

共 同 研 究 報 告 書

平成 2 7 年度

東京大学 大気海洋研究所
気候システム研究系

目 次

平成 27 年度共同研究報告書の発行にあたって

平成 27 年度共同研究応募及び配分一覧

【特定共同研究】

1. 気候モデルにおける力学過程の研究及び惑星大気大循環モデルの開発	4
2. 地表面・水文モデルの開発及びデータ解析	18
3. 海洋モデルにおけるサブグリッド現象のパラメータ化	22
4. 全球雲解像モデルの開発及びデータ解析	81
5. オゾン化学輸送モデルの開発と数値実験	85
6. 気候モデルにおける力学過程の研究及び惑星大気大循環モデルの開発	89
7. 水素酸素同位体比を組み込んだ CGCM および領域モデルの開発	92
8. 高分解能大気モデル及び領域型気候モデルの開発	112
9. 衛星データと数値モデルの複合利用による温室効果気体の解析	119
10. 世界海洋大循環モデルの相互比較	123
11. 気候モデル及び観測データを用いた気候変動とその予測可能性の研究	127
12. 気候研究のための気候・氷床モデル開発と古気候数値実験	131
13. 全球雲解像モデルの開発及びデータ解析	135
14. ①人工衛星とモデルによる放射収支及び雲パラメータの評価・大気粒子の 生成過程のモデリング ②全球雲解像モデルの開発及びデータ解析	140
15. 地表面・水文モデルの開発及びデータ解析	143

【一般共同研究】

1. 大気海洋マルチスケール変動に関する数値的研究	147
2. 底層水形成域の高解像度・高精度モデリング	150
3. 海洋における循環・水塊形成・輸送・混合に関する数値的研究	154
4. 気候変動現象に伴う大気海洋相互作用とその予測可能性	158
5. 全球高解像度非静力学モデルを用いた物質境界と混合の数値的研究	162
6. 気候モデル・全球雲解像モデルを用いた熱帯大気研究	167
8. 数値モデルを用いた東アジア大気循環の変動力学の探究	170
9. 放射スキームの高速・高精度化	174
10. 異常気象とその予測可能性に関する研究	178
11. 日本付近の天気系・水循環やその変動と広域季節サイクルに関する研究	182
12. 気候変動予測の不確実性低減に資する海洋大循環モデルの精緻化	189
13. エアロゾルの間接効果による大気水循環への影響	194
14. CMIP5 マルチモデルデータと領域気象モデル WRF を用いたインドネシアの 豪雨特性の将来変化予測	195

平成27年度共同研究報告書の発行にあたって

大気海洋研究所気候システム研究系は、わが国で唯一、世界でも例のない、大学で気候モデルを作成することをミッションにした組織です。数値モデルを扱い、作ることのできる人材の育成も重要な役割です。もとより、複雑多様化する気候モデルの構成要素のすべてにわたっては教員9名の小さな組織では賄えませんので、全国のみなさんとの共同研究を通じて使命を果たしてゆきたいと考えています。本共同研究は、大型計算機資源をみなさまと共有するだけでなく、モデリングについてのノウハウ等論文には書かれにくい詳細について、あるいは国際比較実験に提出した膨大な数値実験結果の解析等について、研究室単位では難しい課題にも挑戦できるきっかけの場を提供できることを願っています。われわれと同じようなアプローチで取り組む方々はもちろん、われわれとは違った角度から気候研究に取り組むみなさんとのコミュニケーションも重要と考えています。共同研究の利用法として、計算資源の活用のみならず、例えば、モデルを使いたい、あるいは解析したいという学生さんに何日か当研究系に滞在してもらって、当研究系で同じようなテーマに取り組む研究者とともに研究のデザインを考えるような利用の仕方もあればよいと考えます。

数値モデラーを「絶滅危惧種」と呼んだ研究者もいます。しかし、現代の気候科学研究とその発展は、数値モデルなしには語れないと思います。われわれは、地球シミュレータ、スーパーコンピュータ京、さらにはポスト京と世界最先端の計算機を用いた気候研究に挑戦してきました。本共同研究を通じて、ともに未知の課題に挑戦する仲間が増えることを願っています。

