vec{\eta}$ は 3 次元絶対渦度ベクトル、 θ は温位である。 $\nabla \theta$ は大気の安定度に相当し、1PVU 程度の渦位を有する対流圏の大気に対し、成層圏の大気は安定度が高く渦位が高いことから、対流圏界面付近では渦位が急激に上昇し、1.5-2PVU 程度の渦位面が対流圏界面と解釈できる。ブロッキングインデックスはこの 2PVU 面で定義され、以下で与えられる（発案者の頭文字を取り、しばしば PH インデックスと呼ばれる。）。

$$\beta = \frac{2}{\Delta\phi} \int_{\phi_0}^{\phi_0 + \frac{\Delta\phi}{2}} \theta_i(\phi, \lambda_0) d\phi - \frac{2}{\Delta\phi} \int_{\phi_0 - \frac{\Delta\phi}{2}}^{\phi_0} \theta_i(\phi, \lambda_0) d\phi \quad (1.7)$$

ここで、 $\Delta\phi$ は緯度 30 度分を示す。第 1 項は対象とする点 (ϕ, λ_0) の北部 15 度分の、第 2 項は南部 15 度分の温位の積分値である。式 (1.7) 全体としては、南北の温位差を表す。一般にブロッキン

グ高気圧は低緯度から高緯度側へ張り出すため、低緯度の暖気塊を高緯度へ運ぶ。ブロッキング低気圧についても同様に、高緯度の寒気塊を低緯度へと輸送する。これにより、南北の温位分布が逆転し（ $\beta > 0$ ）この条件が長期間続いた場合、ブロッキングを定義する。なお、インデックスを適用する緯度 ϕ_0 としては、渦運動エネルギーが南北方向で最大となる緯度を各経度で定義した。これは温帯低気圧の活動が活発なストームトラック域に相当する。

なお、2章、3章で用いる Masato et al. (2013)[54] のブロッキングインデックスは、上記の2手法を組み合わせた手法である。式 (1.1), 1.2, 1.3 の TM インデックスは、500hPa 面のジオポテンシャル高度場という多くのデータセットに存在する変数を使用しているため、使い勝手が良い。式 (1.7) の PH インデックスは変数（この場合温位）の領域平均南北差というわかりやすい指標である。Masato et al. (2013)[54] は、鉛直層の数が比較的粗なものも含む各国の将来気候の予測結果に対しブロッキングインデックスを適用するため、PH インデックスの式 (1.7) の変数（温位）をジオポテンシャル高度に置き換え、使用した。Masato et al. (2013)[54] では、ある1日の南北高度場の逆転を示すブロッキングインデックス β を、

$$\beta = \frac{2}{\Delta\phi} \int_{\phi_0}^{\phi_0 + \frac{\Delta\phi}{2}} Z_i(\phi, \lambda_0) d\phi - \frac{2}{\Delta\phi} \int_{\phi_0 - \frac{\Delta\phi}{2}}^{\phi_0} Z_i(\phi, \lambda_0) d\phi \quad (1.8)$$

と定義した。ここで Z_i は 500hPa 面の高度場 [m]、 ϕ_0 は対象とする緯度 ϕ [°] である。 $\Delta\phi$ は代表的なブロッキングの水平スケールを意味するが、Pelly and Hoskins(2003)[60] は、代表的な事例の水平スケールと、温帯低気圧および移動性高気圧の活動が強い領域であるストームトラック域のスケールから、 $\Delta\phi = 30$ 度と設定した。 ϕ_0 は北緯 15 度から 70 度の範囲で、経度は全てにおいて、式 (1.8) を計算し、 β の水平空間分布を得る。 β が正かつ極大となる地点をトラッキングし、これが5日以上継続した地点をブロッキング発生箇所とした。これは、ブロッキングは現象として強い停滞性を示す現象であることを留意している。以下の手順で5日以上継続するブロッキングを抽出した。

1. 対象期間の全グリッド (λ_0, ϕ_0) においてブロッキングインデックス β を計算し、空間的に正の極大値を取る点を求める。
2. ブロッキングは中高緯度で発生することを加味し、北緯 40 度から 70 度の範囲の極大値があった場合、その地点からトラッキングを開始する。
3. n 日の正の極大値の座標を中心として経度 27 度×緯度 36 度のボックス内に $n+1$ 日の正の極大値があるならば、時系列で連続した極大値とみなす。さらに、最初に発生した正の極大値を中心に、経度 40 度×緯度 54 度のボックスの外の正の極大値は、連続した極大値とはみなされない。
4. 条件 3 の結果、5 日以上連続した正の極大値が見つかった場合、その極大値に隣接する $\beta > 0$ の領域をブロッキング発生箇所とする。

2章図 2.2 の黄色く塗られた領域は上記手法により同定されたブロッキング発生位置であるが、実線で示す 500hPa 面の高度場と合わせてみるとブロッキング高気圧と低気圧の間で定義されること

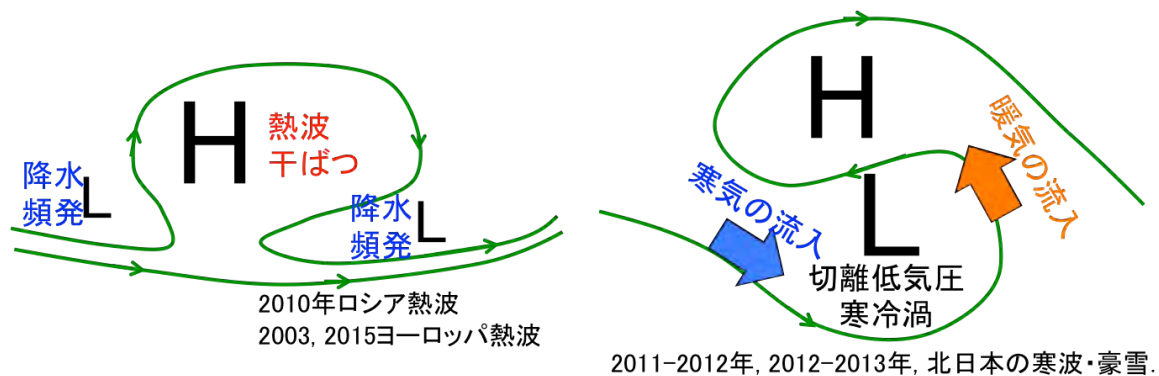


図 1.2 ブロッキングによる偏西風の蛇行にともなう、熱波、干ばつ、寒波、降水頻発の模式図。ブロッキングにより高低気圧が停滞し、高気圧の直下では熱波や干ばつが、これにともなう低気圧の停滞により降水が頻発し、また偏西風の南北方向への蛇行により暖気や寒気が流入する。

がわかる。つまり、ブロッキング発生位置は、ブロッキング高気圧の中心ではなく、南北の高度場の傾きが最大となる点で定義されることに注意されたい。

以上のブロッキングインデックスは、日毎にブロッキング発生位置が定義されるが、各グリッドにてブロッキングが発生した日数の総和を各データの解析日数で除した値をブロッキング発生頻度 [%] とした。

1.4 ブロッキングと極端現象

1.4.1 ブロッキングと熱波、寒波、降水

大気ブロッキングに起因し、熱波や寒波、豪雨や干ばつなどの極端事例が発生する場合があるが、これはブロッキングとの位置関係等によりその機構が多種多様である。異常な高温と干ばつ、低温、及び大雨についての簡単な説明として、図 1.2 を示す。ブロッキングにより高低気圧が停滞し、高気圧の直下では熱波や干ばつが、これにともなう低気圧の停滞により降水が頻発し、また偏西風の南北方向への蛇行により暖気や寒気が流入する。また、温帯低気圧の停滞ではなく、偏西風の蛇行により低緯度から効率的に水蒸気供給が起これ豪雨が発生する場合も存在する。台風との複合要因で発生した事例である 2015 年関東東北事例を例とし、次節にて詳細な解析結果を示す。

1.4.2 ブロッキングと線状豪雨: 2015 年 9 月関東東北豪雨の気象特性

本節では、日本の豪雨災害とブロッキングとの関係の一例として、2015 年 9 月 9-10 日に発生した関東東北豪雨の発生要因について解析結果を示す。本事例は、日本列島を挟み込むように来襲した台風 17, 18 号からの効率的な水蒸気供給により関東-東北上空に線状降水帯が発生し 24 時間以上継続した。栃木県、茨城県を流れる利根川水系鬼怒川では堤防決壊、溢水し、茨城県常総市、結城市、筑西市、下妻市、つくばみらい市に洪水被害が発生した [130]。これにより、全国で死者 8

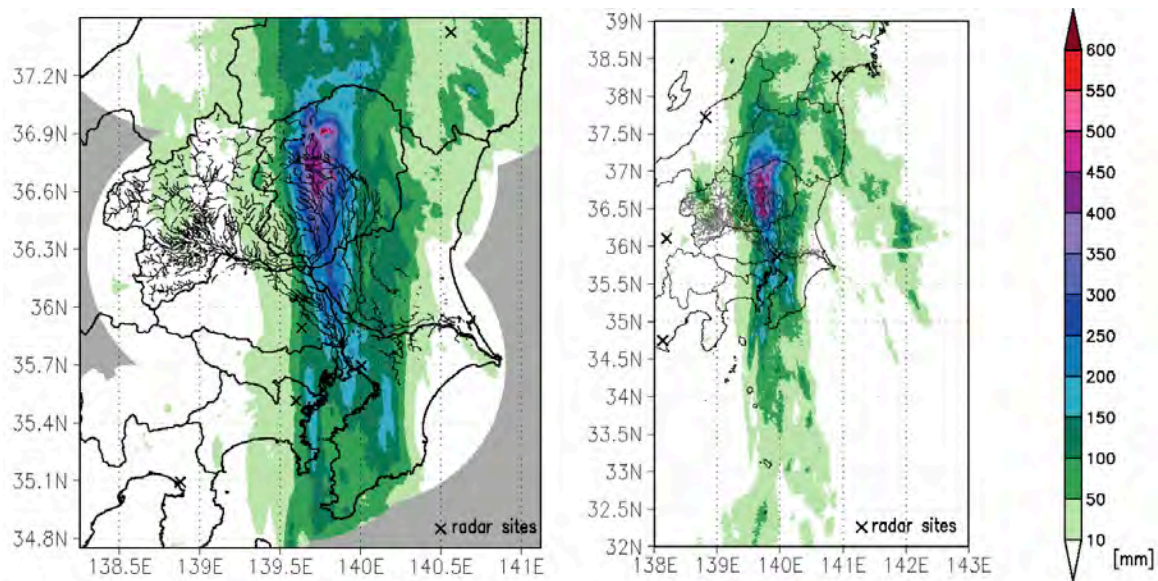


図 1.3 それぞれ (a) 国土交通省 X バンド MP レーダ, (b) 気象庁 C バンドレーダによる 2015 年 9 月 9 日 15 時 (JST) からの 24 時間積算降水量 [mm]. 図中の×印はレーダサイトの位置を示す. 参考文献 [130] より転載, 著者らが作成.

名, 家屋被害約 2 万棟という深刻な被害が生じた. この豪雨の直接的な原因であった線状降水帯は, 降雨域が最大で約 1400km (八丈島から北海道稚内市付近) の長さに及ぶ非常に空間スケールの大きな事例であった. さらに, 平常時とは異なる偏西風の蛇行が, 温帯低気圧, 台風の進路を制御し, また線状降水帯上空に南風を形成したため, 24 時間以上同地域に降雨が継続した点で時間スケールも大きなものであった. この, 被害及び現象のスケール両面でインパクトの大きいイベントであったことに着目し, 本事例とブロッキングとの関係の解析を行った. 利根川水系鬼怒川の上流域では, レーダ雨量計の観測により 2 日間で積算 600mm 以上の降雨が記録された (図 1.3 参照).

2015 年 9 月関東東北豪雨と大気ブロッキング

j

図 1.4, 図 1.5(a), (d), (g), (j), (m), (p), (s), (v) に, 一般財団法人日本気象協会 [137] が公表している, 2015 年 9 月 7 日 18 時から 12 時間ごとの実況天気図を示す. 同図の (b), (e), (h), (k), (h), (q) (t), (w) は実況天気図に対応した時刻の 1 時間平均降水強度 [mm/h], (c), (f), (i), (l), (o), (r), (u), (x) は 7 日 0 時から各時刻までの積算降水量 [mm] である. 同図の降水は気象庁 C バンドレーダを用いた. 7 日の時点では日本列島南岸に沿って停滞前線が位置し, この前線に沿って降水域が存在していたことが分かる. 鬼怒川流域に豪雨をもたらす前の事前降水として, 利根川流域では 7 日 0 時-9 日 6 時の 54 時間で最大 300mm 程度の積算降水量があった事が (l) より見て取れる. 鬼怒川を中心とした利根川水系流域に未曾有の降水をもたらした線状降水帯は 8 日午後形成され始め (h) の黒矢印位置参照), 9 日の午前中には関東を南北に縦断する形状が鮮明となった. 同時刻では, 台風 18 号が近畿地方に上陸し, また太平洋沿岸に台風 17 号が接近していた (同図 (i) 参照).

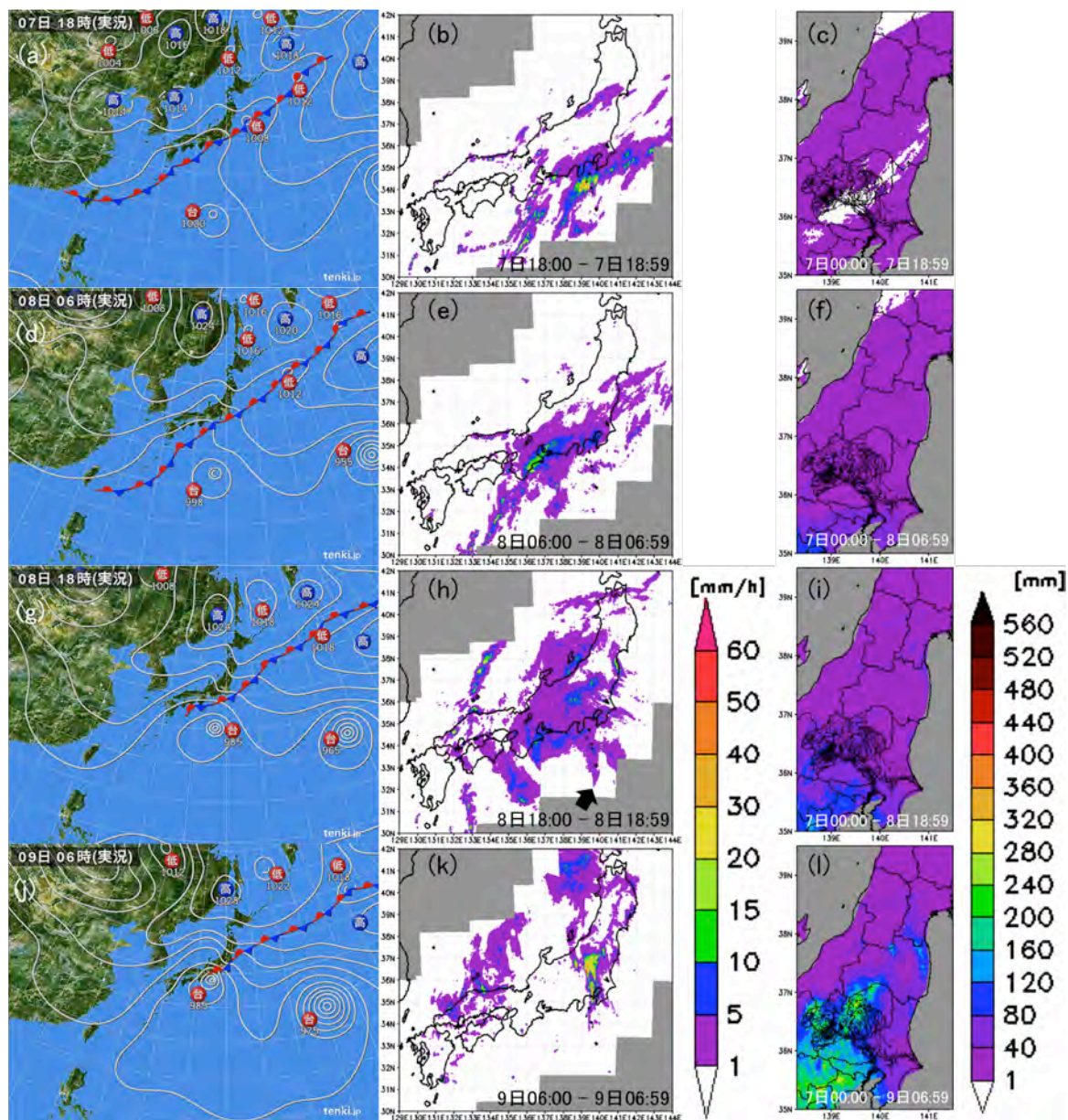


図 1.4 (図 1.5 に続く) (a), (d), (g), (j), (m), (p), (s), (v) 2015 年 9 月 7 日 18 時 (JST) から 12 時間ごとの実況天気図。日本気象協会 HP より転載 [137]。 (b), (e), (h), (k), (o), (q), (t), (w) 実況天気図と同時刻から 1 時間平均した降水強度。 (c), (f), (i), (l), (p), (r), (u), (x) 7 日 0 時からの積算降水。降水は気象庁 C バンドレーダより算出。線状降水帯は 8 日午後に形成され始めたが、(h) の黒矢印は、発生初期の線状降水帯の位置を示す。これらの図は文献 [130] より、著者が作成。

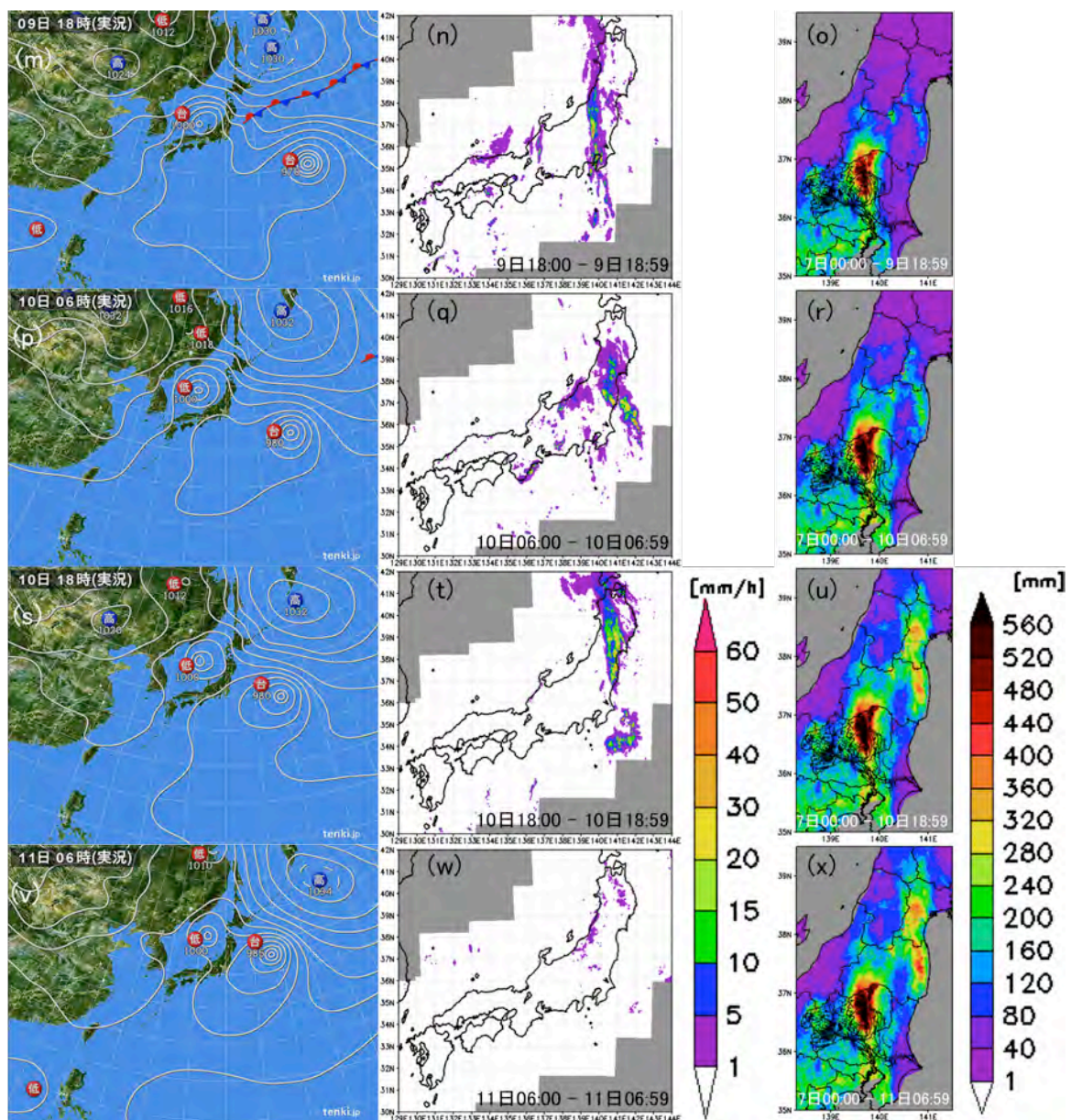


図 1.5 (図 1.4 の続き)

線状降水帯が消失した 11 日 6 時の時点で利根川流域では最大で積算 600mm、東北地方においても積算 400mm 程度の降水があったことが分かる (同図 (x) 参照)。

図 1.6(a) に、台風 17 号、18 号の中心気圧の位置を、温帯低気圧化後も含めて 1 時間おきに示す。(b),(c) は台風 18, 17 号の中心気圧 (丸点) と中心気圧の位置の 1 時間ごとの移動距離 (白抜四角点) の時系列である。同図は、気象庁によるメソ数値予報モデル (GPV MSM, Grid Point Value Meso-Scale Model 以下 MSM[103]) の予報初期時刻における海面更正気圧データ (北緯 22.4 - 47.6 度, 東経 120 - 150 度, 1 時間おき) から算出した。中心気圧の位置は、1 時間という細かいスケールで、さらに温帯低気圧化後についても解析するために MSM を用い、同データの海面更正気

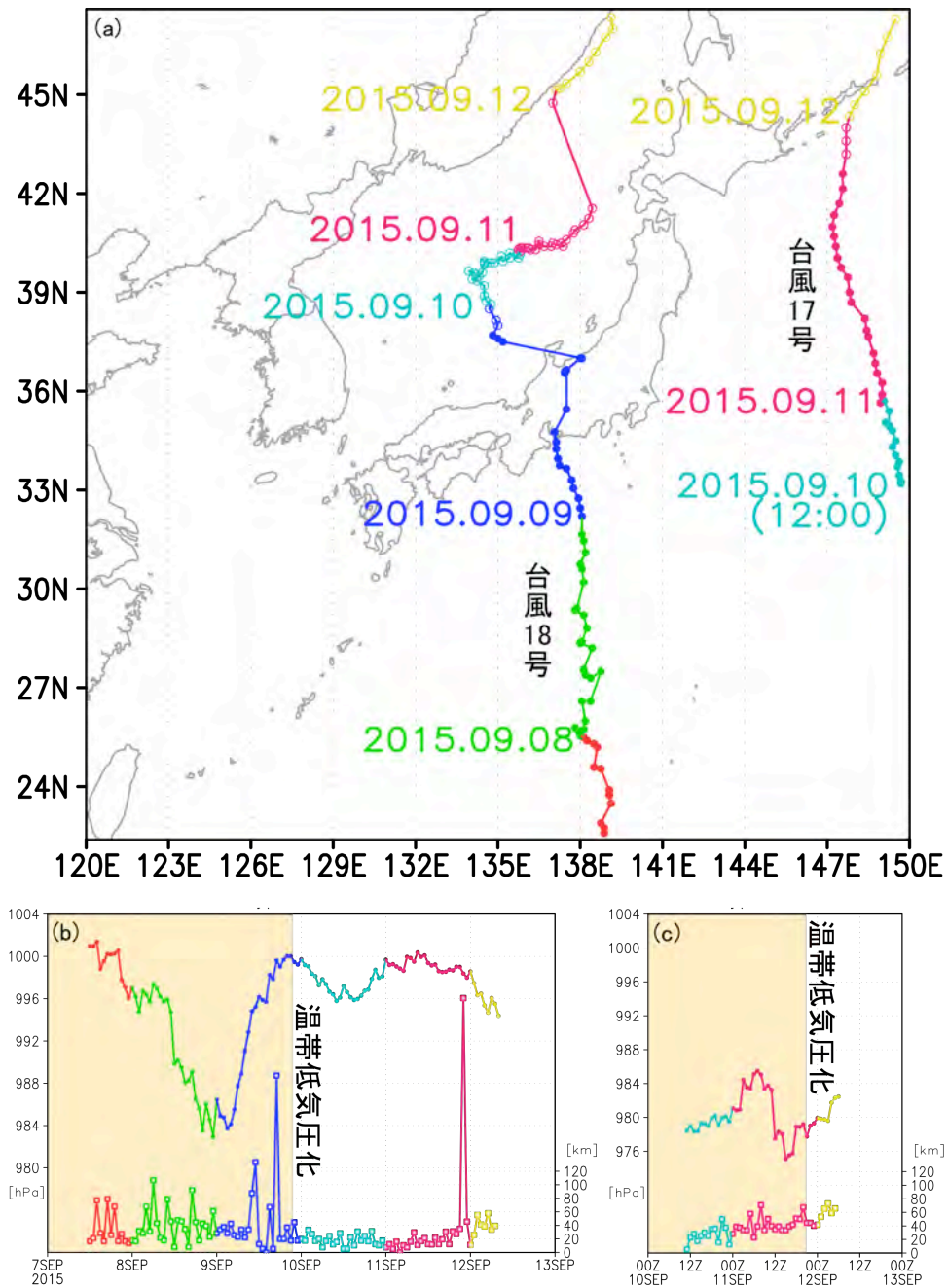


図 1.6 (a) 台風 17 号, 18 号の中心気圧の位置の変化 (赤: 2015 年 9 月 7 日, 緑: 8 日, 青: 9 日, 水色: 10 日, ピンク: 11 日, 黄: 12 日, JST). 1 時間おきにプロットした. 白抜きの点は温帯低気圧化後の経路を示す. (b) 台風 18 号, (c) 台風 17 号の中心気圧 (丸点) と中心気圧の位置の 1 時間おきの移動速度 (白抜四角点) の時系列. 気象庁によるメソ数値予報モデル GPM(MSM) の海面更正気圧データ (北緯 22.4 - 47.6 度, 東経 120 - 150 度) より気圧が最低となる地点を中心気圧として算出した. (b),(c) における温帯低気圧化の時刻は, 気象庁発表の実況天気図を参考とした [106]. これらの図は文献 [130] より, 著者が作成.

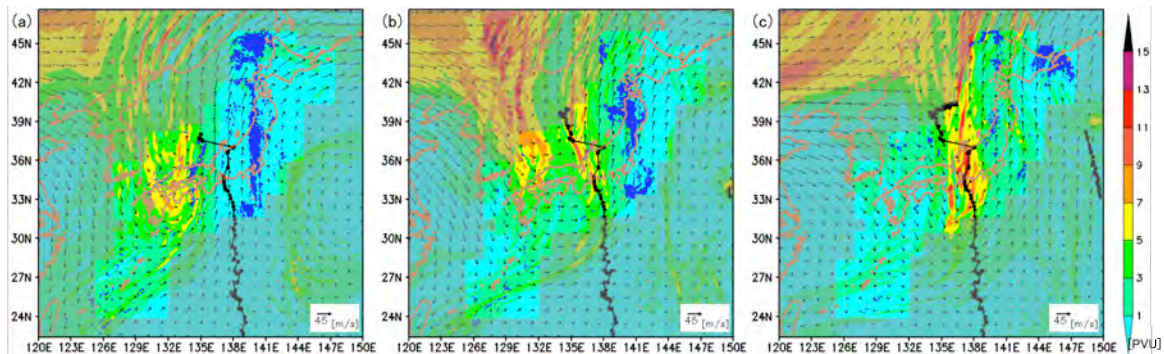


図 1.7 (a)9 月 9 日 21 時, (b)10 日 15 時, (c)11 日 8 時の 355K 面渦位 [PVU] 分布 (色) および風速場 [m/s] (ベクトル) と, 降水強度が 1mm/h 以上の降水域 (青) および台風 17, 18 号の中心気圧の位置 (温帯低気圧化後の場合も含む). 渦位, 風速, 中心気圧の位置は気象庁によるメソ数値予報モデル GPV(MSM) の海面更正気圧データを, 降水域は気象庁 C バンドレーダを用いて図化. 灰色のシェードは C バンドレーダの欠損域を示す. これらの図は文献 [130] より, 著者が作成.

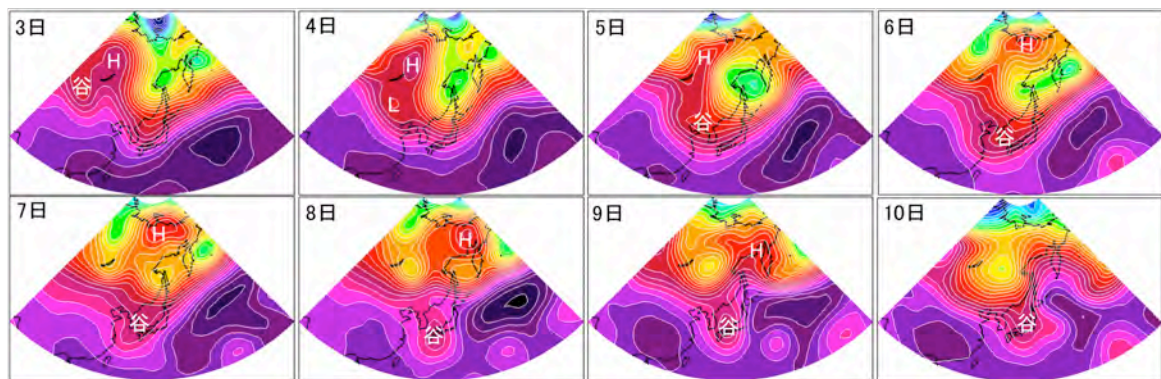


図 1.8 2015 年 9 月 3 日から 10 日までの 500hPa 面のジオポテンシャル高度場. NCEP/NCAR 再解析データ [38] を用いた. これらの図は文献 [130] より, 著者が作成.

圧が台風 (及び温帯低気圧) 近傍で最低となる位置で定義した. 9 日午後 5 時および 11 日午後 10 時頃に台風 18 号 (及び温帯低気圧) の中心気圧位置が大きく移動する時刻があるが, これは台風の系全体が大きく移動したわけではなく, あくまで中心気圧の位置の移動である. 台風 18 号は 9 日 11 時頃日本列島に上陸し縦断後, 同日 21 時頃日本海沿岸で温帯低気圧化した (気象庁発表の実況天気図を参考). 9 日に利根川流域にて線状降水帯が持続しており, その間台風 18 号は中部地方を北上していた. 線状降水帯の位置が関東沿岸へずれ始める 10 日早朝から 11 日にかけては, 温帯低気圧化した台風 18 号は日本海沿岸に停滞した. 温帯低気圧化前では, 台風 18 号の中心気圧の移動速度は 7 日 12 時-9 日 9 時で 36.8km/h であったのに対し, 日本海に停滞した 9 日 18 時-11 日 21 時では 18.7km/h であった. 一方, 台風 17 号は 11 日 0 時頃には関東地方の真東に到達し, 以後, 東経 148 度付近を北上した.

図 1.7 は (a)9 月 9 日 21 時, (b)10 日 15 時, (c)11 日 8 時の 355K 面渦位分布 [PVU] および風速

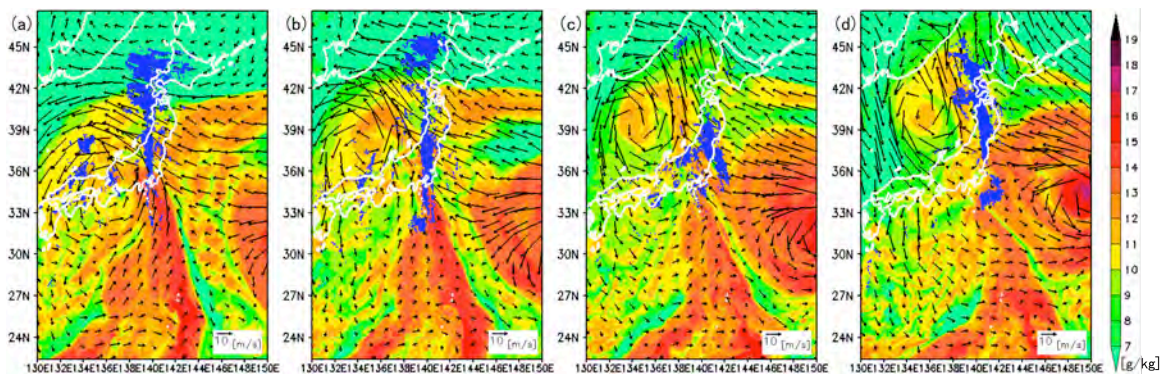


図 1.9 850hPa 面の比湿 [g/kg] (色) と風速 [m/s] (ベクトル), 降水強度が 1mm/h 以上の降水域 (青). 比湿および風速は気象庁によるメソ数値予報モデル GPV(MSM) の海面更正気圧データから, 降水域は気象庁 C バンドレーダを用いた. (a) 9 日 12 時, (b) 9 日 21 時, (c) 10 日 6 時, (d) 10 日 18 時のもの. これらの図は文献 [130] より. 著者が作成.

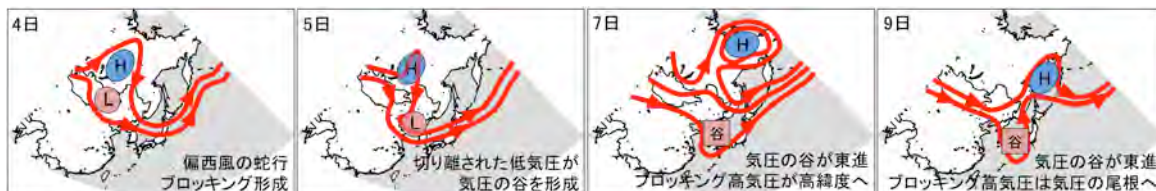


図 1.10 大気上層の気圧の谷, ブロッキング高気圧および偏西風の模式図. これらの図は文献 [130] より. 著者が作成.

分布 [m/s], 降水強度が 1mm/h 以上の降水域, 台風 17, 18 号の移動経路を示す. 渦位, 風速分布は MSM を, 降水域は気象庁 C バンドレーダを用いた. ここで 355K 等温位面は海拔高度 11km 程度である. 渦位は断熱・無摩擦のもとで等温位面上で保存するため一種のトレーサと見なすことができる. 対流圏界面は 1.5 から 2PVU 面で定義される [34] が, これ以上の高渦位をもつ大気場は成層圏と考えられ, 気圧の谷が生じていることを意味する. 台風 18 号が温帯低気圧化した 9 日 21 時には, 同低気圧は高渦位場である気圧の谷の東端に位置した. この際, 線状降水帯は気圧の谷の東側に位置し, 上空には偏西風ジェットの前縁が存在していたことが分かる. 10 日 15 時頃 (同図 (b)) では温帯低気圧 (旧台風 18 号) は気圧の谷に沿って北進し, その後気圧の谷の東進と共に温帯低気圧も東進した (同図 (c)). この間, 降水域も上空の気圧の谷とともに東にずれた.

この気圧の谷は, 偏西風の蛇行が顕在化したことに起因した. 図 1.8 に, 3 日から 1 日おきの 500hPa 面高度場を示す. これらは, NCEP-NCAR 再解析データ [38] を解析したものである. 3 日の時点で, シベリアにおいて気圧の尾根が極側に張り出し, これに伴い偏西風の上流側に気圧の谷が形成された. この気圧の谷は下流方向に剥離し (切離低気圧), 5 日には下流側の谷と合流し, 豪雨時に日本列島に大きく張り出した気圧の谷を形成した. 4 日から 8 日にかけて, 高気圧がロシア極東域に張り出し, ブロッキング高気圧発生の気圧配置となった. Masato et al.(2013)[54], [107] のブロッキングインデックスにより同高度場を解析したところ, 4 日から 8 日にかけてのロ

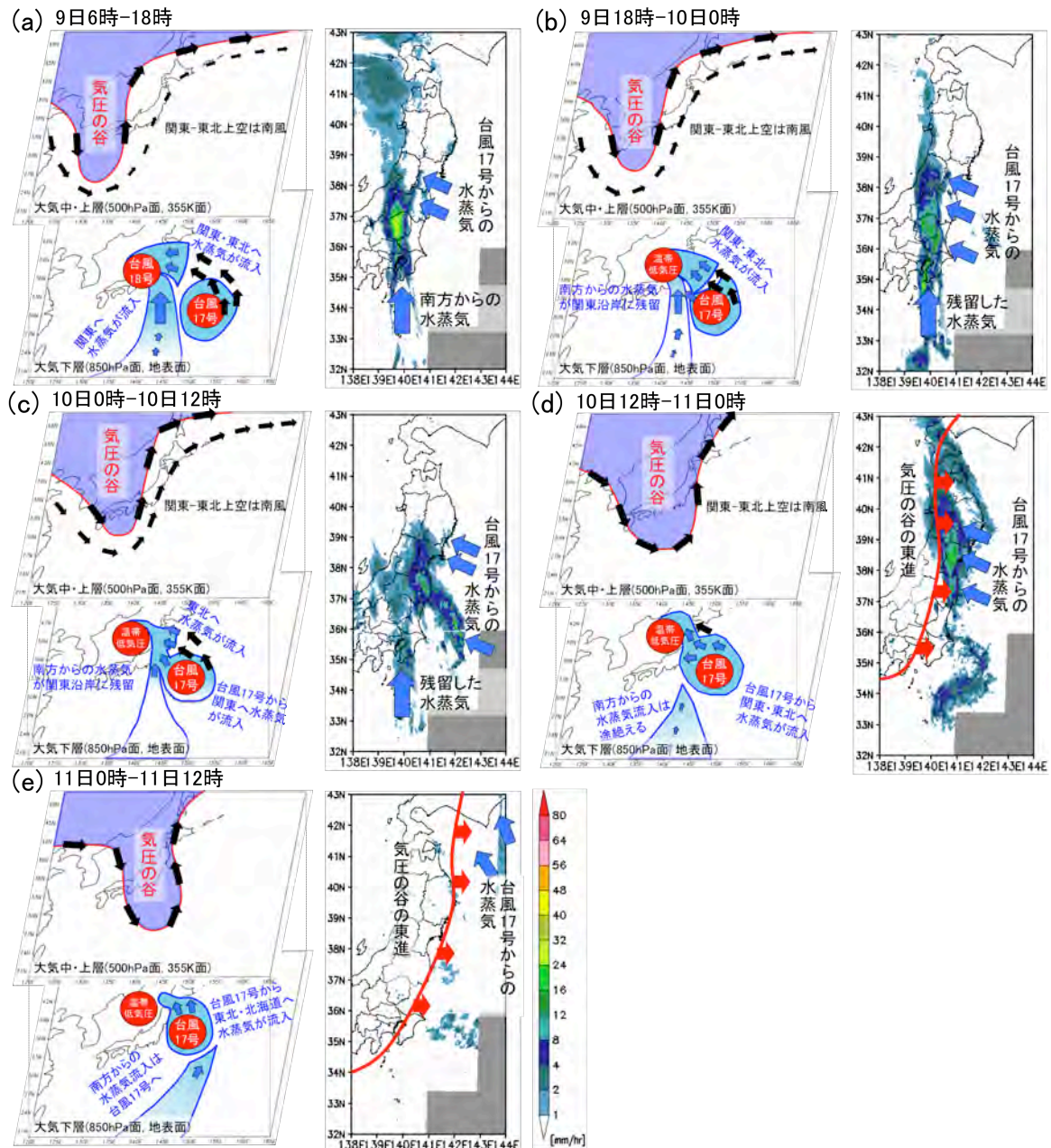


図 1.11 上空の気圧の谷及び大気下層の水蒸気流入の模式図 (左) 及び平均降水強度 [mm/h] と水蒸気流入の位置 (右). (a)9 日 6 時から 18 時, (b)9 日 18 時から 10 日 0 時, (c)10 日 0 時から 12 時, (d)10 日 12 時から 11 日 0 時, (e)11 日 0 時から 11 日 12 時. 降水強度は気象庁 C バンドレーダを使用. これらの図は文献 [130] より. 著者が作成.

シア極東域の高気圧はブロッキング高気圧として同定された. このブロッキング高気圧は豪雨が発生した 9 日には消失したが, 気圧の谷は維持され 8 日から 10 日にかけて日本列島を横断した.

図 1.9 は, (a)9 日 12 時, (b)9 日 21 時, (c)10 日 6 時, (d)10 日 18 時の 850hPa 面の比湿 [g/kg] 及び風速 [m/s], 降水強度が 1mm/h 以上の降水域を示す. 豪雨時の 9 日 12 時の時点では, 台風

18 号に巻き込まれるように関東地方へ東南東および、特に南方から水蒸気が流入していた。9 日 21 時も依然として大量の水蒸気は関東南方の太平洋沿岸に南北に存在しているが、風速は減少しフラックスとしては水蒸気流入は小さく、水蒸気供給源としての役割は低下した。この状況が 10 日の午前中も継続するが、10 日 18 時の時点では関東南方の水蒸気塊は東へ進行し、この後台風 17 号に合流した。関東南方からの水蒸気流入が残っていた 9 日の時点では線状降水帯も南北に停滞していたが、10 日の時点では東南東からの関東地方への水蒸気の流入が多くなり、降水域も関東東部沿岸へとシフトした。10 日午後から 11 日にかけては、水蒸気の供給源である台風 17 号が北進し、これに伴い降水域も東北、北海道東部へと移動した（図省略）。

2015 年関東東北豪雨事例のまとめ

以上のまとめとして、総観規模の大気場と線状降水帯に関する解析結果を、模式図として図 1.10, 図 1.11, に記す。線状降水帯の上空を吹いていた南風を形成し、10 日以降温帯低気圧や降水域を東方へ移動させた上空の気圧の谷は、図 1.10 に示すように偏西風の蛇行の増大と関係があった。9 月 4 日の時点でブロッキング高気圧が形成されたが、この際に生じた気圧の谷が 9 日時点で日本列島上空に気圧の谷を形成した。上空の南風に沿うように線状降水帯は形成されたが、図 1.11 に示す通り、9 日には関東南方からの水蒸気流入が顕著であり、これにより線状降水帯が維持されたと考えられる。一方、10 日の時点では台風 17 号からの水蒸気流入が卓越し、これに伴い降水域も関東東部沿岸へとずれ始めた。10 日午後になると気圧の谷の東進により降水域が東北、北海道へと移動した。

1.5 大気ブロッキングの形成・持続過程に関する研究

以下に、ブロッキング形成・持続に関する既往研究の成果を掲載する。ブロッキングのこれらの理論に関するレビューとしては、文献 [115, 59, 132] が詳しい。

1.5.1 定常解・非定常解としてのブロッキング

Charney and DeVore (1979)[11] は、正弦波形状の地形を与えた非線形順圧チャネルモデルを用い、よく知られた二つの天候レジームである帯状流れ場と、ブロッキングの流れ場の、2 つの安定な平衡状態が存在することを示した。その後、Charney et al. (1981)[12] と Malguzzi and Speranza (1981)[52] は、より現実的な地形を与えた場合でも、Charney and DeVore (1979)[11] が示したような複数の平衡状態が存在することを示した。これらの研究は、大気の大規模な流れ場は、より小さい渦の強制によって幾つかの平衡状態を行き来することをモデル化した。

1.5.2 モドン・ソリトンとしてのブロッキング

双極型ブロッキングと形状が類似しているモドン・ソリトンとしてブロッキングを説明しようとする試みが 1980 年代より行われた。McWilliams (1980)[57] は等価順圧モドンをブロッキングの

モデルとなりうるか検討した。非粘性・非強制のポテンシャル渦度方程式を用い、流線関数を等価順圧構造を持つと仮定し、無限遠方では一様流であるという境界条件の下、モドン解を得た。彼のこの仮定は南北方向のシアの欠如という点で現実大気とは異なる点を有するが、時空間的に平均した場においては、双極子の大きさ・形、西風の強さに大きな矛盾はないことを示した。さらに、Malguzzi and Malanotte-Rizzoli (1984)[53] は McWilliams (1980)[57] と同様の支配方程式に、南北方向に基本流が分布を持つ場を仮定し、ソリトン波が存在するための固有値問題を解いた。

1.5.3 ブロッキングと移動性擾乱との相互作用について

ブロッキングは数日から数週間継続する現象であり、大規模なものでは、数カ月程度同地域に発生・消滅を繰り返す時間スケールの長い現象である。このブロッキングの持続について、水平スケールの小さい渦（主には移動性高低気圧）と大きい渦との相互作用が重要視されている。これらの研究の総合的なレビュー及び、近年の研究成果である Yamazaki and Itoh (2013a, b)[92, 93] の成果については、山崎 (2015)[142] が詳しい。

渦伸張メカニズム

Shutts(1983)[74] は線形化した等価順圧な準地衡渦度方程式に基づく非線形モデル実験を行い、低周波変動と小さなスケールの渦との相互作用 (eddy feedback) がどのように発生するかを体系化した。言い換えると、スケールの小さな渦擾乱によるエネルギーの逆カスケードとブロッキング強化との関連を示した。彼は、西風を表すチャンネル（流路）モデルを用意し、その内部に双極型のブロッキングを模擬した定常的な蛇行流を設置し、さらにその上流に設置した渦擾乱が基本場をどのような二変化させるかを解析した。図 1.12 は、Shutts(1983) が提唱した渦伸張メカニズムの概念図である。中央部にある high, low はそれぞれ双極型ブロッキングのブロッキング高気圧、低気圧を表し、その上流（左側、西側）に示す正負の渦構造は移動性高気圧・低気圧を示す。まず、ブロッキングに起因するジェット of 南北分流により移動性擾乱は、ブロッキング高気圧（または低気圧）の上流側で、図中の黒矢印で示される高気圧性（または低気圧性）の渦度強制を受ける。このような、渦の伸張による渦度フラックスの南北の偏りが、ブロッキング高低気圧を持続させることを明らかにした。

Colucci(1985)[14] はブロッキングの形成・持続のメカニズムとして、ブロッキングの上流に形成される「急速に発達する低気圧」（ある閾値を満たせば爆弾低気圧と呼ばれる。詳細は 2 章）の重要性を指摘した。彼は、1977 年及び 1978 年に大西洋や北米で発生した双極型ブロッキングと、対流圏下層に発生した急速に発達する低気圧を対象とし、同低気圧とブロッキングとの間において発生する、低緯度からの熱輸送と上昇流により、ブロッキング形成・維持に必要なエネルギーが供給されることを示した。

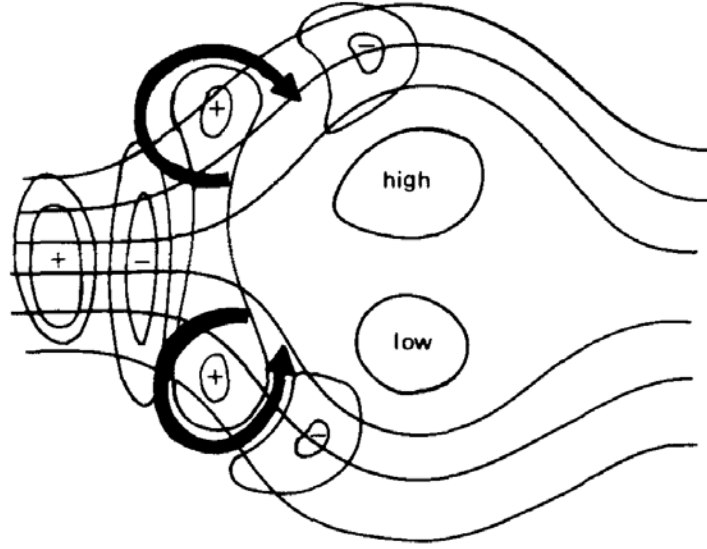


図 1.12 渦伸張メカニズムの概念図. Shutts (1983)[74] より転載

移動性高低気圧による運動量の輸送に関する理解について

上述のような，移動性高低気圧と低周波のブロッキングとの間における運動量輸送について，Hoskins et al. (1983)[32]，Hoskins (1983)[33] は，東西平均場にて提案された波の活動度フラックスを，時間平均場において導出して得られた以下のベクトルを用いて，理解を深めた．

$$\vec{E} = \left(\overline{v'^2 - u'^2}, -\overline{u'v'} \right) \quad (1.9)$$

このベクトルが収束する領域では，平均場の渦度強制は東西風を弱める方向に働く．南北方向に引き伸ばされた移動性擾乱のシステムが最大となる地点の下流において，平均場の東風が強化されるため，ブロッキングが維持されることを示した．

選択的吸収メカニズム

上述の渦伸張メカニズム Yamazaki and Itoh (2013a, b)[92, 93] は，上述の渦伸張メカニズムが説明できない点に着目した．渦伸張メカニズムでは，オメガ型のブロッキングの説明が困難であり，また渦擾乱の発生位置をずらすと，渦伸張メカニズムの機能に偏るがあることに着眼し，以下の新しいメカニズムを提唱した．このメカニズムは渦と渦の相互作用に立脚し，ブロッキング高気圧が上流（西側）から流れてくる移動性高気圧を選択的に吸収し，ブロッキング低気圧が移動性低気圧を選択的に吸収することで，ブロッキングが維持されることを示す．この理論の詳細二つについては，山崎 (2015)[142] が詳しい．

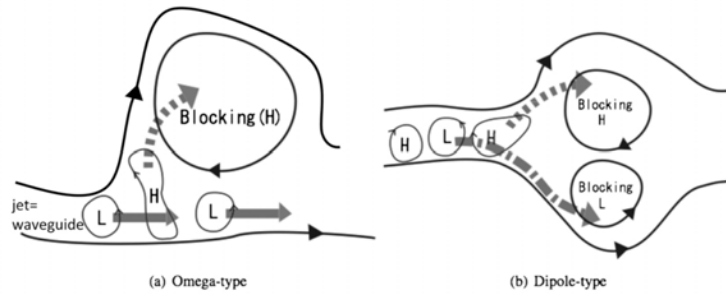


図 1.13 選択的吸収メカニズムの概念図. Yamazaki and Itoh (2013a)[92] より転載. (a) はオメガ型ブロッキングの場合. (b) 双極型ブロッキングの場合.

1.5.4 ロスビー波の砕波と飽和理論によるブロッキング形成メカニズム

以下に、「ロスビー波の砕波と飽和理論によるブロッキング形成メカニズム」の理論 [79, 125, 126] について説明を記述する. この理論は, ブロッキングを大気大循環におけるエネルギーの逆カスケードとして説明するものであり, 大気大循環のエネルギー流や, 大気波動のスケール相互作用に関する知識が不可欠である. 順を追って説明する.

エネルギーボックス理論

ブロッキング形成メカニズムについて説明するために, 大気大循環のエネルギー流について説明する. 大気大循環のエネルギーは, 一般的に, 帯状 (Z, Zonal の略) と渦 (E, Eddy の略) の成分に分けた有効位置エネルギーと運動エネルギーにて表現される. 有効位置エネルギーとは, 全位置エネルギーのうち運動エネルギーに変換可能な部分であり, 全位置エネルギーは大気の温度に依存する一方, 有効位置エネルギーは南北の温度勾配に比例する. ここで, 帯状とは各緯度で東西に平均した成分のことを指し, 渦とは帯状成分からのずれ分の成分である. 図 1.14 は, Lorenz(1955)[48] により示されたエネルギー輸送の模式図である. この図が示すエネルギー輸送を現象として解釈すると, 以下ようになる. まず, 大気は太陽放射により低緯度ほど強く加熱され高緯度ほど加熱が弱いことから, 東西一律, 高緯度ほど低く低緯度ほど高い帯状有効位置エネルギー A_Z が供給される. この A_Z は, 傾斜対流と呼ばれる主に中緯度で発生する熱エネルギーの南北混合が発生し, 渦の有効位置エネルギー A_E に輸送される. この渦の有効位置エネルギー A_E は, 温帯低気圧の発達により暖気が上昇し寒気が下降することによって生じる渦の運動エネルギー K_E に供給される. この温帯低気圧と移動性高気圧の間を縫うように偏西風が流れるが, この中緯度を吹き続ける西風が帯状運動エネルギー K_Z の成分である. 一連のエネルギー輸送は傾圧不安定によるエネルギー輸送として特徴付けられる. なお, もし K_Z から K_E にエネルギーが供給される場合は, 順圧不安定によるエネルギー輸送と考えられる. 順圧不安定とは Kelvin-Helmholtz 不安定に代表される帯状平均流から渦が発生する機構である. 渦の運動エネルギー K_E により駆動する温帯低気圧は, 中緯度の偏西風により生じるシア不安定により生じている訳ではなく, 傾圧不安定により生じているこ

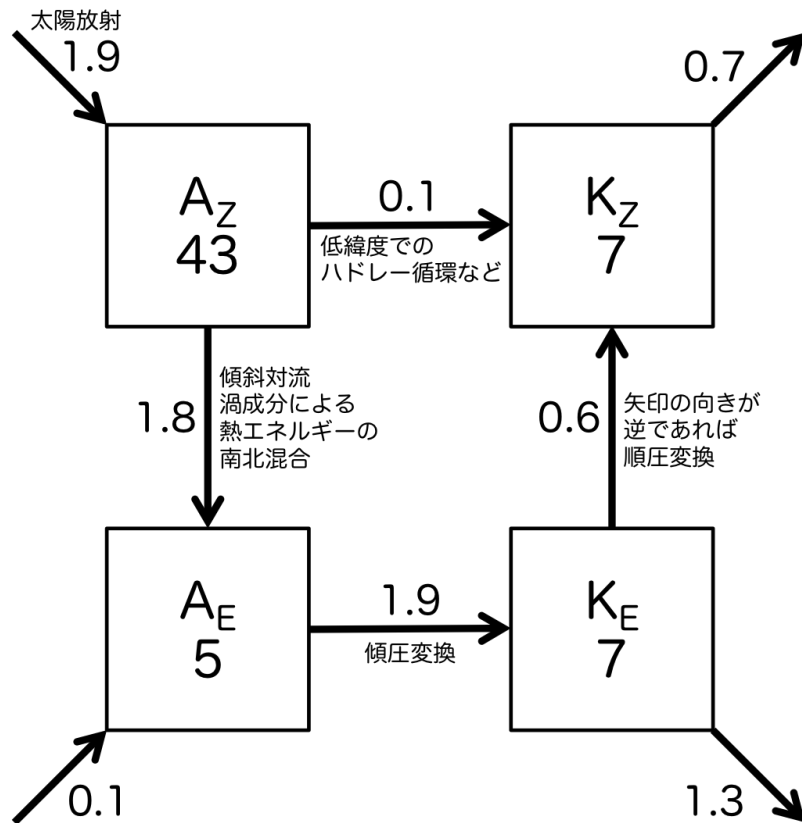


図 1.14 Lorenz(1955)[48] による大気大循環のエネルギー流の模式図. 数値が各 A_Z , A_E , K_E , K_Z 成分または成分間のエネルギー輸送フラックスを示す.

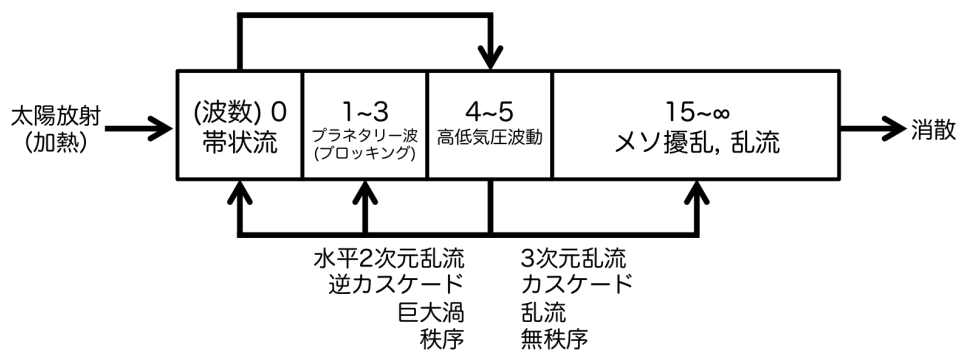


図 1.15 田中 (2007)[126] にて簡潔に示されているスケール間のエネルギー輸送の概念図. 一部加筆.

とが, 図 1.14 より裏付けられている.

大気波動のスケール相互作用

Lorenz(1955)[48] の理論では, 大気の渦の成分をスケールに関係なくひとつのエネルギーボックスとして考えた. この渦のスケールを分けて考える. ここでは, 大気の渦成分を一種の波動とし

て考えるが、波動のスケールによって渦成分がどの現象であるかが割り当てられる。図 1.15 に田中 (2007)[126] にて簡潔に示されているスケール間のエネルギー輸送の概念図を掲載する。先述の通り、太陽放射の加熱によるエネルギーは帯状成分（波数 0）に供給され、これは渦の有効位置エネルギー A_E , 渦の運動エネルギー K_E に供給される。これは傾圧変換であり移動性高低気圧波動である波数 4–5 の成分にエネルギーが供給されたことになる。実際の大気では、この波数 4–5 の成分から、より大きな波数 0–3 の現象であるプラネタリー波や帯状流へのエネルギー輸送（逆カスケード）とより小さなスケールへのエネルギー輸送（カスケード）が存在する。ブロッキングは波数 1–3 程度の成分に分類されており、移動性高低気圧波動からの逆カスケードによるエネルギーが供給されることがわかる。

大気波動が有するエネルギー

以下に、大気波動であるロスビー波の位相速度 c の式を提示する。

$$c = \frac{\beta}{K^2} \quad (1.10)$$

ここで、 K は東西波数 k , 南北波数 l , 鉛直波数 j の二乗和である三次元波数であり、 β はコリオリパラメタの南北微分（傾き）である。位相速度は西向きに正の値を有す。この詳しい導出については付録 B に記す。この式より、位相速度は波長が長い（波数が小さい）ほど速いことがわかる。図 1.16 はこの波速（波長、波数）に対するエネルギースペクトルを示す。縦軸は波動の振幅の 2 乗に相当するエネルギー E である。Tanaka(2006)[79] は、この図の左側である、波速が小さく、波数大きい場合（図 1.15 におけるメソ擾乱、高低気圧波動、プラネタリー波に相当）は $E = ac^2$ のラインに沿って増大することを示した。ここで、 a は平均地上気圧を重力加速度で除した値の定数である。この $E = ac^2$ に従う波動は以下のようにエネルギーの逆カスケードを起こし、スケールの小さな波動から大きな波動へエネルギーを輸送する。傾圧不安定により波数 4-5 程度に供給されたエネルギーは移動性高低気圧波動の振幅を増大させ、背景場との重ね合わせにより渦位の分布が南北に転倒（渦位を q , 南北方向を y とすると、 $\frac{\partial q}{\partial y} < 0$ が成立）する振幅にまで達すると、ロスビー波の碎波が発生し、エネルギーの供給が絶たれる。ここで余ったエネルギーはよりスケールの大きな波に受け渡され、エネルギーの逆カスケードが発生する。図 1.16 において、 c_R はロスビー波の位相速度と偏西風の平均風速が一致する場合の位相速度を示す。式 (1.10) より、位相速度と波長（波数）は一対一対応をし、 c_R に対応する波動のスケールは発見者の名前にちなんでラインズスケールと呼ばれる。このスケールより小さな波動はエネルギーの飽和を繰り返し、逆カスケードを行うことがわかる。一方、このラインズスケールの波動は、偏西風の平均流速と一致することから停滞波となる。エネルギーはラインズスケールより大きなスケールには運ばれず、停滞性ロスビー波が増幅し、南北に転倒する。Tanaka(2006)[79] は、このエネルギーの逆カスケードの結果としてラインズスケールにエネルギーが過剰に蓄積し、それがエネルギーの飽和点 $E = ac^2$ を超え碎破し停滞するロスビー波をブロッキングであるとした。

Total Energy Spectrum

Climate (DJF 1950/2000)

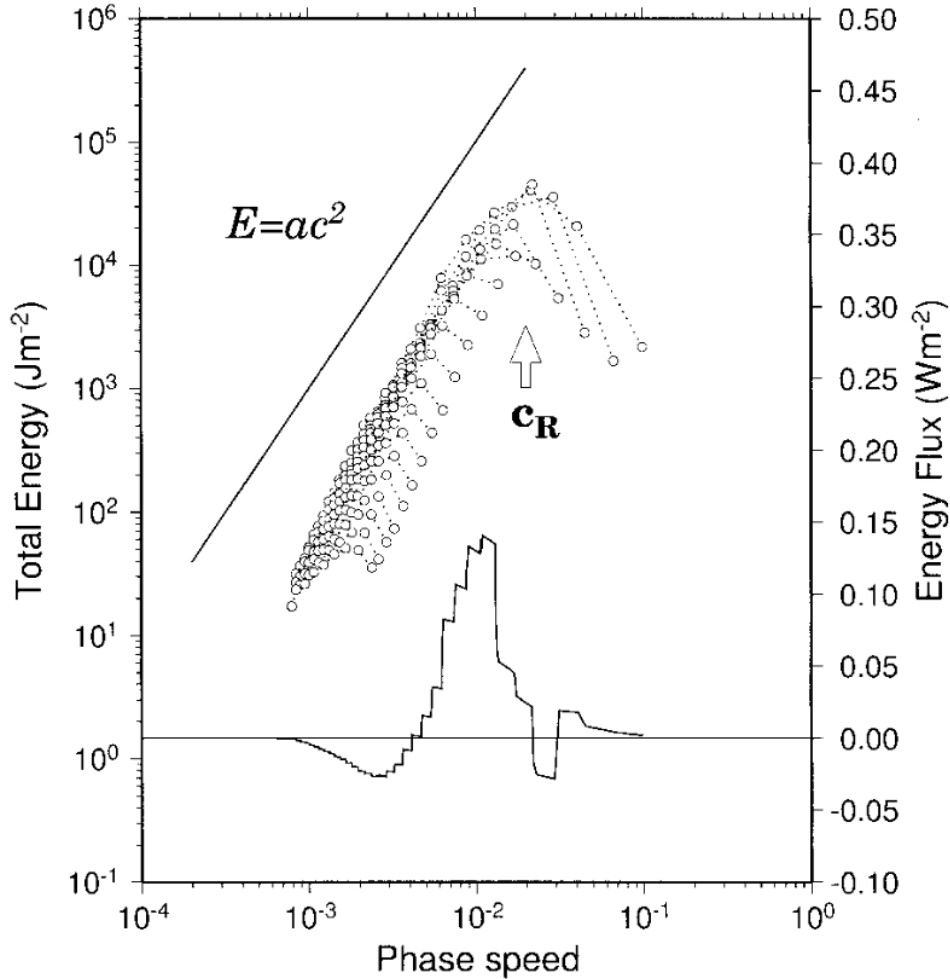


図 1.16 Tanaka(2006)[79] より転載. 大気大循環におけるロスビー波の位相速度とエネルギースペクトル (大気の順圧成分を記載). 横軸は式 (1.10) に示すロスビー波の位相速度を, 縦軸は観測に基づくロスビー波のエネルギーを示す. 図中の c_R はロスビー波の位相速度と偏西風の平均風速が一致する場合の速度を示す. 式 (1.10) より, 位相速度と波長 (波数) は一対一対応をし, c_R に対応する波動のスケールは発見者の名前にちなんでラインズスケールと呼ばれる. このスケールより小さな波動はエネルギーの飽和を繰り返し, 逆カスケードを行う.

1.6 本研究の目的と要約

北半球においてブロッキングが最も発生する地点として北太平洋域が挙げられ, この地域に隣接する日本列島はブロッキングの影響を色濃く受ける地域である. しかし, 上述のインデックスでブロッキング発生頻度を算出すると, 北太平洋域では数十 % (100 日に数十日; 冬季) の確率でブロッ

キングが発生することから、ブロッキング自体が平常時とは異なる現象（異常気象）ということとはできない。ただし、1.4 節の 2015 年関東東北豪雨事例のように、災害に発展する気象擾乱の形成過程を追求していくと、ブロッキングが周辺の諸要素と関係しながら平常時とは異なる偏西風の蛇行や気圧の停滞性を生んでいる場合が少なくない。本研究では高頻度で発生する北太平洋ブロッキングと低い頻度で生じる極端現象との関係を解明することを一つの着眼点として、既往研究においては日本周辺の極端現象とブロッキングとの事例解析・統計解析が少ないことから、近年の豪雨事例（1.4 節）、高潮事例（2 章）、異常高低温事例（3 章）に着目し、解析を行った。ここで取り上げる 2015 年関東東北豪雨事例は、首都東京都を流れる利根川流域において河川が決壊した深刻な事例であり、また、2014 年根室高潮事例は、水防法改正にともなう、北日本の高潮災害に対する計画に温帯低気圧の重要性が盛り込まれた、契機となる事例であった。さらに、台風の進路が偏西風の蛇行により規定され北海道に豪雨をもたらした 2016 年 8 月の複数の台風事例についても、解析を行った。これについては付録 H に記す。北海道には 3 年に 1 度程度の頻度で台風が上陸するが、2016 年 8 月は 3 つの台風が上陸し、これ以外にも 3 つの台風が北海道周辺に接近した異例な年であった。台風が北海道に到達すれば、九州・四国・本州と同様に極端豪雨災害が発生することを示す特徴的な事例であった。

なお、気象外力による水文災害を考慮する上では、将来気候における気象要素の振る舞いを見ることが不可欠である。3 章にて過去の強い停滞性と強度を記録した爆弾低気圧の統計解析を行ったところ、多くの場合ブロッキングが日本の東部に存在するという位置関係を明らかにした。そこで、世界各国の気象機関が公表した将来予測結果（第 3 期結合モデル相互比較計画, Coupled Model Intercomparison Project Phase 3, CMIP3）を用い同様の解析を行ったところ、過去気候におけるブロッキングと停滞し強度の強い爆弾低気圧の位置関係が、将来気候においても同様重要であることを確認した。また、日本への影響が大きい北太平洋付近に発生する冬季のブロッキングは、その発生位置を将来気候においては北東方向へ移動することが示唆された [54]。本論文では、このブロッキング発生位置の北東シフトが、日本の気温と降水に与える影響を調査し、特に低温が重要であることを示した。さらに、将来気候においては、平均気温の上昇により過去気候で発生していたような低温日は発生しにくくなるが、気温の極端な低温偏差が程頻度で発生する一方、日本周辺の広範囲に一度に発生しやすくなる。この傾向は、ブロッキングによってもたらされる低温な日においても同様観察され、ブロッキングの発生頻度・強度が連動して減少することを示した。

上述のように、ブロッキングは防災上その予測が重要であり、発生の予測、維持の予測を行うことは困難である。1.3 節に示すような簡単なインデックスによって、ブロッキングの発生を同定し、かつ予測につながる物理量を検出できれば便利である。本研究では、以下の新しいブロッキングの定義ならびに形成・消滅を説明する理論を考案した。上述のブロッキングの定義がブロッキング発生後の大気場からブロッキングを定義するものであるのに対して、ジェット気流が有しているエネルギーを定量化しそのエネルギーの増減からブロッキングを定義する手法を開発した。この手法において、理論上ブロッキングを形成するジェットが有するエネルギーは平常時よりも高く、エネルギーの大小によりブロッキングの強度を規定可能である。さらに、エネルギーの増減からブロッキングの発生と消滅を予測しうる手法を開発した。

なお、ブロッキング現象は偏西風の蛇行に起因する。移動性高低気圧に特徴付けられる偏西風の蛇行について、1950年代より今日まで行われてきた [25, 30]、傾圧不安定波を再現する回転水槽実験を行った。本研究では、偏西風の蛇行（振幅）の増大現象であるブロッキングに着目し、傾圧不安定波の振幅が実験水槽により固定されないディッシュパン型の実験 [25] を行った。これは、4章にて示す。回転水槽実験における新しい試みとして PIV(Particle Image Velocimetry) 法, SRPIV (Super Resolution PIV) 法を用い、流体内部に中立粒子を混入し、これをシート状にレーザを水平方向に挿入することで、流体内部のある高さの流速場を抽出した。移動性高低気圧と類似した渦列が形成され、ブロッキングに類似した渦の剥離現象とそれに伴う東西風の減速も観察された。

第 2 章

北日本を通過する爆弾低気圧と太平洋ブロッキングとの関係

2.1 はじめに

1 章においては、線状降水帯および台風とブロッキングとの関係について 2016 年 9 月の関東東北豪雨を例とし解析結果を示した。本章では、急速に発達する低気圧（以下、爆弾低気圧と呼ぶ^{*1}）とブロッキングとの関係に注目する。爆弾低気圧 (explosively developed extratropical cyclone, bomb cyclone) は熱帯低気圧 (tropical cyclone) や台風 (typhoon, 発生地域が異なるものとして cyclone や Atlantic hurricane がある) としばしば混同されるが、温帯低気圧 (extratropical cyclone) の一種である。爆弾低気圧は温帯低気圧と形成メカニズムは同じであり中緯度の傾圧不安定により生じる。温帯低気圧の中でも短時間に急速に発達するものを爆弾低気圧と呼ぶ。爆弾低気圧という用語は、豪華客船クイーンエリザベス号に損傷を与えた低気圧を調査した Sanders and Gyakum (1980) の論文 Synoptic-dynamic climatology of the "bomb" に端を発する [71]。爆弾低気圧は台風並みの低い中心気圧を持つことから、降雨のみならず強風や高潮災害をもたらす場合がある。

2 節において、近年の爆弾低気圧による災害である 2014 年 12 月中旬の根室高潮事例の解析結果を示す。本事例では、爆弾低気圧同士の融合による同低気圧の強化、及びブロッキングによる停滞性が推察された。これらの特徴について統計解析、及び CMIP3 の過去気候と将来気候を想定した計算結果との比較を行った。3 節にて使用データと手法の説明をし、4-7 節にて解析結果を示す。8 節にてまとめを行う。

^{*1} 気象庁の予報用語としては「急速に発達する低気圧」が推奨される [106]。一方、「爆弾低気圧」は一般に多く用いられる言葉であり、2012 年の流行語大賞になるほど馴染み深い用語である。著者は、直感的にわかりやすく、また危険性を端的に表す「爆弾低気圧」の有用性に留意し、本論文でも用いることとした。

2.2 2014 年 12 月根室高潮事例と爆弾低気圧

2014 年 12 月 16 日から 18 日にかけて形成、発達した爆弾低気圧は、16 日午後 8 時頃から 24 時間以上根室沖に停滞し、北海道東部に高潮による浸水及び暴風雪等の被害をもたらした [108, 109, 118]. 根室市の高潮浸水による被害総額は 20 億円を超え、床上浸水 87 棟、床下浸水 10 棟となり、暴風雪による国道の通行止めは 16 日から 19 日にかけて、25 路線 39 区間に及んだ. 図 2.1 は当時発生していた二つの爆弾低気圧の経路と中心気圧、及びその座標を示す [108, 109]. 気象庁の予報モデルの時事刻々の予報初期値または直近の初期値からの解析値のデータである気象庁メソモデル (MSM) のデータを用い解析した [103]. 爆弾低気圧は日本時間 17 日の午前 3 時頃から 18 日午前 9 時頃まで北海道東部の沿岸に停滞し、中心気圧は 17 日 8 時に最低となり 950hPa を下回った. 図 2.1(b) は同期間の爆弾低気圧の緯度、経度、中心気圧 (SLP) の時系列である. 16 日午前 3 時の時点では、九州南岸および日本海に二つの温帯低気圧が位置する. 爆弾低気圧の一般的な定義 [71] は、中心気圧が 24 時間のうちに 24hPa 以上低下する温帯低気圧であるが、同事例の低気圧の中心気圧は 16 日午前 3 時から 24 時間で、それぞれ、55hPa(九州南岸から太平洋沿岸を通過する低気圧: 1012hPa → 957hPa)、38hPa(日本海を北東へ移動する低気圧: 1010hPa → 972hPa) 低下した. 両爆弾低気圧は北東へ移動するとともに接近し、17 日には北海道を東西に挟み込む位置で停滞した. 17 日午前 0 時から午前 6 時にかけて、太平洋沿岸を移動した爆弾低気圧の中心気圧は、24hPa (973hPa → 949hPa) と他の時刻に比べ著しく減少した. 17 日午後、950hPa 程度の強い中心気圧を有していた爆弾低気圧 (太平洋南岸を移動) が周囲の場の気圧を下げることで、980hPa 程度の相対的に高い中心気圧を有していた爆弾低気圧 (日本海を北東へ移動) の中心は観測できなくなった. 図 2.2 は爆弾低気圧が強い停滞性を示し根室市内にて高潮災害が発生した際の総観規模場を示す. 黒の実線はブロッキングの位置が同定可能な大気中層 (500hPa 面) の高度場を示し、青→赤の線は海面更正気圧を、黄色い領域は後述するブロッキングインデックスにより確認したブロッキング発生箇所を示す. ブロッキング発生箇所は、ブロッキング高気圧と低気圧の間で定義される. 17 日に爆弾低気圧は停滞したが、その際、ロシア極東部～北極海付近にブロッキング高気圧が発生し、爆弾低気圧はこの南部に位置する上空の切離低気圧と重なるような位置で停滞したことが分かる.

2015 年 5 月に水防法 (昭和 24 年法律第 193 号) 一部改正の際、この事例を踏まえ、都道府県が最大規模の高潮により浸水が想定される区域を高潮浸水想定区域として指定し、それに基づいて市町村が地域防災計画やハザードマップを作成・活用することが義務付けられた. この想定しうる最大規模の高潮について、「高潮浸水想定区域図作成の手引き」 [141] では、気象に関する外力条件の設定に関して、『北海道・東北地方・北陸地方については、低気圧による高潮で、台風による高潮よりも大きな潮位偏差が観測されていることから、低気圧についても考慮する.』としている.『想定する低気圧の中心気圧については、1996 年以降で北海道・東北地方・北陸地方において我が国既往最大規模の低気圧である 2014 年 12 月に根室で高潮を発生させた低気圧 (946hPa) を基本とし、経路については、当該低気圧を並行移動することにより、各海岸で潮位偏差が最大となるよう

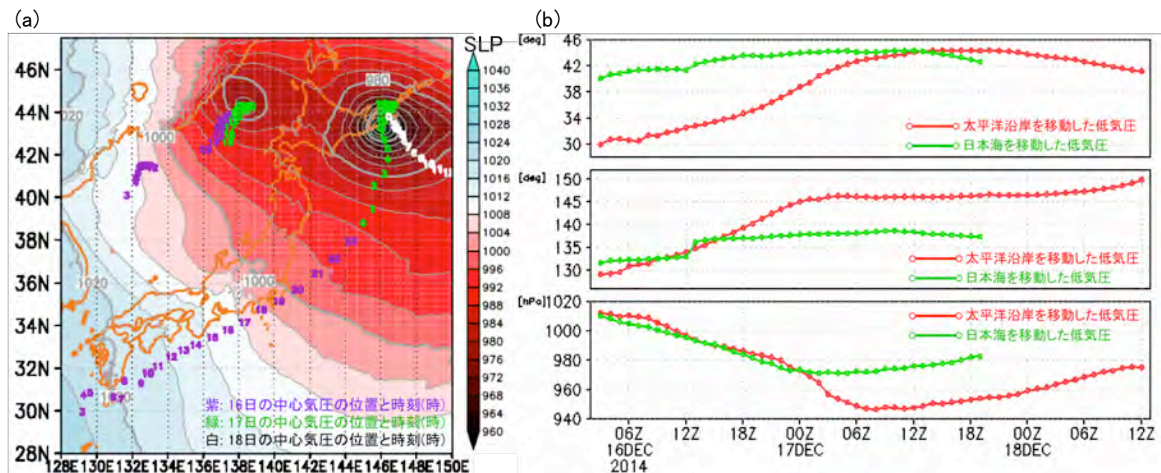


図 2.1 (a)2014 年 12 月中旬に道東地方に高潮浸水及び暴風雪等の被害をもたらした爆弾低気圧の経路。同年 12 月 16, 17, 18 日の爆弾低気圧の経路と時刻(時)を、紫、緑、白の数字で示す。背景は最低中心気圧を記録した 17 日午前 8 時の海面更正気圧 (SLP)[hPa]。 (b)16 日午前 3 時から 18 日正午までの爆弾低気圧の緯度 [°] (上), 経度 [°] (中), 中心気圧 (SLP)[hPa] (下)。赤線は太平洋沿岸を、緑線は日本海を進行した爆弾低気圧の場合を示す。気象庁のメソ数値予報モデル GPV (MSM) のデータ [103] を使用し算出。文献 [108] より、著者が作成。

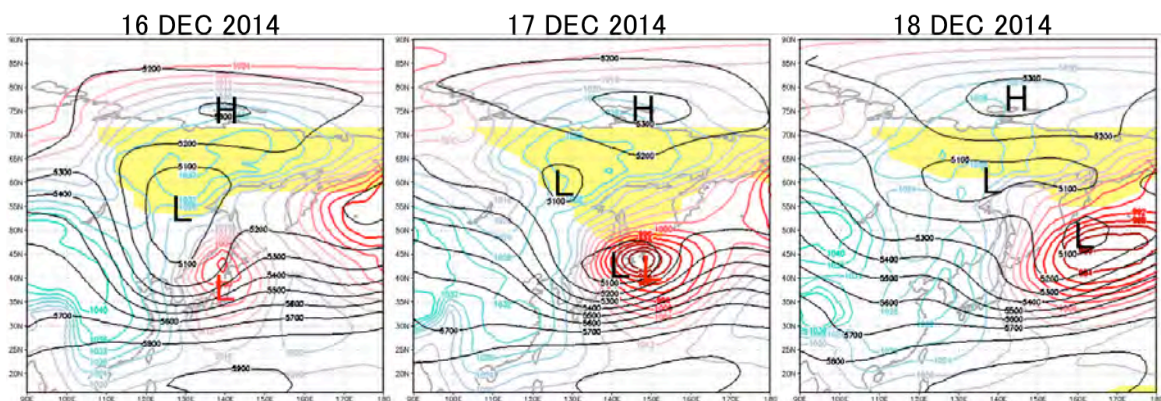


図 2.2 2014 年 12 月中旬に道東地方に高潮浸水及び暴風雪等の被害をもたらした爆弾低気圧発生時の総観規模場。16 日, 17 日, 18 日の日ごとに示す。赤-青の実線は海面更正気圧, 黒の実線は 500hPa 面高度場, 黄色く塗られた領域はブロッキング発生箇所 (ブロッキング発生箇所の定義は Masato et al. 2013[54] に習い算出。1 章にて詳述)。米国国立環境予報センター (NCEP) およびアメリカ大気研究センター (NCAR) による NCEP/NCAR 再解析データより算出 [38]。文献 [108] を元に改変, 著者が作成。

複数の経路を設定する。』とある。

3 節以降において、高潮災害の気象外力としての低気圧性擾乱を念頭に置き、爆弾低気圧および台風両者の特性を比較する。さらにブロッキングと爆弾低気圧の連関について、統計解析を行う。次節にて、その手法を示す。

表 2.1 CMIP3 の 3 モデルの水平解像度と採用した期間.

Model	Vertical levels	Horizontal resolutions	Years used for PAST	Years used for FUTURE
MIROC	L56	T106	1990-1999	2050-2059
MPI	L32	T63	1990-1999	2060-2069
NCAR	L26	T85	1990-1999	2080-2089

2.3 データおよび解析手法

2.3.1 データ

爆弾低気圧情報データベース [94, 133] (1996 年 10 月 1 日-2014 年 4 月 1 日), および気象業務支援センターによる台風経路データ [102] (1951-2005 年) を用いた. 両データは, 6 時間ごとの低気圧の中心位置やその気圧をまとめたものである. また, 爆弾低気圧とブロッキングとの関係を統計的に議論するため, ヨーロッパ中期予報センター (European Centre for Medium-range Weather Forecasts, ECMWF) の 40 年再解析データ (以下, ERA-40[84]) を用いて 1960 年 1 月-1999 年 12 月までの 40 年間の爆弾低気圧, ブロッキングの抽出を行った. 再解析データを用い新たに抽出を行ったのは, 爆弾低気圧情報データベースは 19 年間と比較的年数が短いためであり, また上記手引き [141] で想定された期間以前の爆弾低気圧の特徴も考慮するためである. これも 6 時間ごとのデータであり, 爆弾低気圧のトラッキングには緯度 1.125 度×経度 1.125 度メッシュのデータを用いた. ブロッキングの同定には, 同データの 500hPa の高度場を使用した. 各日 6 時間毎の 4 ステップ (24 時間) の平均値を日データとして用い, 緯度 1.5 度×経度 4.5 度メッシュに内挿した.

また, 8 節では現在気候と将来気候を比較するため, 第 3 期結合モデル相互比較計画 (CMIP3) の計算結果のうち, MIROC (The high-resolution version of Model for Interdisciplinary Research on Climate 3.2, jointly developed by the University of Tokyo)[29], MPI (The fifth-generation atmospheric GCM in Max-Planck-Institut für Meteorologie)[67], NCAR (The Community Climate System Model version 3 in the National Center for Atmospheric Research)[13] のモデル計算結果を用いた. これらの計算結果の水平解像度を表 2.1 に示す. 各モデルについては, 現在気候として 1990-1999 年の 10 年間 (20C3M) を, 将来気候については, 同程度に温暖化した気候を考慮するため, A1B シナリオにおける全球平均気温が現在気候と比較し 2 °C 上昇する年代を用いた [36, 85]. MIROC は 2050-2059 年, MPI は 2060-2069 年, NCAR は 2080-2089 年を選定した. データの空間解像度は, 上記の ERA-40 と同じ格子に内挿した.

2.3.2 爆弾低気圧のトラッキング手法

爆弾低気圧情報データベース [133], Yoshida and Asuma(2004)[94] を参考に, 日本周辺における温帯低気圧をトラッキングし, 爆弾低気圧を抽出した. 日本およびその周辺である北緯 20-60 度, 東経 110-180 度を対象領域とする. 以下の手順で行った.

1. ERA-40 の海面更正気圧 (SLP) のデータを使用し、対象の地点がその点から南北それぞれ 2.25 度 (計 4.5 度) × 東西それぞれ 3.375 度 (計 6.75 度) のボックスの中で最小気圧であった場合、低圧部として検出する。対象地域は北緯 20 度 -60 度、東経 110 度-180 度である。この検出を、対象地域、対象期間内全てにおいて施す。
2. 低圧部発生地点から東西各 9.0 度 (計 18.0 度) × 南北各 5.625 度 (計 11.25 度) の範囲で、時刻 T+1(時刻 T の 6 時間後の時刻) において低圧部がある場合、両低圧部は時系列で連続したもののみとする。
3. 以上を全ての時刻で行い、低圧部のトラッキングを行う。24 時間以上トラッキングが継続した場合、これを温帯低気圧とみなす。また、低圧部を低気圧中心とし、その気圧を中心気圧とする。
4. 爆弾低気圧は一般的に 1 時間あたり 1hPa 程度の割合で長期間中心気圧が低下する低気圧とされる。ここでは参考文献 [133, 94] に倣い、上記で抽出した温帯低気圧のうち、以下の閾値を満たす気圧の急激な低下がある場合、爆弾低気圧と定義する。

$$1 < \varepsilon = \frac{P_{(T-1)} - P_{(T+1)}}{12} \frac{\sin 45^\circ}{\sin \phi(T)} \quad (2.1)$$

ここで、 P は中心気圧 [hPa] を、 ϕ は緯度 [°] を示し、 T はタイムステップ (1 タイムステップは 6 時間) を示す。使用したデータのタイムステップは 6 時間であり、発達率 ε は時刻 T の前後 6 時間 (計 12 時間) の気圧の低下を、緯度で規格化したものである。なお、一般的な爆弾低気圧の閾値 [71] は、式 (2.1) 中の 45 度の代わりに 60 度を用いる。本研究の対象地域は日本であるため対象地域周辺の 45 度付近で規格化を行った。なお、緯度で規格化する理由は、高緯度ほどコリオリ力が大きいため、中心に向かい同じ気圧傾度を有する低気圧でも、緯度が高くなれば地衡風が弱まるためである。上記手順は、参考文献 [133, 94] とは若干異なるが、これは使用データの時空間解像度が異なるためである。目視により、上記の方法の妥当性を確認した。

以上の手順を用い、ERA-40 では 1960 年 1 月-1999 年 12 月までの 40 年間に発生した爆弾低気圧を、CMIP3 のデータセットではモデルごとに現在気候、将来気候各 10 年分の爆弾低気圧を抽出した。上記手法は、最も近い低圧部をトラッキングするため、別々の低気圧が途中で融合することを許容するが、ひとつの低気圧が分裂し、複数の低気圧が生じるような過程は考慮しない。また、複数の低気圧が融合する場合、片方の低気圧が融合前に 24 時間以上継続していたもののみを抽出した。これは、爆弾低気圧に融合することによって手順 3 番の条件を満たす寿命の短い低圧部を除外するためである。なお、融合する 2 つの低圧部両方が、融合前の継続期間が 1 日未満の場合は、融合 6 時間前の中心気圧がより低いものを抽出した。

2.3.3 爆弾低気圧、台風の移動速度

爆弾低気圧と台風の停滞性について解析するため、移動速度の定義を導入する。上述の手法で抽出した爆弾低気圧と台風経路データの台風に対して、中心気圧の位置を抽出した。中心気圧位置の

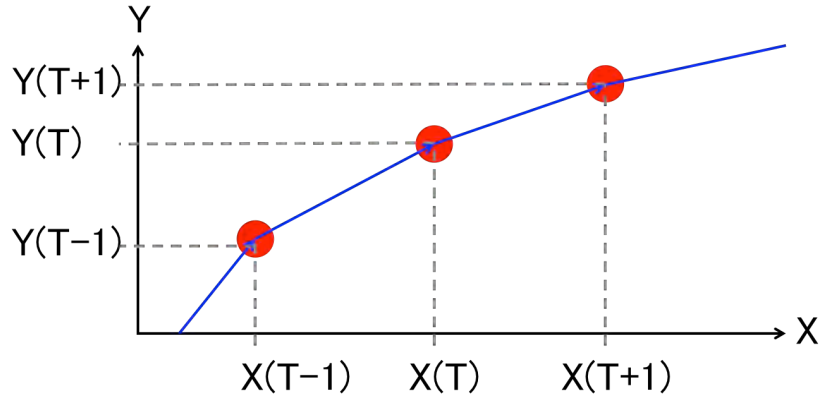


図 2.3 式 (2.2) の模式図. 赤丸は中心気圧位置を意味する. 文献 [41] より, 著者が作成.

