



Title	日本海北東部の筋状降雪雲の半日周期振動
Author(s)	川島, 正行; 織田, 将太; 下山, 宏 他
Citation	低温科学, 82, 183-194
Issue Date	2024-03-29
DOI	https://doi.org/10.14943/lowtemsci.82.183
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/91746
Type	departmental bulletin paper
File Information	16_p183-194_LT82.pdf



日本海北東部の筋状降雪雲の半日周期振動

川島 正行^{1),2)}, 織田 将太^{3)*}, 下山 宏¹⁾, 渡辺 力¹⁾

2023年11月30日受付, 2023年12月15日受理

衛星やレーダーの画像を調べると、シベリアからの寒気吹き出し時に発生する日本海北東部の筋状降雪雲は、寒気吹き出しに対し直交方向に半日周期で振動することが確認できる。一方、日本海の北西部では、降雪雲の半日周期の振動は不明瞭で、1日周期の振動が卓越する。本研究では、筋状降雪雲の半日周期振動のメカニズムを、領域大気モデルを用いた寒気吹き出し事例の数値シミュレーションと、境界層大気の変動を表現する線形浅水波モデルによる数値実験により調べた。降雪雲の振動をもたらす海上の風速擾乱の励起には、大陸上の境界層乱流の日変動に伴う加熱と摩擦両方の変動が重要であることがわかった。また、沿海州のシホテアリニ山脈は、大きな1日周期気温変動を伴う内陸の寒気の流出を妨げることで、筋雲の半日振動を際立たせる働きを持つと考えられる。

Semidiurnal Oscillations of Sea-effect Snowbands over the Northeastern Part of the Sea of Japan

Masayuki Kawashima^{1,2}, Shota Oda^{3)*}, Kou Shimoyama¹ and Tsutomu Watanabe¹

During wintertime cold-air outbreaks from Siberia, the sea-effect wind-parallel snowbands over the northeastern part of the Sea of Japan often exhibit pronounced semidiurnal oscillations in the direction normal to the prevailing wind. On the other hand, in the northwestern part of the Sea of Japan, semidiurnal oscillations are less noticeable and diurnal oscillations are predominant. In this study, the mechanisms for the semidiurnal oscillation of snowbands are investigated through the analysis of realistic numerical simulations of cold-air outbreaks using a regional atmospheric model and idealized numerical experiments using a linear reduced-gravity shallow water model that models the inversion-capped boundary layer flow. It is shown that the diurnal variations of both the boundary-layer heating and friction due to the boundary-layer turbulence over the windward coastal region are important in generating the wind perturbations responsible for the oscillations of snowbands. It is argued that the Sikhote-Alin mountain region acts to highlight the semidiurnal oscillations of snowbands by blocking the outbreak of inland cold air, which is accompanied by a large amplitude of diurnal temperature variation.

キーワード：筋状降雪雲, 日周期変動, 領域大気モデル
snowbands, diurnal variation, regional atmospheric model

連絡先

川島 正行

北海道大学 低温科学研究所

〒060-0819 北海道札幌市北区北19条西8丁目

Tel: 011-706-5491

Email: kawasima@lowtem.hokudai.ac.jp

1) 北海道大学 低温科学研究所

Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University,

Sapporo, Japan

2) 北海道大学 低温科学研究所 環オホーツク観測研究センター

Pan-Okhotsk Research Center, Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, Sapporo, Japan

3) 北海道大学 大学院環境科学院

Graduate School of Environmental Science, Hokkaido University, Sapporo, Japan

*現在は NEC ソリューションイノベーター

* Now at NEC Solution Innovators, Ltd.

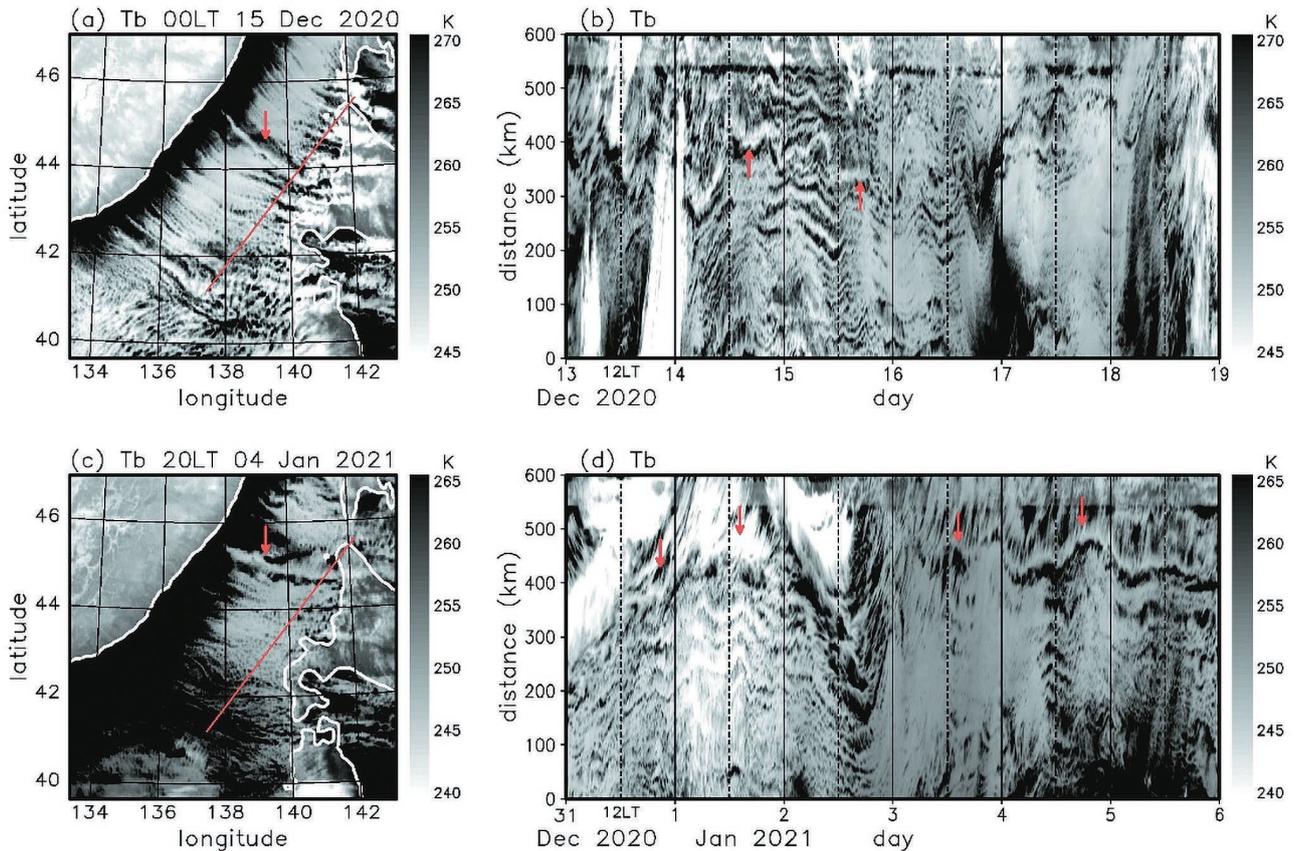


図1：気象衛星ひまわり8号で観測された、寒気吹き出し時の日本海北東部の赤外輝度温度 (band 13, 波長 $10.4\mu\text{m}$)。 (a) 2020年12月15日00時 (日本時間), (b) (a)の線上における時間-距離断面, (c) 2021年1月4日20時, (d) (c)の線上における時間-距離断面。シホテアリニ山脈中の山岳により生じる太い筋雲の位置を矢印で示す。

Figure 1: Infrared satellite brightness temperature (K) of Himawari-8 band 13 ($10.4\mu\text{m}$) over the northeastern part of the Sea of Japan. (a) Snapshot at 0000 LT 15 December 2020. (b) time-distance section along the red line in (a). (c) snapshot at 2000LT 4 January 2021, and (d) time-distance section along the red line in (c). The red arrows indicate the location of the thick cloud band induced by a mountain in the Sikhote-Alin Mountains.