平成28年3月

東京大学大気海洋研究所 気候システム研究系 系長
木本 昌秀

平成27年度 気候システムに関する共同研究 応募及び配分一覧

研究 区分	研 究 課 題	研 究 組 織	気候系 担当教員	配 分 額			
				計算機 CPU時間	消耗品 千円	旅 費 千円	合 計 千円
特定 研究 1	気候モデルにおける力学過程の研究及び惑星大気大循環モデルの開発	東北大学大学院理学研究科 黒田 剛史 助教 笠羽 康正 教授 寺田 直樹 准教授 伊藤 一成 大学院生 情報通信研究機構 笠井 康子 協力研究員 京都産業大学 佐川 英夫 准教授 チャルマス工科大学 鷲 和俊 大学院生	高橋正明	6,000	0	150	150
特定 研究 2	地表面・水文モデルの開発及びデータ解析	東京大学生産技術研究所 沖 大幹 教授 Kim Hyungjun 助教 東京大学工学系研究科 鳩野 美佐子 大学院生	芳村圭	4,000	0	0	0
特定 研究 3	海洋モデルにおけるサブグリッド現象のパラメータ化	東京大学大学院理学系研究科 日比谷 紀之 教授 田中 祐希 助教 永井 平 特任研究員 伊地知 敬 大学院生 大貫 陽平 大学院生 石井 一 大学院生 伊藤 直樹 大学院生 桑原 将旗 大学院生	羽角博康	10,000	0	0	0
特定 研究 4	全球雲解像モデルの開発及びデータ解析	筑波大学計算科学研究センター 田中 博 教授 松枝 未遠 助教	佐藤正樹	50	90	5	95
特定 研究 5	オゾン化学輸送モデルの開発と数値実験	九州大学大学院理学院 廣岡 俊彦 教授 三好 勉信 准教授 九州大学大学院理学府 半田 太郎 大学院生	高橋正明	2,000	0	150	150
特定 研究 6	気候モデルにおける力学過程の研究及び惑星大気大循環モデルの開発	九州大学応用力学研究所 山本 勝 准教授	高橋正明	1,000	0	0	0
特定 研究 7	水素酸素同位体比を組み込んだCGCMおよび領域モデルの開発	熊本大学大学院自然科学研究科 一柳 錦平 准教授 東京大学 田上 雅浩 研究員	芳村圭	100	20	100	120
特定 研究 8	高分解能大気モデル及び領域型気候モデルの開発	気象庁予報部数値予報課 中川 雅之 予報官 徳廣 貴之 予報官 坂本 雅巳 予報官 長澤 亮二 技術専門官 荒波 恒平 技術専門官 米原 仁 技術主任 下河邊 明 技官 木南 哲平 技官 金浜 貴史 技官 齊藤 慧 技官	木本昌秀	8,000	0	0	0
特定 研究 9	衛星データと数値モデルの複合利用による温室効果気体の解析	気象庁気象研究所海洋・地球化学研究部 丹羽 洋介 研究官	今須良一	5,000	0	0	0
特定 研究 10	世界海洋大循環モデルの相互比較	気象庁気象研究所海洋・地球化学研究部 辻野 博之 主任研究官 中野 英之 主任研究官 坂本 圭 主任研究官 浦川 昇吾 研究官	羽角博康	10,000	0	0	0
特定 研究 11	気候モデル及び観測データを用いた気候変動とその予測可能性の研究	気象庁気象研究所気候研究部 石井 正好 主任研究官 新藤 永樹 研究官 吉田 康平 研究官 足立 恭将 研究官	木本昌秀 渡部雅浩	10,000	0	0	0
特定 研究 12	気候研究のための気候・氷床モデル開発と古気候数値実験	北海道大学低温科学研究所 北海道大学 海洋研究開発機構 CSC Espoo, Finland 東京大学 グレイハム ラルフ 教授 セディック バキム 博士研究員 齋藤 冬樹 技術研究員 ZWINGER Thomas Application Scientist 中島 研吾 教授	阿部彩子	6,000	0	100	100
特定 研究 13	全球雲解像モデルの開発及びデータ解析	海洋研究開発機構 那須野 智江 主任研究員 野田 暁 研究員 中村 晃三 主任研究員 埼玉県環境科学国際センター 原 政之 研究員 海洋研究開発機構 山田 洋平 研究技術専任スタッフ	佐藤正樹	5,000	0	0	0
特定 研究 14	①人工衛星とモデルによる放射収支及び雲パラメータの評価・大気粒子の生成過程のモデリング ②全球雲解像モデルの開発及びデータ解析	国立環境研究所 理化学研究所・計算科学研究機構 五藤 大輔 研究員 佐藤 陽祐 特別研究員	佐藤正樹	10,000	0	0	0
特定 研究 15	地表面・水文モデルの開発及びデータ解析	横浜国立大学教育人間科学部 筆保 弘徳 准教授 森山 文晶 大学院生 山崎 聖太 大学院生	芳村圭	1,000	0	0	0