移動速度は以下で定義する.

$$\text{moving velocity} = \frac{\left(\frac{\sqrt{(X(T+1)-X(T))^2 + (Y(T+1)-Y(T))^2}}{6} + \frac{\sqrt{(X(T)-X(T-1))^2 + (Y(T)-Y(T-1))^2}}{6} \right)}{2} \quad (2.2)$$

ここで, T は 6 時間おきであり, X, Y は中心気圧位置を示す (図 2.3 参照). この式は, タイムステップ $T-1$ と T , T と $T+1$ で算出される移動速度の平均である.

2.3.4 ブロッキング同定手法

本研究では, 将来気候におけるブロッキング発生位置の水平分布を解析した Masato et al.(2013)[54] の手法を参考とする. 手法については 1.3 節を参照のこと.

2.4 爆弾低気圧と台風の移動速度の比較

本節では, 台風と爆弾低気圧を水平二次元的に比較し, その違いを議論する. 爆弾低気圧については, ERA-40 から抽出したものを対象とする. 台風は台風経路データ [102] の中心気圧を ERA-40 の格子に配分し解析を行った. これを解析 A とする. 一方, 爆弾低気圧との比較を公平にするために, 別途以下の解析 B を行った. 台風経路データで示される中心気圧の位置の東西南北それぞれ 3.375° (計 $6.75 \times 6.75^\circ$) の範囲で, 爆弾低気圧と同期間における ERA-40 の海面更正気圧が最低となる位置を台風中心とし, また中心気圧も ERA-40 での値を用い台風を同定した. これは, ERA-40 では台風の解像度が低いことを加味するためである. なお, ここでは解析 A, B 共に, 温帯低気圧化後の移動経路も含め解析を行った.

図 2.4, 2.5 に結果を記す. 2 節で示した手法により, 対象区域, 対象期間 (全季節) では, 爆弾低気圧が 1775 事例, 台風が 841 事例抽出され, これらの中心気圧と経路が得られた. 図 2.4 は各地点において, すべての (a) 爆弾低気圧, (b) 解析 A の台風 (温帯低気圧化後も含む) の中心気圧を

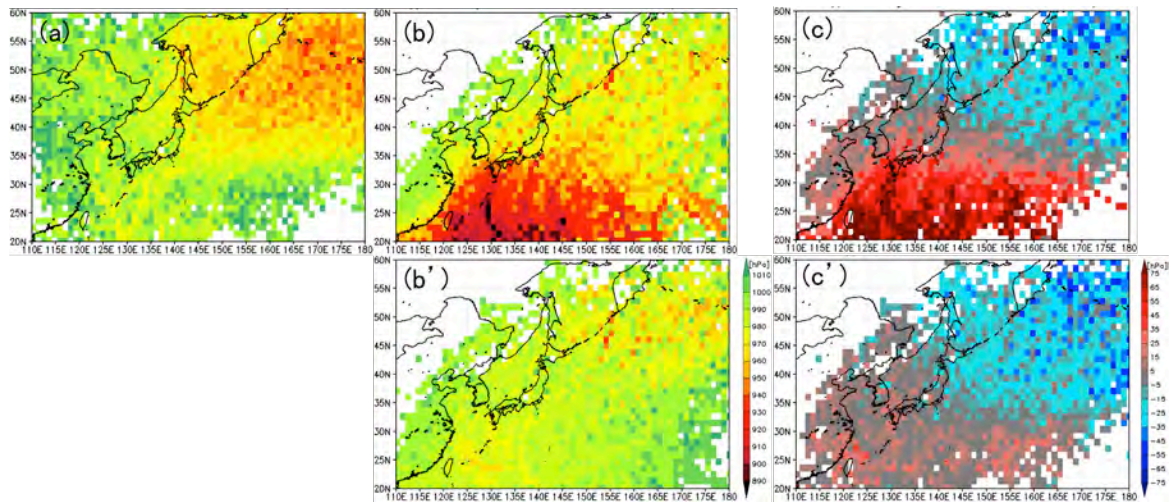


図 2.4 (a) 爆弾低気圧, (b) 台風の最低中心気圧 (解析 A). (c) 同図 (a) と (b) の差 ((a) - (b)). (b'),(c') は (b) 及び (c) と同様の作図を解析 B に対し行ったもの. 文献 [111] より, 著者が作成.

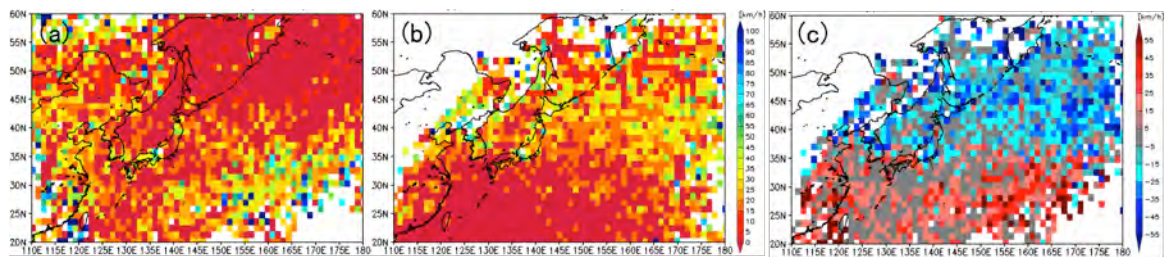


図 2.5 (a) 爆弾低気圧, (b) 台風の最低移動速度. (c) 同図 (a) と (b) の差 ((a) - (b)). 文献 [111] より, 著者が作成.

比較し, 最低であったものの値をプロットした. (c) は (a) と (b) の差 ((a)-(b)) を示し, 寒色 (暖色) は爆弾低気圧 (台風) の場合の方が最低の中心気圧が低いことを示す. 同様, (b'),(c') は解析 B による結果である. これより, 台風経路データの中心気圧を用いた解析 A の結果 (b) と ERA-40 を用いた解析 B の結果 (b') を比較すると, (b) に対し (b') の結果は過少であることがわかる. ただし, (c), (c') に関わらず, 日本列島を分断するように, 北東側は爆弾低気圧の, 南西側は台風の最低の中心気圧が低いことが見て取れる.

図-2.5 は, (a) 爆弾低気圧, (b) 台風 (温帯低気圧化後も含む. 解析 A と B は同様のため B のみ示す.) の中心気圧の位置の, 移動速度が最低のものを各地点でプロットしたものである. ここで, 移動速度とは, 各爆弾低気圧及び台風の毎時間ステップのトラッキングにおいて, 中心気圧の移動距離を時間 (1 タイムステップ=6 時間) で除した値である. (c) は図 2.4 同様 (a) と (b) の差 ((a)-(b)) を示す. 爆弾低気圧は対象区域内において, 特にオホーツク海・北太平洋上において移動速度が低く, 概ね 0km/h である. 一方, 台風は日本の南部海上にて低い移動速度の値を有する. (c) を見ると, おおよそ北緯 35° 付近の南北で, 台風及び爆弾低気圧の最低移動速度が他方に比べ低い領域が分断される.

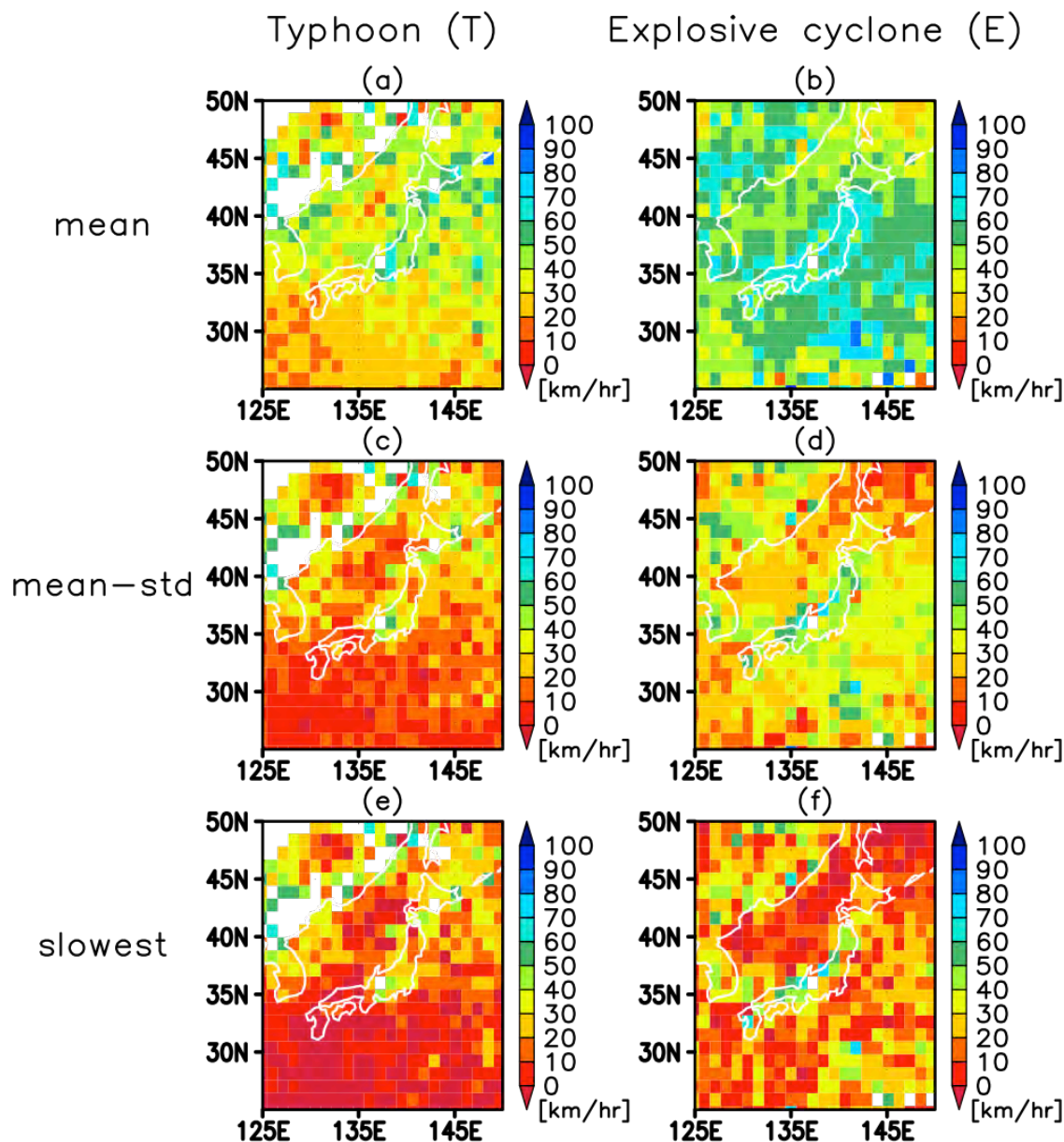


図 2.6 日本周辺における中心気圧位置の移動速度の空間分布. (a), (c), (e) 台風. (b), (d), (f) 爆弾低気圧. (a), (b) 平均速度 (MEAN), (c), (d) 平均風速-標準偏差 (MEAN-STD), (e), (f) 最低速度 (SLOWEST). 文献 [41] より. 著者が作成.

さらに、移動速度別に台風と爆弾低気圧を比較する。図 2.6 は、日本とその周辺域に対して移動速度の空間分布を、(a), (c), (e) 台風, (b), (d), (f) 爆弾低気圧について示す。台風、爆弾低気圧の移動速度について、以下の 3 つに分けて各グリッドごとプロットした。(a), (b) 平均速度 (MEAN), (c), (d) 平均速度-標準偏差 (MEAN-STD), (e), (f) 最低速度 (図 2.5 と同様)。MEAN の場合、台風は日本の周辺では概ね 50km/h より遅い。一方、爆弾低気圧の場合は 40km/h よりも早い地点が多い。MEAN-STD の台風では、日本の南部を中心に 0-20km/h と遅い地域が分布する。爆弾低

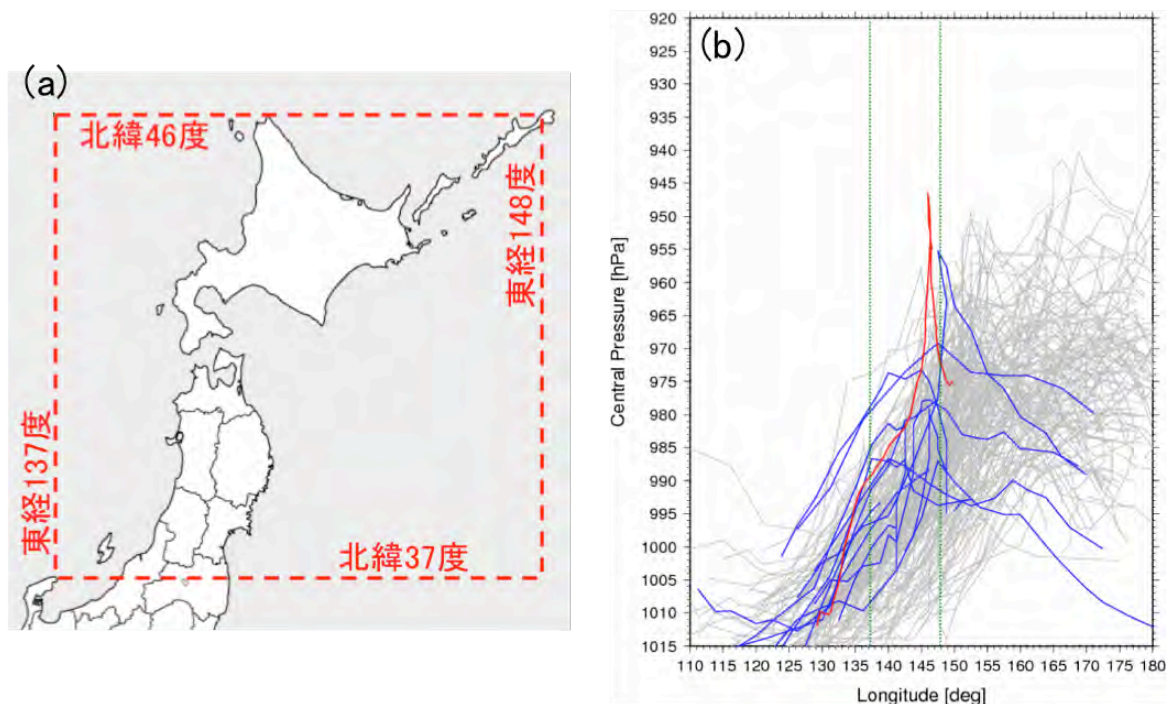


図 2.7 1996-2014 年のうち北日本対象地域を通過した爆弾低気圧の経度と中心気圧 (1996 年 10 月 1 日から 2014 年 4 月 1 日までの全 355 事例). 赤線は 2014 年 12 月中旬の根室事例を, 青線は北日本対象領域にて最低中心気圧に到達したもの. 緑線は北日本対象領域を示す. 爆弾低気圧情報データベースを用いた. “第 2 回高潮水防の強化に関する技術検討委員会” 配布資料 (著者らが作成)[118] より転載.

気圧の MEAN-STD はオホーツク海付近の速度が他の地域に比べ低めである. SLOWEST については, 図 2.5 で示した通り, 台風及び爆弾低気圧療法が北西太平洋と日本海で速度が遅いことがわかる. 一般的に, 台風は高緯度に行くほど弱くなるが, 爆弾低気圧は北緯 40-55 度に強度のピークを持つ.

2.5 北海道, 東北地方を通過した爆弾低気圧と台風の中心気圧と緯度・経度

前節では日本周辺の爆弾低気圧, 台風を対象としたが, 本節では, 北日本を通過したものに論点を絞り, 解析する. 図 2.7(a) は, 本論文の対象領域である北海道および東北地方 (北緯 37-46 度, 東経 137-148 度, 以下「北日本対象領域」) を示す. 図 2.7(b) は爆弾低気圧情報データベースより, 北日本対象領域を通過する爆弾低気圧を抽出し経度と中心気圧をプロットしたものである. 赤線は根室高潮事例を発生させた 2014 年 12 月中旬の爆弾低気圧を, 青は北日本対象領域内で最低中心気圧に到達したものを示す. 爆弾低気圧は東進するとともに中心気圧を低下させ, 多くの場合は東経 150° より東側で最低中心気圧に到達する. 一方, 2014 年 12 月中旬の事例では, 東経 146 度付

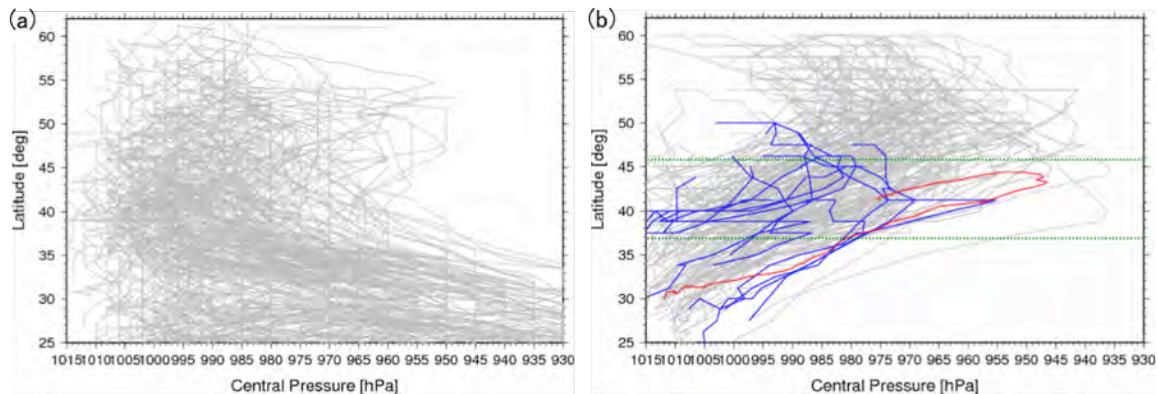


図 2.8 (a) 台風の中心気圧と緯度 (台風経路データを使用, 1951-2005 年). (b) 対象領域を通過した爆弾低気圧の中心気圧と緯度. 図中の色については図 2.7 と同様. “第 2 回高潮水防の強化に関する技術検討委員会” 配布資料 (著者らが作成, 一部改変)[118] より転載

近で最低中心気圧に到達し, 気象庁 GPV/MSM より得た中心気圧の値は 946hPa 程度であった. 同様に対象領域にて最低中心気圧に到達したものは全 355 事例中 12 事例である.

図 2.8 は, (a) 台風 (台風経路データを使用) および (b) 爆弾低気圧 (図 2.7 と同じもの) について, 中心気圧とその緯度を示す. 中心気圧が低いほどその近傍では高潮や強風の気象外力として強くなるが, 台風は低緯度側にて, 爆弾低気圧は高緯度側にて強い勢力となっていることがわかり, 高緯度に位置する北日本では気象外力として台風よりも爆弾低気圧の重要性が増すことが示唆される. 爆弾低気圧の多くは北緯 45 北日本対象領域以北で中心気圧が最低となるが, 2014 年 12 月中旬の事例では対象領域を北上しながら急激に気圧を下げた (図中赤線).

2.6 爆弾低気圧とブロッキングとの統計的な関係

本章では, ブロッキングの気候値が季節ごとに変化することを加味し, ERA-40 を用い, ブロッキング及び爆弾低気圧が頻発する 1960 年 12 月-1961 年 2 月から 1998 年 12 月-1999 年 2 月の 39 回の冬季を対象とする.

2.6.1 北日本対象領域を通過した爆弾低気圧

図 2.9 に, 1960 年 12 月-1961 年 2 月から 1998 年 12 月-1999 年 2 月までの 39 回の冬季における, 北日本対象領域にて式 (2.1) に示す発達率が 1 以上になった爆弾低気圧の経路を緑線で, さらに北日本対象領域内に 1 日以上留まった事例の経路を赤線で示す (ERA-40 を用いて解析). Yoshida and Asuma(2004)[94] は日本付近を通過する爆弾低気圧を日本海からオホーツク海に移動するもの, 大陸から太平洋に移動し日本を横断するもの, 日本の太平洋沿岸に沿って移動するものに分類したが, 図 2.9 中にもそれらの経路が確認できる.

図 2.10 は図 2.7, 図 2.8(b) と同様の解析を ERA-40 の 39 回の冬季に対して行ったものであり,

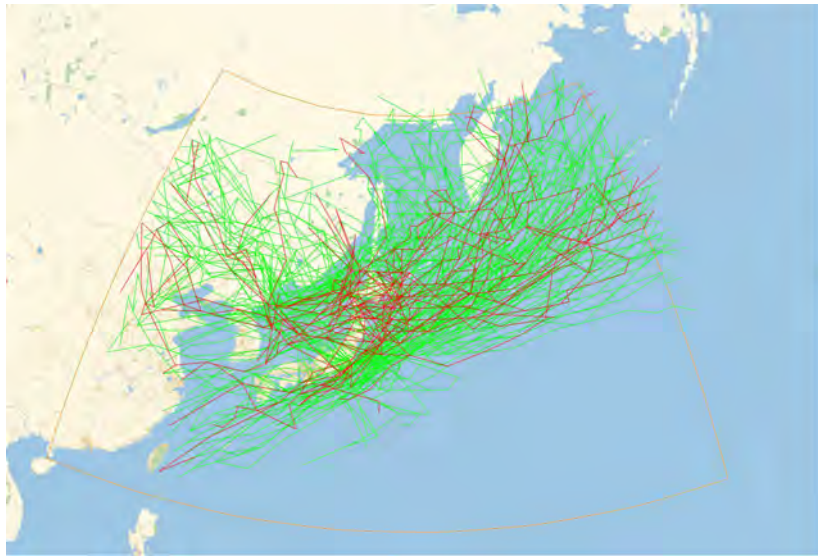


図 2.9 1960 年 12 月-1961 年 2 月から 1998 年 12 月-1999 年 2 月までの 39 回の冬季における、北日本対象領域で発達率が 1 以上になった爆弾低気圧の経路 (緑線) と北日本対象領域内に 1 日以上停滞した場合の経路 (赤線)。 (ERA-40 使用)。文献 [108] より、著者が作成。

図 2.9 を緯度または経度と中心気圧でプロットした。灰色の線は冬季の全事例を、緑色の線は北日本対象領域で発達率が 1 以上のものを、赤色の線は、北日本対象領域内に 1 日以上停滞したものを示す。2014 年 12 月中旬の事例のような、北日本対象領域内で急速に中心気圧が低下し 950hPa を下回るような事例は存在しないが、対象領域から外れた地点で 925hPa 程度まで低下するものがある。

2.6.2 北日本対象領域に 1 日以上爆弾低気圧が停滞する際のブロッキング発生位置

図 2.2 に示す 2014 年 12 月中旬の事例では、オホーツク海付近でブロッキングが観測されたが、統計的に北日本対象領域に爆弾低気圧が停滞する際のブロッキングの発生位置を解析する。図 2.11(a) は、ERA-40 の解析期間におけるブロッキングの発生頻度 [%] を、図 2.11(b) は、爆弾低気圧が北日本対象領域に 1 日以上停滞する事例 (37 事例, 合計 79 日間対象領域内に停滞) で作成したブロッキング発生頻度 [%] を示す。図 2.11(a) よりブロッキングはグリーンランド、ヨーロッパ、北太平洋域にピークを持ち、特に北太平洋域は最大 40% 程度と、ブロッキングが頻発する地域であると分かる。図 2.11(b) を見ると、北日本対象領域に爆弾低気圧が停滞する場合、オホーツク海付近およびベーリング海峡付近に、ブロッキングが、全期間における発生頻度 (図 2.11(a)) に比べ 13% 以上頻度が高く発生していた。

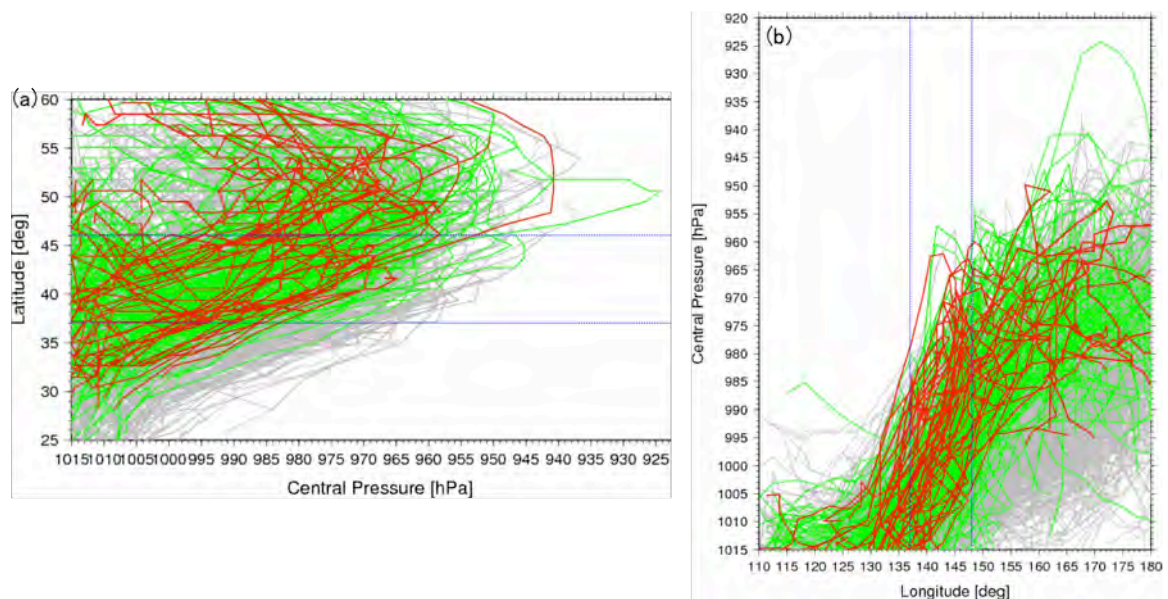


図 2.10 (a) 北日本対象領域を通過する爆弾低気圧の中心気圧と緯度. (b) 同事象の経度と中心気圧. 解析期間, 線の色は図 2.9 と同様. 文献 [108] より, 著者が作成.

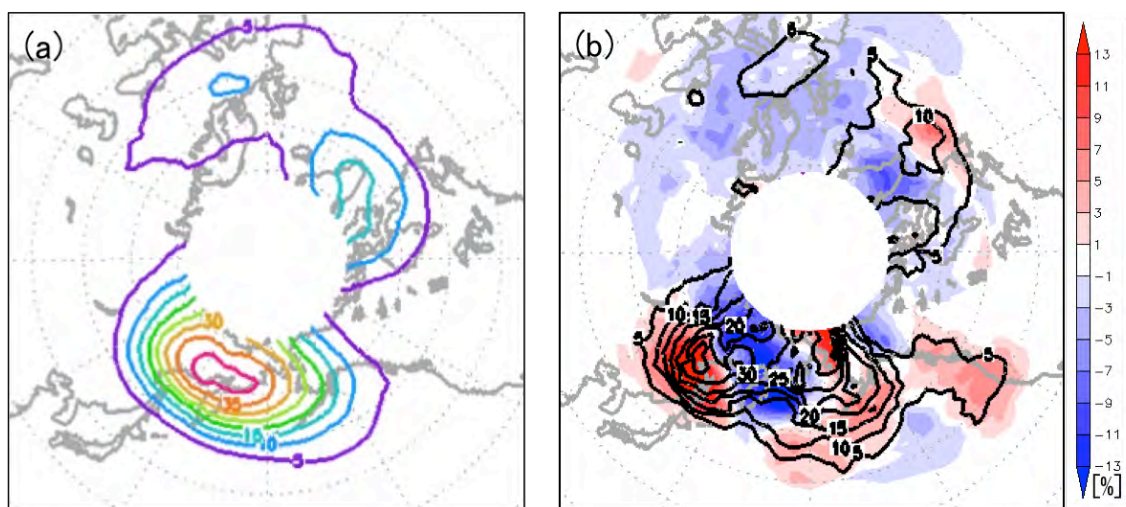


図 2.11 (a) ERA-40 の 1960 年 12 月-1961 年 2 月から 1998 年 12 月-1999 年 2 月までの 39 回の冬季におけるブロッキング発生頻度. (b) 北日本対象領域に爆弾低気圧が 1 日以上留まった日から算出したブロッキング発生頻度 (黒の実線) と冬季全体のブロッキング発生頻度との差 ((b) のブロッキング発生頻度 (黒の実線) - (a)) . 北日本対象領域に爆弾低気圧が停滞している日において, 赤い領域では全期間における発生頻度 (図 (a)) に比べ高い頻度でブロッキングが発生しており, 青い領域では頻度は低い. 文献 [108] より, 著者が作成.

2.6.3 爆弾低気圧の移動速度とブロッキングの発生頻度

図 2.12(a) は, 爆弾低気圧の中心気圧位置の移動速度 [km/hr] を, 移動速度が最低となる時刻を 0 時として, 前後 96 時間についてプロットしたものである. 移動速度は, ある時刻 t 時と $t-6$ 時の

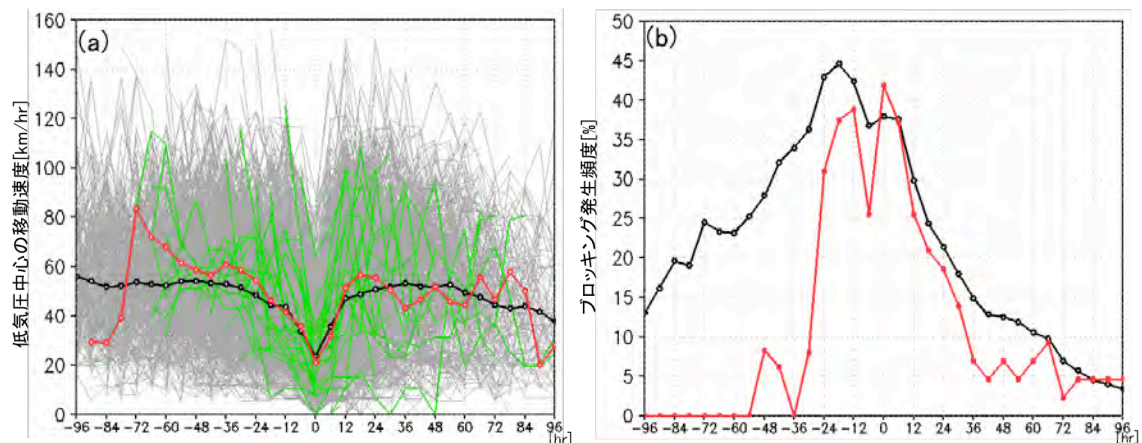


図 2.12 (a) 爆弾低気圧の中心気圧位置の移動速度。移動速度が最低となる時刻を 0 時間として前後 96 時間 (4 日間) を示す。移動速度が最低となる時刻が複数回ある場合は最初の時刻を 0 時とする。灰色の線は全事例を示し黒線はその平均値を、緑色の線は対象領域にて移動速度が最低となるものを示し、赤線はその平均値を示す。(b) 低気圧中心の緯度 15° 北の地点のブロッキングの発生頻度。黒線は全事例の場合を、赤線は北日本対象領域にて移動速度が最低となる場合を示す。文献 [108] より、著者が作成。

低気圧中心の移動と、T 時と T+6 時の移動との平均から求めた。灰色の線は全事例を示し黒線はその平均値を、緑色の線は対象領域にて移動速度が最低となるものを示し、赤線はその平均値である。一方、図 2.12(b) は、(a) と同時刻において、中心気圧位置の緯度 15° 分北側の位置にて、ブロッキングが発生しているか否かの確率を示す。黒線は、全事例を母数とし、赤線は対象領域にて移動速度が最低となる場合を示す。ここで、中心気圧の北側のブロッキング発生を議論するのは、図 2.12(b) に示すような爆弾低気圧の上空にブロッキングに伴う低圧な領域が位置している場合が統計的に多いか否かを議論するためである。ブロッキングインデックスの式 (1.8) より、ブロッキング発生位置の南側 15° が低圧域であることから、中心気圧の北側 15° について解析した。同図より、中心気圧位置の移動速度が最低となる時刻の前後において、その北側 15° の位置にブロッキングが発生していることが多いことが分かる。

2.7 現在気候及び将来気候における爆弾低気圧の強度とブロッキング発生位置との関係

本節では日本周辺の爆弾低気圧の強度と停滞性の関係を解析する。また、現在気候、将来気候両者についても CMIP3 の 3 つのモデル計算結果を使用し比較する。なお、爆弾低気圧は 9 月から年をまたぎ 5 月頃まで発生するが、下記の爆弾低気圧抽出法では台風起源の温帯低気圧を爆弾低気圧として抽出する場合がある。両者を区別するため、デジタル台風 [122] を参考に台風が日本付近まで接近しにくい 11 月から 4 月までの 6 ヶ月を対象とした。

2.7.1 日本周辺および北日本を通過する爆弾低気圧

図 2.13 に日本周辺, または北日本対象領域を通過する爆弾低気圧の中心気圧と緯度を示す. ここで日本周辺は北緯 28-50 度, 東経 124-150 度で, 北日本は北緯 37-46 度, 東経 137-148 度で定義し, この領域内もしくは領域に爆弾低気圧が入る前に式 (2.1) で定義した発達率 ε が 1 より大となったものを抽出した. 図中の黒線は日本周辺を, 灰色線は北日本を通過するものを, 青線は北日本対象領域で最低気圧を記録するものを示す. 日本周辺 (黒線) や北日本対象領域 (灰色線) を通過する爆弾低気圧は緯度の増加と共にその中心気圧を下げる傾向にある. 北日本で最低気圧を記録する爆弾低気圧 (青線) は, 図中 (a) の ERA-40 において, 最低のものでは 958hPa まで中心気圧を低下させた. これは同図の (b), (c), (d) の現在気候においても, 概ね同程度の値まで低下する事例がある. この中心気圧の最低のものは将来気候と比較すると, 同図 (f)MPI および (g)NCAR では将来気候の方が低い, (e)MIROC は現在気候の方が低い.

2.7.2 爆弾低気圧の移動速度とブロッキングとの位置関係

図 2.11 に示すように, 北日本に爆弾低気圧が止まる際にはその北方にブロッキング高気圧が位置することが多い. これを爆弾低気圧の移動速度別に検証する. ERA-40(1960-1999 年の 40 年間), MIROC, MPI, NCAR の現在気候 (1990-1999 年の 10 年間) にて, 爆弾低気圧はそれぞれ 936, 287, 224, 269 個抽出された. これらのうち, 北日本対象領域での位相速度の最低値が上位 33%, 中間 33%, 下位 33% のものを, それぞれ FAST, MIDDLE, SLOW と呼称する. 図 2.14 は ERA-40, MIROC, MPI, NCAR の現在気候について, (a)-(d) ブロッキング発生頻度の気候値と, (e)-(h)FAST, (i)-(l)MIDDLE, (m)-(p)SLOW のブロッキング発生頻度のコンポジットを実線で示す. 色は気候値との差を示し, 暖色であるほど気候値に対して高く, 寒色であるほど低いことを示す. 図 2.15 は将来気候の場合である.

ERA-40 の結果をみると, SLOW の場合, FAST や MIDDLE と比較して, 北日本のすぐ北部であるカムチャッカ半島付近にブロッキング発生位置が接近している. この傾向は MIROC, MPI, NCAR の現在気候においても観察され, 北日本にきた爆弾低気圧が強い停滞性を示す場合, ブロッキングは爆弾低気圧のすぐ北部に位置することが多く, モデルの再現性もあることがわかる.

なお, 図 2.15 からわかるように, 将来気候においては, FAST に比較し, MIDDLE や SLOW の爆弾低気圧が発生している場合は, 北日本のすぐ北側までブロッキングが張り出す傾向にあることがわかる.

2.7.3 日本周辺を通過する爆弾低気圧の中心気圧と停滞性

これ以降は, 気候変動による爆弾低気圧の経路や中心気圧の変化の有無についても議論の対象にするため, 北日本を通過する爆弾低気圧ではなく, 図 2.13 において黒線で示した日本周辺 (北緯 28-50 度, 東経 124-150 度) を通過する爆弾低気圧を議論する. 図 2.16 は式 (2.1) を満たし 6 時間

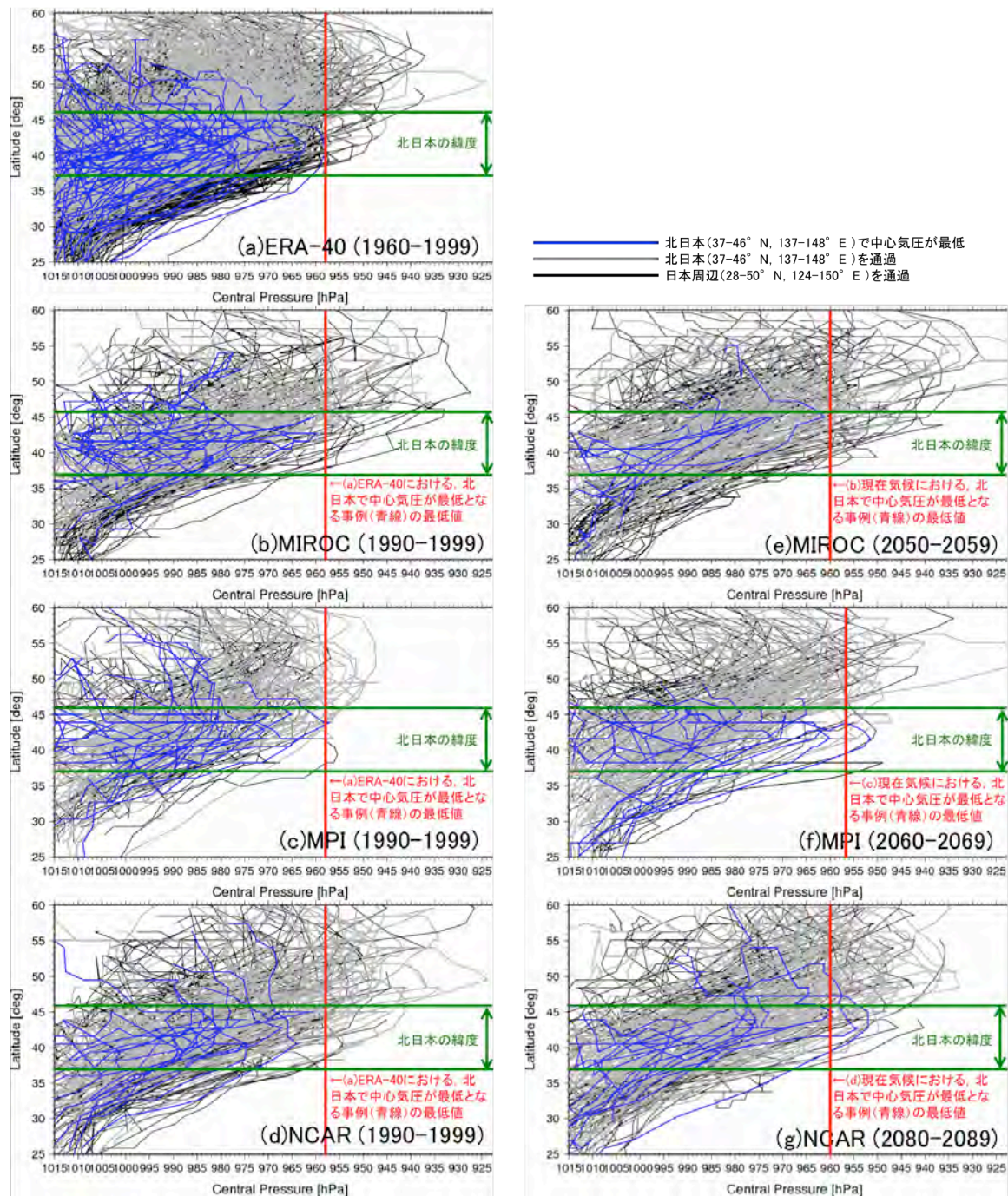


図 2.13 (a)ERA-40, 現在気候における (b)MIROC, (c)MPI, (d)NCAR の日本周辺を通過する爆弾低気圧の中心気圧と緯度。黒線は日本周辺（北緯 28-50 度，東経 124-150 度）を通過，灰色線は北日本対象領域（北緯 37-46 度，東経 137-148 度）を通過，青線は北日本対象領域において中心気圧が最低となる事例を示す。緑線は北日本対象領域の緯度帯。(a)-(d) の赤線は，(a)ERA-40 で北日本において中心気圧が最低となる事例（青線）の最も低い中心気圧。将来気候における (e)MIROC, (f)MPI, (g)NCAR. 黒，灰，青，緑線については (a)-(d) と同様。(e)-(g) の赤線は，対応するモデルの現在気候における，北日本において中心気圧が最低となる事例（青線）の最も低い中心気圧を示す。文献 [110] より，著者が作成。

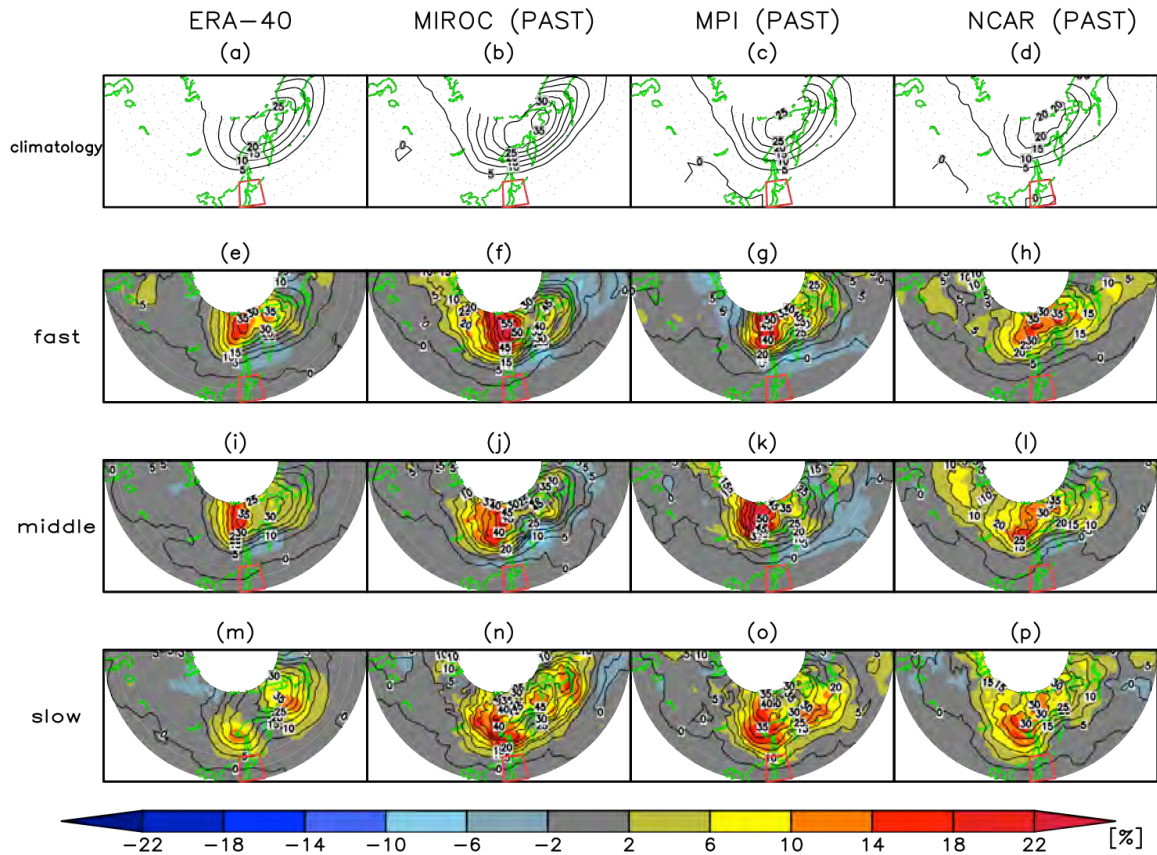


図 2.14 (a) ERA-40 (1960-1999), (b) MIROC (1990-1999, 現在気候), (c) MPI (1990-1999, 現在気候), (d) NCAR (1990-1999, 現在気候) のブロッキング発生頻度の気候値. (e)-(h) FAST に分類された爆弾低気圧が、北日本にて移動速度が最低となった日のブロッキング発生頻度を黒の実線で示す. 色は気候値との差であり、暖色ほど気候値に対して高く、寒色ほど低いことを示す. (i)-(l) (e)-(h) と同様であるが、MIDDLE に分類された爆弾低気圧の場合. (m)-(p) (e)-(h) と同様であるが、SLOW に分類された爆弾低気圧の場合. 文献 [41] より、著者が作成.

(1 タイムステップ) 経過以降に日本周辺を通過する爆弾低気圧の、日本周辺で記録する気圧の最低値と、その際の中心気圧の位置の移動速度を示す. ここで、1 タイムステップとしたのは、式 (1) より中心気圧が急激に下がり始めてから 24 時間以上経過した爆弾低気圧を対象とするためである. また、気圧の最低値は、日本周辺への影響を加味するため、日本周辺の外部で最低の中心気圧を記録するものであっても、日本周辺の内部における最低中心気圧で定義する. 中心気圧の位置の移動速度は、気圧が最低となる時刻の前後のタイムステップ（前後 6 時間）の移動速度の平均とする. この移動速度の定義は爆弾低気圧の系全体ではなく、あくまで中心気圧位置の移動速度であることに注意されたい. 灰色点は ERA-40 における 1960-1999 年および現在気候を、黒点は将来気候を示す. 同図では、図中の左下側（図中 ①）の事例は停滞しかつ強力な爆弾低気圧であることを、右下側（図中 ②）は停滞するが弱いものを、左上側（図中 ③）は強力であるが停滞しないものを、右上側（図中 ④）は気象外力として日本周辺への影響が小さいものを示す. ① の中でも極端である日

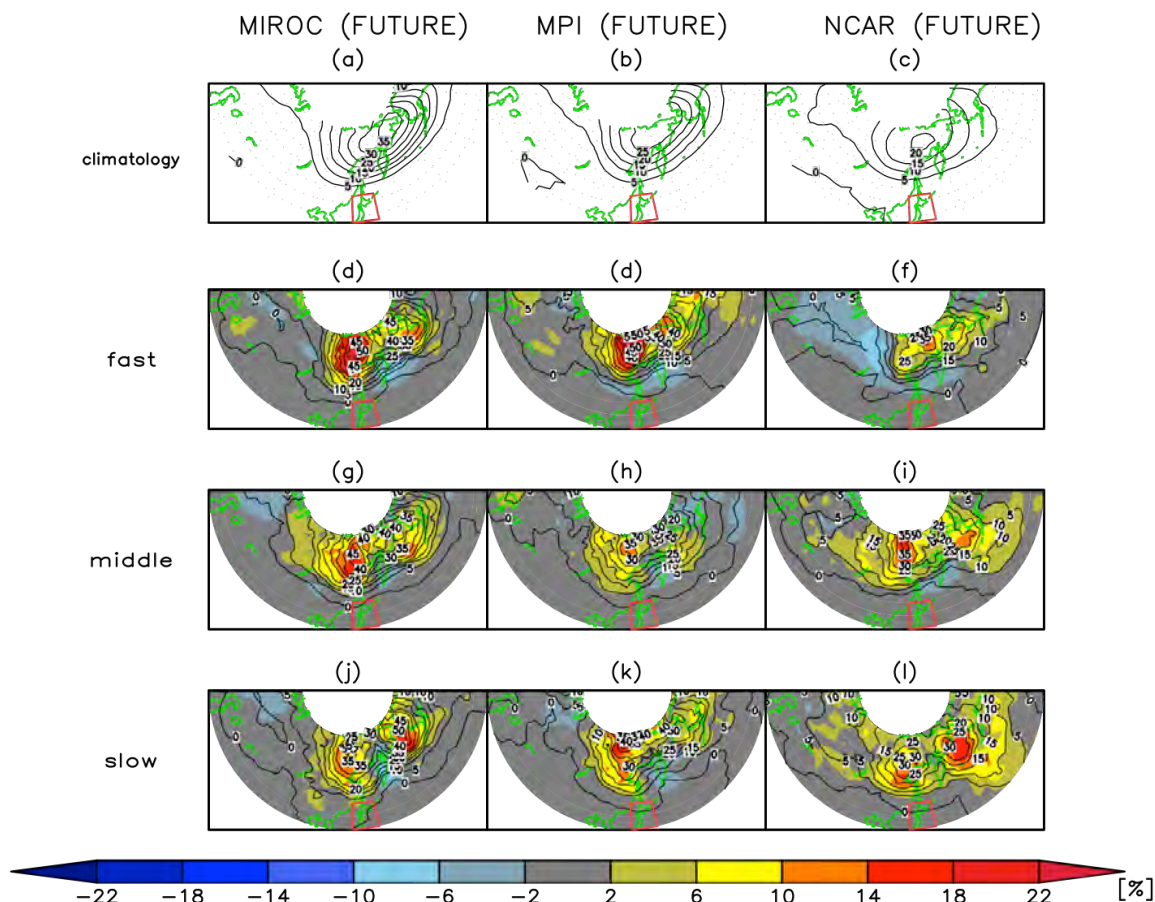


図 2.15 図 2.15 と同様であるが，将来気候 (FUTURE) の場合．文献 [41] より，著者が作成．

本周辺内での気圧の最低値が 960hPa 以下で，かつ移動速度が 30km/h 以下（同図，点線領域）のプロットを丸で囲んだ．図より，③ 強力であるが停滞しない爆弾低気圧はあまり発生せず，日本周辺で気圧が低く強力な爆弾低気圧は停滞しやすいことが分かる．ERA-40 (1960-1999 年) の 40 年間では，点線の領域に示す爆弾低気圧は 9 事例存在し，強いものでは 950hPa を下回る．この 9 事例中 4 事例の発生中に，以下の地点における観測史上 1 位の最大風速，最大瞬間風速が記録された (2016 年 6 月 22 日現在 13))．栃木県那須高原 (1980 年 3 月 10 日) で最大風速 29m/s (全国の 3 月の最大風速で 20 位)，北海道十勝地方糠内 (同日) で最大風速 13m/s, 岩手県江刺 (1983 年 12 月 1 日) で最大風速 17m/s, 北海道宗谷地方稚内 (1995 年 11 月 8 日) で最大瞬間風速 44.9m/s (全国の 11 月の最大瞬間風速で 15 位)，同地方沼川 (同日) で最大風速 19m/s, 栃木県鹿沼 (1999 年 2 月 27 日) で最大風速 16m/s. 最大風速は 10 分間の平均風速の最大値で定義される．図 2.16 点線内の同様の事例は，MIROC においては現在気候では観察されず，将来気候では 4 事例存在する．MPI では現在気候で 1 事例，将来気候で 6 事例，NCAR は現在気候で 4 事例，将来気候で 3 事例あり，どのモデルにおいても将来気候において強力かつ停滞する爆弾低気圧が存在する．

図 2.17 は，図 2.16 にて横軸が 960hPa 以下，縦軸が 30km/h 以下（点線領域）であった事例の

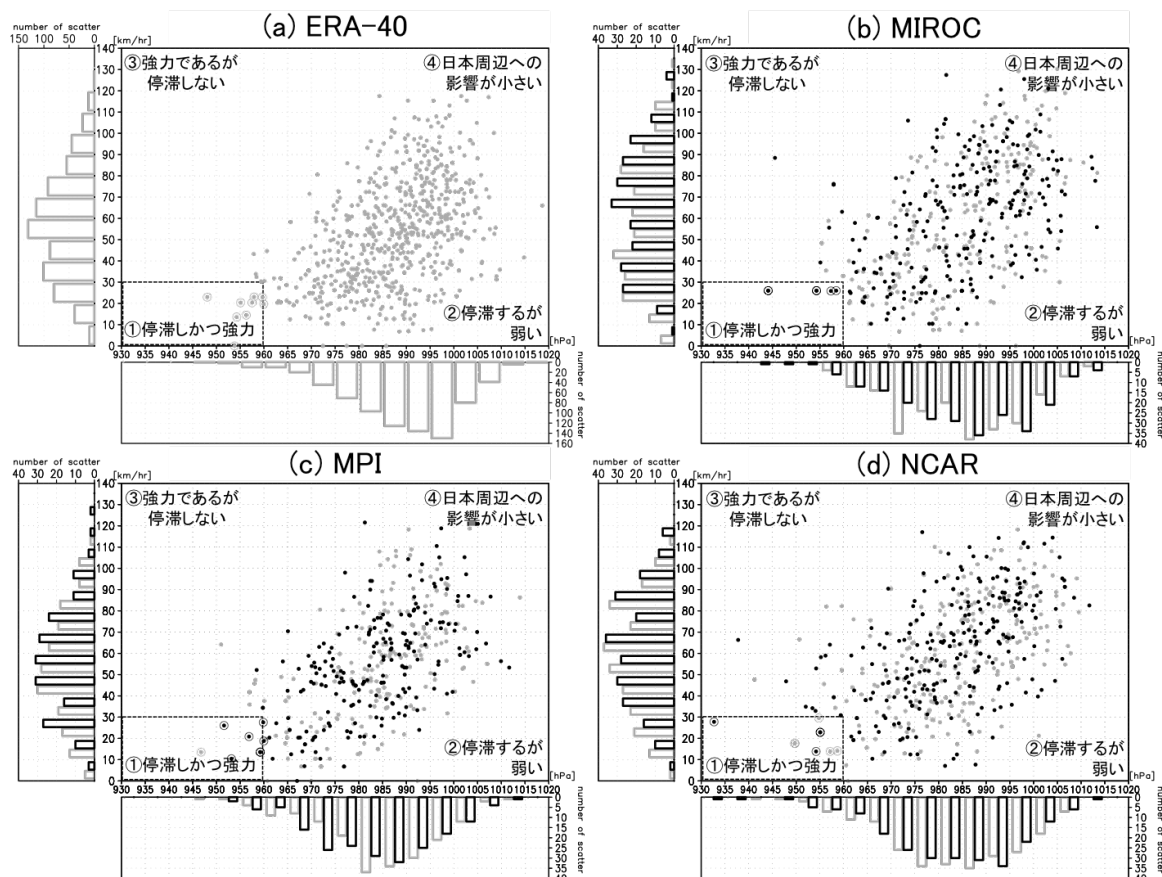


図 2.16 日本周辺を通過する爆弾低気圧の、日本周辺で記録する気圧の最低値（横軸）とその際の中心気圧位置の移動速度（縦軸）の散布図。散布図の各軸に対応する棒グラフは、最低中心気圧と、その際の中心気圧位置の移動速度それぞれに対する事例数であり、横軸、縦軸それぞれ 5hPa 毎、10km/hr 毎に記載。散布図、棒グラフの灰色は ERA-40 の 1960-1999 年および各モデルの現在気候を、黒は将来気候を示す。(a) は ERA-40, (b) は MIROC, (c) は MPI, (d) は NCAR. 日本周辺内で記録する気圧の最低値が 960hPa 以下で、かつその際の移動速度が 30km/h 以下の点 (図中点線内部の点) は丸で囲んだ。文献 [110] より、著者が作成。

移動経路を示す。30km/h の閾値はどの緯度帯の解像度でも存在しうる移動速度で設定した。図 2.16 同様、灰色線は ERA-40 における 1960-1999 年およびモデルの現在気候を、黒線は将来気候を示す。各点は 6 時間おきの中心気圧の位置、白抜きの点は日本周辺で中心気圧が最低となった時刻の位置である。ERA-40 では、日本海、太平洋を通過する爆弾低気圧両方が存在する。日本周辺内で中心気圧が最低となる位置は樺太およびオホーツク海周辺であり、日本周辺を通過後も、オホーツク海やカムチャッカ半島周辺で数日から 1 週間程度滞在する。アリューシャンへ通過せず、カムチャッカ半島周辺で円を描くように停滞するものも見られる。同様の傾向はモデルの各気候でも観察される。

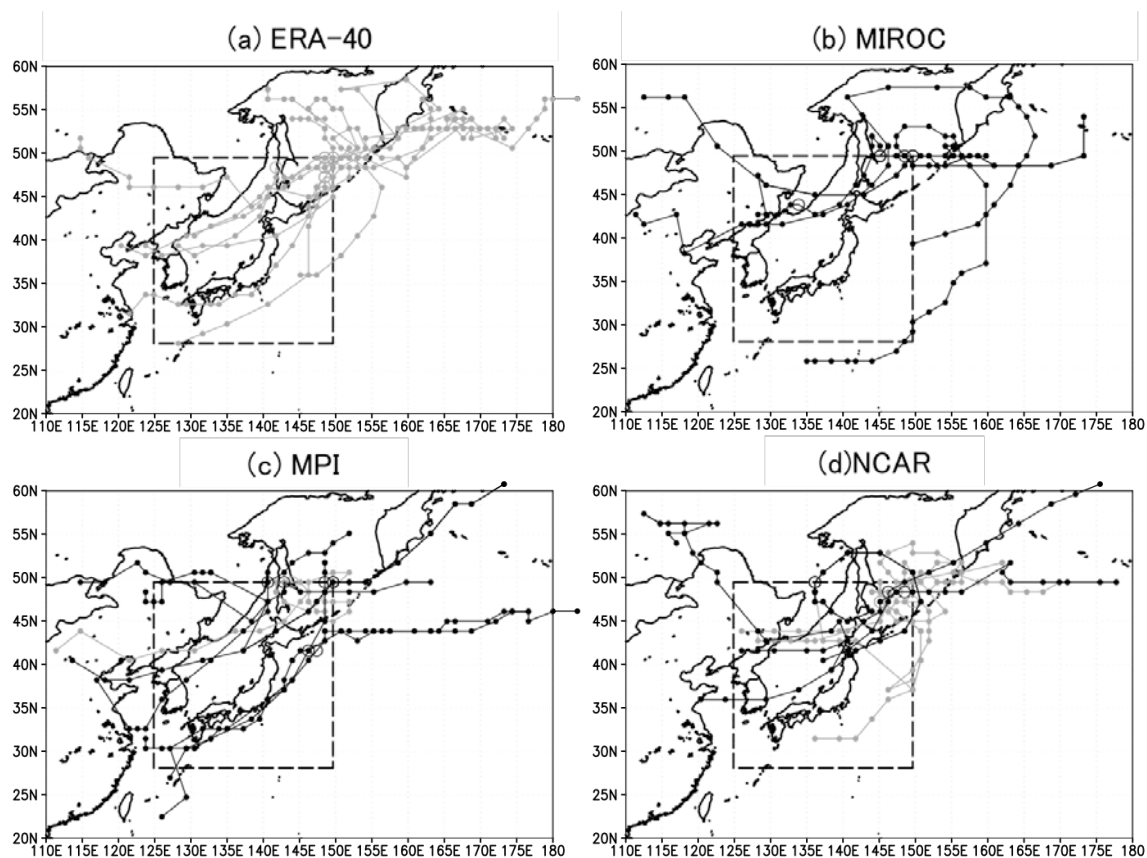


図 2.17 日本周辺（破線枠内）における中心気圧の最低値が 960hPa 以下であり、かつその際の移動速度が 30km/h 以下の爆弾低気圧の経路。図-2 の点線の領域内の事例に対応。灰色線は ERA-40 および各モデルの現在気候を、黒線は将来気候である。各点が 6 時間ごとの中心気圧の位置を示す。白抜き丸は、日本周辺で中心気圧が最低となった地点。文献 [110] より、著者が作成。

2.7.4 日本周辺で中心気圧が低く、かつ停滞する事例が発生する際のブロッキング発生位置

図 2.18 は、図 2.16 で抽出した日本周辺内での気圧の最低値が 960hPa 以下で、かつ移動速度が 30km/h 以下となる日の、ブロッキングの発生位置を示す。同図 (a) の ERA-40 では全 9 事例においてブロッキングの状態がオホーツク海（北緯 60 度、東経 150 度付近）に発生した。MIROC の現在気候では対象となる事例は存在しないが、将来気候および他のモデルにおいても、同様にオホーツク海周辺にブロッキングの状態である場合が多い。MPI の将来気候を除き、同図 (b), (c), (e), (f) において、全事例においてオホーツク海でブロッキングが発生している。

図-2.19 は、図 2.18 と同様、図 2.16 で抽出した日本周辺での気圧の最低値が 960hPa 以下で、移動速度が 30km/h 以下となる日、及びその前後での 250hPa 面のジオポテンシャル高度場である（ERA-40 のみ、他のモデルの結果は省略）。各図 (a) - (h) は、日本周辺（黒枠）での気圧が最低値

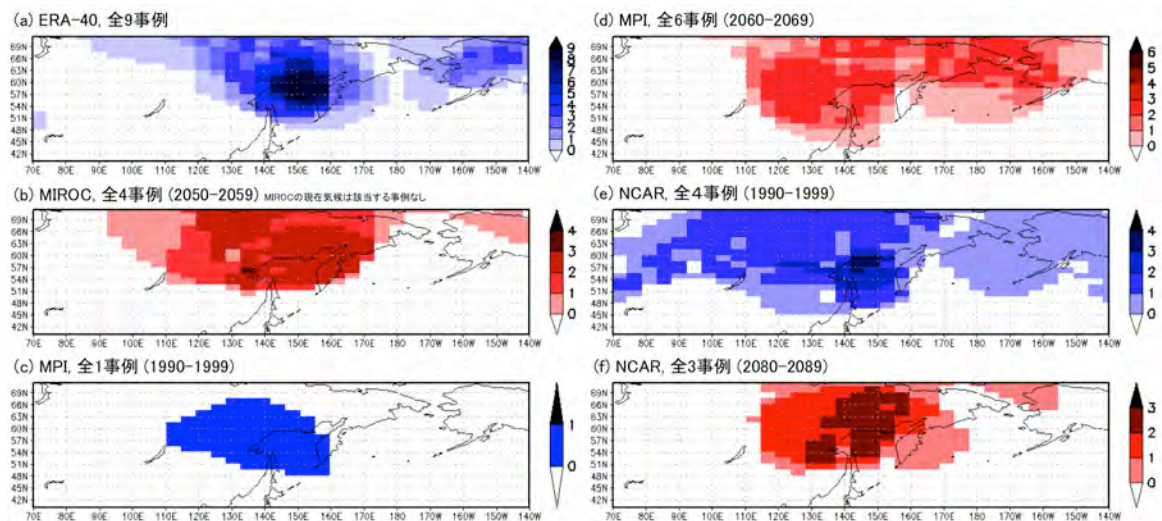


図 2.18 日本周辺における中心気圧の最低値が960hPa 以下、かつその際の移動速度が30km/h 以下の爆弾低気圧が存在した日におけるブロッキングの発生位置. 該当事例は、(a)ERA-40 で 9 事例、(b)MIROC の将来気候で 4 事例、(c)MPI の現在気候で 1 事例、(d) 将来気候で 6 事例、(e)NCAR の現在気候で 4 事例、(f) 将来気候で 3 事例. MIROC の現在気候では該当する事例はない. 色は全事例中何事例でどこにブロッキングが発生したかを示す. 文献 [110] より、著者が作成.

となった日を中段に、各事例のトラッキングが開始した日を上段、終了した日を下段に示す. また、図中の黒点は爆弾低気圧の経路である (図 2.17 と同様). 爆弾低気圧の停滞時 (0 日) には、隣にオメガ型のブロッキング高気圧が形成されていることがわかり、その後ブロッキング高気圧が多くのケースで発達する. 図 2.19(f) の Case.7 は例外で、爆弾低気圧停滞時にその東側に位置した偏西風の蛇行部は東進し、これと共に爆弾低気圧も東へ移動した.

ERA-40 について解析した図 2.16(a) の散布図で、縦軸に示す最低中心気圧を記録した際の中心気圧位置の移動速度について、全事例を停滞性の強いものから順に 5 等分し、上位 0-20%, 20-40%, 40-60%, 60-80%, 80-100% のグループに分け、それぞれの大気場を解析した. 図 2.21 はそれぞれのグループの 250hPa 面、500hPa 面高度場のコンポジットである. 爆弾低気圧が最低中心気圧を記録した際の中心気圧位置の移動速度が最も遅いグループ (図中 (a),(f)) では、日本周辺のすぐ東部である東経 150-180 度付近に、高度場が南北に蛇行している箇所が北緯 30-50 度付近に存在する. 順に速いものを見ていくと ((b) と (g), (c) と (h), (d) と (i), (e) と (j)), その蛇行域が観測されなくなる代わりに、これよりも日本から遠い西経 180-140 度付近の蛇行の振幅が増大している. 図??は同グループ分けに対し、爆弾低気圧の中心気圧が日本付近で最低となる時刻の (a)4 日前, (b)2 日前, (c) 当日, (d)2 日後, (e)4 日後, (f)6 日後のブロッキング発生頻度 (TM インデックス, 5 日以上継続するもの) を示す. (c) を見ると、停滞性の強いグループほど、日本周辺およびそのすぐ東側である東経 120-150 度付近のブロッキング発生頻度が気候値に対して高く、ピークが東経 150 度付近にあることがわかる.

以上より、日本周辺で強力かつ停滞する爆弾低気圧は、オホーツク海付近に位置し、その際同地

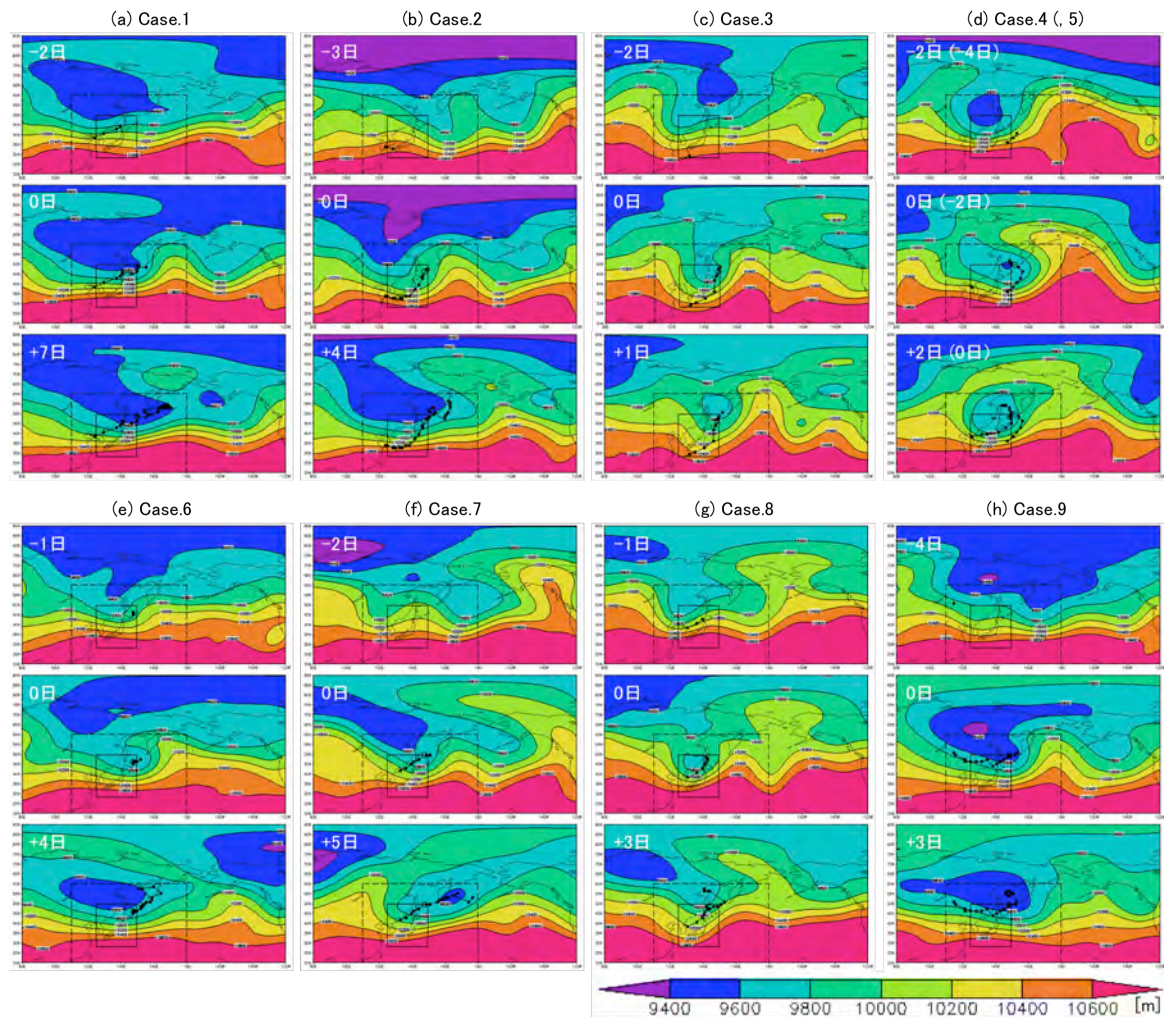


図 2.19 ERA-40 における，日本周辺での中心気圧の最低値が 960hPa 以下であり，かつその際の移動速度が 30km/h 以下となった爆弾低気圧が発生した日 (各図の中段) とその前後 (爆弾低気圧のトラッキングの開始日，終了日，図の上下段) の 250hPa 面のジオポテンシャル高度場 (色の濃淡)．図中の黒点は対象とする爆弾低気圧の経路を示す．破線は爆弾低気圧の抽出を行った領域，実線は対象とする日本周辺である．図 2(a) より，対象となる爆弾低気圧は 9 つあるが，このうち 2 つ ((d) Case.4,5) は同時期だったため (d) にまとめて掲載した．それぞれ，中心気圧の最低値を記録した日 (各図中段) は (a) Case.1 1961 年 1 月 5 日，(b) Case.2 1961 年 2 月 8 日，(c) Case.3 1968 年 3 月 17 日，(d) Case.4 1970 年 12 月 1 日，Case.5 1970 年 12 月 3 日，(e) Case.6 1980 年 3 月 11 日，(f) Case.7 1983 年 12 月 1 日，(g) Case.8 1995 年 11 月 8 日，(h) Case.9 1999 年 2 月 28 日である．文献 [110] より．著者が作成．

域でブロッキングの状態となり，ブロッキング高気圧は爆弾低気圧の停滞性が強いほど，爆弾低気圧のすぐ東側に位置することが多いことが分かった．

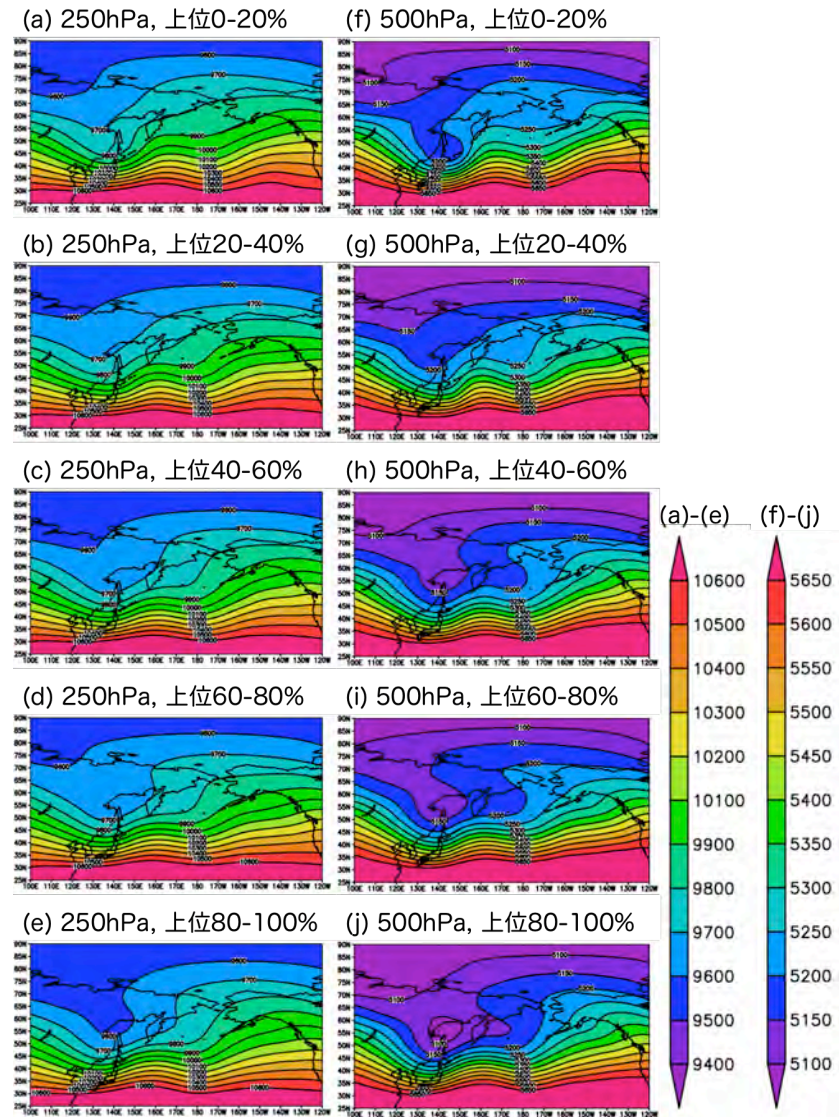


図 2.20 ERA-40 について解析した図 2.16(a) の散布図で、縦軸に示す最低中心気圧を記録した際の中心気圧位置の移動速度について、全事例を停滞性の強いものから順に 5 等分し、上位 0-20%, 20-40%, 40-60%, 60-80%, 80-100% に分け、それぞれの (a)-(e)250hPa 面, (f)-(j)500hPa 面高度場を示す。

2.8 まとめ

本章では、2015 年水防法一部改正の際に加味された、北海道東部に暴風、高潮災害を引き起こした 2014 年 12 月中旬に発生した爆弾低気圧のような事例を着目し、高潮災害への気象外力として、台風と爆弾低気圧を比較した。台風が熱帯における水蒸気供給と鉛直不安定にその力学的な駆動力を有するのに対し、爆弾低気圧（温帯低気圧）は中緯度における傾圧不安定にその成因を有するため、

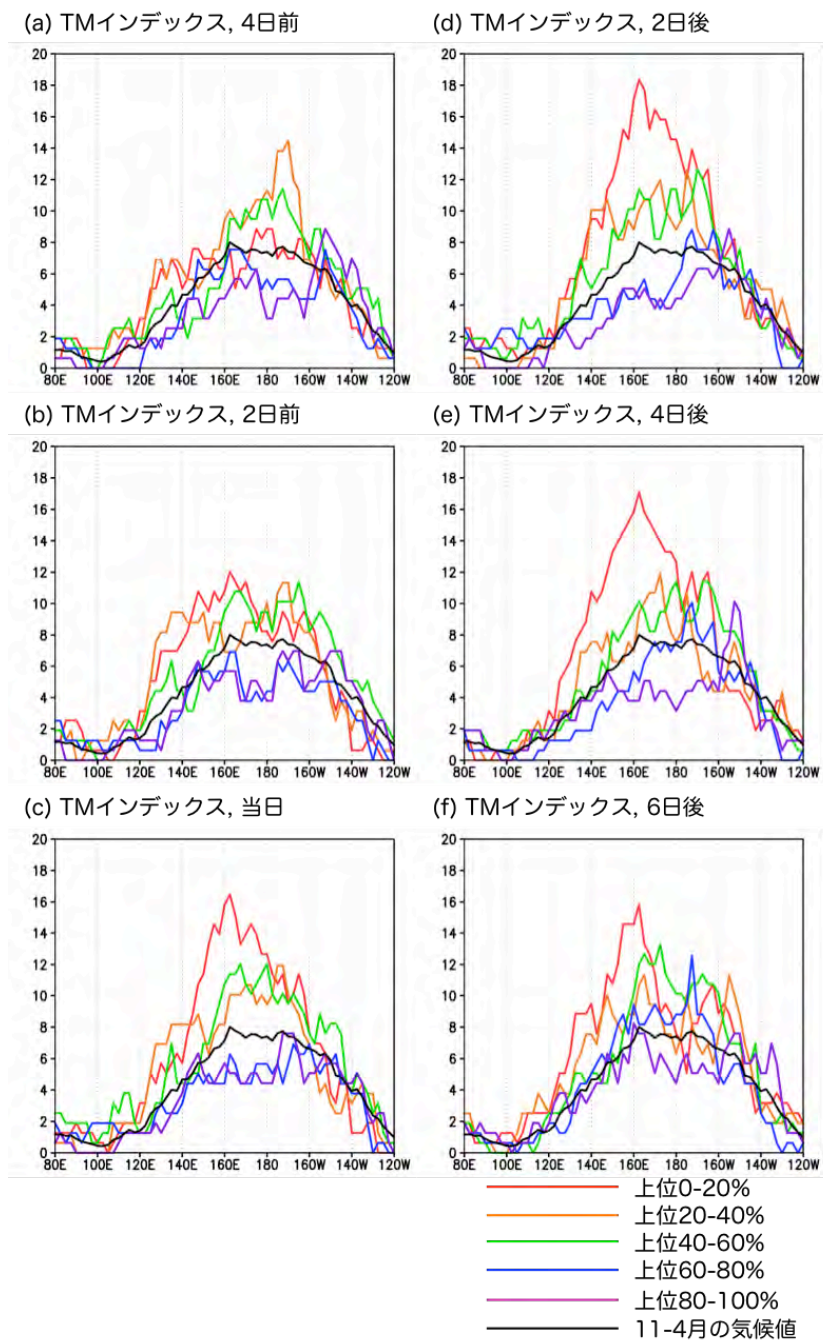


図 2.21 図 2.20 と同様の分類に対し、TM インデックスにより算出した 5 日以上継続するブロッキングの発生頻度を示す。爆弾低気圧が最低中心気圧を記録する、(a)4 日前、(b)2 日前、(c) 当日、(d)2 日後、(e)4 日後、(f)6 日後の発生頻度をそれぞれ示す。

それぞれの強度に関しては、緯度とともに減少、増加する。過去 40 年間の爆弾低気圧と台風の過去最低中心気圧を日本周辺の各地点で求め、北緯 35 度付近を境に、南側で台風が強く、北側で爆弾低気圧が強いことを示した。なお、高潮災害や強風災害に対しては、低気圧性擾乱の強度（中心

気圧)のみならず、その停滞性も重要である。特に高潮災害については、爆弾低気圧が停滞することにより、気圧の低下に伴う潮位の上昇が、満潮と重なるリスクが高まる。これらの視点を有し、台風と爆弾低気圧の移動速度についても解析を行った。台風は中緯度の西風ジェットが弱い夏季に多発するのに比べて、爆弾低気圧は西風ジェットが強い冬季に多発する。これより、台風の移動速度と爆弾低気圧の移動速度を比較すると、平均的には台風の方がゆっくりと進み、かつ台風は西風ジェット帯である北日本の位置する緯度帯で加速する傾向にあることがわかる。一方、過去 40 年間で、最も移動速度が遅かった事例に着目すると、爆弾低気圧の移動速度が台風よりも遅い事例が日本周辺の各地点に存在する。この特徴は特にオホーツク海周辺や北海道、東北地方の西岸・東岸(北日本周辺)で顕著である。これは、冒頭で着目した根室高潮事例においても確認された特徴で、二つの爆弾低気圧のうち、太平洋沿岸を通過した爆弾低気圧は、根室沖に 24 時間以上停滞し、満潮時と重なることで、高潮災害が発生するに至った。さらに、同事例では、爆弾低気圧の北方であるオホーツク海付近にブロッキング高気圧・低気圧により形成される双極型のブロッキングが位置していたことが確認された。北日本地域において、爆弾低気圧が極端に停滞する事例がある根拠の一つとして、爆弾低気圧同様冬季に発生しやすいブロッキングがその移動を阻害しているという可能性が示唆される。まず、北日本の対象領域において爆弾低気圧が 1 日以上留まった日について、解析を行うと、ブロッキングの発生頻度は 2014 年根室高潮事例同様オホーツク海付近で顕著に高いことがわかった。このオホーツク海周辺のブロッキング発生頻度は、将来予測計算結果では、気候変動に伴い多くのモデルで減少することが示唆されている [54]。このことも鑑み、CMIP3 の代表的な 3 つのモデルの計算結果を用い、1990-1999 年の 10 年間いくらべ、全球平均気温が 2 度上昇する年代において解析を行った。北日本周辺を通過する爆弾低気圧の最低中心気圧に関して、将来気候において、顕著な変化は見られず、また、ブロッキングの減少に伴い、停滞性の強いブロッキングが減少するという結果は得られなかった。これは選択したモデル、または年代においては、オホーツク海付近のブロッキング発生頻度の減少は数パーセントであり、爆弾低気圧の停滞性に及ぼす影響が少ない結果とも解釈できる。なお、再解析データも含め、日本周辺にて 960hPa 以下の最低中心気圧を有し、その際の中心気圧の移動速度が 30km/h 以下の強度・停滞性の強い事例を抽出し、その経路とブロッキングとの位置関係を解析した。これらの極端に強度・停滞性が強い事例では、解析対象期間である 1960-1999 年の 40 年間に於いてオホーツク海付近では必ずブロッキングが存在していたことを確認した。このオホーツク海付近のブロッキングは、形状としては、 Ω 型ブロッキングが日本の東部に位置していたことに相当する。CMIP3 の各モデルにおいても、その位置関係ならびにブロッキングの形状が同様に再現されており、将来気候においてもそのパターンが重要であることを確認した。なお、停滞性の強いもののほど、この Ω 型ブロッキングに起因する偏西風の蛇行は日本のすぐ東岸に位置しており、停滞性の弱いものが日本付近を通過する場合は、偏西風の蛇行は北米の西海岸付近に位置していることがわかった。なお、強度・停滞性が強い爆弾低気圧が発生した場合、ブロッキングはその 2 日前ほどから生じやすく、さらにのち 4.5 日継続するものが多い。これは、1.5.3 節で紹介した、移動性擾乱とブロッキングとの相互作用により、強い渦位を有する爆弾低気圧が、ブロッキング低気圧に供給されることで、ブロッキングが維持された結果だと考えられる。

第 3 章

現在気候及び将来気候における日本とその周辺の低温日に対するブロッキングの影響

3.1 先行研究におけるブロッキングと低温日との関係

大気ブロッキングは 1 章で述べた通り、中緯度域における極端現象に対して間接的、直接的に影響を及ぼす。この章では、ブロッキングによる冬季の異常低温を対象とする。北半球の冬季（12 月-2 月, December to February; DJF）に関する研究では、Quiroz (1984) が 1983/1984 年冬の北米における寒波事例をブロッキングとエルニーニョ・南方振動との関係から扱っている。また、Zhou et al. (2009)[95] は、中国南部における 2008 年 1 月の低温に伴う降雨・降雪は (1) シベリア上空のブロッキング、(2) ベンガル湾からの水蒸気の流入、(3) 積雪による境界層の逆転が主要因であると述べた。Scaife and Knight (2008)[72] は 2005-2006 年のブロッキングに起因したヨーロッパ寒波について、成層圏の循環及び大西洋での海面水温 (sea-surface temperature; SST) の重要性を述べた。Maidens et al. (2013)[51] はヨーロッパの記録的低温について調査し、大西洋の熱含量と SST が予測の精度向上に寄与すると示した。また、日本の事例では、気象庁気象研究所の報告書 (Tokyo Climate Center, Japan Meteorological Agency, 2013[80]) によると、2012/2013 冬季において、日本の多くの地域が寒波に見舞われたが、これは、負の北極振動 (Arctic Oscillation; AO) にともなうシベリア東部のブロッキングが影響していたと述べた。この寒波は、ブロッキングが寒冷前線ジェットを南方に押し曲げ日本の上空に到達し、上空の寒気が日本の北部に到達したことによる。

ブロッキングに伴う極端現象に関する気候学的議論の観点からは、Carrera et al. (2004)[9] が、北米地域の冬季 (DJF) におけるブロッキングの下流（偏西風に対して下流; 東部）における低温や高温といった異常気象を取り扱った。ブロッキングによるジェット気流の蛇行による極端な低温・高温の地域分布を示した。Lee and Jhun (2006)[50] は中国とその周辺での気温と降水の偏差の影響を考慮するためにブロッキングとアジア冬季の季節風の関係について研究した。Takaya and

表 3.1 HISTORICALs と RCP8.5s のデータの概要. 文献 [42] より. 著者が作成.