1. はじめに

冬季モンスーン時、大陸から吹き出した寒気は日本海上で大量の顕熱と潜熱を受け、多数の筋状降雪雲が発生することが良く知られている。筋状降雪雲は海上における大気境界層 (対流混合層) 内で発達し、多くの場合境界層内の風に平行な走向を持つ。気象衛星や日本海沿岸に設置されたレーダーの画像データを調べると、日本海北東部の筋状降雪雲が、寒気吹き出しに対し直交する方向に半日周期で振動することが確認できる。図1に、比較的長期間持続した最近の寒気吹き出し事例について、気象衛星ひまわり8号で観測された赤外輝度温度を示す。2020年12月中旬の事例では、14日から18日、2020年12月末から2021年1月上旬の事例では1日および3日から5日にかけて、約12時間周期の降雪雲振動が確認できる。また、各筋雲は同期して振動していることがわかる。矢印で示した降雪雲はロシア沿海州の地形効果で強められた降雪雲として

知られており (Muramatsu, 1979; Ohtake et al., 2009), 北海道西岸に大雪をもたらすことが知られている。

図2は、日本海北西部について同期間の雲の変動を示したものである。幅の広い太い雲域は、豪雪をもたらす擾乱として知られる日本海寒帯気団収束帯 (Japan Sea Polar Airmass Convergence Zone; JPCZ) に伴うものである。半日周期の振動は局所的に確認できるが、図1と比較し不明瞭である。2020年12月末から2021年1月上旬の寒気吹き出し時には、1日周期の雲の振動が顕著である。

太陽放射加熱に起因する、海陸風や山谷風などの局地循環や雲・降水の日変動は、気象・気候における重要な構成要素である (Wallace, 1975; Dai et al., 1999など)。特に熱帯域では日周期変動が顕著で、海陸温度コントラストの日変動に起因した、風速や気温、降水などの日変動シグナルが沖向きに伝播することが多くの研究で報告されている (Yang and Slingo, 2001; Mapes et al., 2003; Gille et al., 2005など)。太陽放射加熱の変動

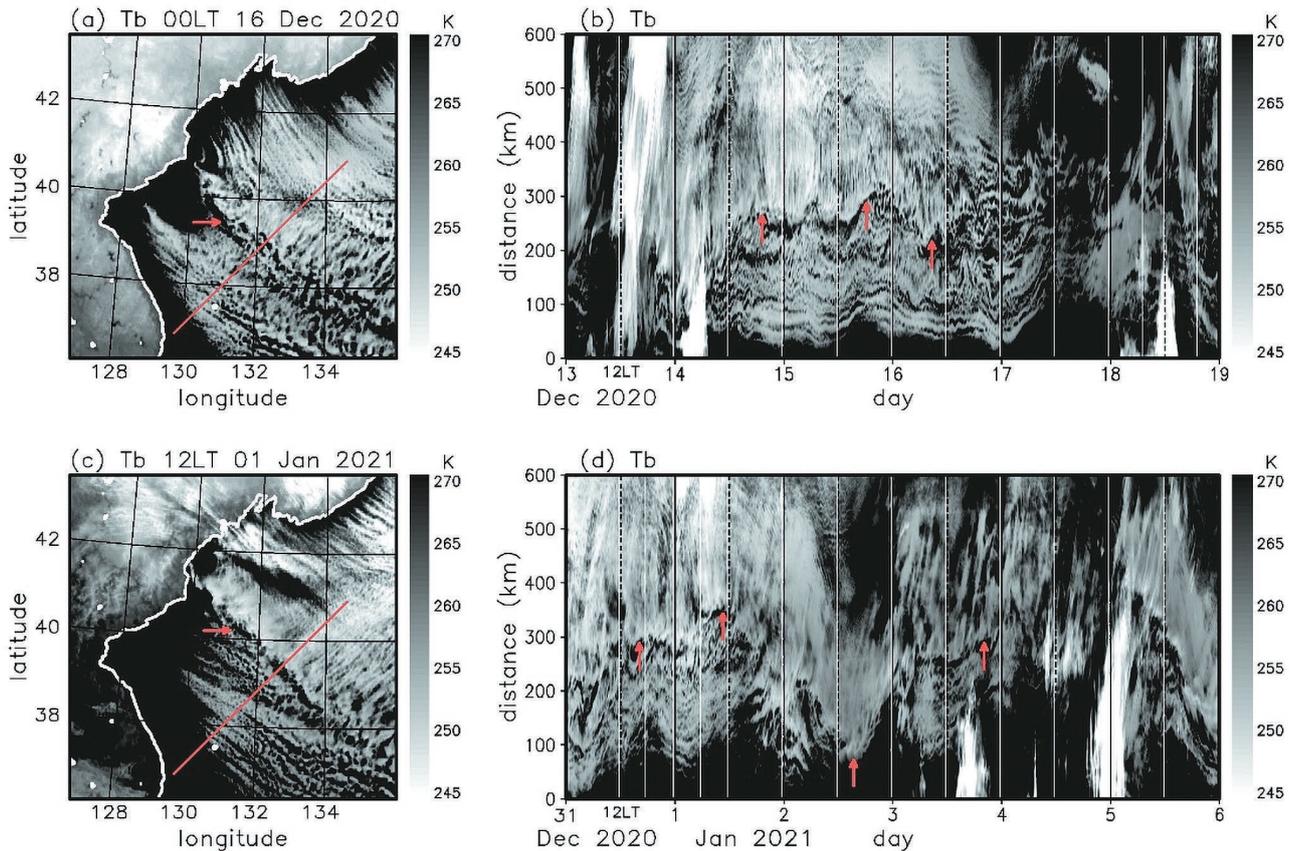


図2：気象衛星ひまわり8号で観測された寒気吹き出し時の日本海北西部の赤外輝度温度 (band 13, 波長 $10.4\mu\text{m}$)。 (a) 2020年12月16日00時 (日本時間), (b) (a)の線上における時間-距離断面, (c) 2021年1月1日12時, (d) (c)の線上における時間-距離断面。日本海寒帯気団収束帯 (JPCZ) に伴う雲域の南西側の境界の位置を矢印で示す。

Figure 2: Infrared satellite brightness temperature (K) of Himawari-8 band 13 ($10.4\mu\text{m}$) over the northwestern part of the Sea of Japan. (a) Snapshot at 0000 LT 16 December 2020. (b) time-distance section along the red line in (a). (c) snapshot at 1200 LT 1 January 2021, and (d) time-distance section along the red line in (c). The red arrows indicate the southwestern boundary of clouds associated with the Japan Sea polar airmass convergence zone (JPCZ).

は昼夜非対称で高調波成分を持つため、陸上や沿岸域の地上付近の風速をスペクトル解析すると、基本となる1日周期成分のほかに、高調波成分、特に半日周期成分にエネルギー密度のピークが現れることが知られている (Orlic et al., 1988; Cokelet, 1992; Sakazaki and Fujiwara, 2008など)。

図1, 2に示した降雪雲の振動も、日射の変動に伴い励起される大陸上の風速変動が伝播することで生じると予想されるが、このような現象に着目した研究はなく、そのメカニズムも不明である。また、地上付近の物理量の半日変動の振幅は、通常1日変動の振幅よりもかなり小さくなるため、なぜ日本海北東部で顕著な半日振動がみられるのか、という疑問も起こる。これらの点を解明するため、本研究では領域大気モデルを用いて寒気吹き出し事例を再現し、そのデータを解析した。さらに、簡便な線形浅水波方程式モデルを用いた数値実験を行い、降雪雲の振動のメカニズムについて調べた。

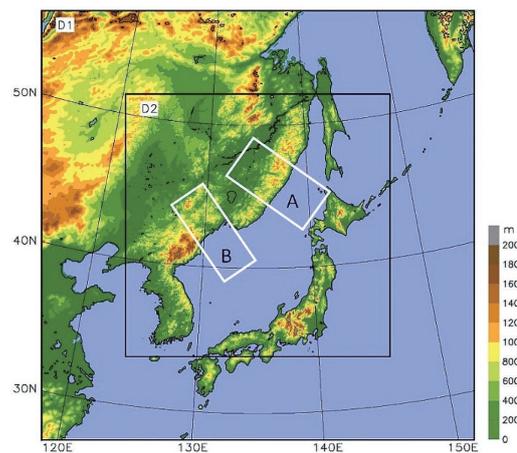


図3：領域大気モデルの計算領域と標高。長方形A, Bは距離-時間断面図の作成に使用した領域を表す。

Figure 3: The model domain and topography. The boxes A and B represent the areas to construct distance-time diagrams.