研究 区分	研 究 課 題	研 究 組 織	気候系 担当教員	配 分 額			
				計算機 CPU時間	消耗品 千円	旅 費 千円	合 計 千円
一般 研究 1	大気海洋マルチスケール変動に関する数値的研究	北海道大学大学院理学研究院 北海道大学大学院地球環境科学研究院 北海道大学大学院理学院	稲津 将 准教授 見延 庄士郎 教授 堀之内 武 准教授 佐藤 友徳 准教授 吉森 正和 准教授 市川 悠衣子 大学院生 玉置 雄太 大学院生	4,000	0	0	0
一般 研究 2	底層水形成の高解像度・高精度モデリング	北海道大学低温科学研究所	松村 義正 助教 佐藤 建 博士研究員 中田 和樹 大学院生	3,000	0	0	0
一般 研究 3	海洋における循環・水塊形成・輸送・混合に関する数値的研究	東京大学大気海洋研究所	安田 一郎 教授 田中 雄大 特任研究員 後藤 恭敬 大学院生	6,000	0	0	0
一般 研究 4	気候変動現象に伴う大気海洋相互作用とその予測可能性	東京大学大学院理学系研究科	東塚 知己 准教授 山上 遥航 大学院生 遠藤 理 大学院生 谷崎 知穂 大学院生 大石 俊 大学院生	7,000	0	0	0
一般 研究 5	全球高解像度非静力学モデルを用いた物質境界と混合の数値的研究	東京大学大学院理学系研究科	佐藤 薫 教授 三浦 裕亮 准教授 澁谷 亮輔 大学院生 安田 勇輝 大学院生 雨宮 新 大学院生	4,000	0	0	0
一般 研究 6	気候モデル・全球雲解像モデルを用いた熱帯大気研究	東京大学大学院理学系研究科	三浦 裕亮 准教授 末松 環 大学院生 王 家瑞 大学院生 中野 拓真 大学院生	7,000	100	0	100
一般 研究 7	汎地球型惑星の水循環と気候の検討	東京大学大学院理学系研究科	阿部 豊 准教授 小玉 貴則 大学院生	0	0	0	0
一般 研究 8	数値モデルを用いた東アジア大気循環の変動力学の探究	東京大学先端科学技術研究センター	中村 尚 教授 小坂 優 准教授 西井 和晃 助教 宮坂 貴文 特任研究員	7,500	0	0	0
一般 研究 9	放射スキームの高速・高精度化	東京海洋大学海洋工学部 東京海洋大学	関口 美保 准教授 平戸 達介 大学院生（予定）	500	50	12	62
一般 研究 10	異常気象とその予測可能性に関する研究	京都大学防災研究所	向川 均 教授 榎本 剛 准教授	500	0	30	30
一般 研究 11	日本付近の天気系・水循環やその変動と広域季節サイクルに関する研究	岡山大学大学院教育学研究科	加藤 内蔵進 教授 濱木 達也 大学院生 松本 健吾 大学院生	4,000	0	150	150
一般 研究 12	気候変動予測の不確実性低減に資する海洋大循環モデルの精緻化	海洋研究開発機構	建部 洋晶 主任技術研究員 田中 幸夫 主任研究員 鈴木 立郎 技術研究員 小室 芳樹 技術研究員 黒木 聖夫 特任研究員 小野 純 特任研究員	10,000	0	0	0
一般 研究 13	エアロゾルの間接効果による大気水循環への影響	首都大学東京	高橋 洋 助教 神澤 望 大学院生	2,000	60	30	90
一般 研究 14	CMIP5マルチモデルデータと領域気象モデルWRFを用いたインドネシアの豪雨特性の将来変化予測	弘前大学大学院理工学研究科	石田 祐宣 助教 児玉 安正 教授 Ibnu Fathrio 大学院生 Trismidianto 大学院生	2,000	0	80	80
特 定 共 同 合 計							615
一 般 共 同 合 計							512
合 計							1,127