Acronym (Institute)	Model	Model expansion	Center	vertical levels	Horizontal resolution	Reference
BNU	BNU-ESM	Beijing Normal University Earth System Model	Beijing Normal University	26	T42 (2.8°×2.8°)	Ji, D., et al., 2014. Description and basic evaluation of Beijing Normal University Earth system model (BNU-ESM) version 1. <i>Geoscientific Model Development</i> 7.5, 2039-2064.
NOAA GFDL	GFDL-CM3	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory coupled model	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory	48	2° × 2.5°	Donner LJ, et al., 2011. The dynamical core, physical parameterizations, and basic simulation characteristics of the atmospheric component AM3 of the GFDL global coupled model CM3. <i>Journal of Climate</i> 24.13, 3484-3519.
NOAA GFDL	GFDL-ESM2M	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory Earth System Model with MOM4 ocean component (ESM2M)	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory	24	2° × 2.5°	Dunne, JP, et al., 2012 GFDL's ESM2 global coupled climate-carbon Earth System Models. Part I: Physical formulation and baseline simulation characteristics. <i>Journal of Climate</i> 25.19, 6646-6665.
IPSL	IPSL-CM5A-LR	L'Institut Pierre-Simon Laplace Coupled Model, version 5A, coupled with NEMO, low resolution	Institut Pierre Simon Laplace	39	1.875°×3.75°	Dufresne JL, et al., 2013. Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model: from CMIP3 to CMIP5. <i>Climate Dynamics</i> 40.9-10, 2123-2165.
IPSL	IPSL-CM5A-MR	L'Institut Pierre-Simon Laplace Coupled Model, version 5A, coupled with NEMO, mid resolution	Institut Pierre Simon Laplace	39	1.25° × 1.25°	Dufresne JL, et al., 2013. Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model: from CMIP3 to CMIP5. <i>Climate Dynamics</i> 40.9-10, 2123-2165.
CCSR, NIES, FRCGC	MIROC5	Model for Interdisciplinary Research on Climate, version 5	Center for Climate System Research, University of Tokyo; National Institute for Environmental Studies, Frontier Research Center for Global Change	56	T127	Watanabe M, et al., 2010. Improved climate simulation by MIROC5: mean states, variability, and climate sensitivity. <i>Journal of Climate</i> 23.23, 6312-6335.
CCSR, NIES, FRCGC	MIROC-ESM-CHEM	Model for Interdisciplinary Research on Climate (An atmospheric chemistry coupled version of an earth system model)	Center for Climate System Research, University of Tokyo; National Institute for Environmental Studies, Frontier Research Center for Global Change	80	T42 (2.8°×2.8°)	Watanabe S, et al., 2011. MIROC-ESM 2010: model description and basic results of CMIP 5-20 c 3 m experiments. <i>Geoscientific Model Development</i> 4.4, 845-872.
MPI	MPI-ESM-MR	Max Planck Institute Earth System Model, medium resolution	Max-Planck-Institute	95	T63	Giorgetta MA, et al., 2013. Climate and carbon cycle changes from 1850 to 2100 in MPI-ESM simulations for the Coupled Model Intercomparison Project phase 5. <i>Journal of Advances in Modeling Earth Systems</i> 5.3, 572-597.
MRI	MRI-CGCM3	Meteorological Research Institute Coupled Atmosphere-Ocean General Circulation Model, version 3	Meteorological Research Institute	48	T159	Yukimoto S, et al., 2012. A new global climate model of the Meteorological Research Institute: MRI-CGCM3—model description and basic performance—. <i>気象集誌 第 2 輯</i> 90.0, 23-64.

Nakamura (2005)[78] は, 冬季のアジアの気候に対して支配的なシベリア高気圧と同地域の寒波について研究を行った. シベリア高気圧の季節内変動は北米地域と西シベリアのブロッキング両方からの影響で説明ができると結論付けた.

1 章でも言及したがブロッキングの定義に関して, 気象の格子点データから客観的にブロッキングを抽出する手法がコンピューターの発達に伴い 1980 年代から盛んに研究され (統計的なレビューは Barriopedro et al., 2010[5] が詳しい), このブロッキング抽出手法 (以下ブロッキングインデックス) を用いた統計解析や事例解析が行われるようになった. もっとも, 多く使われるブロッキングインデックスとしては, 大気中層である 500-hPa 面でのジオポテンシャル高度場の南北逆転からブロッキングを定義する Tibaldi and Molteni (1990) の手法 (Legenas and Okland (1983) の手法を改良したもの) があげられる. また, Pelly and Hoskins (2003)[60] は, 大気上層の気象力学的特徴に立脚した別のブロッキングインデックスを考案した. この手法ではブロッキングは, 2 potential vorticity unit (2PVU) 面の南北温位勾配の逆転から定義される. この高度は, Hoskins et al., 1985[34] が示した対流圏界面の高度に相当し, 対流圏界面に沿ってブロッキング高気圧が有する暖気塊と低気圧が有する寒気塊からブロッキングを定義したことになる. Matsueda et al. (2009)[55] は近年の全球気候モデル (Global Climate Model; GCM) を用い, モデルの解像度の高さは, より正確にヨーロッパ-大西洋北東部のブロッキングを再現することを示した. 一方, Scaife et al. (2010)[73] と Vial and Osborn (2011)[87] はブロッキングの再現性について, モ

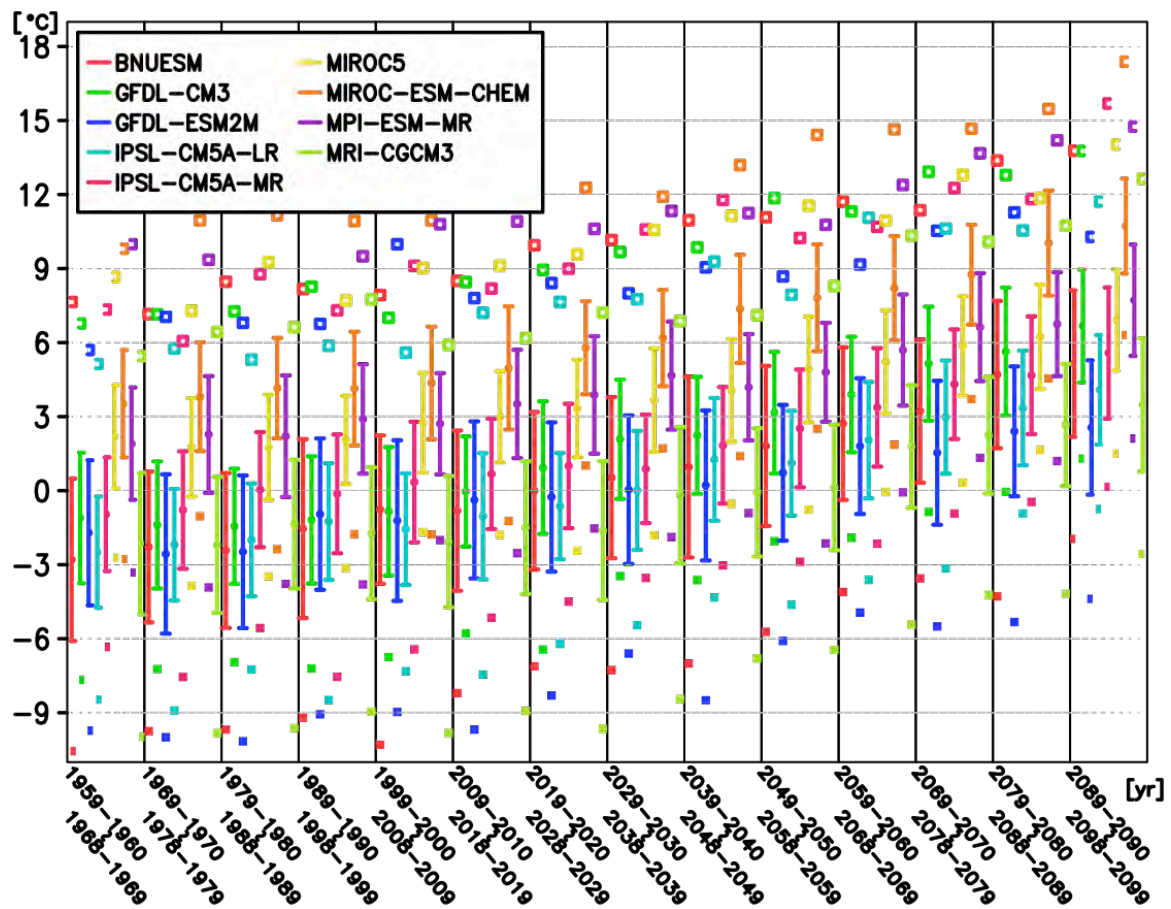


図 3.1 各モデルにおける、日本周辺域で領域平均した 2m 高さ気温。丸は各年代の 10 回の冬季 (12-2 月) の平均気温を、エラーバーは標準偏差を、白抜き四角は最大値を、黒四角は最低値を示す。

デルが有するジオポテンシャル高度などの変数の気候値が、モデルの癖としてブロッキングの発生頻度に影響することを示した。

上述のブロッキングインデックスは、各経度毎にブロッキングの発生を定義することができるが、近年では経度方向のみならず緯度方向も含めたブロッキングの発生分布を得るインデックスが開発された。これは、気候変動に伴うブロッキング発生位置の微妙な変化を定量的・空間的に見積もるためであり、multi-model ensemble from phase 5 of the Coupled Model Intercomparison Project (CMIP5) のデータセットに対して適用された (Anstey et al.(2013)[2])。ここで、CMIP5 とは世界各国の 20 の気候モデルのグループが同一の気候シナリオ (将来気候を想定した同一の境界条件) で将来予測計算を行う枠組みであり、2011 年よりその計算結果が公開されている。これは、気候モデルには不確実性が存在することから、複数の気候モデルのアンサンブル結果から将来気候を推定するためである。Masato et al. (2013)[54] は CMIP5 の計算結果を用い、20 世紀終盤、21 世紀終盤のブロッキング発生頻度の変化について解析を行った。彼らは、冬季における北太平洋高緯度のブロッキング多発地域が将来北東方向に、夏季におけるヨーロッパ東部、ロシア西部のブ

ロッキング多発地域が東方へ移動することを示した。一方で, Dunn-Sigouin and Son (2013)[19] は将来気候のシミュレーションではロッキングの継続期間について明らかな変化はないことを示した。

最新の気候変動シナリオに対する将来気候におけるロッキングの発生頻度とその空間分布については上述の先行研究により示されたが, 将来気候のロッキング発生位置の変化が各地域の極端現象をどのように変化させるかについては議論が希薄である。本章では, Masato et al. (2013)[54] が示した北半球の冬季 (DJF) における北太平洋地域のロッキングが北東方向へシフトすることに着目し, この影響が日本及びその周辺の気温の偏差や降水にどのような影響を与えるかについて分析を行う。2 章で手法を説明し, 3 章で結果を示し, 4 章でまとめを行う。

3.2 手法

CMIP5 のデータセットを用いた, ロッキング発生頻度に関する先行研究に使用された 9 つの GCM(BNUESM, GFDL-CM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-LR, IPSL-CM5A-MR, MIROC5, MIROC-ESM-CHEM, MPI-ESM-MR, MRI-CGCM3, e.g., Anstey et al. (2013)[2], Masato et al.(2013)[54], Dunn-Sigouin and Son(2013)[19]) を用いた。各モデルの鉛直・水平解像度は表 3.1 に示す。過去, 及び将来気候シナリオとしては, Historical (December 1959—February 1999, 以下, この気候での 9 つのモデルアンサンブルを HISTORICALs と呼ぶ) 及び representative concentration pathway 8.5 (December 2059—February 2099, 以下, この気候での 9 つのモデルアンサンブルを RCP8.5s と呼ぶ) experiment を用いた。前者は 20 世紀に観測された外力を設定し, 後者は将来の温室効果ガスの排出量と濃度を設定し, 2100 に大気上層で放射強制力が $8.5\text{W}/\text{m}^2$ になるようにした将来気候計算である。地球温暖化が十分に進行した気候を対象とするため, また先行研究と比較するために RCP8.5 シナリオを選択した (Masato et al., 2013[54])。さらに, The 40-yr European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) re-analysis (以下, ERA-40 と呼ぶ, Uppala et al., 2005[84]) を HISTORICALs と同期間 (1960-1999 年) で比較し, モデル計算の妥当性について検証する。ERA-40, HISTORICALs, RCP8.5s の 2m 高さ気温, 降水, 500hPa 面のジオポテンシャル高度を, 日本周辺の異常低温・高温, 高降水, ロッキング発生頻度を抽出するために用いた。各 CMIP5 モデルおよび ERA-40 は水平解像度が異なるため, 全てのデータセットは Masato et al. (2013)[54] にならい, 1.5° 度 (緯度) $\times 4.5^\circ$ 度 (経度) に挿した。解析対象は, 閏年の 2 月 29 日を除く 12 月 1 日-2 月 28 日 (DJF) の冬季とした。

ロッキングは 2 章と同様 Masato et al. (2013)[54] にならい, 日 500hPa ジオポテンシャル高度を用いて, 2 次元平面的に同定した。手法の詳細は 1 章 4 節を参照のこと。この手法は 5 日以上, ジオポテンシャル高度の南北逆転が継続する場合ロッキングを定義するため, 冬季 (DJF) のみならずその前後の月も含め各日, 各グリッドでのロッキング発生を同定した。ロッキングの発生頻度は, 全解析期間 3600 日 (各データセットで 40 年分, DJF で各年 90 日間) に対するロッキングが発生した日によってパーセンテージで求めた。さらに, ロッキングの強度については, Tyrlis and Hoskins (2007)[83] と Davini et al. (2012)[17] を参考に, B_i の値をロッキングが発

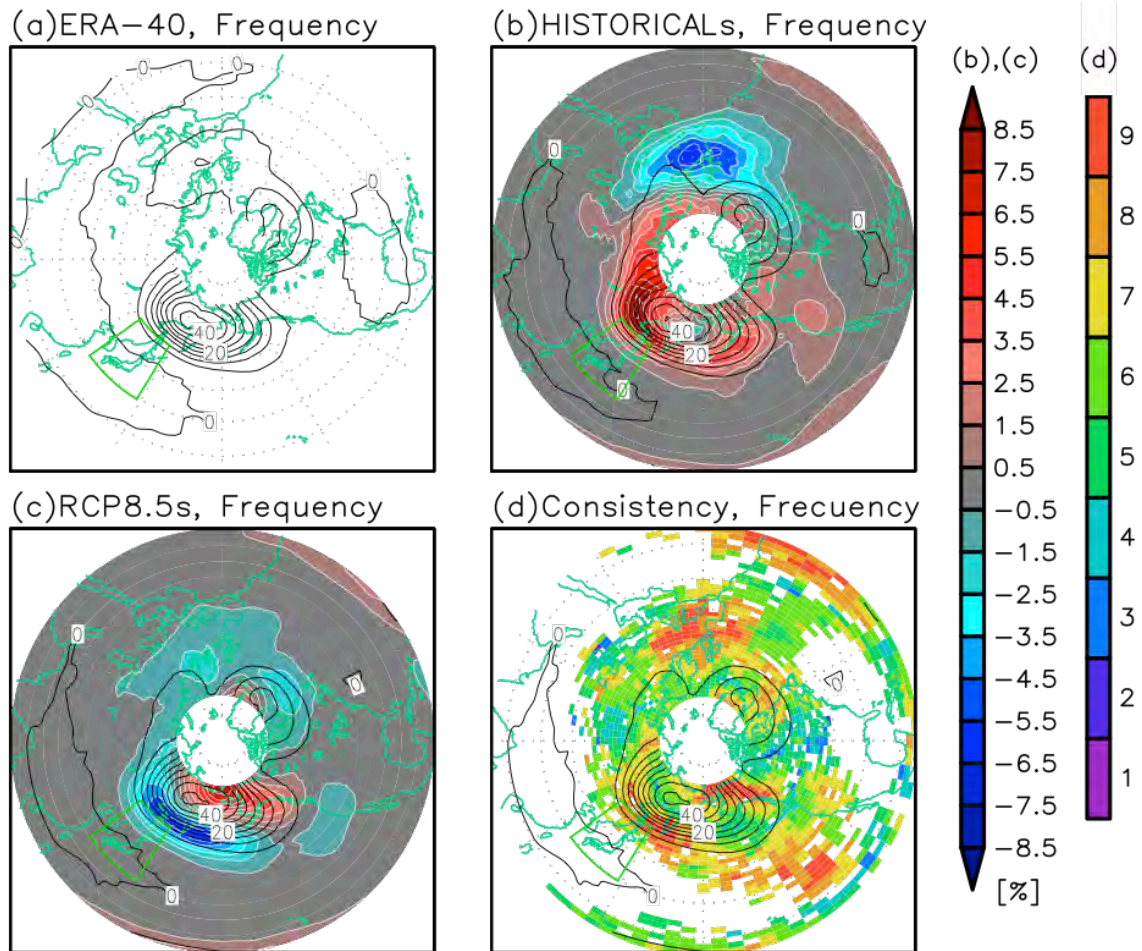


図 3.2 各データセットにおけるブロッキング発生頻度とデータセット間の差. (a)ERA-40 におけるブロッキング発生頻度. 5% おきに黒の実線で示す. (b)HISTORICALs のブロッキング発生頻度を黒の実線で, HISTORICALs と ERA-40 の差 (HISTORICALs から ERA-40 の差) を色で示す. 暖色ほど HISTORICALs のブロッキング発生頻度が高く, 寒色ほど低いことを示す. (c)RCP8.5s でのブロッキング発生頻度を黒の実線で, RCP8.5s と ERA-40 の差 (RCP8.5s から ERA-40 の差) を色で示す. 暖色ほど将来気候でブロッキングが増加し, 寒色ほど減少することを示す. (d)(c) におけるブロッキングの増減が, 9 つ中幾つのモデルで一貫して増加または減少であることを示す. 暖色の領域ほど, 多くのモデルが (c) と一致して増加または減少であることを示す. 図中の緑の枠線は, 日本周辺域 (北緯 29.5—50.5 度; 東経 126—148.5 度) である. 文献 [42] より. 著者が作成.

生した日数で平均したものとして定義した。

図 3.1 は、各モデルにおける、日本周辺域 (北緯 29.5—50.5 度; 東経 126.0—148.5 度) で領域平均した 2m 高さ気温であり、丸は各年代の 10 回の冬季 (12-2 月) の平均気温を、エラーバーは標準偏差を、白抜きの四角は最大値を、四角は最低値を示す。HISTORICALs, RCP8.5s それぞれで対象とする年代である 1960-1999 年, 2060-2099 年の日本周辺行きで領域平均した 2m 高さ気温を比較すると、RCP8.5s における低温な日々は、HISTORICALs における平均気温程度に相当することがわかる。HISTORICALs にて発生していたような極端に低温な日 (例えば、図中の四角点 (最低値)) は将来気候においては発生しないことが見て取れる。同様、RCP8.5s における極端に高温な日 (例えば、図中の白抜きの四角点 (最高値)) は、HISTORICALs においては発生しなかった高温の日である。

図 3.1 に示す通り、温暖化の気温上昇の効果が顕著である。過去気候と将来気候で、同じ気温の閾値で異常低温、高温を定義すれば、将来気候において異常低温は発生せず、異常高温が増加することは図 3.1 より自明である。そこで、本研究では、HISTORICALs と RCP8.5s それぞれにおいて、異常低温、異常高温を別々に定義し、各気候において気温の日々の変動がどう変化するかを解析する。10 年毎 (「1959 年 12 月 1960 年 2 月から 1968 年 12 月-1969 年 2 月」から 10 年ごとに「2089 年 12 月 2090 年 2 月から 2098 年 12 月-2099 年 2 月」) に 99 パーセントイル以上の異常高温な日を高温日 (HEAT99)、1 パーセントイル以下の異常低温な日を低温日 (COLD1) と定義する。なお、極端現象の対象領域は日本周辺域 (北緯 29.5—50.5 度; 東経 126.0—148.5 度) とした。この領域は、本研究で用いる 1.5 度 (緯度) × 4.5 度 (経度) 格子において 90 グリッド分に相当する (図 3.2(a) 中の緑色の領域内を参照のこと)。日本周辺域の詳細な気温変化については、付録 C を参照されたい。

また、降水については 10 年程度の時間スケールではその平均値や分散に大きな変動がないため、HISTORICALs, RCP8.5s それぞれ 40 年間における 99 パーセントイル以上の降水の日を高降水 (PRECIP99) とした。

3.3 結果

図 3.2 は (a)ERA-40 における 1959/60 年から 1998/99 年, (b)HISTORICALs における 1959/60 年から 1998/99 年, RCP8.5s における 2059/60 年から 2098/99 年の冬季 (DJF)・北半球におけるブロッキング発生頻度の地域分布を黒の実線で示す。図 3.2(b), (c) の色は HISTORICALs と ERA-40 のブロッキング発生頻度の差 (HISTORICALs から ERA-40 の差), RCP8.5s と HISTORICALs のブロッキング発生頻度の差 (RCP8.5s から HISTORICALs の差) をそれぞれ示す。図 3.2(d) は (c) における RCP8.5s と HISTORICALs の差の正負 (増加・減少) が 9 つ中幾つのモデルで一致しているかを示す。暖色は二つのデータセットで多くのモデルが一貫してブロッキング発生頻度が増加または減少であることを示す。

図 3.2(a) に示す ERA-40 の結果において、ブロッキング発生頻度のピークは 3 箇所を観察される。これらはロシア極東 (北緯 62.5 度; 東経 153.0 度), グリーンランド (北緯 64.0 度; 西経 49.5

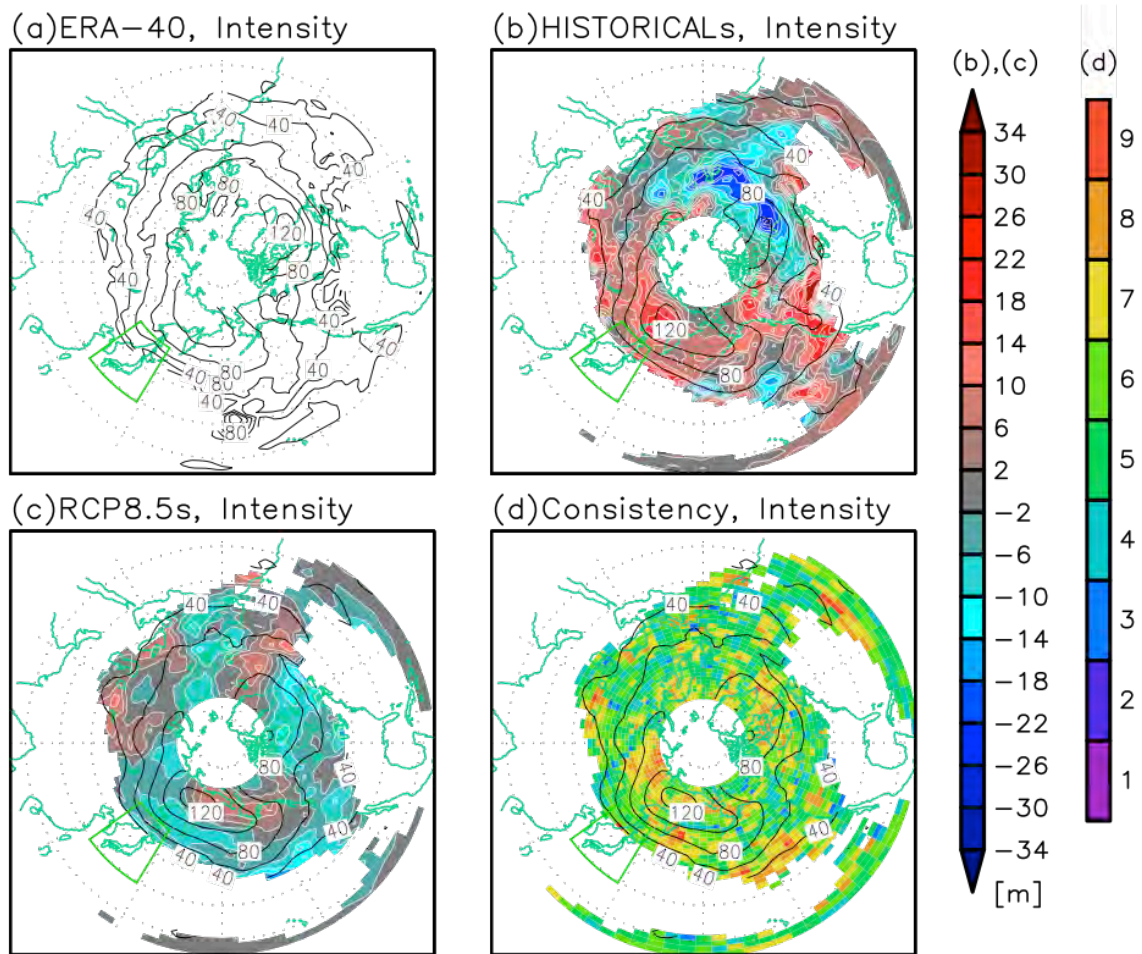


図 3.3 ブロッキングの強度。実線、色の意味は図 3.2 と同様、実線は 20m おき。文献 [42] より、著者が作成。

度), ヨーロッパ (チェコ共和国上空, 北緯 50.5 度; 西経 13.5 度) 付近であり, それぞれ 43.3, 16.3, 10.2% である。この空間分布は, 特に北太平洋領域で図 3.2(b) に示す HISTORICALs と類似している。ロシア東部や中国北部 (北緯 52—65 度; 東経 111.0—140.0 度) では, HISTORICALs のブロッキング発生頻度は約 4-8% ERA-40 のものより高い。一方, ヨーロッパや大西洋東部のブロッキング発生頻度は 1-6% 低くなっており, 再現性が低いことがわかる。図 3.2(c) に示すように, 北太平洋地域のブロッキングのピークは存在するが, その中心は HISTORICALs に比べ北東方向にシフトしていることがわかる。これらの特徴は Masato et al. (2013)[54] と同様である。図 3.2(c), (d) に示すように, 多くのモデルはオホーツク海付近でのブロッキングの減少を示す。一方, ベーリング海峡や米国アラスカ上空では, 多くのモデルでブロッキングは増加であることがわかる。

図 3.3 は, 図 3.2 と同様に (a)ERA-40, (b)HISTORICALs, (c)RCP8.5s のブロッキングの強度と他のデータセットとの差について地域分布を示す。実線はブロッキングの強度であり, (b)における色は HISTORICALs と ERA-40 の差 (HISOTIRLCAs 引く ERA-40) を, (c)における色は

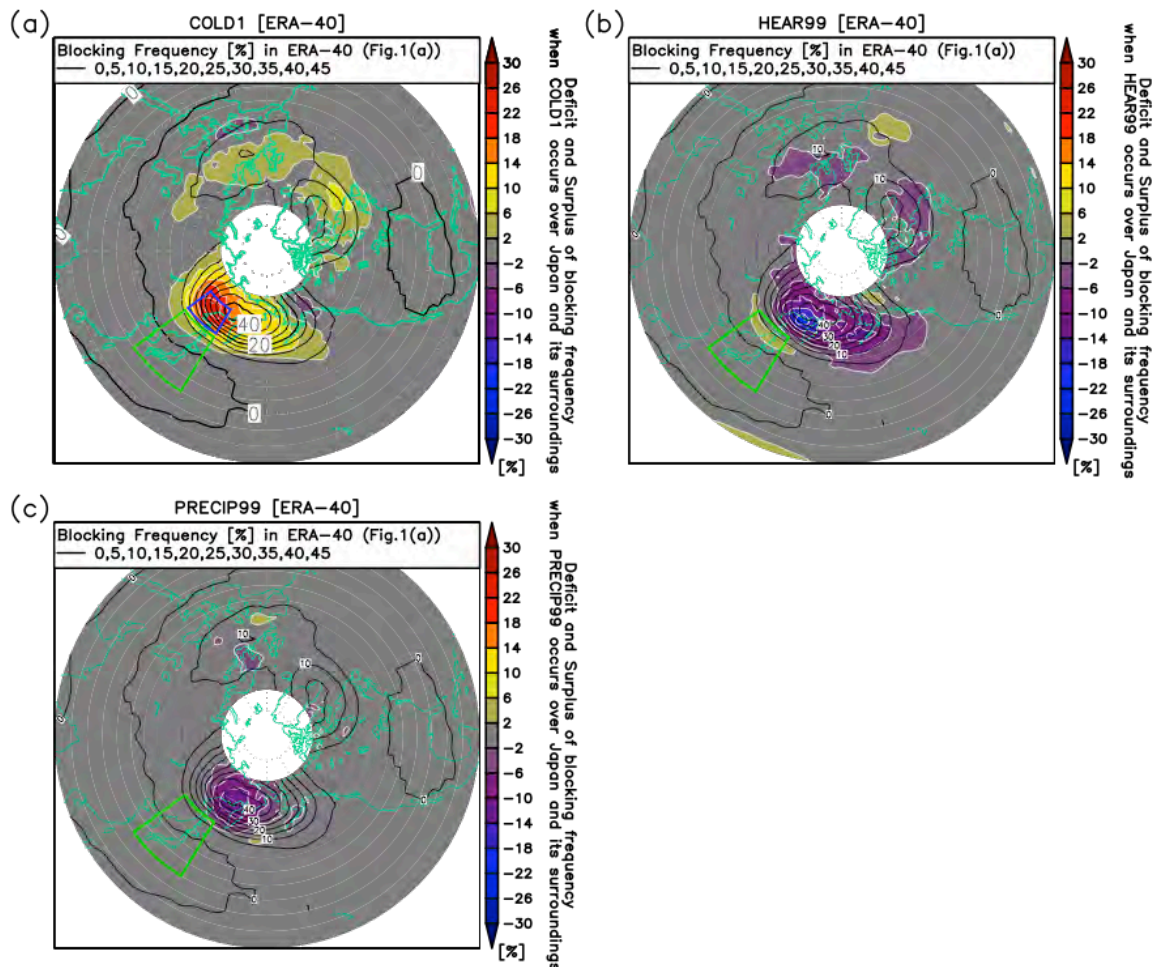


図 3.4 ERA-40 における (a)COLD1, (b)HEAR99, (c)PRECIP99 が発生した日のブロッキング発生頻度のコンポジットと平年値のブロッキング発生頻度 (図 3.2(a)) との差。暖色ほど日本周辺域の極端現象 (COLD1, HEAR99, PRECIP99) と各地点のブロッキングが同日に発生しやすいことを示す。実線は図 3.2(a) に示す ERA-40 におけるブロッキング発生頻度の平年値であり、5% おきに線を引いた。文献 [42] より、著者が作成。

RCP8.5s と HISTORICALs との差である。図 3.3(d) は (c) に示す増減に関して、9 つのモデルのうち何モデルが同様増加または減少を示すかを表す。ブロッキング発生頻度と同様、ロシア極東とグリーンランド上空にブロッキングの強度のピークが存在する。図 3.3(c), (d) よりオホーツク海付近のブロッキングの強度は 5-8 モデルで一貫して減少することがわかる。

図 3.4 は、ERA-40 について、平年のブロッキング発生頻度 (図 3.2(a)) に対する、(a)COLD1, (b)HEAR99, (c)PRECIP99 が日本周辺域で 1 地域にでも発生した日のブロッキング発生頻度の差であり、暖色の領域ほど各極端現象とブロッキングが同時におきており、寒色の領域ほどおきにくいことを示す。図 3.4 のすべての図は ERA-40 における 1959/1960 年から 1989/1999 年の 40 回の冬季に対する結果であるが、他のデータセットに関しても同様の傾向であることを確認した。実線は図 3.2(a) で示す ERA-40 のブロッキング発生頻度の平年値である。図 3.4(a) に示す通り、日

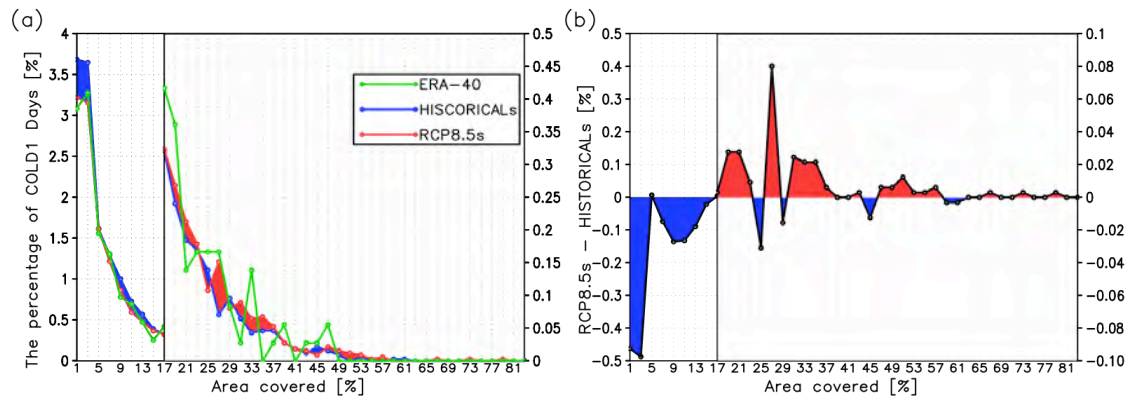


図 3.5 (a) COLD1 が日本周辺域に発生した際の、40 年間の冬季 (DJF) における COLD1 の日数 (%、縦軸) と Area Covered(%、横軸)。緑線は ERA-40、青線は HISTORICALs、赤線は RCP8.5s である。青及び赤のシェードは HISTORICALs と RCP8.5 の差を示す。Area Covered が 17% 以上以下で縦軸のスケールを変えた。それぞれ左と右の軸が対応する。(b) HISTORICALs と RCP8.5s の差 (RCP8.5 から HISTORICALs の差)。(a) 同様 Area Covered が 17% 以上か以下かで縦軸のスケールが異なる。文献 [42] より、著者が作成。

本周辺域で COLD1 が発生した場合、北太平洋の多くの地域でブロッキングが同日に発生していたことがわかる。この特徴は図中青枠内部に示すオホーツク海の北西部とそれに隣接するロシア極東地域 (北緯 52.0—62.0 度; 東経 126.0—148.5 度) においては特に顕著であり 12—24% 程度平年値に対して高い。一方で、図 3.2(b) に示すように HEAT99 が発生した日の北太平洋一帯におけるブロッキング発生頻度は平年に対して低い。これらの傾向は、オホーツク海付近のブロッキングにより寒帯前線ジェットが日本付近で南に押し下げられ、高緯度・高高度の寒気塊が日本に流入するためであると考えられる。なお、図 3.4(c) より PRECIP99 も、オホーツク海付近のブロッキングとともに発生しにくいことがわかる。これ以降本章では、日本周辺に発生する COLD1 と北太平洋域に発生するブロッキングとの関係について、気候変動前後の変化について考察する。

次に、COLD1 の空間的なスケールを考えるために、同日に日本周辺域の何パーセントで COLD1 が発生したか (Area Covered [%] と以下呼称する) を調べる。図 3.5(a) は COLD1 の日本周辺域における Area Covered [%、横軸] に対する、40 年間の冬季に COLD1 が発生した日数 [%、縦軸] を示す。緑線は ERA-40、青線は HISTORICALs、赤線は RCP8.5s の結果をそれぞれ示す。広い Area Covered の場合の COLD1 の日数は少ないため、見やすいように縦軸のスケールを 17% を界に変えた (狭い Area Covered の日数は左の軸、広い場合の日数は右軸である)。HISTORICALs と RCP8.5s の差を見やすくしたものが図 3.5(b) である。図 3.5(a) でわかる通り、すべてのデータセットの線はよく類似しており、モデルの再現性が高いことがわかる。HISTORICALs と RCP8.5s の比較である図 3.5(b) より、RCP8.5s では、Area Covered が 1-16% のほとんどの COLD1 は、減少することがわかる。一方、それより高い Area Covered での多くで COLD1 は増加することがわかる。従って、RCP8.5 シナリオの条件下では日本周辺の COLD1 は同時に発生しやすくなることがわかる。気候値に対して 1 パーセンタイルの気温との差は日本周辺域で平均して、HISTORICALs

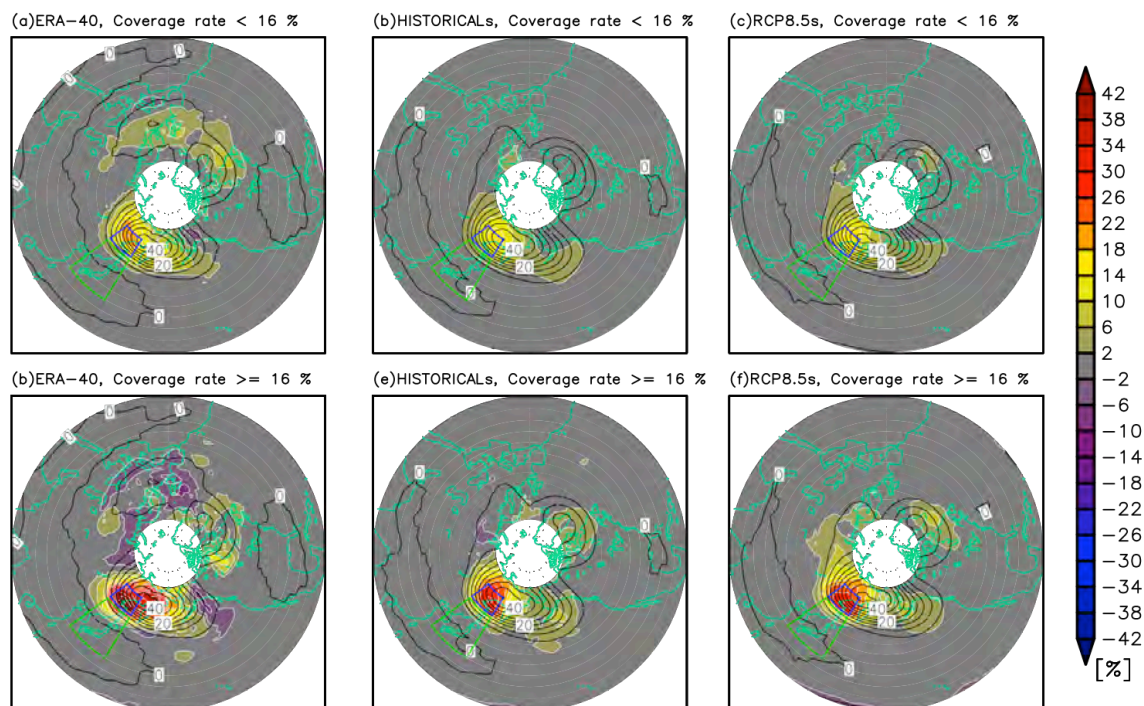


図 3.6 Area Covered が 16% より (a)-(c) 広い場合と (d)-(f) 狭い場合とでの COLD1 が発生した日のブロッキング発生頻度のコンポジットと平年値 (図 3.2) との差を色で示す。 (a), (d) は ERA-40, (b), (e) は HISTORICALs, (c), (f) は RCP8.5s である。黒の実線は図 3.2 で示したブロッキング発生頻度の平年値を 5% 刻みで示す。青の四角は図 3.4(a) でも言及した冬季の COLD1 と同日にブロッキングが発生しやすい領域 (北緯 52—62.5 度; 東経 126—148.5 度)。文献 [42] より。著者が作成。

では 7.7℃, RCP8.5s では 6.7℃であった。

図 3.5 より, RCP8.5s では, 約 16% を界に, 日本周辺にて空間的に狭い範囲の COLD1 は減少し, 一方で広範囲の COLD1 が多く発生することがわかる。3.6 に日本周辺における広範囲の COLD1 と狭い範囲の COLD1 とに分けて, ブロッキング発生頻度を ERA-40, HISTORICALs, RCP8.5s について示す。Area Covered が 16% より (a)-(c) 広い場合と (d)-(f) 狭い場合とでの COLD1 が発生した日のブロッキング発生頻度のコンポジットと平年値 (図 3.2) との差を色で示す。 (a), (d) は ERA-40, (b), (e) は HISTORICALs, (c), (f) は RCP8.5s である。3.6 の黒の実線は ERA-40, HISTORICALs, RCP8.5s についてブロッキング発生頻度の気候値を黒の実線で示す (図 3.2 参照)。この図より, 広範囲の COLD1 の方が, 狭い範囲の COLD1 よりもオホーツク海付近 (北緯 52—62.5 度; 東経 126—148.5 度) のブロッキングとよく発生しやすいことがわかる。この傾向は, 16% という閾値以外で広範囲・狭い範囲の COLD1 を分離しブロッキング発生頻度のコンポジットを取っても, 観察されることを確認した (図省略)。

最後に, オホーツク海付近のブロッキング (図 3.4(a) の青枠内; 北緯 52.0—62.5 度; 東経 126.0—148.5 度) と同日に発生する COLD1 の日数とその空間的スケール (Area Covered) の関係が,

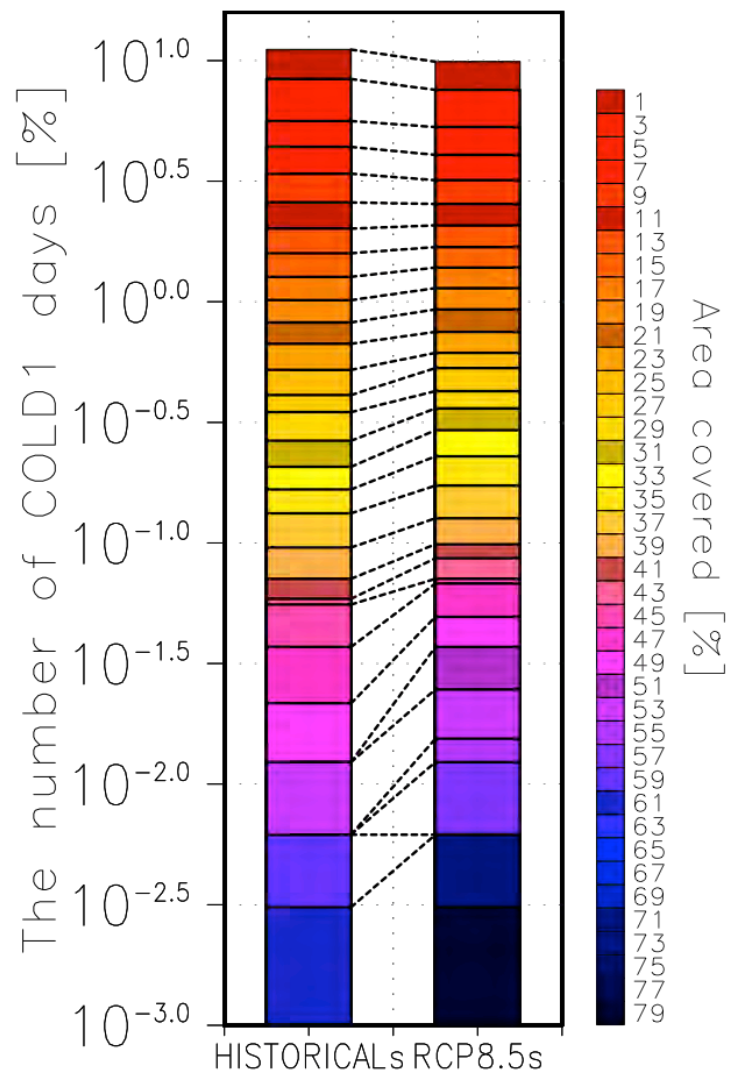


図 3.7 ブロッキングがオホーツク海周辺 (北緯 52—62.5 度; 東経 126—148.5 度) に発生した際の、解析対象期間 (40 回の冬季 (DJF,90 日間), 計 3600 日) に占める COLD1 の日数 (%) と Area Covered (%), HISTORICALs と RCP8.5s について示す。文献 [42] より、著者が作成。

HISTORICALs と RCP8.5s でどのように変化するかについて述べる。図 3.7 は、Area Covered が高い順番に積算した、解析対象期間 (40 回の冬季 (DJF,90 日間) に占める COLD1 の日数 (%) である。色は、Area Covered(%) である。図より、オホーツク海付近のブロッキングに付随して発生する空間的に狭いスケール (日本周辺域の 0 to 10%) の COLD1 の日数は減少し、それより空間的に広いスケールの COLD1 の日数は増加することがわかる。

3.4 まとめ

この章では、日本周辺に発生する冬季の異常高低温、高降水を対象に日本に隣接する北太平洋付近のブロッキングの影響について調査した。北太平洋周辺は北半球の中でもブロッキングが多発する地域であり、Masato et al., 2013[54]によると将来気候においてブロッキングの発生頻度が冬季にやや北東方向へ移動する地域である。気象庁気象研究所の報告書 (Tokyo Climate Center, Japan Meteorological Agency, 2013[80]) にもある通り、過去の日本の極端現象に同地域のブロッキングは影響していることから、将来気候のブロッキングの位置の変化が、日本の極端現象に与える影響を CMIP5 のデータセットを用いて解析した。図 3.4 より、冬季においては北太平洋のブロッキングは日本周辺において 100 日に 1 回程度発生する日単位の低温な日に寄与し、高温日、高降水日には影響が少ないことがわかった。将来気候では過去気候に発生していたような低温日は発生しなくなることを加味し (図 3.1)、将来気候において 100 日に 1 回程度発生する低温な日を別途定義し直し、解析を行った。図 3.5 より、将来気候における低温日は日本周辺域において一度に広範囲に発生しやすくなることを示したが、ブロッキングに伴う日本周辺の低温日に着目するため、図 3.7 の解析を行った。図 3.7 より、日本の低温と同日に発生することの多いオホーツク海周辺のブロッキングと、日本周辺の低温な日の空間的な広がり、日数を調べたが、将来気候におけるオホーツク海付近のブロッキング発生頻度の低下に伴い、ブロッキングに伴う日本周辺の低温な日の全日数は減少する。一方、ブロッキングに伴う日本周辺の低温な日は、将来気候においては一度に日本周辺の広範囲に発生しやすくなることがわかった。

第 4 章

底面の加熱および冷却を伴う回転水槽 実験による傾圧不安定波の再現

4.1 はじめに

中緯度域における大気の振る舞いは、温帯低気圧や移動性高気圧の発生・移動に影響を受ける。この移動性高低気圧は、地上観測が主であった 1920 年代ではノルウェー学派により寒冷前線・温暖前線を有する降雨の一形態と認識され、その成因は傾圧不安定として解釈された (Bjerknes and Solberg, 1921[6])。1938 年には、Rossby(1938)[69] により、アメリカ大陸の地上観測と船舶の観測データから、大気の上昇には東西に大気波動（渦列）が存在することが発見された。これは、のちに Rossby 波と名付けられる。1940 年代後半には、Charney (1947)[10], Eady (1949)[20] により、温帯低気圧の成因は等圧面と等密度面が交わることにより生じる傾圧不安定であることが示唆された。彼等は、線形安定性理論を用い現実的な大気場の卓越波長を解析し、実大気の温帯低気圧・移動性高気圧のスケールと同等の波動が不安定であることを示した。これは、ノルウェー学派による傾圧不安定としての説明では、小さなスケールの波動ほど不安定であるという矛盾を解消するものであり、以後、温帯低気圧の成因については傾圧不安定であると決着がついた。

その後、傾圧不安定波の形成は、室内実験手法で検証される。この室内実験手法は円筒容器に水を満たし回転させ、水槽中央部と外周部で冷却・加熱することで、コリオリ力と温度勾配力を有する流体の挙動を観察するものであり、数値モデルである General Circulation Model (GCM) の前進として解釈することもできる。この実験手法は二つの流派が存在し、Fultz(1951)[25] により提案されたディッシュパン型と Hide(1953)[30] が提唱したアニュラス型とに分けられる。

Fultz(1959)[26] は水を入れた金属製の円筒容器の側面を暖め、底面を冷やし水に温度差を与える実験を行った。実験装置が洗い桶 (dish-pan) に似た形状をしていることから、ディッシュパンの実験と呼ばれる。一方、Hide(1953)[30] は二つの同心円筒の間に水を入れ、内側の側壁を冷やし、外側の側壁を加熱する実験を行った。2 重円筒容器 (annulus) を用いるため、アニュラスの実験と呼ばれる。特に有名な論文として Fowles and Hide(1965)[24] が挙げられるが、アニュラス型の装置を用いて水面に撒いたアルミ粉によって流れを可視化する同様の実験を行い、熱ロスビー

数とテイラー数の2つの無次元量の関係が波動の形態を特徴づけることを示唆した。なお、ディッシュパン型の実験よりも、アニュラス型の実験の方が傾圧不安定波の波動を安定的に生成できる特徴を有するため、Hideのアニュラス型の実験が、以後多く行われてきた。近年の例では、三村(1990)[139]は極渦の反転現象の研究のために、温度差を与えず、底面の傾斜によって地形性ベータ効果を持たせた円筒水槽を用いた実験を提案し、この実験に傾圧性を与えるために、同様の水槽の中央部に冷却棒、外側に円筒状の温水層を設置した実験も行った[140]。

ディッシュパンの実験のように作業流体中に内壁のない装置の特徴を生かした研究としては、三沢、木村(1990)[138]による実験が挙げられる。極域における寒気の吹き出しを、回転円筒水槽の底面中央部を冷却し、外周部を断熱することで再現した。同様の条件について、木村(1999)[114]は数値実験により、回転水槽のような底面が平らな場合と、地球大気のような球面の場合とを比較した。

本研究では、蛇行の振幅の制限のない傾圧不安定波を再現するため、底面に温度差を与える実験を行う。この着想は、ブロッキングのような傾圧不安定波の碎波現象を観察するためには、アニュラス型のように蛇行の振幅が内壁と外壁で固定値となる実験ではなく、ディッシュパン型のようにその制限を取り払った装置の方が適すると考えられることによる。ディッシュパンの実験と同様に底面に冷源があるが、熱源についても水槽の側壁ではなく底面に配置している。また、三沢、木村(1990)[138]の実験同様、極域に相当する水槽中央部の挙動についても解析可能となる。以上の点に注目し、本研究では、内壁を取り除いた回転水槽実験で再現される傾圧不安定波の解析を行った。本研究では、Keane et al. (1995) [40]によるSuper-Resolution Particle Imaging Velocimetry(SRPIV)法及びMoving Least Square(MLS)法による粒子速度高次補間(竹原、江藤(2009))により流速を定量化した。これらの可視化のプロセスは、津波発生時に見られる遡上波の解析を行った渡部ら(2013) [145]に準拠した。2節に実験装置の概要、3節に解析手法、4節に解析結果、5節にまとめを記述する。なお、実験水槽内部の作動流体にかかる遠心力とコリオリ力の南北傾度である β 効果に関しては、付録Dにその詳細を示す。

4.2 実験装置と撮影手法

4.2.1 実験装置の概要

本研究で開発した実験装置を図4.1に示す。本実験装置の水槽には、熱伝導率の高い真鍮製の底面を用い、底面内部の中央部及び外周部に空洞を設け、それぞれに冷水、温水を常時循環させることにより、底面表面に同心円状の温度分布を形成させる。円筒水槽は直径150mm、高さ150mmの大きさであり、温水と冷水が循環する部分の面積を等しく設定した。また、側壁は断熱性を考慮し厚さ10mmの透明なアクリル製とし、後述のレーザシート光を側面から透過させる。

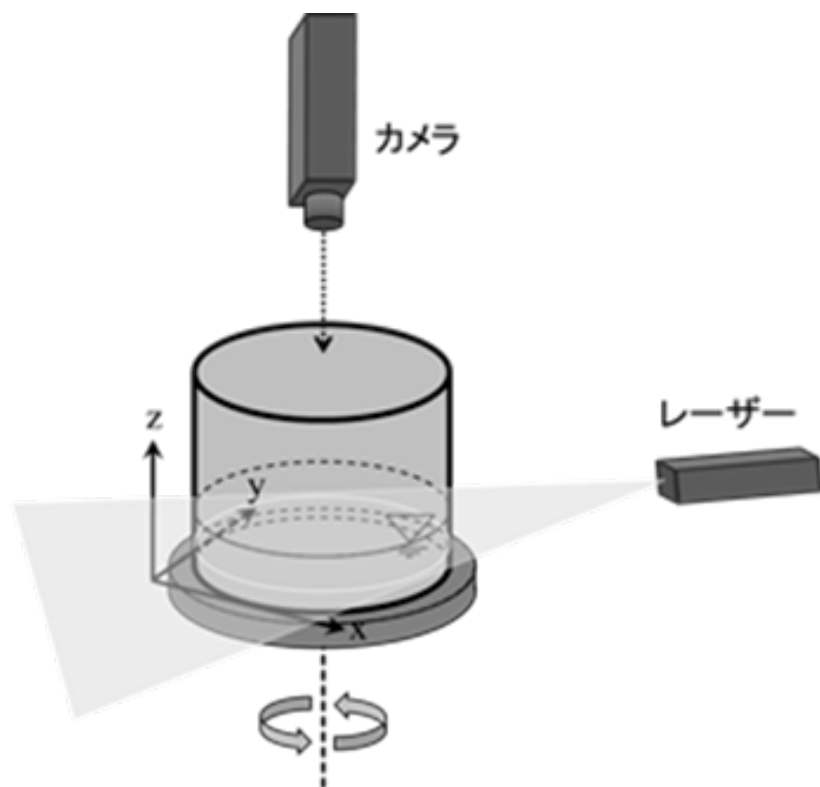


図 4.1 実験水槽の縦断面 (左) および水槽底面の内部構造 (右). 文献 [97] より, 著者らが作成.

4.2.2 撮影方法

流れを詳細に可視化するため, Particle Imaging Velocimetry(PIV) 法を用いた. 本研究では, 作業流体と比重を同じとする, 流体中に中立する粒子が輸送される軌跡を追跡することで, 流速を測定した. 中立粒子は水平に挿入されたレーザーシート光により照射されるため, 流体内の任意の高さの水平流速を可視化できる. 本実験では津波発生時の遡上について解析した渡部ら (2013)[145] に準じた方法で相互相関法 PIV を行い, さらに, SRPIV(Keane et al.(1995)[40]) を用いて, より高解像な流速分布を求めた (4.2.3 節にて詳述).

4.2.3 実験条件

実験条件は以下の通りである. 実験開始前の非回転時の水深は 40mm とした (回転時は遠心力により水面が放物面となる. 詳細は付録 D を参照のこと). レーザシート光を挿入する高さは底面より 30mm とした. 回転数は 30rpm とし, 底面に循環させる温水は 36 °C, 冷水は 6 °C とし, 温度差は 30 °C とした. なお室温は 21 °C であった. 回転開始より 30 分経過時から 1 回転に 1 枚, すなわち 2 秒間隔で画像の取り込みを 10 分間行った. 水槽の回転方向は反時計回りである (これは, 観察する渦の挙動が北半球と一致することを示す). 曲面である円筒水槽の壁面で, レーザ光が屈

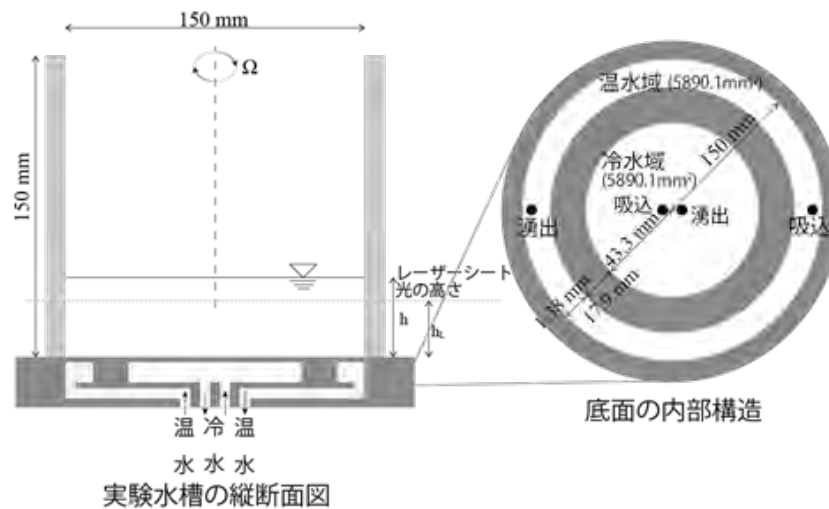


図 4.2 画像取得の概念図. 桃色に蛍光着色した粒径 $60\ 200\ \mu\text{m}$ の中立粒子を水に混入させ、水槽の側方から波長 532nm のレーザシート光を水平に照射した. 解像度 1000×1000 画素の CCD (Charge Coupled Device) カメラを水槽中央上に設置し、粒子の散乱光を撮影した. 慣性系に設置したカメラの撮影間隔を水槽の回転と同期させ、水槽が一回転するごとに一枚の画像を取り込んだ. カメラには、 560nm 以上の光のみを透過させるローパスフィルタを取り付け、蛍光粒子の反射光のみを撮影した. 文献 [97] より、著者らが作成.

折するため、水槽の縁は影となり解析に十分な粒子の輝度値が得られず結果の欠損が生じる.

なお、以下で扱う物理量は全て回転系における値とし、水槽自体の回転速度を除いた値とする. なお、本実験では作動流体の鉛直方向の変化は少ないと想定している. その根拠については付録 E に記すが、これは、地衡風調節が起こり、暖かい、または冷たい流体塊が流れ出さないことを想定しているためである. なお、流速分布については温度風の関係により、底面から距離があるほど速いと考えられる.

4.3 解析手法

4.3.1 相互相関法 PIV

水槽内の中立粒子の輝度を撮影した微小時間 Δt だけ異なる 2 枚の画像を使用し流速を求める. 本実験では 1000×1000 ピクセルの画像を撮影したが、1 枚目の画像に数十ピクセル角の小領域を設定し、その領域に含まれる複数の粒子の輝度値の分布と最も相互相関係数の値が大きくなる 2 枚目の画像の領域を調べる. この相関の高い 2 つの小領域の空間的なずれを流体の移動量とみなし、微小時間 Δt で除した値を流速とする.

なお、上記方法では移動量はピクセル値により規定されるため 1 ピクセル分の幅で離散的となる. より高解像に流速を算定するため、周囲の相互相関係数から逆数補間を行いサブピクセル精度にて移動量及び流速を算定し直した.

4.3.2 SRPIV

相互相関法 PIV 解析の結果を粒子速度の第 1 近似として、個々の粒子を追跡し、最高解像度で流速を求める。一般に、PIV は、その解像度が低く制限され、精度は混入した粒子数が多いほど高くなる。一方、粒子追跡法 (PTV) は最高解像度で速度を計測できるが、粒子数が多くなると誤追跡による誤差が顕著に増加する。SRPIV は PIV と PTV を組み合わせ、両者の短所を補完し、高粒子群に対する高解像度流速計測を可能とする。相互相関法 PIV 解析によって得られた時刻 t , $t + \Delta t$ 間の流速が u である領域に含まれる粒子が、 Δt 間に $u \Delta t$ の距離だけ移動したと想定し、決定した移動先の近傍に探索領域を設定する。時刻 $t + \Delta t$ の画像中の探索領域内に存在する全ての粒子を追跡候補粒子とし、それら候補粒子について同様に $t+2 \Delta t$ までの粒子追跡を行う。ここでは、得られた多数の候補粒子軌道の内、最小加速度の原理に基づき、最適な粒子の軌道を決定する。すなわち、時刻 t , $t + \Delta t$, $t+2 \Delta t$ の 3 枚の画像 A, B, C に対して、AB 間及び CD 間の速度の変化が最小のものを対応粒子とし、個々の粒子の速度を求め、領域ごとの流速を定める。なお、得られた粒子ごとの流速は、竹原、江藤 (2009)[127] による MLS 法を用いて座標系のデータへと変換した。

4.4 解析結果

本実験水槽は地球の半球を模している。水槽中央が極域で外周が低緯度となり、半径方向が緯度方向、円周方向が経度方向に相当する。以後、地球大気に倣い、半径方向の流速を南北流速、円周方向の流速を東西流速と呼称する。南北流速は南向きを正とし、東西流速は東向きを正とする。地球大気における用語である帯状平均、南北平均も同様の意味で用いる。また、渦度は相対渦度・鉛直渦度（東西・南北流速成分による渦度）を意味し、水槽の回転と同方向を正と定義する。正の渦の向きは、地球における低気圧性の渦の向きであり、負は高気圧性の渦の向きに相当する。回転数は 30rpm(3.14rad/sec) であり、惑星渦度は 6.28[rad/sec] である (水面形状による流体の鉛直厚の南北変化がもたらす地形性 β 効果については付録 D に記述した)。なお、SRPIV による解析時間は、実験開始より 30-40 分後であり、以下ではその時刻における結果を示す。

4.4.1 東西流速

図 4.3 に 1 分平均した流速（ベクトル）と東西流速（色、青は西風、赤は東風）を示す。なお、SRPIV により 2 秒に 1 回ずつ流速を算出するため、1 分間では 2 秒ごとに 30 回の流速が得られたが、十分な中立粒子の輝度が取れない等の理由で、1 分間に 15 回以上の流速値が得られなかった領域については欠損とし白い領域で示した。水槽中央部を囲むように、半径 $r=20\text{-}50\text{mm}$ の範囲で、東西流速が正の領域がみられる。これは、地球大気の偏西風ジェットに相当するものと考えられる。実験開始から 30-40 分の間でこの領域はほぼ円環状を維持し、おおよそ同様の半径 r の位置に 20-50mm の幅を有する。この東西流速が正の領域の内側、外側では東西流速が負の流速が生じる。

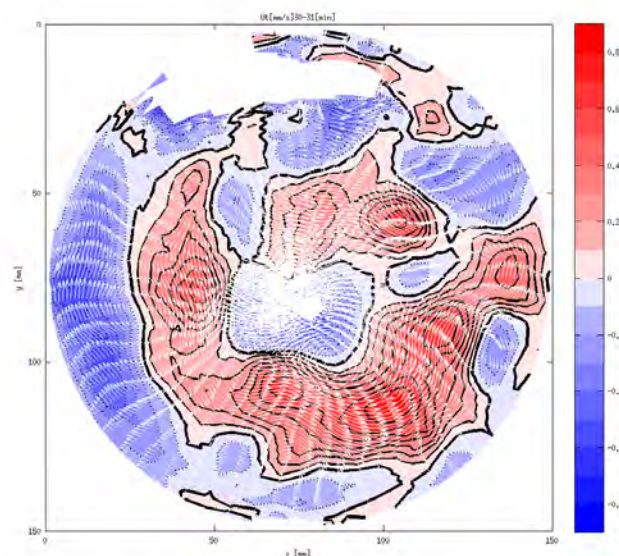


図 4.3 流速（ベクトル）と東西流速（色，青は西風，赤は東風に相当）．実線の等値線の領域は正の東西流速，破線の等値線は負の東西流速の領域である．回転開始から 30-31 分の 1 分間の平均値を示す．ここで水槽の回転方向は図に対して反時計回りであり，東西流速は水槽の回転と同方向を正とする．1 分間の平均には 2 秒ごと 30 回のデータを用いているが，15 回以上で流速が算定できなかった領域については欠損とし，白色で示す．文献 [97] より，著者らが作成．

東西流速の 1 分平均・帯状平均を図 4.4 に示す．水槽の中心では西風（負の東西流速）， $r=25\text{--}55\text{mm}$ の領域では東風（正の東西流速），より外側の領域では西風（負の東西流速）がみられる．円の中心付近にみられる西風（負の東西流速）は，別の時刻における 1 分平均では正の流速を示す場合もある．最大値はおおよそ半径 $r=37.5\text{mm}$ 付近で 0.2mm/s 程度である．ここでの流速値は 1 分間の時間平均をさらに帯状平均しているので，瞬間値および一地点での流速よりオーダーが小さいことに注意されたい．

4.4.2 南北流速

図 4.5 に 1 分平均した流速（ベクトル）と南北流速（色，青は北風，赤は南風に相当）を示す．この図から南北流速は経度方向に交互に向きが変化していることがわかる．

図 4.6 は東西流速が最大である半径 $r=37.5\text{mm}$ 上で南北流速の 1 分平均値を取り，これを東西方向に示したものである．この図から，1 分平均した南北流速の最大値の大きさは正（南風：外向き），負（北風：内向き）ともに $0.3\text{--}0.6\text{mm/s}$ 程度の間で前後し，正負の流速が交互に並んでいる．この振幅の数を時々刻々数えると，東西流速の波数は 4 から 6 程度である．

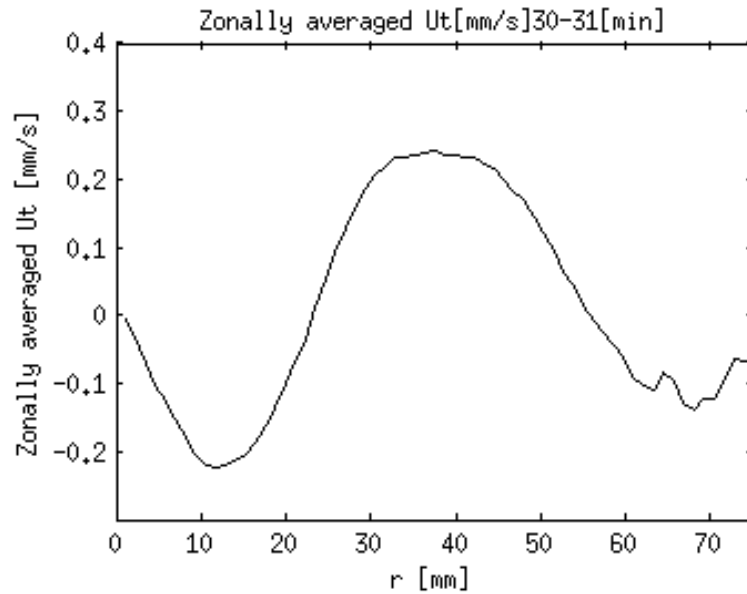


図 4.4 東西方向流速の帯状平均. 横軸は中心からの距離 r , 解析時間, 図 4.3 に記した条件で欠損域は解析対象から除外した. 文献 [97] より, 著者らが作成.

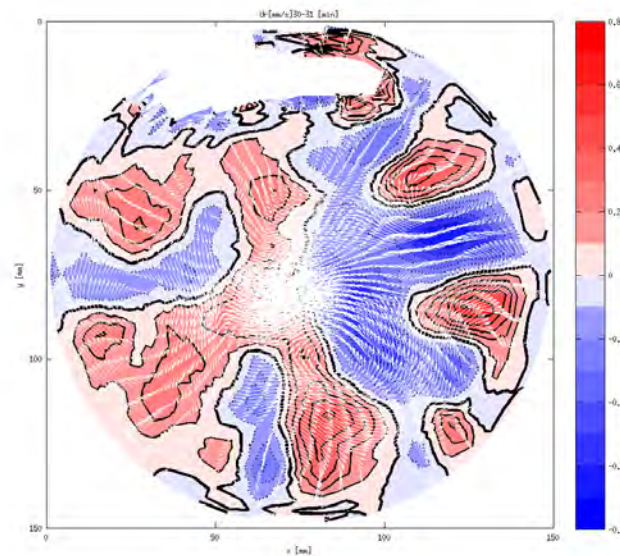


図 4.5 流速 (ベクトル) と南北流速 (色, 青は北風, 赤は南風に相当). 水槽の外向きを正とする. 解析時刻, 白色の欠損域, 実線, 破線の意味については図 4.3 と同様. 文献 [97] より, 著者らが作成.

4.4.3 水平渦度と水平発散

図 4.7 に 1 分平均した流速 (ベクトル) と水平渦度 (色, 青は高気圧性渦, 赤は低気圧性渦に相当) を示す. 東西流速の卓越する領域に対して内側に正の渦度, 外側に負の渦度が分布し, 渦の間

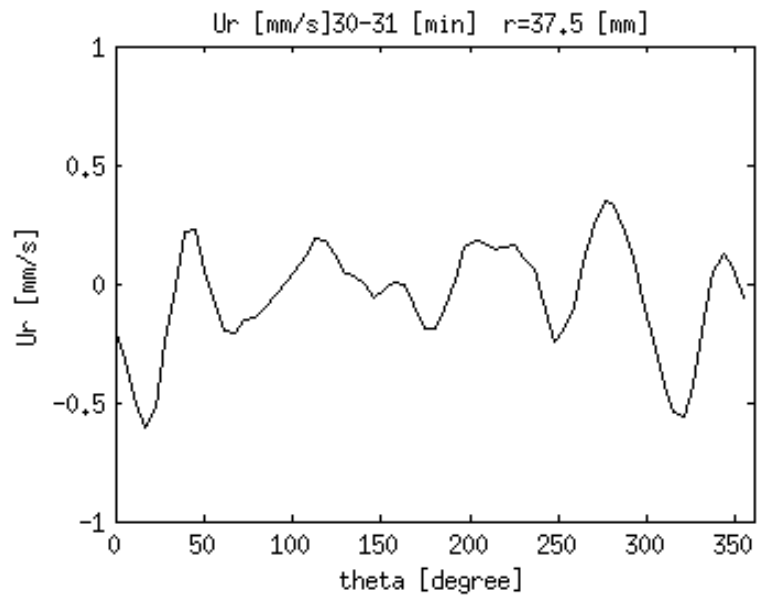


図 4.6 $r=37.5\text{mm}$ における南北流速の経度方向プロット．横軸は経度方向の角度 θ であり， $x=75\text{-}150, y=75$ の線分を $\theta=0$ ，反時計回りを正とする．解析対象時間は図 4.3 と同様．文献 [97] より，著者らが作成．

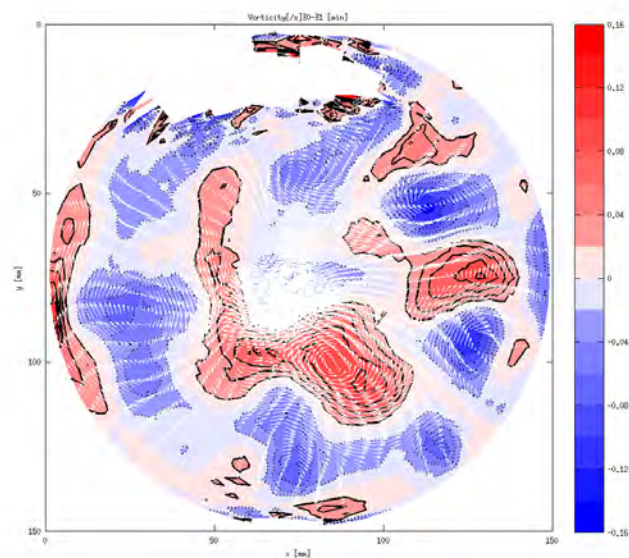


図 4.7 流速（ベクトル）と相対渦度（色，青は高気圧性渦，赤は低気圧性渦に相当）．水槽の回転方向と同方向の渦を正（低気圧性）とする．解析時刻，白色の欠損域，実線，破線の意味については図 4.3 と同様．文献 [97] より，著者らが作成．

を縫うように蛇行する流速ベクトルがみられる．

図 4.8 は 1 分平均した流速（ベクトル）と水平発散（色：収束は青，発散は赤）を示す．蛇行流

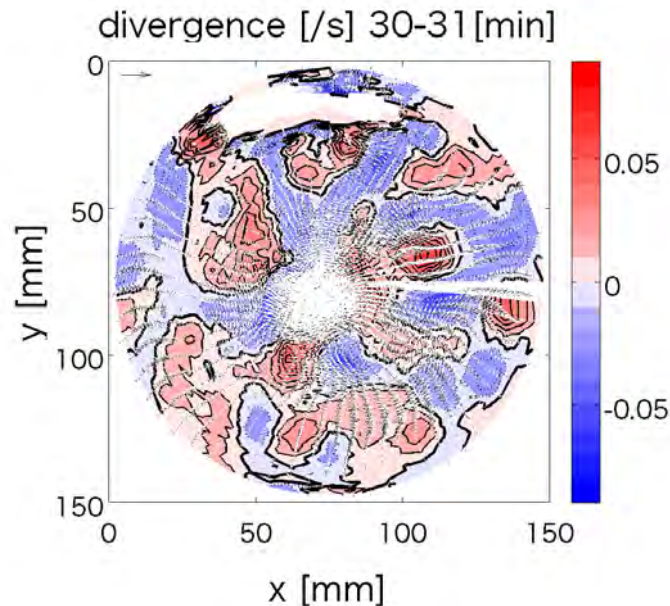


図 4.8 流速（ベクトル）と水平発散値（色：収束は青，発散は赤）．水平発散値が正の領域で発散，負の領域で収束する．解析時刻，白色の欠損域，実線，破線の意味については図 4.3 と同様．文献 [97] より，著者らが作成．

れに対して発散，収束が交互に並ぶように見られる．蛇行流れに沿った上下の層との流体の移動が存在する．

4.4.4 流速，渦度の時間変化

東西流速が卓越する領域 $r=35\text{--}40\text{mm}$ における，東西流速の時間変化が図 4.9 である．細い線は 2 秒ごとの値であり，太線はその 1 分間の移動平均値である．横軸は解析期間である実験開始から 30 分以降の経過時間である．実験開始から 30-38 分（図中横軸において 0-480s）においては正の東西流速であり，その大きさは $0.1\text{--}0.4\text{mm/s}$ 程度の間で周期的に変化している．その周期は 200 秒間程度である．

東西流速の強い領域の内側 ($r=20\text{mm}$ 以内) における渦度の時間変化に着目する（図 4.10）．図からこの対象領域では，実験開始から 30-38 分（図中横軸において 0-480s）では，渦度は正の値である．また，渦度の時間変化に着目すると，周期的な強弱がみられる．その位相は図 4.9 における東西流速と類似し，対象領域での回転方向の渦度が大きい時に東西流速は強まり，小さい時は弱まる．およそ実験開始から 38-40 分（図中横軸において 480-600s）では渦度が負の値を示し，東西流速も減少した．

この負の渦度が生じ始める前の時刻に相当する，実験開始から 36 分後（図 4.9, 4.10 における 360s 後）から，渦度と東西流速の分布を 40 秒ごとに示す（図 4.11）．渦度について，東西流速の帯状領域の外側にあった負の渦（図 4.11 下において丸印で囲った領域）が中心付近に移動する様

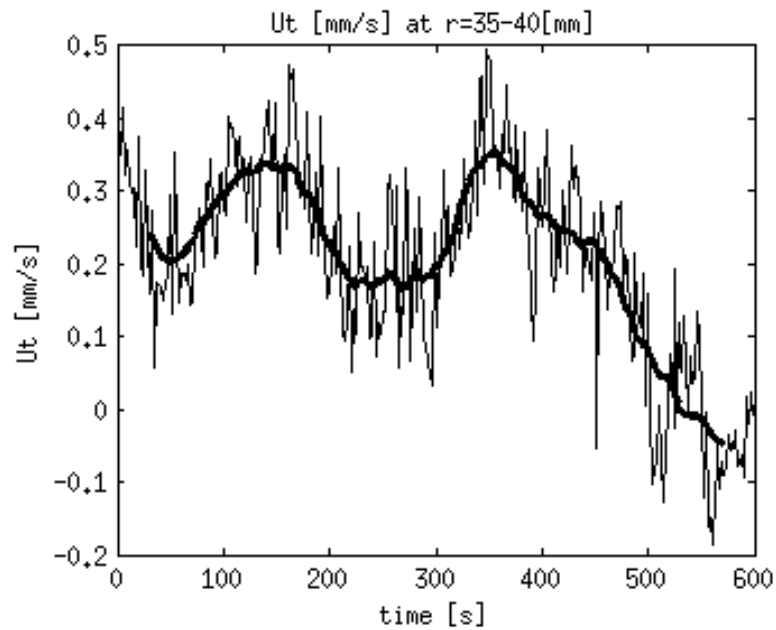


図 4.9 $r=35-40\text{mm}$ における東西流速の帯状平均の時間変化. 細線は 2 秒毎の値を, 太線は 1 分間の移動平均値を示す. 横軸は解析時刻である実験開始から 30 分以降の時間経過を示す. 文献 [97] より, 著者らが作成.

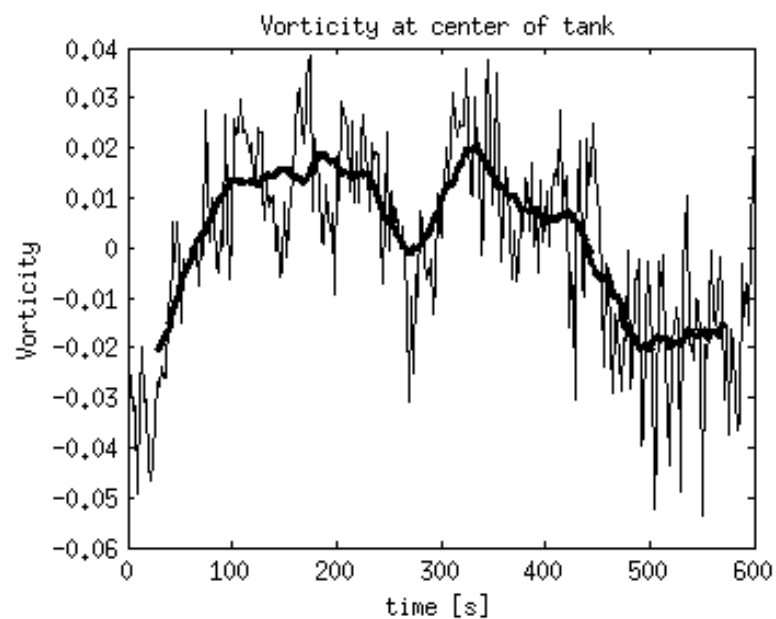


図 4.10 $r=20\text{mm}$ 以内の中心付近渦度の時間変化. 細線, 太線, 横軸については, 図 4.9 と同様. 文献 [97] より, 著者らが作成.

子が観察される. このときの東西流速は, 帯状ではなくなり断片的になることが実験開始から 38 分後の図 4.11 右図上にて確認できる. 同時刻の図 4.9, 4.10 より, この時刻において中心付近の渦

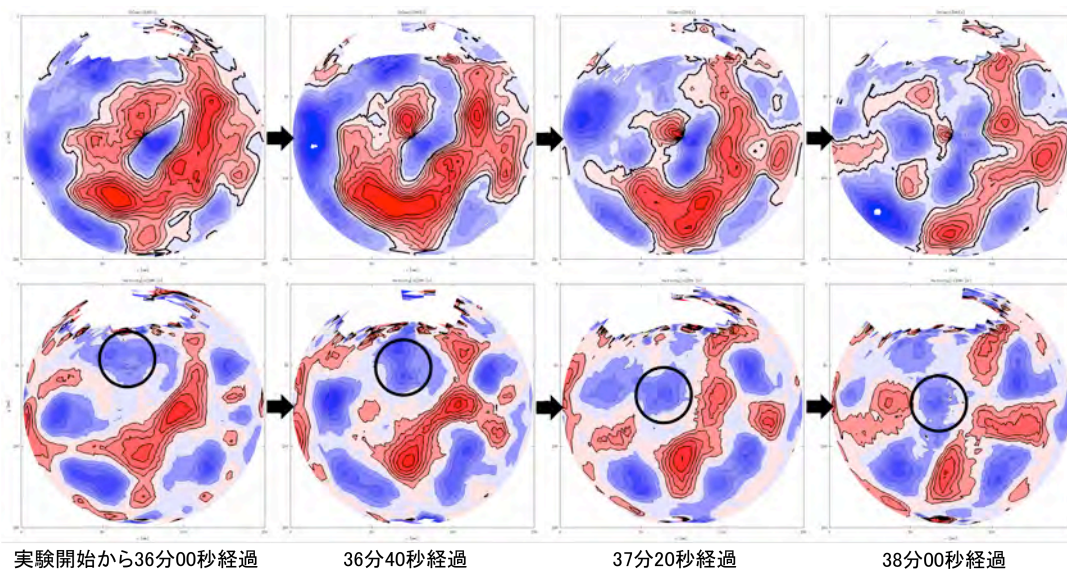


図 4.11 東西流速 (上) と渦度 (下) の時間変化. 実験開始から 36 分, 36 分 40 秒, 37 分 20 秒, 38 分 (図 4.9, 4.9 においては時刻 360, 400, 440, 480s に相当) の分布図. 時間とともに正の東西流速帯が円環の形状を崩し、同時に図の上方にあった負 (丸印で示す) の渦が水槽の中心に移動している. 白色の欠損域, 実線, 破線の意味については図 4.3 と同様. 文献 [97] より, 著者らが作成.

度および東西流速の平均は減少するが, 偏西風は東から吹くことはないので, 実際の大気では見られない現象である. 南北の温度傾度がある以上, 長期及び三次元的な広範囲では正の流速が期待されるが, 任意の高さ, 1 分間という時間スケールの平均をとった本実験の結果では負の流速が観測された. ただし, 10 分間の平均では帯状流速が正の領域は円環状となる.

4.5 まとめ

回転水槽による傾圧不安定波の既往の実験の多くは, 規則的な流れの形状が観察しやすいアニュラス型の実験装置によって行われてきた. 一方, アニュラス型の装置では, 内壁の存在により蛇行の振幅の増大が妨げられる. 本研究では蛇行が水槽内壁で制限されないディッシュパン型の実験装置を用い, 流れ場の解析を行った. 同条件では, 地球における極域に位置する領域の観察が可能であるという特徴を有する. さらに, 実際の大気場においてはブロッキングとして観察される, 高気圧性渦の高緯度側への剥離現象・ジェット気流の蛇行の増大現象を再現可能と考えられる. 本研究では, このディッシュパン型の実験で発生する不規則な蛇行を, 現代の最新の流速可視化手法 (PIV 法, SRPIV 法) を適用し詳細な流速分布を得ることで, 偏西風に対応する水槽内の蛇行の時間変化を定量的に解析した. なお, アニュラス型の実験も含め, 回転水槽実験では適用に例のない, 中立粒子を用い流体内部の流速を SRPIV 法で可視化した.

直径 150mm の円筒水槽を用い, 非回転時の水深 40mm, 水槽の回転数 30rpm, 底面に循環させる冷水の温度 6 °C, 温水 36 °C の条件で, 底面からの高さ 30mm の流れの挙動を解析した. その

結果、以下のような特徴が得られた。

- おおよそ半径 $r=20\text{-}50\text{mm}$ の帯状の領域で東西流速（水槽の回転と同方向の流速）が顕著であり、南北方向（水槽の半径方向）への蛇行が確認できた。
- 南北流速から、波数は 4 から 6 程度であり、地球上の偏西風の蛇行の波数と同程度である。
- この東西流速の大きさは 1 分間の平均値にして $0.1\text{-}0.4\text{mm/s}$ で時間経過とともに周期的に変化する。その周期は 200 秒程度である。また、東西流速が半径 $r=20\text{-}50\text{mm}$ で負になる場合も存在する。
- 東西流速が正の帯状領域を境に内側に正（水槽の回転方向と同方向）の渦度、外側に負（水槽とは反対の回転方向）の渦度が配置していた。これは、対流圏中～上層の低気圧、高気圧の配置と類似している。
- 水槽の中心付近の空間平均渦度と流速が最大となる半径 $r=35\text{-}40\text{mm}$ 東付近の東西流速の時間変化は類似しており、ある時間間隔で周期的に変化した。また、水槽外側から水槽中央部への負の渦度の移動が見られ、これと同期して中心付近の渦度及び東西流速の反転が見られた。
- 上述の挙動は、高気圧性の渦が剥離し、高緯度側へ移動する現象とも解釈できる。これは現実大気場におけるブロッキングに相当するような渦の剥離現象と類似する。

これらの特徴は、現実の中緯度における高低気圧の渦列、並びに、高緯度に張り出すブロッキング高気圧の特性に、定性的に類似する。また、本研究では、傾圧不安定の室内実験手法である回転水槽実験に、最新の流速可視化手法である SRP-IV を適用し、流体内部の流速を定量的に抽出した点で、本分野を前進させるものである。

第 5 章

開水路流れとのアナロジーに着目した ジェット気流が有するエネルギーと、 ブロッキングの流体力学的な定義の 提案

第 1,2,3 章において、既往研究のブロッキングの同定手法を用い、ブロッキングと台風、温帯低気圧（爆弾低気圧）、異常高低温といった極端現象との関係を調べた。本章では、既往研究のブロッキングの定義とは異なる、流体力学的な新しい定義を提案する。

5.1 はじめに

ブロッキングは、通常の移動性高気圧よりもスケールの大きな高気圧が高緯度側に張り出し、大気中上層において通常とは異なる南北ジオポテンシャル高度勾配、温位勾配が一地域に一定期間（多くの研究では 5 日程度）継続した場合に定義される [60, 82]（体系的なレビュー、手法の比較は Barriopedro et al. (2010)[5], Barnes et al. (2012)[4]）。強度については、ブロッキング高気圧と周囲との気圧差の強度や、ブロッキング高低気圧の間に生じる東風の強度が定義された [17]。

上記手法は大気再解析データや気象モデルの計算結果に適用が容易であり、事例解析や統計解析に広く使われてきた。一方、ブロッキングをより物理的に定義する試みが Riffler (2005)[66] によって行われた。彼は、Rossby (1950)[70] によって提案され Armi (1989)[3] により流体実験で検証された、大気場のジェット気流（以下、ジェット）が有するエネルギーを β 面近似下の単純な式系で定量化する理論を応用し、ブロッキングが多発した冬季と少なかった冬季とを比較した。同理論における重要なパラメタである Froude/Rossby 数 Ro_F （詳細は後述）を用いて、ブロッキング発生箇所の上流と下流とで運動エネルギーが位置エネルギーに変換されていることを示唆した。Rossby (1950)[70] により提案されたこの理論は、開水路流れの理論とアナロジーを有する。開水路流れは、水深が深いほど水底の圧力は高くなり、上述の理論ではジェットの幅が広いほどジェッ

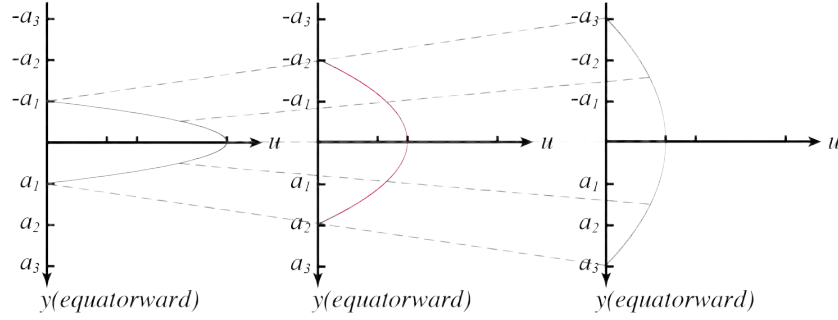


図 5.1 東西風速 u に放物線分布を仮定した場合の一例. u の $y = -a \sim +a$ の積分値である流量 V を一定とし, 幅を上流と下流で変化させた場合. 文献 [112] より, 著者が作成.