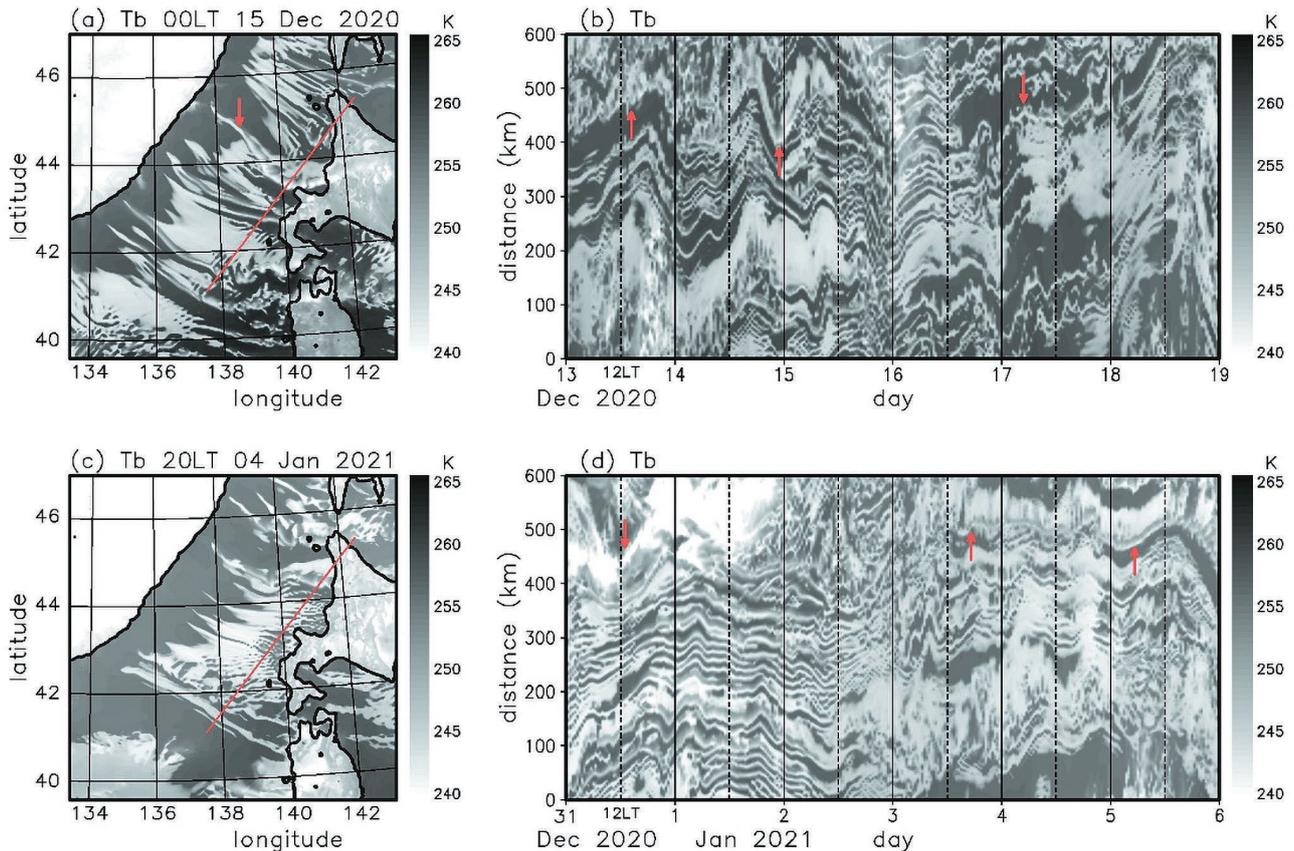


図4：領域大気モデルで得られた外向き長波放射から計算した、日本海北東部における赤外輝度温度。スナップショットの時刻および時間-距離断面図の位置と期間は図1と同じである。

Figure 4: Infrared brightness temperature (K) derived from the model output of the outgoing longwave radiation for the northeastern part of the Sea of Japan. The times of snapshots and the location and period for the time-distance sections are the same as in Fig. 1.

2. 領域大気モデルによる再現実験

2.1 モデルの設定

領域大気モデル Weather Research and Forecasting - Advanced Research (WRF-ARW) Version 3.9.1 (Skamarock et al., 2008) を用いて、複数の寒気吹き出し事例の再現実験を行った。計算領域を図3に示す。計算は水平9 km格子の領域 (D1) に3 km格子の領域 (D2) を双方向ネストして行った。モデル上端は50 hPaとし、鉛直方向に64層を取った。

主要な物理過程のパラメタリゼーションとして、Thompsonの雲微物理過程スキーム (Thompson et al., 2008), Yonsei University 境界層スキーム (Noh et al., 2003; Hong et al., 2006), Rapid Radiative Transfer Model (RRTM) 放射スキーム (Iacono et al., 2008), を用いた。また、9 km格子の領域でのみKain-Fritschの積雲パラメタリゼーション (Kain, 2004) を用いた。初期値・境界値にはNCEP/NCAR GDAS Final Analysisを用いた。

双方向ネストの設定で、図1, 2に示した寒気吹き出し事例のシミュレーション (積分期間は12月11日00UTCから12月19日00UTCおよび12月29日00UTCから1月7日00UTC) を行った。また、日本海上の風の日変動特性を把握するため、粗い格子 (D1) のみを用いて2020年12月上旬から2021年1月上旬までの1ヶ月間のシミュレーションも行った。

2.2 結果

図1, 2に示した寒気吹き出し事例を再現した結果を図4, 5に示す。衛星画像との比較のため、モデルで計算された大気上端での外向き長波放射を用いて、雲の射出率を1.0と仮定して赤外輝度温度を求めた。細かな点は異なるが、期間を通した全体的な雲の時間変化はよく再現されている。日本海北東部 (図4) については、図1と同様に筋状降雪雲の位置に顕著な12時間周期の振動が確認できる。日本海北西部 (図5) においては、半日振動は不明瞭で、12月末から1月上旬の寒気吹き出しでは、図2と同様の1日周期振動が卓越している。以上から、筋状降雪雲の振動を