特定共同研究課題名

気候モデルにおける力学過程の研究及び惑星大気大循環モデルの開発

分担課題名

火星・金星大気物質循環・大気上下結合シミュレーション

共同研究者名

黒田剛史・笠羽康正・寺田直樹・伊藤一成（東北大学大学院理学研究科）

笠井康子（情報通信研究機構）

佐川英夫（京都産業大学）

鷲和俊（チャルマス工科大学）

高橋正明（東京大学大気海洋研究所）

研究目的

火星の気象については、前世紀末より Mars Global Surveyor、Mars Express、Mars Reconnaissance Orbiter といった探査機が次々と火星周回軌道に投入され、それらによって既に数火星年分に渡る膨大な量の気象観測データ(温度、ダスト・氷雲・水蒸気の光学的厚さおよび混合比)が蓄積されている。火星大気大循環モデル(MGCM)は、それらから力学・放射・輸送のメカニズムなどの科学的な解釈を引き出す上で重要な役割を果たす。最近はとりわけ気候変動の解明にあたり、下層大気でみられる現象が熱圏・電離圏に及ぼす影響に迫る「大気上下結合過程」の研究が昨今注目を集めている。2014年9月に火星周回軌道に投入された米国の火星探査機 MAVEN はその過程の観測的研究をターゲットとしている。我々は特に下層大気で生成される大気重力波が中間圏・下部熱圏に与える影響に着目しており、MGCM を用いた理論研究に着手している。

また金星大気については、欧州の Venus Express による 2006 年～2014 年にかけての観測から様々な新しい知見が得られ、さらに JAXA の金星探査機「あかつき」の金星軌道投入が 2015 年 12 月に成功したことでさらなる観測データの取得が見込まれるため、火星同様に金星大気大循環モデル(VGCM)を用いた科学的解釈の構築への期待は大きい。我々はその中でも現在の暴走温室効果的環境を作り出す大きな要因と考えられる硫酸雲の生成消滅過程とそれに関連する大気化学過程、および大気力学過程から現在の金星雲環境を維持するメカニズムについて、VGCM を用いた研究に着手している。

研究内容

DRAMATIC (Dynamics, RAdiation, MAterial Transport and their mutual InteraCtions) MGCM と名付けられた MIROC モデルをベースとした MGCM は、今日までに大気力学について数多くの科学的成果を挙げている[Kuroda et al., 2013 など]。また VGCM につ

いても、観測と整合的なスーパーローテーションを再現するに至っている[池田, 2011]。本分担課題ではこれらのモデルをベースとして、今年度は火星については高分解能化による重力波の再現実験および水循環過程の改良、金星については硫酸雲の生成消滅とそれに関連する大気化学過程、雲層における大気力学過程から雲環境の維持機構についての研究を行った。

研究成果

1. 火星大気の高分解能シミュレーションから見られる重力波の励起・伝播

DRAMATIC MGCMの水平グリッド間隔を約 1.1° (T106、グリッド間隔約60km)にまで高分解能化して、地形の効果による小さいスケールの波動、とりわけ中間圏より上の大気に最も大きな効果を及ぼす波長200km程度の重力波について、その下層での励起と上層への伝播をシミュレーションした。北半球の冬至($L_s=270^\circ$)において重力波の励起源は大きく2つあり、1つは北半球(冬半球)の西風ジェットの中、もう1つは低緯度域の地形・山岳であった。前者は経度方向一様に励起が見られ、後者の励起はlocaltime依存性が見られた(13-16時で最大)(図1)。重力波は大部分が下層で励起され、そこから上層に伝播していく様子が見えたが、北半球の方がより高高度にまで到達していた。また重力波の水平伝播は背景風よりも遅い傾向にあり、上層に伝播していく中で消散し、背景風を弱める働きをしていることが示された。特にモデル上層にあたる中間圏においてその傾向は顕著であり、この高度域における重力波の効果が初めてパラメタリゼーションなしで示された。