ト中心の圧力が高くなる. また開水路流れにおける Froude 数 (Fr) に代わり, Froude/Rossby 数 (Ro_F) を用い比エネルギーを定義すると, $Ro_F = 1$ でエネルギーが最小になる点でも類似する (詳細は 6.2 節). 本研究は, Riffler (2005)[66] の提案した手法を改良し, ジェット (西風) の南北流速分布の変化を加味することができる理論を構築した. これにより, 現実大気場のジェット気流が有するエネルギーの空間・時間変化を議論可能となり, また, 平常時のジェットがブロッキングのように蛇行するために必要なエネルギーの値を明らかにした.

5.2 β 面におけるジェットの有するエネルギー

先行研究 [3, 70] により示された β 近似下におけるジェットのエネルギー解析について説明する. 非発散・非圧縮性流体における地衡風平衡の圧力分布から開始する.

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho (f_0 - \beta y) u \quad (5.1)$$

ここで, p は圧力, y は南北方向 (北半球では北→南), u は y の関数で東西方向の風速, ρ は大気密度, $f_0 - \beta y$ は β 近似のコリオリパラメタである. 先行研究では y は低緯度から高緯度方向を正としたが, ここでは図 5.3 で後述するように位置エネルギーの低い高緯度側から y を定義することで理論を明解にする. 以下, 北半球を対象とする. u は $y = -a, +a$ で $u = 0$ と仮定し, この間で任意の東西風速によって定義する. 流量 V は式 (5.2) であり, ジェットの上下流で保存すると仮定する (図 5.1).

$$V = \int_{-a}^{+a} u dy = \text{Const} \quad (5.2)$$

式 (5.1) をジェットの北端 ($y = -a$) から任意位置 ($y > -a$) まで積分するとジェット内部における南北の圧力分布を得る.

$$p(y) = \underbrace{p_{-a} + \rho f_0 \int_{-a}^y u dY}_{p_{\text{base}}} - \underbrace{\rho \beta \int_{-a}^y u Y dY}_{p_{\text{excess}}} \quad (5.3)$$

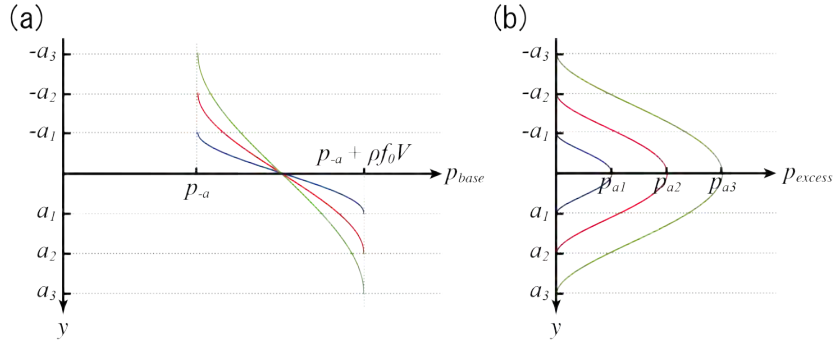


図 5.2 図 5.1 に示した放物線東西風速分布 u に対応する (a) p_{base} と (b) p_{excess} の分布. ジェットの幅が $2a_1$ (青線), $2a_2$ (赤線), $2a_3$ (緑線) の場合. u が放物線分布 (2 次関数) の場合図中 p_{a1} , p_{a2} , p_{a3} はそれぞれ $\frac{3a_1 V \beta \rho}{16}$, $\frac{3a_2 V \beta \rho}{16}$, $\frac{3a_3 V \beta \rho}{16}$ となる. 横軸の縮尺は (a) と (b) で異なり実際の気場では p_{excess} は p_{base} に対し 1 ~ 2 オーダ小さい点に注意されたい. 文献 [112] より, 著者が作成.

ここで, p_{-a} はジェットの北端における圧力, Y は積分変数である. 図 5.1 のように, 流量が保存し, 東西風速分布の形が変化しない (後述の式 (5.9) が変化しない) 場合, 式 (5.3) より p_{base} は流線上で一定である. p_{base} は y の関数で,

$$p_{base}(-a) = p_{-a}, \quad p_{base}(a) = p_{-a} + \rho f_0 V \quad (5.4)$$

である (図 5.2(a)). 一方 p_{excess} はジェットの幅の増大と共に増加する (図 5.2(b)). Rossby (1950) は p_{excess} について開水路流れとの類似点を指摘した. 開水路流れでは式 (5.1) の代わりに静水圧平衡が仮定でき, これを水深方向で積分すると鉛直圧力分布を得る. 開水路流れでは水深が深くなると水底での圧力が増すように, 大気場ではジェットの幅が増大するとジェット中心の圧力が増加する. Rossby (1950)[70] は更に, この p_{excess} の特徴から比エネルギーに関する開水路流れと大気場のジェットにアナロジーを見出した. ジェットの南北断面におけるエネルギーフラックス G を運動・位置エネルギーの和から定義する.

$$G = \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) dy \quad (5.5)$$

これに, 式 (5.3) を代入すると,

$$\begin{aligned} G &= \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) dy \\ &= \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \frac{1}{\rho} \left(p_{-a} + \rho f_0 \int_{-a}^y u dY - \rho \beta \int_{-a}^y u Y dY \right) \right) dy \\ &= \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} + f_0 \int_{-a}^y u dY - \beta \int_{-a}^y u Y dY \right) dy \\ &= \int_{-a}^a \frac{u^3}{2} dy + \frac{p_{-a}}{\rho} \int_{-a}^a u dy + f_0 \int_{-a}^a u \int_{-a}^y u dY dy - \beta \int_{-a}^a u \int_{-a}^y u Y dY dy \end{aligned}$$

ここで、第3項の積分について考える。

$$v_V(y) = \int_{-a}^y u dY$$

を定義すると、

$$\int_{-a}^a u \int_{-a}^y u dY dy = \int_{-a}^a \frac{\partial v_V}{\partial y} v_V dy = \int_{-a}^a \frac{1}{2} \frac{\partial v_V^2}{\partial y} dy = \frac{1}{2} \left[\int_{-a}^a u dY - \int_{-a}^{-a} u dY \right] = \frac{V^2}{2}$$

となり、最終的に以下が得られる。

$$G = \underbrace{\frac{p_{-a}V}{\rho}}_{PE_1} + \underbrace{\frac{f_0V^2}{2}}_{PE_2} - \underbrace{\beta \int_{-a}^a u \int_{-a}^y u Y dY dy}_{PE_3} + \underbrace{\int_{-a}^a \frac{u^3}{2} dy}_{KE} \quad (5.6)$$

右辺第1-4項を PE_1, PE_2, PE_3, KE とする。図5.3の実線は図5.1,5.2同様に放物線東西風速分布の場合の $p(y)$ 分布を示す。位置エネルギーフラックスは3つの項に分けられ、 p_{-a} (点線) までの圧力に起因する図中の濃い灰色の領域が PE_1 に、 p_{base} (破線) と p_{-a} (点線) との間の灰色の領域が PE_2 に、 $p = p_{base} + p_{excess}$ (実線) と p_{base} との間の薄い灰色の領域が PE_3 に該当する。 p_{-a}, f_0 が一定であると考え、 PE_1, PE_2 は定数となる。これは、図5.2(a)より、ジェット幅あたりの圧力分布に変化がないことからわかる。一方、 PE_3 と KE にはエネルギーの交換が存在する。ジェットの幅が広がるほど PE_3 は増大し (図5.2(b))、ジェットの幅が狭くなるほど KE が増大する (図5.1)。これらにより、比エネルギー G_0 を定義する。

$$G_0 = KE + PE_3 = \int_{-a}^a \frac{u^3}{2} dy - \beta \int_{-a}^a u \int_{-a}^Y u Y dY dy \quad (5.7)$$

$$\eta = \frac{y}{a} \quad (5.8)$$

$$g(\eta) = \frac{u(y)}{(V/a)} \quad (5.9)$$

$$\alpha_1 = \frac{\int_{-1}^1 g^3 d\eta}{\left(\int_{-1}^1 g d\eta \right)^3} \quad (5.10)$$

$$\alpha_2 = \frac{-\int_{-1}^1 g \int_{-1}^\eta g H dH d\eta}{\int_{-1}^1 g^3 d\eta} \quad (5.11)$$

$$Ro_F = \frac{2KE}{PE_3} = \frac{V}{\alpha_2 \beta a^3} \quad (5.12)$$

ここで、式(5.7),(5.8)にある通り、 η, g は無次元化された y, u であり、 α_1, α_2 は東西風速分布 g の関数である (H は積分変数)。 Ro_F は KE と PE_3 の比で表され、東西風速分布 g が一定の場合、

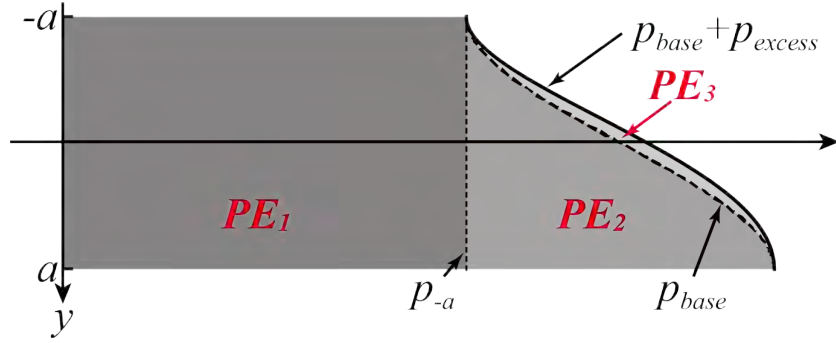


図 5.3 図 5.1, 5.2 に示した放物線東西風速分布 u を例とした，エネルギーフラックスの式 (5.6) における位置エネルギー成分 PE_1 (濃い灰色)， PE_2 (灰色)， PE_3 (薄い灰色) の概念図．点線は p_{-a} ，破線は図 5.2(a) の p_{base} ，実線は図 5.2(a) の p_{base} に (b) の p_{excess} を足したもの (p に相当) である．文献 [112] より，著者が作成．

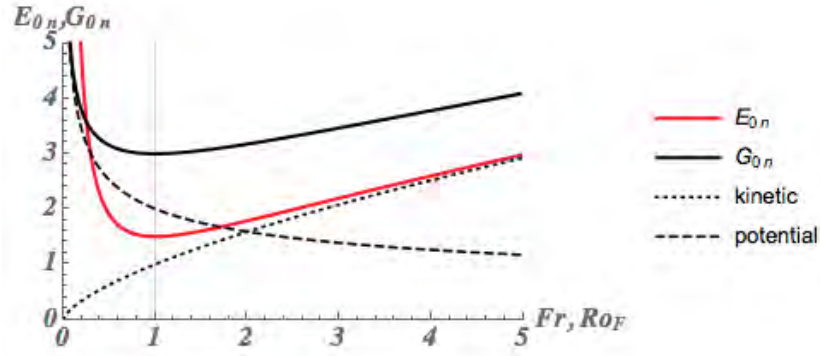


図 5.4 開水路流れ (赤線)，大気場のジェット気流 (黒の実線) の有する無次元化された比エネルギー．点線，破線は大気場のジェット気流のエネルギーの内訳で，それぞれ運動，位置エネルギー (KE, PE_3) に起因する．式 (5.11) より算出．文献 [112] より，著者が作成．

ジェットの幅に関するパラメタ a のみの関数である．これらより式 (5.7) より無次元化された比エネルギー G_{0n} を得る．

$$G_0 = \frac{\beta^{2/3} V^{7/3} \alpha_1 \alpha_2^{2/3}}{2} \left(Ro_F^{2/3} + 2Ro_F^{-1/3} \right) \quad (5.13)$$

$$G_{0n} = \frac{G_0}{\left(\frac{\beta^{2/3} V^{7/3} \alpha_1 \alpha_2^{2/3}}{2} \right)} = Ro_F^{2/3} + 2Ro_F^{-1/3} \quad (5.14)$$

式 (5.14) は開水路流れの比エネルギー式 (詳細は文献 [66])

$$E_{0n} = \frac{1}{2} Fr^{-4/3} + Fr^{2/3} \quad (5.15)$$

と類似した特徴を有する．図 5.4 は，大気場におけるジェット及び開水路流れの有する無次元化された比エネルギーを示す． $Ro_F, Fr = 1$ にエネルギーの最低値を有し，この前後で二通りのエネル

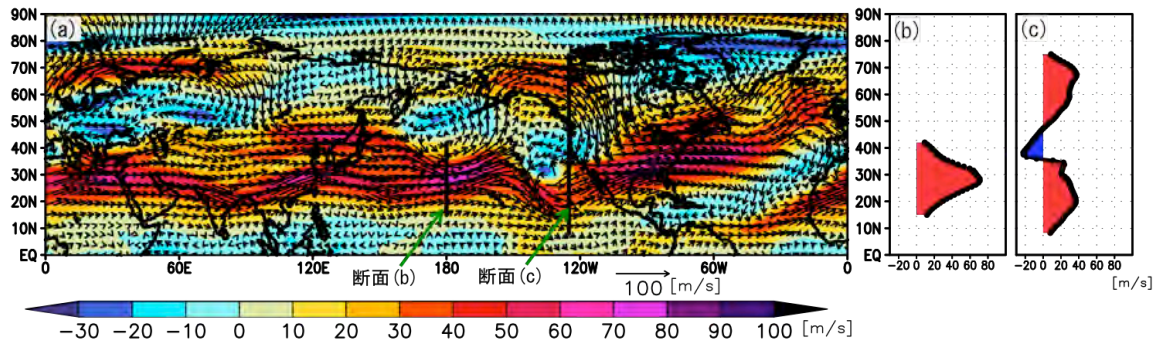


図 5.5 (a) ブロッキング発生時の北半球の大気場の一例 (2003 年 2 月 9 日). 300hPa 面の日平均東西風速 (色) と日風速ベクトル (矢印). 断面 (c) の位置でブロッキングが発生. (b),(c) は (a) の太い直線における東西風速分布. 流量 V がほぼ同等となるよう断面を定義した. (b) では $V = 1.20 \times 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$, $a = 1503 \text{ km}$, (c) では $V = 1.36 \times 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$, $a = 3757 \text{ km}$. 文献 [112] より. 著者が作成.

ギー状態が規定できる. これは, 開水路流れにおいては常流と射流である. 一方, 大気場のジェットでは, 常流れ, 射流は, 式 (5.12) より位置エネルギー PE_3 , 運動エネルギー KE が卓越する状態として, ジェットの幅が広い状態, 狭い状態と言い換えられる. なお, 開水路流れでは比力を定義できるが, 大気場のジェットでは, 式 (5.1) の力の釣り合いが流れ方向とは直交し, 流れ方向に力積が存在しない為定義できない.

5.3 任意の緯度, 風速分布に対するエネルギー

図 5.5(a) はブロッキング発生時の場の例として, 2003 年 2 月 9 日北半球, 300hPa 面の日平均東西風速 (色) と日風速ベクトル (矢印) を示す (ERA-interim[18] を使用). 断面 (c) の経度帯においてブロッキングが発生しており, アラスカ湾付近にブロッキング高気圧による時計回りの循環がある. その南部に切離低気圧による反時計回りの循環がある. 同図の太い直線における東西風速分布 (u に相当) を図 5.5(b),(c) に記す. ブロッキングの上流の断面 (b) では楔状の東西風速分布 u が観測される. ブロッキング発生箇所 (c) では南から北に西風, 東風, 西風と分布する.

Riffler (2005)[66] は, 前節で紹介した先行研究 [70], [3]) の理論をそのままブロッキングが発生している大気場に適用した. 1994-1995 年冬季と 2002-2003 年冬季を比較し, 後者の方がブロッキングが多く発生した理由を解析したが, (i) 東西風速分布に関するパラメタ $g(\eta)$ がブロッキング発生箇所・非発生箇所等で等しいと仮定し, (ii) ジェットの中心緯度 ($y = 0$ に対応) の変化を加味しなかったため, エネルギーの精緻な導出には至らなかった. 図 5.5 より, 実際の大気場では東西風の風速分布やその中心緯度はブロッキング発生位置とその上下流で大きく異なる.

前節で紹介した理論の上述 (i), (ii) に対し, 以下の操作を行う.

(i) 無次元化された比エネルギー式 5.14 は, $\frac{\beta^{2/3} V^{7/3} \alpha_1 \alpha_2^{2/3}}{2}$ を定数とし, 比エネルギー G_0 をこれで除すことで得た. しかし, α_1, α_2 は $g(\eta)$ の関数であり図 5.5(b),(c) に示すように風速分布 u に

対して変化する． α_1, α_2 の変化に耐えうる新たな無次元化された比エネルギー式を導出する必要がある．

(ii) 式 (5.6) の第 2 項 PE_2 に含まれる f_0 は以下で定義される．

$$f_0 = 2\Omega \cos\left(\frac{\pi\phi}{180}\right) = 2\Omega \cos\left(\frac{\pi a_c}{2L}\right) \quad (5.16)$$

ここで， ω は地球の自転速度， L は赤道から北 (南) 極点までの距離， ϕ は赤道からジェット中心までの余緯度， a_c は距離である (図 5.6)．Riffler (2005)[66] は，式 (5.6) において第 2 項を定数と仮定したが，実際には a_c の値はジェット中心に依存し変化する．式 (5.6) において， PE_2 は G_0 に加味した PE_3, KE に対し 1 ～ 2 オーダ大きいため，この誤差は無視できない．また，(i) で述べた無次元化に際し， β を定数としているが本来は以下で定義される．

$$\beta = \frac{\pi\Omega}{L} \sin\left(\frac{\pi a_c}{2L}\right) \quad (5.17)$$

f_0, β の変化を加味した比エネルギー式が必要である．

まず，(ii) を考慮するため，式 (5.6) の PE_2, PE_3, KE から比エネルギー G'_0 を定義する．

$$G'_0 = \int_{-a}^a \frac{u^3}{2} dy - \beta \int_{-a}^a u \int_{-a}^Y u Y dY dy + \frac{f_0 V^2}{2} \quad (5.18)$$

便宜上，以下の 2 つの無次元パラメタを導入する．

$$\alpha_3 = -\frac{\int_{-1}^1 g \int_{-1}^\eta g H dH d\eta}{\left(\int_{-1}^1 g d\eta\right)^3} \quad (5.19)$$

$$Ro = \frac{\left(\frac{V}{a}\right)}{\left(\frac{\Omega a a}{L}\right)} = \frac{VL}{\Omega a^3} \quad (5.20)$$

これらを用い，式 (5.18) を整理すると，以下を得る．

$$G'_0 = \frac{V^{7/3} \Omega^{2/3}}{2L^{2/3}} \left(\alpha_1 Ro^{2/3} + 2 \frac{L}{\Omega} \alpha_3 \beta Ro^{-1/3} + \frac{L^{2/3}}{V^{1/3} \Omega^{2/3}} f_0 \right) \quad (5.21)$$

無次元化された比エネルギー式は以下で与えられる．

$$G'_{0n} = \alpha_1 Ro^{2/3} + 2 \frac{L}{\Omega} \alpha_3 \beta Ro^{-1/3} + \frac{L^{2/3}}{V^{1/3} \Omega^{2/3}} f_0 \quad (5.22)$$

右辺第 1-3 項をそれぞれ KE_n, PE_{3n}, PE_{2n} と呼ぶ．式 (5.22) は，

$$Ro = Ro_{min} = \frac{\alpha_3 \beta L}{\alpha_1 \Omega} \quad (5.23)$$

($Ro_F = 1$ に相当) で最小値，

$$G'_{0nmin} = PE_{2n} + 3\alpha_1 Ro_{min}^{2/3} \quad (5.24)$$

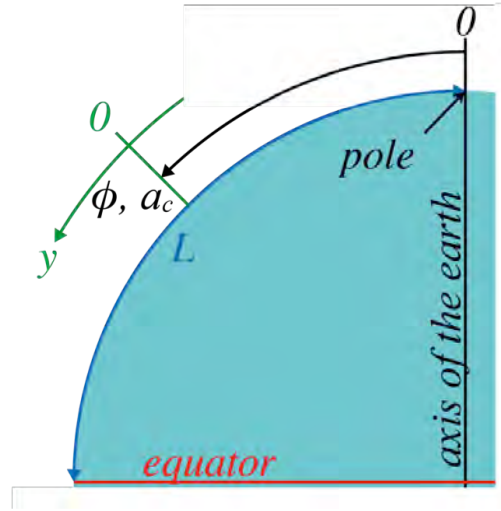


図 5.6 赤道から極点までの距離 L ，赤道からジェット中心までの余緯度 ϕ ，距離 a_c ，ジェット中心からの距離 y の概念図．文献 [112] より．著者が作成．

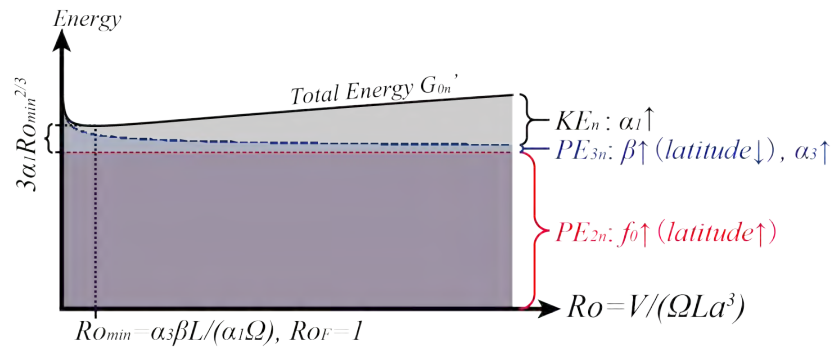


図 5.7 無次元化された比エネルギー式 (5.21) の概念図．赤い点線は PE_{2n} を，青い破線は $PE_{2n} + PE_{3n}$ を，黒い実線は全比エネルギー $PE_{2n} + PE_{3n} + KE_n = G'_{0n}$ を， Ro に対して示す．図中の矢印は何のパラメタによって PE_{2n} ， PE_{3n} ， KE_n が増加 ($\uparrow$)，減少 ($\downarrow$) するかを表す (式 (5.21), (5.16), (5.17) より明らか)．文献 [112] より．著者が作成．

となる．前節で紹介した理論では，比エネルギーのパラメタは Ro_F であり，これは運動・位置エネルギーの比またはジェットの幅を代表した．(i), (ii) を加味した式 (5.22) の必要なパラメタは次の 3 つとなる．(a) ジェットの幅 $2a$ に関するパラメタ．前節で紹介した既往の理論では Ro_F が，式 (5.22) では Ro が相当．(b) ジェットの東西風速分布形状 g に規定されるパラメタ (α_1, α_3) ．(c) ジェットの中心位置 a_c に規定されるパラメタ (β, f_0) ．

式 (5.22) の解釈を図 5.7 に示す．横軸は Ro であり，図 5.4 の横軸である Ro_F と同様 a の関数である． PE_{2n} は地衡風平衡の式 (5.1) の f 面成分による位置エネルギーフラックスでありコリオリパラメタ f_0 の増大 (緯度の増加) に伴い上昇する (図中紫色の領域)．これは，ある風速分布に対して高緯度の方が気圧差が大きい，高緯度ほど強い地衡風が吹くためには気圧差が必要という地衡風平衡の関係そのものである．次に， PE_{3n} は β 効果が大きいほど増加 (緯度が高いほど減少) する．

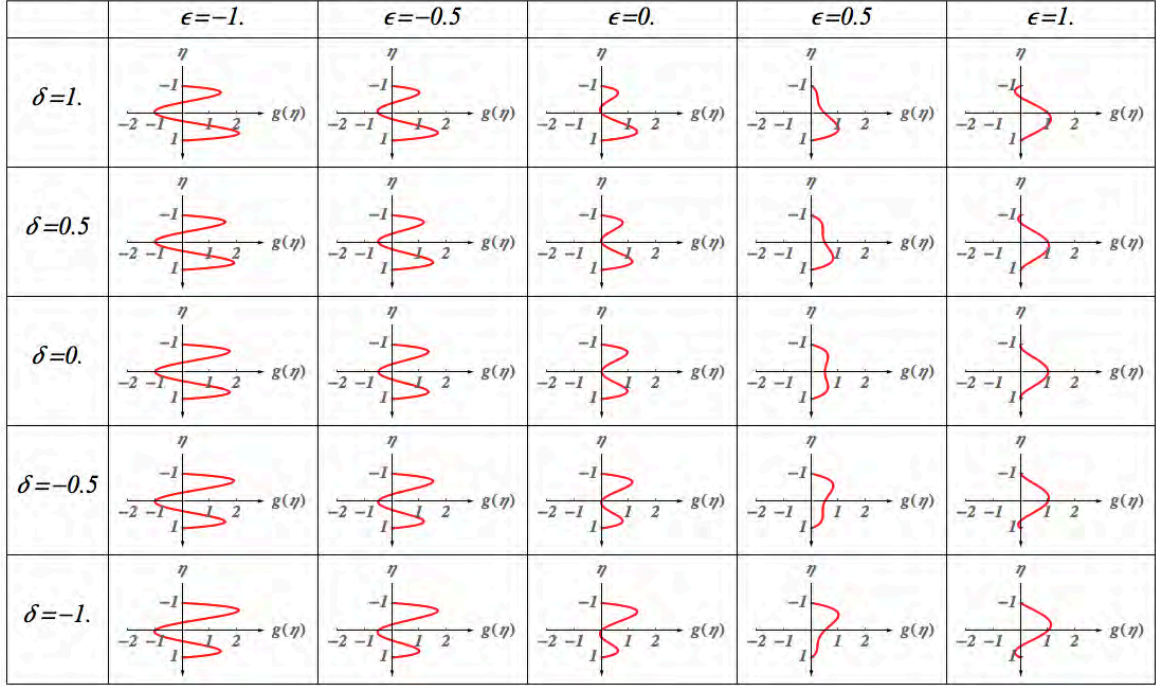


図 5.8 δ, ϵ に対する無次元化された東西風速分布 $g(\eta)$ (式 (5.25)). 文献 [112] より. 著者が作成.

これは緯度に関して PE_{2n} の傾向と相反するが, 式 (5.18) より PE_{2n} の方が 1 ~ 2 オーダほど大きく, 全比エネルギー G_{0n}' に対し緯度は増加傾向に働く. しかし, 緯度の変化がない場合, 前節で示した通り, PE_{3n} は KE_n と同程度のオーダであるため, 運動・位置エネルギーの交換という点で意味がある. さらに, PE_{3n} は α_3 に対し, KE_n は α_1 に対し増加する. α_1, α_3 は, 無次元化された東西風速分布 $g(\eta)$ の関数である. u の分布に対する G'_{0nmin} の変化を検証するために以下の 4 次関数 u を想定する.

$$u(y) = Ay^4 + By^3 + Cy^2 + Dy + E \quad (5.25)$$

A, B, C, D, E は定数である. $y = -a, +a$ で $u = 0$ を仮定すると,

$$u(y) = (y - a)(y + a)(A'y^2 + B'y + C')$$

であり, 式 (5.2)(ジェット内部での東西風速の南北積分は流量 V と定義) を用いて, 定数をもう一つ削除すると, 式 (5.8), (5.9) より以下の $g(\eta)$ を得る.

$$g(\eta) = \left(5\epsilon - \frac{15}{4}\right)\eta^4 - \delta\eta^3 + \left(-6\epsilon + \frac{15}{4}\right)\eta^2 + \delta\eta + \epsilon \quad (5.26)$$

ここで, $\delta = \frac{D}{V/a^2}$, $\epsilon = \frac{E}{V/a}$ であり, それぞれ偶関数, 奇関数の項に影響する. これを δ, ϵ に対し描画したものが図 5.8 であり, これに対応する RoG'_{0nmin} 図を, 図 5.9 に示す. 図 5.9 は中心緯度 ($y=0$) が北緯 45 度, $V = 145000000\text{m}^2/\text{s}$, の場合である. さらに, δ, ϵ に対する α_1, α_3 の分布が図 5.10 である. 図 5.5 (b),(c) に示すような東西風速分布は図 5.8 においては $(\delta, \epsilon) = (0, 1), (0, -0.5)$

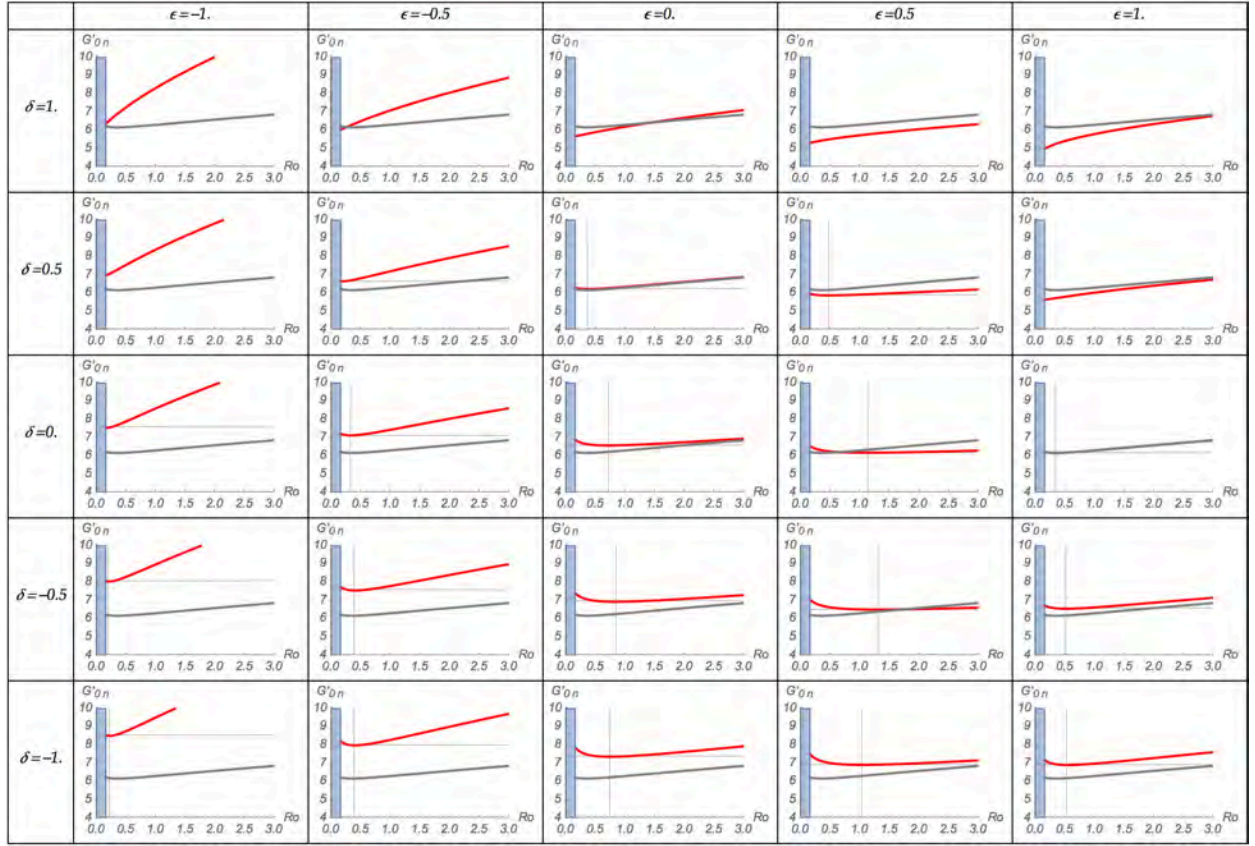


図 5.9 赤線は、 δ, ϵ に対する無次元化された比エネルギー G'_{0n} (式 (5.21)). 灰色線は $\delta = 0, \epsilon = 1$ の場合のものであり、比較のためにプロットした。中心緯度 ($y=0$) が北緯 45 度、 $V = 145000000 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合。ジェット幅 $2a$ が赤道から極点までの距離 L を超える R_0 の領域は影とした。補助線は、比エネルギーの最低値と、その際の R_0 を示す。

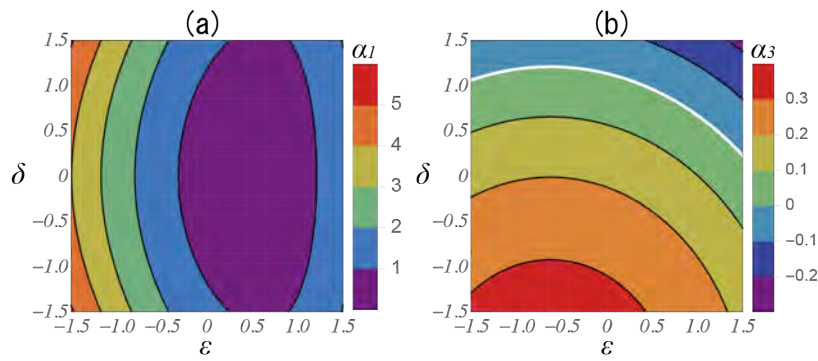


図 5.10 式 (5.25) における δ, ϵ に対する (a) α_1 , (b) α_3 の分布. (b) の白線は $\alpha_3 = 0$. 文献 [112] より. 著者が作成.

の場合に類似する。図 5.10(a) は無次元化した東西風速分布 $g(\eta)$ の最大値が高くなる δ, η の値に対して、 KE_n に寄与する α_1 が大きくなる傾向を示す。 α_3 は p_{excess} による PE_{3n} に寄与するが (式

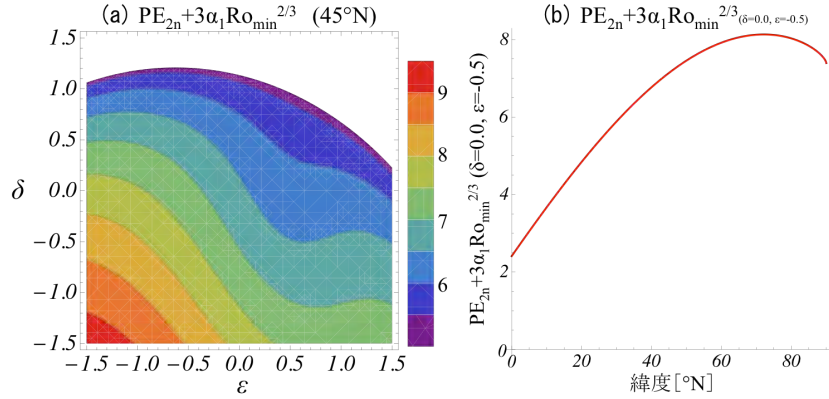


図 5.11 (a) 北緯 45 度での, δ, ϵ に対する G'_{0nmin} . (b) 図 5.8 よりブロッキング発生時の東西風速分布の場合 $(\delta, \epsilon) = (0, -0.5)$ の緯度に対する G'_{0nmin} の最低値. 文献 [112] より, 著者が作成.

(5.22)), 図 5.10(b) より無次元化した東西風速分布 $g(\eta)$ が高緯度側に偏るほど増大することがわかる. これも地衡風平衡式 (5.1) より, 高緯度側に強い地衡風が吹いているほどそのために強い圧力差が必要であり高い位置エネルギーを有するからである. 図 5.8, 5.10 よりブロッキングが発生しているような場 (図 5.5(c)) では, 発生していないような場 (図 5.5(b)) に対し, α_1, α_2 は G'_{0n} を増加させる側に働く. 図 5.11(a) は, 北緯 45 度における, G'_{0n} の最小値 $G'_{0nmin} = PE_{2n} + 3\alpha_1 Ro_{min}^{2/3}$ (図 5.7 における $Ro = Ro_{min}$) を (δ, ϵ) に対して示す. 図 5.8 よりブロッキングが発生している場で観察される東西流速である $\delta = 0, \epsilon = -0.5, -1.0$ 付近では, 平常時の東西風速分布に相当する $\delta = 0, \epsilon = 1$ の場合に対して G'_{0nmin} は大きな値を有する. 図 5.11(b) は $\delta = 0, \epsilon = -0.5$ の場合での中心緯度 ($y = 0$) に対する G'_{0nmin} である. ブロッキングが発生する場合の中心緯度は北緯 45-70 度付近であるが, G'_{0nmin} は 7-8 程度であることがわかる. ブロッキングが発生する場においては, G'_{0nmin} は 7-8 程度であり, G'_{0n} はこれ以上の値になる必要がある. なお, 本理論におけるエネルギーフラックスは, 絶対渦度の有するエネルギーの輸送としても解釈可能である. これについては付録 G に記載した.

5.4 流速分布と無次元化した比エネルギーの最低値の関係の一般化

前節では例として, 4 次関数を用いブロッキングが発生している経度帯と他の経度帯の東西風速の南北分布をモデル化し, ジェットが有する比エネルギーの最低値との関係を調べた. 本節では, これを α_1, α_3 の二つのパラメタを用いて一般化する.

式 (5.21) に示す無次元化した比エネルギー式を再掲する.

$$G'_{0n} = \alpha_1 Ro^{2/3} + 2 \frac{L}{\Omega} \alpha_3 \beta Ro^{-1/3} + \frac{L^{2/3}}{V^{1/3} \Omega^{2/3}} f_0$$

この式において、流速分布が関与するのは α_1, α_3 のみである。式 (5.23) は、 $Ro_F = 1$ に相当し、

$$\begin{aligned}
 Ro_F &= 1 \\
 \frac{V}{\alpha_2 \beta a^3} &= 1 \\
 \frac{V}{(\alpha_3 / \alpha_1) \beta a^3} &= 1 \\
 \alpha_3 &= \frac{V}{\beta a^3} \alpha_1 \\
 \alpha_3 &= Ro_{Fultz} \alpha_1
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

と書き換えられる。ここで、 $Ro_{Fultz} = \frac{V}{\beta a^3}$ (Fultz 1961[27]) である。これより、流速分布のパラメタ (α_1, α_3) の組が上記の式を満たす Ro_{Fultz} の際に、全比エネルギーは最低値となる。(図 5.7 参照。) ここで、(α_1, α_3) を再掲すると、

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= \frac{\int_{-1}^1 g^3 d\eta}{\left(\int_{-1}^1 g d\eta\right)^3} = \int_{-1}^1 g^3 d\eta \\
 \alpha_3 &= -\frac{\int_{-1}^1 g \int_{-1}^{\eta} g H dH d\eta}{\left(\int_{-1}^1 g d\eta\right)^3} = -\int_{-1}^1 g \int_{-1}^{\eta} g H dH d\eta
 \end{aligned}$$

である。分母は流量 V を同 V で無次元化したものに相当し、1 となる。ここで、それぞれのパラメタが形容する流速の特徴について以下に記述する。まず、 α_1 は無次元化した東西風速 g がジェットの北端 $\eta = -1$ から南端 $\eta = 1$ の間で偏って分布するほど高い値を有するパラメタであるとわかる。これは、狭い南北幅に速い流速で東西風が吹く場合に運動エネルギーが高くなることを表すパラメタである。一方、 α_3 は流速分布が高緯度に偏るほど高い値を有するパラメタである。 β 面近似下での地衡風の関係より、高緯度ほどある風速に対して高い圧力差が必要であることを表しており、位置エネルギーの増大に関与する項である。

図 5.12 は、流量 $V = 1.45 \times 10^8 \text{m}$ 、ジェットの中心緯度が北緯 45 度 ($a_c = L/2, \phi = 45$) の場合を例とし、式 (5.4) をプロットしたものであり、無次元パラメタ α_1, α_3 と無次元化した比エネルギーの最低値 G'_{0nmin} との関係を示す。現実大気では、 α_1 は 4-15 程度、 α_3 は 1-6 程度の値を示す。この領域では、無次元化した比エネルギーの最低値 G'_{0nmin} は、 α_1 の変化より α_3 の変化に鋭敏である。図中の黒の直線は、式 (5.27) を各 a 毎に引いたものである。

5.5 現実大気における本研究で提案する比エネルギーの検証

図 5.5 で例としてあげた、ブロッキングが発生した 2003 年 2 月 9 日の大気場を用いて、3 節の理論について検証を行う。図 5.13 は同日の帯状平均高度場、温位場、密度場を示す (ERA-interim

$V=1.45 \times 10^8 [\text{m}]$, 中心緯度が北緯45度($a_c=L/2$, $\phi=45$)の場合

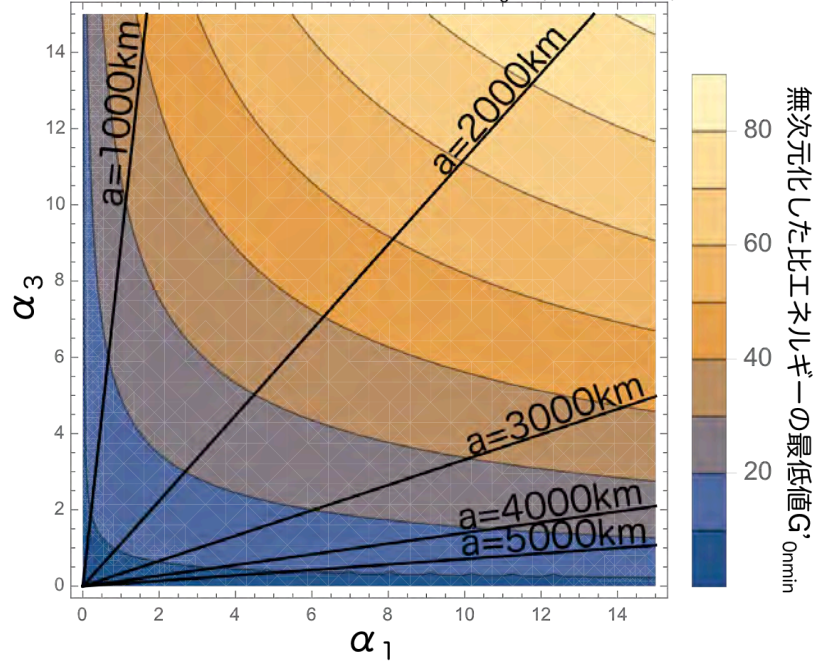


図 5.12 無次元パラメタ α_1, α_3 と無次元化した比エネルギーの最低値 G'_{0min} との関係 (色). 流量 $V = 1.45 \times 10^8 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$, ジェットの中心緯度が北緯 45 度 ($a_c = L/2, \phi = 45$) の場合. 図中の黒の直線は, 式 (5.27) を各 a 毎に引いたもの.

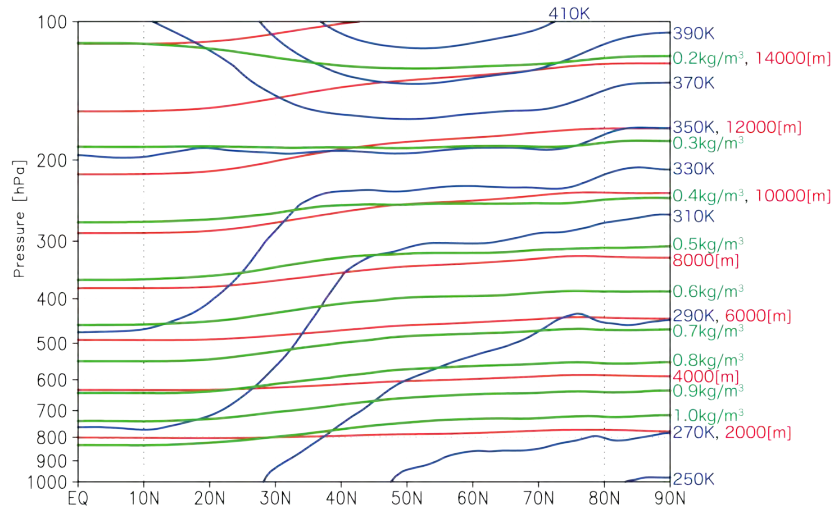


図 5.13 2003 年 2 月 9 日の圧力面 (縦軸), 带状平均した高度場 (赤), 温位場 (青), 密度場 (緑). 文献 [112] より. 著者が作成.

を使用). 2, 3 節の理論では, 密度 ρ を一定と仮定する. また, 空気塊が移動する等温位面を想定したい. 以上の点を加味し, 図 5.13 より等密度面, 等高度面, 等温位面がほぼ重なる, 12000m 高

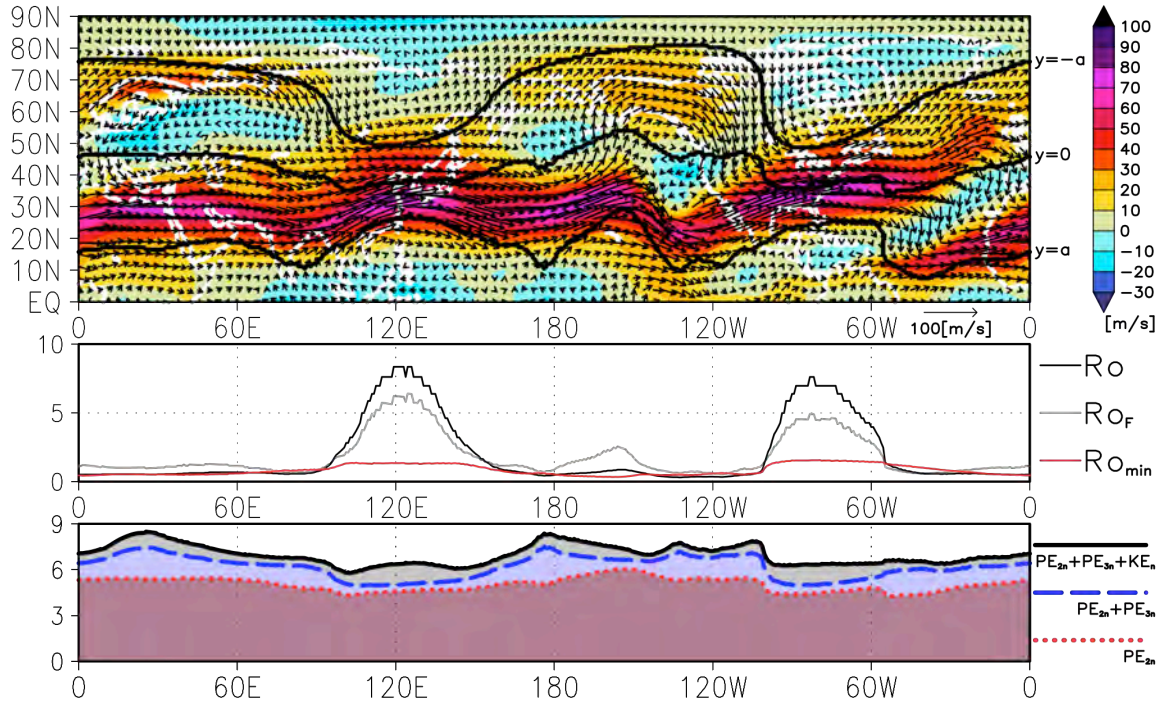


図 5.14 上段は 2003 年 2 月 9 日, 12000m 高度の東西風速 (色), 風速 (矢印) $y = -a, 0, a$ に相当する緯度 (実線). 中段は各経度でのジェットの有する Ro (黒色), Ro_F (灰色), Ro_{min} (赤色) を示す. 下段は各経度でのジェットの有するエネルギー PE_{2n} (赤い点線), $PE_{2n} + PE_{3n}$ (青い破線), 全比エネルギー $PE_{2n} + PE_{3n} + KE_n$ (黒い実線) である. 文献 [112] より, 著者が作成.

度面を用いて検証することとした. この高度場, ならびに流路の設定方法については, 付録 F に概要を示す. $p_{-a} = 173\text{hPa}$ として $y = -a$ を設定し, 流量 $V = 1.45 \times 10^8 \text{m}^2/\text{s}$ として各経度で $y = a$ を決定した (ジェットの北端, 南端の設定の仕方については付録 F を参照). 図 5.14 上段は, 12000m 高度における東西風速分布 u (色) と水平風速 (矢印), $y = -a, 0, a$ の緯度帯 (実線) を示す. 中段は, 各経度での Ro (黒線), Ro_{min} (赤線), Ro_F (灰色線) であり, 下段はジェットの有するエネルギー PE_{2n} (赤い点線), $PE_{2n} + PE_{3n}$ (青い破線), 全比エネルギー $PE_{2n} + PE_{3n} + KE_n$ (黒い実線) である. ブロッキングが発生している西経 180-110 度では全比エネルギーが 8 程度と比較的高いことが確認でき, $Ro < Ro_{min}$ となっている領域が存在する.

5.6 非地衡風成分の寄与について

前節までの開水路に見立てたジェット気流が有する比エネルギーの理論は, 地衡風平衡 (式 (5.1)) を仮定し定式化を行った. これは, 概ね地衡風平衡に沿って流れるジェット気流を切り出し, そのジェット気流内部のエネルギーを定量化したことに相当する. これに対し, 非地衡風成分

がジェット気流に為す役割について考える。水平方向の運動方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.28)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (5.29)$$

である。この節では、南北の座標は図 5.6 のようにジェットの中心から低緯度向きに取るのではなく、一般的な南から北へ取る座標系 (y) に書き換えている。地衡風平衡が成り立つ場合の風速成分を (u_g, v_g) とすると、

$$f v_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.30)$$

$$f u_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (5.31)$$

である。地衡風平衡からずれた分の風速成分 (u_a, v_a) は、

$$u = u_g + u_a \quad (5.32)$$

$$v = v_g + v_a \quad (5.33)$$

で表される。これを、式 (5.28), (5.29) に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v_g - f v_a &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v_a &= 0 \end{aligned} \quad (5.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u_g + f u_a &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u_a &= 0 \end{aligned} \quad (5.35)$$

が得られる。これらは、左辺第 4 項の非地衡風成分と、加速度項との平衡式である。ここで、各変数を時間平均の項（上付きバー）と偏差の項（ダッシュ）とに分けると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial y} - f (\bar{v}_a + v'_a) &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial y} - f (\bar{v}_a + v'_a) &= 0 \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial y} + f (\bar{u}_a + u'_a) &= 0 \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial y} + f (\bar{u}_a + u'_a) &= 0 \end{aligned} \quad (5.37)$$

と書ける。両辺を時間平均すると、偏差の1乗の項は0になるので、

$$\begin{aligned}
& \overline{\frac{\partial u'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{u} + u')}{\partial y} - f(\bar{v}_a + v'_a)} = 0 \\
& \overline{\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} - f\bar{v}_a} = 0 \\
& \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f\bar{v}_a - \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} \\
& \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} \right) + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f\bar{v}_a - \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} \\
& \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} \right) + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f\bar{v}_a - \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \overline{\frac{\partial u' v'}{\partial y}} + \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial y}} \\
& \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} \right) + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f\bar{v}_a - \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y}
\end{aligned} \tag{5.38}$$

$$\begin{aligned}
& \overline{\frac{\partial v'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{v} + v')}{\partial y} + f(\bar{u}_a + u'_a)} = 0 \\
& \overline{\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + u' \frac{\partial v'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + f\bar{u}_a} = 0 \\
& \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -f\bar{u}_a - \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} \\
& \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} = -f\bar{u}_a - \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} \\
& \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} = -f\bar{u}_a - \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial x} - \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial x}} - \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} - \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} \\
& \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} = -f\bar{u}_a - \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y}
\end{aligned} \tag{5.39}$$

前節までの議論では、地衡風平衡の下、等圧線を流路と仮定しその内部のジェット気流の有するエネルギーを定量化した。ここで、式 (5.38) に着目する。右辺第1項は、非地衡風成分により、等圧線をまたいで流路に流入する流速成分 v_a の項である。左辺第1項は、運動エネルギーの東西変化である。また、右辺第2,3項は時間の偏差の成分（以下渦の成分と呼ぶ）のみで表され、左辺の2項は時間平均の成分で表される。これより、式 (5.38) は右辺の非地衡風平衡の成分、渦の成分が、左辺の時間平均場に与える影響を示すものであることがわかる。

図 5.15, 図 5.16 は、1989 年 1 月 1 日-1 月 14 日の 14 日間の時間平均場を例として、時間平均水平風速と式 (5.38) の各項を示すものである。図 5.15 の (a) は時間平均東西風速 $\bar{u}$ (色) と時間平均

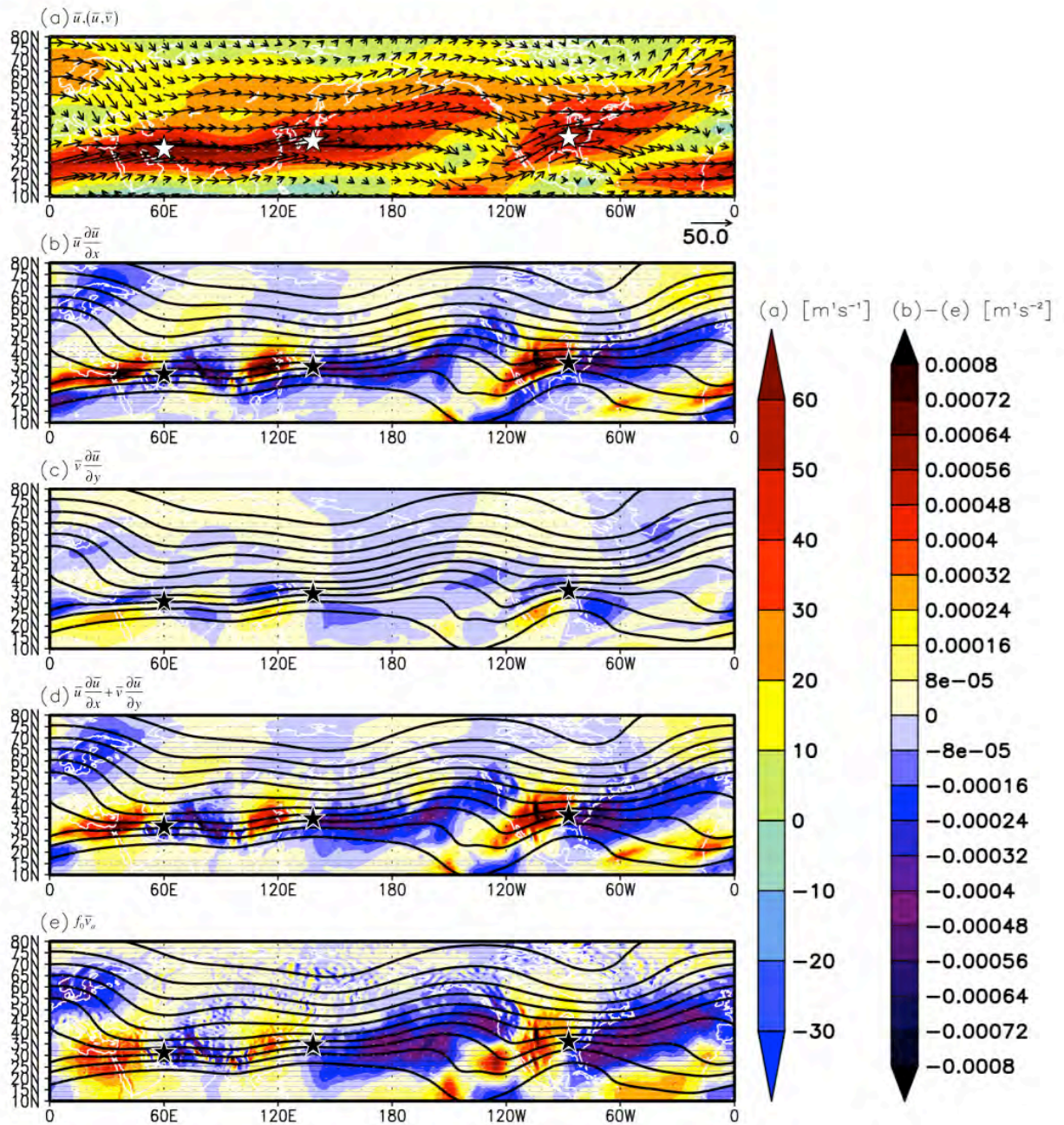


図 5.15 式 (5.38) の各項の例. 1989 年 1 月 11 日-1 月 14 日の 14 日間を時間平均場として, 12000m の高度場を用いて解析. (a) 時間平均東西風速 $\bar{u}$ (色) と時間平均水平風速 $(\bar{u}, \bar{v})$ (ベクトル), (b) 式 (5.38) の左辺の 1 項目, (c) 式 (5.38) の左辺の 2 項目, (d) 式 (5.38) の左辺の 1 項目 + 2 項目, (e) 式 (5.38) の右辺の 1 項目. 図中の星印は, (a) より東西流速が極大となる地点. (b)-(e) の実線は 5hPa 毎の等圧線.

水平風速 $(\bar{u}, \bar{v})$ (ベクトル) を, (b) は式 (5.38) の左辺の 1 項目を, (c) は左辺の 2 項目を, (d) は左辺の 1 項目 + 2 項目 (時間平均場の東西風の運動量輸送) を, (e) は右辺の 1 項目 (非地衡風成分)

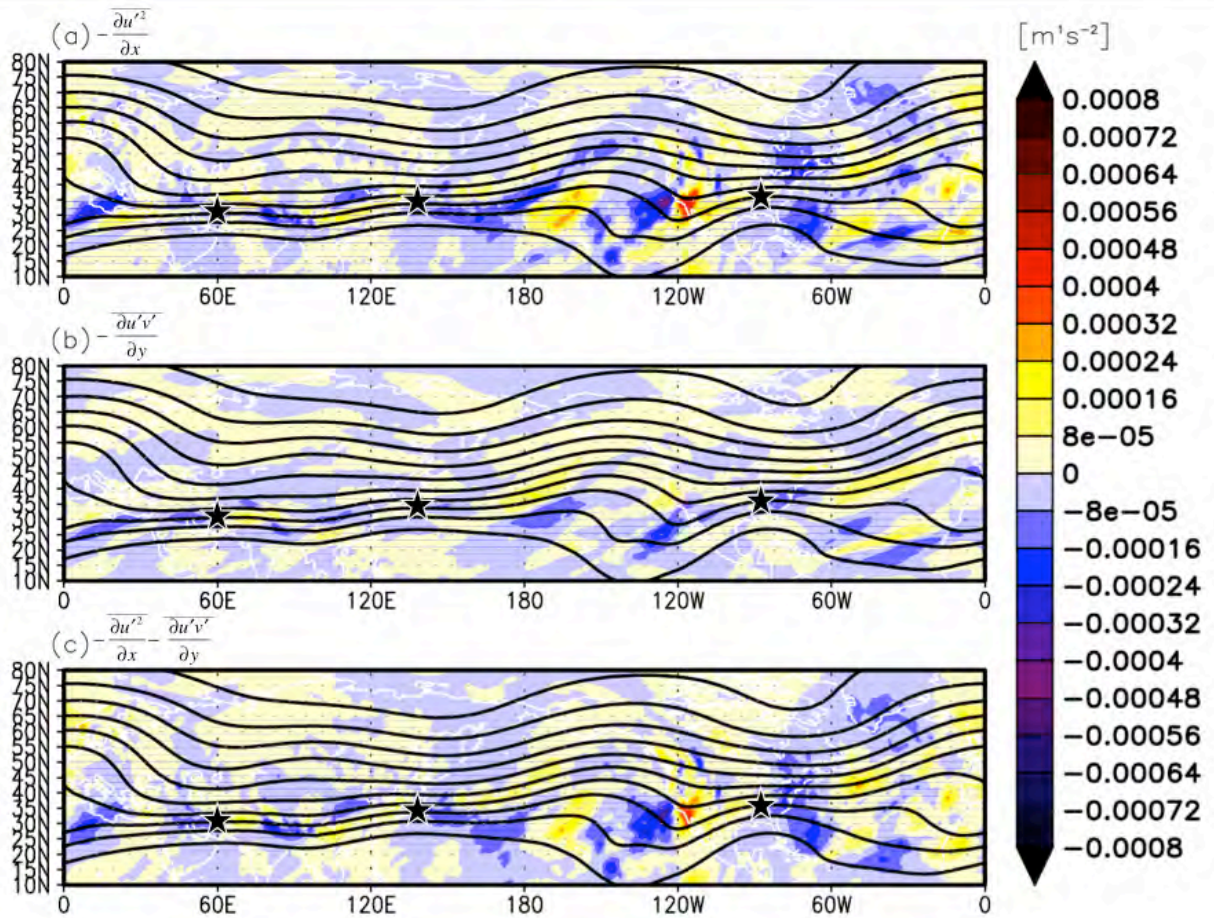


図 5.16 式 (5.38) の各項の例 (図 5.15 の続き). 1989 年 1 月 1 日-1 月 14 日の 14 日間を時間平均場として, 12000m の高度場を用いて解析. (a) 式 (5.38) の右辺の 2 項目, (b) 式 (5.38) の右辺の 3 項目, (c) 式 (5.38) の右辺の 2 項目 +3 項目. 図中の星印は, 図 5.15(a) より東西流速が極大となる地点. 実線は 5hPa 毎の等圧線.

を示す. 図 5.16(a) は式 (5.38) の右辺の 2 項目, (b) は右辺の 3 項目, (c) は右辺の 2 項目 +3 項目 (渦の成分) である. それぞれの図中星印は, 東西流速が極大となる地点 (ジェットストリーク) である (図 5.15(a) 参照).

図 5.15(b), (c) は式 (5.38) の左辺, 図 5.15(e) と図 5.16(a), (b) は同式の右辺であるが, ジェットの強風域 (図 5.15(a) の暖色の領域) においては左辺第 1 項と右辺第 1 項の値が大きく支配的であることがわかる. 図中星印で示す時間平均した東西風の極大地点の東西では, 時間平均した運動エネルギーの東西変化に相当する左辺第 1 項の符号が変わり, 運動エネルギーが増加から減少に転じていることがわかる. ただし, 東西風の極大地点の上流と下流では, ややジェットの軸が西南西から東北東へ傾いているため, 星印の南西側には左辺第 1 項が負の領域が存在する. このジェットの軸の傾きは, 図 5.15(c) に示す左辺第 2 項にも現れる. 同左辺第 2 項は時間平均した東西風の南北輸送を表す項であり, ジェットの軸が西南西から東北東へ傾いている領域では軸の南側で正, 北側

で負となる。これら左辺第 1 項と第 2 項の和が図 5.15(d) であり、これは、概ね (e) に示す非地衡風成分（右辺第 1 項）とバランスする。従って、ジェットの高風域では時間平均した成分である左辺第 1 項, 2 項, 右辺第 1 項がバランスすることとなる。

以上はジェットの強風域における議論であるが、東西風速が弱い領域では、渦の成分である右辺第 2, 3 項は他の項と同程度のオーダーであるため無視はできない。図 5.16(a) に示す右辺第 2 項の絶対値は、東西流速の東西方向のばらつきを表すが、太平洋付近で比較的高い値を示すことがわかる。また、図 5.16(b) に示す右辺第 3 項は、東西風の南北輸送に関連する項である。

ここで、前節にて定義したジェットの南北幅の半分の長さである a と非地衡風との関係について、Hoskins et al. (1983)[32], Hoskins (1983)[33] に準拠し考察する。Hoskins (1983)[33] は、東西方向の非地衡風成分の運動方程式を用いて、ジェット気流の風速が極大となる地点の前後の時間平均場、及び渦の成分について考察を与えている。上述のように、式 (5.38) の時間平均場の運動エネルギーの東西輸送（左辺第 1 項）と非地衡風成分（右辺第 1 項）とがバランスすることを、さらに、ジェット気流をはさむ二つの流線が南北に広がる地点では、渦の成分（右辺第 2, 3 項）が非地衡風成分とバランスすることを示した。

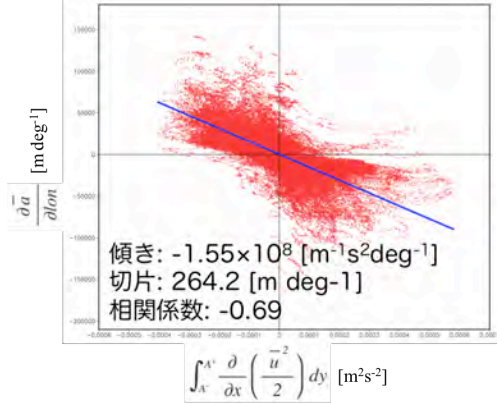
本研究におけるジェットの南北幅のパラメタ a について、式 (5.38) から説明を試みる。ジェット気流の南北幅が縮小する地点では、時間平均した東西風の運動エネルギーの東西変化に相当する左辺第 1 項は正の値を、拡大する地点では負の値を示す（図 5.15(b) 参照）。これは、前節までの運動エネルギーフラックスに相当する KE_n の増加に伴い Ro が増加（ジェット幅 $2a$ が減少）することと整合的である。同項は、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial y} \right)^2 \quad (5.40)$$

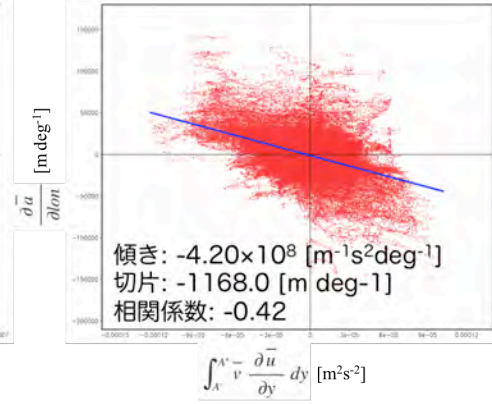
であり、流線 $\bar{S}$ の南北勾配の東西変化に起因する量であり、ジェットの東西収束・発散と関連のある物理量である。従って、図 5.15 より、同項とほぼ同等の分布となる非地衡風成分（式 (5.38) 右辺第 1 項）が運動エネルギーの変動並びに流線の収束・発散をもたらしていると、解釈できる。

図 5.17 は、式 (5.38) の各項の南北平均値と、ジェットの南北幅のパラメタ a の時間平均 $\bar{a}$ の東西変化との相関関係である。1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日までの 90 日間の再解析データ (ERA-interim) を使用した。2 週間移動平均に対し、式 (5.38) の各項を各グリッドで計算し、以下のジェットの流路の範囲で南北の平均値を各経度ごと（0.75 度毎）に計算し全時刻・全緯度でプロットした。ジェットの流路は、6.2-6.3 節のジェット気流の比エネルギーの同定手法に準拠し、ジェットの北端の位置 (p_{-a}) を高度 12000m における 176hPa 等値線とし、その緯度から積算し南北風速の積分値 V (流量) が $1.2 \times 10^8 [\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$ となる緯度をジェットの南端とした。この流路を 6 時間おきに計算し、この南北幅の 1/2 の 2 週間平均を $\bar{u}$ とし、その東西微分を計算した。5 つの項のうち、同図 (a), (c) に示す、運動エネルギーの南北変化、非地衡風成分の項のジェット内部での南北平均値は、ジェット幅のパラメタ a の東西変化と強い負の相関を有し、それぞれ相関係数は -0.69, 0.66 である。一方、Hoskins et al. (1983)[32] では、渦の成分（式 (5.38) の右辺第 2, 3 項）が非地衡風成分と、ジェットの極大となる地点の下流（ジェットの流線の発散部）域極域側に

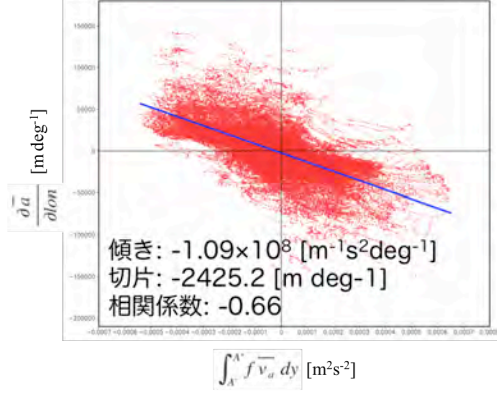
(a) 左辺第1項



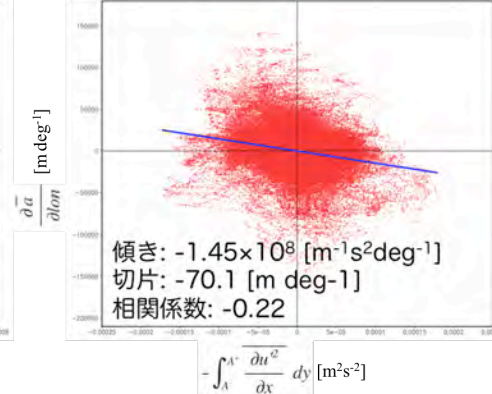
(b) 左辺第2項



(c) 右辺第1項



(d) 右辺第2項



(e) 右辺第3項

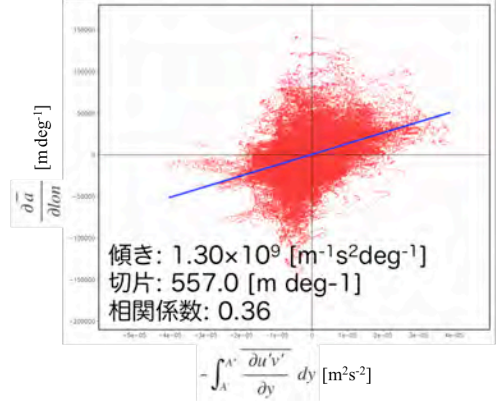


図 5.17 式 (5.38) の各項の南北平均値とジェットの南北幅のパラメタ $\bar{a}$ の東西変化との相関関係。1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日までの 90 日間の再解析データ (ERA-interim) を使用。2 週間移動平均に対し、式 (5.38) の各項を各グリッドで計算し、以下のジェットの流路の範囲で南北の平均値を各経度ごと (0.75 度毎) に計算し全時刻・全緯度でプロットした。ジェットの流路は、6.2-6.3 節のジェット気流の比エネルギーの同定手法に準拠し、ジェットの北端の位置 (p_a) を高度 12000m における 176hPa 等値線とし、その緯度から積算し南北風速の積分値 V (流量) が $1.2 \times 10^8 \text{ [m}^2 \text{s}^{-1}]$ となる緯度をジェットの南端とした。この流路を 6 時間おきに計算し、この南北幅の 1/2 の 2 週間平均を $\bar{u}$ とし、その東西微分を計算した。(a) 左辺第 1 項, (b) 左辺第 2 項, (c) 右辺第 1 項, (d) 右辺第 2 項, (e) 右辺第 3 項。

てバランスすることを示した。これより、同地点とジェットの南北幅のパラメタ $\bar{a}$ との関連も予想されるが、図 (d), (e) に示す通り、両者の正・負の相関は、時間平均した運動エネルギーの南北変化、非地衡風成分の項に比べ低い。これは、渦の成分が各時刻・各地点で定義されるのに対し、各時刻でその位置を変化させるジェットの北端と南端で定義されるジェットの流路を時間平均して求めた $\bar{a}$ は、互いの相関を見る上で不適であるためと考えられる。

本節の結論をまとめると、以下ようになる。非地衡風成分により、等圧線をまたいで空気塊が移動する場合、時間平均場の運動エネルギーの東西変化、渦の西風運動量の南北輸送が生じ、これがジェットの南北幅を拡大・縮小させる。この程度により対象とした時間平均場のジェットの南北幅が変化することから、非地衡風の風速成分が、ジェットの南北幅を時系列的に変化させることがわかる。

5.7 本研究で提案する比エネルギーの時系列変化

図 5.18 は、1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日までの、北半球の偏西風ジェットが有する比エネルギーの時系列変化を示す。6 時間おきの ERA-interim のデータを使用し、気圧面のデータを高度面に内挿し、高度 12000m の風速場を用いて算出した。 $p_{-a} = 176.0[\text{hPa}]$ とし、どの緯度でも流量 $V = 1.2 \times 10^8 [\text{m}^2/\text{s}]$ となるよう、 a を設定した。これは、偏西風ジェットがどの経度帯でも含まれるよう設定した。(a) は全比エネルギー $G'_{0n} = KE_n + PE_{2n} + PE_{3n}$ を、(b) は KE_n を、(c) は PE_{2n} を、(d) は PE_{3n} を示す。全図中の黒線内部は Tibaldi and Molteni (1990)[82] によるブロッキングインデックス (TM インデックス) が東西 15 度以上のブロッキング発生経度帯である。ここで、TM インデックスは 1 章の式 (1.1), (1.2), (1.3), (1.4), (1.5) で与えられる。白線内部は、(a) が示す全比エネルギー G'_{0n} が 8 以上の領域である。

まずは、図 5.18(a) に着目する。図中央部の東経 120 度から西経 120 度付近は太平洋付近であるが、TM インデックス (図中黒線) は 2 月 1 日頃から太平洋ブロッキング発生を示す。また、比較的に全比エネルギー G'_{0n} が高い領域 (図中白線) も TM インデックスによるブロッキング発生領域と類似した時刻・地域にて生じていることがわかる。東西風速の南北分布として四次関数を想定し、エネルギーの最低値を議論した図 5.11 では、ブロッキングに代表される風速場 (例えば $\delta = 0, \epsilon = 0.5$, 図 5.5(c) に類似) が持ちうる全比エネルギー G'_{0n} の最低値は高いことがわかってはいるが、現実大気場ではブロッキング発生域では全比エネルギー G'_{0n} が高い領域でブロッキングが発生していることがわかる。次に、太平洋域よりも上流側である東経 60 度から東経 120 度付近では全比エネルギー G'_{0n} に着目する。同区間を概ね 4-5 日で全比エネルギー G'_{0n} が輸送されていることが見て取れる。

次に、図 5.18(b) に示す運動エネルギー KE_n に着目する。ブロッキングが発生している領域の上流では、数日前に KE_n が高い。一方、ブロッキング発生域では KE_n は決して高くはない。一方、図 5.18(c), (d) は位置エネルギーである PE_{2n} , PE_{3n} を示すが、これらはブロッキング発生域で高い値を有する。ブロッキングの形成の前後で、運動エネルギー KE_n は位置エネルギー PE_{2n} , PE_{3n} に変換され、かつ全比エネルギー G'_{0n} が上昇することがわかる。

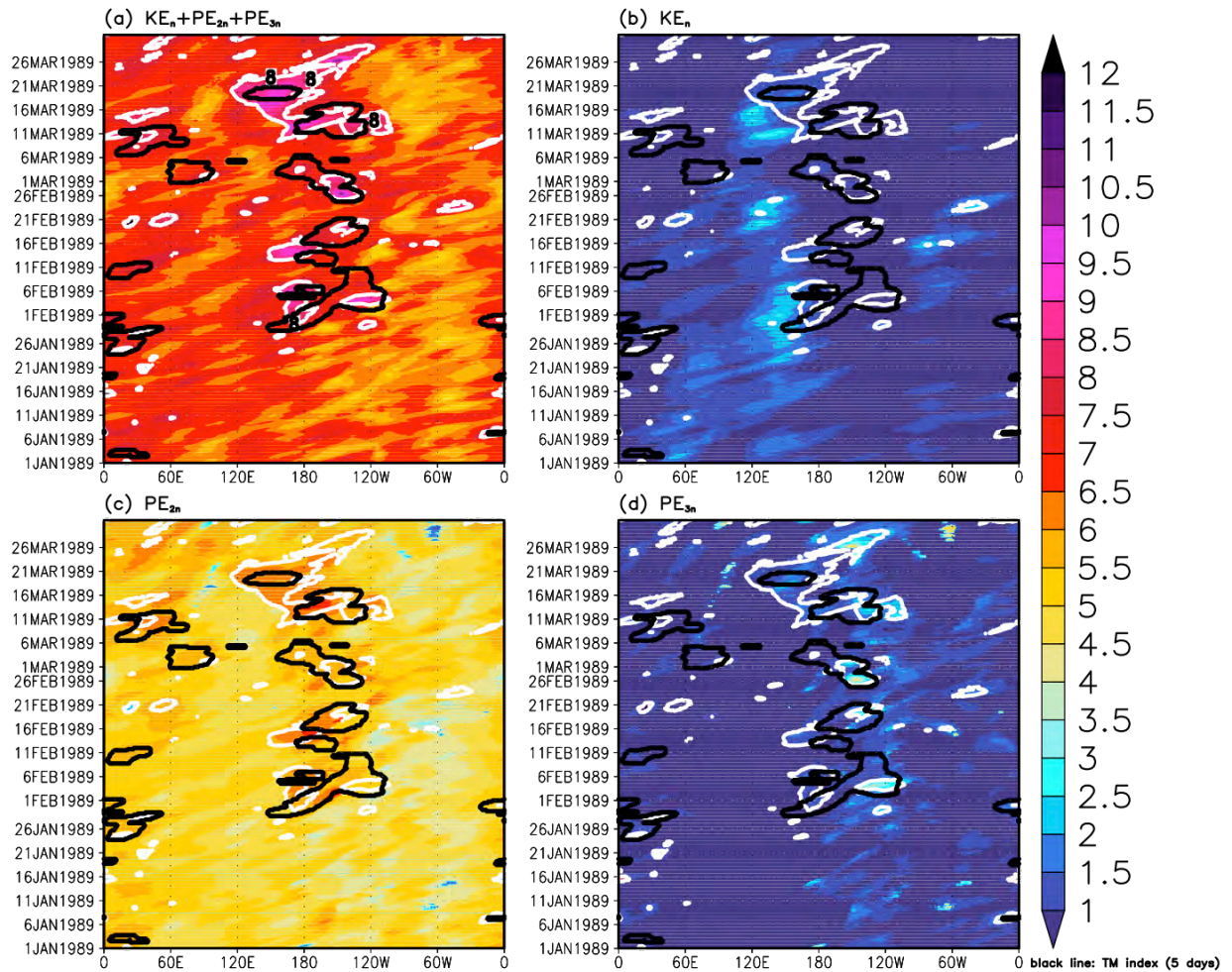


図 5.18 1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日までの比エネルギーの時系列変化. ERA-interim を使用. 6 時間ごとに算出. 高度 12000m の風速場を用いて算出. $p_{-a} = 176.0[\text{hPa}]$ とし, どの緯度でも流量 $V = 1.2 \times 10^8[\text{m}^2/\text{s}]$ となるよう, a を設定した. (a) 全比エネルギー $G'_{0n} = KE_n + PE_{2n} + PE_{3n}$, (b) KE_n , (c) PE_{2n} , (d) PE_{3n} . 全図中の黒線内部は Tibaldi and Molteni (1990)[82] によるブロッキングインデックスが東西 15 度以上続けて満たされるブロッキング発生経度帯. 白線内部は, (a) が示す全比エネルギー G'_{0n} が 8 以上の領域.

5.8 まとめ

1, 2, 3 章で述べた通り, ブロッキング現象は防災上その予測が重要である一方, 文献 [82, 56, 124] は, 数日前からの予報においてブロッキングの発生頻度が過小に予測される傾向があることを指摘している. ブロッキングの発生を, 簡単な物理法則を物差しとして適用し, 定義・予測する手法が存在すれば非常に有意義である.