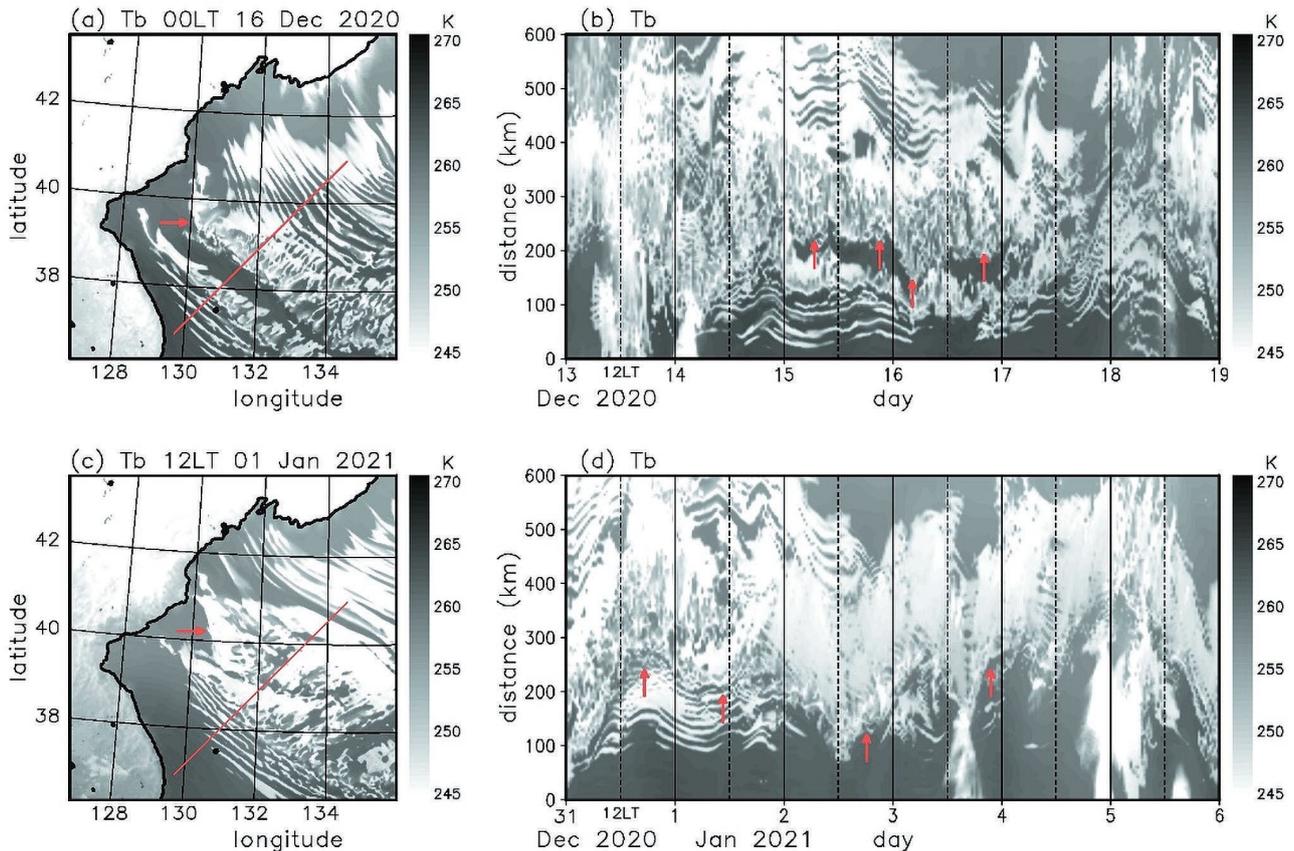


図5：領域大気モデルで得られた外向き長波放射から計算した、日本海北西部における赤外輝度温度。スナップショットの時刻および時間-距離断面図の位置と期間は図2と同じである。

Figure 5: Infrared brightness temperature (K) derived from the model output of the outgoing longwave radiation for the northwestern part of the Sea of Japan. The times of snapshots and the location and period for the time-distance sections are the same as in Fig. 2.

もたらず大気場の変動は、モデル中でも再現されていると考えられる。

1ヶ月間のシミュレーションで得た下層風速データを用いてスペクトル解析を行ったところ、過去の研究で報告されているように、陸上では周期1日・半日に明瞭なエネルギーのピークが見られた。海上の殆どの領域ではそれらのピークは不明瞭になるが、日本海北東部では周期1日・半日に明瞭なピークが見られ、その強さは同程度になることが分かった(図は省略)。

顕著な筋雲の半日振動が見られた2020年12月14～17日、2021年1月1日および1月3～5日の計8日間のデータを用いて、物理量の平均日変動データを作成した。このデータに対し調和解析を行うことで、1日・半日周期の物理量の変動を抽出した。各筋雲の同期した振動から予想されるように、沿海州風下の風速変動の位相は、海岸に沿う南西-北東方向にほぼ一様で、風上にあたるシホテアリニ山脈の中央部でもその方向に一様であった。そこで、以降は図3の長方形Aの南西-北東方向(幅360 km)に平均した

場について見ていく。

図6に、地上からの高度300 mにおける、海岸線に直交する風速成分 u (北西風成分)、海岸線に平行な風速成分 v (南西風成分)、温位の1日および半日変動成分の距離-時間断面図を示す。なお、海上 ($x > 0$ km) の深さ1km程度の対流混合層内では、強い鉛直混合の効果により、各物理量は高度方向にほぼ一様である。筋雲の走向は基本的には風向と一致するので、その振動は v の変動により生じる。各物理量の1日周期変動(図6a-c)は、内陸の標高の低い場所 ($-300 < x < -200$ km) で顕著である。陸上における下層風速の変動は、主として、境界層乱流の摩擦効果(乱流運動量フラックス収束)の変動によるものである。日中は活発な乱流により境界層の北西風は減速し、乱流混合が弱まる夜間に北西風は増加する(図6a)。温位の1日変動の振幅はシホテアリニ山脈上部と風下斜面 ($-120 < x < 0$ km) で小さく、内陸部よりも変動の位相が4～5時間早いことが分かる。海上における温位偏差の位相は、背景風(約 10 m s^{-1}) の速度で風下伝播する。一方、風速成分 u , v に

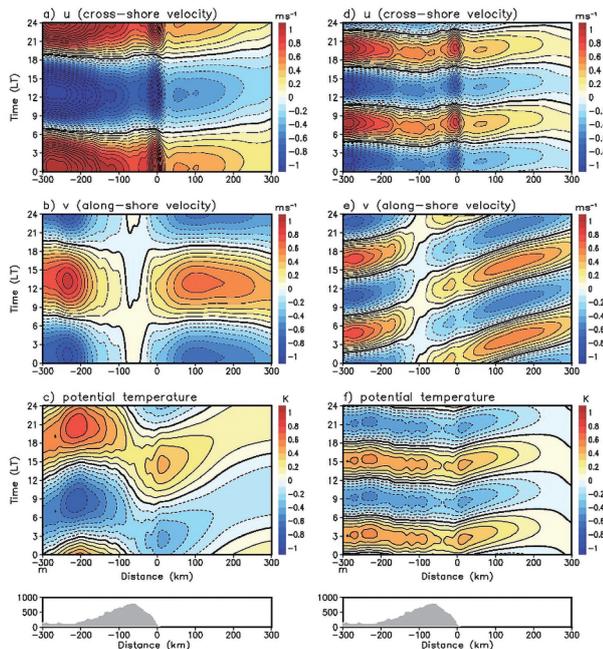


図6：図3の長方形Aの南西-北東向（幅360 km）について平均した，地表面からの高度300 mにおける物理量の（左）1日変動成分と（右）半日変動成分の距離-時刻断面図．(a), (d) 海岸線に直交する風速成分（北東風成分， 0.1 m s^{-1} 間隔），(b), (e) 海岸線に平行な風速成分（南西風成分， 0.1 m s^{-1} 間隔），(c), (f) 温位（ 0.1 K 間隔）．距離0は平均した海岸線の位置に対応する．図の下に平均した標高を示す．

Figure 6: Distance-time sections of (left) diurnal and (right) semidiurnal harmonics of variables at 300 m AGL averaged over the 360-km wide SW-NE span of the rectangular area A in Fig. 3. (a), (d) cross-shore wind, (b), (e) along-shore wind, and (c), (f) potential temperature. Contour intervals are 0.1 m s^{-1} for wind speeds and 0.1 K for potential temperature. Distance equals 0 is the coast with positive (negative) distance values indicating locations over land (sea). The bottom panels show the averaged terrain elevation.