この成果は、Geophysical Research Lettersに掲載された[Kuroda et al., 2015]。その後異なる季節について高分解能計算を行っての重力波の励起・伝播の検証も進んでおり、論文投稿が予定されている。さらにこのようなモデル結果とMAVENミッションにより得られる観測データから、火星大気の下結合過程の研究を進める予定である。

2. 火星大気水循環シミュレーションの改良

DRAMATIC MGCMの水循環スキームに、Montmessin et al. [2004]を参照した氷雲粒成長の微物理過程、および氷雲の放射効果を導入した。その結果、水蒸気・氷雲のカラム量の季節・緯度変化について、観測結果[Smith, 2008, Fig.8など]に近づく改善が見られた。

火星大気中の微量物質および水同位体比の観測を目的とした欧州・ロシアの火星探査機ExoMars Trace Gas Orbiterが2016年秋に火星周回軌道に投入される予定で、今後はこの水循環・HDO/H₂O同位体分別過程を含む3次元モデルを用いて、同探査機のチームと緊密な連携のもとで火星の水環境の変遷についての研究に取り組む。

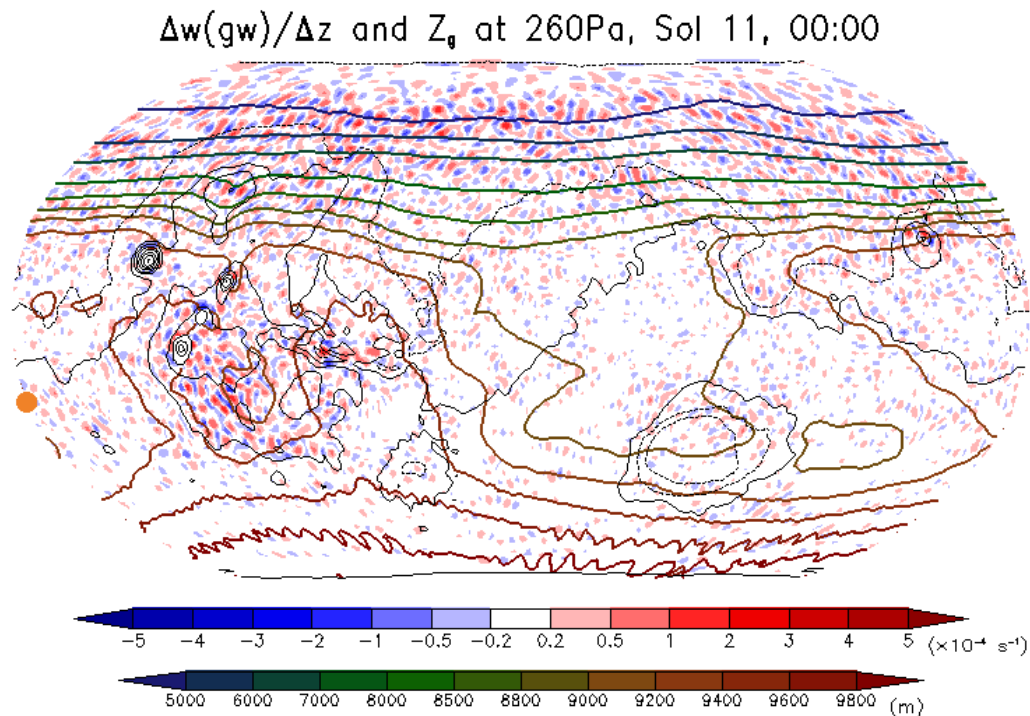


図 1: 水平高分解能 DRAMATIC MGCM による北半球の冬至(Ls=270°)、260Pa (約 10km) 高度における重力波の励起の図。カラーシェードは重力波の divergence、カラーコンターはジオポテンシャル高度、オレンジ色の点は太陽直下点を示す。[Kuroda et al., 2015]