本研究では, Rossby(1950)[70] により提唱された開水路とジェット気流とのアナロジーの理論

を用い、ジェット気流が有する比エネルギーからブロッキングを定義し、また比エネルギーの増減でブロッキング発生の予兆を探知可能かを検証した。本理論は、開水路流れにおいて、射流と常流が存在するように、ジェット気流においても運動エネルギーが卓越するジェットの南北幅が狭い状態、位置エネルギーが卓越しジェットの幅が広い状態が存在することを指摘した（図 5.4）。これは、東西に流れるジェット気流を、地衡風近似のもとで定義される一種の流量が保存された流路（河道）にとらえ、その内部のエネルギーを各経度における南北方向の断面（河道の横断方向断面に相当）で算出する手法と言い換えることができる。なお、ここで、各断面での流量の保存は、式 (5.3) において、第 3 項の p_{excess} が第 2 項の p_{base} に比べてオーダーが小さいことに起因し、式 (5.4) の二つ目の式において右辺第 1 項を左辺に移行することで、確認できる。これは、近似的に、地衡風平衡のもとでは、等圧線に沿って流れが存在し、二つの等圧線に挟まれた領域には、ある流量の風が吹くことを前提としている。さらに、Rossby(1950) はブロッキング発生の前後で、ジェット気流の幅が大きく変化し、ブロッキングの上流（西側）と下流（東側）で、運動エネルギーが卓越する状態から位置エネルギーが卓越する状態に変化することを指摘した。このジェットの幅は、Rossby(1950)[70]、及び同理論を室内実験に適用した Armi(1989)[3]、現実大気に拡張した Riffler(2005)[66] では、Froude/Rossby 数 Ro_F の変化として扱われ、ブロッキング発生の上流下流で急変するパラメタとして用いられた。彼らの手法においては、ジェット気流の東西風速の南北分布を無次元化したパラメタ g が一定であると仮定し、また、ジェットの中心緯度が変化しないという条件のもと上記の解析を行った。

これに対し、本研究では、ブロッキング近傍及びブロッキング自身が有する比エネルギーを、平常時の東西に流れる偏西風の比エネルギーと比較することで、偏西風が南北に大きく蛇行するブロッキングを定義した。Rossby(1950)[70] の理論で定数と仮定された、ジェット気流の東西風速の南北分布を無次元化したパラメタ g 、中心緯度を可変とし、新たにジェット気流が有する比エネルギーを定義し直した。この変更の意味について詳述すると以下の通りである。Rossby(1950)らが対象としたジェット気流は、ブロッキングが発生している経度帯の上流および下流であり、ジェット気流の東西風速の南北分布は概ね放物線関数であり、緯度帯も変化しないことから、十分な近似が成り立っていた。さらに、開水路流れとのアナロジーがたった一つの無次元数で表される点で、第一義的に重要な要素のみを抽出した近似であったと言える。一方、本研究では、東西風の南北分布が全く異なる二つの流れ場（平常時の東西に流れるジェット気流（図 5.5(b) や図 5.8 の $\delta = 0, \epsilon = 1$ ）、ブロッキング発生時の南北に分流したジェット気流（図 5.5(c) や図 5.8 の $\delta = 0, \epsilon = -1$ ）を、同一の閾値で比較するため、ジェット気流の東西風速の南北分布を無次元化したパラメタ g 、中心緯度を可変とした。この結果、Rossby(1950) の理論では、 Ro_F をパラメタとし単一の比エネルギー線で表現されていたものが、流速分布に応じて、多数の比エネルギー線が得られた（図 5.8）。Rossby(1950) の理論では、東西風速の南北分布・またはジェットの中心緯度が大きく変化する場合、図 5.4 の縦軸と横軸は比較不可能であったが、新しく定義した比エネルギー線は、縦軸と横軸を同一のパラメタでスケールしているため、比較可能である。これにより、ブロッキングのようにジェットが南北に分流する場合、または、高緯度側に偏って流れ場が形成される場合、ジェット気流の比エネルギーは平常時のジェット気流に比べ、高い比エネルギーを有さ

なければならないことがわかった。

なお、上述の通り、この理論は、ジェットの各南北断面において、流量が保存することを仮定している。流量が保存する限り、流路（河川でいう河道）の南北幅は変化し得ないが、現実大気ではこれが日々変動し、ジェット気流が蛇行し、またブロッキングが生じる。流量保存は地衡風平衡のもと仮定したが、現実大気には地衡風よりも小さなオーダで非地衡風が存在する。Hoskins et al. (1983), Hoskins(1983)[32, 33] は非地衡風の存在が、ジェットの南北幅を変化させることを指摘していることから、本研究における流路の南北幅の時間変化を、非地衡風成分によって説明した。ジェット気流の東西風速が最大となる前後において、ジェットの南北幅は減少・増加する。これは、ジェットの西風が最大となる西側においては、東西風が急変するため、南北の圧力傾度に対しコリオリ力が十分にバランスするための東西風を形成できないことに由来する。同様、ジェットの西風が最大となる東側においては、南北の圧力傾度に対し東西風の減速が間に合わず、コリオリ力が過剰に働いてしまうことにより、非地衡風成分が生じる。これらの成分は、時間平均場の加速度と平衡し、ジェットの幅を変化させる。本研究におけるジェットの南北幅 $2a$ はこの効果をパラメタライズしており、これにより、時事刻々、ジェット幅が変化することが説明できる。さらに、等圧線をまたいで流入する空気塊が、ジェットの比エネルギーの増減に関与していると考えられる。

以上により、ブロッキング発生箇所・平常時のジェット気流両者に適用可能な比エネルギー式の構築と、その物理的な説明を行った。これを、現実の大気場に適用し、同理論を検証した。比エネルギーが高い領域においてブロッキングが形成されていること、既往のブロッキングの定義と良い対応関係にあることを確認した。なお、検証に用いた 1989 年 1-3 月において、太平洋ブロッキングが 2-3 月に多発したが、この上流（西側）にあたる東経 120-150 度付近に運動エネルギーが高まった数日後にブロッキングが形成されていることがわかった。この経度帯は、東西風が最大となるジェットストリークの位置と合致する。これは、ブロッキング形成以前に、形成箇所の上流（西側）域で運動エネルギーが高まると、この空気塊が下流に輸送された際に、太平洋でジェットの幅が広がり、さらにブロッキングの東西風速の南北分布が形成される条件を満たすため、ブロッキングが発生すると解釈ができる。

以上より、本研究では、偏西風ジェットを地衡風平衡の仮定のもと一つの流路と捉え、その流路を流れる空気塊が有するエネルギーの増減から、ブロッキングが発生しうる状態を定性的・定量的に説明したとともに、ブロッキング発生の予測に資する偏西風のエネルギー輸送を可視化する手法を提案したことになる。

第 6 章

終わりに

以下に、本研究のまとめと主要な成果を説明する。

北半球においてブロッキングが最も発生する領域は北太平洋域 [82, 60, 54] であり、この地域に隣接する日本列島の気象・気候はブロッキングの影響を色濃く受ける。既往のブロッキング同定手法を用い、ブロッキングの発生頻度を計算すると、同地域では数十 % (100 日あれば数十日) という高い確率でブロッキングが発生することから、ブロッキングが発生すれば、必ず極端現象が発生するというものでもない。

本研究では高頻度で発生する北太平洋ブロッキングと低い頻度で生じる極端現象との関係を解明することを一つの着眼点として、既往研究においては日本周辺の極端現象とブロッキングとの事例解析・統計解析が少ないことから、近年の豪雨事例 (1.4 節)、高潮事例 (2 章)、異常高低温事例 (3 章) に着目し、解析を行った。ここで取り上げる 2015 年関東東北豪雨事例は、首都東京都を流れる利根川流域において河川が決壊した深刻な事例であり、また、2014 年根室高潮事例は、水防法改正にともなう、北日本の高潮災害に対する計画に温帯低気圧の重要性が盛り込まれた、契機となる事例であった。さらに、台風の進路が偏西風の蛇行により規定され北海道に豪雨をもたらした 2016 年 8 月の複数の台風事例についても、解析を行った。これについては付録 H に記した。北海道には 3 年に 1 度程度の頻度で台風が上陸するが、2016 年 8 月は 3 つの台風が上陸し、これ以外にも 3 つの台風が北海道周辺に接近した異例な年であった。台風が北海道に到達すれば、九州・四国・本州と同様に極端豪雨災害が発生することを示す特徴的な事例であった。

2014 年 12 月中旬に発生した爆弾低気圧とブロッキングとの関連に着目した解析結果は以下の成果を得た。なお、本事例を取り上げた理由の一つとしては、本事例は、北日本の高潮に対するソフト的な防災計画において、これまで気象外力として全国一律で考えられてきた台風ではなく、爆弾低気圧を加味する重要性から、2015 年水防法一部改正の際に加味された点に着眼している。台風が熱帯における水蒸気供給と鉛直不安定にその力学的な駆動力を有するのに対し、爆弾低気圧 (温帯低気圧) は中緯度における傾圧不安定にその成因を有するため、それぞれの強度に関しては、緯度とともに減少、増加する。過去 40 年間の爆弾低気圧と台風の過去最低中心気圧を日本周辺の各地点で求め、北緯 35 度付近を境に、南側で台風が強く、北側で爆弾低気圧が強いことを示した。なお、高潮災害や強風災害に対しては、低気圧性擾乱の強度 (中心気圧) のみならず、その停滞性も

重要である。特に高潮災害については、爆弾低気圧が停滞することにより、気圧の低下に伴う潮位の上昇が、満潮と重なるリスクが高まる。これらの視点を有し、台風と爆弾低気圧の移動速度についても解析を行った。台風は中緯度の西風ジェットが弱い夏季に多発するのに比べて、爆弾低気圧は西風ジェットが強い冬季に多発する。これより、台風の移動速度と爆弾低気圧の移動速度を比較すると、平均的には台風の方がゆっくりと進み、かつ台風は西風ジェット帯である北日本の位置する緯度帯で加速する傾向にあることがわかる。一方、過去 40 年間で、最も移動速度が遅かった事例に着目すると、爆弾低気圧の移動速度が台風よりも遅い事例が日本周辺の各地点に存在する。この特徴は特にオホーツク海周辺や北海道、東北地方の西岸・東岸（北日本周辺）で顕著である。これは、冒頭で着目した根室高潮事例においても確認された特徴で、二つの爆弾低気圧のうち、太平洋沿岸を通過した爆弾低気圧は、根室沖に 24 時間以上停滞し、満潮時と重なることで、高潮災害が発生するに至った。さらに、同事例では、爆弾低気圧の北方であるオホーツク海付近にブロッキング高気圧・低気圧により形成される双極型のブロッキングが位置していたことが確認された。北日本地域において、爆弾低気圧が極端に停滞する事例がある根拠の一つとして、爆弾低気圧同様冬季に発生しやすいブロッキングがその移動を阻害しているという可能性が示唆される。まず、北日本の対象領域において爆弾低気圧が 1 日以上留まった日について、解析を行うと、ブロッキングの発生頻度は 2014 年根室高潮事例同様オホーツク海付近で顕著に高いことがわかった。これは、現象としては、強力な爆弾低気圧が日本付近で停滞する場合は、他の爆弾低気圧の事例よりも、日本列島東側の近い位置にオメガ型のブロッキングが位置していたことを意味する。

なお、気象外力による水文災害を考慮する上では、将来気候における気象要素の振る舞いを予測することも重要である。3 章にて過去の強い停滞性と強度を記録した爆弾低気圧の統計解析を行ったところ、多くの場合ブロッキングが日本の東部に存在するという位置関係を明らかにした。そこで、世界各国の気象機関が公表した将来予測結果（第 3 期結合モデル相互比較計画, Coupled Model Intercomparison Project Phase 3, CMIP3）を用い同様の解析を行ったところ、過去気候におけるブロッキングと停滞し強度の強い爆弾低気圧の位置関係が、将来気候においても同様重要であることを確認した。

なお、既往研究により日本への影響が大きい北太平洋付近に発生する冬季のブロッキングは、その発生位置を将来気候においては北東方向へ移動することが示唆された [54]。本論文では、このブロッキング発生位置の北東シフトが、日本の気温と降水に与える影響を調査し、特に低温が重要であることを示した。さらに、将来気候においては、平均気温の上昇により過去気候で発生していたような低温日は発生しにくくなるが、気温の極端な低温偏差が程頻度で発生する一方、日本周辺の広範囲に一度に発生しやすくなる。この傾向は、ブロッキングによってもたらされる低温な日においても同様観察され、ブロッキングの発生頻度・強度が連動して減少することを示した。

上述のように、ブロッキングは防災上その予測が重要であり、発生の予測、維持の予測を行うことは困難である。1.3 節に示すような簡単なインデックスによって、ブロッキングの発生を同定し、かつ予測につながる物理量を検出できれば便利である。

本研究では、Rossby(1950)[70] により提唱された開水路とジェット気流とのアナロジーの理論を用い、ジェット気流が有する比エネルギーからブロッキングを定義し、また比エネルギーの増減

でブロッキング発生の予兆を探知可能かを検証した。彼らの手法においては、ジェット気流の東西風速の南北分布を無次元化したパラメタ g が一定であると仮定し、また、ジェットの中心緯度が変化しないという条件のもと上記の解析を行った。これに対し、本研究では、ブロッキング近傍及びブロッキング自身が有する比エネルギーを同定可能とするため上述の仮定を除いた比エネルギー式を展開し、平常時の東西に流れる偏西風の比エネルギーと比較可能とすることで、偏西風が南北に大きく蛇行するブロッキングをエネルギーが高い状態として定義した。

なお、上述の通り、この理論は、ジェットの各南北断面において、流量が保存することを仮定している。流量が保存する限り、流路（河川でいう河道）の南北幅は変化し得ないが、現実大気ではこれが日々変動し、ジェット気流が蛇行し、またブロッキングが生じる。Hoskins et al. (1983), Hoskins(1983)[32, 33] は非地衡風の存在が、ジェットの南北幅を変化させることを指摘していることから、本研究における流路の南北幅の時間変化を、非地衡風成分によって説明した。これを元に、本研究におけるジェットの南北幅 $2a$ は非地衡風成分をパラメタライズしており、これにより、時事刻々、ジェット幅が変化することを説明した。

以上により構築したジェット気流が有する比エネルギーの理論を、ブロッキングが発生した実際の大気場に適用した。比エネルギーが高い領域においてブロッキングが形成されていること、既往のブロッキングの定義と良い対応関係にあることを確認した。なお、検証に用いた 1989 年 1-3 月において、太平洋ブロッキングが 2-3 月に多発したが、この上流（西側）にあたる東経 120-150 度付近に運動エネルギーが高まった数日後にブロッキングが形成されていることがわかった。この経度帯は、東西風が最大となるジェットストリークの位置と合致する。これは、ブロッキング形成以前に、形成箇所の上流（西側）域で運動エネルギーが高まると、この空気塊が下流に輸送された際に、太平洋でジェットの幅が広がり、さらにブロッキングの特徴であるジェットの分流のための比エネルギーの条件を満たすため、ブロッキングが発生すると解釈ができる。

以上より、本研究では、偏西風ジェットを地衡風平衡の仮定のもと一つの流路と捉え、その流路を流れる空気塊が有するエネルギーの増減から、ブロッキングが発生しうる状態を定性的・定量的に説明したとともに、ブロッキング発生の予測に資する偏西風のエネルギー輸送を可視化する手法を提案したことになる。

なお、ブロッキング現象は偏西風の蛇行に起因する。移動性高低気圧に特徴付けられる偏西風の蛇行について、1950 年代より今日まで行われてきた [25, 30]、傾圧不安定波を再現する回転水槽実験を行った。本研究では、偏西風の蛇行（振幅）の増大現象であるブロッキングに着目し、傾圧不安定波の振幅が実験水槽により固定されないディッシュパン型の実験 [25] を行った。回転水槽実験における新しい試みとして PIV(Particle Image Velocimetry) 法, SRPIV (Super Resolution PIV) 法を用い、流体内部に中立粒子を混入し、これをシート状にレーザを水平方向に挿入することで、流体内部のある高さの流速場を抽出可能であることを実証した。移動性高低気圧と類似した渦列が形成され、ブロッキングに類似した渦の剥離現象とそれに伴う東西風の減速も観察された。

以上のように、大規模自然災害をもたらすブロッキングについて、近年の日本における主要な極端現象の事例・統計解析を行い、大規模スケールの気象現象がローカルな暴風・豪雨豪雪・高潮・寒波・熱波に与える影響を気候変動の影響も加味した重要な知見を得た。さらに、流体力学的な理

論構築によりブロッキング形成・持続の説明に資する新しい尺度となる偏西風ジェットが有するエネルギーの理論を構築した.

業績一覧

論文

国内査読付き論文

1. 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気密度成層における擾乱の発達過程, 土木学会論文集 G (環境), 68(5), I_205-I_210, 2012.
2. 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気中の境界面における流速分布及び密度分布が与える擾乱への影響の考察, 土木学会水工学論文集 B1(水工学), 70(4), I_871-I_876, 2014.
3. 北野慈和, 山田朋人: 気候変動に伴う冬季における太平洋ブロッキングの北東シフトと日本周辺の低温日との関係, 土木学会論文集 G (環境), 71(5), I_177-I_182, 2015.
4. 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験による傾圧不安定波の再現, 土木学会論文集 G(環境), 71(5), I_289-I_294, 2015.
5. 北野慈和, 山田朋人: 北日本を通過する爆弾低気圧と太平洋ブロッキングとの関係, 水工学論文集, 60, I_121-I_126, 2016.
6. 北野慈和, 山田朋人: 現在気候及び将来気候における爆弾低気圧の強度とブロッキング発生位置との関係, 土木学会論文集 G 特別号 (地球環境研究論文集), 2016.
7. 北野慈和, 山田朋人: 開水路流れとの類似点に着目したジェット気流が有するエネルギーの解析, 水工学論文集, 61, 2017.
8. 北野慈和, 山本太郎, 小林彩佳, 山田朋人: 2016 年 8 月を含む 1961 年以降に北海道周辺を通過・上陸した台風の統計的解析, 水工学論文集, 61, 2017.

国外査読付き論文

1. Shigenori Otsuka, Gulanbaler Tuerhong, Ryota Kikuchi, Yoshikazu Kitano, Yusuke Taniguchi, Juan Jose Ruizm Shinsuke Satoh, Tomoo Ushio and Takemasa Miyoshi: Precipitation Nowcasting with Theree-Dimensional Space-Time Extrapolation of Dense and Frequent Phased-Array Weather Radar Obsercations, *Weather and Forecasting* (American Meteorological Society), 31, 329-340, 2016. 【IF=2.35, 2015】
2. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. Yamada: The comparison between explosive cyclone

and typhoon over northern Japan in the current and future climate, *Procedia Engineering*, 12th International Conference on Hydroinformatics, HIC 2016.

3. Tomohito J. Yamada, Daiki Takeuchi, M. A. Farukh and Yoshikazu Kitano: Climatological characteristics of heavy rainfall in northern Pakistan and atmospheric blocking over western Russia, *Journal of Climate* (American Meteorological Society). 【Accepted, IF=6.09, 2015】
4. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. Yamada: Relationship between atmospheric blocking and cold day extremes in current and RCP8.5 future climate conditions over Japan and the surrounding area, *Atmos. Sci. Let.*, 17, pp. 616–622, 2016. 【Accepted, IF=1.57, 2015】

国内査読なし論文

1. 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 密度界面に発生する ship wave の物理機構, 平成 23 年度土木学会北海道支部論文報告集, 68, B-11, 2012.
2. 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気密度成層における擾乱の発達過程, 日本地球惑星科学連合大会予稿集, 巻号無し, A-HW29-P02, 2012.
3. 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気密度界面に形成される擾乱の発達範囲, 水文・水資源学会 2012 年研究発表会要旨集, 巻号無し, 142-143, 2012.
4. 北野慈和, 山田朋人: 山の風下側に発生する雲のパターンの空間的分類, 平成 24 年度土木学会北海道支部論文報告集, 69, B-01, 2013.
5. 北野慈和, 山田朋人: 全球気候モデルと室内実験におけるブロッキング現象に関する考察, 平成 25 年度札幌管区気象研究会日本気象学会北海道支部研究発表会, 巻号無し, 22_1-22_2, 2013.
6. 北野慈和, 山田朋人: 全球気候モデルと室内実験におけるブロッキング現象に関する考察, 平成 25 年度土木学会北海道支部論文報告集, 70, B-11, 2014.
7. 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルにおけるブロッキング発生頻度と極端現象の関係, 水文・水資源学会 2014 年研究発表会要旨集, 巻号無し, 244-245, 2014.
8. 一瀬輪子, 山田朋人, 北野慈和, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転流体水槽実験, 平成 26 年度土木学会北海道支部論文報告集, 71, B-01, 2015.
9. 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルにおけるブロッキング発生頻度と極端現象の変遷, 平成 26 年度土木学会北海道支部論文報告集, 71, B-05, 2015.
10. 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルを用いたブロッキング発生頻度と極端現象の発生位置の変遷, 日本気象学会 2015 年度春季大会講演要項集, 107, 255, 2015.
11. 北野慈和, 一瀬輪子, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面からの加熱及び冷却を伴う回転水槽実験, 日本気象学会 2015 年度春季大会講演要項集, 107, 267, 2015.

12. 布川敦士, 北野慈和, 山田朋人: 北半球における夏季のブロッキング現象が極端高温日に与える影響, 第 23 回地球環境シンポジウム講演集, 巻号無し, 151-152, 2015.
13. 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験, 水文・水資源学会 2015 年度研究発表会要旨集, 巻号無し, 268-269, 2015.
14. 北野慈和, 山田朋人: 北日本を通過する爆弾低気圧の特徴と大気ブロッキングとの位置関係, 細氷 (日本気象学会北海道支部機関誌), 61, 16, 2015.
15. 北野慈和, 山田朋人: 複数の低気圧から形成される爆弾低気圧の統計的解析, 平成 27 年度土木学会北海道支部論文報告集, 72, B-28, 2016.
16. 長尾賢汰, 鈴木章弘, 北野慈和, 山田朋人: MUSCAT 法による線状降水帯の 3 次元風速場の推定, 平成 27 年度土木学会北海道支部論文報告集, 72, B-30, 2016.
17. 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面に熱源を持つ回転水槽実験における回転初期の遷移過程と高さ依存性, 平成 27 年度土木学会北海道支部論文報告集, 72, B-29, 2016.
18. 北野慈和, 山田朋人: 北西太平洋を通過する爆弾低気圧と台風の比較, 応用力学会アブストラクト, 2016.
19. 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人: 水惑星条件下における海表面温度変化に対する極端現象の応答, 地球環境シンポジウム講演集, 2016.
20. 北野慈和, 山田朋人: 開水路流れとの類似点に着眼したジェット気流のエネルギー解析, 日本気象学会 2016 年度秋季大会講演要項集, 110, p. 166, 2016.

国外査読なし論文

1. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA, Norihiro IZUMI: The Interaction between Velocity and Density Profiles in the Atmospheric Boundary Layer, *6th Conference of the Asia Pacific Association of Hydrology and Water Resources*, 巻号無し, P15, 2013.
2. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA and Norihiro IZUMI: The Interaction between Velocity and Density Profiles in the Atmospheric Boundary Layer, *Abstract, 3rd Hydrology delivers Earth System Science to Society*, 巻号無し, 2013.
3. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA: Study on Atmospheric Blocking and Meridional Temperature Difference Utilizing Global Climate Models and Laboratory Experiment, *Abstract, 7th International Scientific Conference on the Global Water and Energy Cycle*, 巻号無し, 3. Modeling. predicting and Attributing climate extremes, 2014.
4. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA: Study on Mid-latitude Westerly Waves and Meridional Temperature Difference Utilizing Global Climate Models and Laboratory Experiment, *Abstract of AOGS 11th Annual Meeting (Online)*, 巻号無し, AS36-A028,

2014.

5. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. Yamada: Spatial Change of Blocking Frequency and Extreme Events with Global Warming, *Abstract, 13th International Regional Spectral Model Workshop*, 巻号無し, 31, 2014.
6. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. Yamada: Analysis of cold weather over Japan with global warming utilizing CMIP5 models, *Abstract of AOGS 12th Annual Meeting (Online)*, 巻号無し, AS11-A032, 2015.
7. Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA: Relationship between atmospheric blocking and cold weather over Japan in CMIP5 models, *Abstract, International WS Issues in downscaling of climate change projection*, 巻号無し, 17, 2015. 【招待講演の要旨】
8. Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The statistical analysis of the explosively developing extratropical cyclone in the northwestern Pacific region and North Pacific blocking, *Abstract (MAHASRI (Monsoon Asian Hydro-Atmosphere Scientific Research and Prediction Initiative) 2016)*, 巻号無し, 2016.
9. Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: An experimental study of thermal convection in an open cylinder, *Abstract (European Geosciences Union 2016)*, 巻号無し, 2016.
10. Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: A statistical Analysis of Explosively Developing Extratropical Cyclone through Northern Japan and North Pacific Blocking, *Abstract (European Geosciences Union 2016)*, 巻号無し, 2016.
11. Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The statistical analysis of the explosively developing extratropical cyclone in northern Japan and Atmospheric blocking, *Abstract (JpGU (Japan Geoscience Union) 2016)*, 巻号無し, 2016.
12. Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The statistical investigation of the explosive cyclone in the northwest Pacific Ocean and Atmospheric blocking, *Abstract (AOGS (Asia Oceania Geoscience Society) 2016)*, 巻号無し, 2016.

解説など

1. 乙部直人, 筆保弘徳, 菅田誠治, 伊賀啓太, 佐藤正樹, 田島俊彦, 佐藤元, 酒井敏, 三村和男, 山田朋人, 北野慈和, 回転水槽実験のこれまでとこれから, 日本気象学会機関誌「天気」, 日本気象学会, Vol.63, No.7, 5-25, 2016. 【査読過程を経た】
2. 山田朋人ら: 土木学会 2015 年関東東北豪雨 報告書 第 2 章 気象・降雨特性・降水の時空間分布とメカニズム, 土木学会・地盤工学会合同調査団, 巻号無し, pp. 9-17, 2016 (関東東北豪雨発生時の総観規模場の気象特性について, 本論文著者の成果が掲載された).

発表

国内査読あり発表

口頭発表

1. ○ 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気密度成層における擾乱の発達過程, 第 20 回地球環境シンポジウム, A-23, 京都大学桂キャンパス C クラスター (京都府・京都市), 2012 年 9 月 13 日 (木)-14 日 (金).
2. ○ 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気中の境界面における流速分布及び密度分布が与える擾乱への影響の考察, 第 58 回水工学講演会, 146, 神戸大学工学研究科キャンパス (兵庫県・神戸市), 2014 年 3 月 4 日 (火)-6 日 (木).
3. ○ 北野慈和, 山田朋人: 気候変動に伴う冬季における太平洋ブロッキングの北東シフトと日本周辺の低温日との関係, 第 23 回地球環境シンポジウム, A-29, 北海道大学工学部フロンティア応用化学研究棟 (北海道・札幌市), 2015 年 9 月 2 日 (水)-4 日 (金).
4. ○ 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験による傾圧不安定波の再現, 第 23 回地球環境シンポジウム, A-54, 北海道大学工学部フロンティア応用化学研究棟 (北海道・札幌市), 2015 年 9 月 2 日 (水)-4 日 (金).
5. ○ 北野慈和, 山田朋人: 北日本を通過する爆弾低気圧と太平洋ブロッキングとの関係, 水工学講演会, 21, 東北工業大学八木山キャンパス (宮城県・仙台市), 2016 年 3 月 14 日 (月)-16 日 (水).
6. ○ 北野慈和, 山田朋人: 現在気候及び将来気候における爆弾低気圧の強度とブロッキング発生位置との関係, 第 24 回地球環境シンポジウム, A-29, 首都大学東京南大沢キャンパス国際交流会館 (東京都・八王子市), 2016 年 8 月 31 日 (水)-9 月 2 日 (金).

国外査読あり発表

口頭発表

1. ○ Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The comparison between explosive cyclone and typhoon over northern Japan in the current and Future Climate, 12th International Conference on Hydroinformatics, , Songdo ConvensiA (Incheon・Korea), 21-26, August, 2016.

国内査読なし発表

口頭発表

1. ○ 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 密度界面に発生する ship wave の物理機構, 平成 23 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-11, かでる 2・7 (北海道・札幌), 2012 年 2 月 2 日 (木)-3 日 (金). 【講演賞受賞】
2. ○ 北野慈和, 山田朋人: 山の風下側に発生する雲のパターンの空間的分類, 平成 24 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-01, 函館工業高等専門学校 (北海道・函館市), 2013 年 2 月 2 日 (土)-3 日 (日).
3. ○ 北野慈和, 山田朋人: 全球気候モデルと室内実験におけるブロッキング現象に関する考察, 平成 25 年度札幌管区気象研究会日本気象学会北海道支部研究発表会, 発表番号なし, 札幌气象台 (北海道・札幌市), 2013 年 12 月 17 日 (火)-18 日 (水).
4. ○ 北野慈和, 山田朋人: 全球気候モデルと室内実験におけるブロッキング現象に関する考察, 平成 25 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-11, 札幌コンベンションセンター (北海道・札幌市), 2014 年 2 月 1 日 (土)-2 日 (日).
5. ○ 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルにおけるブロッキング発生頻度と極端現象の変遷, 平成 26 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-05, 室蘭工業大学 (北海道・室蘭市), 2015 年 1 月 31 日 (土)-2 月 1 日 (日). 【講演賞受賞】
6. ○ 一瀬輪子, 山田朋人, 北野慈和, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転流体水槽実験, 平成 26 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-01, 室蘭工業大学 (北海道・室蘭市), 2015 年 1 月 31 日 (土)-2 月 1 日 (日).
7. ○ 北野慈和, 山田朋人: 北日本を通過する爆弾低気圧の特徴と大気ブロッキングとの位置関係, 第 2 回気象学会北海道支部研究発表会, 発表番号なし, 札幌气象台 (北海道・札幌市), 2015 年 12 月 15 日 (火)-16 日 (水).
8. ○ 北野慈和, 山田朋人: 複数の低気圧から形成される爆弾低気圧の統計的解析, 平成 27 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-28, 北海道大学工学部 (北海道・札幌市), 2016 年 1 月 30 日 (土)-1 月 31 日 (日).
9. ○ 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面に熱源を持つ回転水槽実験における回転初期の遷移過程と高さ依存性, 平成 27 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-29, 北海道大学工学部 (北海道・札幌市), 2016 年 1 月 30 日 (土)-1 月 31 日 (日).
10. ○ 長尾賢汰, 鈴木章弘, 北野慈和, 山田朋人: MUSCAT 法による線状降水帯の 3 次元風速場の推定, 平成 27 年度土木学会北海道支部年次技術研究発表会, B-30, 北海道大学工学部 (北海道・札幌市), 2016 年 1 月 30 日 (土)-1 月 31 日 (日).
11. ○ 北野慈和, 山田朋人: 開水路流れとの類似点に着眼したジェット気流のエネルギー解析, 日本気象学会 2016 年度秋季大会, 名古屋大学東山キャンパス (愛知県・名古屋市), 2016 年 10 月 26 日 (水)-28 日 (金). 【発表確定】

ポスター発表

1. ○ 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気密度成層における擾乱の発達過程, 日本地球惑星科学連合大会 2012, A-HW29-P02, 幕張メッセ (千葉県・千葉市), 2012 年 5 月 20 日 (日)-25 日 (金).
2. ○ 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 大気密度界面に形成される擾乱の発達範囲, 水文・水資源学会 2012 年研究発表会, P14, 広島市西区民文化センター (広島県・広島市), 2012 年 9 月 9 日 (水)-11 日 (金).
3. ○ 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルにおけるブロッキング発生頻度と極端現象の関係, 水文・水資源学会 2014 年度研究発表会, P47, 宮崎グリーンズフィア壱番館 (宮崎県・宮崎市), 2014 年 9 月 25 日 (木)-28 日 (日).
4. ○ 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルを用いたブロッキング発生頻度と極端現象の発生位置の変遷, 日本気象学会 2015 年度春季大会, P236, つくば国際会議場 (茨城県・つくば市), 2015 年 5 月 21 日 (木)-24 日 (日).
5. ○ 北野慈和, 一瀬輪子, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面からの加熱及び冷却を伴う回転水槽実験, 日本気象学会 2015 年度春季大会, P267, つくば国際会議場 (茨城県・つくば市), 2015 年 5 月 21 日 (木)-24 日 (日).
6. ○ 布川敦士, 北野慈和, 山田朋人: 北半球における夏季のブロッキング現象が極端高温日に与える影響, 第 23 回地球環境シンポジウム, P-13, 北海道大学工学部フロンティア応用化学研究棟 (北海道・札幌市), 2015 年 9 月 2 日 (水)-4 日 (金).
7. ○ 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験, 水文・水資源学会 2015 年度研究発表会, P79, 首都大学東京南大沢キャンパス 11 号館 (東京都・八王子市), 2015 年 9 月 9 日 (水)-11 日 (金).
8. ○ 北野慈和, 山田朋人: 北西太平洋を通過する爆弾低気圧と台風の比較, 土木学会応用力学シンポジウム, 北海道大学工学部 (北海道・札幌市), 2016 年 5 月 21(土)-22 日 (日).
9. ○ 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人: 水惑星条件下における海表面温度変化に対する極端現象の応答, 第 24 回地球環境シンポジウム, BP-22, 首都大学東京南大沢キャンパス国際交流会館 (東京都・八王子市), 2016 年 8 月 31 日 (水)-9 月 2 日 (金).

国外査読なし発表

口頭発表

1. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. Yamada: Spatial Change of Blocking Frequency and Extreme Events with Global Warming, 13th International Regional Spectral Model Workshop, 31, JAMSTEC Yokohama Institute for Earth Sciences(Kanagawa・Yokohama), 25-29, November, 2014.

2. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. Yamada: Analysis of cold weather over Japan with global warming utilizing CMIP5 models, AOGS 11th Annual Meeting, AS11-D2-AM1-330-014, Suntec Singapore Convention & Exhibition Centre(Singapore・Singapore), 2 to 7 August, 2015.
3. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA: Relationship between atmospheric blocking and cold weather over Japan in CMIP5 models (Invited), International WS Issues in downscaling of climate change projection, Session2: 2_7, International Congress Center EPOCHAL Tsukuba (Tsukuba・Ibaraki), 5-7 October 2015. 【招待講演】
4. ○ Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The statistical investigation of the explosive cyclone in the northwest Pacific Ocean and Atmospheric blocking, AOGS (Asia Oceania Geoscience Society) 2016, AS17-D2-AM1-401(L4S)-007, China National Convention Centre (Peking・China), 31 July to 5 August, 2016.

ポスター発表

1. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA and Norihiro IZUMI: The Interaction between velocity and density profiles in the environmental boundary layer, 2nd APWS, IMPAC-T Exhibition, Queen Sirikit National Convention Center(Chiang Mai・Thailand), 14-20, May, 2013.
2. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA, Norihiro IZUMI: The Interaction between Velocity and Density Profiles in the Atmospheric Boundary Layer, 6th Conference of the Asia Pacific Association of Hydrology and Water Resources, P15, Korea University(Seoul・Korea), 19-21, August, 2013.
3. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA and Norihiro IZUMI: The Interaction between Velocity and Density Profiles in the Atmospheric Boundary Layer, 3rd Hydrology delivers Earth System Science to Society, 発表番号なし, Seoul National University(Seoul・Korea), 21-24, August, 2013.
4. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA: Study on Atmospheric Blocking and Meridional Temperature Difference Utilizing Global Climate Models and Laboratory Experiment, 7th International Scientific Conference on the Global Water and Energy Cycle, 3. Modeling. predicting and Attributing climate extremes, (Hague・Netherlands), 14-17, July, 2014.
5. ○ Yoshikazu Kitano, Tomohito J. YAMADA: Study on Mid-latitude Westerly Waves and Meridional Temperature Difference Utilizing Global Climate Models and Laboratory Experiment, AOGS 11th Annual Meeting, AS36-D4-PM2-P-035, Royton Sapporo Hotel(Hokkaido・Sapporo), 28 July to 1 August.

6. ○ Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The statistical analysis of the explosively developing extratropical cyclone in the northwestern Pacific region and north Pacific blocking, The International Science Conference on MAHASRI (Monsoon Asian Hydro-Atmosphere Scientific Research and Prediction Initiative), (Tokyo, Japan), 2-4. March, 2016.
7. ○ Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: An experimental study of thermal convection in an open cylinder, European Geosciences Union 2016, , Austria Center Vienna (Vienna・Austria), 17-22, April, 2016.
8. ○ Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: A statistical Analysis of Explosively Developing Extratropical Cyclone through Northern Japan and North Pacific Blocking, European Geosciences Union 2016, , Austria Center Vienna(Vienna・Austria), 17-22, April, 2016.
9. ○ Yoshikazu Kitano and Tomohito J. Yamada: The statistical analysis of the explosively developing extratropical cyclone in northern Japan and Atmospheric blocking, JpGU (Japan Geoscience Union) 2016, , Makuhari Messe(千葉県・千葉市), 22-26, May, 2016.

速報会, 記者会見

1. ○山田朋人ら: 2015 年関東・東北豪雨災害土木学会・地盤工学会合同調査団関東グループ 降水・大気場に関する検討, 土木学会・地盤工学会合同調査団, 発表番号なし, 主婦会館 7 F カトレア (東京都・千代田区), 2015 年 12 月 15 日 (火). [速報会・記者会見](関東東北豪雨発生時の総観規模場の気象特性について, 本論文著者の成果が発表された)

受賞歴

1. 2013 年 4 月 25 日 (水) 土木学会北海道支部優秀学生講演賞受賞: 北野慈和, 山田朋人, 泉典洋: 密度界面に発生する ship wave の物理機構, 平成 23 年度年次技術研究発表会, 土木学会北海道支部, 2012 年 2 月 (札幌, 北海道).
2. 2015 年 4 月 23 日 (木) 土木学会北海道支部優秀学生講演賞受賞: 北野慈和, 山田朋人: CMIP5 マルチモデルにおけるブロッキング発生頻度と極端現象の変遷, 平成 26 年度年次技術研究発表会, 土木学会北海道支部, 2015 年 2 月 (札幌, 北海道).
3. 2016 年 12 月 1 日 (木) 応用力学シンポジウムポスター賞: 北野慈和, 山田朋人: 北西太平洋を通過する爆弾低気圧と台風の比較, 第 19 回 (2016 年度) 応用力学シンポジウム, 土木学会応用力学委員会, 2016 年 12 月 (札幌, 北海道).

付録 A

ジェット気流の成因と蛇行に関する簡単な説明

A.1 大気大循環とジェット気流

ジェット気流の形成メカニズムについて、簡単な説明をここに記す。北半球において、対流圏を流れるジェット気流（偏西風）には、以下の2種類がある。一つは亜熱帯ジェット気流と呼ばれるもので、冬季には北緯30度付近に、夏期にはアジアモンスーンの影響により北緯40度付近に吹く（図A.1中のオレンジ色の矢印）。図中赤矢印に示すハドレー循環は、赤道付近の空気塊を北緯30-40度付近に輸送する。この輸送された空気塊は、自転軸から最も遠い緯度帯から運ばれるため、固体地球が持つ大きな東向き角運動量を有している。北緯30-40度帯では、赤道付近よりも自

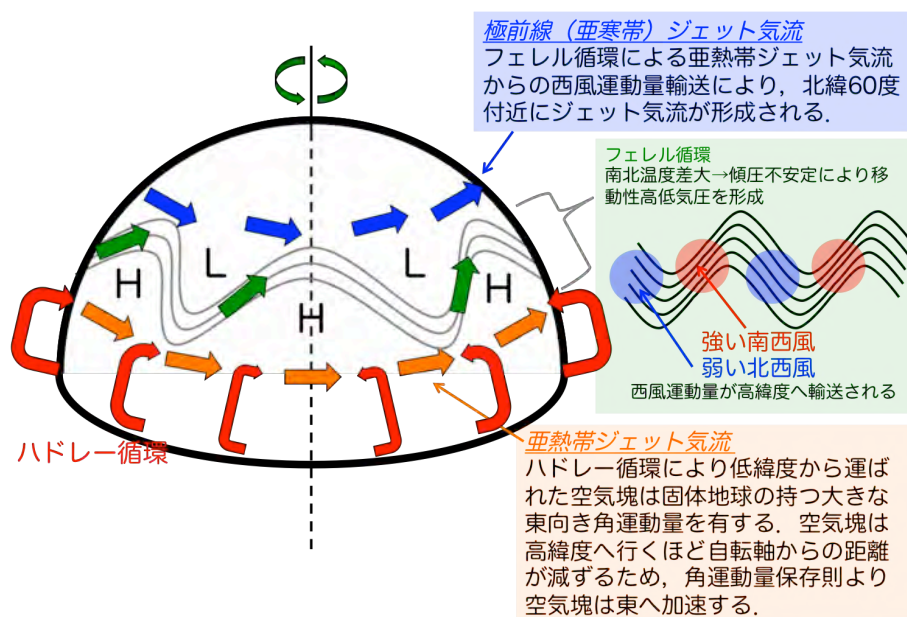


図 A.1 亜熱帯ジェット気流と極前線（亜寒帯）ジェット気流の成因の概念図

転軸までの距離が短いため、角運動量保存則より空気塊は東へ加速し、亜熱帯ジェット気流が形成される。

もう一つのジェットは、極前線（亜寒帯）ジェット気流と呼ばれるもので、北緯 60 度付近に流れる（図 A.1 中の青色の矢印）。これは、フェレル循環による亜熱帯ジェット気流からの西風運動量（西から東への運動量）が高緯度へ輸送されることに起因する。フェレル循環は中緯度の温帯低気圧の構造を直接反映したものであり、この温帯低気圧は中緯度地域の南北の過熱差から生じるものである。このような移動性低気圧、ならびに高気圧が交互に発達する領域をストームトラックという。この温帯低気圧、その隣に位置する移動性高気圧の渦列は、ジェット気流が形成される対流圏の上層では気圧の尾根（リッジ）と谷（トラフ）という形態で認識される（図中の緑四角内に模式図を記す）。この気圧の尾根と谷の軸は、北緯 30-55 度付近までは南西-北東方向に傾いており、尾根の東側の北西風は弱く、西方の南西風は相対的に強くなる。これは、正味では、西風運動量（西から東への運動量）を南から北へ運ぶ役割を有しており、この輸送が収束する北緯 60 度付近に極前線ジェットが形成されるのである。このように尾根と谷の軸の傾きが生じる詳細な理由については省略するが、これは、このような総観規模波動は、1. 熱を低緯度から高緯度へ輸送すること、2. 温度風のバランスを保つように運動量も正しく輸送すること、の二つを目的としているためである。この極前線ジェット気流は、冬季には、日本付近で南下し亜熱帯ジェット気流と合流する。この南下は、大陸から日本海へと吹く北西季節風による寒気の南下に伴い発生する。ジェットの合流池底である日本付近では、全球で最も強いジェット気流を形成する。

A.2 ジェット気流の蛇行とロスビー波

上述のように、季節変化にともないジェット気流はその位置を変え、中緯度地域の気候を決定する。このジェット気流は平常的に蛇行をしており、その原因は大規模山岳や海陸の熱コントラストにより強制される惑星規模波動（プラネタリー波）による。一方、これらの要因とは別に、ジェット気流の蛇行が平年とは異なる軌道となる場合があり、これは、地上付近の降水・気温分布に影響を与えるため、極端現象の成因となりうる。この異常なジェット気流の蛇行をもたらすのはロスビー波と呼ばれる、大規模な波動現象であり、そのメカニズムを以下に簡単に説明する。

前節に示した大気大循環やジェット気流といった、総観規模や惑星規模（数千から数万 km のスケール）の現象は、地球の自転に伴い生じる見かけの力（コリオリ力）やその緯度変化の割合（ベータ効果）が重要である。ベータ効果が本質的に重要である波動であるロスビー波は、不安定波ではなく、中立な波動であり、それ自身による増幅はない（なお、群速度によるエネルギーの輸送により、振幅の空間的なばらつきは生じる。これは後に示す）。図 A.2 は、ロスビー波の位相速度の概念図である。導出については、付録 B を参照のこと。結果のみ記述すると、ロスビー波の東西方向の位相速度は式 (B.43) で与えられ、

$$c_x = \frac{\omega}{k} = \bar{u} - \frac{\beta^*}{K^2} \quad (\text{A.1})$$

である。ここで、 c_x はロスビー波の東西方向の位相速度を、 $\bar{u}$ は場の平均的な東西風を、 β^* は実

ロスビー波の概念図

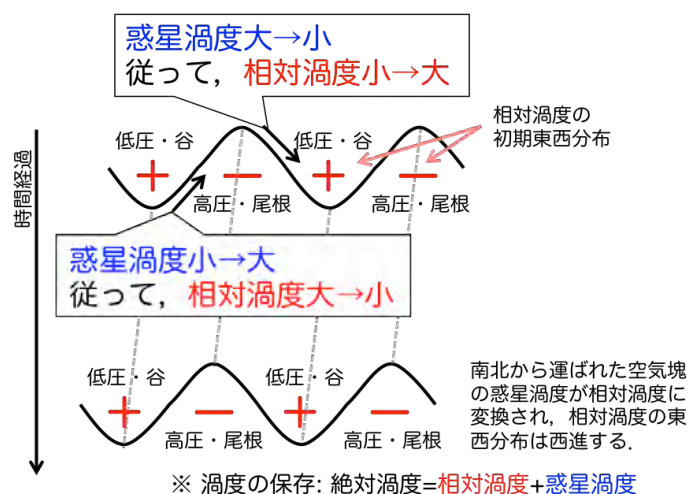


図 A.2 ロスビー波の位相変化の概念図.

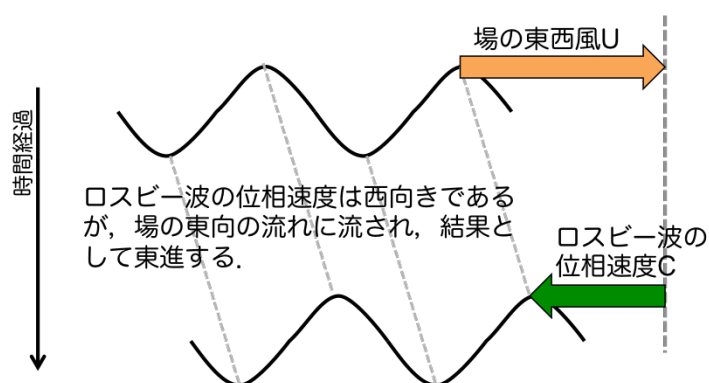


図 A.3 ロスビー波と場の流れとの相対関係.

効ベータ（詳細は付録 B）を， K は水平方向の波数ベクトルの絶対値を示す．右辺の第 2 項について考える．今，東西方向は西から東を正としているため，この項は東から西向きの成分である．図中に示すように，なんらかの外力により形成されたロスビー波は，気圧の尾根の西に南西→北東の風を，東に北西→南東の風が形成される．これにより，それぞれ小さい惑星渦度・大きい惑星渦度を有していたが，緯度変化に伴い，惑星渦度が増加・減少する．絶対渦度の保存則より，相対渦度に変化が生じ，結果として，図中下に示すように，ロスビー波の位相は西に移動する．この位相速度は波数 K が小さいほど，言い換えれば波長が長いほど，東から西向に大きな成分を有する．次に右辺第 1 項，2 項の和について考える．図 A.3 は，場の平均風速 $\bar{u}$ （第 1 項）と，第 2 項の関係について示す．偏西風帯では，場の西から東向きの風が強く，これから第 2 項の波速成分を引いたものが，実際に観測されるロスビー波の波速である．上式より，ある場の風速 $\bar{u}$ に対し，第 2 項の値がちょうど釣り合う波長 K の波のスケールが存在することがわかる．これを停滞性ロスビー波と呼び，このスケールの蛇行を持続させる．冬季は高緯度での気温低下が顕著であり，気温の南北差

停滞性ロスビー波の群速度の伝搬

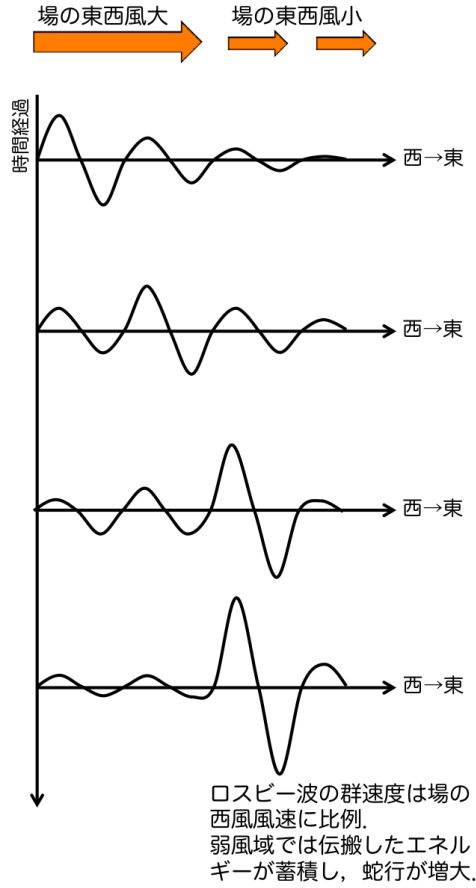


図 A.4 ロスビー波の群速度と、波動の振幅.

冬季のジェット気流の流れ

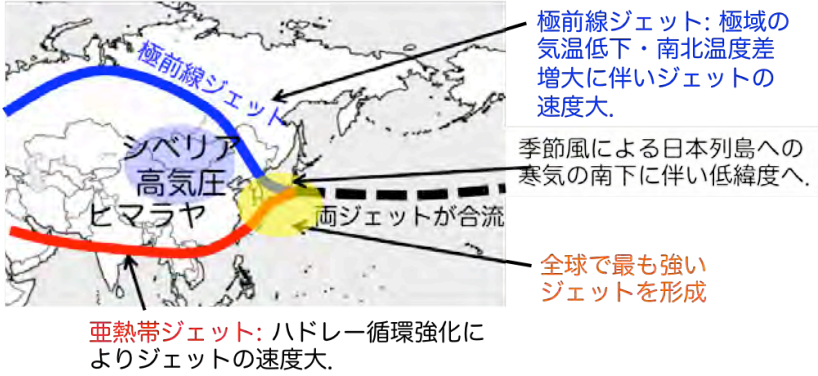


図 A.5 冬季の日本周辺のジェット気流の進路.

が強まることにより極前線ジェット気流が強化される。さらに、ハドレー循環の強化に伴い、亜熱帯ジェット気流も冬季は強くなる。従って、夏季に比べ冬季の方が、水平規模の大きな蛇行が停滞する傾向にある。

付録 B の式 (B.20) より、ロスビー波は以下の群速度を有する。

$$c_{gs} = \begin{pmatrix} c_{gxs} \\ c_{gys} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u} \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\beta}{\left(\sqrt{\frac{\beta}{\bar{u}}}\right)^2} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u} \\ 0 \end{pmatrix} + \bar{u} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 α は波数ベクトルの x 軸から成す角である。同式より、ロスビー波の群速度は西から東に進行し、場の風速 $\bar{u}$ に比例することがわかる。群速度は図 A.3 に示すように、群速度によって、波のエネルギー（蛇行の振幅）を東方へ移動させる。ロスビー波の群速度は場の風速 $\bar{u}$ に比例することから、ジェット気流の出口（風速極大域の下流側）の弱風域では、伝搬してきた波動のエネルギーが蓄積し、蛇行が増大する（図 A.4 上部のオレンジ色の矢印は場の風速 $\bar{u}$ を示す。これに応じて、ロスビー波のエネルギーは群速度により輸送され、弱風域において蛇行が増大する）。この蛇行の増大をブロッキングと呼称する。図 A.5 に示す通り、冬季の日本の上空は、極前線ジェット気流と亜熱帯ジェット気流が合流する地点であり、全球で最も強いジェットが形成される。このため、北太平洋付近にはロスビー波の蛇行が増大しやすく、ブロッキングの多発帯となっている。

A.3 ジェット気流と北極振動

北半球に見られる北極振動は、極前線ジェット気流の蛇行と密接な関わりがある。北極振動の正の位相では、寒気が極域に蓄積され、南北温度差が強まることから極前線ジェット気流は強化される。この場合、極前線ジェットの持続的な蛇行は弱くなる。一方、北極振動の位相が負の場合は、南北の温度差が弱まり、極前線ジェットが弱くなる。これにより蛇行も顕著になり、寒気が低緯度へ流出する。図 A.6 は、北極振動指数が正の年、平年の年、負の年ごとのブロッキング発生頻度の空間分布を示す。北極振動の位相が負の場合に、ブロッキングも多く発生していることがわかる。

A.4 ジェット気流に対するモンスーンの影響の一例

図 A.7 に、参考文献 [44, 45, 101] により示された 200hPa の発散場を、12-2 月、6-8 月の 3 ヶ月平均について示す。このような流れ場は大陸と海洋間の加熱差や大規模山岳の影響によるもので、モンスーン循環と呼ばれる。対流圏のジェット気流の空間分布及び季節変化は、このモンスーンの影響を強く受ける。同図より、西風ジェットが卓越する北半球の日本付近において、モンスーンによる南北風が発生していることが見て取れる。これは、5 章において扱った、非地衡風成分の風が生じていることであり、西風ジェットが強まることを意味する。このモンスーンの移動に伴い、西風ジェットが強まる領域も変化する。

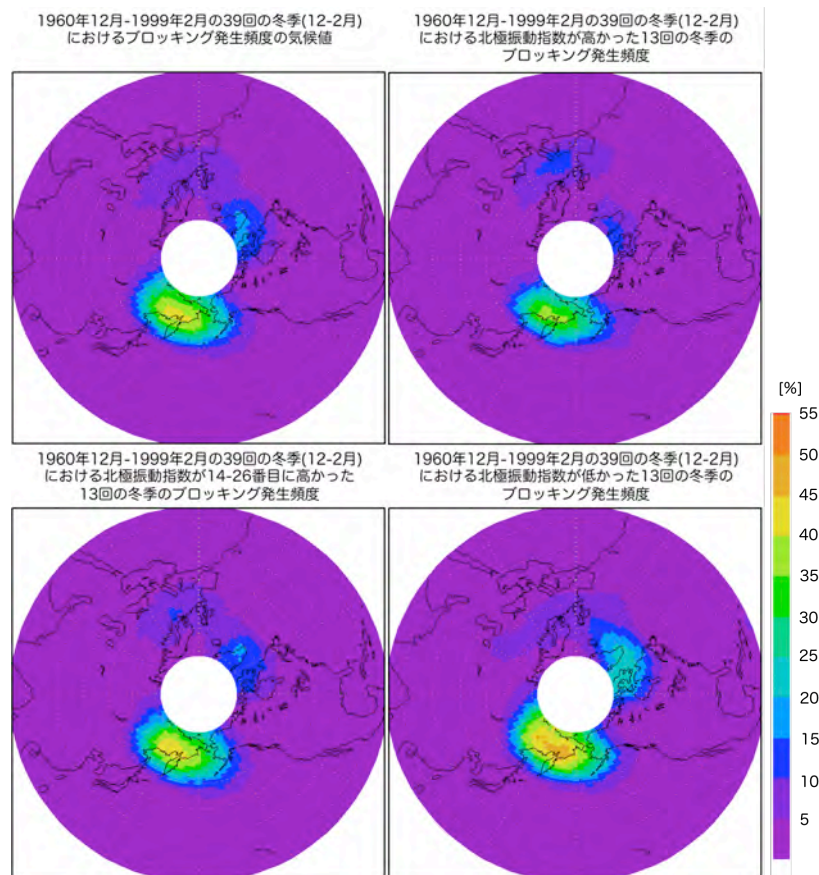


図 A.6 再解析データ ERA-40 を用いた, (a)1960 年 12 月-1999 年 2 月までの 39 回の冬季 (12-2 月) におけるブロッキング発生頻度, (b) 同期間において北極振動指数が高かった 13 回の冬季のブロッキング発生頻度, (c) 北極振動指数が平年並みであった 13 回の冬季のブロッキング発生頻度, (d) 同期間において北極振動指数が低かった 13 回の冬季のブロッキング発生頻度, ブロッキングの同定手法として, Masato et al (2013)[54] を用いた.

付録 B

ロスビー波とその伝搬について

以下にロスビー波と、その伝搬を表す大気における導波管の理論 (Hoskins and Ambrizzi (1993)[35]) を説明する。導出過程を追うにあたり、参考文献 [31, 39, 61, 89, 136] を用いた。

B.1 基礎方程式

鉛直方向の運動およびその変化が十分に小さいと仮定し、中緯度 β 平面 における、水平 2 次元のナビエストークス式から出発する (非粘性)。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - v(f_0 + \beta y) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + u(f_0 + \beta y) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (\text{B.2})$$

ここで、 x, y は東西方向 (西→東が正)、南北方向 (南→北が正)、 u, v は東西風速、南北風速、 t は時間、 f_0, β はベータ面近似のコリオリパラメタの係数、 ρ は密度、 p は圧力である。式 (B.1) を y で微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial y} + \left(u \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \left(v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial v}{\partial y} (f_0 + \beta y) + v\beta \right) &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{=0} - \left(\frac{\partial v}{\partial y} (f_0 + \beta y) + v\beta \right) &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \\ &= 0 \quad (\because \text{continuity equation}) \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial y} (f_0 + \beta y) - v\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \quad (\text{B.3})$$

となり、式 (B.2) を x で微分すると、

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} + \left(u \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \left(v \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} (f_0 + \beta y) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{=0} + \frac{\partial u}{\partial x} (f_0 + \beta y) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \\
& (\because \text{continuity equation}) \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} (f_0 + \beta y) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \tag{B.4}
\end{aligned}$$

となる。－ 式 (B.3) + 式 (B.4) より,

$$\begin{aligned}
& - \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y} (f_0 + \beta y) + v\beta + \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} (f_0 + \beta y) \\
& = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(- \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{=0} (f_0 + \beta y) + v\beta = 0 \\
& (\because \text{continuity equation}) \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(- \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + v\beta = 0 \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + \beta v = 0 \tag{B.5}
\end{aligned}$$

中緯度 β 平面における非発散の順圧渦度方程式を得る。ここで、 ζ は相対渦度の鉛直成分を表す。流れ関数 ψ を,

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \zeta = \nabla^2 \psi \tag{B.6}$$

で定義し、これを用いて式 (B.5) を表すと,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \tag{B.7}$$

を得る。ここで、変数を基本場と擾乱成分に分ける。

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad \zeta = \bar{\zeta} + \zeta', \quad \psi = \bar{\psi} + \psi' \tag{B.8}$$

擾乱成分は基本場に対して十分に小さい とし、式 (B.7) を線形化すると,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 (\bar{\psi} + \psi') + \beta \frac{\partial (\bar{\psi} + \psi')}{\partial x} = 0$$

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \bar{\psi} + \beta \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} \\
& + \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \psi' + \left(\frac{\partial}{\partial t} + u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \bar{\psi} \\
& + \underbrace{\left(\frac{\partial}{\partial t} + u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \psi'}_{=0} \\
& + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0
\end{aligned}$$

基本場でも，式 (B.7) が成り立つので，

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \bar{\psi} + \beta \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}}_{=0} \\
& + \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \psi' + \left(\frac{\partial}{\partial t} + u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \bar{\psi} \\
& + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0
\end{aligned}$$

基本場について， $\bar{u}$ は y の関数であり， $\bar{v}$ は 0 である場合 を考える．

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \psi' + \left(\frac{\partial}{\partial t} + u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \bar{\psi} + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} + \underbrace{\bar{v}}_{=0} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \psi' + \left(\frac{\partial}{\partial t} + u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(-\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y} + \underbrace{\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}}_{=0} \right) + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' + \left(\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}}_{=0} + u' \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}}_{=0} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(-\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y} \right) + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' - v' \frac{\partial^2 \bar{u}(y)}{\partial y^2} + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi'(x, y, t) + \underbrace{\left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}(y)}{\partial y^2} \right)}_{= \frac{\partial(f_0 + \beta y + \bar{\zeta}(y))}{\partial y}} \frac{\partial \psi'(x, y, t)}{\partial x} = 0 \tag{B.9} \\
& \hspace{15em} = \beta^*(y)
\end{aligned}$$

β^* は，絶対渦度の南北微分であり， y の関数である．この微分方程式を解きたい．

B.2 基本場が緯度で変化しない場合（一様流）

東西風速の基本場 $\bar{u}$ を、定数 (x, y, t に対して変化しない) とした場合を考える。式 (B.9) は以下のように単純化される。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' (x, y, t) + \beta \frac{\partial \psi' (x, y, t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{B.10})$$

流線関数の擾乱成分 ψ' として、以下の平面波解を仮定する。

$$\psi' (x, y, t) = A e^{i(kx + ly - \omega t)} \quad (\text{B.11})$$

ここで、 k は東西波数、 l は南北波数である。これを式 (B.10) 代入すると、

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 e^{i(kx + ly - \omega t)} + \beta \frac{\partial e^{i(kx + ly - \omega t)}}{\partial x} = 0 \\ & - (k^2 + l^2) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) e^{i(kx + ly - \omega t)} + i \beta k e^{i(kx + ly - \omega t)} = 0 \\ & - (k^2 + l^2) i (-\omega + \bar{u} k) e^{i(kx + ly - \omega t)} + i \beta k e^{i(kx + ly - \omega t)} = 0 \\ & - (k^2 + l^2) (-\omega + \bar{u} k) + \beta k = 0 \\ & \omega = \bar{u} k - \beta \frac{k}{(k^2 + l^2)} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

となり、分散関係式 (B.12) を得る。従って、波速 (位相速度) の x, y 成分は、

$$c_x = \frac{\omega}{k} = \bar{u} - \beta \frac{1}{(k^2 + l^2)} = \bar{u} - \beta \frac{1}{K^2} \quad (\text{B.13})$$

$$c_y = \frac{\omega}{l} = \left(\bar{u} - \beta \frac{1}{(k^2 + l^2)} \right) \frac{k}{l} = \left(\bar{u} - \beta \frac{1}{K^2} \right) \cot \alpha \quad (\text{B.14})$$

ここで、 $K = \sqrt{k^2 + l^2}$ 、 $\tan \alpha = l/k$ である (波数と波速の関係を整理するため、適宜図 B.1 を参照のこと)。相対的な波速 (位相速度)、つまり基本場 $\bar{u}$ に対する波速 (位相速度) は、

$$c_x - \bar{u} = -\beta \frac{1}{K^2} < 0 \quad (\text{B.15})$$

であり、常に負の方向 (西向き) に伝搬することがわかる。定在波は、

$$\begin{aligned} c_x &= 0 \\ \bar{u} - \beta \frac{1}{K^2} &= 0 \\ K &= K_s = \sqrt{\frac{\beta}{\bar{u}}} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

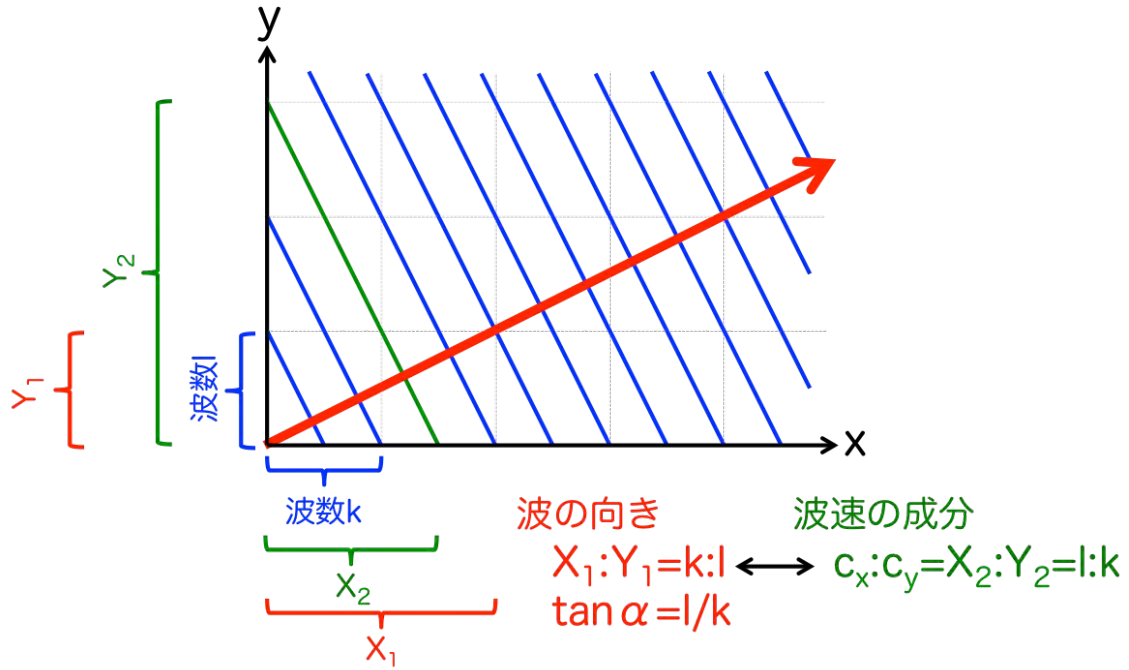


図 B.1 波数と波速の関係.

である. また, 群速度は,

$$\begin{aligned}
 c_{gx} &= \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} \left(\bar{u}k - \beta \frac{k}{(k^2 + l^2)} \right) = \bar{u} - \beta \left(\frac{(k^2 + l^2) - 2k^2}{(k^2 + l^2)^2} \right) \\
 &= \left(\bar{u} - \beta \frac{1}{k^2 + l^2} \right) + 2\beta \frac{k^2}{(k^2 + l^2)^2} = c_x + \frac{2\beta}{K^2} \frac{k}{K} \frac{k}{K} = c_x + \frac{2\beta}{K^2} \cos \alpha \frac{k}{K} \\
 c_{gy} &= \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} \left(\bar{u}k - \beta \frac{k}{(k^2 + l^2)} \right) = 0 - \beta \left(\frac{-2kl}{(k^2 + l^2)^2} \right) = 2\beta \frac{kl}{(k^2 + l^2)^2} \\
 &= \frac{2\beta}{K^2} \frac{k}{K} \frac{l}{K} = \frac{2\beta}{K^2} \cos \alpha \frac{l}{K}
 \end{aligned}$$

となる. まとめて記載すると,

$$\begin{aligned}
 c_g &= \begin{pmatrix} c_{gx} \\ c_{gy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_x \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\beta}{K^2} \cos \alpha \begin{pmatrix} \frac{k}{K} \\ \frac{l}{K} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_x \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\beta}{K^2} \cos \alpha \hat{K}
 \end{aligned} \tag{B.17}$$

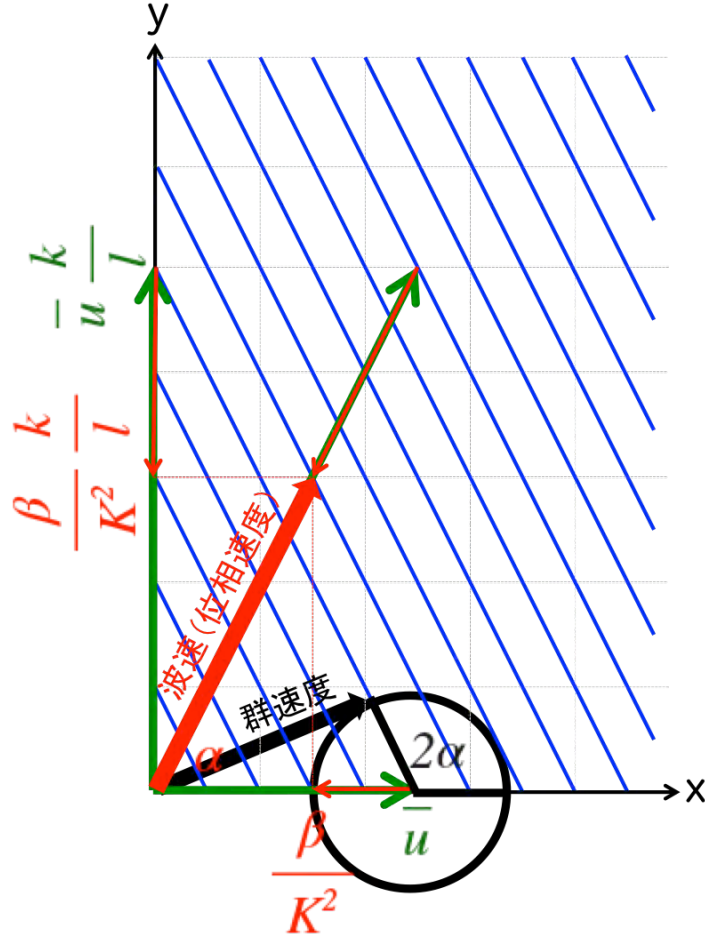


図 B.2 波速（位相速度）と群速度の関係.

ここで、 $\hat{K}$ は波数の単位ベクトルである。または、

$$\begin{aligned}
 c_g &= \begin{pmatrix} c_{gx} \\ c_{gy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_x \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\beta}{K^2} \begin{pmatrix} \cos \alpha \frac{K \cos \alpha}{K} \\ \cos \alpha \frac{K \sin \alpha}{K} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_x \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\beta}{K^2} \begin{pmatrix} \frac{\cos 2\alpha + 1}{2} \\ \frac{1}{2} \sin 2\alpha \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_x \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\beta}{K^2} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha + 1 \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_x + \frac{\beta}{K^2} \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\beta}{K^2} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \bar{u} \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\beta}{K^2} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{B.18}$$

となり、群速度と波速（位相速度）は図 B.2 のような幾何学的な関係がある。なお、定常波である（式 (B.16) が成り立つ）場合、

$$c_g = \begin{pmatrix} c_{gxs} \\ c_{gys} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\beta}{\frac{\beta}{\bar{u}}} \cos \alpha \begin{pmatrix} \frac{k}{K} \\ \frac{k}{K} \end{pmatrix} = 2\bar{u} \cos \alpha \hat{K} \tag{B.19}$$

または,

$$c_{gs} = \begin{pmatrix} c_{gxs} \\ c_{gys} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u} \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\beta}{\left(\sqrt{\frac{\beta}{\bar{u}}}\right)^2} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u} \\ 0 \end{pmatrix} + \bar{u} \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{pmatrix} \quad (\text{B.20})$$

従って, 定在波の群速度は式 (B.16) を満たす波数ベクトル (k, l) に対し, 最大 $2\bar{u}$, 最小 0 の値を有する.

B.3 基本場が緯度で変化する場合

基本場 $\bar{u}$ が緯度で変化する場合も, ある仮定を加えることで, 全節と同様の波速を得られる. 式 (B.9) から出発する.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y)\frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \psi'(x, y, t) + \beta^*(y) \frac{\partial \psi'(x, y, t)}{\partial x} = 0$$

$$\beta^*(y) = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}(y)}{\partial y^2}$$

解として, x と t に関する波動解を仮定する.

$$\psi'(x, y, t) = \Psi(y) e^{i(kx - \omega t)} \quad (\text{B.21})$$

これを, 式 (B.9) に代入すると,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y)\frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \left(\Psi(y) e^{i(kx - \omega t)}\right) + \beta^*(y) \frac{\partial \Psi(y) e^{i(kx - \omega t)}}{\partial x} = 0$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y)\frac{\partial}{\partial x}\right) \left(-k^2 \Psi(y) + \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2}\right) \left(e^{i(kx - \omega t)}\right) + ik\beta^*(y) \Psi(y) e^{i(kx - \omega t)} = 0$$

$$\left(ik^2 \omega \Psi(y) - i\omega \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} - ik^3 \bar{u}(y) \Psi(y) + ik\bar{u}(y) \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2}\right) e^{i(kx - \omega t)} + ik\beta^*(y) \Psi(y) e^{i(kx - \omega t)} = 0$$

$$i(-\omega + k\bar{u}(y)) \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + i\left(k^2 \omega - k^3 \bar{u}(y) + k\beta^*(y)\right) \Psi(y) = 0$$

$$\frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + \frac{(k^2 \omega - k^3 \bar{u}(y) + k\beta^*(y))}{(-\omega + k\bar{u}(y))} \Psi(y) = 0$$

$$\frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + \frac{\left(\frac{k\omega}{\bar{u}(y)} - k^2 + \frac{\beta^*(y)}{\bar{u}(y)}\right)}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} \Psi(y) = 0$$

$$\frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + \frac{\left(-k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right) + \frac{\beta^*(y)}{\bar{u}(y)}\right)}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} \Psi(y) = 0$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + \left(\frac{\frac{\beta^*(y)}{\bar{u}(y)}}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - k^2 \right) \Psi(y) = 0 \\
& \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + k^2 \underbrace{\left(\frac{K_s^{*2}}{k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - 1 \right)}_{P(y)} \Psi(y) = 0 \\
& \frac{\partial^2 \Psi(y)}{\partial y^2} + k^2 P(y) \Psi(y) = 0
\end{aligned} \tag{B.22}$$

ここで、 $K_s^* = \beta^*(y)/\bar{u}(y)$ である。これは、 y の関数 $\Psi(y)$ に対する二階の線形常微分方程式である。Jeffreys(1924)[37] によって組織的に論じられ、Wentzel[88], Kramers[43], Brillouin[8] らによってシュレーディンガー方程式に現れる Plank の定数 h を 0 に近づけた時の（古典力学への極限）性質、粒子のポテンシャル壁通過の問題などを調べるために用いられた WKB 法 (Jeffreys の方法, WKBJ 法, 日本語の教科書では寺沢 (1960)[128] が詳しい。以下は寺沢 (1960) に倣い、導出する) を用いて、この微分方程式を解く。WKB 法は、式 (B.22) における k の値が十分大きく ($k \rightarrow \infty$), 第 1 項が相対的に非常に小さい場合 に使用する方法である。

ここで、第 1 項を無視してしまうと、微分方程式ではなくなってしまう、解が得られない。また、以下のように両辺を k^2 で割り、式変形をすると、

$$\frac{\partial^2 \Psi(ky)}{\partial (ky)^2} + P(ky) \Psi(ky) = 0 \tag{B.23}$$

となり、 k が見かけ上は消える。これより、第 1 項を無視することは必ずしも許されないということがわかる。さらに、 P が定数の特別な場合、解は、

$$\Psi = Ae^{ik\sqrt{P}y} + Be^{-ik\sqrt{P}y} \tag{B.24}$$

であり、これからも、第 1 項が無視できないことがわかる。

$P(z)$ が定数の場合は式 (B.24) が解であったが、 k に比べて $P(z)$ の変動が十分に小さくほぼ一定と仮定する。式 (B.24) と似ているが異なる解 (近似解)

$$\Psi = e^{ik\tilde{\xi}(y)} \tag{B.25}$$

を仮定する。式 (B.25) を式 (B.22) に代入すると、

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 e^{ik\tilde{\xi}(y)}}{\partial y^2} + k^2 P(y) e^{ik\tilde{\xi}(y)} = 0 \\
& \frac{\partial}{\partial y} \left(ike^{ik\tilde{\xi}(y)} \frac{\partial \tilde{\xi}(y)}{\partial y} \right) + k^2 P(y) e^{ik\tilde{\xi}(y)} = 0 \\
& -k^2 e^{ik\tilde{\xi}(y)} \left(\frac{\partial \tilde{\xi}(y)}{\partial y} \right)^2 + ike^{ik\tilde{\xi}(y)} \frac{\partial^2 \tilde{\xi}(y)}{\partial y^2} + k^2 P(y) e^{ik\tilde{\xi}(y)} = 0
\end{aligned}$$

$$-k^2 \left(\frac{\partial \xi(y)}{\partial y} \right)^2 + ik \frac{\partial^2 \xi(y)}{\partial y^2} + k^2 P(y) = 0 \quad (\text{B.26})$$

となる。 k は非常に大きいと仮定しているので、 k の 2 乗の項に対し 1 乗の項は無視できる。これを第 0 近似として、以下で第 0 近似解 ξ_0 を得る。

$$\begin{aligned} -k^2 \left(\frac{\partial \xi_0(y)}{\partial y} \right)^2 + k^2 P(y) &= 0 \\ \frac{\partial \xi_0(y)}{\partial y} &= \pm \sqrt{P(y)} \\ \xi_0(y) &= \pm \int \sqrt{P(y)} dy \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

線形同次微分方程式の一次独立の解は線形和で表せる。もし、 P が定数の場合は、式 (B.25) は

$$\begin{aligned} \Psi &= A e^{ik \int \sqrt{P(y)} dy} + B e^{-ik \int \sqrt{P(y)} dy} \\ \Psi &= A e^{ik \int \sqrt{P} dy} + B e^{-ik \int \sqrt{P} dy} \\ \Psi &= A e^{ik \sqrt{P} y} + B e^{-ik \sqrt{P} y} \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

となり、式 (B.24) と一致する。式 (B.26) の第 2 項の省略について考える。これは、第 3 項 (第 1 項) に対して第 2 項が十分小さいと仮定した。つまり、

$$\begin{aligned} \left| \frac{ik \frac{\partial^2 \xi(y)}{\partial y^2}}{k^2 P(y)} \right| &\ll 1 \\ \left| \frac{ik \frac{\partial^2 \int \sqrt{P(y)} dy}{\partial y^2}}{k^2 P(y)} \right| &\ll 1 \\ \left| \frac{ik \frac{\partial \sqrt{P(y)}}{\partial y}}{k^2 P(y)} \right| &\ll 1 \\ \left| \frac{\frac{\partial P(y)}{\partial y}}{2P(y)^{3/2}} \right| &\ll |k| \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

が、第 2 項省略のための仮定である。この仮定の意味するところは、

- P の変化の激しい ($\frac{\partial P(y)}{\partial y}$ が大きい) ところでは k もそれに対して十分に大きい。
- P の変化の小さい ($\frac{\partial P(y)}{\partial y}$ が小さい) ところでは k もそれに応じて小さくて良い。
- $P = 0$ では、 k の大小によらず、この近似は成り立たない。

$P = 0$ の点を転移点 (turning point) と呼ぶ。 $P = 0$ の時, $K_s^* = \beta^*(y)/\bar{u}(y)$ を加味すると,

$$\begin{aligned}
P(y) &= \frac{K_s^{*2}}{k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - 1 = 0 \\
\frac{\frac{\beta^*}{\bar{u}}}{k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - 1 &= 0 \\
\frac{\beta^*}{\bar{u}} &= k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right) \\
\beta^* &= k^2 \bar{u} - k\omega \\
\frac{\beta^*}{k^2} &= \bar{u} - \frac{\omega}{k} \\
\frac{\beta^*}{k^2} &= \bar{u} - \frac{\omega}{k} \\
c_x &= \bar{u} - \frac{\beta^*}{k^2}
\end{aligned} \tag{B.30}$$

となる。

転移点から離れた場所 で, 式 (B.26) の近似を高めることを考える。 ξ を第 0 次近似 ξ_0 も用いて以下のように表す。

$$\xi = \xi_0 + \frac{1}{k}\xi_1 + \frac{1}{k^2}\xi_2 + \dots \tag{B.31}$$

第 3 項まで考え, これを式 (B.26) に代入すると,

$$\begin{aligned}
&-k^2 \left(\frac{\partial \left(\xi_0 + \frac{1}{k}\xi_1 + \frac{1}{k^2}\xi_2 + \dots \right)}{\partial y} \right)^2 + ik \frac{\partial^2 \left(\xi_0 + \frac{1}{k}\xi_1 + \frac{1}{k^2}\xi_2 + \dots \right)}{\partial y^2} + k^2 P(y) = 0 \\
&-k^2 \left(\frac{\partial \xi_0}{\partial y} + \frac{1}{k} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} + \frac{1}{k^2} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} \right)^2 + ik \left(\frac{\partial^2 \xi_0}{\partial y^2} + \frac{1}{k} \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} \right) + k^2 P(y) = 0 \\
&-k^2 \left(\frac{\partial \xi_0}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial y} \right)^2 - \frac{1}{k^2} \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial y} \right)^2 - 2k \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} - 2 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} \\
&\quad - 2 \frac{1}{k} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} + ik \frac{\partial^2 \xi_0}{\partial y^2} + i \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} + \frac{i}{k} \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} + k^2 P(y) = 0 \\
&k^2 \left(P(y) - \left(\frac{\partial \xi_0}{\partial y} \right)^2 \right) + k \left(i \frac{\partial^2 \xi_0}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} \right) + k^0 \left(i \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial y} \right)^2 - 2 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} \right) \\
&\quad + k^{-1} \left(-2 \frac{\partial \xi_1}{\partial y} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} + i \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} \right) + k^{-2} \left(- \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial y} \right)^2 \right) = 0
\end{aligned} \tag{B.32}$$

ここで、大きいオーダーの項から順に、各オーダーごとに0になると考えると、

$$P(y) - \left(\frac{\partial \xi_0}{\partial y} \right)^2 = 0 \quad (\text{B.33})$$

$$i \frac{\partial^2 \xi_0}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} = 0 \quad (\text{B.34})$$

$$i \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial y} \right)^2 - 2 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} = 0 \quad (\text{B.35})$$

$$-2 \frac{\partial \xi_1}{\partial y} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} + i \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{B.36})$$

$$- \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial y} \right)^2 = 0 \quad (\text{B.37})$$

まず、式 (B.33) を解くと、式 (B.27) に表される第0次近似を得る。

$$\xi_0(y) = \pm \int \sqrt{P(y)} dy \quad (\text{B.38})$$

式 (B.34) を解くと、

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 \xi_0}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} &= 0 \\ i \frac{\partial^2 \int \sqrt{P(y)} dy}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial \int \sqrt{P(y)} dy}{\partial y} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} &= 0 \\ i \frac{\partial \sqrt{P(y)}}{\partial y} - 2 \sqrt{P(y)} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} &= 0 \\ i \frac{1}{2 \sqrt{P(y)}} \frac{\partial P(y)}{\partial y} - 2 \sqrt{P(y)} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial y} &= \frac{i}{4} \frac{\frac{\partial P(y)}{\partial y}}{P(y)} \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial y} &= \frac{i}{4} \frac{\partial (\log P(y))}{\partial y} \\ \xi_1 &= \frac{i}{4} \log P(y) \end{aligned} \quad (\text{B.39})$$

式 (B.35), (B.36), (B.37) を解いても良いが³、ここでは第1近似までを採用することとする。

従って、得られた近似解は、

$$\psi'(x, y, t) = e^{ik \left(\pm \int \sqrt{P(y)} dy + \frac{1}{k} \frac{i}{4} \log P(y) \right)} e^{i(kx - \omega t)}$$

$$\begin{aligned}
\psi'(x, y, t) &= e^{i\left(\pm k \int \sqrt{P(y)} dy + \frac{i}{4} \log P(y)\right)} e^{i(kx - \omega t)} \\
\psi'(x, y, t) &= P(y)^{-\frac{1}{4}} e^{i(kx \pm \int k \sqrt{P(y)} dy - \omega t)} \\
\psi'(x, y, t) &= \left(\frac{K_s^{*2}}{k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - 1 \right)^{-\frac{1}{4}} \exp \left(i(kx \pm \int k \sqrt{\frac{K_s^{*2}}{k^2 \left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - 1} dy - \omega t) \right) \\
\psi'(x, y, t) &= \left(\frac{1}{k} \underbrace{\sqrt{\frac{K_s^{*2}}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - k^2}}_{l(y)} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(i(kx \pm \int \underbrace{\sqrt{\frac{K_s^{*2}}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - k^2}}_{l(y)} dy - \omega t) \right) \\
\psi'(x, y, t) &= \sqrt{k} l(y)^{-\frac{1}{2}} e^{i(kx \pm \int l(y) dy - \omega t)} \tag{B.40}
\end{aligned}$$

これ以降 第0次近似については土の二つの項があるが、+のみ考える。ここで、あえて式 (B.11) と類似するように $l(y)$

$$l(y) = \sqrt{\frac{K_s^{*2}}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} - k^2} \tag{B.41}$$

を設定した。 $l(y)$ について、考察する。

$$\begin{aligned}
k^2 + l(y)^2 &= \frac{K_s^{*2}}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} \\
k^2 + l(y)^2 &= \frac{\frac{\beta^*(y)}{\bar{u}(y)}}{\left(1 - \frac{\omega}{k\bar{u}(y)}\right)} \\
c_x = \frac{\omega}{k} &= \bar{u}(y) - \frac{\beta^*(y)}{k^2 + l(y)^2} \tag{B.42}
\end{aligned}$$

となり、式 (B.13) と類似した式となる。また、この式は、微分方程式に微分方程式の解を代入しても得られる。式 (B.9) に式 (B.40) を代入しても、式 (B.11) と式 (B.40) との違いが各項に y の関数があるかないかの違いしかなく、式 (B.9) は t, x の微分方程式であるため、当然、式 (B.41) の関係が得られる訳である。整理すると、

$$c_x = \frac{\omega}{k} = \bar{u} - \frac{\beta^*}{K^2} \tag{B.43}$$

$$c_y = \frac{\omega}{l} = \left(\bar{u} - \beta^* \frac{1}{K^2} \right) \cot \alpha \tag{B.44}$$

以上より、 x 方向の波数 k は定数であるが、 y 方向の波数 l は y の関数となることがわかる。定在波について考えると、この波数は、

$$k = \text{const.} \quad (\text{B.45})$$

$$k^2 + l^2 = K_s^* \quad (\text{B.46})$$

$$\tan \alpha = \frac{l}{k} \quad (\text{B.47})$$

群速度とともに移動する場合、波数の変化は以下で表される。

$$\frac{d_{gs}k}{dt} = 0 \quad (\text{B.48})$$

$$\begin{aligned} \frac{d_{gs}l(y)}{dt} &= \frac{d_{gs} \sqrt{K_s^*(y)^2 - k^2}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{2K_s^*(y)}{\sqrt{K_s^*(y)^2 - k^2}} \frac{d_{gs}K_s^*(y)}{dt} \\ &= \frac{K_s^*(y)}{l(y)} c_{gys} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \end{aligned} \quad (\text{B.49})$$

ここで、 $\frac{d_{gs}}{dt}$ は定在波の群速度に沿った全微分である。式 (B.49) を $k = \text{const}$ で割ると、 $\tan \alpha = \frac{l(y)}{k}$ より、

$$\begin{aligned} \frac{d_g \tan \alpha}{dt} &= \frac{K_s^*(y)}{kl(y)} c_{gys} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \left(1 + \tan^2 \alpha\right) \frac{d_g \alpha}{dt} &= \frac{K_s^*(y)}{kl(y)} c_{gys} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \left(1 + \tan^2 \alpha\right) \frac{d_g \alpha}{dt} &= \frac{K_s^*(y)}{kl(y)} \bar{u} \sin 2\alpha \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \frac{d_g \alpha}{dt} &= \frac{K_s^*(y)}{kl(y)} \frac{\bar{u} \sin 2\alpha}{1 + \tan^2 \alpha} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \frac{d_g \alpha}{dt} &= \frac{K_s^*(y)}{kl(y)} \frac{2\bar{u} \sin \alpha \cos \alpha}{1 + \left(\frac{l(y)}{k}\right)^2} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \frac{d_g \alpha}{dt} &= \frac{K_s^*(y)}{kl(y)} \frac{2\bar{u} \frac{l(y)}{K_s^*(y)} \frac{k}{K_s^*(y)}}{1 + \left(\frac{l(y)}{k}\right)^2} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \frac{d_g \alpha}{dt} &= 2\bar{u} \frac{k^2}{K_s^*(y)^3} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \end{aligned} \quad (\text{B.50})$$

また、書き換えると、式 (B.19) より、

$$\frac{d_g \alpha}{dt} = 2\bar{u} \cos \alpha \frac{k}{K_s^*(y)^2} \frac{dK_s^*(y)}{dy}$$

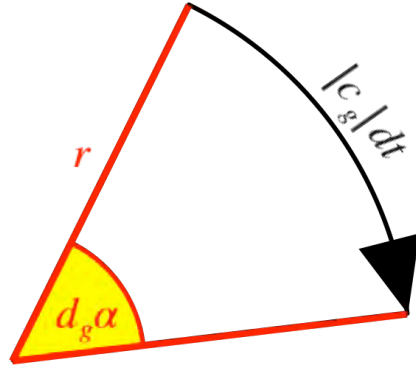


図 B.3 群速度に沿って移動する波の曲率の概念図

$$\begin{aligned}\frac{d_g \alpha}{dt} &= |c_{gs}| \frac{k}{K_s^*(y)^2} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \\ \frac{d_g \alpha}{dt} &= \frac{|c_{gs}|}{r}\end{aligned}\tag{B.51}$$

ここで、 r は群速度に沿って移動する波の曲率であり、以下で定義される。曲率に関しては、式 (B.51) と図 B.3 を参照のこと。

$$r = 1 / \left(\frac{k}{K_s^*(y)^2} \frac{dK_s^*(y)}{dy} \right)\tag{B.52}$$

この式の意味するところは以下の通りである。もし K_s が赤道に向かって増加する場合は時計回りに、極に向かって増加する場合は反時計回りの向きである。もし K_s^{-1} が急激に変化する場合は曲率が多い。図 B.4 は Hoskins and Abmrizzi (1993)[35] に掲載された導波管内部の波の進行する向きの模式図である。同図の (A) は高い値の K_s に向かって反射する様を描いている。(B) は $K_s = k$, $l = 0$ の地点 turning latitude Y_{TL} での反射を示す。(C) は $K_s = 0$ つまり $\beta_* = 0$ の地点に波が到達しないことを示す。最後に (D) は $K_s = k$, $\bar{u} = 0$ の地点にて波は直角に侵入することを示す。以上の点より、(E) に示すように、 K_s の南北分布が山形の形状を示す場合、その内部に波が捕捉されることがわかる。

図 B.5 は、5 章にて取り上げた 1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日の 3 ヶ月平均場の東西風速（上段）、実行ベータ（中断）、定在波数（下段）である。Hoskins and Abmrizzi (1993)[35] に示される通り、アジア付近に導波管が形成されていることが見て取れる。5 章におけるジェットの有する比エネルギーの理論では、このアジアジェットを含むよう、ジェットの北端と南端を設定した。

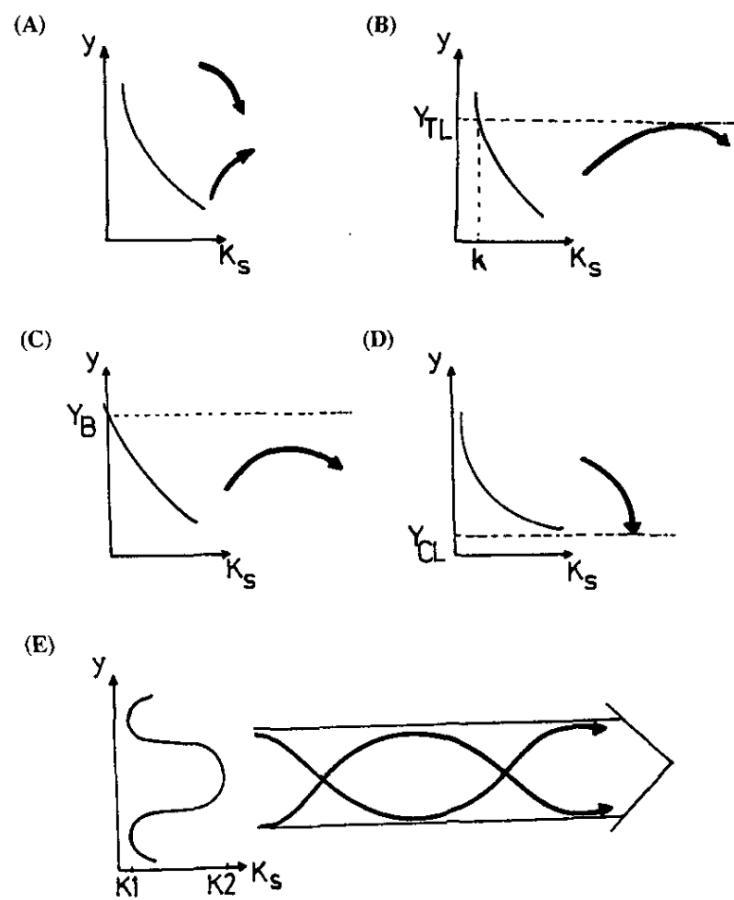


図 B.4 Hoskins and Abmrizzi (1993)[35] より掲載. K_s の分布と波の方向の模式図.