については，位相の伝播は明瞭でない．なお，運動方程式の解析から，海上における v の振幅の半分程度は，温位傾度により生じる水平気圧傾度力の変動と地衡風バランスしたものと説明できる（図は省略）．

半日周期変動成分（図6d-f）について見ると，風速の変動は，内陸の低地で顕著であるが，1日周期成分と比べその振幅は小さい．1日変動成分と同様，海岸線に直交する風速成分 u は，沿岸部で大きな値をとっている．海上において u と v の位相はともに風下に伝播するが， v の位相速度の方が明らかに小さい．このような風速変動の伝播は，背景風による移流もしくは単色の波の伝播それぞれ単独では説明できない．

ここで，内陸部と沿岸部の温位の1日周期変動の違いについて，図7（平均北西風速と温位の鉛直断面図），図8（顕熱フラックスと地表付近の温位の時系列）を用いて説明す

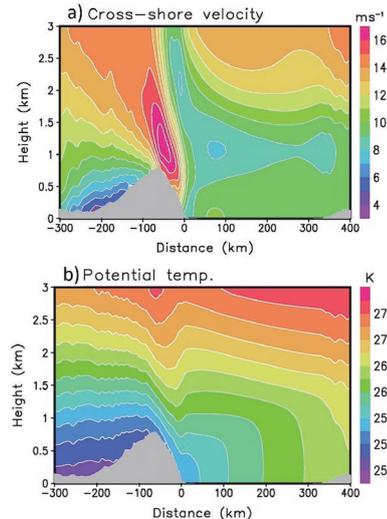


図7：図2の長方形Aの南西-北東方向（幅360 km）について平均した (a) 海岸線に直交する平均風速（北西風速， 1 m s^{-1} 間隔），(b) 温位（ 2 K 間隔）．灰色は平均地形を表す．

Figure 7: Vertical cross sections of temporally and spatially averaged (a) cross-shore wind speed (northwesterly wind speed, contoured and shaded every 1 m s^{-1}) and (b) potential temperature (contoured and shaded every 2 K) for the area A in Fig. 2.

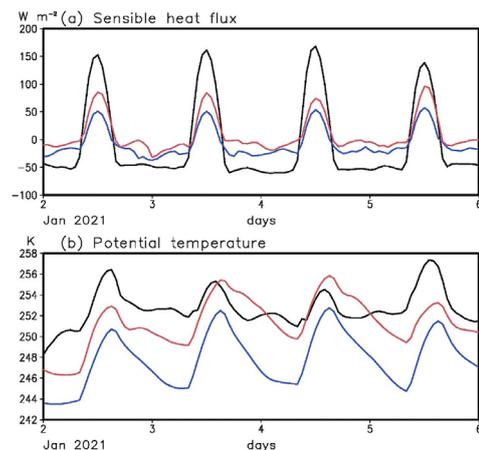


図8：領域大気モデルで計算された (a) 地表面顕熱フラックスと (b) モデル最下層（高度約40 m）の陸上における温位の変動．黒線は沿海州の沿岸部（図6の $-40 < x < 0 \text{ km}$ ），青線は内陸の低地（図6の $-300 < x < -250 \text{ km}$ ），赤線は図3に示した領域Bの沿岸部（図9の $-40 < x < 0 \text{ km}$ ）における値．

Figure 8: Simulated diurnal variations of (a) surface sensible heat flux and (b) potential temperature at the lowest model level (about 40 m above ground level) for the coastal area of the Sikhote-Alin Mountains ($-40 < x < -10 \text{ km}$ in Fig. 6c, black line), the inland area ($-300 < x < -250 \text{ km}$ in Fig. 6, blue line), and the coastal region of the box B in Fig. 3 ($-40 < x < -10 \text{ km}$ in Fig. 9, red line).

る．山脈風上で平均北西風が弱いことからわかるように，内陸部の下層寒気（図7bの低温位の空気）は山脈によりブロックされ，高度0.6 km以上の高温位の空気塊が海上に流出する（Ohtake et al., 2009；Watanabe et al., 2017）．山脈を超えて日本海上へ流出する下層大気は自由大気に由来

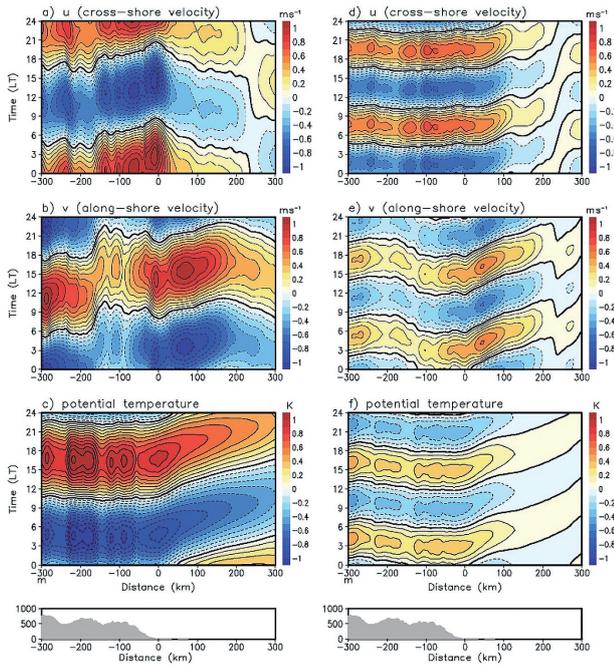


図9：図6に同じ，ただし図3の長方形Bの南西-北東方向（幅300 km）についての平均。

Figure 9: As in Fig 6 but for the variables averaged over the 300-km wide SW-NE span of the rectangular area B in Fig. 3.

し，陸面からの熱フラックスを受けるのは，ごく短時間になる．このため，山脈風下斜面から沿岸域の温位変動（図8bの黒線）の振幅は小さく，顕熱フラックス（図8aの黒線）とほぼ時間差のない変動を示す．これに対し，空気塊が地表の影響を長期間受けると考えられる内陸（図8bの青線）では，気温の変動は顕熱フラックスを時間積分したものとなるため，振幅が大きくなり，1日変動成分に対する高周波成分の相対的な振幅はより小さくなる．この変動を調和解析すると，図6cに示したように，1日変動成分の最大は夕刻に，最低は午前中に現れることになる．図6a, dで，北西風成分 u の変動が山脈上で小さいのも，空気塊が陸面からの影響を受ける時間が短いためと考えられる．ただし，北西風速変動は沿岸部で局所的に大きくなっている．これは，山脈風下斜面では一日を通して強風（おろし風）が存在することで，図8aの黒線で示した顕熱フラックス同様，運動量フラックスとその変動の振幅も大きくなるためである．シホテアリニ山脈で堰き止められた内陸の寒気はウラジオストクの北の低地（Khanka lowlands）を抜け日本海に流出する（Scotti, 2005； West and Steenburgh 2019）．この場所における気温の変動（図8bの赤線）は，内陸部における変動（図8bの青線）と似たものとなる．

図9に地峡とその風下を含む，図3の長方形Bについて平

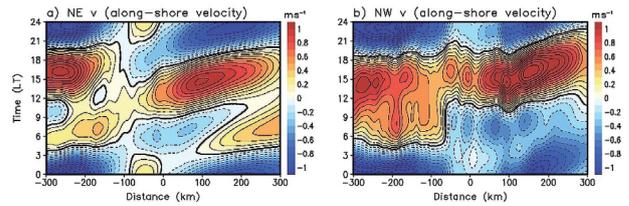


図10：海岸線に平行な風速（南西風成分， 0.1 m s^{-1} 間隔）の1日周期成分と半日周期成分の和．(a) 日本海北東部 (b) 日本海北西部．

Figure 10: Distance-time sections of the sum of the diurnal and semidiurnal harmonics of the along-shore wind for (a) the northeastern and (b) northwestern parts of the Sea of Japan.