3. GCMを用いた金星の雲生成と分布の研究：化学と循環の影響

飽和硫酸蒸気量をもとにした硫酸雲の生成消滅・重力沈降過程(過飽和の効果は含まず)、および硫酸蒸気の生成源となる SO_3 , SO_2 , H_2O の大気化学過程(詳細は前年度の報告書を参照)を導入した VGCM から、金星雲環境の維持機構についての研究を行った [伊藤, 2016]。

特に低・中緯度(緯度 0~70°)において、雲の光学的厚さの緯度分布は Venus Express 搭載の VIRTIS による近赤外分光観測と整合し、また硫酸蒸気の鉛直分布も Magellan 電波掩蔽観測と整合していた。モデルの中では雲は高度 50km 以上に存在し、高度方向には上部雲領域(高度 60~80km)と下部雲領域(高度 50~60km)に分かれた 2 つのピークが存在する。上部雲領域では高度 65km 付近を中心に、大気化学過程により硫酸蒸気が生成され、凝結して硫酸雲となり、子午面循環と鉛直拡散によって上方および極方向へと輸送されていることが示された。一方で下部雲領域では、赤道域の高度 50~54km において移流と鉛直拡散により下方から輸送された硫酸蒸気が凝結して雲になり、それが子午面循環によって極方向へ輸送されている様子が示された。子午面循環は主に 1 金星日周期の熱潮汐によって、東西平均流加速と絡んで駆動されていた。

このような硫酸雲の循環メカニズムは子午面循環を外的に与えた Imamura and Hashimoto [1998]による緯度—高度 2 次元モデルによって示されたものと一致し、VGCM でこれを再現したのは本研究が初めてである。今後は金星探査機「あかつき」によって取得される観測データを参照しながら、硫酸雲の生成・移流の研究にこのVGCM を活用していく予定である。

今後の問題点

火星についてはExoMars Trace Gas Orbiterミッションへの貢献を見据え、大気化学過程の導入を行う。また大気上下結合過程への直接的なアプローチとしてDRAMATIC MGCMの上端高度を150km程度にまで上げ、重力波などの力学過程に加え、下層の水・物質循環と上層における水素・酸素原子の散逸過程がどのように絡み合っているかについての研究にも着手する。

金星については極域の雲量がまだ観測と整合的ではないため、雲移流に伴う放射効果の変化を導入し、雲移流による放射加熱の変化が相互作用的に金星の雲分布に与える影響について検証する予定である。

参考文献

- Kuroda T. et al., Carbon dioxide ice clouds, snowfalls, and baroclinic waves in the northern winter polar atmosphere of Mars, *Geophysical Research Letters*, **40**, 1484–1488, 2013.
- 池田恒平, Development of Radiative Transfer Model for Venus Atmosphere and Simulation of Superrotation Using a General Circulation Model, Ph.D. dissertation, The University of Tokyo, 2011.
- Kuroda T. et al., A global view of gravity waves in the Martian atmosphere inferred from a high-resolution general circulation model, *Geophysical Research Letters*, **42**, 9213–9222, 2015.
- Montmessin, F. et al., Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, **109**, E10004, 2004.
- Smith, M.D., Spacecraft Observations of the Martian Atmosphere, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **36**, 191–219, 2008.
- 伊藤一成, GCM study of the Venusian cloud formation and distribution: Effects of atmospheric chemistry and circulation, Master thesis, Tohoku University, 2016.
- Imamura T. and G.L. Hashimoto, Venus cloud formation in the meridional circulation, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 31349–31366, 1998.