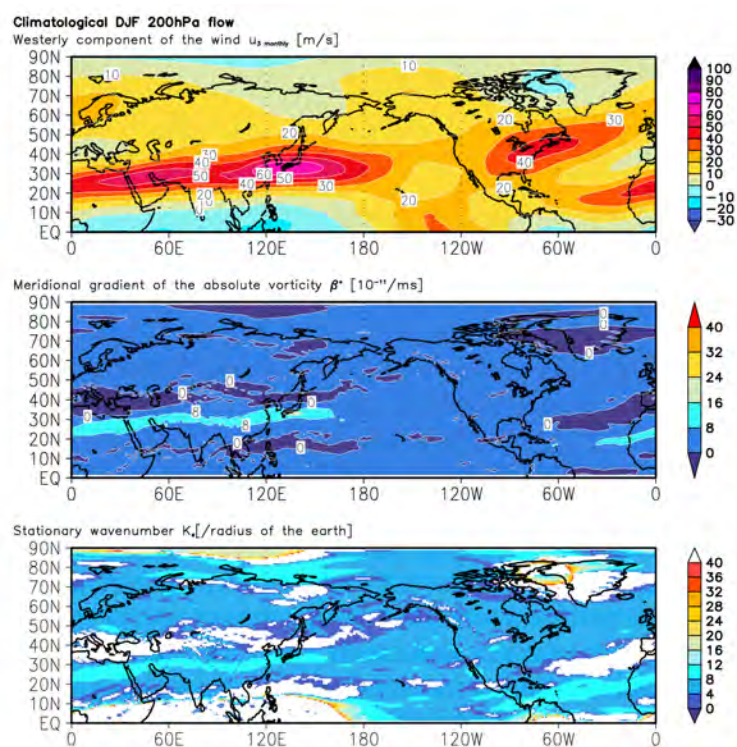


図 B.5 5 章にて取り上げた 1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日の 3 ヶ月平均場の東西風速 (上段), 実行ベータ (中断), 定在波数 (下段).

付録 C

日本周辺域における 2m 高さ気温の変化

以下に、CMIP5 の各モデルおよび ERA-40 における、日本周辺域における 2m 高さ気温の諸量について示す。3 章にて解析した期間と同様、冬季 (12-2 月) を対象とした。1950 年から 2099 年までの 150 年間を、10 年おきに期間を区切り、平均値、標準偏差、最大値、最小値を算出した。

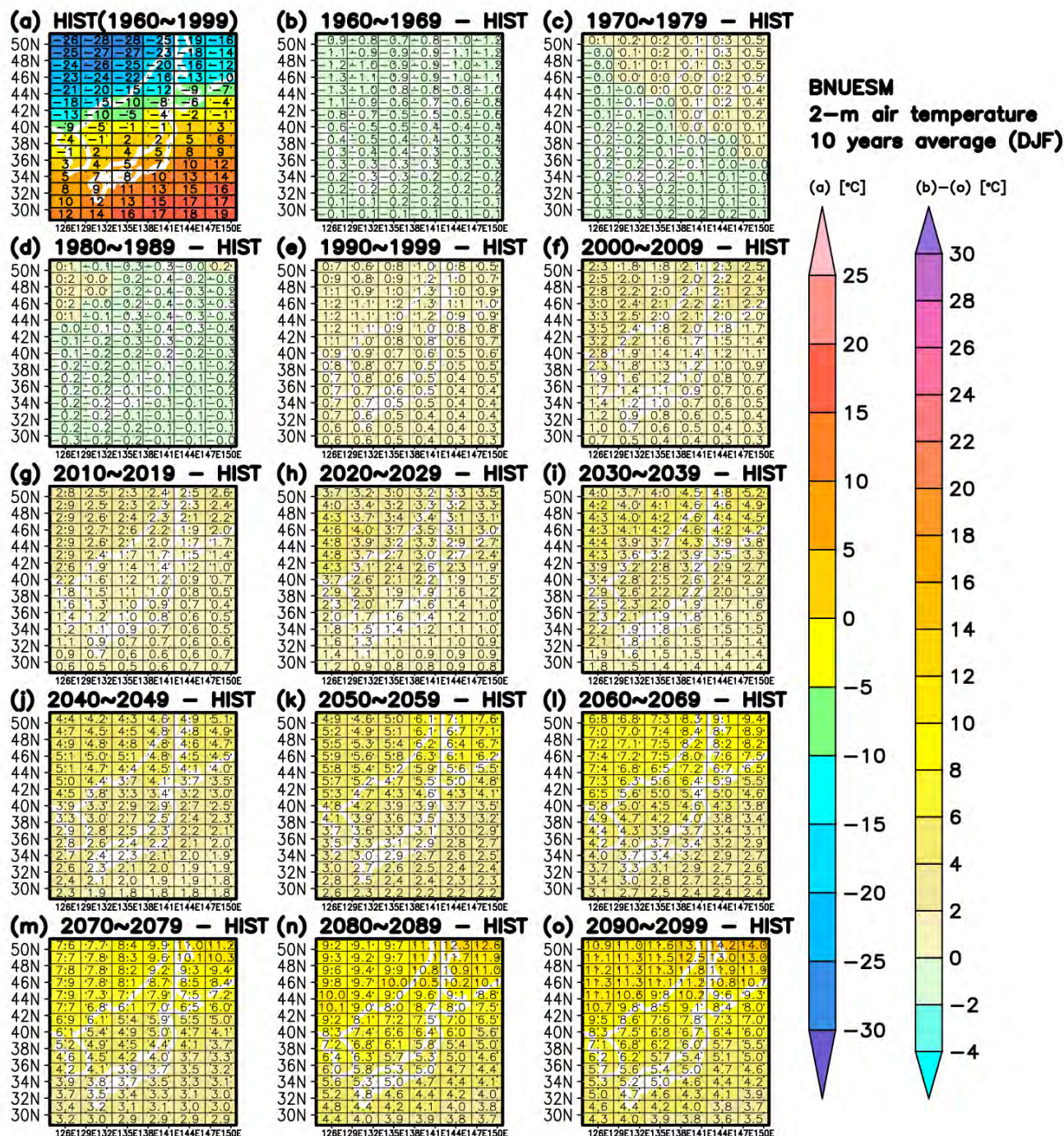


図 C.1 (a)BNUESM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

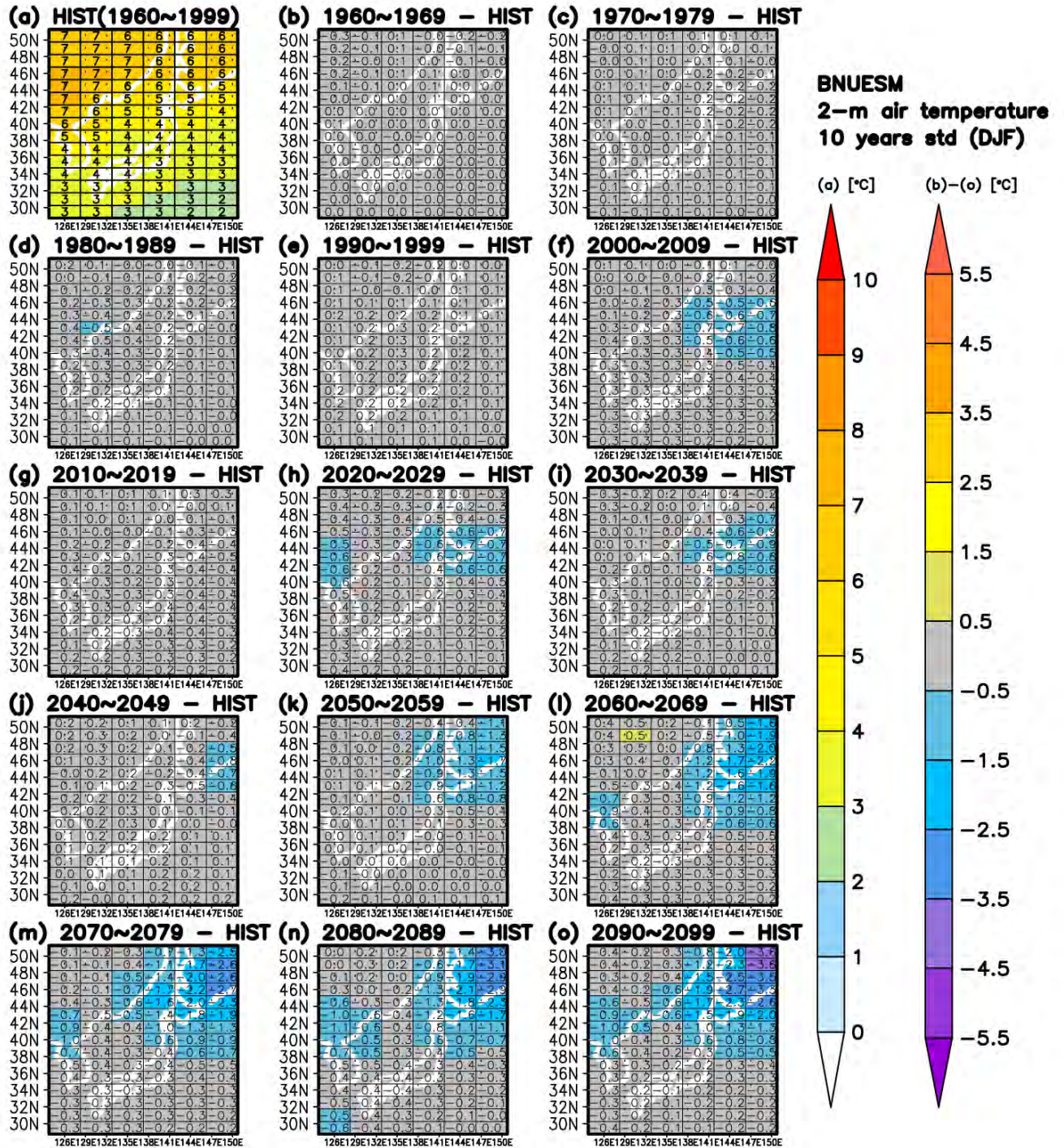
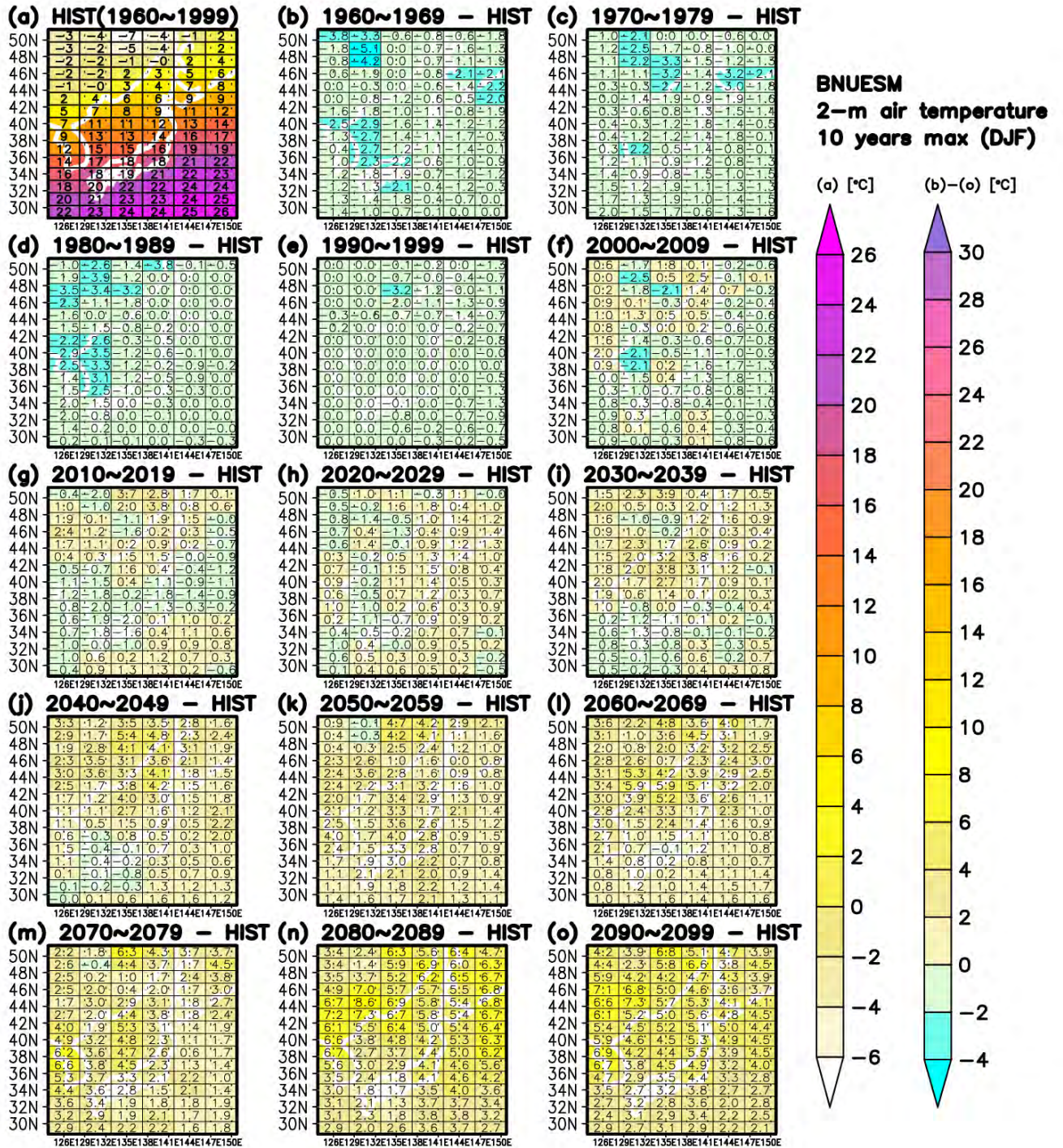


図 C.2 (a)BNUESM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.



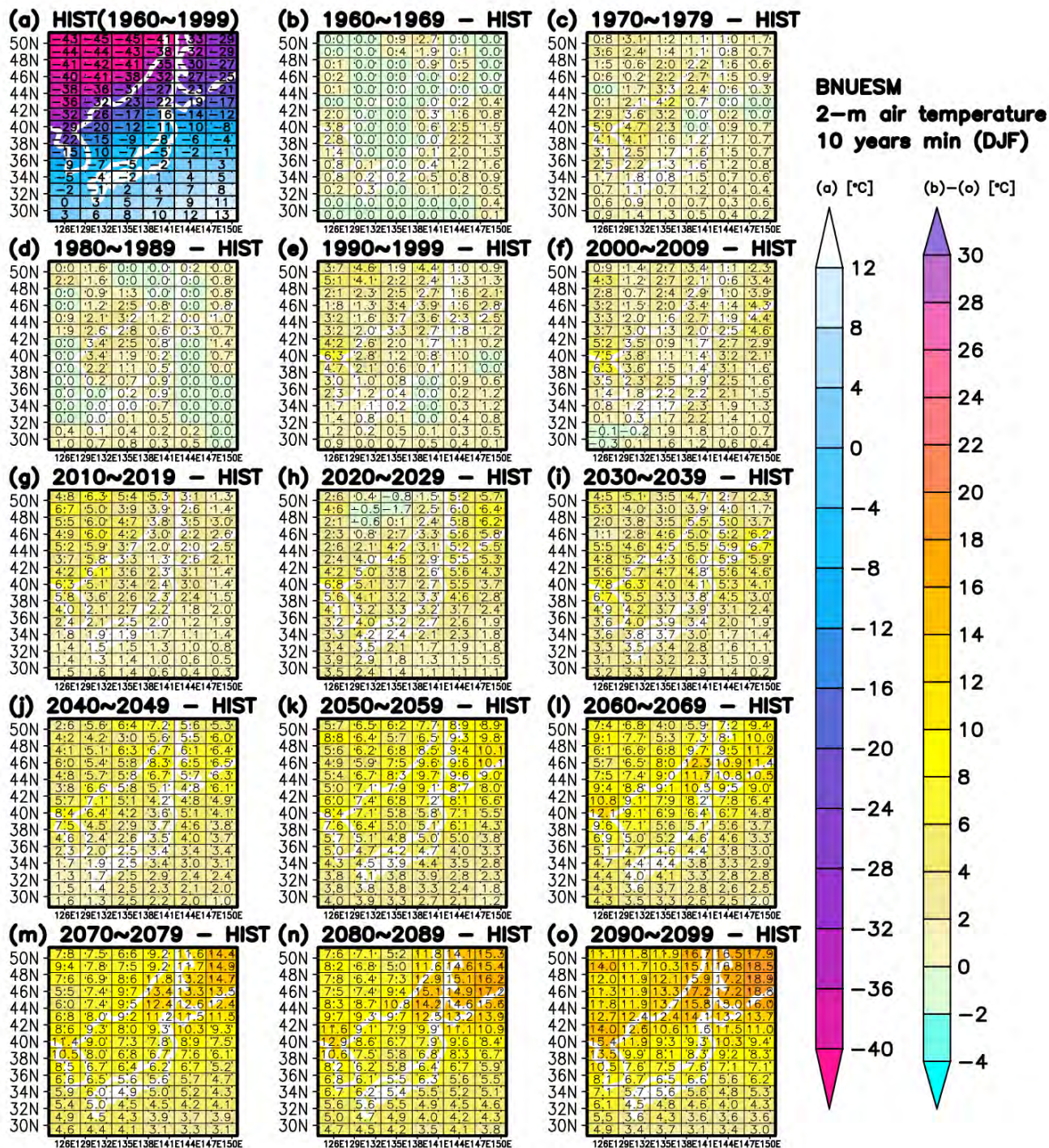


図 C.4 (a)BNUESM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高き気温の最小値 (HIST)。 (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高き気温の最小値と HIST との差。 (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月、(c)1969 年 12 月-1979 年 2 月、(d)1979 年 12 月-1989 年 2 月、(e)1989 年 12 月-1999 年 2 月、(f)1999 年 12 月-2009 年 2 月、(g)2009 年 12 月-2019 年 2 月、(h)2019 年 12 月-2029 年 2 月、(i)2029 年 12 月-2039 年 2 月、(j)2039 年 12 月-2049 年 2 月、(k)2049 年 12 月-2059 年 2 月、(l)2059 年 12 月-2069 年 2 月、(m)2069 年 12 月-2079 年 2 月、(n)2079 年 12 月-2089 年 2 月、(o)2089 年 12 月-2099 年 2 月。

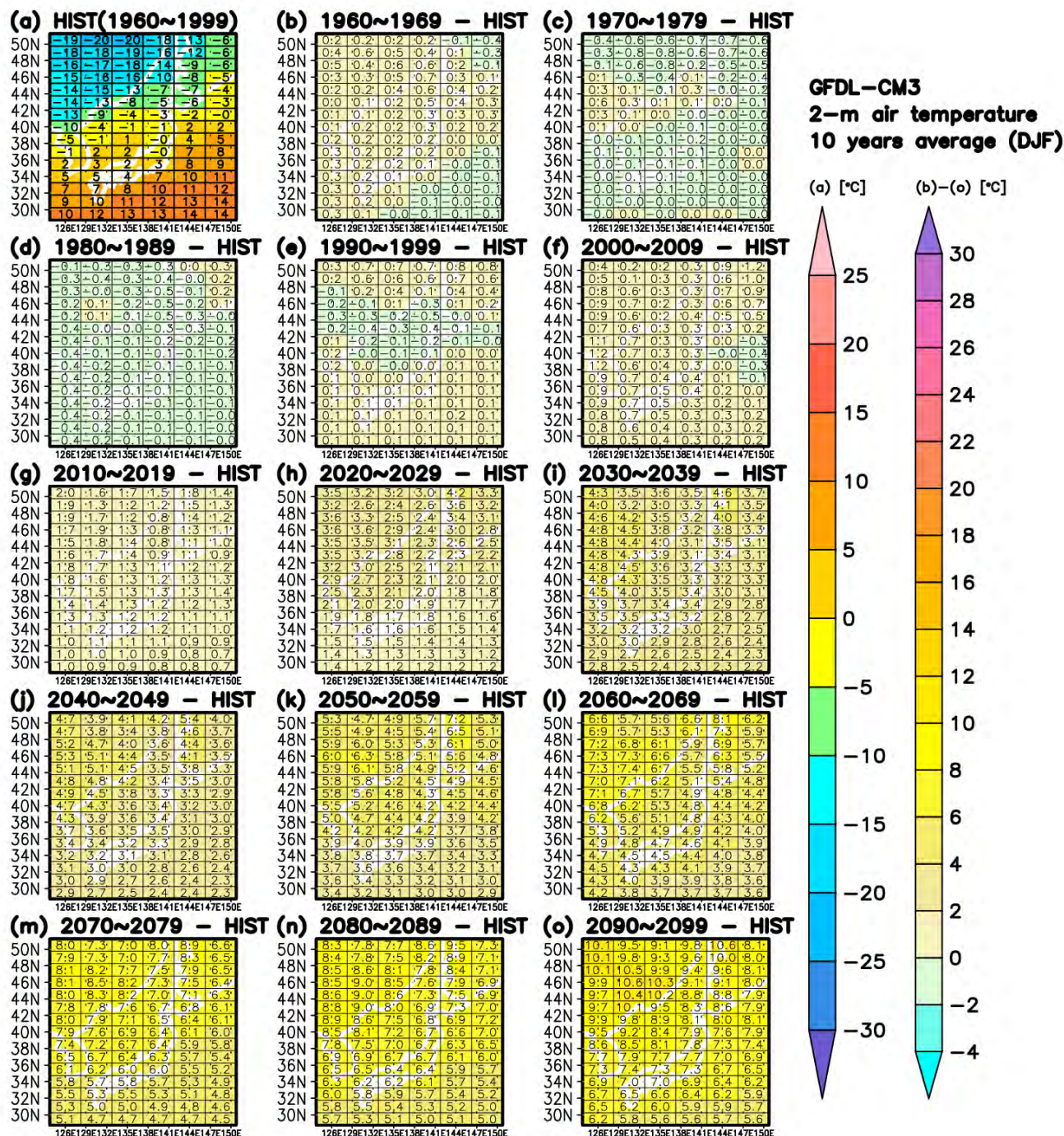


図 C.5 (a)GFDL-CM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

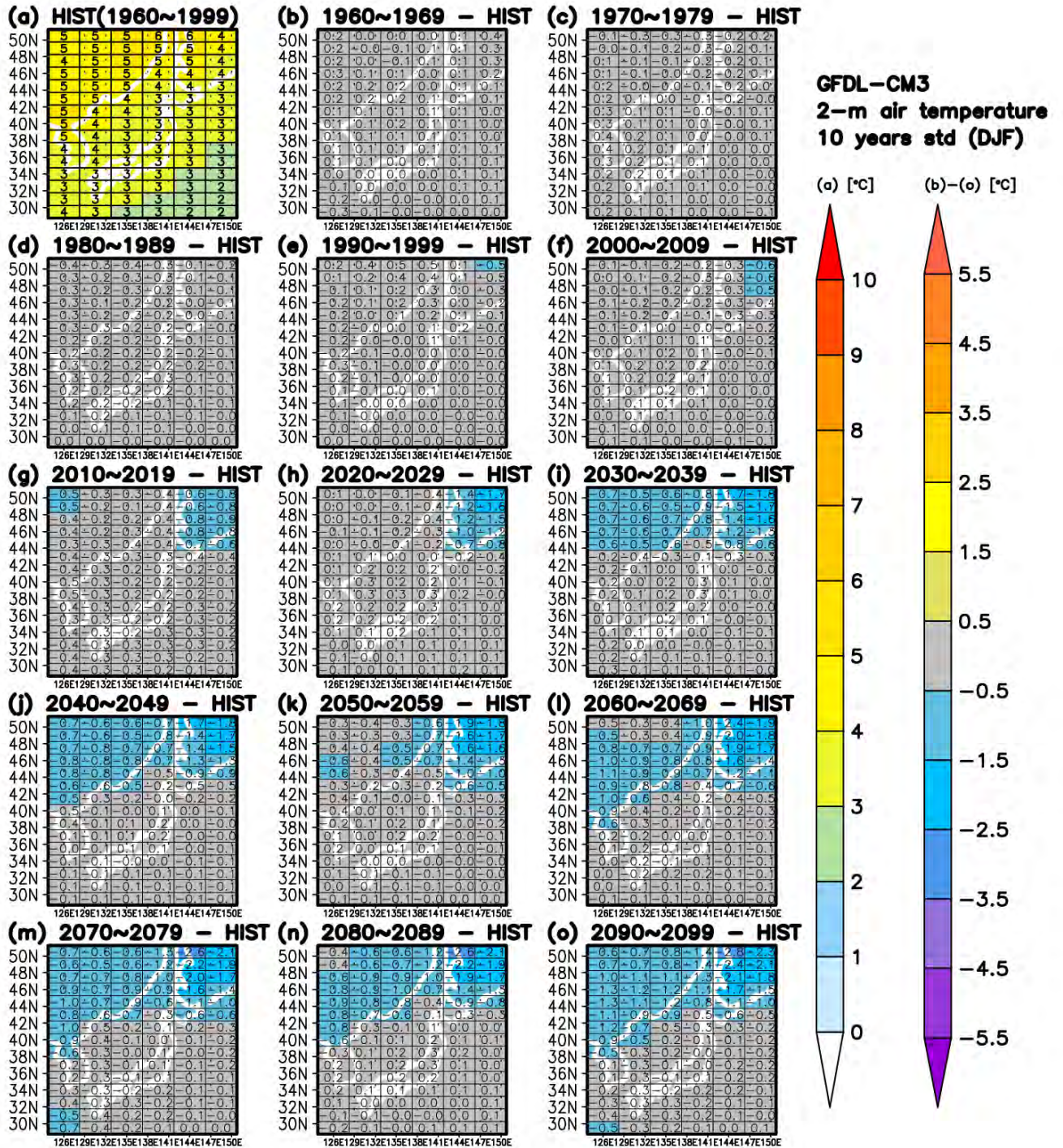


図 C.6 (a)GFDL-CM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

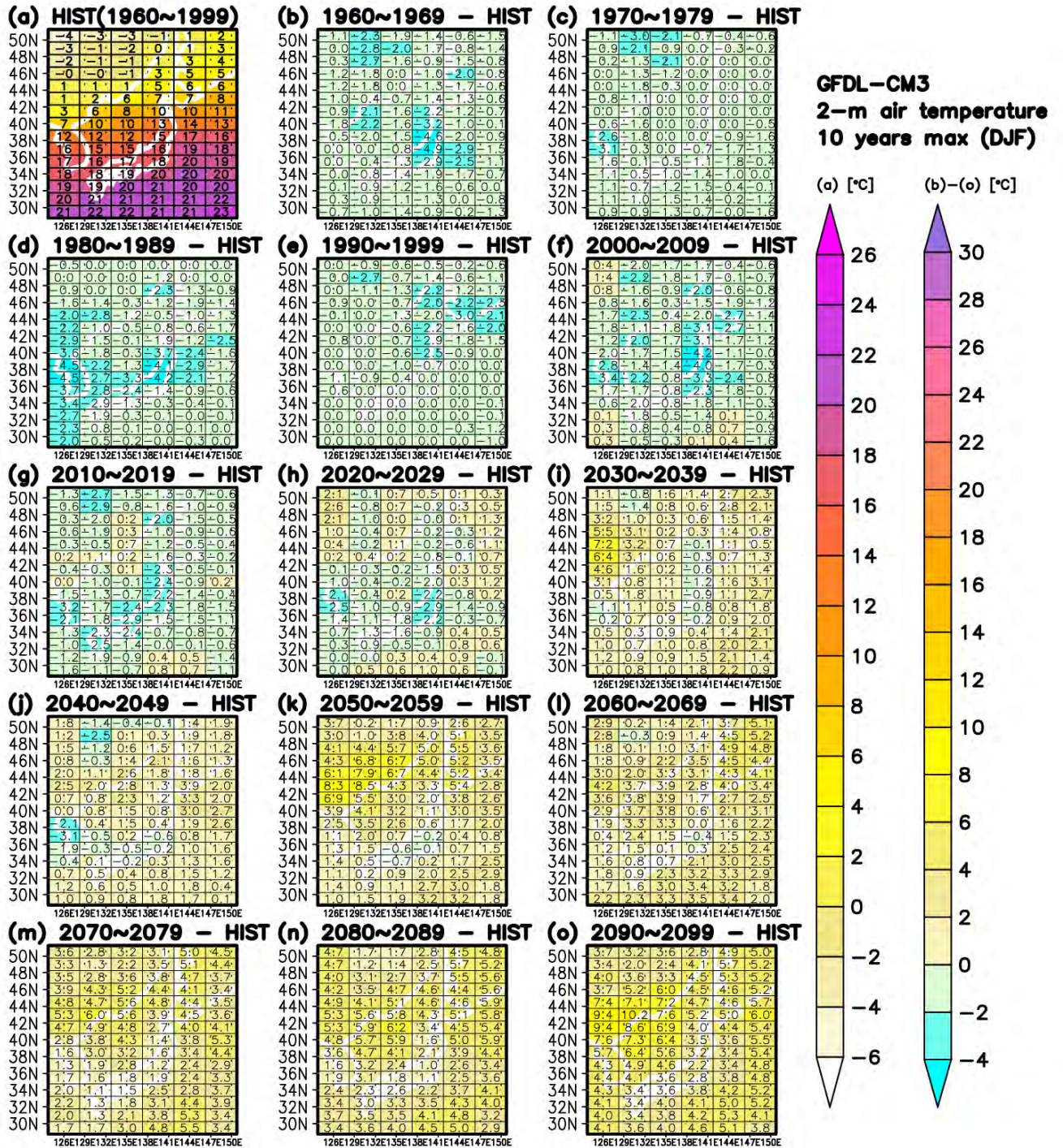


図 C.7 (a)GFDL-CM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

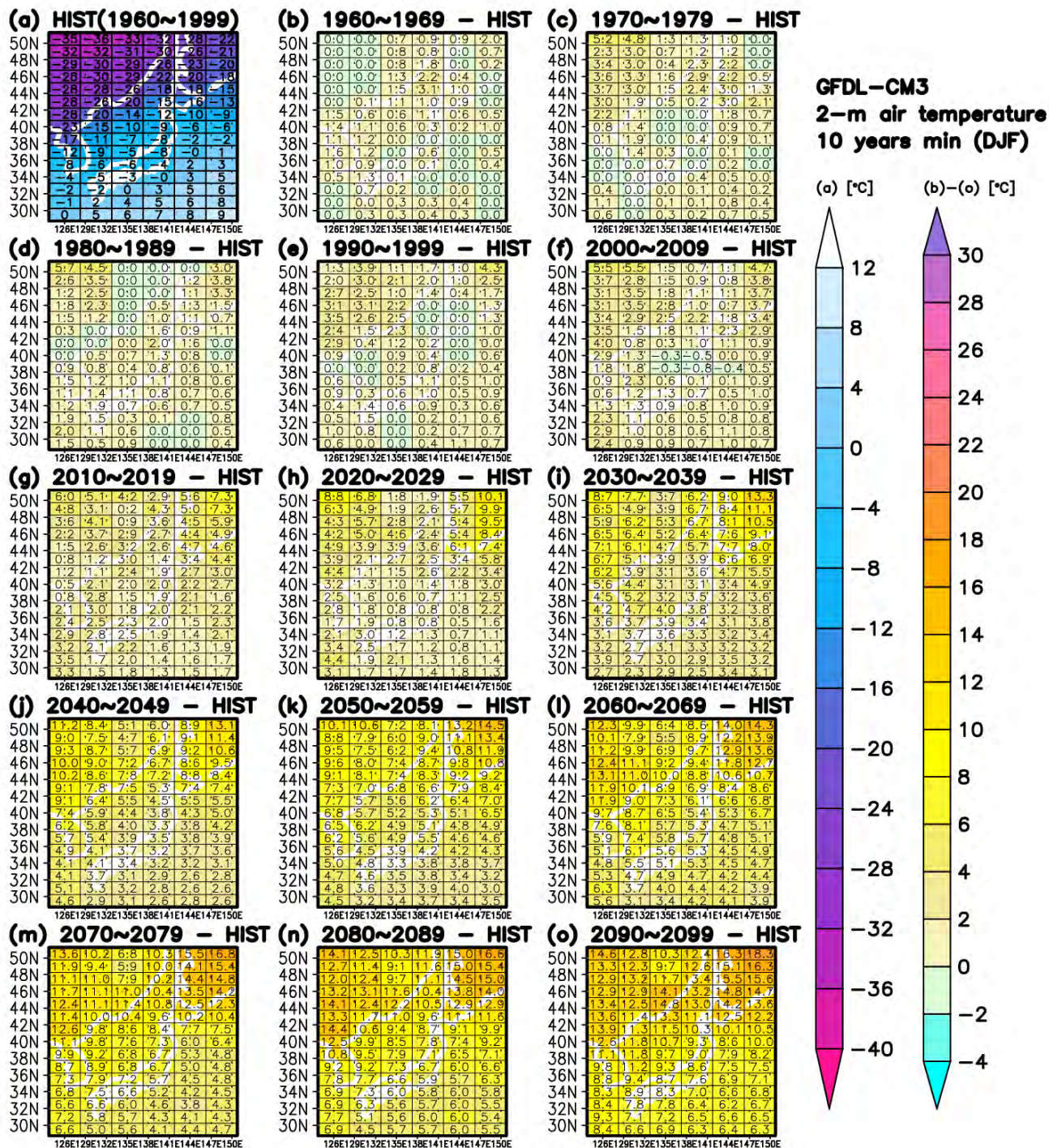
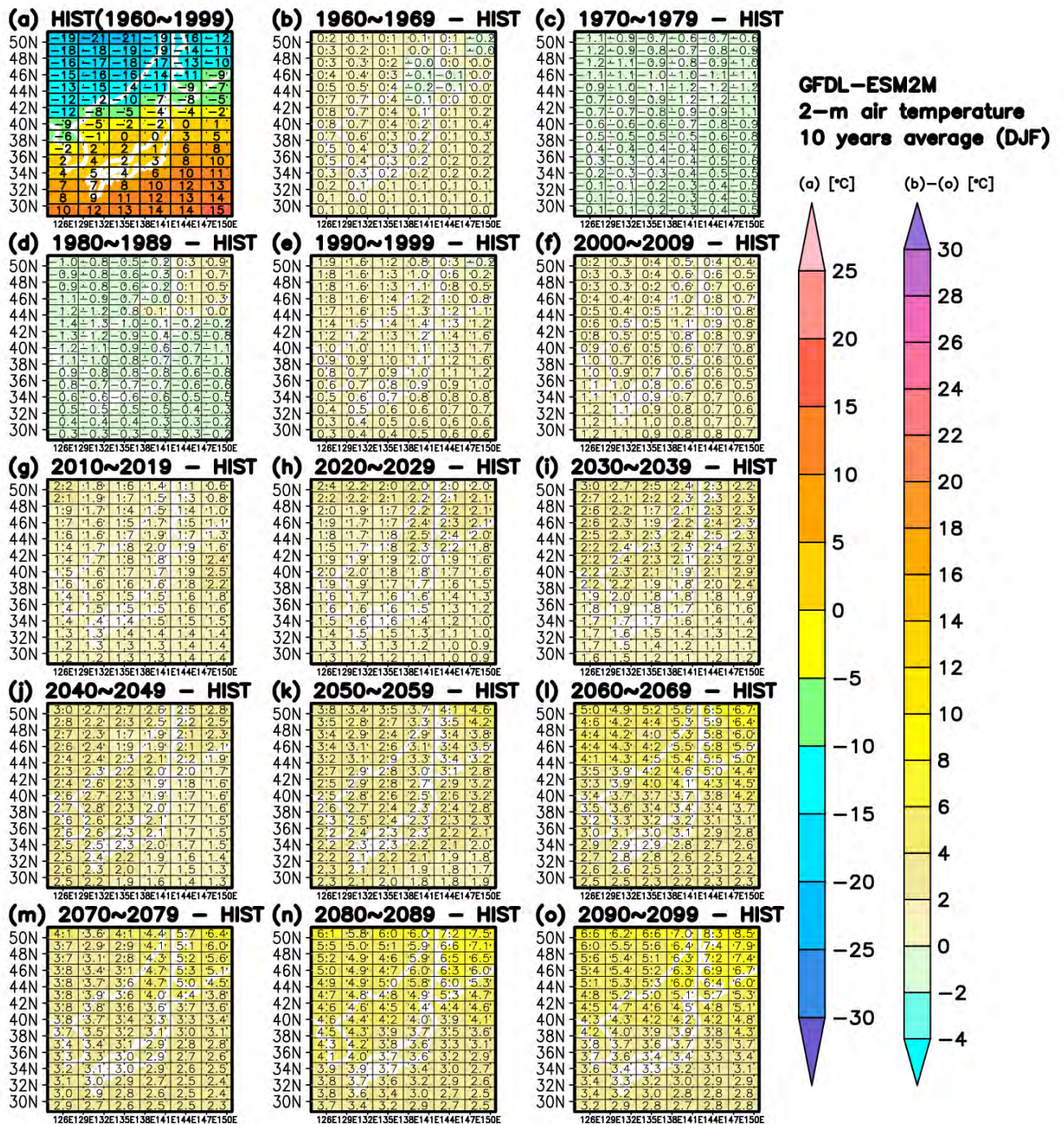


図 C.8 (a)GFDL-CM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.



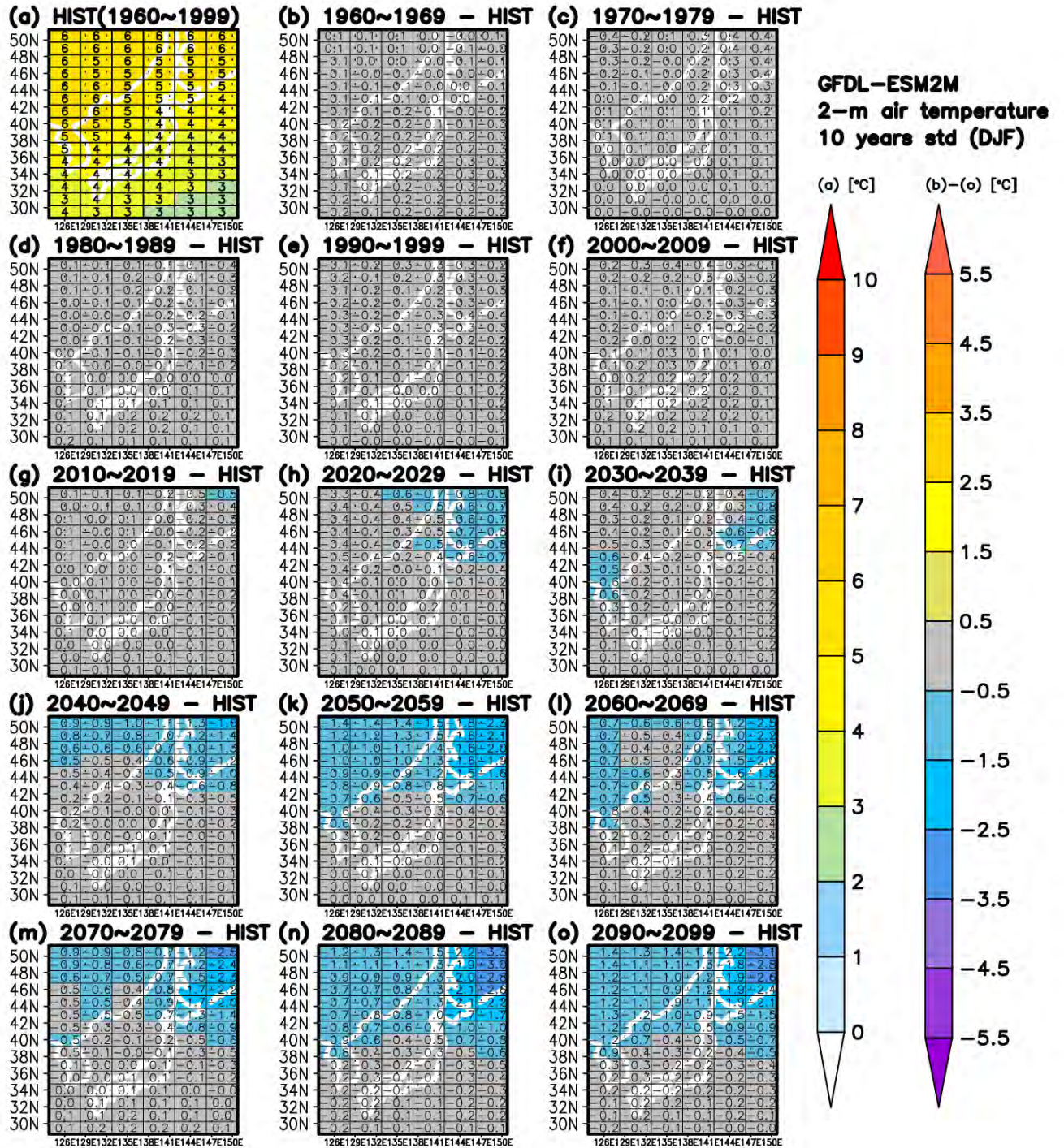


図 C.10 (a)GFDL-ESM2M の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

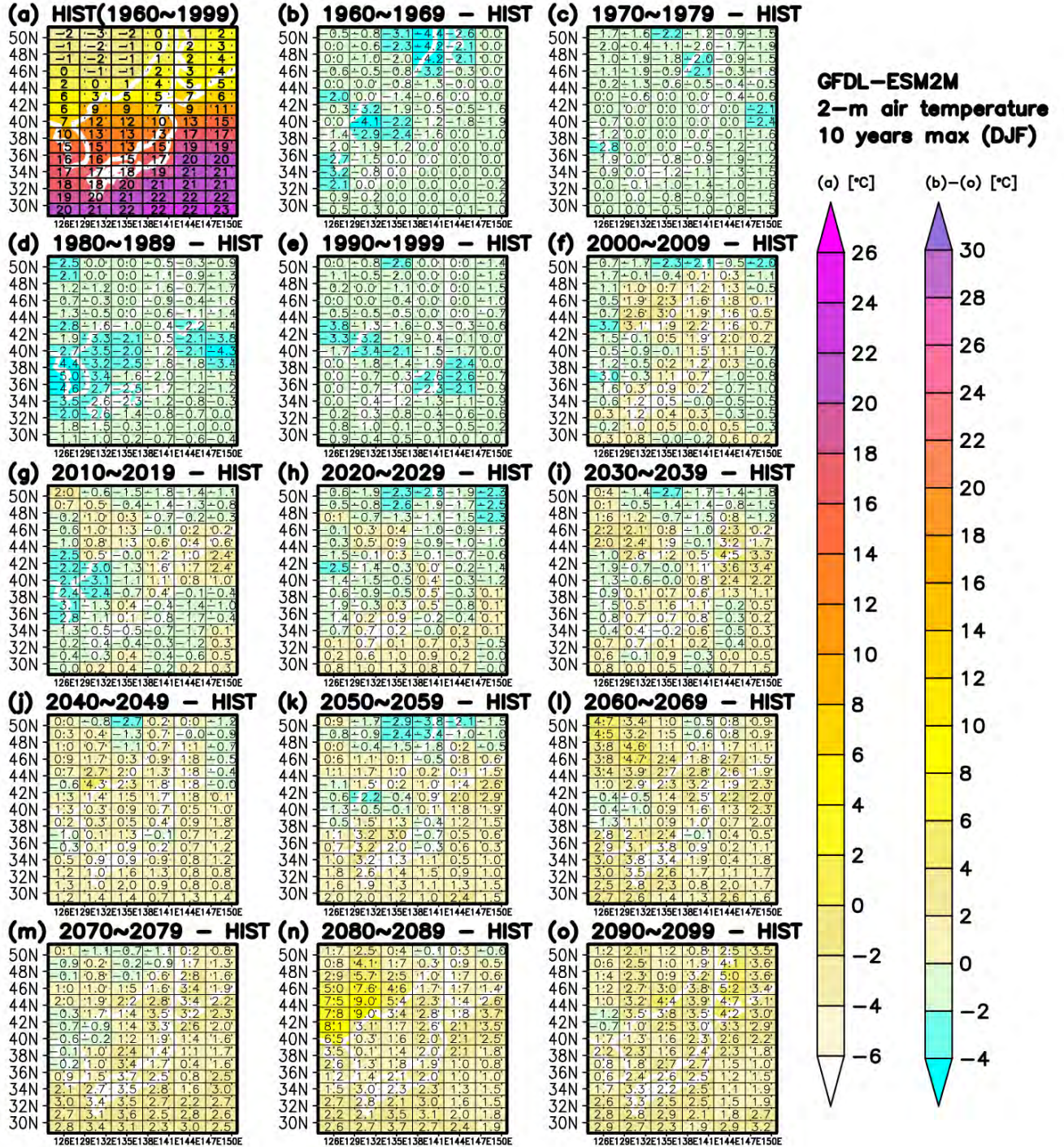


図 C.11 (a)GFDL-ESM2M の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値 (HIST)。 (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値と HIST との差。 (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月、(c)1969 年 12 月-1979 年 2 月、(d)1979 年 12 月-1989 年 2 月、(e)1989 年 12 月-1999 年 2 月、(f)1999 年 12 月-2009 年 2 月、(g)2009 年 12 月-2019 年 2 月、(h)2019 年 12 月-2029 年 2 月、(i)2029 年 12 月-2039 年 2 月、(j)2039 年 12 月-2049 年 2 月、(k)2049 年 12 月-2059 年 2 月、(l)2059 年 12 月-2069 年 2 月、(m)2069 年 12 月-2079 年 2 月、(n)2079 年 12 月-2089 年 2 月、(o)2089 年 12 月-2099 年 2 月。

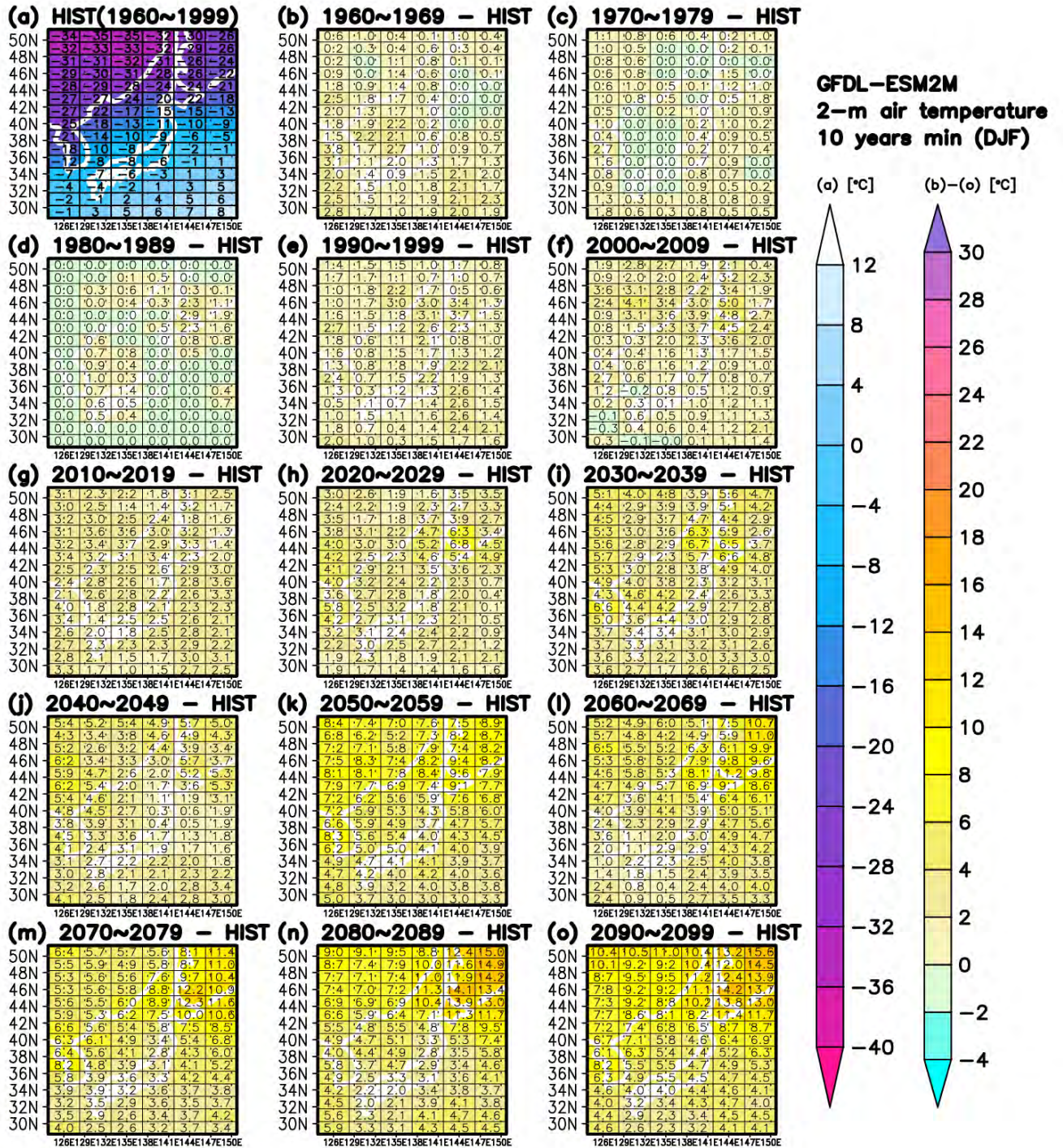
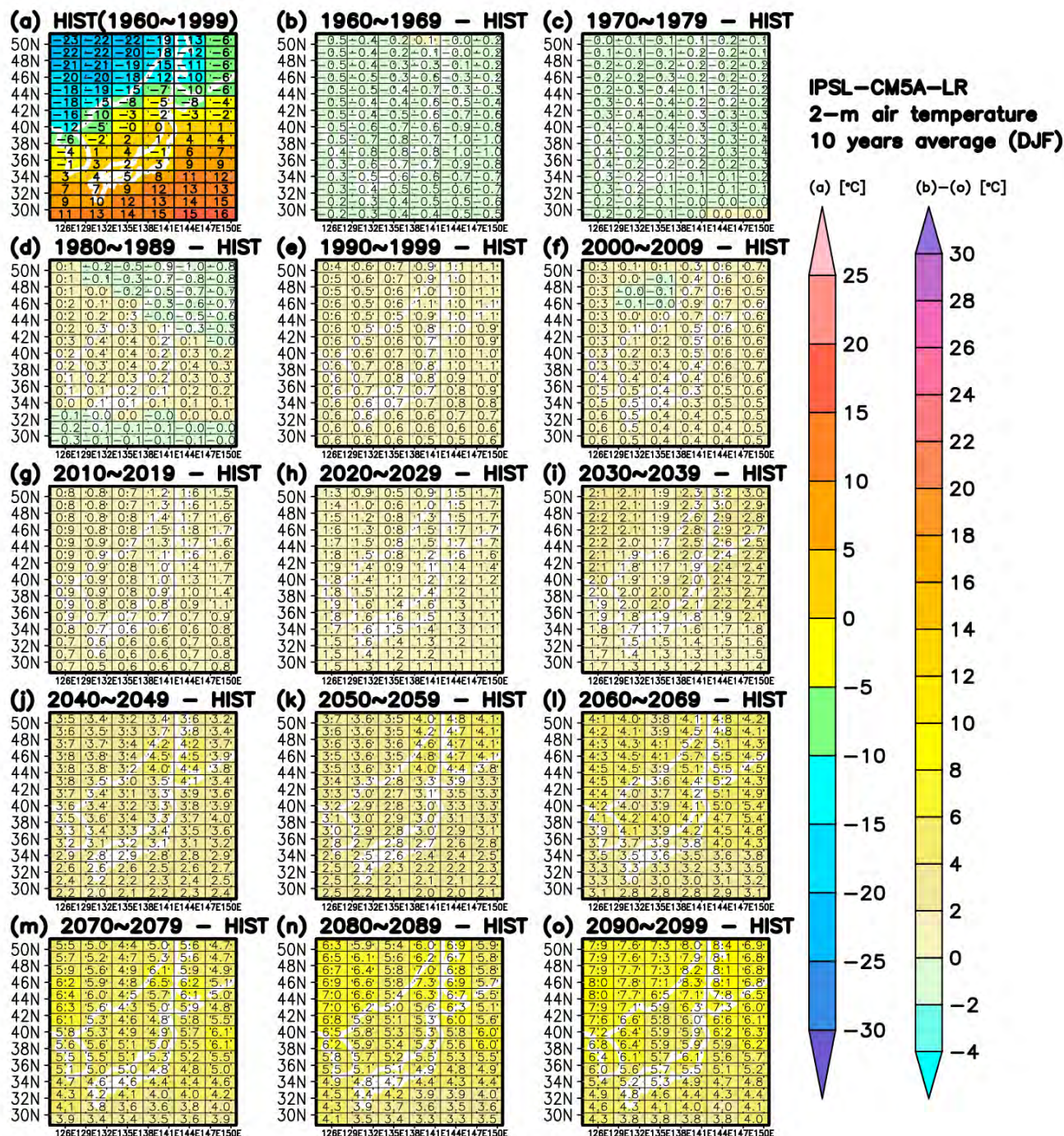


図 C.12 (a)GFDL-ESM2M の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値 (HIST)。 (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値と HIST との差。 (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月、(c)1969 年 12 月-1979 年 2 月、(d)1979 年 12 月-1989 年 2 月、(e)1989 年 12 月-1999 年 2 月、(f)1999 年 12 月-2009 年 2 月、(g)2009 年 12 月-2019 年 2 月、(h)2019 年 12 月-2029 年 2 月、(i)2029 年 12 月-2039 年 2 月、(j)2039 年 12 月-2049 年 2 月、(k)2049 年 12 月-2059 年 2 月、(l)2059 年 12 月-2069 年 2 月、(m)2069 年 12 月-2079 年 2 月、(n)2079 年 12 月-2089 年 2 月、(o)2089 年 12 月-2099 年 2 月。



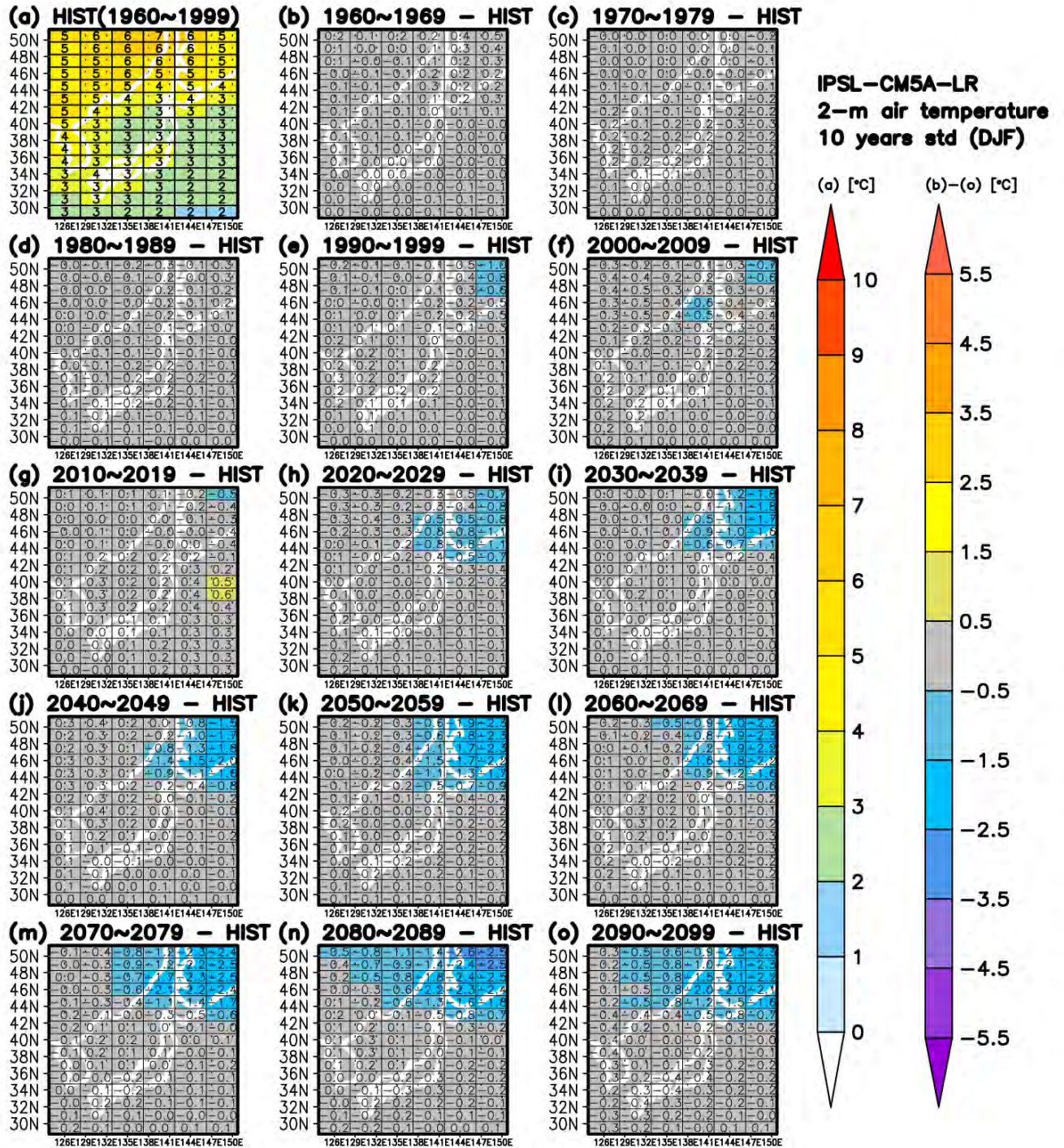


図 C.14 (a)IPSL-CM5A-LR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

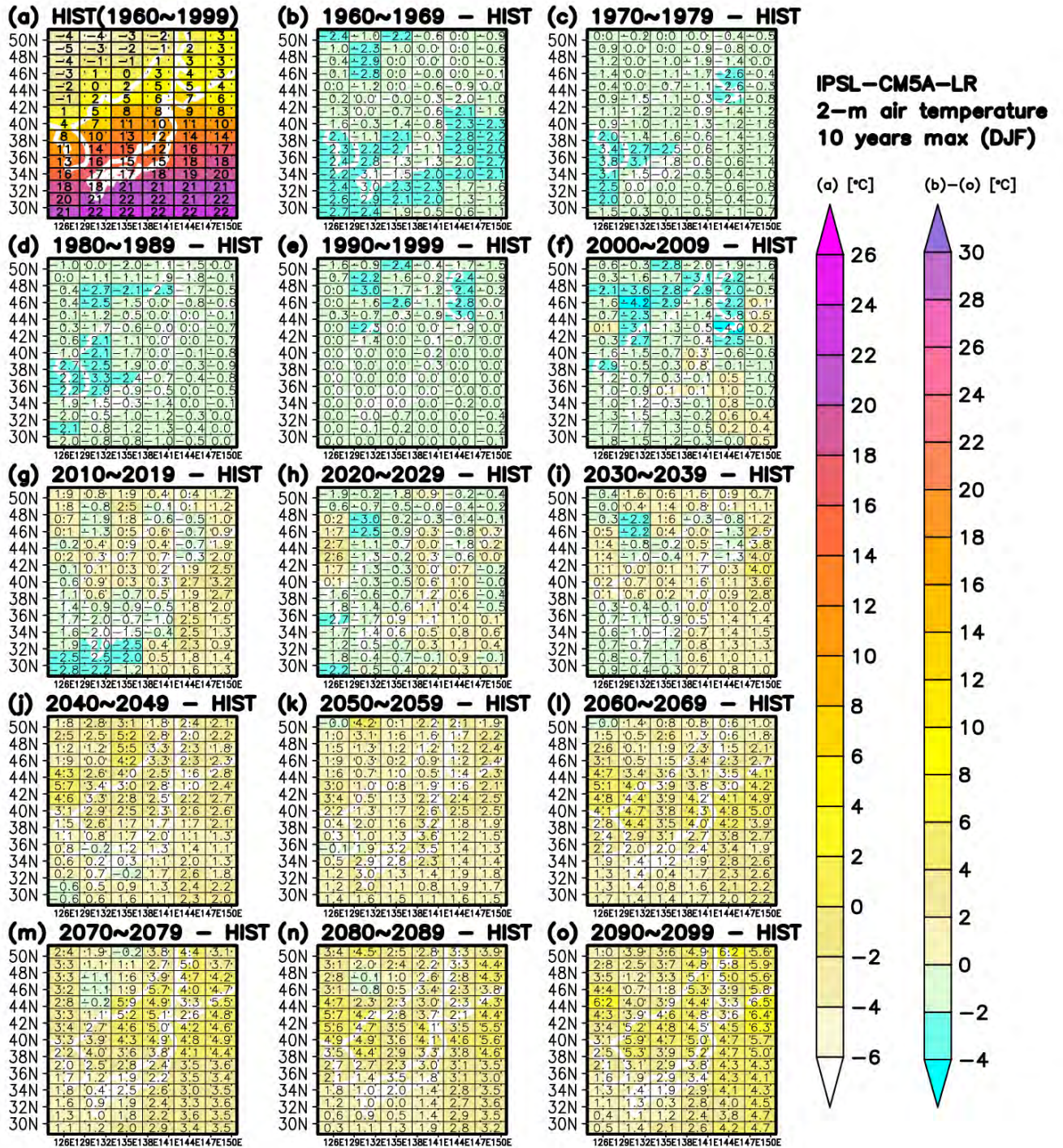


図 C.15 (a)IPSL-CM5A-LR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値 (HIST)。 (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値と HIST との差。 (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月、(c)1969 年 12 月-1979 年 2 月、(d)1979 年 12 月-1989 年 2 月、(e)1989 年 12 月-1999 年 2 月、(f)1999 年 12 月-2009 年 2 月、(g)2009 年 12 月-2019 年 2 月、(h)2019 年 12 月-2029 年 2 月、(i)2029 年 12 月-2039 年 2 月、(j)2039 年 12 月-2049 年 2 月、(k)2049 年 12 月-2059 年 2 月、(l)2059 年 12 月-2069 年 2 月、(m)2069 年 12 月-2079 年 2 月、(n)2079 年 12 月-2089 年 2 月、(o)2089 年 12 月-2099 年 2 月。

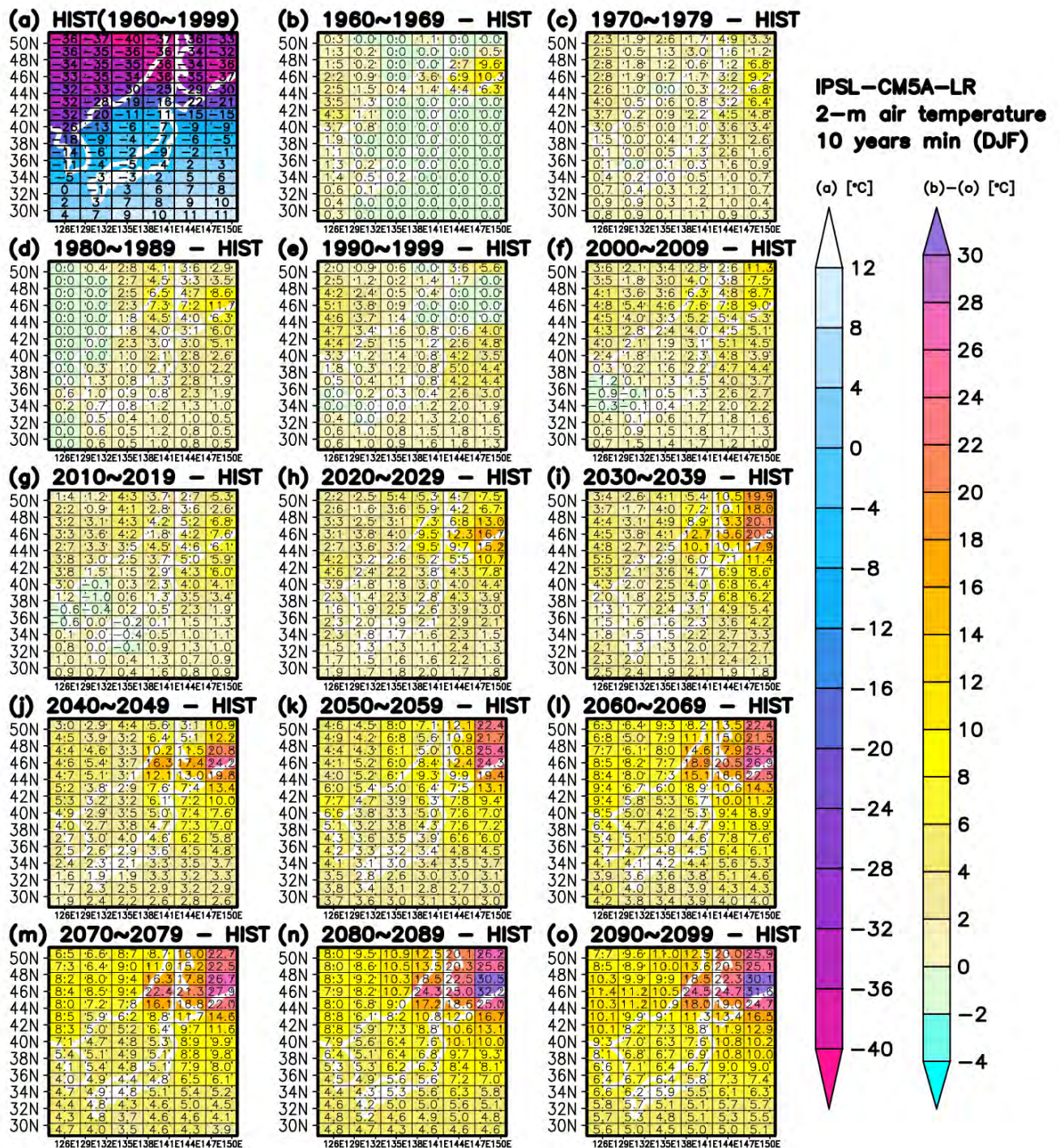
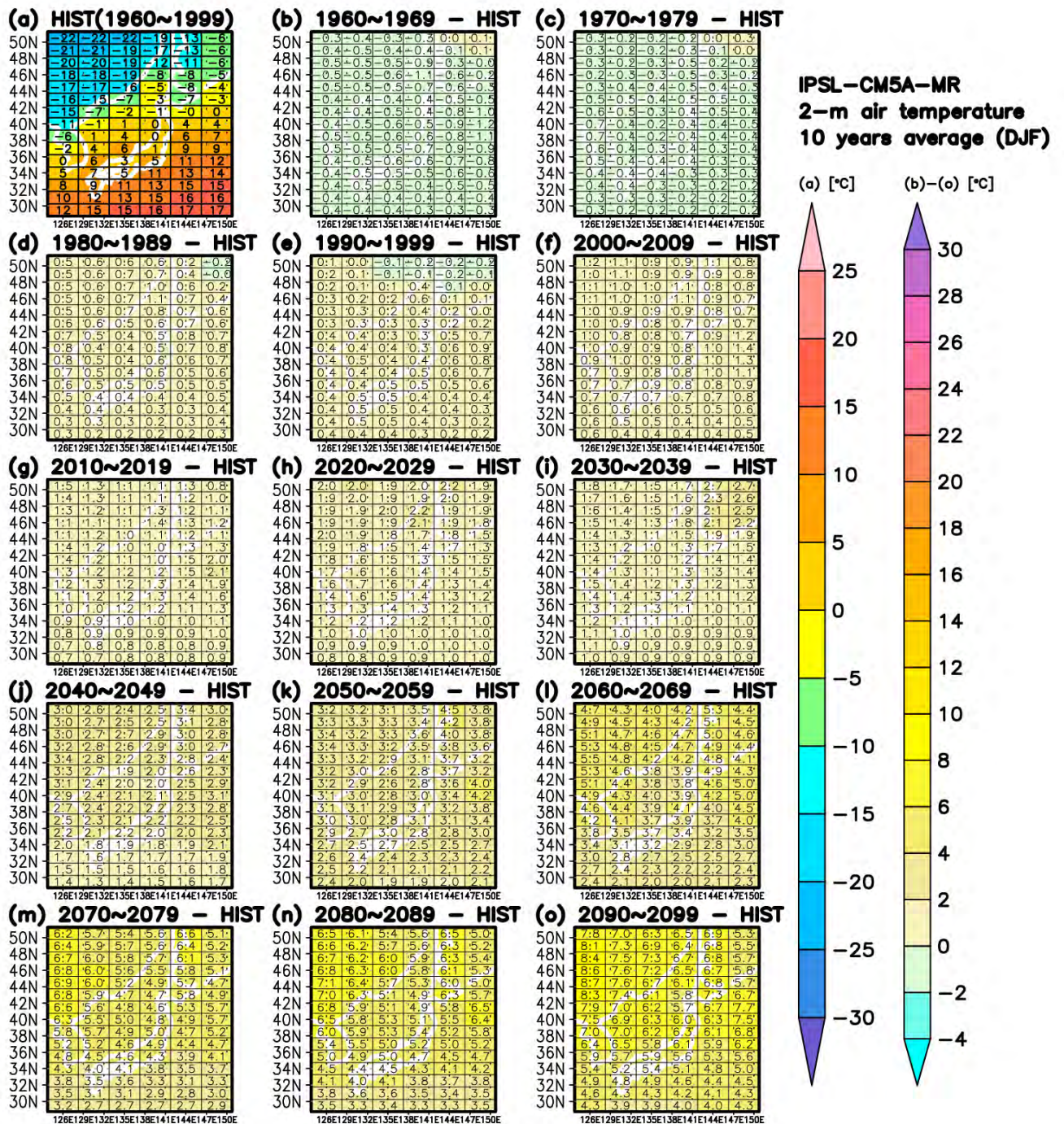


図 C.16 (a)IPSL-CM5A-LR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値 (HIST)。 (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値と HIST との差。 (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月、(c)1969 年 12 月-1979 年 2 月、(d)1979 年 12 月-1989 年 2 月、(e)1989 年 12 月-1999 年 2 月、(f)1999 年 12 月-2009 年 2 月、(g)2009 年 12 月-2019 年 2 月、(h)2019 年 12 月-2029 年 2 月、(i)2029 年 12 月-2039 年 2 月、(j)2039 年 12 月-2049 年 2 月、(k)2049 年 12 月-2059 年 2 月、(l)2059 年 12 月-2069 年 2 月、(m)2069 年 12 月-2079 年 2 月、(n)2079 年 12 月-2089 年 2 月、(o)2089 年 12 月-2099 年 2 月。



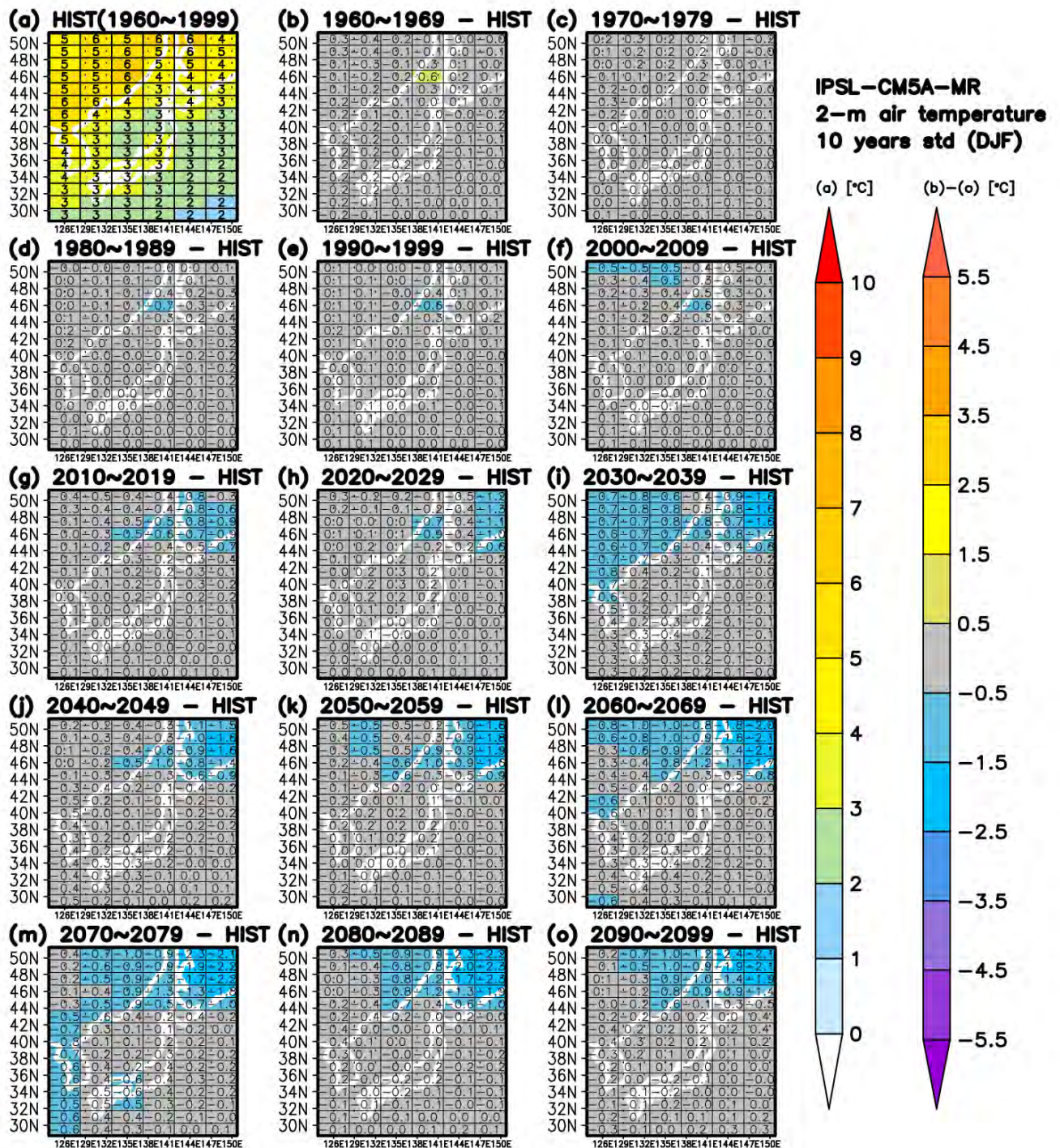
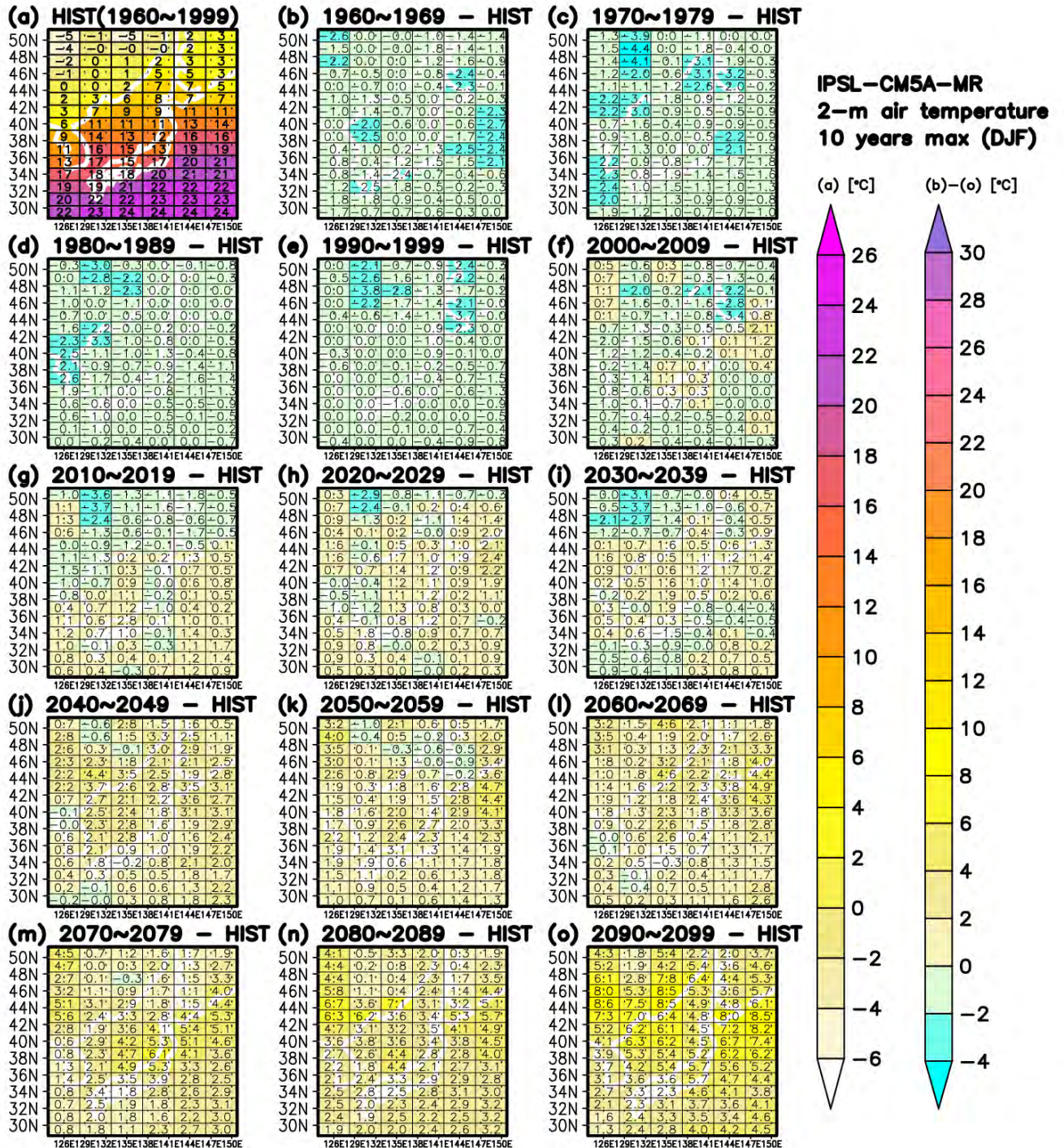
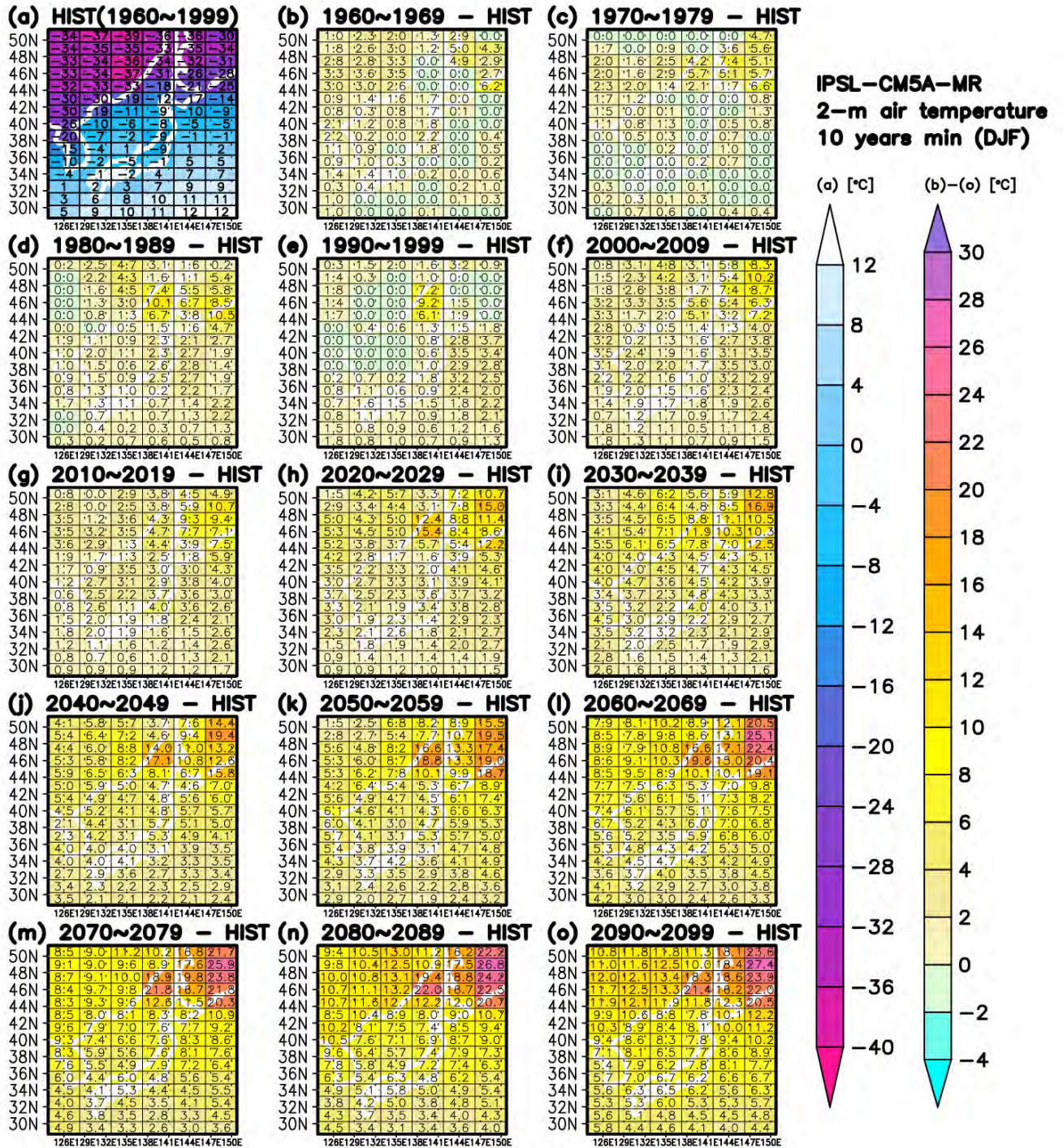


図 C.18 (a)IPSL-CM5A-MR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.