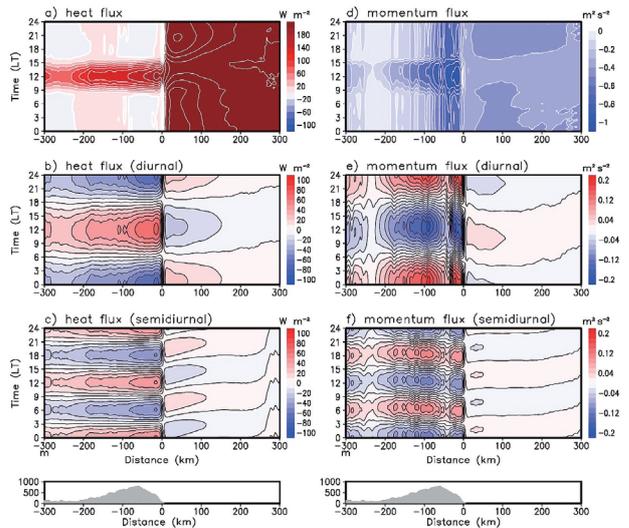


図11：図3の長方形Aの南西-北東向（幅360 km）について平均した，(左) 地表面顕熱フラックスとその1日，半日変動成分，(右) 地表面運動量フラックス（海岸線に直交する成分）とその1日，半日変動成分の距離-時刻断面図．距離0は平均した海岸線的位置に対応する．図の下に平均した標高を示す．

Figure 11: Distance-time sections of (left) the surface sensible heat flux and its diurnal and semidiurnal harmonics (right) the surface momentum flux in the direction normal to the coastline and its diurnal and semidiurnal harmonics averaged over the 360-km wide SW-NE span of the rectangular area A in Fig. 3. Distance equals 0 is the coast. The bottom panels show the averaged terrain elevation.

均した場について，図6と同様の図を示す．海上の温位の1日変動（図9c）は日本海北東部（図6c）と比較して大きく，位相は3時間程度遅れている．これにより，海上における南西風の1日変動の振幅（図9b）は日本海北東部（図6b）と比較して大きくなり，変動の位相は遅れる．これに対し，各物理量の半日変動（図9d-f）の振幅は日本海北東部と大きな違いはない．

図10に，筋状降雪雲の振動に寄与する南西風変動の1日・半日周期成分の和を日本海北東部と北西部で比較したものを示す．日本海北東部では，1日・半日周期成分の振幅が同程度であるため，明瞭な二つの正負のピークが見ら

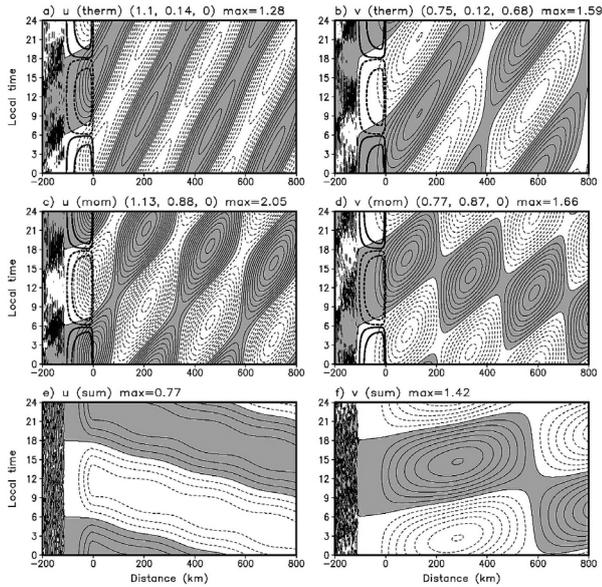


図12: 1日周期の強制により生じる(左)海岸線に直交する風速変動(u), (右)海岸線に平行な風速変動(v)の距離-時刻断面図。(a), (b)熱強制(層厚強制)に対する応答, (c), (d)運動量強制に対する応答, (e), (f)応答の和。等値線の間隔は 0.2 m s^{-1} で正の領域に陰影を施している。(a), (b)の太い等値線は層厚強制の等値線($\pm 10, \pm 100 \text{ m h}^{-1}$, 点線は負), (c), (d)の太い等値線は運動量強制の等値線($\pm 0.05, \pm 0.25 \text{ m s}^{-1} \text{ h}^{-1}$, 点線は負)を示す。(a) - (d)の上の括弧内の数値は, 左から順に, 短波長の慣性重力波, 長波長の慣性重力波, 地衡風バランスした擾乱に伴う変動の振幅(m s^{-1})を表す。

Figure 12: Distance-time diagrams of (left) cross-shore and (right) along-shore wind perturbations. (a), (b) Response to the diurnal thermal forcing. (c), (d) response to the diurnal momentum forcing, and (e), (f) sum of the response. Distance equals 0 is the coast with positive (negative) distance values indicating locations over sea (land). Contour interval is 0.2 m s^{-1} with positive values shaded and negative values dashed. Thick black contours in panels (a) and (b) represent the diurnal height forcing at ± 10 and $\pm 100 \text{ m h}^{-1}$ with negative values dashed. Thick black contours in panels (c) and (d) represent the diurnal momentum forcing at ± 0.05 and $\pm 0.25 \text{ m s}^{-1} \text{ h}^{-1}$ with negative values dashed. The numbers in the parentheses at the top of the panels (a)-(d) indicate, from left to right, the amplitudes of the short inertia-gravity wave, the long inertia-gravity wave, and the geostrophically balanced mode.

れる。これにより明瞭な筋雲の南西-北東方向の半日周期の振動が確認されると考えられる。一方, 地峡の風下では, 1日周期変動の振幅が大きく, 南西風速の正負のピークは一つずつしか現れない。これにより, 日本海北西部では1日周期の降雪雲の振動が顕著になると考えられる。

3. 線形浅水波モデルによる数値実験

3.1 モデルの設定

領域大気モデルのデータを解析することで, 筋雲の振動をもたらす変動について示してきたが, 変動の物理的

実態と励起メカニズムをデータ解析のみで理解するのは困難である。そこで, 簡便な線形浅水波モデル (reduced gravityモデル/ 1.5層モデル) を用いて数値実験を行い, それらの点について考察を行った。

日本海上の対流混合層は, 鉛直方向に一樣な水平風速と中立に近い成層で特徴づけられ, 境界層上端の温度逆転層によりその上の自由大気と明確に区別できる。波長の長い境界層内の物理量の変動は, 簡便な浅水波方程式系で良く表現できる。様々なスケールの時空間変動の重ね合わせである観測データや, 多様な物理過程を含む領域大気モデルの結果を解釈する際のリファレンスとして, 浅水波モデルの結果は極めて有用である。

自由大気は境界層流の変動に対し受動的で, 境界層流に影響を与えないと仮定する。海岸に直交方向 (寒気吹き出しの方向) に x 軸, 海岸に沿う方向 (南西-北東方向) に y 軸をとり, y 軸方向に物理量は一樣であると仮定すると, 方程式系は以下のように書ける。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} - fv = -g' \frac{\partial h}{\partial x} + F_n(x) \cos(n\omega t + \alpha_n) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} - fu = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} + H \frac{\partial u}{\partial x} = Q_n(x) \cos(n\omega t + \beta_n) \quad (3)$$

ここで, u, v はそれぞれ風速の x, y 成分, U は背景場の北東風, h は層厚の変動成分, H は基本場の層厚, f はコリオリパラメータ, g' は低減重力加速度 (reduced gravity) で, 基本場の温位を θ_0 , 逆転層における温位ギャップを $\Delta\theta$ として, $g' = g\Delta\theta/\theta_0$ で表される。実際の大気では, 陸上の境界層の深さは昼と夜で大きく異なり, 海上の大気境界層の厚さも風下に向かって増加するなど, 基本場は一樣ではないが, 簡単のため基本場は水平一樣であるとする。パラメータの値は領域大気モデルの結果を参考に, $U = 10 \text{ m s}^{-1}$, $g' = 0.004g$, $f = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (北緯 43.4°) としている。陸上の境界層の厚さは最大で 500 m 程度であるが, ここでは海上における風速変動を考えるため, H は日本海北東部における平均的な値 (1000 m) を用いる。背景風速と, 回転の効果を受けない内部重力波の位相速度の比 $F_r = U/\sqrt{g'H}$ (フルード数) は 1.6 となる。比較的強い寒気吹き出し時には, 通常 $F_r > 1$ となるが, この条件下では, 内部重力波のエネルギーは地面に対し風上に伝播しないので, 風下の陸地 (北海道や本州) の効果は考慮しない。(1), (3) 式の右辺はモデルを駆動するための周期的な強制で, $\omega = 2\pi/\text{day}$, $n = 1$ は1日周期の強制, $n = 2$ は半日周期