RESEARCH LETTER

10.1002/2015GL066332

Key Points:

- First global distributions of small-scale gravity waves on Mars from a new high-resolution GCM
- Simulated wave activity in the lower atmosphere is in a good agreement with available observations
- First direct modeling validation of the predicted dynamical effects of GWs in the mesosphere of Mars

Supporting Information:

- Movie S1
- Movie S1 Caption

Correspondence to:

T. Kuroda,
tkuroda@pat.gp.tohoku.ac.jp

Citation:

Kuroda, T., A. S. Medvedev, E. Yiğit, and P. Hartogh (2015), A global view of gravity waves in the Martian atmosphere inferred from a high-resolution general circulation model, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 9213–9222, doi:10.1002/2015GL066332.

Received 24 SEP 2015

Accepted 23 OCT 2015

Accepted article online 28 OCT 2015

Published online 11 NOV 2015

A global view of gravity waves in the Martian atmosphere inferred from a high-resolution general circulation model

Takeshi Kuroda^{1,2}, Alexander S. Medvedev^{2,3}, Erdal Yiğit^{2,4}, and Paul Hartogh²
¹Department of Geophysics, Tohoku University, Sendai, Japan, ²Max Planck Institute for Solar System Research, Göttingen, Germany, ³Institute of Astrophysics, Georg-August University, Göttingen, Germany, ⁴Department of Physics and Astronomy, George Mason University, Fairfax, Virginia, USA

Abstract Global characteristics of the small-scale gravity wave (GW) field in the Martian atmosphere obtained from a high-resolution general circulation model (GCM) are presented for the first time. The simulated GW-induced temperature variances are in a good agreement with available radio occultation data in the lower atmosphere between 10 and 30 km. The model reveals a latitudinal asymmetry with stronger wave generation in the winter hemisphere and two distinctive sources of GWs: mountainous regions and the meandering winter polar jet. Orographic GWs are filtered, while propagating upward, and the mesosphere is primarily dominated by harmonics with faster horizontal phase velocities. Wave fluxes are directed mainly against the local wind. GW dissipation in the upper mesosphere generates body forces of tens of m s^{-1} per Martian solar day (sol^{-1}), which tend to close the simulated jets. The results represent a realistic surrogate for missing observations, which can be used for constraining GW parameterizations and validating GCM simulations.

1. Introduction

The dynamical importance of small-scale gravity waves (GWs) has been well recognized in the terrestrial middle atmosphere (see the extensive review paper of *Fritts and Alexander* [2003]) and upper atmosphere [e.g., see the recent review of *Yiğit and Medvedev*, 2015]. On Mars, GWs are generated by flow over much rougher than on Earth topography, by strong convection, and volatile instabilities of weather systems. Amplitudes of Martian GWs are, generally, larger than those in the lower atmosphere of Earth [e.g., *Creasey et al.*, 2006a; *Wright*, 2012] and in the thermosphere [*Creasey et al.*, 2006b; *Fritts et al.*, 2006]. Upward propagating and ultimately dissipating GWs deposit a substantial amount of momentum and produce heating and cooling in the Martian middle atmosphere (50–100 km) and thermosphere (above 100 km) [*Medvedev and Yiğit*, 2012]. Using the Mars Global Surveyor (MGS) radio occultation data, *Ando et al.* [2012] have demonstrated that spectral amplitudes of small-scale GWs below ~ 40 km drop off with respect to their vertical wave numbers according to the theoretical saturation power law dependence of -3 slope, which implies a transfer of wave energy and momentum to the mean flow. Based on the MGS accelerometer data, *Fritts et al.* [2006] have found significant body forcing by GWs in the lower thermosphere.

The Martian atmosphere is approximately 100 times less dense than the terrestrial one. Accordingly, molecular viscosity is to the same degree larger on Mars, and damping by molecular diffusion and thermal conduction must be taken into account when GW propagation is considered, as in Earth's thermosphere. GWs of interest have horizontal wavelengths usually smaller than the conventional resolution of general circulation models (GCMs), and thus, their effects have to be parameterized. *Medvedev et al.* [2011a] applied the nonlinear spectral parameterization of small-scale GWs of *Yiğit et al.* [2008] to the output of the Mars Climate Database [*González-Galindo et al.*, 2009] and demonstrated that dynamical effects of these waves in the Martian lower thermosphere are very large and, therefore, cannot be ignored. This parameterization was specifically developed for “whole atmosphere” GCMs and was extensively utilized in numerous GW studies in the context of Earth's middle atmosphere and thermosphere [*Yiğit et al.*, 2009, 2012, 2014; *Yiğit and Medvedev*, 2009, 2012]. With the parameterization interactively implemented into the Max Planck Institute Martian GCM (MGCM) [*Hartogh et al.*, 2005, 2007; *Medvedev and Hartogh*, 2007], *Medvedev et al.* [2011b] have shown that GWs play a very important role in the dynamics of the middle and upper atmosphere of Mars. They close, and even