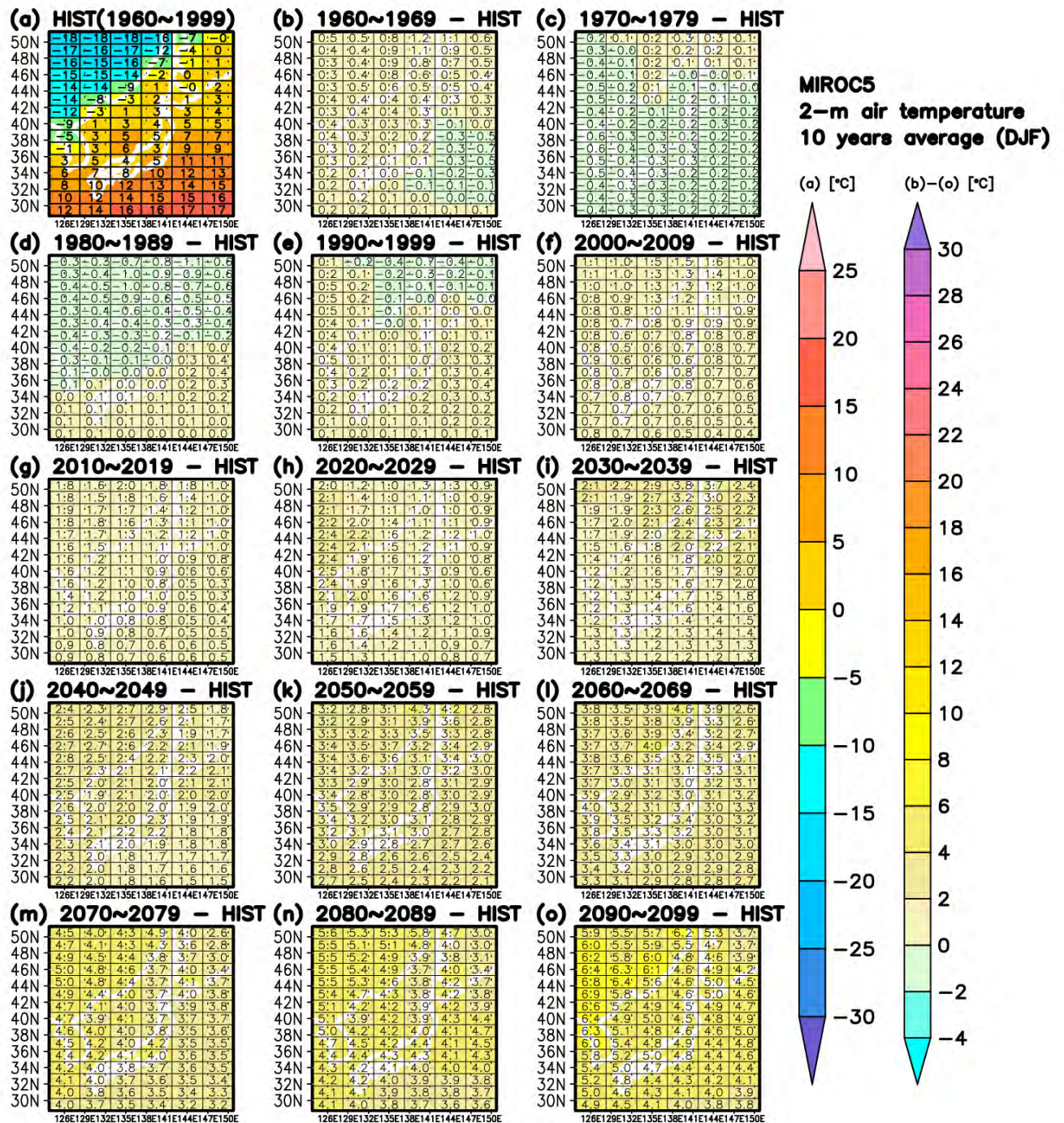


図 C.21 (a)MIROC5 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

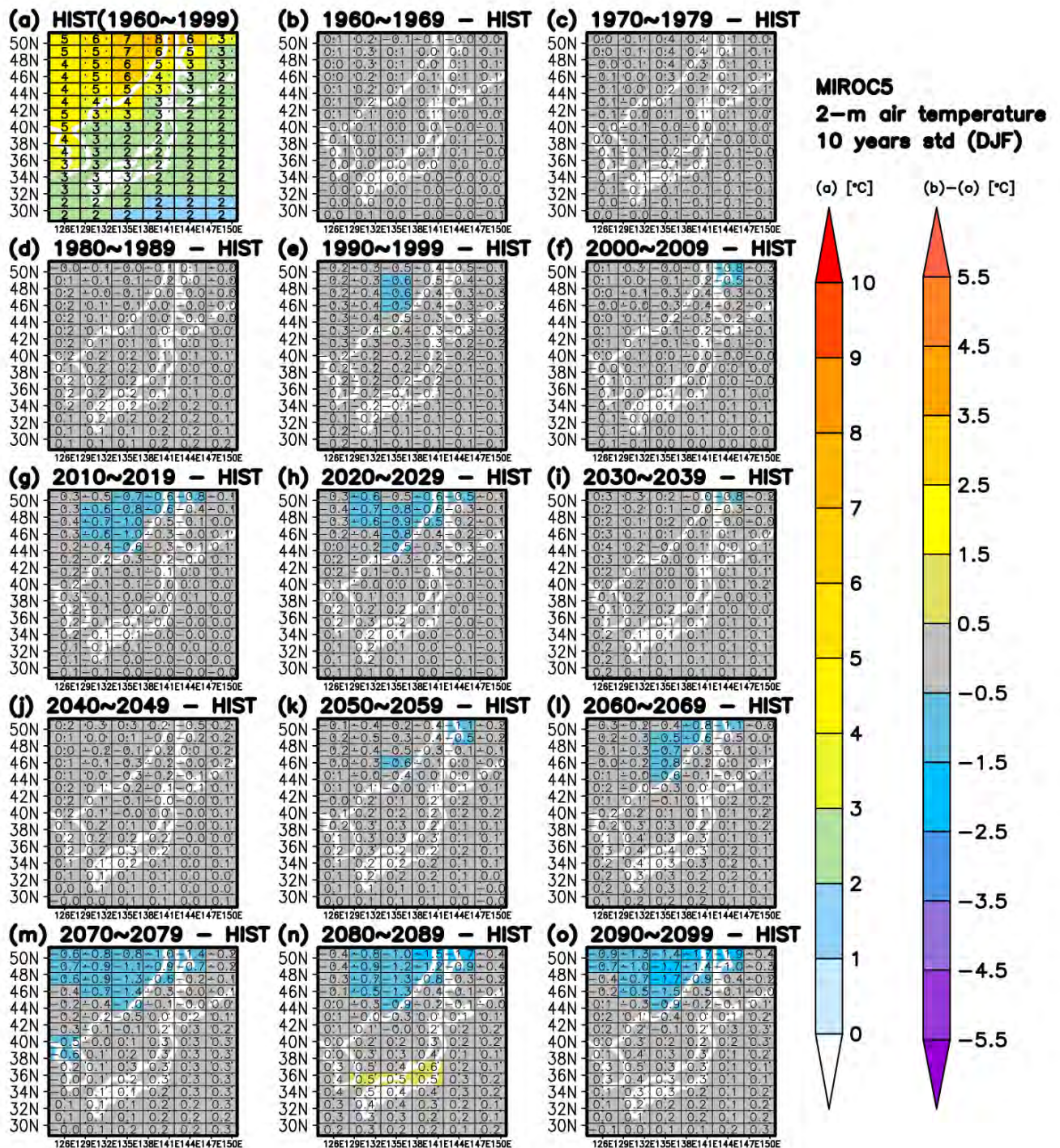


図 C.22 (a)MIROC5 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

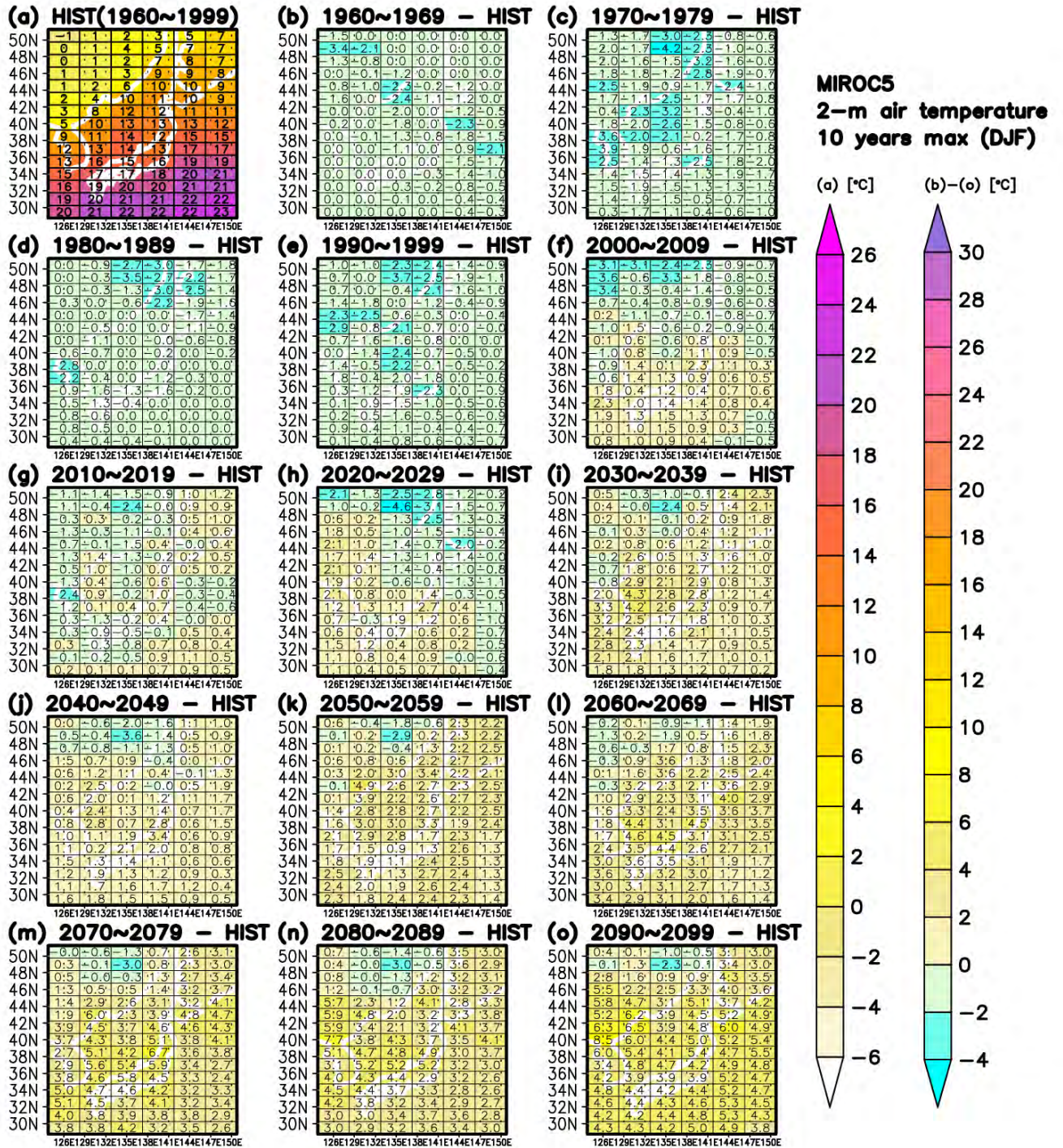


図 C.23 (a)MIROC5 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高き気温の最大値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高き気温の最大値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

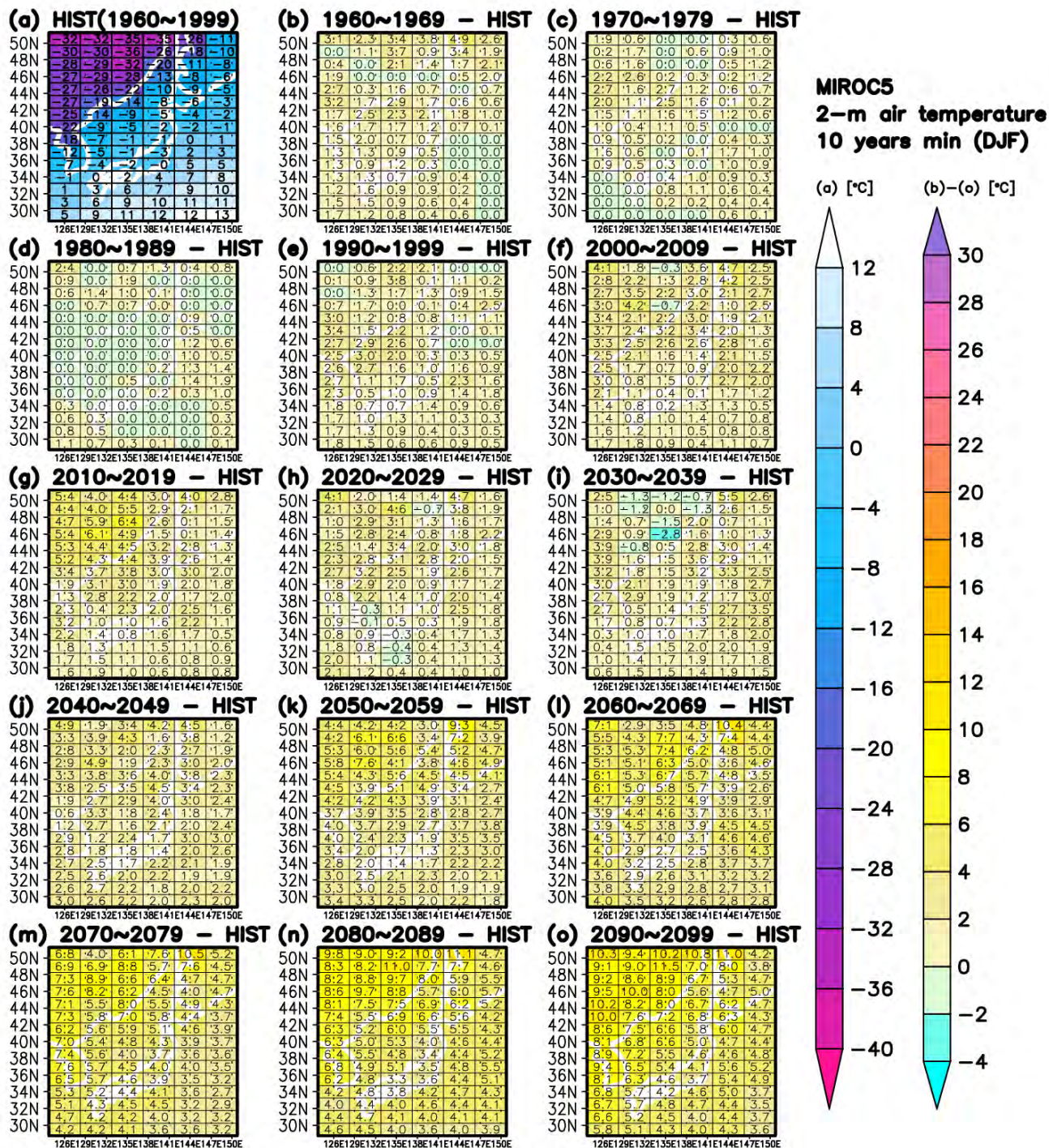


図 C.24 (a)MIROC5 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高き気温の最小値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高き気温の最小値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

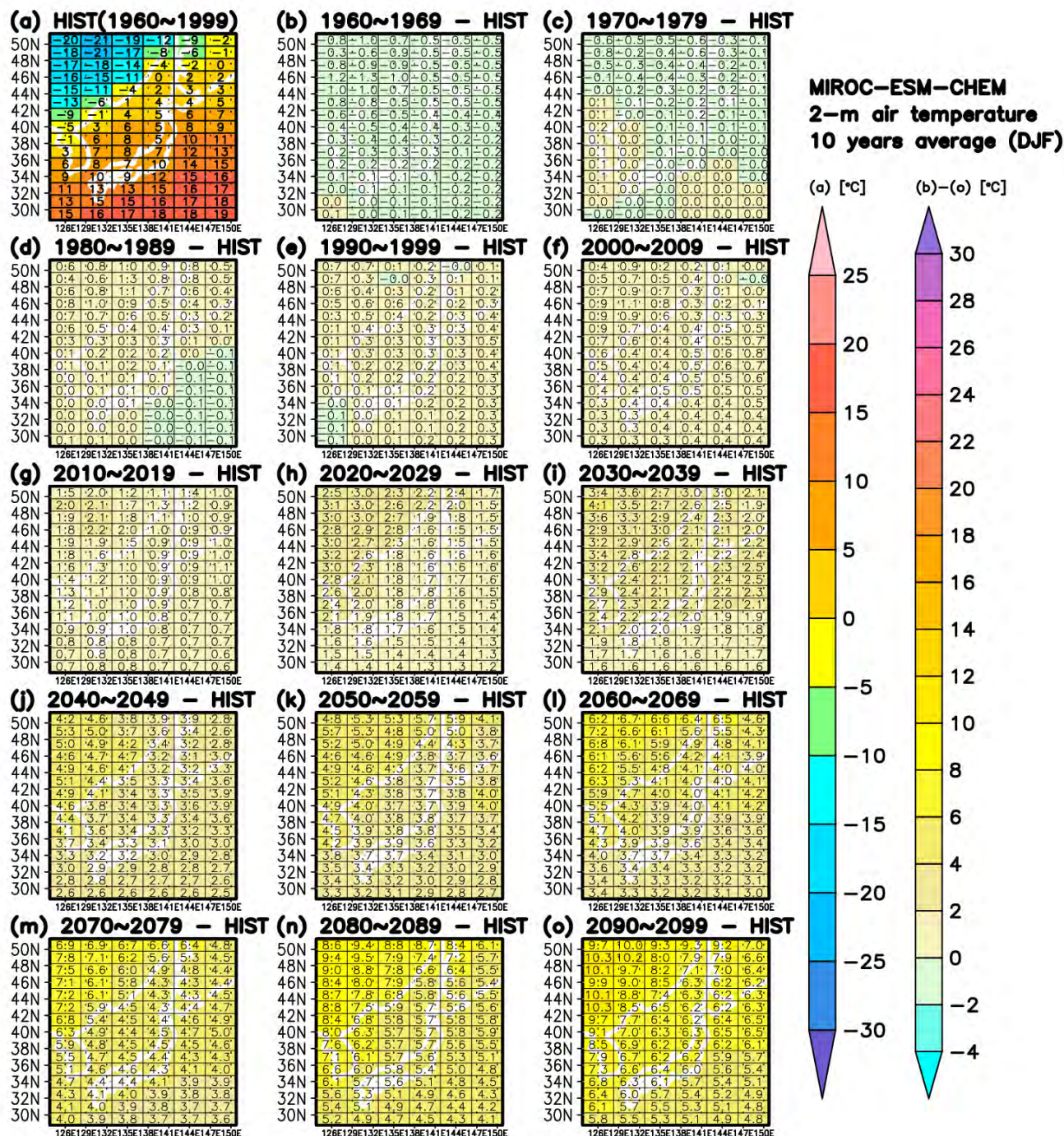


図 C.25 (a)MIROC-ESM-CHEM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

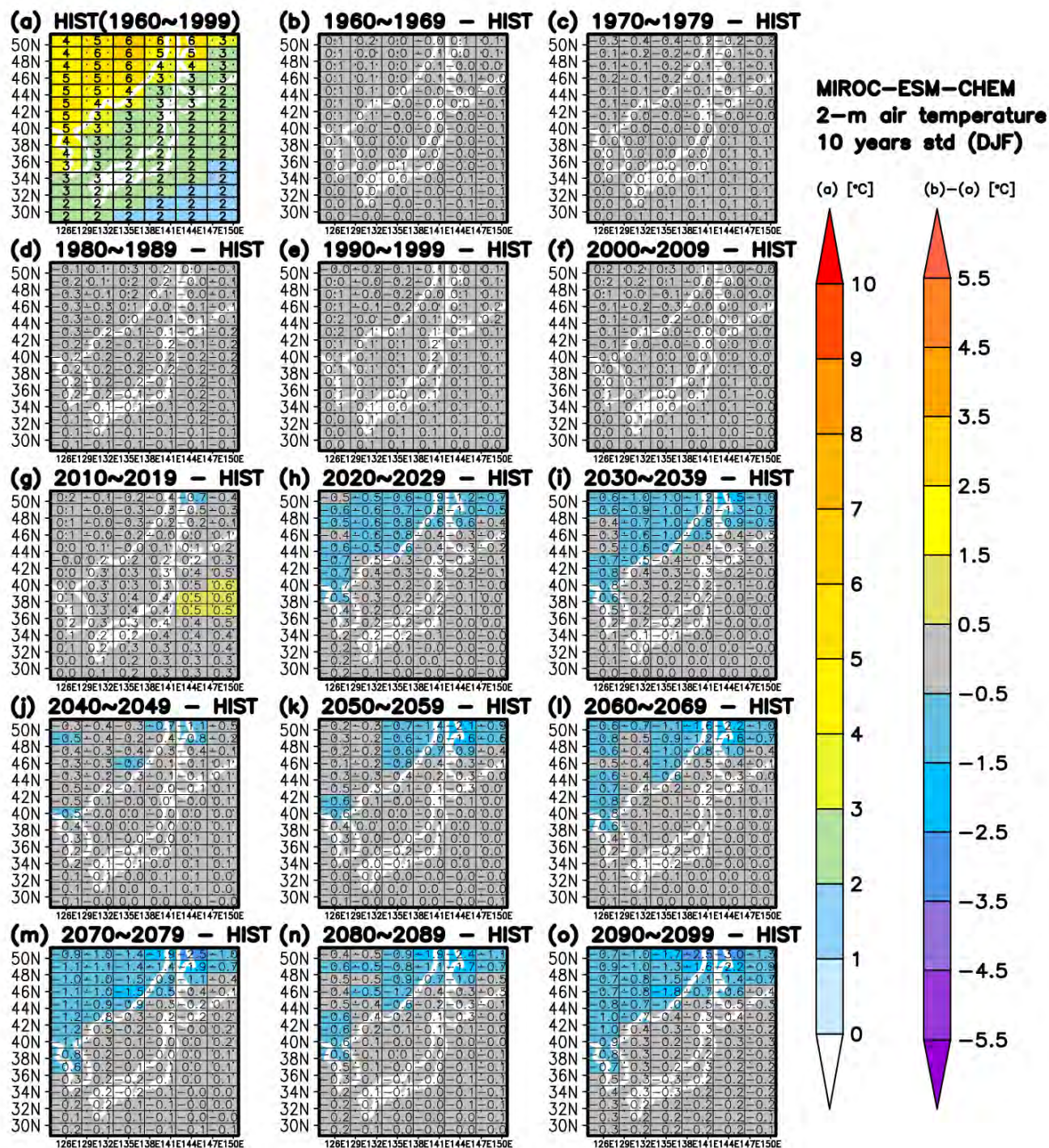


図 C.26 (a)MIROC-ESM-CHEM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

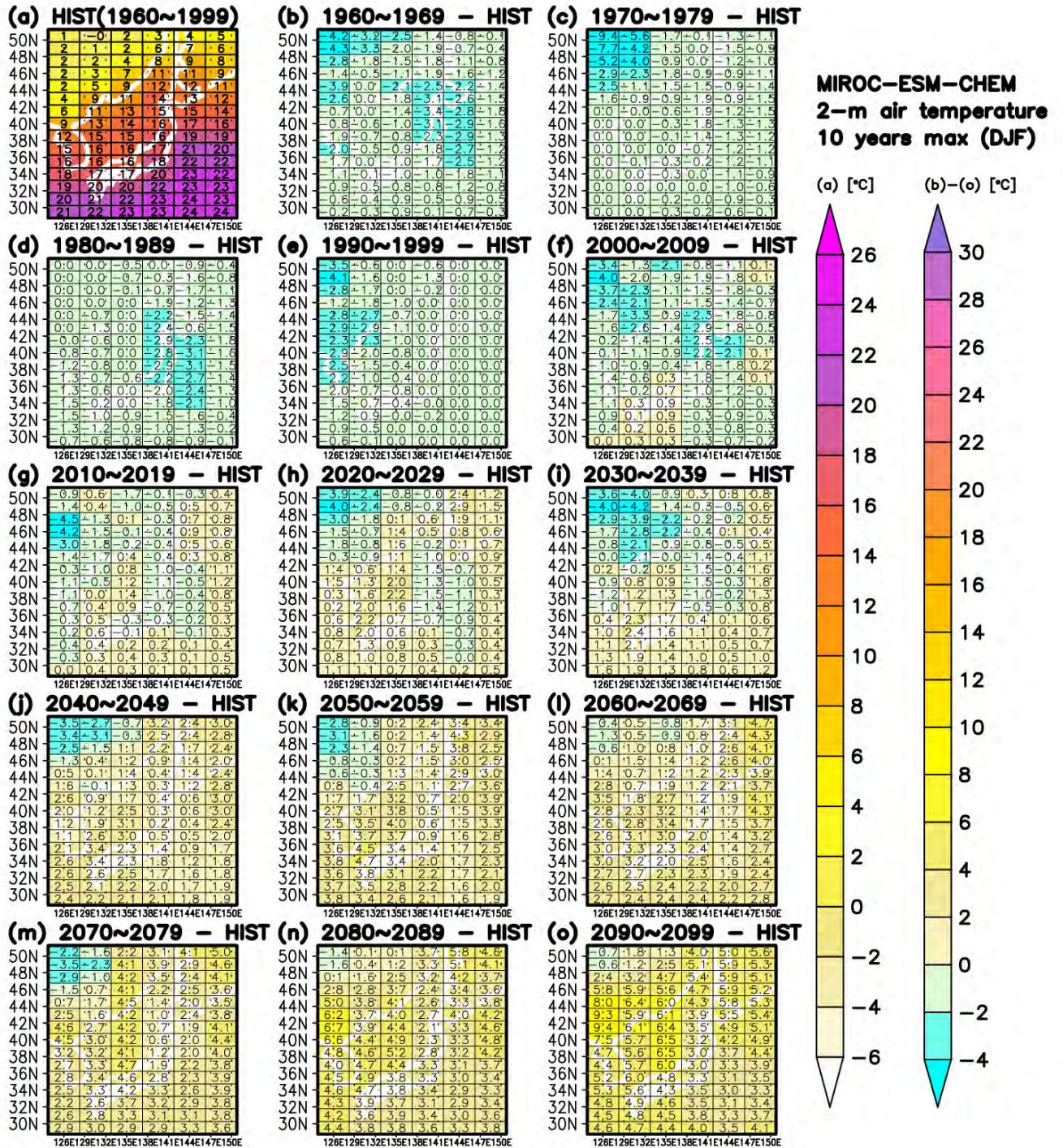


図 C.27 (a)MIROC-ESM-CHEM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

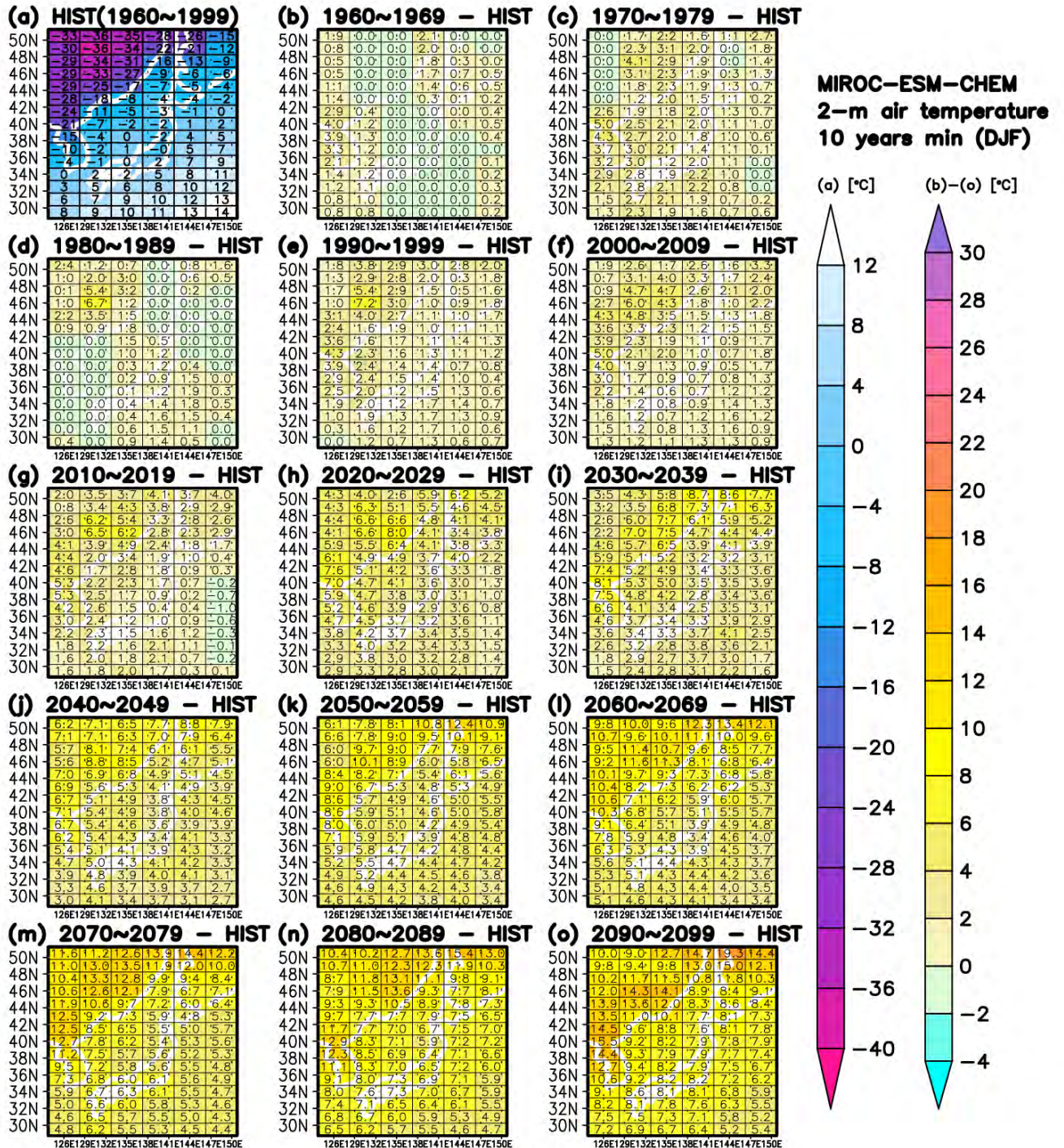


図 C.28 (a)MIROC-ESM-CHEM の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

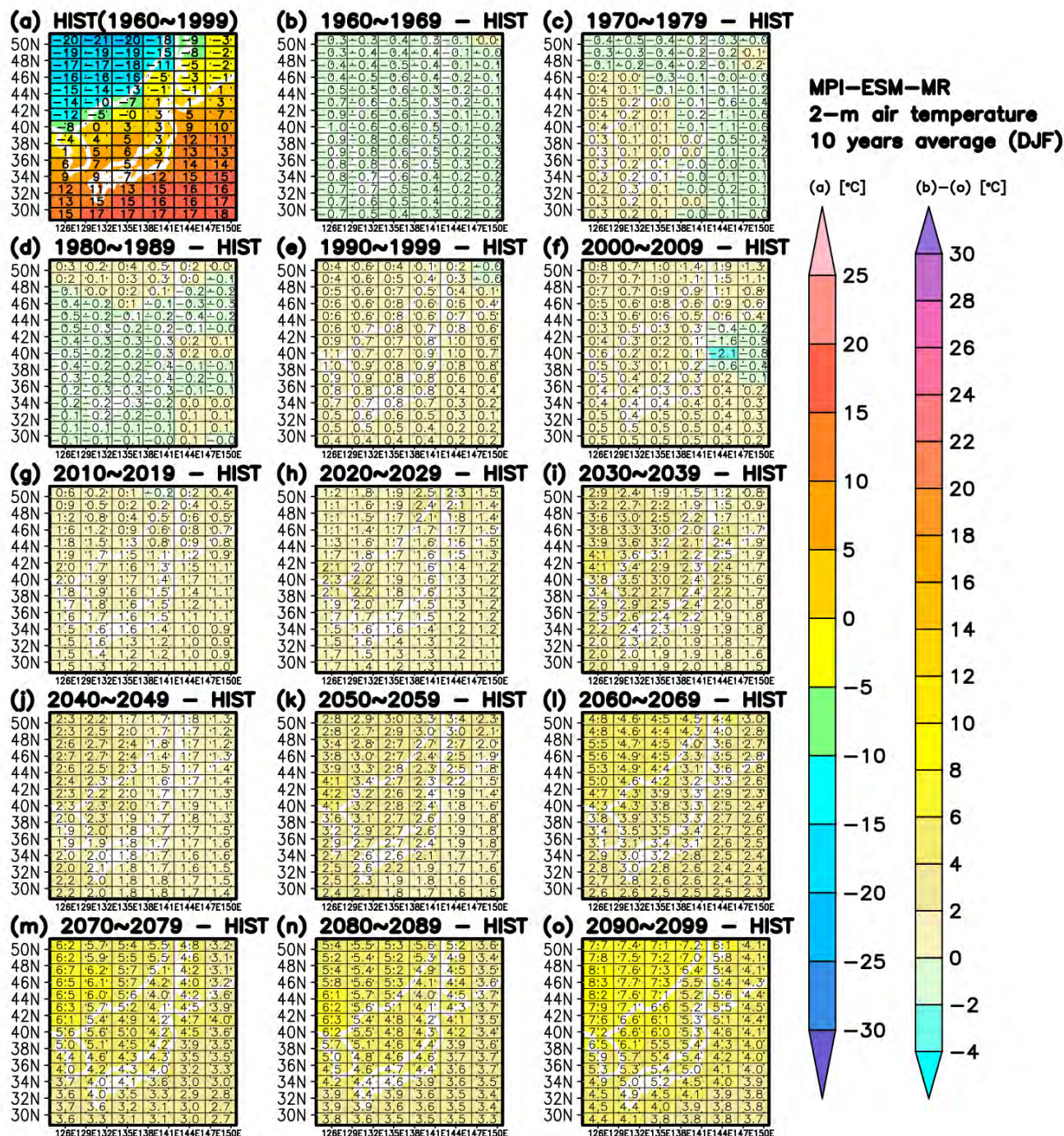


図 C.29 (a)MPI-ESM-MR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

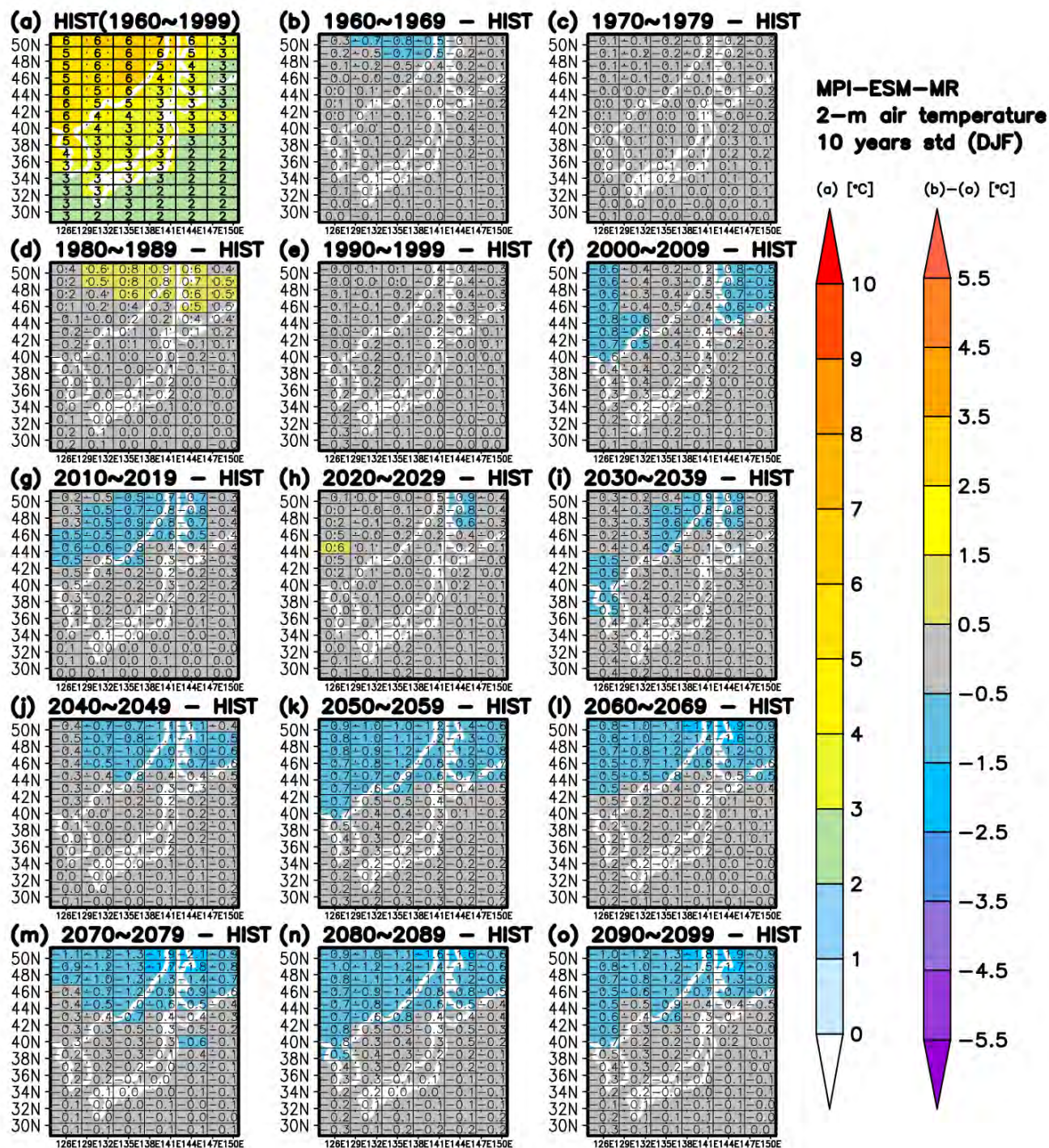


図 C.30 (a)MPI-ESM-MR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

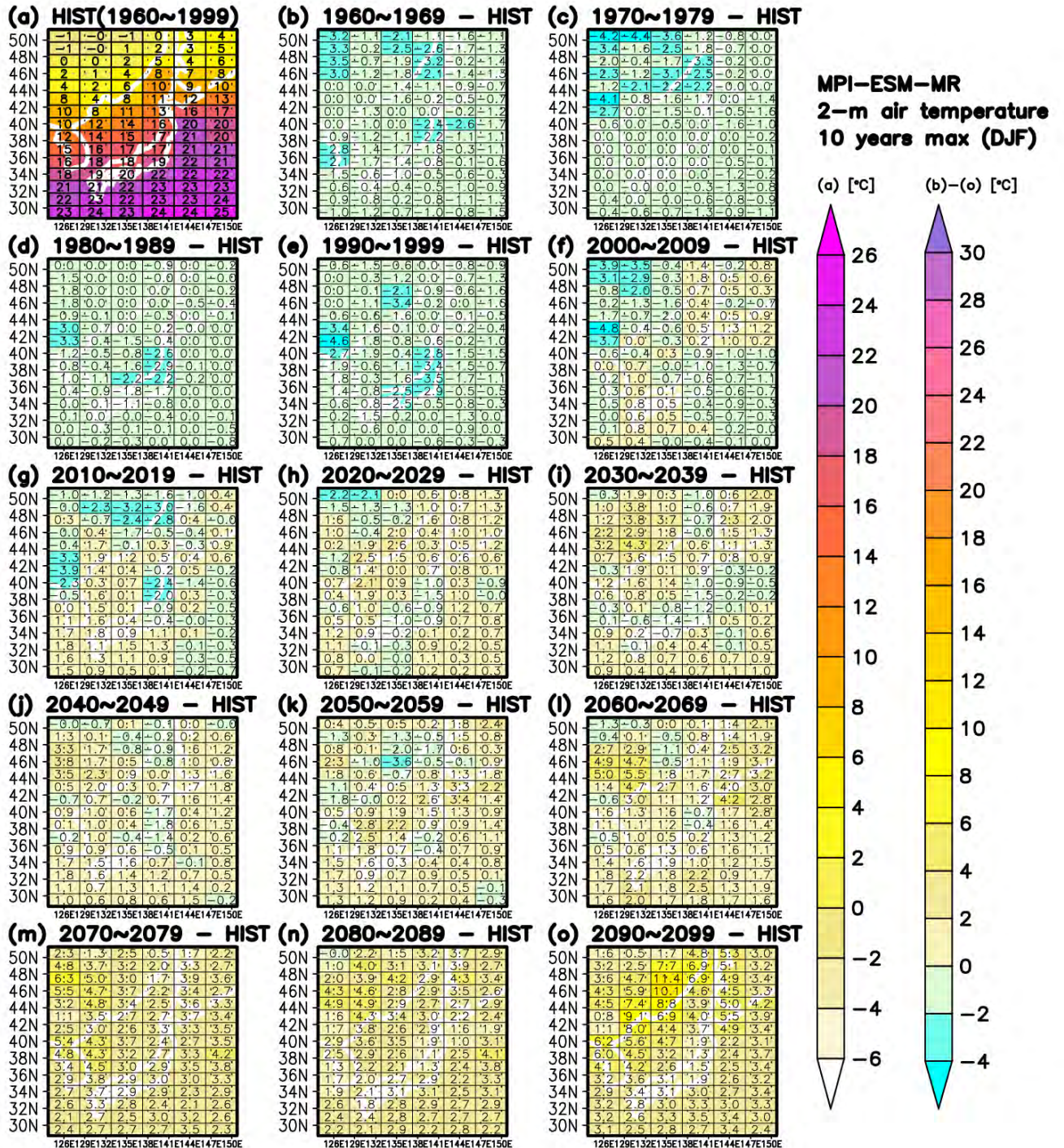


図 C.31 (a)MPI-ESM-MR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

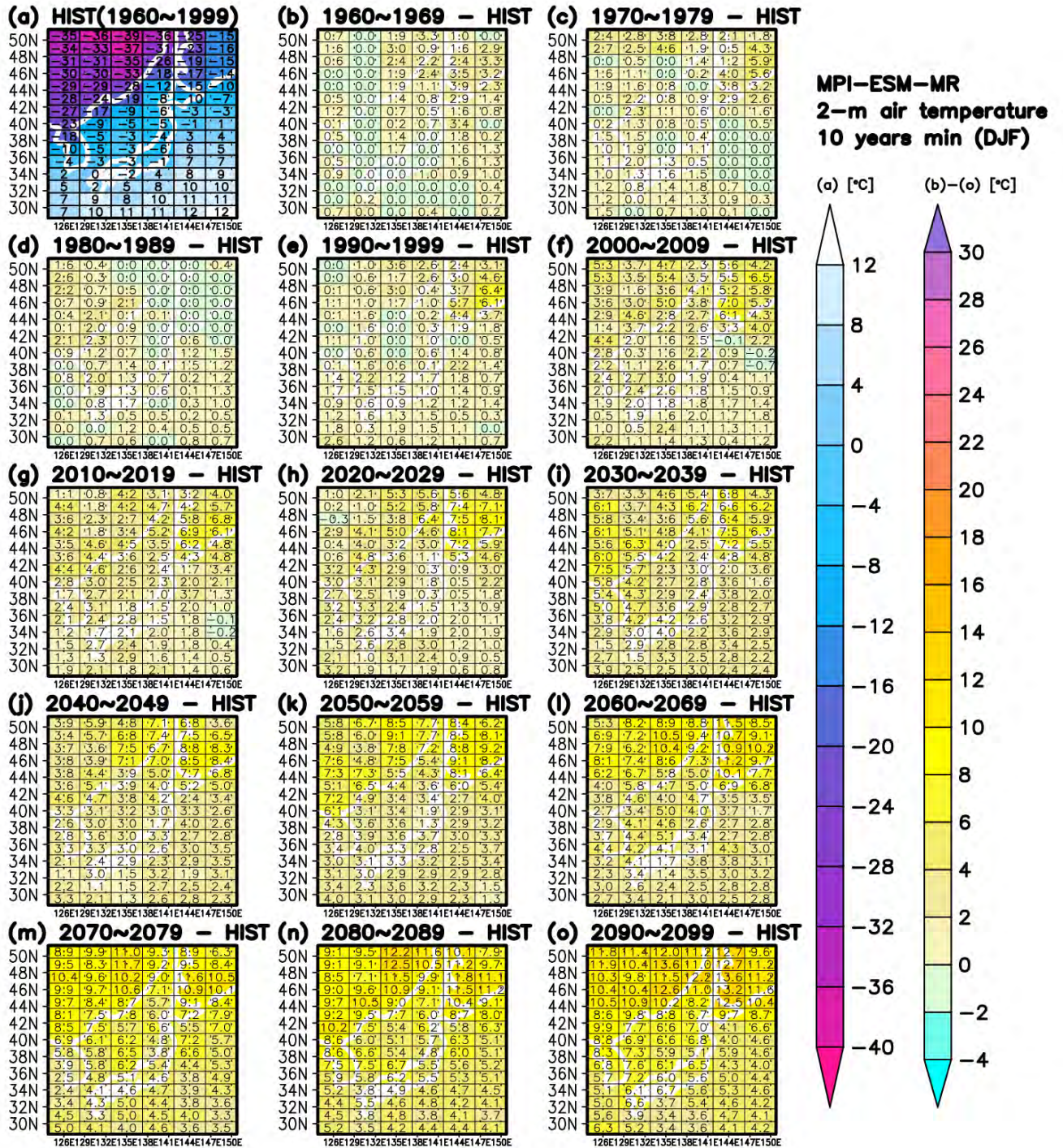


図 C.32 (a)MPI-ESM-MR の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

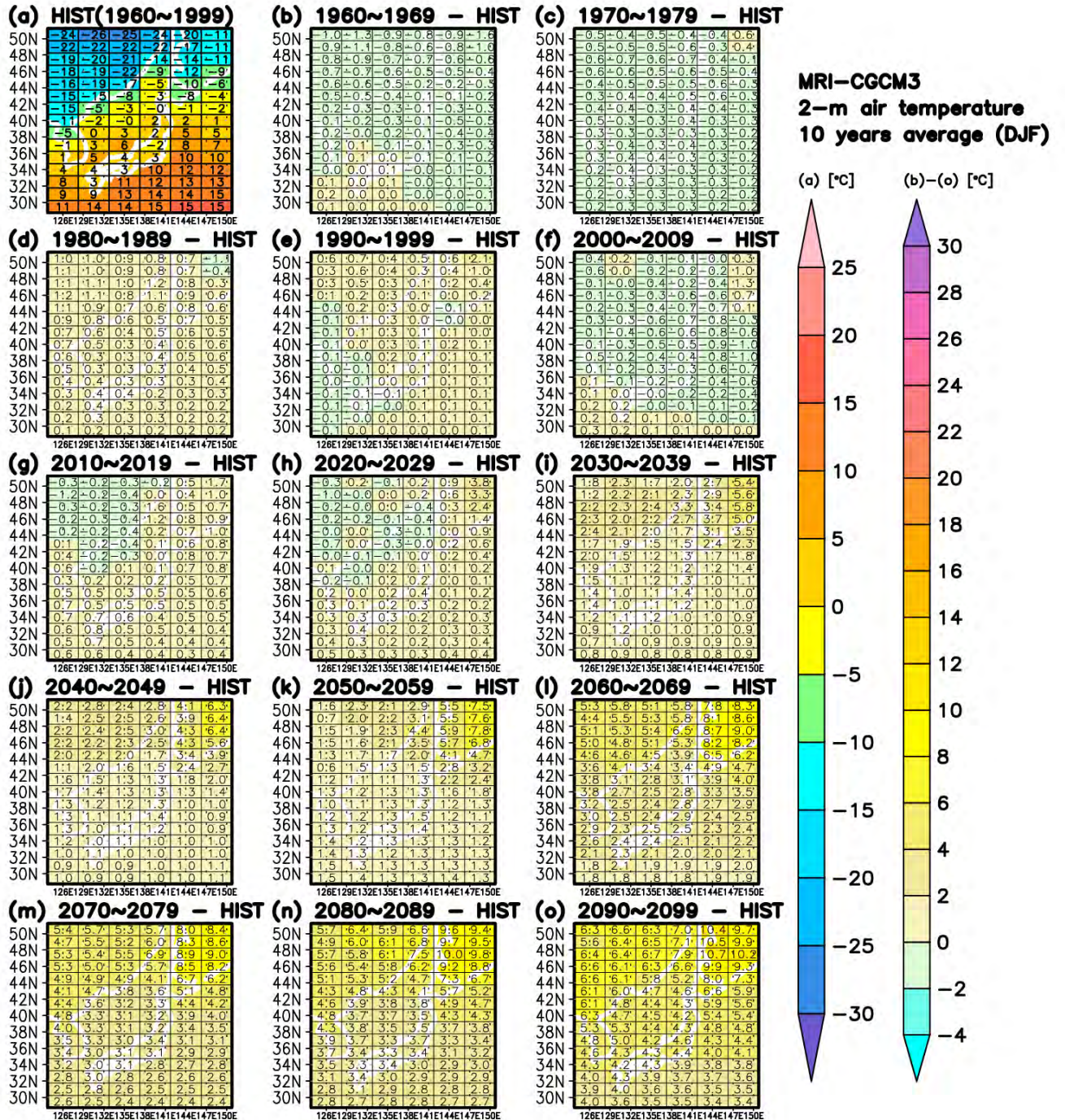


図 C.33 (a)MRI-CGCM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

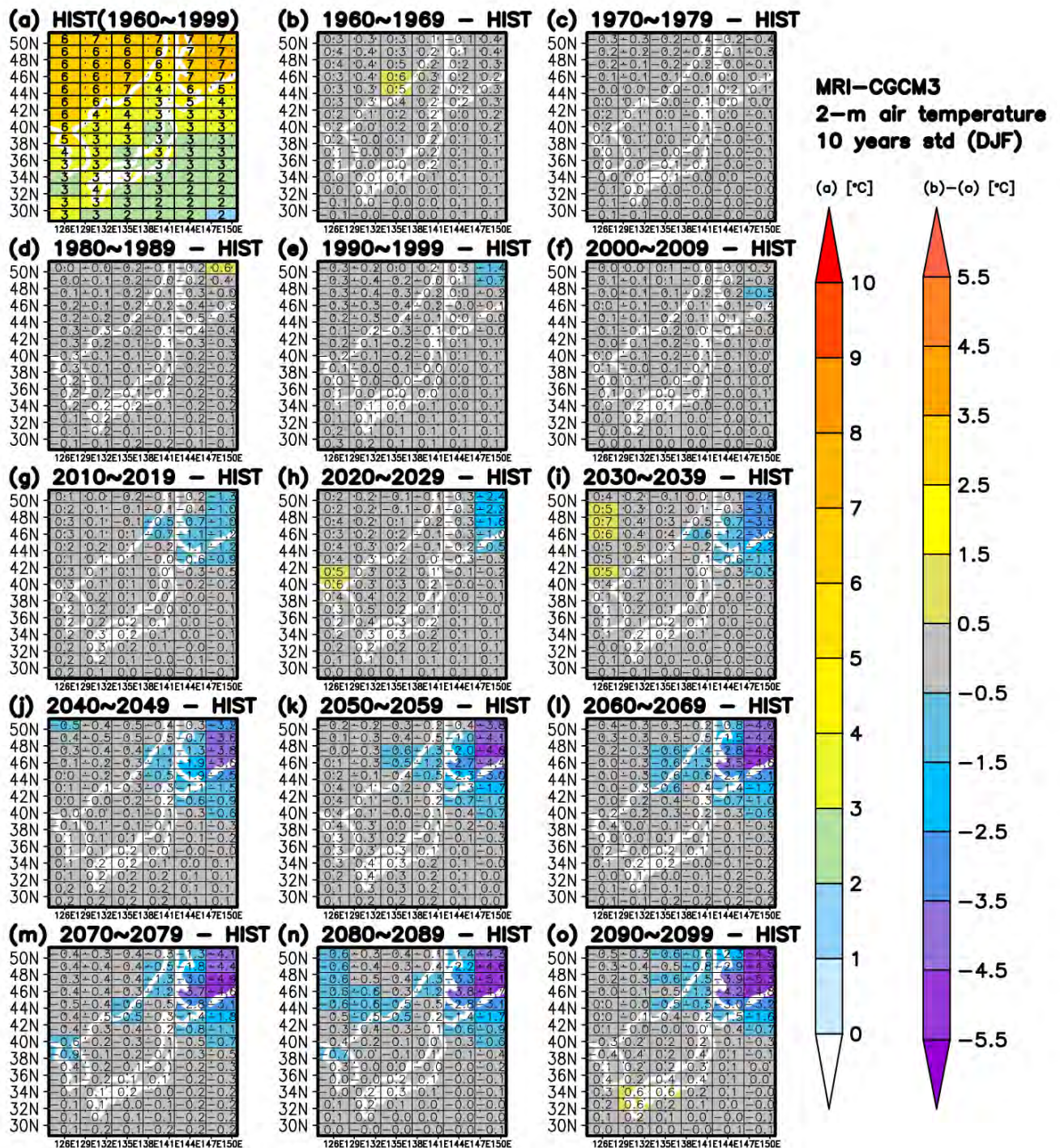


図 C.34 (a)MRI-CGCM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

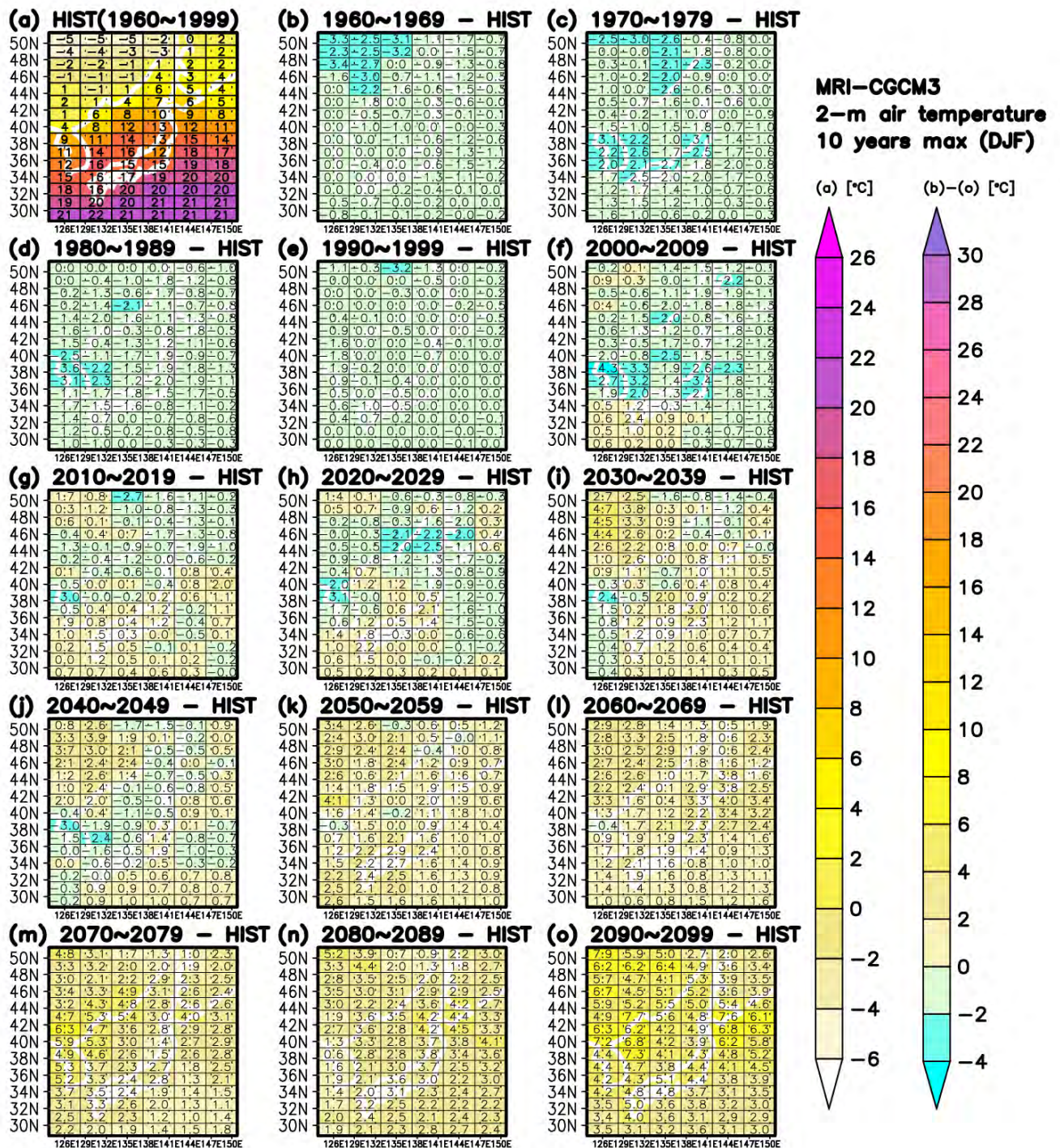


図 C.35 (a)MRI-CGCM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最大値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

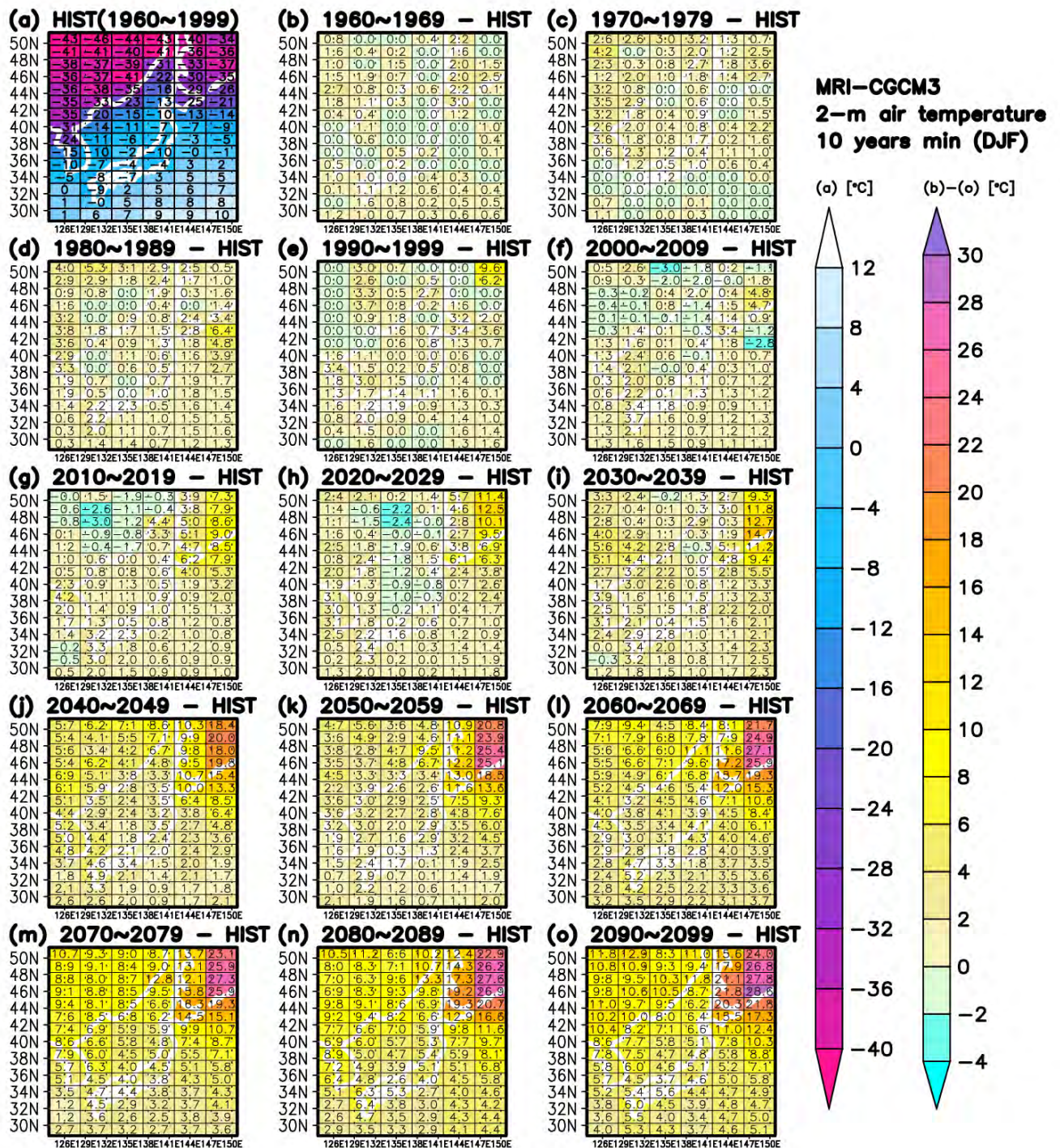


図 C.36 (a)MRI-CGCM3 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値 (HIST). (b)-(o) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の最小値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月, (e)1989 年 12 月-1999 年 2 月, (f)1999 年 12 月-2009 年 2 月, (g)2009 年 12 月-2019 年 2 月, (h)2019 年 12 月-2029 年 2 月, (i)2029 年 12 月-2039 年 2 月, (j)2039 年 12 月-2049 年 2 月, (k)2049 年 12 月-2059 年 2 月, (l)2059 年 12 月-2069 年 2 月, (m)2069 年 12 月-2079 年 2 月, (n)2079 年 12 月-2089 年 2 月, (o)2089 年 12 月-2099 年 2 月.

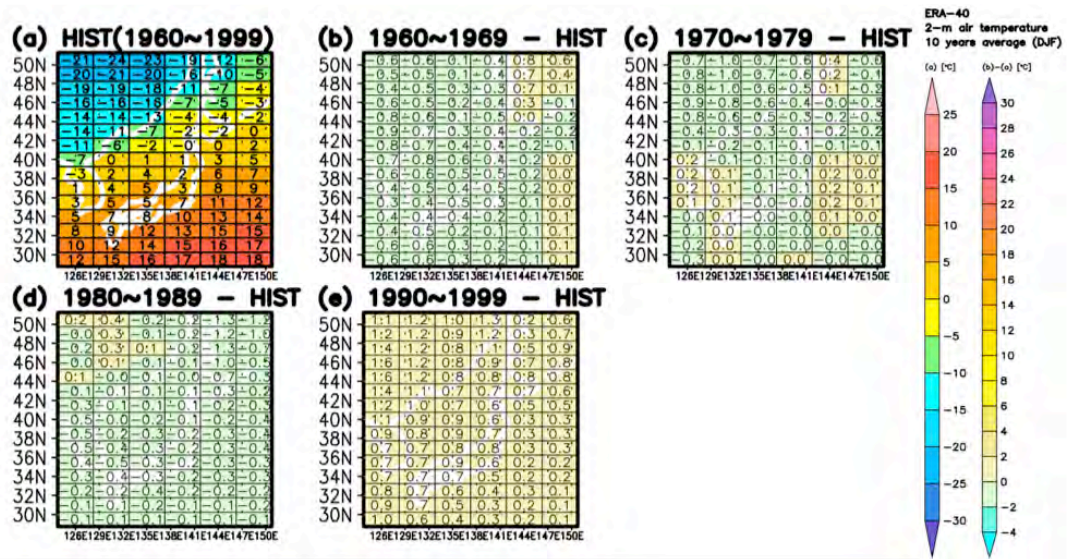


図 C.37 (a)ERA-40 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値 (HIST). (b)-(e) は、10 回の冬季 (12-2 月) における 2m 高さ気温の平均値と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月.

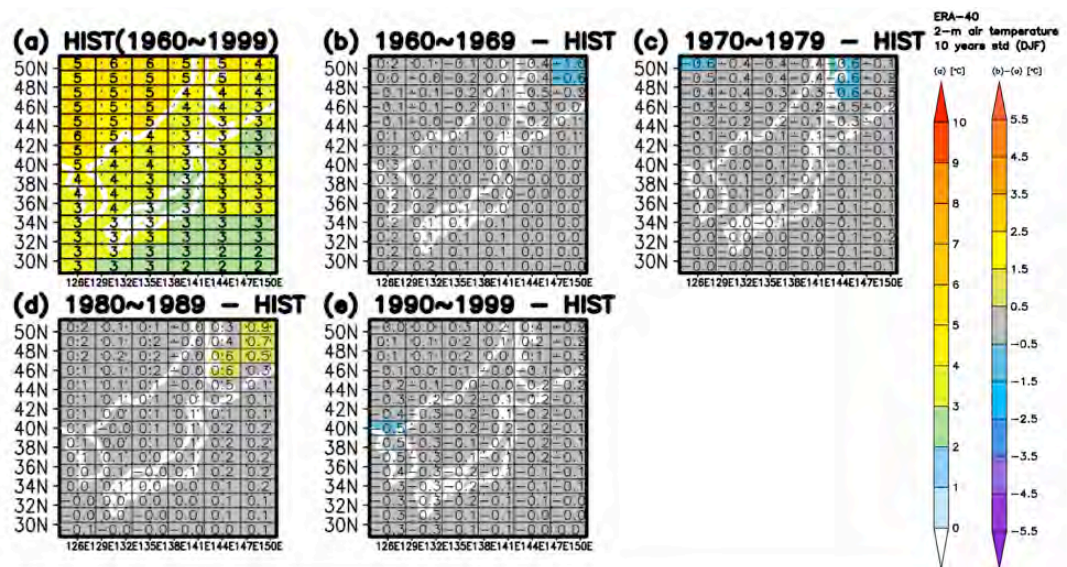
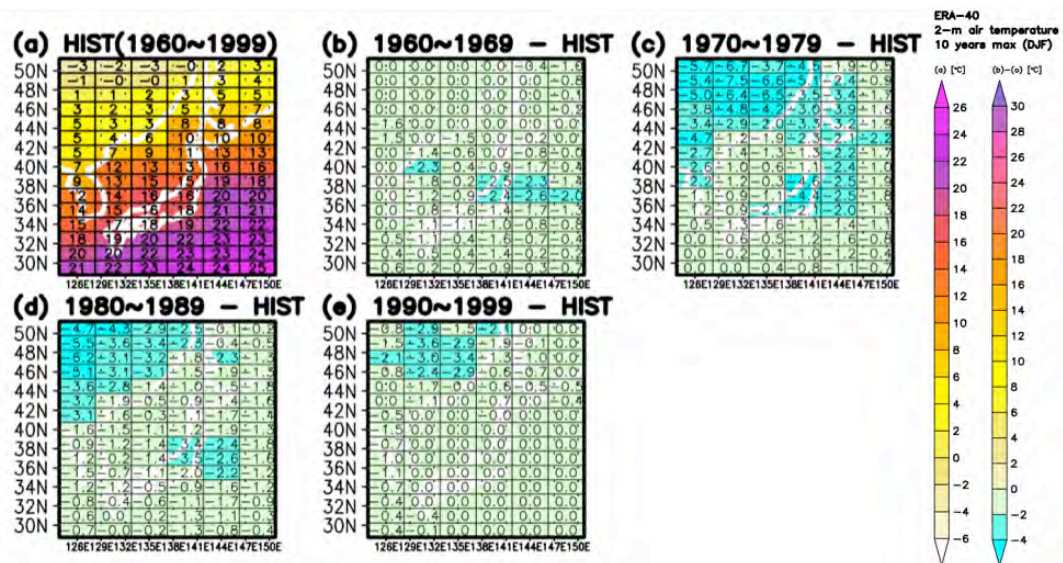
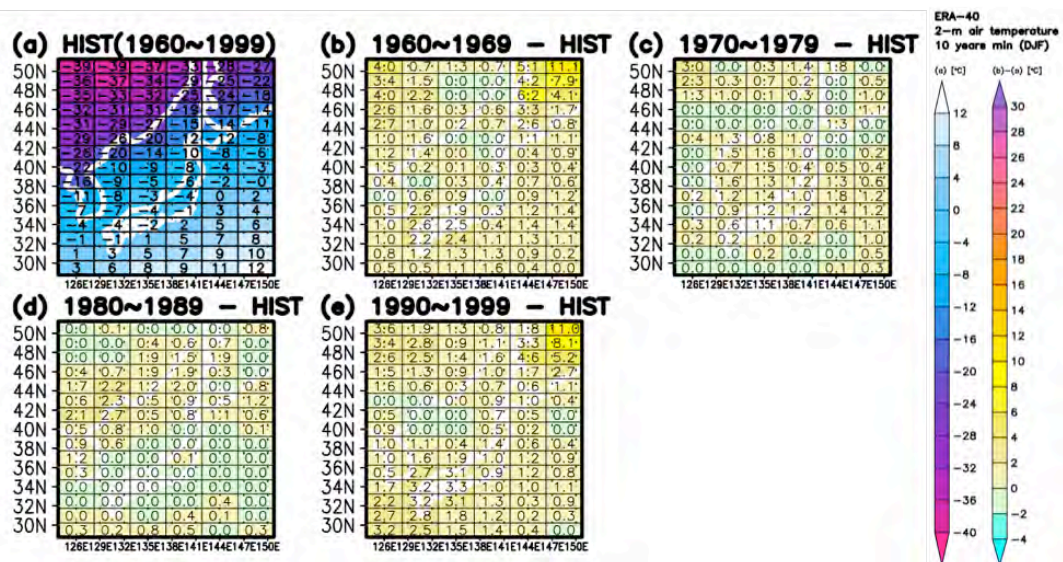


図 C.38 (a)ERA-40 の 1959 年 12 月-1999 年 2 月の、冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差 (HIST). (b)-(e) は、10 回の冬季 (12-2 月) における日平均 2m 高さ気温の標準偏差と HIST との差. (b)1959 年 12 月-1969 年 2 月, (c)1969 年 12 月-1979 年 2 月, (d)1979 年 12 月-1989 年 2 月.



図C.39 (a)ERA-40 の1959年12月-1999年2月の、冬季(12-2月)における日平均2m高さ気温の最大値(HIST). (b)-(e)は、10回の冬季(12-2月)における日平均2m高さ気温の最大値とHISTとの差. (b)1959年12月-1969年2月, (c)1969年12月-1979年2月, (d)1979年12月-1989年2月.



図C.40 (a)ERA-40 の1959年12月-1999年2月の、冬季(12-2月)における日平均2m高さ気温の最小値(HIST). (b)-(e)は、10回の冬季(12-2月)における日平均2m高さ気温の最小値とHISTとの差. (b)1959年12月-1969年2月, (c)1969年12月-1979年2月, (d)1979年12月-1989年2月.

付録 D

回転水槽実験における遠心力，水面形によるコリオリ力の緯度変化の再現

4 章で用いた回転水槽実験装置内部の流体にかかる遠心力と，流体の水面系，地形性によるコリオリ力の緯度変化の再現について記述する．

D.1 遠心力と水面形

以下に，記号の意味を列挙する．図 D.1 も参照されたい．

- Ω_{exper} : 水槽の回転速度 $[\text{rad s}^{-1}]$
- g : 重力加速度 $[\text{m s}^{-2}]$
- r : 半径方向の座標 $[\text{m}]$
- s : $\frac{\Omega_{\text{exper}}^2}{2g}$
- θ : 回転方向の座標 $[\text{rad}]$
- z : 鉛直方向の座標 $[\text{m}]$
- p : 圧力 $[\text{Pa}]$
- ρ : 流体の密度 $[\text{kg m}^3]$
- R_{max} : 水槽の半径 $[\text{m}]$
- h : 回転時の水深 $[\text{m}]$
- H_0 : 回転開始前の水深 $[\text{m}]$
- H_{min} : 回転時の最低水深 ($r = 0$) $[\text{m}]$
- H_{max} : 回転時の最低水深 ($r = R_{\text{max}}$) $[\text{m}]$

圧力の全微分は，

$$dp = \frac{\partial p}{\partial r} dr + \frac{\partial p}{\partial z} dz + \frac{\partial p}{\partial \theta} r d\theta \quad (\text{D.1})$$

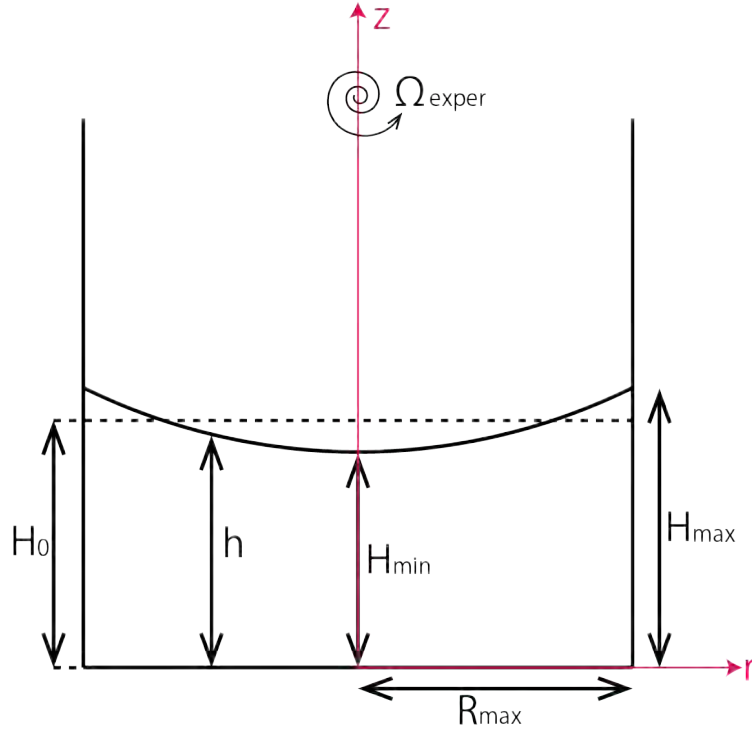


図 D.1 回転水槽内部の流体を記述する各記号の概念図．詳細は本文参照．

軸対象の流れなので， p は θ に依存しない．

$$dp = \frac{\partial p}{\partial r} dr + \frac{\partial p}{\partial z} dz \quad (\text{D.2})$$

r 方向では圧力勾配力と遠心力が釣り合い， z 方向では圧力勾配力と重力が釣り合うので，

$$\partial p / \partial r = \rho r \Omega_{\text{exper}}^2 \quad (\text{D.3})$$

$$\partial p / \partial z = -\rho g \quad (\text{D.4})$$

従って，式 (D.1) は，以下となる．

$$dp = \rho r \Omega_{\text{exper}}^2 dr - \rho g dz \quad (\text{D.5})$$

積分すると，

$$p = \frac{1}{2} \rho \Omega_{\text{exper}}^2 r^2 - \rho g z + C \quad (\text{D.6})$$

ここで， C は積分定数， $r = 0$ で水面 $z = H_{\min}$ とすると，水面では圧力 $p = 0$ なので，

$$0 = -\rho g H_{\min} + C$$

$$C = \rho g H_{\min} \quad (\text{D.7})$$

したがって,

$$p = \frac{1}{2}\rho\Omega_{\text{exper}}^2 r^2 + \rho g (H_{\text{min}} - z) \quad (\text{D.8})$$

水面では, $p = 0$ なので, 水面系 h の方程式は,

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2}\rho\Omega_{\text{exper}}^2 r^2 + \rho g (H_{\text{min}} - h) \\ \rho g h &= \frac{1}{2}\rho\Omega_{\text{exper}}^2 r^2 + \rho g H_{\text{min}} \\ h &= \frac{\Omega_{\text{exper}}^2}{2g} r^2 + H_{\text{min}} \\ h &= sr^2 + H_{\text{min}} \end{aligned} \quad (\text{D.9})$$

これより, 水面系は密度 ρ によらないことがわかる. 回転前の水深 H_0 は, 回転前と後の体積は等しいことから,

$$\begin{aligned} \int_0^{R_{\text{max}}} h (2\pi r) dr &= \pi R_{\text{max}}^2 H_0 \\ 2\pi \int_0^{R_{\text{max}}} (sr^2 + H_{\text{min}}) r dr &= \pi R_{\text{max}}^2 H_0 \\ 2 \int_0^{R_{\text{max}}} (sr^3 + H_{\text{min}} r) dr &= R_{\text{max}}^2 H_0 \\ 2 \left(\frac{1}{4} s R_{\text{max}}^4 + \frac{1}{2} H_{\text{min}} R_{\text{max}}^2 \right) &= R_{\text{max}}^2 H_0 \\ H_0 &= H_{\text{min}} + \frac{1}{2} s R_{\text{max}}^2 \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

また, H_{max} は, 式 (D.9) より

$$H_{\text{max}} = H_{\text{min}} + s R_{\text{max}}^2 \quad (\text{D.11})$$

である. 式 (D.10), (D.11) より,

$$H_0 = \frac{H_{\text{max}} + H_{\text{min}}}{2} \quad (\text{D.12})$$

$$H_{\text{max}} - H_{\text{min}} = s R_{\text{max}}^2 \quad (\text{D.13})$$

であることがわかる. 以上をまとめると, 図 D.2 となる. 例として, 以下の 4 章における実験条件

- Ω_{exper} : 30 [rpm] = π [rads⁻¹]
- g : 9.8 [ms⁻²]
- r : 75 [mm] = 0.075 [m]
- ρ : 1000 [kg m³]
- R_{max} : 75 [mm] = 0.075 [m]
- H_0 : 40 [mm] = 0.04 [m]

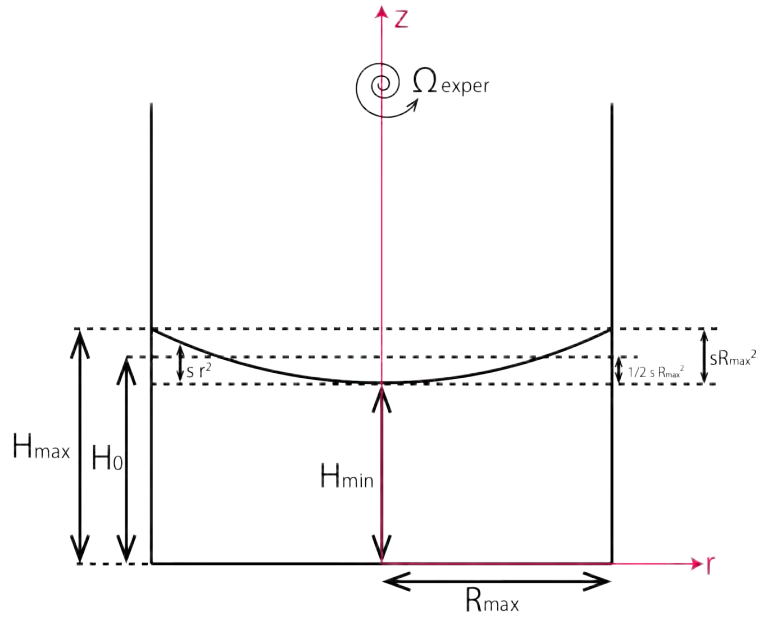


図 D.2 水面系の概念図. 詳細は本文参照.

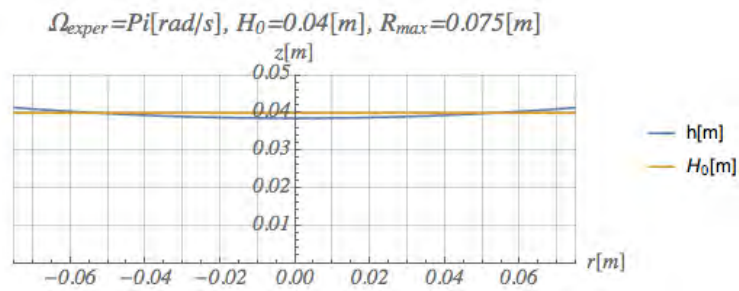


図 D.3 4章の実験条件における回転水槽内部の作動流体の水面形.

について計算すると,

- s : $0.503 \text{ [m}^{-1}\text{]}$
- H_{min} : 0.0386 [m]
- H_{max} : 0.0414 [m]

となる. 式 (D.9), (D.10) より水面形の式は

$$h = sr^2 + H_0 - \frac{1}{2}sR_{max}^2 \quad (\text{D.14})$$

であるので, 水面系は図 D.3 の青い実線となる. なお, 流体内部の等圧面は, 式 (D.8), (D.9) より

$$\begin{aligned}
p &= \frac{1}{2}\rho\Omega_{exper}^2 r^2 + \rho g (h - sr^2 - z) \\
p &= \frac{1}{2}\rho\Omega_{exper}^2 r^2 + \rho g \left(h - \frac{\Omega_{exper}^2}{2g} r^2 - z \right) \\
p &= \rho g (h - z)
\end{aligned} \tag{D.15}$$

これより，等圧面は水面の平行移動であり，静水圧分布が成り立つことがわかる．

D.2 水面形による β 効果の再現

以下に，Afanasyev and Wells (2005)[1] に習い，水面形による β 効果の再現について記述する．渦位 (potential vorticity, PV) q は以下の式で定義される．

$$q = \frac{f + \omega_R}{h} = \frac{\omega_A}{h} \tag{D.16}$$

ここで， ω_R は相対渦度， f はコリオリパラメタ， ω_A は絶対渦度， h は流体の厚さであり地球における対流圏界面高度や実験における水深に相当する．なお，以下において Ω は地球や回転水槽の角速度である．回転水槽において，渦位 q_{exper} について考える．

$$q_{exper} = \frac{f_{exper} + \omega_R}{h(r)} = \frac{2\Omega_{exper} + \omega_R}{h(r)} \tag{D.17}$$

ここで，前節より

$$h(r) = sr^2 + H_{min} \tag{D.18}$$

であることを考慮する (図 D.4)．実験条件下では， sr^2 は H_{min} に比べて，十分に小さい． (図 D.3)

$$\begin{aligned}
sr^2 &\ll H_{min} \\
\delta &= \frac{sr^2}{H_{min}} \ll 1
\end{aligned} \tag{D.19}$$

δ を用いて，式 (D.17) を書き直すと，

$$\begin{aligned}
q_{exper} &= \frac{\omega_R + 2\Omega_{exper}}{h(r)} \\
&= \frac{\omega_R + 2\Omega_{exper}}{sr^2 + H_{min}} \\
&= \frac{\omega_R + 2\Omega_{exper}}{H_{min}(1 + \delta)}
\end{aligned} \tag{D.20}$$

さらに， δ が微量であること (δ の 2 乗以上の項は無視) に注意して書き直すと，

$$\begin{aligned}
q_{exper} &= \frac{\omega_R + 2\Omega_{exper}(1 - \delta)}{H_{min}(1 + \delta)(1 - \delta)} \\
&= \frac{\omega_R + 2\Omega_{exper}(1 - \delta)}{H_{min}(1 - \delta^2)} \\
&\approx \frac{\omega_R + 2\Omega_{exper}(1 - \delta)}{H_{min}}
\end{aligned} \tag{D.21}$$

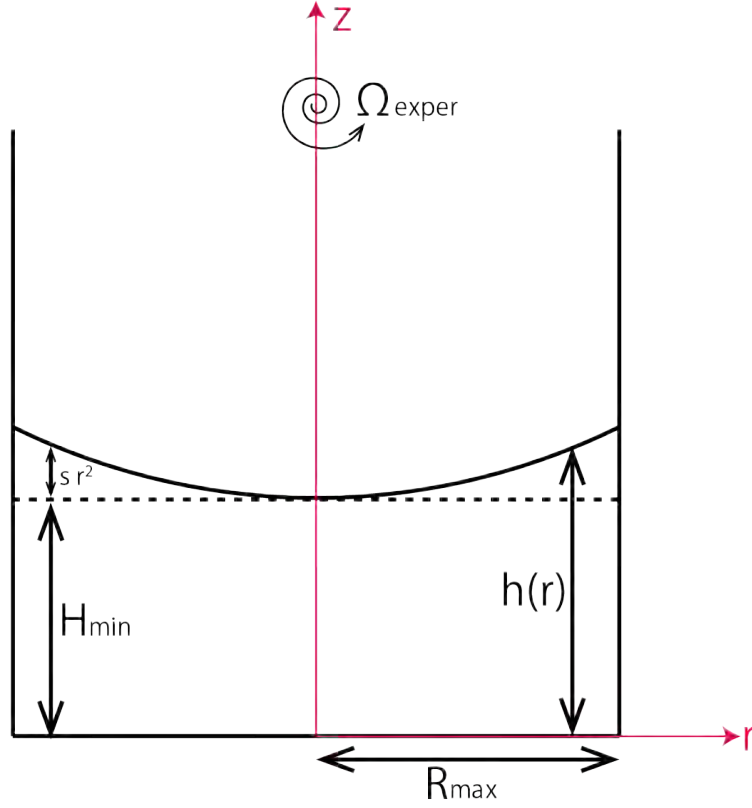


図 D.4 回転水槽内部の流体を記述する各記号の概念図．詳細は本文参照．

さらに，Rossby 数 Ro について，

$$Ro = \frac{\omega_R}{f_{\text{exper}}} = \frac{\omega_R}{2\Omega_{\text{exper}}} \ll 1$$

$$\Omega_R \ll 2\Omega_{\text{exper}} \quad (\text{D.22})$$

を仮定する．つまり， δ と ω_R の項について，二乗以上の場合は，これを無視する．これより，

$$\begin{aligned} q_{\text{exper}} &= \frac{\omega_{\text{exper}} - \omega_{\text{exper}}\delta + 2\Omega_{\text{exper}} - 2\Omega_{\text{exper}}\delta}{H_{\text{min}}} \\ &\approx \frac{\omega_{\text{exper}} + 2\Omega_{\text{exper}} - 2\Omega_{\text{exper}}\delta}{H_{\text{min}}} \\ &= \frac{\omega_{\text{exper}} + 2\Omega_{\text{exper}}1 - \delta}{H_{\text{min}}} \\ &= \frac{\omega_{\text{exper}} + 2\Omega_{\text{exper}}1 - \frac{sr^2}{H_{\text{min}}}}{H_{\text{min}}} \\ &= \frac{\omega_{\text{exper}} + (2\Omega_{\text{exper}} - \frac{2\Omega_{\text{exper}}s}{H_{\text{min}}}r^2)}{H_{\text{min}}} \\ &= \frac{\omega_{\text{exper}} + (2\Omega_{\text{exper}} - \gamma_{\text{exper}}r^2)}{H_{\text{min}}} \end{aligned} \quad (\text{D.23})$$

ここで,

$$\gamma_{exper} = \frac{2s\Omega_{exper}}{H_{min}} \quad (D.24)$$

と定義した. 以上の一連の過程で, 一定値であったコリオリパラメタ f_{exper} が, 二次関数

$$f_{\gamma exper} = f_{exper} - \gamma_{exper}r^2 = 2\Omega_{exper} - \gamma_{exper}r^2 \quad (D.25)$$

と書き表された. これは, γ 近似を施したコリオリパラメタに相当する. 一方, 二次関数であった水深が H_{min} で一定となった. これは, 渦位の保存則より, 水面系がコリオリパラメタの南北変化を再現していることに相当することがわかる.