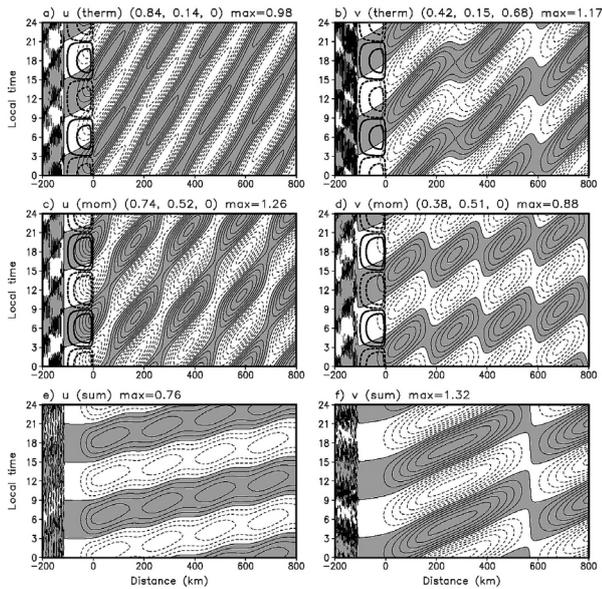


図13: 図12に同じただし半日周期強制に対する応答。
Figure 13: As in Fig. 12 but for the responses to the semidiurnal forcing.

の強制を表す。

日射の変動に伴い下層風が変動する基本的なメカニズムは、以下に述べる力学的メカニズムと熱的メカニズムの二つに大別できる。力学的メカニズムは、先述した境界層乱流の日変動に伴う摩擦（乱流運動量フラックス収束）の変動によるものである。背景風がある場合、乱流が活発になる昼間は大気境界層の平均風速は減少し、夜間は大気下層の風速は増大する（ごく地表近くのみに限れば、これと逆の変動となる）。この効果は運動量強制として(1)式の右辺第2項で与える。乱流運動量フラックス収束による水平風の変動は、地表面運動量フラックスの主風向成分 $F_M(x,t)$ 、境界層流の厚さ H を用いて、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = F_M/H \quad (4)$$

と表現できる。(1)式の運動量強制は、(4)式をもとに、領域大気モデルで計算された、シホテアリニ山脈上部から風下斜面における地表面運動量フラックスを調和解析し、単純化したものを与える。

熱的メカニズムは水平非一様な加熱に起因した水平気圧傾度力によるもので、海陸風や山谷風のメカニズムとして良く知られている。浅水波モデルでは、上層と下層の流体密度は一定としているため、Matsuno (1966), Gill (1980) などにならない、加熱の効果は(3)式右辺の層厚 h

に対する強制によって表現する。具体的には、加熱による地上気圧の低下は、 h の減少、すなわち高密度の境界層流の深さを減少させ、低密度の自由大気の深さを増加させることで表現する。実際の大気では、境界層深さが加熱による温度上昇（密度低下）とともに増加するのに対し、このモデルの層厚は加熱がある場合には減少することになる。

領域大気モデルにおける大気下層の加熱の日変動は、殆どが乱流熱フラックス収束の変動によるもので、放射フラックス収束による変動は一桁小さい。導出は省略するが、層厚の変化率 $\partial h/\partial t$ は地表面顕熱フラックス $F_H(x,t)$ (W m^{-2})を用いると以下で表される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\theta_0}{c_p T_0 \Delta\theta} F_H \quad (5)$$

ここで c_p は定圧比熱、 T_0 は基本場の気温である。(3)式の熱強制は、(5)式をもとに、シホテアリニ山脈上部から風下斜面の顕熱フラックスを調和解析し、単純化したものを与える。

図11に領域大気モデルで得られた顕熱フラックス、運動量フラックスの主風向成分とそれぞれの1日、半日変動成分の距離-時刻断面を示す。半日周期成分の振幅は、1日周期成分の振幅の70%程度である。先述したように、日本海上に流出する寒気の大部分は自由大気に由来し、陸面の効果を受けるのは山脈上部から風下斜面に限られた領域（幅120 km程度）のみであると考えられる。この浅水波モデルでは地形は陽に扱わないが、強制項の空間分布は上述の山脈の影響を反映したものとなる。

方程式系は2 km間隔の格子で差分化し、4次のRunge-Kuttaスキームで時間積分することで各強制に対する解を求めた。

背景流がない場合、慣性周期が1日より短くなる北緯30°以北では、1日周期の強制により伝播性の波動は生じない(Rotunno, 1983)。しかし、背景流がある場合はドップラーシフトの効果により、地面に対し1日周期の波動の固有振動数は f を超えることができるため、伝播性の慣性重力波（重力とコリオリ力を復元力とした波動）が励起される(Crook, 1988; Jiang, 2012)。詳細は省略するが、(1)～(3)を解くと、熱強制によって、波長・伝播速度の異なる二種類の慣性重力波と、地衡流バランスした擾乱（形を保ったまま背景流で流される収束・発散を伴わない擾乱、 $f = g \partial h / \partial x$ を満たす）が生じる。後者は、図6と9に示した、風下に移流する温位偏差により生じる気圧傾度力と地衡風バランスする南西風擾乱に対応する。また、x方向

の運動量強制により, 二種類の慣性重力波が生じる。

3.2 1日周期強制に対する応答

図12に1日周期の熱強制, 運動量強制それぞれに対して生じる風速の変動パターンと, その和を示す。なお, 位相の伝播を見やすくするため, 図6に示した領域大気モデルの解析領域より広い領域を図示している。また, 二種類の慣性重力波の位相速度は解析的に得られ, 地衡流バランスした擾乱の位相速度は背景流と一致するため, フーリエ解析により変動を各擾乱に分離することができる。ここでは各擾乱の振幅のみを図の上に数値で示す。現実大気では, 境界層流の擾乱のエネルギーの一部は自由大気中に伝播し, 海洋上の境界層の厚さは距離とともに増大するため, 擾乱の振幅は強制からの距離とともに減少する。

熱強制に対する風速のx成分の応答(図12a)を見ると, 時間の経過とともに位相が風下に伝播する波長300 km程度の擾乱が目立つが, 風上に位相が伝播する波長の長い擾乱も確認できる。それぞれ, 波長の短い慣性重力波, 波長の長い慣性重力波に伴うものである。これらの波の位相は, 背景風に対して風上に伝播する。波長の長い慣性重力波の位相が風上に伝播するのは, 強制の周期が慣性周期(約17時間)より長いことによる。風速のy成分(図12b)には, 慣性重力波によるものに加え, 地衡流バランスした擾乱も寄与するため, 応答パターンはより複雑になる。また, 地衡流バランスした成分の振幅は, 波長の長い慣性重力波の振幅よりもかなり大きい。

運動量強制に対する応答(図12c, d)を見ると, 熱強制により生じるものと同じ波長・位相速度の慣性重力波が確認できるが, 波長の長い慣性重力波の振幅がより大きくなる。また, 慣性重力波の位相は, 熱強制により生じるものと逆位相になっている。

図12の日本海上に対応した範囲(距離0~300 km)について, 領域大気モデルの解析結果(図6a, b)と比較を行うと, 各強制に対する風速の変動パターンは大きく異なることが分かる。しかし, 応答の和(図12e, f)を見ると, x成分, y成分ともに, 領域大気モデルの解析結果と整合的であることが分かる。両強制により生じる波長の短い慣性重力波の振幅は同程度で, ほぼ打ち消しあうのに対し, 波長の長い慣性重力波の振幅は, 運動量強制により生じるものの方が十分に大きい。このため, 応答の和は, 風速のx成分については, 運動量強制により生じる波長の長い慣性重力波によるもの, 風速のy成分については, 熱強制により生じる地衡流バランスした擾乱と, 運動量強制