付録 E

地衡風調節と，実験水槽における水平・鉛直スケール

4 章で用いた回転水槽内部における温度分布を考察するため，以下のような地衡風調節 (Geostrophic Adjustment) により生じる，流体塊の水平－鉛直アスペクト比について考える [16]. 今，図 E.1(a) のように，冷却により流体中に低温な領域が発生した場合を考える． H は低温な領域の高さ， ρ_1, ρ_2 は低温な領域，高温な領域の密度である．この状態から，低温な流体が，高温の流体に潜り込む場合を考える．十分な時間が経過すれば，地衡風平衡に達し，図 E.1(b) のような平衡状態に達すると考えられる． h は地衡風平衡に達した際の低温な領域の厚さ， d は初期状態に対して， x 方向に低温な領域が達した距離である． v は地衡風を示す．簡単に，図中の奥行き方向には流体の挙動が変わらない場合を考える．支配方程式は，

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - f v = -g' \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\text{E.1})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + f u = 0 \quad (\text{E.2})$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (h u)}{\partial x} = 0 \quad (\text{E.3})$$

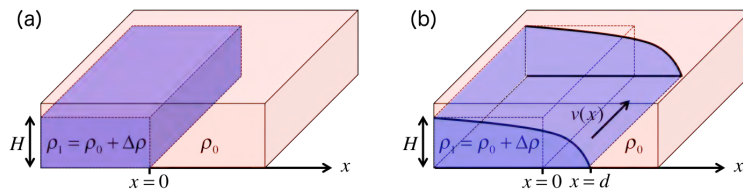


図 E.1 (a) 想定する流体の初期状態．寒色の領域は密度が高い（低温な）領域．暖色の領域は密度が低い（高温な）領域．(b) 地衡風調節が起こり，定常状態となった状態．

で与えられる。 u は x 方向流速、 v は図 E.1 の奥行き方向流速である。 f はコリオリパラメータ、 $g' = g(\rho_1 - \rho_0)/\rho_1$ である。 また、渦位 q は、

$$q = \frac{f + \frac{\partial v}{\partial x}}{h} \quad (\text{E.4})$$

で与えられ、これは、図 E.1(a), (b) それぞれの状態で保存する。 初期状態である図 E.1(a) では、地衡風平衡に達していないので、渦位は f/H であるので、

$$\frac{f + \frac{\partial v}{\partial x}}{h} = \frac{f}{H} \quad (\text{E.5})$$

が成り立つ。 また、一度、地衡風平衡に達すると、 h の時間変化は生じないため、式 (E.3) の第 1 項は 0 である。 したがって、 hu は x 方向に一定でなければならない。 $x = d$ で $h = 0$ なので、 $hu = 0$ でなければならない。 h は $x < d$ で正なので、この領域では、 $u = 0$ でなければならない。 従って、式 (E.1) は以下の地衡風平衡に短縮される。

$$-fv = -g' \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\text{E.6})$$

式 (E.5), (E.6) は、未知変数が h と v の二つであり、両者とも線形の微分方程式である。 これらは 2 次の微分方程式となり、指数関数の解が得られる。 境界条件は $x \rightarrow -\infty$ で $h = H$ 、 $x \rightarrow d$ で $h = 0$ と与える。 解は、

$$h = H \left(1 - e^{(x-d)/R} \right) \quad (\text{E.7})$$

$$v = -\sqrt{g'H} e^{(x-d)/R} \quad (\text{E.8})$$

となる。 ここで、

$$R = \frac{\sqrt{g'H}}{f} \quad (\text{E.9})$$

d を知るために、質量保存則を考える。 初期状態である図 E.1(a) の低温な流体が存在した領域からの損失分と流出分は等しいので、

$$\int_{-\infty}^0 (H - h) dx = \int_0^d h dx \quad (\text{E.10})$$

が成り立つ。 これを解くと、

$$d = R = \frac{\sqrt{g'H}}{f} \quad (\text{E.11})$$

が得られる。 4 章では底面の加熱域、冷却域の温度をそれぞれ 5°C 、 35°C と設定した。 これに対応する水の密度は、 $999.965[\text{kg}/\text{m}^3]$ 、 $994.031[\text{kg}/\text{m}^3]$ であり、 g' は最大でも $0.0581[\text{m}/\text{s}^2]$ 程度である。 水槽の回転速度は $30[\text{rpm}]$ であり、これより $f = 2\pi[\text{rad}/\text{s}]$ である。 従って、鉛直方向のスケール $H = 1$ に対して、水平方向のスケール $d < 0.038$ であることがわかる。 このことより、4 章にておこなった回転水槽実験では、ある温度の水塊が形成された場合、その鉛直・水平方向のスケールから、鉛直方向に一樣の温度構造が保たれることを意味する。

付録 F

5 章のジェット気流の比エネルギーの理論における，対象とする高度，ジェットの北端，南端の設定の仕方について

5 章におけるジェット気流の比エネルギーの理論では，ジェットの北端は経度によらず圧力が一定 ($p_a = \text{Const.}$ ，さらに流量 V が一定である必要がある．従って，ジェットの北端は等圧線，ジェットの南端は北端からの東西風の積分値が一定となる地点で定める必要がある．さらに，密度 ρ が一定であると仮定している点にも着目する．図 5.13 にて説明した通り，北半球冬季においては 12000m 付近において等温位面，等密度面，等高度面，等圧面がほぼ平衡となるため，この高度を設定した．図 E.1 は対象とする 12000m 高度場の概念図である．同高度場では図??に示す通り，北緯 0-20 度の範囲では圧力は南北方向への変動が少なく，この緯度帯では地衡風に起因する東西風は弱い．またアジア付近にはジェットの極大域が存在する．ロスビー波が捕捉されるアジアジェット付近（付録 B）を捕捉するようジェットの北端，南端を設定する必要がある．5 章では，アジアジェット帯の南端北緯 20 度付近，さらにアジアジェットの北端の風速が 30km/s 程度になる地点でジェットの南端と北端を定義した．30km/s という値には物理的な意味は存在しないが，この程度の値で設定すると，ジェット幅が拡大する太平洋付近でジェットの北端が北極点を越えない場合が多い．

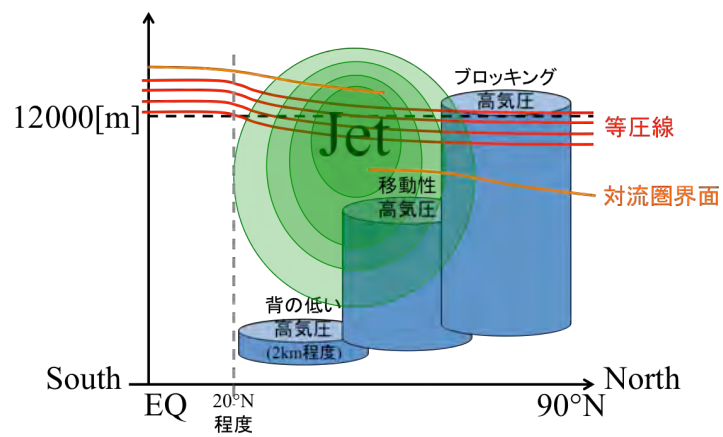


図 F.1 ジェット気流が有する比エネルギーの理論における、対象とする高度場の概念図.

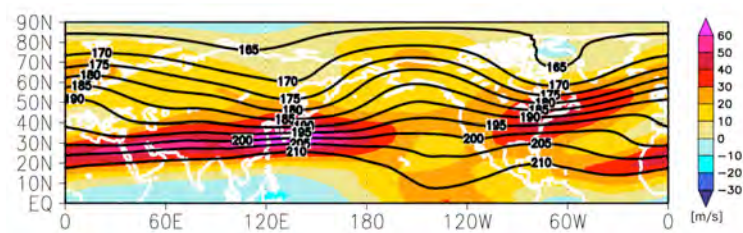


図 F.2 1989 年 1 月 1 日から 3 月 31 日までの 12000m 高度場における時間平均東西風速 (m/s, 色) と等圧線 (hPa, 実線).

付録 G

5 章の開水路に見立てたジェット気流の有するエネルギーに対する，渦の輸送としての解釈

5 章に示した，開水路に見立てたジェット気流が有するエネルギー式について，絶対渦度の輸送という解釈を試みる．式 (5.5) の式変形を行う．

$$\begin{aligned} G &= \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) dy \\ &= \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p_{-a} + \rho f_0 \int_{-a}^y u dY - \rho \beta \int_{-a}^y u Y dY}{\rho} \right) dy \\ &= \int_{-a}^a u \left(\frac{u^2}{2} + \int_{-a}^y u (f_0 - \beta Y) dY \right) dy + \frac{p_{-a} V}{\rho} \end{aligned} \quad (G.1)$$

ここで，南北方向風速の東西変化が十分に小さいと過程する． y の向きが北から南であることに注意すると，相対渦度 ω_R は以下のように表せられる．なお，ここで，南北風速は十分に小さく無視ができると考える．

$$\omega_R = \frac{\partial u}{\partial y} - \underbrace{\frac{\partial v}{\partial x}}_{\approx 0} \approx \frac{\partial u}{\partial y} \quad (G.2)$$

部分積分より一般に以下が成り立つ．

$$\begin{aligned} \int_{-a}^y \omega_R u dY &= \int_{-a}^y \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) u dY \\ &= \left[u^2 \right]_{-a}^y - \int_{-a}^y u \frac{\partial u}{\partial y} dY \\ &= u^2 - u_{-a}^2 - \int_{-a}^y u \omega_R dY \end{aligned}$$

ここで, u_{-a} はジェットの前縁での風速である. これより,

$$\frac{u^2}{2} = \int_{-a}^y \omega_R u dY + \frac{u_{-a}^2}{2} \quad (\text{G.3})$$

これを, 式 (G.1) に代入すると,

$$\begin{aligned} G &= \int_{-a}^a u \left(\int_{-a}^y \omega_R u dY + \frac{u_{-a}^2}{2} + \int_{-a}^y u (f_0 - \beta Y) dY \right) dy + \frac{p_{-a} V}{\rho} \\ &= \int_{-a}^a u \left(\int_{-a}^y u (f_0 - \beta Y + \omega_R) dY \right) dy + \frac{u_{-a}^2}{2} \int_{-a}^a u dy + \frac{p_{-a} V}{\rho} \\ &= \int_{-a}^a u \left(\int_{-a}^y u \omega_A dY \right) dy + \frac{u_{-a}^2}{2} V + \frac{p_{-a} V}{\rho} \\ &= \int_{-a}^a u \left(\int_{-a}^y u \omega_A dY \right) dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \end{aligned} \quad (\text{G.4})$$

ここで ω_A は絶対渦度である. 第二項は, ジェットの前縁の運動エネルギーと位置エネルギーの和に流量 V をかけたものである. ジェットの前縁をある一本の流線で定義した場合, この量は保存する. ジェット前縁からジェット内部の任意の y までの流量を

$$v(y) = \int_{-a}^y u(Y) dY \quad (\text{G.5})$$

と定義する. これは,

$$u = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{G.6})$$

と式変形ができ, 速度ポテンシャルに相当する. 式 (G.4) をさらに変形をする.

$$\begin{aligned} G &= \int_{-a}^a u \left(\int_{-a}^y u \omega_A dY \right) dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \\ &= \int_{-a}^a \frac{\partial v}{\partial y} \left(\int_{-a}^y u \omega_A dY \right) dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \\ &= \left[v \left(\int_{-a}^y u \omega_A dY \right) \right]_{y=-a}^a - \int_{-a}^a u v \omega_A dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \\ &= \int_{-a}^a u(y) dy \int_{-a}^a u \omega_A dY - \int_{-a}^a u(y) dy \left(\int_{-a}^a u \omega_A dY \right) - \int_{-a}^a u v \omega_A dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \\ &= \left[V \int_{-a}^a u \omega_A dY - 0 \right] - \int_{-a}^a u v \omega_A dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \\ &= V \int_{-a}^a u \omega_A dY - \int_{-a}^a u v \omega_A dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \end{aligned} \quad (\text{G.7})$$

ここで、第一項は渦度フラックスのジェット内部での積分値に流量 V を掛け合わせた値である。
第二項について以下の式変形を行う。

$$\begin{aligned}
-\int_{-a}^a uv\omega_A dy &= -\int_{-a}^a \frac{\partial v}{\partial y} v\omega_A dy \\
&= -\left[\left(\int_{-a}^a u(y) dy \right)^2 \omega_A(a) - \left(\int_{-a}^{-a} u(y) dy \right)^2 \omega_A(-a) \right] + \int_{-a}^a v \left(\omega_A \frac{\partial v}{\partial y} + v \frac{\partial \omega_A}{\partial y} \right) dy \\
&= -V^2 \omega_A(a) + \int_{-a}^a uv\omega_A dy + \int_{-a}^a v^2 \frac{\partial \omega_A}{\partial y} dy
\end{aligned} \tag{G.8}$$

従って、

$$-\int_{-a}^a uv\omega_A dy = -\frac{1}{2} V^2 \omega_A(a) + \frac{1}{2} \int_{-a}^a v^2 \frac{\partial \omega_A}{\partial y} dy \tag{G.9}$$

これより、式 (G.7) を書き換えると、

$$G = V \int_{-a}^a u\omega_A dY - \frac{1}{2} V^2 \omega_A(a) + \frac{1}{2} \int_{-a}^a v^2 \frac{\partial \omega_A}{\partial y} dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \tag{G.10}$$

なお、絶対渦度の南北微分 (実効ベータ, effective β)

$$\beta^* = -\frac{\partial \omega_A}{\partial y} = -\frac{\partial (f_0 - \beta y + \omega_R)}{\partial y} \tag{G.11}$$

を用いて表現すると、

$$G = V \int_{-a}^a u\omega_A dY - \frac{1}{2} V^2 \omega_A(a) - \frac{1}{2} \int_{-a}^a v^2 \beta^* dy + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \tag{G.12}$$

なお、ここで、 $a \rightarrow -a$ 、 $G \rightarrow 0$ の場合を考える。すると、

$$\begin{aligned}
0 &= \underbrace{V \int_{-a}^{-a} u\omega_A dY}_{=0} - \frac{1}{2} V^2 \omega_A(-a) - \underbrace{\frac{1}{2} \int_{-a}^{-a} v^2 \beta^* dy}_{=0} + \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V \\
&\quad \left(\frac{u_{-a}^2}{2} + \frac{p_{-a}}{\rho} \right) V = \frac{1}{2} V^2 \omega_A(-a)
\end{aligned} \tag{G.13}$$

の関係が得られる。同様に、 $-a \rightarrow a$ 、 $G \rightarrow 0$ の場合を考える。すると、

$$\begin{aligned}
0 &= \underbrace{V \int_a^a u\omega_A dY}_{=0} - \frac{1}{2} V^2 \omega_A(a) - \underbrace{\frac{1}{2} \int_a^a v^2 \beta^* dy}_{=0} + \left(\frac{u_a^2}{2} + \frac{p_a}{\rho} \right) V \\
&\quad \left(\frac{u_a^2}{2} + \frac{p_a}{\rho} \right) V = \frac{1}{2} V^2 \omega_A(a)
\end{aligned} \tag{G.14}$$

となる。この関係に留意し、式 (G.12) を解釈すると、

$$\begin{aligned}
 G = & \underbrace{V \int_{-a}^a u \omega_A dY}_{\text{ジェット内部の絶対渦度 Flux}} - \underbrace{\frac{1}{2} \int_{-a}^a v^2 \beta^* dy}_{\text{実効ベータ}} \\
 & \text{ジェット内部の絶対渦度フラックスが輸送するエネルギー} \quad \text{ブロッキングの形成に伴い増加する項} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{2} V^2 \omega_A(-a)}_{\text{ジェット北端の絶対渦度}} - \underbrace{\frac{1}{2} V^2 \omega_A(a)}_{\text{ジェット南端の絶対渦度}} \\
 & \text{ジェット北端の運動・位置エネルギー} \quad \text{ジェット南端の運動・位置エネルギー}
 \end{aligned} \tag{G.15}$$

第一項はジェット内部の絶対渦度フラックスが有するエネルギーフラックス。第二項は実効ベータに正の数がかけている。ブロッキング発生のためには実効ベータが負にならなければならない。平常時この項の被積分関数は正である。ブロッキング発生時には被積分関数が負の領域が増えるため、第2項全体としては増加すると考えられる。第三項はジェット北端のエネルギー、最後の項はジェットの南端のエネルギーである。従って、第三項と第四項の差はジェットの南端と北端のエネルギーの平均値である。絶対渦度の保存則より、第一項は基本的には保存されながら上流から下流に輸送される。第2項は実効ベータを含んでいるため、ブロッキング発生時には0に近づく、もしくは正となる項である。

付録 H

2016 年 8 月を含む 1961 年以降に北海道周辺を通過・上陸した台風の統計的解析

本論文では、ブロッキングによる偏西風の蛇行に伴う極端現象を対象に、1, 2, 3 章にて近年の日本周辺における極端現象を取り扱った。2016 年 8 月には、北海道に 6 つの台風が接近し、道内各地に豪雨災害を引き起こしており、特徴的な大気場が観察された。本事例では典型的なブロッキングの気圧配置は観察されなかったが、太平洋北部に特徴的な偏西風の蛇行が見られ、また太平洋高気圧が 8 月に平年よりも北西方向に張り出し停滞するという異例の年であった。大気波動と日本の極端現象という観点から、以下の解析を行った。

H.1 2016 年 8 月における日本周辺の大気場の概要

2016 年 8 月 17 日から 23 日にかけて、台風 7, 11, 9 号と 3 つの台風が北海道に上陸し、北海道全域に豪雨が発生し河川の氾濫や土砂災害が発生した [120]。さらに 8 月下旬には台風 10 号が太平洋側から岩手県大船渡市付近に上陸し日本海へと移動した。8 月 30, 31 日には台風 10 号本体により岩手県に大雨が、台風のアウターバンドにより北海道日高山脈東斜面を主として地形性の豪雨が発生した [129, 58]。北海道では、平年では 3 年に 1 回程度の頻度で台風が上陸するが、2016 年は 8 月だけで 3 つの台風が上陸するという観測史上初めての年であった。また、台風 10 号に関しては、東北沖に台風が上陸する進路も同様に観測史ない進路であった。8 月上旬には、台風 5, 6 号が北海道東部の沿岸を通過するなど、8 月に北海道は合計 6 つの台風から影響を受けるという異例の年であった (図 H.1, 表 H.1[129, 103, 122])。同年 8 月の北海道の降水量は、道内アメダス 225 地点中 89 地点で月降水量の極値を更新し、年間降水量に相当する降水を記録した地点もあった。この豪雨災害により北海道内 5 水系 6 河川 (石狩川水系空知川, 十勝川水系十勝川・札内川, 常呂川, 網走川, 釧路川) の観測所にて既往最高の水位を記録し、国管理の河川で 4 件、北海道管理で 5 件の堤防決壊が発生した。農業被害面積は 38927ha、被害総額は 543 億円に至り全国で野菜価格

表 H.1 2016 年 8 月に北海道に上陸もしくは周辺を通過した台風の発生日時，消滅日時，継続時間，最低気圧．デジタル台風を参考にした [122]．2016 年 8 月北海道豪雨災害調査団速報第一報（土木学会）より転載，著者らが作成 [129]．

	発生日時 (JST)	消滅日時(JST)	継続時間	最低気圧
5号	2016.08.04.15:00	2016.08.10.03:00	132時間	975hPa
6号	2016.08.09.03:00	2016.08.15.09:00	150時間	985hPa
7号	2016.08.14.03:00	2016.08.17.21:00	90時間	980hPa
9号	2016.08.19.15:00	2016.08.23.12:00	93時間	975hPa
10号	2016.08.19.21:00	2016.08.31.00:00	267時間	940hPa
11号	2016.08.20.09:00	2016.08.22.03:00	42時間	994hPa

が高騰した．国道 24 路線，北海道道 96 路線にて土砂災害が発生し，日高山脈日勝峠を通る国道 274 号線は平成 29 年秋ごろを目標に，本論文執筆時である現在でも復旧が進行中である．全被害総額は 2803 億円に達し，また同年 9 月に激甚災害に指定された [119, 131, 121, 135]．

図 H.2(a)-(e) は 2016 年 8 月各週の海面水温と，1982-2016 年の 8 月の期間から算出した平年値に対する偏差を示す．図中の緑色の実線は，各図の該当期間における台風の移動経路，黒線は該当期間外の移動経路を示す．白抜き丸は台風が発生した地点，黒丸は温帯低気圧化した地点である．図 H.2(f) は台風の中心気圧の時系列を示す．2016 年 5 月まではエルニーニョの期間であったが，2016 年 8 月の時点では赤道付近の海面水温は西経 100-180 度付近で平年に対して低めであった．台風 5, 6, 7, 9 号は例年でも台風が多く発生する北緯 20 度付近で発生したが，台風 10, 11 号は関東の沿岸で発生した．台風 5, 6, 7, 11 号は東西に逸れずに北進し，北海道東部に上陸，または海上を通過した．台風 10 号は 8 月下旬に海面水温が 0.5-1.5 °C 高い海域を通過し，中心気圧が 940hPa 程度まで低下した．

図 H.3 は 2016 年 8 月の 500hPa 面における月平均ジオポテンシャル高度場を実線で，風速ベクトルを矢印で示す．図中の色は平年値に対して 1 標準偏差以上の 500hPa 面ジオポテンシャル高度場が記録された日が 2016 年 8 月に何日記録されたかを示す．図より日本列島の東西に位置する高気圧性循環が 8 月の 31 日間のうちほとんどの期間に維持されていたことがわかる．日本の西部の高気圧性循環が朝鮮半島，九州付近に北風を形成したため，日本の東部の高気圧性循環による太平洋沿岸の南風に流され多くの台風が北進し北海道周辺を通過する進路となった．台風 10 号が東北地方を横断した際は 8 月の中では例外であり太平洋高気圧がオホーツク海付近にまで張り出し，また日本海に低気圧性の渦が形成されていた（本付録 3 節で詳述）．

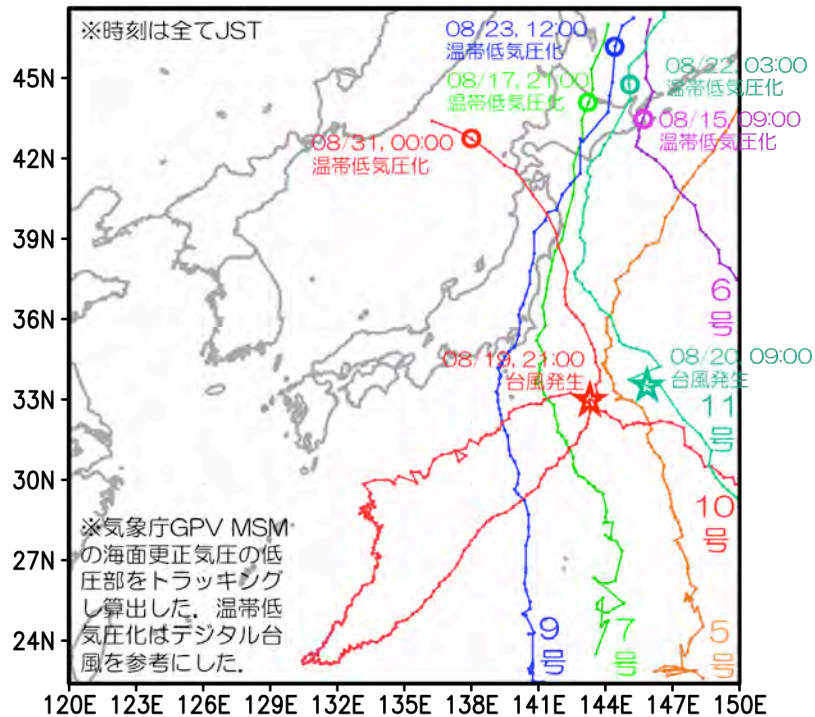


図 H.1 2016 年 8 月に北海道に上陸もしくは周辺を通過した台風の経路（台風発生以前の熱帯低気圧，及び温帯低気圧化後の進路も含む）。気象庁 GPV (MSM) の海面更正気圧の低圧部を 1 時間おきに抽出し経路を同定した [103]。図中の星印は台風発生地点，丸印は温帯低気圧化した地点，台風発生，温帯低気圧化の時刻はデジタル台風を参考にした [122]。2016 年 8 月北海道豪雨災害調査団速報第一報（土木学会）より転載，著者らが作成 [129]。

H.2 過去に北海道に接近した台風の特徴

本節は，公益財団法人河川財団の山本太郎氏が行った解析 [143] を 2016 年まで拡張させたものである。山本氏は北海道に接近・上陸した台風のルート区分を行い，近年（2011-2015 年），平年では少ない本州の太平洋沿岸・沖合いを通過し北海道付近にまで到達する台風が多いことを示した。このルートをたどる台風は陸により底面摩擦を受けないため，強度が低下せずに北海道に接近すると考えられる。2016 年 8 月にはこのルートを通過する台風が 5 個発生し，北海道に甚大な被害が発生した。本節では，同氏が明らかにした北海道に接近・上陸した台風の近年の傾向を説明し，次節にて本論文著者が解析した，この傾向の気象学的な考察を述べる。

前節で取り上げた通り，2016 年台風 5, 6, 7, 9, 11 号は 8 月に連続して北海道の東部を通過した。1961 年以降に北海道に接近した台風について以下に記す。台風の経路，中心気圧については台風経路データ [102] を用い，経路が離島を除く北海道の陸域から 300km の範囲に入ったものを「北海道に接近した台風」と定義した。なお，台風が北上して温帯低気圧に変化したあとも除外せず台風経路として扱った。この条件で「北海道に接近した台風」を抽出し，表 H.2 に記す基準で日本

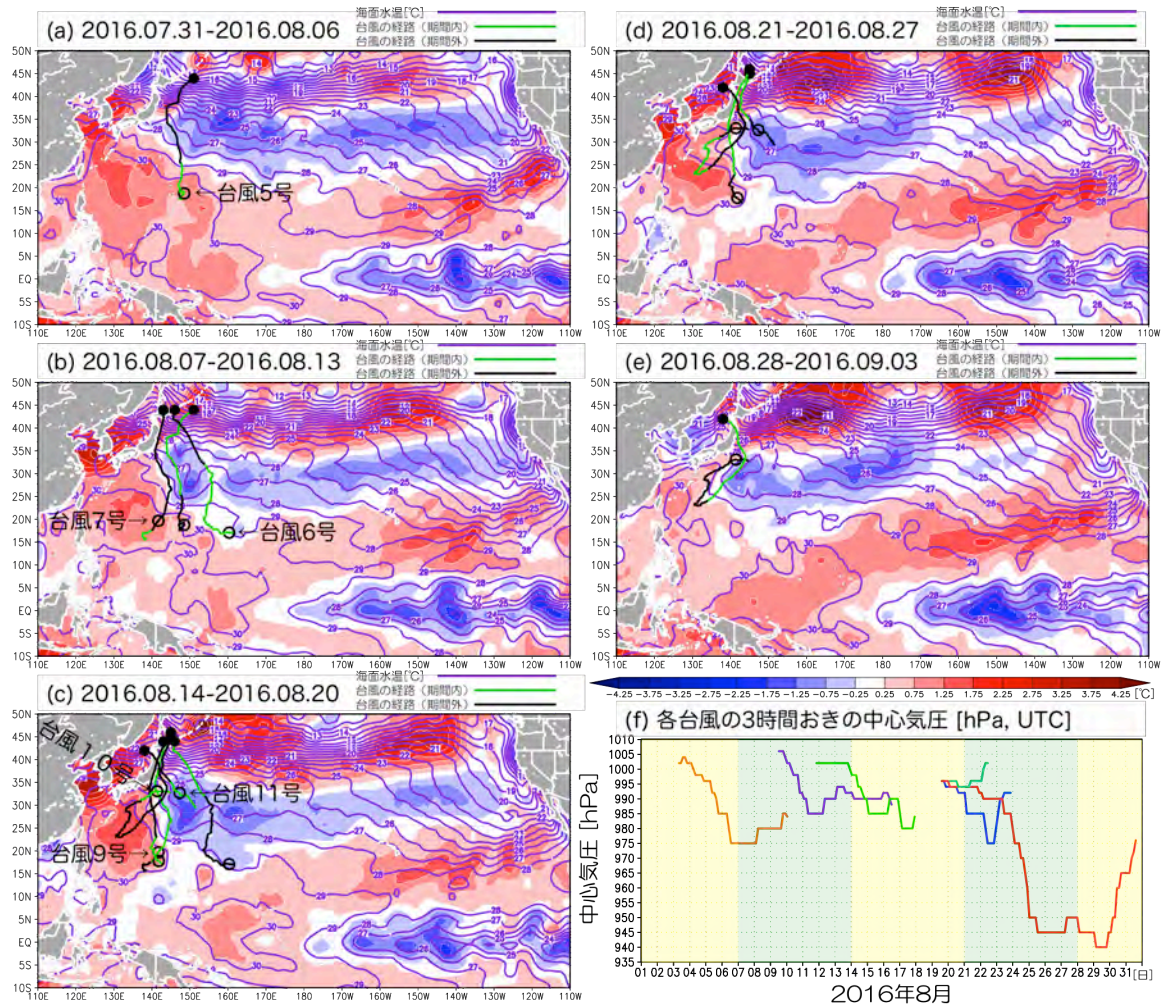


図 H.2 2016 年 (a) 7 月 31 日-8 月 6 日, (b) 8 月 7 - 13 日, (c) 8 月 14 - 20 日, (d) 8 月 21 - 27 日, (e) 8 月 28 日-9 月 3 日 (以下該当期間) における週平均の海面水温 ($^{\circ}\text{C}$, 紫色の線) と平年偏差 ($^{\circ}\text{C}$, 青-赤色). 平年値は 1982-2016 年 8 月の海面水温から求めた. 図中の緑色の線は, 該当期間における台風 5, 6, 9, 10, 11 号の移動経路であり, 黒線は該当期間外の移動経路を示す. 白抜きの丸は台風発生地点, 黒丸は温帯低気圧化した地点である. (f) は台風の中心気圧の時系列. 海面水温は National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) Optimum Interpolation (OI) Sea Surface Temperature (SST) V2[64] を, 台風の位置と中心気圧はデジタル台風 [122] のデータを用いた. 文献 [113] より. 著者が作成.

海ルート, 本州縦断ルート, 太平洋ルートに分類した. これらの台風の経路を図 H.4 に記す. 図 H.5 は 1961 年から 10 年毎 (最後の年代は 2011-2016 年の期間) の北海道に接近した台風の数と割合をルート別に記す. 北海道に接近した台風の総数自体は 1 年あたり 3 個程度と年代に大差はない. ただし 2011 年以降は 3 つのルートの内太平洋ルートの数に 6 年の間に 11 個と急増した. うち 2016 年 8 月に発生したものは台風 5, 6, 7, 10, 11 号の 5 つであった.

表 H.3, H.4 は, 北海道に接近した台風について, 北海道に接近する直前の緯度帯である北緯

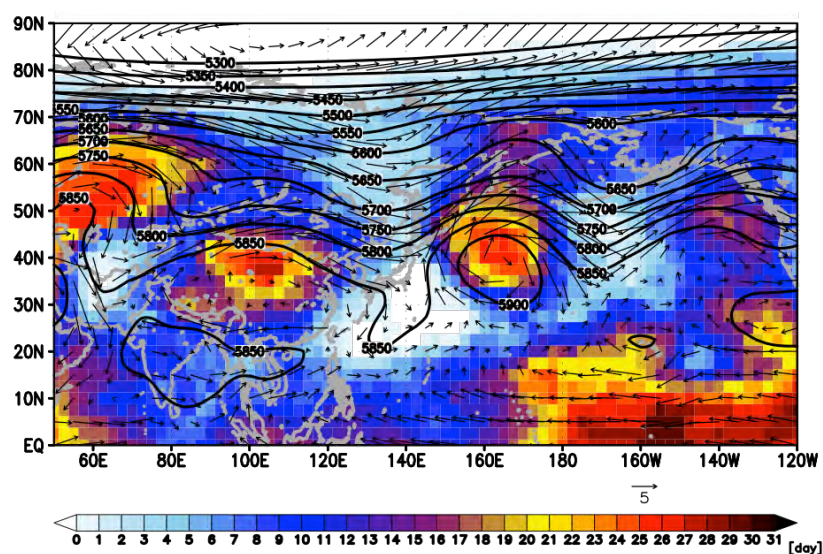


図 H.3 2016 年 8 月の 500hPa 面月平均ジオポテンシャル高度場 (m, 実線) と風速場 (m/s, 矢印). 色は平年値 (1948-2016 年, 8 月から算出) に対して 1 標準偏差以上の 500hPa 面日ジオポテンシャル高度場が記録された日が 2016 年 8 月に何日あったかを示す. NCEP/NCAR 再解析データを使用 [38]. 文献 [113] より. 著者が作成.

表 H.2 北海道に接近した台風のルート区分 (参考文献 7) より転載).

接近ルート	ルート説明	詳細区分など
日本海ルート	台風が中心が日本海上を北上するもの.	中国大陸から回り込むもの, 九州や近畿・中部地方を横断してから日本海を北上したもの, 日本海から東北を横断して太平洋に抜けたものも含む.
本州縦断ルート	本州の関東・東北地方を縦断して北上するもの.	関東から東北まで中心気圧位置の経路が本州にあるもの. 東北から太平洋に抜けたものも含む. 中国, 近畿, 中部地方を縦断するが日本海に出たものは除く.
太平洋ルート	太平洋を北上してくるもの.	太平洋場から直接北海道にせっきんするもので, 中心気圧位置が本州を通過し関東付近から太平洋上を北上したものも含む.

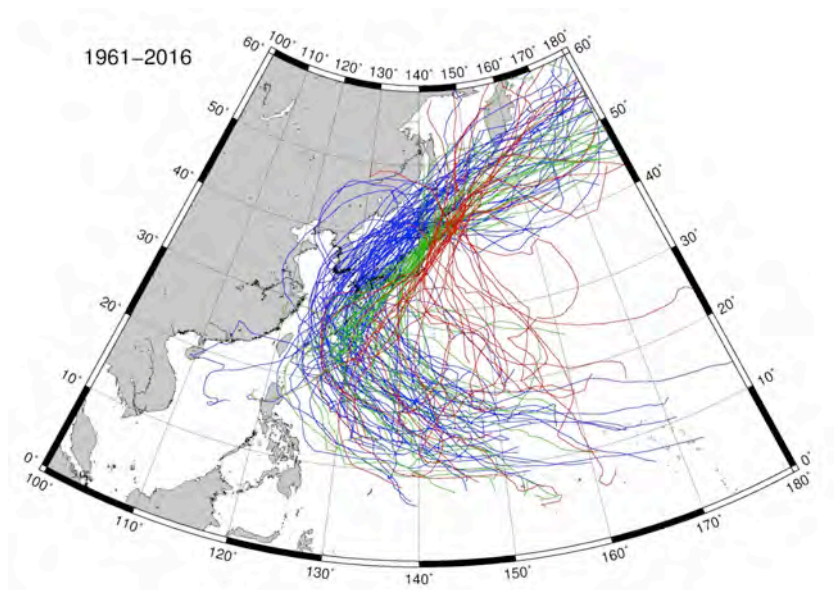


図 H.4 北海道に接近した台風のルート。青、緑、赤線はそれぞれ日本海、本州縦断、太平洋ルートに該当するものを示す。参考文献 7) の図を近年のデータを含め更新した。文献 [113] より、著者らが作成。

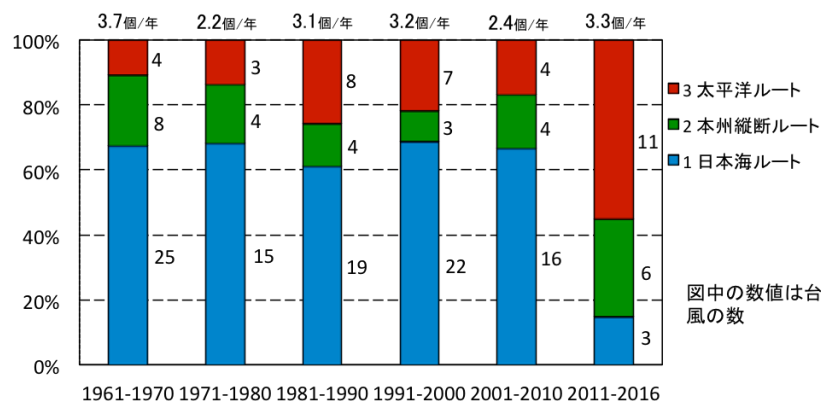


図 H.5 北海道に接近した台風のルートを年代別に割合で記す。図中の数字は台風の個数。2016 年については 8 月までのデータを用いた。参考文献 7) の図を近年のデータを含め更新した。文献 [113] より、著者らが作成。

30-40 度に着目し、中心気圧の上昇をまとめた結果である。北緯 40 度は北海道南端の緯度として、北緯 30 度は台風が多く発生する緯度帯よりも北方であり、かつ北海道にあと数日で到達する、予測に重要な緯度と考え設定した。表 H.3 は北緯 30 度を中心気圧が 980hPa 以下で通過した台風について、北緯 40 度を通過した時の中心気圧を、表 H.4 は北緯 30 度から北緯 40 度までの中心気圧の変化を記す。表 H.3 より、太平洋ルートを通して北海道に接近した台風は他のルートに比べ、北緯 40 度で低い中心気圧を記録することがわかる。さらに、表 H.4 より、太平洋ルートの台風は、

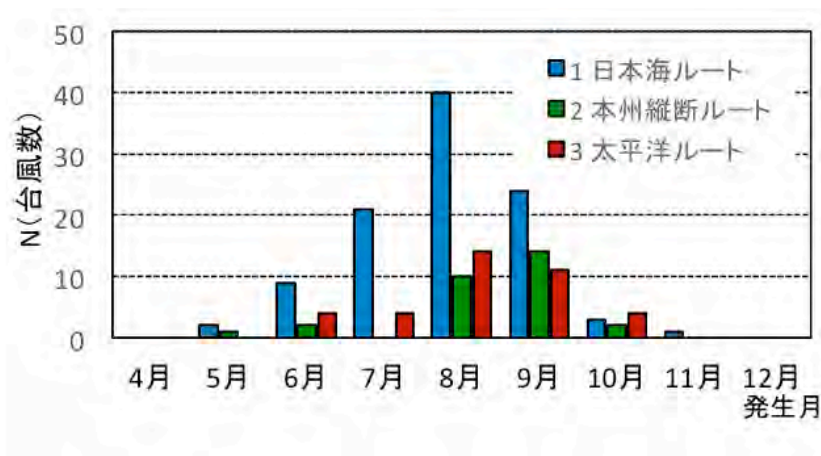


図 H.6 各ルートの月ごとの発生数. 2016 年については 8 月までのデータを用いた. 参考文献 7) の図を近年のデータを含め更新した. 文献 [113] より. 著者らが作成.

表 H.3 北緯 30 度を中心気圧が 980hPa 以下で通過した北海道に接近した台風の, 北緯 40 度を通過した時刻での中心気圧 (hPa) と数 (N). 参考文献 [143] の図を近年のデータを含め更新した. 文献 [113] より. 著者らが作成.

平均期間	年数	全ルート		1 日本海ルート		2 本州縦断ルート		3 太平洋ルート	
		P (hPa)	N	P (hPa)	N	P (hPa)	N	P (hPa)	N
1961-2014	54	984.99	112	986.27	67	984.37	24	981.64	21
1961-1970	10	985.74	19	986.50	11	985.36	6	982.72	2
1971-1980	10	987.49	17	988.04	11	987.23	4	985.00	2
1981-1990	10	984.87	23	985.00	13	980.09	3	986.69	7
1991-2000	10	983.12	25	986.05	17	983.92	3	972.67	5
2001-2010	10	985.06	20	986.45	13	981.84	4	983.33	3
2011-2014	4	983.94	8	984.13	2	986.11	4	979.42	2

P: 中心気圧, N: 対象台風数

北海道以南の北緯 30-40 度帯で中心気圧が, 他のルートに比べ上昇しにくいことがわかる. 一般的に, 海流の影響で日本海側の方が海面水温が高い年・月もあるが, 地表面摩擦が効くことで日本海・本州縦断ルートは緯度の上昇とともに台風の強度が低下しやすい傾向にあるためと考えられる.

H.3 台風の経路と大気場

日本に接近する台風は太平洋高気圧の縁を通ることに着目し, 北緯 20-50 度, 東経 120-180 度の海面更正気圧 (SLP) に対し, 経験的直交関数展開 (Empirical Orthogonal Function analysis, 以下 EOF) を行い, K-means 法 [28] を用いて大気場のクラスタ分類を行った. NCEP/NCAR 再解析データ [38] の 1961-2016 年に関して, 7 月 1 日-7 月 14 日, 7 月 15 日-7 月 28 日, 7 月 29 日-8 月 11 日, 8 月 12 日-8 月 25 日, 8 月 26 日-9 月 8 日, 9 月 9 日-9 月 22 日と, 7 月から 9 月の 2 週間平均の SLP を用いた (2016 年については, 9 月 9 日-9 月 22 日の期間はデータ取得の都合上除外した). 累積寄与率が 87.1% となる第 6 モードまでを採用し, これらのモードに対し K-means 法を用いて 6 個のクラスタ (C1 - C6) に分類した結果を図 H.7 に示す. 同図の黒い実線は各クラ

表 H.4 北緯 30 度から北緯 40 度までの中心気圧の変化（表 H.3 に対応）．参考文献 [143] の図を近年のデータを含め更新した．文献 [113] より．著者らが作成．

平均期間	年数	1 日本海ルート		2 本州縦断ルート		3 太平洋ルート	
		気圧変化度	N	気圧変化度	N	気圧変化度	N
1961-2014	54	2.81	67	2.64	24	1.94	21
1961-1970	10	2.97	11	2.91	6	3.92	2
1971-1980	10	2.74	11	2.25	4	1.23	2
1981-1990	10	2.40	13	2.70	3	1.60	7
1991-2000	10	2.75	17	1.78	3	1.81	5
2001-2010	10	3.31	13	2.91	4	2.06	3
2011-2014	4	2.26	2	2.98	4	2.06	2

気圧変化度：中心気圧の変化量／緯度変化量，N：対象台風数

スタの期間における台風の経路を，青い実線は太平洋ルートの台風の経路を示す．太平洋ルートを進行し，北海道全域に被害をもたらした 1981 年（昭和 56 年）の台風 12 号と 2016 年台風 10 号については緑色の実線で経路を示す．図 H.8 は図 H.7 に対応するクラスタの 850hPa 面風速場（矢印）及び，東西風の年間偏差（色）である．多くの台風は，2 週間平均では 1010hPa の等値線付近に沿って進行することがわかる．青線で示す太平洋ルートの台風は，クラスタ 4, 5 (C4, 5) に多発しており，太平洋ルートの中でも太平洋の沖合いを東に流されず北進するルートが多く含まれる．同クラスタでは，太平洋高気圧は北緯 20-30 度付近では弱い，北緯 40 度付近に張り出している．2016 年台風 5, 6, 7, 11 号，北海道全域に被害をもたらした 1981（昭和 56）年の台風 12 号は C4, 5 である．一方，クラスタ 1, 2, 6 (C1, 2, 6) に含まれる太平洋ルートを進行する台風は日本列島の沿岸に沿うように進行し，大規模の風とともに西進するものが多い．クラスタ 3 (C3) に発生した太平洋ルートの台風は 2016 年台風 10 号（8 月 26-31 日）のみである．なお，台風 10 号の経路の前半（8 月 19-25 日）は C4 に含まれる．

表 H.5 は，クラスタの各期間ごとの発生数を示すが，C1 は 7 月に，C2 は 8 月に，C6 は 9 月に多く発生することがわかる．図 H.9 は，7-9 月の SLP の年間値を示すが，それぞれ C1, C2, C6 に類似している．平年とは異なる気圧配置である C4, 5 は解析期間中に発生した太平洋ルート 30 事例中 20 事例を含んでいる．表 H.6 は年代毎の各クラスタが占める割合を示す．表の最終列は C4 と C5 の割合の和を示すが，太平洋ルートが多発した 2011-2016 年には C4, 5 が他の年代に比べ，多く発生していることがわかる．

図 H.7 に示す太平洋ルートの内，緑色の線で示す 1981 年台風 12 号 (C5) と 2016 年台風 10 号 (C3, 4) は，進路を北海道の南北で西に変えるという特徴的な事例であったことがわかる．この二つの台風と同様の進路を記録した太平洋ルートの台風は，対象期間においては観察されない．図 H.10 は，1981 年台風 12 号と 2016 年台風 10 号が発生していた際の 2 日おきの 500hPa 面高度場を示す．各日時までの台風の進路を黒線で，その後の進路を白い線で示す．高緯度から低気圧性の渦が張り出し，この低気圧性の渦と融合するように台風の進路が西にずれたことがわかる．

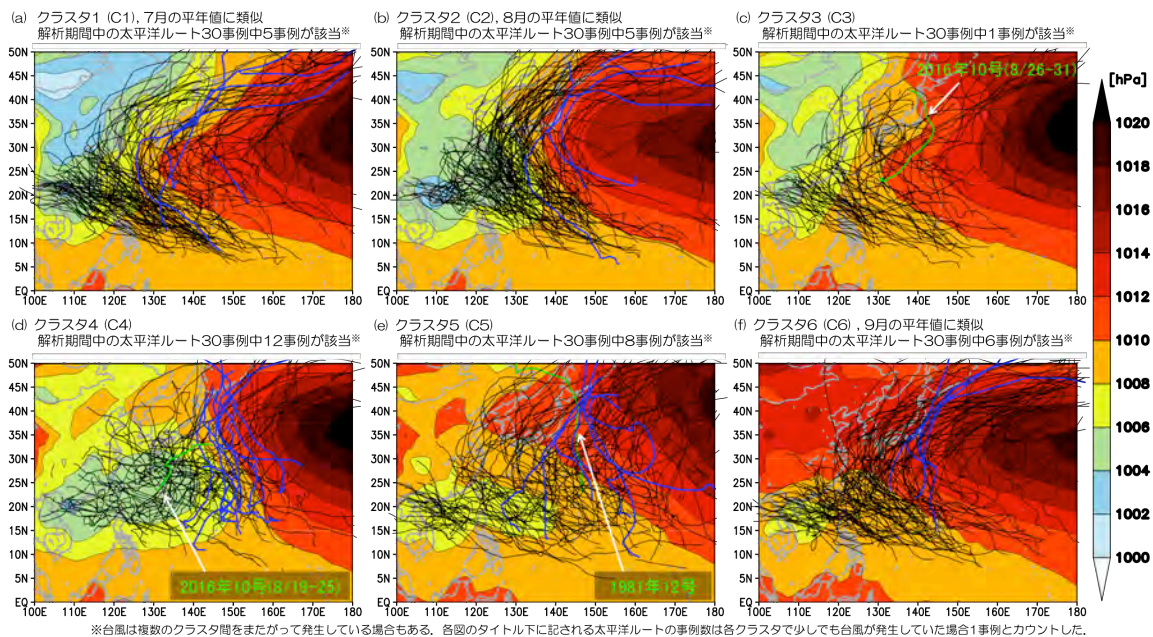


図 H.7 EOF, K-means 法を用いて分類したクラスタごとの SLP のコンポジット。黒い実線は各クラスタの期間の台風の経路を、青い実線は太平洋ルートの台風の経路を示す。太平洋ルートであり、北海道全域に被害をもたらした 1981 年（昭和 56 年）の台風 12 号と 2016 年台風 10 号については緑色の実線で経路を示す。文献 [113] より。著者が作成。

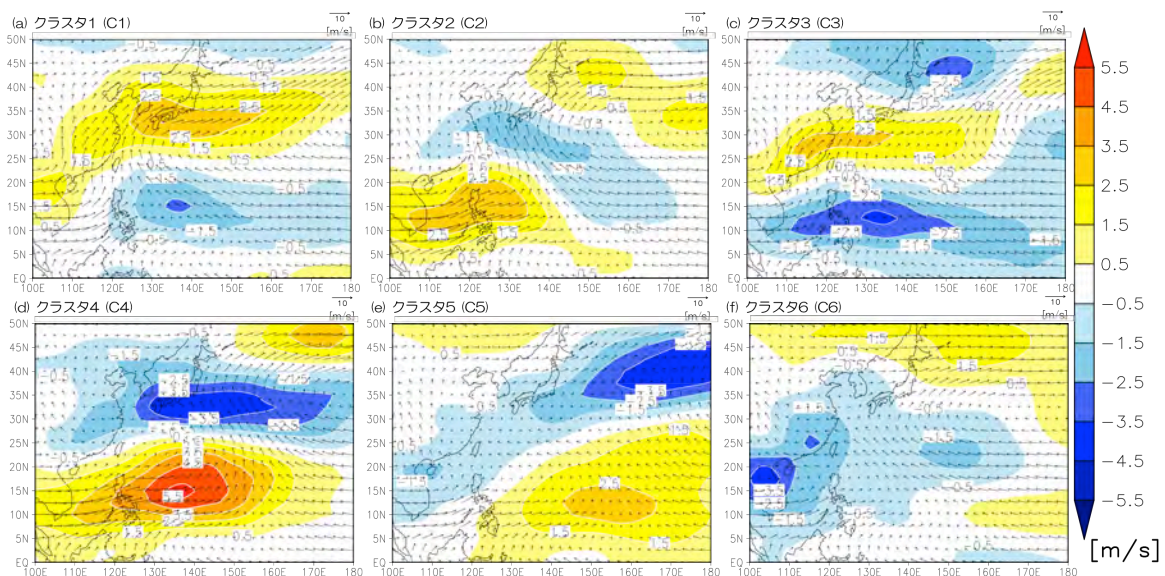


図 H.8 EOF, K-means 法を用いた分類したクラスタごとの 850hPa 面風速場のコンポジット（矢印）。色は、各クラスタの 850hPa 面東西風速場の年平均偏差。赤色の領域が年平均より西風が強く、青い領域は弱い。文献 [113] より。著者が作成。

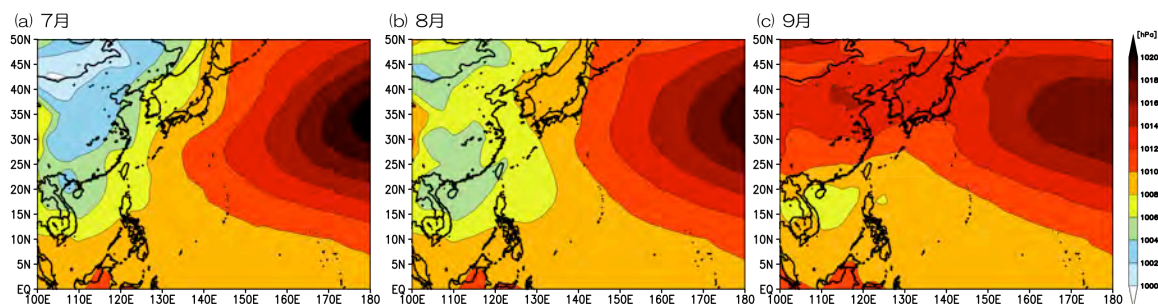


図 H.9 (a)7月, (b)8月, (c)9月のSLPの平年値(1961-2016年, NCEP-NCAR再解析データを使用). 文献[113]より. 著者が作成.

表 H.5 クラスタの各期間ごとの発生数. 文献[113]より. 著者が作成.

	C1	C2	C3	C4	C5	C6	合計
7/1-7/14	29	8	18	0	1	0	56
7/15-7/28	18	8	16	8	6	0	56
7/29-8/11	17	17	6	9	5	2	56
8/12-8/25	9	13	5	10	10	9	56
8/26-9/8	4	9	8	6	16	13	56
9/9-9/22	0	2	1	3	11	38	55
合計	77	57	54	36	49	62	335

表 H.6 年代毎の各クラスタが占める割合(%). 文献[113]より. 著者が作成.

	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C4+C5
1961-1970	38.3	21.7	10.0	10.0	10.0	10.0	20.0
1971-1980	23.3	20.0	15.0	13.3	11.7	16.7	25.0
1981-1990	11.7	20.0	21.7	10.0	16.7	20.0	26.7
1991-2000	25.0	10.0	18.3	10.0	18.3	18.3	28.3
2001-2010	18.3	15.0	18.3	8.3	15.0	25.0	23.3
2011-2016	20.0	14.2	11.4	14.3	17.1	22.9	31.4

H.4 まとめ

2016年8月下旬に北海道, 東北地方に豪雨が多発し河川の氾濫や土砂災害が発生した. 8月上旬から下旬にかけて6つの台風が北海道周辺を通過し3つの台風が北海道に上陸するという異例の進路を記録した(図H.1, H.2). 2016年8月は日本列島の東西に高気圧性循環が停滞するという

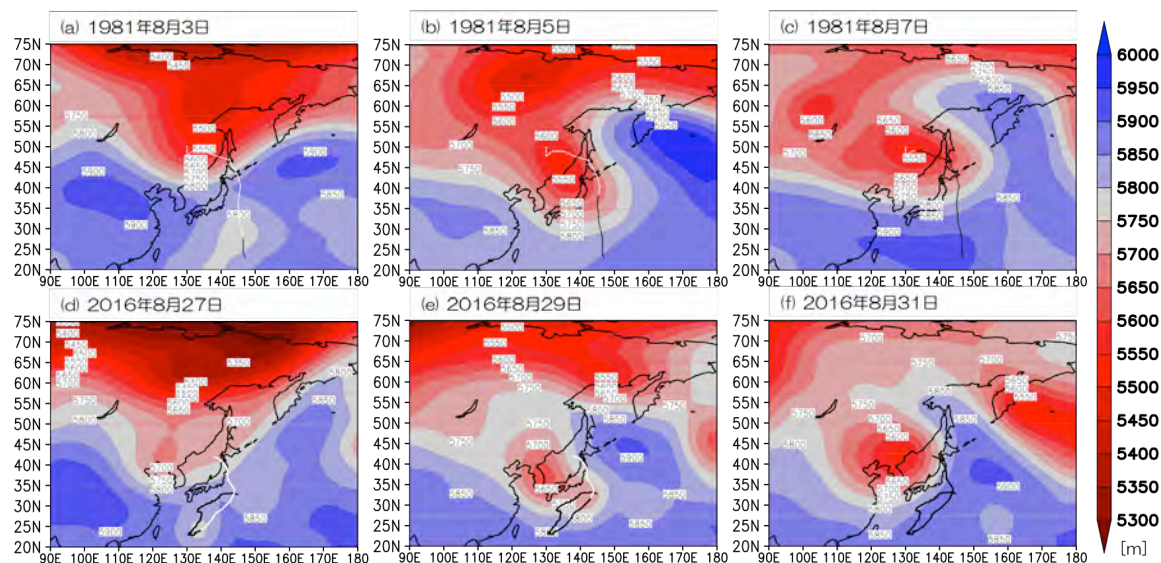


図 H.10 (a)-(c)1981 年台風 12 号と (d)-(f) 2016 年台風 10 号が日本周辺を通過した際の 500hPa 面高度場 [m] (色, NCEP/NCAR 再解析データを使用) と各台風の経路 (黒, 白の実線). (a) 1981 年 8 月 3 日, (b) 5 日, (c) 7 日, (d) 2016 年 8 月 27 日, (e) 29 日, (f) 31 日. 黒の実線はその日までの経路を, 白の実線はその後の経路を示す. 文献 [113] より, 著者が作成.

特徴的な大気場が見られた (図 H.3). 一方, 過去 56 年間に北海道に到達した台風を, 日本海ルート, 本州縦断ルート, 太平洋ルートに分類した. 北海道に到達する台風の進路として, 2016 年 8 月に発生した台風の多くが該当する太平洋ルートの台風は 2011 年以降に多く, また同ルートの台風は北緯 30-40 度帯で, 他のルートに比べ勢力が衰えにくいことがわかった (図 H.4, 表 H.3, H.4). 台風の経路を決定づける太平洋高気圧について, 7-9 月を対象に, EOF, K-means 法を用いて分類を行った. 太平洋ルートのうち, 太平洋を東にそれぞれに北進する経路を有するものの多くは太平洋高気圧が北海道付近まで張り出すクラスに分類された. また, 太平洋を北進し, 北海道付近で西に進路を変えた太平洋ルートの台風は稀であり, 解析期間である 7 月上旬から 9 月中旬にかけては, 1981 年 8 月に北海道全域に豪雨災害をもたらした台風 12 号と, 2016 年 8 月末に東北, 北海道の各地にて同様災害をもたらした台風 10 号のみであった (図 H.7, H.10). これらは, 高緯度から張り出した低気圧性の渦により進路を東へ移したと考えられる (図 H.10).

本解析において, 太平洋高気圧が北海道東部に張り出し, 台風が太平洋ルートを通り北海道に接近するパターンが, 太平洋高気圧が北緯 40 度付近で日本付近に張り出すクラス 4, 5 と共に近年多く発生していることが分かった (図 H.5, H.7, 表 H.6).

参考文献

- [1] Adanasyev, Y. D., Wells, J. : Quasi-two-dimensional turbulence on the polar beta-plane: laboratory experiments *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 99(1), 1-17, 2005.
- [2] Anstey, J. A., Davini, P., Gray, L.J., Woollings, T.J., Butchart, N., Cagnazzo, C., Christiansen, B., Hardiman, S. C., Osprey, S.M., Yang, S. : Multi - model analysis of Northern Hemisphere winter blocking, Model biases and the role of resolution. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 118(10), 3956-3971, 2013.
- [3] Armi, L. : Hydraulic control of zonal currents on a β -plane, *J. Fluid Mech.*, 201, 357-377, 1989.
- [4] Barnes, A. E., Slingo, J., Woollings, T.J. : A methody for the compareson of blocking climates across indices, models and climate scenarios, *Clim Dyn, Springer*, 38, 2467-2481, DOI 10.1007/s00382-011-1243-6, 2012.
- [5] Barriopedro, D., Garcia-Herrera, R., Tringo, R. M. : Application of block-ing diagnosis methods to general circulateon models. Part I: a novel detection scheme, *Clim Dyn, Springer*, 35, 1373-1391, DOI 10.1007/s00382-010-0767-5, 2010.
- [6] Bjerknes, J., Solberg, H.: Meteorological condition for the formation of rain, *Geofhysiske Publicationer*, 2(3), 1-60, 1921.
- [7] Black, E., Blackburn, M., Harrison, G., Hoskins, B., Methven, H. : Factors contributing to the summer 2003 European heatwave, *Weather*, 59(8), 217-223, 2004.
- [8] Brillouin, L.: La mécanique ondulatoire de Schrödinger: une méthode générale de resolution par approximations successives, *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences*, 183, 24-26, 1926.
- [9] Carrera, M.L., Higgins, R.W., Kousky, V.E. : Downstream weather impacts associated with atmospheric blocking over the northeast Pacific, *Journal of Climate*, 17(24), 4823-4839, 2004.
- [10] Charney, J., G.: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor*, 4, 135-162, 1947.
- [11] Chaeney, J., G., DeVore, J., G. : Multiple flow equilibria in the atmosphere and block-

- ing, *J. Atmos. Sci.*, 36, 1205-1216, 1979.
- [12] Chaeney, J.G., Shukla, J., Mo, K.C. : Comparison of a barotropic blocking theory with observation, *J. Atmos. Sci.*, 38, 762-779, 1981.
 - [13] Collins, W.D., Bitz, C.M., Blackmon, M.L., Bonan, G.B., Bretherton, C.S., Carton, J.A., Chang, P., Doney, S.C., Hack, J.J., Henderson, T.B., Kiehl, J.T., Large, W.G., McKenna, D.S., Santerm, B.D., Smith, R.D. : The community climate system model version 3 (CCSM3), *Journal of Climate*, 19, 2122-2143, 2006.
 - [14] Colucci, S.J.: Explosive cyclogenesis and large-scale circulation changes: Implications for atmospheric blocking, *Journal of the atmospheric sciences*, 42(24), 2701-2717, 1985.
 - [15] Coumou, D., Rahmstorf, S. : A decade of weather extremes, *Nature Climate Change*, 2(7), 491-496, 2012.
 - [16] Cushman-Roisin, B., Beckers, J.M.: Introduction to Geophysical Fluid Dynamics, Physical and Numerical Aspects, *Academis Press*, Second Edition, International Geophysics Series, Vol. 101, 2011.
 - [17] Davini, P., Cagnazzo, C., Gualdi, S., Navarra, A. : Bidimensional diagnostics, variability, and trends of Northern Hemisphere blocking, *Journal of Climate*, 25(19), 6496-6509, 2012.
 - [18] Dee D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., and others: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 137, 553-597, 2011.
 - [19] Dunn - Sigouin, E., Son, S.W. : Northern Hemisphere blocking frequency and duration in the CMIP5 models, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(3), 1179-1188, 2013.
 - [20] Eady, E. J.: Long waves and cyclone waves, *Tellus*, 1, 33-52, 1949.
 - [21] Feudale, L., Shukla, J. : Influence of sea surface temperature on the European heat wave of 2003 summer. Part I: an observational study, *Clim Dyn*, DOI 10.1007/s00382-010-0788-0, 2010.
 - [22] Fjørtoft, R. : Application of integral theorems in deriving criteria of instability for laminar flows and for the baroclinic circular vortex, *Geofys. Publ., Oslo*, 17(6), 1-52, 1950.
 - [23] Fowles, W.W., Hide, R.: Thermal convection in rotating annulus of liquid: effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes, *J. Atmos. Sci.*, 22(5), 541-558, 1965.
 - [24] Fowles, W.W., Hide, R.: Thermal convection in rotating annulus of liquid: effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes, *J. Atmos. Sci.*, 22(5), 541-558, 1965.
 - [25] Fultz, D.: Experimental analogies to atmospheric motions, *Compendium of Meteorology*,

1235-1248, 1951.

- [26] Fultz, D.: Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions, *Meteor. Monogr.*, 21, 96-97, 1959.
- [27] Fultz, D.: Development in controlled experiments on larger scale geophysical problems, *Adv. Geophys.*, 7, 1-103, 1961.
- [28] Hair, J. F., Anderson, R. E., Tatham, R. L., Black, W. C. : Multivariate Data Analysis, 5th ed. Prentice-Hall International, 1998.
- [29] Hasumi, H., Emori, S. : K-1 coupled GCM (MIROC) description, *K-1 Technical Report 1*, CCSR University of Tokyo, 2004.
- [30] Hide, R.: Correspondence, Some experiment on thermal convection in a rotating liquid, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 79, 161, 1953.
- [31] Hoskins, B.J., Karoly, D.J. : The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *Journal of the atmospheric sciences*, 38, 1179-1196, 1981.
- [32] Hoskins, B.J., James, D.N., White, G.H.: The Shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems, *Journal of the atmospheric sciences*, 40(7), 1595-1612, 1983.
- [33] Hoskins, B.J.: Modelling of the transient eddies and their feedback on the mean flow, *Large-scale dynamical processes in the atmosphere*, 169-199, 1983.
- [34] Hoskins, B.J., McIntyre, M.E., Robertson, A.W. : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111, 877-946, 1985.
- [35] Hoskins, B. J., Ambrizzi T. : Rossby Wave Propagation on a Realistic Longitudinally Varying Flow, *Journal of the atmospheric sciences*, 50(12), 1661-1671, 1992.
- [36] Inatsu, M., Sato, T., Yamada, T.J., Kuno, R., Sugimoto, S., Farukh, M.A., Pokhrel, Y.N., Kure, S. : Multi-GCM by multi-RAM experiments for dynamical downscaling on summertime climate change in Hokkaido. *Atmos. Sci. Lett.*, 16(3), 297-304, 2015.
- [37] Jeffreys, H.: On certain approximate solutions of linear differential equations of the second order. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 23, 428—436, 1924.
- [38] Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L. and others: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, 437-470, 1996.
- [39] Karoly, D.J., Hoskins, B.J. : Three Dimensional Propagation of Planetary Waves, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 60(1), 109-123, 1982.
- [40] Keane, R. D., Adrian, R. J., Zhang, Y. : Super-resolution particle imaging velocimetry, *Meas. Sci. Technol.*, 6(6), 754, 1995.
- [41] Kitano, Y., Yamada, T.J. : The comparison between explosive cyclone and typhoon over northern Japan in the current and future climate, *HIC 2016*, 2016.
- [42] Kitano, Y., Yamada, T.J. : Relationship between atmospheric blocking and cold day

- extremes in current and RCP8.5 future climate conditions over Japan and the surrounding area, *Atmos. Sci. Let.*, 17, 616–622, 2016.
- [43] Kramers, H. A.: Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung, *Zeitschrift für Physik*, 39(10-11), 828–840, 1926.
 - [44] Krishnamurti, T.N.: Observational study of the tropical upper tropospheric motion field during the northern hemisphere summer, *Journal of Applied Meteorology*, 10(6), 1066-1096, 1971.
 - [45] Krishnamurti, T.N., Kanamitsu, M., Koss, W.J., Lee, J. D.: Tropical east–west circulations during the northern winter, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(5), 780-787, 1973.
 - [46] Kuo, H.I. : Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere, *J. Meteorol*, 6, 105-122, 1949.
 - [47] Lejenäs, H., Okland, H.: Characteristics of Northern Hemisphere blocking as determined from a long time series of observational data, *Tellus A*, 35(5), 350-362, 1983.
 - [48] Lorenz, E.N.: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus* 7(2), 157-167, 1955.
 - [49] Lau, W.K.M., Kim, K.M. : The 2010 Pakistan Flood and Russian Heat Wave: Teleconnection of Hydrometeorological Extremes, *Journal of Hydrometeorology*, 13, DOI: 10.1175/JHM-D-11-016.1, 2012.
 - [50] Lee, H.S., Jhun, J.G.: Two types of the Asian continental blocking and their relation to the east Asian monsoon during the boreal winter *Geophysical research letters*, 33(22), 2006.
 - [51] Maidens, A., Arribas, A., Scaife, A.A., MacLachlan, C., Pererson, D., Knight, J., The influence of surface forcings on prediction of the North Atlantic Oscillation regime of winter 2010/2011, *Monthly Weather Review*, 141(11), 3801-3813, 2013.
 - [52] Malguzzi, P., Speranza, A.: Local multiple equilibria and regional atmospheric blocking, *Journal of the atmospheric sciences*, 38, 1939-1948, 1981.
 - [53] Malguzzi, P., Malanotte-Rizzoli, P.: Nonlinear stationary Rossby waves on nonuniform zonal winds and atmospheric blocking Part I: The Analytical Theory, *Journal of the atmospheric sciences*, 41(17), 2620-2628, 1984.
 - [54] Masato, G., Hoskins, J.B, Woollings, T.: Winter and summer Northern Hemisphere blocking in CMIP5 models, *J. Climate*, 26(18), 7044-7059, 2013.
 - [55] Matsueda, M., Mizuta, R., Kusunoki, S.: Future change in wintertime atmospheric blocking simulated using a 20-km-mesh atmospheric global circulation model, *Journal of Geophysical research, Atmospheres*, 114(D12), 2009.
 - [56] Mauritsen, T. Kallen, E.: Blocking prediction in an ensemble forecasting system, *Tellus*, 56(A), 218-228, 2004.

- [57] McWilliams, J. C.: An application of equivalent modons to atmospheric blocking, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 5, 43-66 1980.
- [58] Nguyen-Le, D., Yamada, T., J.: Simulation of tropical cyclone 201610 (Lionrock) and its remote effect on heavy rainfall in Hokkaido, *Journal of Japan Society of Civil Engineers, Ser. B1*, 73, 2017.
- [59] Pelly, J.L.: The predictability of atmospheric blocking, *A thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy*, The University of Reading, 2001.
- [60] Pelly, J.L., Hoskins, B.J. : A new perspective on blocking, *J. Atmos. Sci.*, 60(5), 743-755, 2003.
- [61] Phillips, N.A.: Principles of large-scale numerical weather prediction, *Dynamical Meteorology*, P. Morel, Ed., Reidel, 1-96, 1973.
- [62] Quiroz, R.S.: The climate of the 1983-84 winter-A season of strong blocking and severe cold in North America, *Monthly weather review*, 112(9), 1894-1912, 1984.
- [63] Rayleigh, J.W.S, On the stability, or instability, of certain fluid motions, *Proc. London Math. Soc.*, 11, 57-70; Also *Sci. Papers*, 1, 474-478, 1880.
- [64] Reynolds, R. W., Smith, T. M., Liu, C., Chelton, D. B., Casey, K. S., Schlax, M. G. : Daily High-Resolution-Blended Analyses for Sea Surface Temperature, *J. Climate*, 20, 5473-5496, 2007.
- [65] Rex, D.F. : Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate, *Tellus*, 2(4), 275-301, 1950.
- [66] Riffler, M. : Beta-plane hydraulics of the northern hemi-sphere jet stream, *A diploma thesis submitted to the de-partment of meteorology and geophysics*, university of Innsbruck, 2005.
- [67] Roeckner, E., Bäuml, G., Bonaventura, L., Brokopf, R., Esch, M., Giorgetta, M., and others : The atmospheric general circulation model ECHAM5. Part I: model description, *MPI for Meteorol Report 349*, MPI for Meteorol, Hamburg Germany, 2003.
- [68] Robine, J.M., Cheung, S.L.K., LeRoy, S., Van Oyen, H., Griffiths, C., Michel, J.P., Herrmann, F.R. : Death toll exceeded 70,000 in Europe during the summer of 2003, *C. R. Biologies*, 331, 171-178, 2008.
- [69] Rossby, C.G. : Relation between variations in the intensity of the conal circulation of the atmosphere and the displacements of the semipermanent centers of action, *J. Marine Res*, 2, 38-55, 1938.
- [70] Rossby, C.G. : On the dynamics of certain types of blocking waves, *J. Chinese Geophys. Soc.*, 2, 2-13, 1950.
- [71] Sanders, F., Gyakum, J.R. : Synoptic-Dynamic Climatology of the Bomb, *Mon. Wea. Rev*, 108, 1589-1606, 1980.
- [72] Scaife, A.A., Knight, J.R. : Ensemble simulations of the cold European winter of

- 2005-2006, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(636), 1647-1659, 2008.
- [73] Scaife, A.A., Woollings, T., Knight, J., Martin, G., Hinton, T. : Atmospheric blocking and mean biases in climate models, *Journal of Climate*, 23(23), 6143-6152, 2010.
- [74] Shutts, G.J. : The propagation of eddies in diffluent jetstreams: Eddy vorticity forcing of blocking flow fields, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 109, 737-761, 1983.
- [75] Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K.B., Tignor, M., Miller, H.L., Eds. : Climate Change 2007, *The Physical Science Basis*, Cambridge University Press, 996pp, 2007.
- [76] Summer, E.J. : A study of blocking in the Atlantic-European sector of the Northern Hemisphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 88, 306-311, 1959.
- [77] Summer, E.J. : Blocking anticyclones in the Atlantic-European sector of the Northern Hemisphere, *Met. Mag.*, Cambridge University Press, 996pp, 2007.
- [78] Takaya, K., Nakamura, H. : Mechanisms of intraseasonal amplification of the cold Siberian high, *Journal of the atmospheric sciences*, 62(12), 4423-4440, 2005.
- [79] Tanaka, H.L., Terasaki K. : Blocking Formation by an Accumulation of Barotropic Energy Exceeding the Rossby Wave Saturation Level at the Spherical Rhines Scale, *J. Meteor. Soc. Japan*, 83, 319-332, 2006.
- [80] Tokyo Climate Center, Japan Meteorological Agency : Summary of the 2012/2013 Asian Winter Monsoon, *TCC News*, 32, 6-12, 2013.
- [81] Tollmien, W. : Ein allgemeines Kriterium der Instabilität laminarer Geschwindigkeitsverteilungen, *Nachr. Wiss. Frachgruppe, Göttingen, Math.-phys. Klasse*, 1, 79-114. Translated as 'General instability criterion of laminar velocity distributions', *Tech. Memor. Nat. Adv. Comm. Aero.*, Wash, 609, 1931.
- [82] Tibaldi, S., Molteni, F. : On the operational predictability of blocking, *Tellus A*, 42(3), 343-365, 1990.
- [83] Tyrlis, E., Hoskins, B.J. : Aspects of a northern hemisphere atmospheric blocking climatology, *Journal of Atmospheric sciences*, 65, 1638-1652, 2007.
- [84] Uppala, S.M., Kållberg, P.W., Simmons, A.J., Andrae, U., Bechtold, V.D.C., Fiorino, M., Gibson, J.K., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G.A., Li, X., Onogi, K., Saarinen, S., Sokka, N. : The ERA-40 re-analysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131(612), 2961-3012, 2005.
- [85] Yamada, T.J., Farukh, M.A., Fukushima, T., Inatsu, M., Sato, T., Pokhrel, T.N. Oki, T. : Extreme precipitation intensity in future climates associated with the Clausius-Clapeyron-like relationship, *Hydrological Research Letters*, 8(4), 108-113. 2014.
- [86] Vallis, G.K. : Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics, Fundamentals and Large-Scale Circulation, *Cambridge University Press*, pp.745, 2006.

- [87] Vial, J., Osborn, T.J. : Assessment of atmosphere-ocean general circulation model simulations of winter northern hemisphere atmospheric blocking, *Climate dynamics*, 39(1-2), 95-112, 2011.
- [88] Wentzel, G.: Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik, *Zeitschrift für Physik*, 38(6-7), 518—529, 1926.
- [89] Whitham, G.B. : A note on group velocity, *Journal of Fluid Mechanics*, 9, 347-352, 1960.
- [90] Yamada, T.J., Takeuchi, D., Farukh, M.A., Kitano, Y. : Climatological Characteristics of Heavy Rainfall in Northern Pakistan and Atmospheric Blocking over Western Russia, *Journal of Climate*, 29, 7743-7754, 2016.
- [91] Yamazaki, A. : 2012:The maintenance mechanism of atmospheric blocking, *Sc.D. thesis*, Kyusyu University, 2012.
- [92] Yamazaki, A., Itoh, H. : Vortex-vortex interactions for the maintenance of blocking. Part I:The selective absorption mechanism and a case study, *J. Atmos. Sci.*, 70, 725-742, 2013.
- [93] Yamazaki, A., Itoh, H.: 2013b:Vortex-vortex interactions for the maintenance of blocking. Part II: Numerical experiments, *J. Atmos. Sci.*, 70, 743-766, 2013.
- [94] Yoshida, A., Asuma Y.: Structures and environment of explosively developing extratropical cyclones in the northwestern Pacific region, *Mon. Wea. Rev.*, 132, 1121-1132, 2004.
- [95] Zhou, W., Chan, J.C., Chen, W., Ling, J., Pinto, J.G., Shao, Y.: Synoptic-scale controls of persistent low temperature and icy weather over southern China in January 2008, *Monthly Weather Review*, 137(11), 3978-3991, 2009.
- [96] 有賀暢迪: 洗い桶からコンピュータへ大気大循環モデルに似るシミュレーションの誕生一, *科学哲学科学史研究*, 2, 61-74, 2008.
- [97] 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋: 底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験による傾圧不安定波の再現, *土木学会論文集 G(環境)*, 71(5), I_289-I_294, 2015.
- [98] 稲津将: 気候力学に関するノート, pp. 55, 2004.
- [99] P. G. ドレイジン, 神部勉訳流体力学, 安定性と乱流東京大学出版, pp. 359, 1998.
- [100] 小倉義光: 気象力学通論, 東京大学出版会, 1978.
- [101] 岸保勘三郎, 田中正之, 時岡達志: 大気科学講座 4 大気の大循環, 東京大学出版会, 1982.
- [102] (財) 気象業務支援センター: 台風経路データ 1951-2015 年, (気象庁提示, <http://www.jmbasc.or.jp/hp/offline/cdoff1.html>) (2017 年 1 月現在).
- [103] 気象庁: メソ数値予報モデル GPV (MSM): (<http://www.jmbasc.or.jp/hp/online/f-online0c.html>) (2017 年 1 月現在).
- [104] 気象庁: 平成 23 年 12 月後半から平成 24 年 2 月初めにかけての低温と大雪について, 平成 24 年報道発表資料, 2012.
- [105] 気象庁: 2012/2013 年冬の気候と大気の流れの特徴, 異常気象分析検討会 (平成 24 年度定例

会) 資料, 2013.

- [106] 気象庁: ホームページ (<http://www.data.jma.go.jp/>) (2017 年 1 月現在).
- [107] 北野慈和, 山田朋人: 気候変動に伴う冬季における太平洋ブロッキングの北東シフトと日本周辺の低温日との関係, 土木学会論文集 G (環境), 71(5), I_177-I_182, 2015.
- [108] 北野慈和, 山田朋人: 北日本を通過する爆弾低気圧と太平洋ブロッキングとの関係, 土木学会論文集 B1(水工学), 72(4), I_121-I_126, 2016.
- [109] 北野慈和, 山田朋人: 複数の低気圧から形成される爆弾低気圧の統計的解析, 平成 27 年度土木学会北海道支部論文報告集, 72, B-28, 2016.
- [110] 北野慈和, 山田朋人: 現在気候及び将来気候における爆弾低気圧の強度とブロッキング発生位置との関係, 土木学会論文集 G 特別号 (地球環境研究論文集), 72(5), I_233-I_239, 2016.
- [111] 北野慈和, 山田朋人: 北西太平洋を通過する爆弾低気圧と台風の比較, 2016 年度応用力学シンポジウム要旨, 2016.
- [112] 北野慈和, 山田朋人: 開水路流れとの類似点に着目したジェット気流が有するエネルギーの解析, 水工学論文集, 61, 2017.
- [113] 北野慈和, 山田朋人: 2016 年 8 月豪雨事例を含む過去 56 年間に北海道周辺を通過・上陸した台風の統計的解析, 水工学論文集, 61, 2017.
- [114] 木村龍治: 差分加熱による回転流体中の対流 (回転流の数値), 数理解析研究所講究録, 1075, 117-126, 1999.
- [115] 木本昌秀: ブロッキング現象, 気象研究ノート, 第 179 号, 第 3 部 大気海洋現象への応用, 第 1 章, 1993.
- [116] 木本昌秀: 欧州熱波と日本の冷夏 2003, 2004 年度春季大会シンポジウム「2003 年日本の冷夏-異常気象をどこまで理解・予測できるか」の報告, 日本気象学会, 2005.
- [117] 国土交通省北海道開発局今冬の暴風雪・高潮への対応について平成 27 年 2 月 18 日 局長記者会見配布資料, 2015. (<http://www.hkd.mlit.go.jp/kyokutyouty/h26/0218/kyokutyouty.html#1> 2017 年 1 月現在)
- [118] 国土交通省: 水管理国土保全, 第 2 回高潮水防の強化に関する技術検討委員会, 第 2 回配布資料 [http : //www.mlit.go.jp/river/shinnngikai_blog/saidai_takashio/index.html](http://www.mlit.go.jp/river/shinnngikai_blog/saidai_takashio/index.html) (2017 年 1 月現在).
- [119] 国土交通省北海道開発局: 平成 28 年 8 月北海道大雨激甚災害を踏まえた水防災対策検討委員会, 配布資料, [http : //www.hkd.mlit.go.jp/zigyoka/z_kasen/mizubousaiin/index.html](http://www.hkd.mlit.go.jp/zigyoka/z_kasen/mizubousaiin/index.html), (2017 年 1 月現在).
- [120] 国土交通省北海道開発局建設部河川管理課水害予報センター: 平成 28 年 8 月 20 日からの大雨及び台風第 10 号による出水の概要 (平成 28 年 9 月 10 日), 2016.
- [121] 国土交通省北海道開発局: [http : //www.mr.hkd.mlit.go.jp/houdou/h28/161129.pdf](http://www.mr.hkd.mlit.go.jp/houdou/h28/161129.pdf), (2017 年 1 月現在).
- [122] 国立情報学研究所: デジタル台風 (<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/>) (2017 年

1 月現在).

- [123] 竹原幸生, 江藤剛治: MLS を導入した PTV による渦度推定法の提案と風波流速場への適用, 土木学会論文集 B, 65(3), 151-165, 2009.
- [124] 竹村和人, 向川均: アンサンブル予報データを用いたブロッキング形成期の予測可能性に関する解析, 京都大学防災研究所年報, 53(B), 2010.
- [125] 田中博: エネルギーの逆カスケードによるプラネタリー波の増幅とブロッキング形成の数値実験, 天気, 40, 733-750, 1993.
- [126] 田中博: 偏西風の気象学, 気象ブックス, 016, 成山堂, 2007.
- [127] 竹原幸生, 江藤剛治: MLS を導入した PTV による渦度推定法の提案と風波流速場への適用, 土木学会論文集 B, 65(3), 151-165, 2009.
- [128] 寺沢寛一: 自然科学者のための数学概論 応用編, 第 2 章 WKB 法, 岩波書店, pp.714, 1960.
- [129] 土木学会北海道支部: 2016 年 8 月北海道豪雨災害調査団速報版第 1 報, 2016 年 9 月 12 日 ver., 2016.
- [130] 2015 年関東・東北豪雨災害土木学会・地盤工学会合同調査団関東グループ: 平成 27 年 9 月 関東・東北豪雨による関東地方災害調査報告書, pp. 9-17, 2016.
- [131] 土木学会北海道支部: 2016 年 8 月北海道豪雨災害調査団緊急報告会について, 資料 [http : //committees.jsce.or.jp/report/node/136](http://committees.jsce.or.jp/report/node/136), (2017 年 1 月現在).
- [132] 中村尚: 異常気象の流体力学—ブロッキング現象のメカニズム—, ながれ, 18, [小特集] 地球環境問題と流体, 156-163, 1999.
- [133] 九州大学川村研究室: 爆弾低気圧情報データベース [http : //fujin.geo.kyushu - u.ac.jp/meteorology/algorithm/](http://fujin.geo.kyushu-u.ac.jp/meteorology/algorithm/) (2017 年 1 現在).
- [134] 福本康秀: 渦度の運動学と力学, ながれ, 24, [連載] 渦運動の基礎知識, 1, 207-219, 2005.
- [135] 北海道庁: 第 2 回災害検証委員会配布資料, <http://www.pref.hokkaido.lg.jp/sm/ktk/dai2kaikenshouiinkai.htm>, (2017 年 1 月現在).
- [136] 堀川英隆: 平成 17 年度修士論文 初夏のオホーツク海ブロッキング高気圧の形成メカニズムに関する研究, 京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻, pp.71, 2007.
- [137] 日本気象協会 HP (<http://www.tenki.jp/>)
- [138] 三沢信彦, 木村竜治: 地表面冷却によって生じる大気循環の流体実験 (液晶による温度の可視化), 可視化情報学会誌, 10(39), 277f-277_1, 1990.
- [139] 三村和男: 地形性ベータ効果を持つ回転水槽実験による極渦の反転: 速度場解析法の開発, 東海大学紀要, 教養学部 21, 59-76, 1990.
- [140] 三村和男: 傾圧性と惑星規模ベータ効果を合わせ持つ回転水槽実験の展開, 2002 年度学部等研究教育補助金報告, 東海大学紀要, 教養学部 34, 321-325, 2004.
- [141] 農林水産庁, 国土交通省: 高潮浸水想定区域図作成の手引き Ver. 1. 00, 2015.
- [142] 山崎哲: 渦と渦の相互作用によるブロッキング持続メカニズム -2013 年度山本・正野論文賞受賞記念講演-, 天気, 62, 6, 解説, 2015.

- [143] 山本太郎: 北海道に接近・通過した台風の経路と降雨の分布傾向について, 平成 26 年度土木学会北海道支部論文報告集, 71, B-02, 2015.
- [144] 笠木伸英, 日野幹雄, 木村龍治, 保原充, 西岡通男編集: 流体実験ハンドブック, 朝倉書店, 1997.
- [145] 渡部靖憲, 堀井正輝, 新井田靖郎: 遡上波の力学的バランス流れの構造, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 69(2), 2013.