により生じる波長の長い慣性重力波との和として表現できる。

3.3 半日周期強制に対する応答

図13に半日周期の熱強制, 運動量強制それぞれに対して生じる風速の変動パターンと, その和を示す。この場合, 二種類の慣性重力波の位相は地面に対し風下に伝播する。波長の短い慣性重力波の位相は背景流に対し風上に, 波長の長い慣性重力波の位相は背景風に対し風下に伝播する。また, 各強制により生じる慣性重力波の位相は, 波長の短いものについては逆位相であるが, 波長の長いものについては同位相となる。

1日周期強制に対する応答の場合と同様, それぞれの強制に対する風速の変動パターンは, 領域大気モデルの解析で得られたパターン(図6d, e)と大きく異なるが, 応答の和は領域大気モデルの解析結果と整合的であることが分かる。この場合も, 応答の和は大まかには, 風速のx成分については, 運動量強制により生じる波長の長い慣性重力波によるもの, 風速のy成分については, 熱強制により生じる地衡流バランスした擾乱と運動量強制により生じる波長の長い慣性重力波との和として表現できる。このため, 岸から数百kmの範囲について見れば, 図6の結果と同様, 風速のy成分の変動はx成分よりも小さな位相速度で風下に伝播しているように見える。

非常に単純な設定にもかかわらず, 周期的な熱と運動量の強制によって強制された浅水波モデルは, 領域大気モデルで得られた海上の風の1日および半日周期の風速変動を定性的に良く再現した。過去の沿岸域における日変動の理論的研究では, 熱的效果が着目されてきた(Rotunno, 1983; Qian et al., 2009; Jiang, 2012など)が, 寒気吹き出し時のように背景風が強い場合, 境界層乱流による摩擦の変動の効果も, 海上における風速変動を説明する上で重要であると言える。

図8, 9で示したように, 日本海北西部では, 大きな1日周期気温変動を伴う内陸の寒気が地峡を抜けて海上に流出する。これにより, 寒気吹き出し方向の温位傾度と水平気圧傾度力の日変動が大きくなり, 地衡風バランスする南西風の1日周期変動の振幅も大きくなると考えられる。一方, 日本海北東部では, シホテアリニ山脈の効果により内陸の寒気の流出が抑制され, 温度場・気圧場の1日変動および地衡流バランスする南西風の1日変動は相対的に小さくなる。これにより, 日本海北東部で筋雲の半日振動が顕著になると考えられる。

4. まとめ

本研究では、筋状降雪雲の振動のメカニズムを、領域大気モデルを用いた寒気吹き出し事例の数値シミュレーションと、境界層大気の変動を表現する線形浅水波モデルによる数値実験により調べた。その結果、降雪雲の振動をもたらす日本海上の風速擾乱の励起には、風上の沿岸域の境界層乱流による加熱の変動と、摩擦の変動（運動量の鉛直混合の変動）の両方の効果が重要であることがわかった。また、沿海州のシホテアリニ山脈は、大きな1日周期気温変動を伴う内陸の寒気の流出を妨げることで、筋雲の半日振動を際立たせる働きを持つと考えられる。

豪雨や豪雪の予測精度を向上させるには、現象のメカニズムを理解することが重要である。本研究で対象としたのは海上における降雪雲の振動であるが、現象の励起源は大陸の沿岸にあり、陸上における境界層過程のパラメタリゼーションの高精度化が、降雪雲の数時間～1日スケール変動の再現性の向上において重要であることを示唆する。また、本研究では冬季の降雪雲を対象としたが、降雪雲の振動をもたらす擾乱自体は、海岸線を横切る背景風が強ければ季節によらず励起されると予想される。本研究で提示したメカニズムが、他の海域の降雪雲や、暖候期の線状降水帯などの降水系の変動にも適用できるか、今後検討を行う必要があると考えている。

謝辞

本研究遂行にあたっては、日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(C)23K03485)からの助成を受けました。ここに記して感謝いたします。

参考文献

Cokelet, E. (1992) Axial and cross-axial winter winds over Puget Sound. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 826–834.

Crook, N. A. (1988) Trapping of low-level internal gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1533–1541.

Dai, A., F. Giorgi and K. E. Trenberth (1999) Observed and model-simulated diurnal cycles of precipitation over the contiguous united state. *J. Geophys. Res.*, **104** (D6), 6377–6402.

Hong, S. Y., Y. Noh and J. Dudhia (2006) A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 2318–2341.

Gill, A. E. (1980) Some simple solutions for the heat-induced tropical circulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447–462.

Gille, S. T., S. G. L. Smith, and N. M. Statom (2005) Global observations of the land breeze. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L05605.

Hong, S. Y., Y. Noh and J. Dudhia (2006) A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 2318–2341.

Iacono, M. J., J. S. Delamere, E. J. Mlawer, M. W. Shephard, S. A. Clough and W. D. Collins (2008) Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models. *J. Geophys. Res.*, **113**, D13103.

Jiang, Q. (2012) On offshore propagating diurnal waves. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 1562–1581.

Kain, J. S. (2004) The Kain-Fritsch convective parameterization: An update. *J. Appl. Meteor.*, **43**, 170–181.

Mapes, B. E., T. T. Warner, M. Xu and A. J. Negri (2003) Diurnal patterns of rainfall in northwestern South America. Part I: Observations and context. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 799–812.

Matsuno, T. (1966) Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25–43.

Muramatsu, T. (1979) The cloud line enhanced by upwind orographic features in winter monsoon situations. *Geophys. Mag.*, **38**, 1–15.

Noh, Y., W. G. Cheon, S. Y. Hong and S. Raasch (2003) Improvement of the K-profile model for the planetary boundary layer based on large eddy simulation data. *Bound.-Layer Meteorol.*, **107**, 421–427.

Ohtake, H., M. Kawashima and Y. Fujiyoshi (2009) The formation mechanism of a thick cloud band over the northern part of the Sea of Japan during cold air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **87**, 289–306.

Orlic, M., B. Penzar and I. Penzar (1988) Adriatic sea and land breezes: Clockwise versus anticlockwise rotation. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 675–679.

Qian, T., C. C. Epifanio and F. Zhang (2009) Linear theory calculations for sea breeze in a background wind: The equatorial case. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1749–1763.

Rotunno, R. (1983) On the linear theory of the land and sea breeze. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1999–2009.

Sakazaki, T. and M. Fujiwara (2008) Diurnal variations in summertime surface wind upon Japanese plains: Hodograph

- rotation and its dynamics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **86**, 787–803.
- Scotti, A. D. (2005) Orographic effects during winter cold-air outbreaks over the Sea of Japan (East Sea): Results from a shallow-layer model. *Deep-Sea Res.*, II, **52**, 1705–1725.
- Skamarock, W. C., J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. Barker, W. Wang and J. G. Powers (2008) A description of the Advanced Research WRF version 3. NCAR Tech. Note, NCAR/TN-475+STR, 113 pp.
- Thompson, G., P. R. Field, R. M. Rasmussen and W. D. Hall (2008) Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part II: Implementation of a new snow parameterization. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 5095–5115.
- Wallace, J. M. (1975) Diurnal variations in precipitation and thunderstorm frequency over the conterminous United States. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 406–419.
- Watanabe, S. I., H. Niino and W. Yanase (2017) Structure and environment of polar mesocyclones over the northeastern part of the Sea of Japan. *Mon. Wea. Rev.*, **145**, 2217–2233.
- West, T. K. and W. J. Steenburgh (2022) Formation, thermodynamic structure, and airflow of a Japan Sea Polar Airmass Convergence Zone. *Mon. Wea. Rev.*, **150**, 157–174.
- Yang, G. and J. Slingo (2001) The diurnal cycle in the tropics. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 784–801.