reverse, the zonal jets, enhance the meridional circulation and middle atmosphere polar warmings, facilitate a formation of CO₂ ice clouds [Yiğit *et al.*, 2015], and modulate the upper atmospheric response to dust storms [Medvedev *et al.*, 2013]. GW-induced cooling is as strong in the mesosphere and thermosphere as the major radiative cooling mechanism—the radiative transfer in the IR bands of CO₂ molecules [Medvedev *et al.*, 2015]—and can explain the observed temperatures in the lower thermosphere [Medvedev and Yiğit, 2012].

GW parameterizations assume a spectrum of wave harmonics at a certain source level in the lower atmosphere in order to represent GW generation and activity. Accurate estimates of GW momentum fluxes have, therefore, been recognized as an essential task in Earth climate studies. However, with the concerted efforts and numerous observational campaigns [Alexander *et al.*, 2010], the global picture of GWs is still beyond our reach even on Earth. On Mars, this goal is even farther away. The progress with numerical modeling has allowed to circumvent this problem to a certain degree by utilizing high-resolution (GW-resolving) GCMs. They are now being increasingly used in Earth studies for the interpretation and validation of observations and constraining parameterizations [e.g., Watanabe *et al.*, 2008; Sato *et al.*, 2009; Miyoshi *et al.*, 2014]. This approach is based on the assumption that comprehensive GCMs can capture a significant portion of GW sources and the details of wave propagation. Thus, they provide a realistic surrogate for observations.

The first high-resolution GCM for Mars has been reported by Takahashi *et al.* [2008]; however, GWs have not been considered explicitly at that time. The only other high-resolution MGCM has been presented by Miyoshi *et al.* [2011]. They performed simulations with a horizontal resolution of $2^\circ \times 2^\circ$ and analyzed spatiotemporal spectra of the resolved fields. The major finding of their work was an enhancement of wave energy for harmonics with zonal wave numbers n up to 30 at tidal frequencies at heights where diurnal and semidiurnal tides are large. Our paper further addresses the lack of knowledge of GW fields in the Martian atmosphere with the new high-resolution ($\sim 1.1^\circ$ in horizontal) MGCM and directly focuses on smaller-scale ($n > 60$) harmonics, which usually have to be parameterized.

The paper is structured as follows. The high-resolution MGCM is described in section 2. GW variations in the lower atmosphere (10–30 km) are presented and compared with observations in section 3. Vertical propagation of GWs is discussed in section 4, while horizontal distributions of their characteristics are given in section 5.

2. Gravity Wave-Resolving Martian General Circulation Model

The high-resolution MGCM used in this study is based on the atmospheric component of the Model for Interdisciplinary Research on Climate terrestrial GCM developed collaboratively by the Atmosphere and Ocean Research Institute, the University of Tokyo, the National Institute of Environmental Studies, and the Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology in Japan [K-1 Model Developers, 2004; Sakamoto *et al.*, 2012]. It utilizes a spectral solver for the three-dimensional primitive equations and has a set of physical parameterizations appropriate for the Martian atmosphere as described in the works by Kuroda *et al.* [2005, 2013]. The MGCM accounts, among others, for radiative effects of gaseous carbon dioxide and airborne dust, and interactively simulates condensation and sublimation of the atmospheric CO₂, formation of CO₂ ice clouds, snowfalls, and seasonal ice cap in the polar atmosphere. The lower-resolution version of the MGCM has been validated against the observed zonal mean climatology [Kuroda *et al.*, 2005] and extensively been used for studies of baroclinic planetary waves [Kuroda *et al.*, 2007], zonal-mean variability in the middle and high latitudes [Yamashita *et al.*, 2007], equatorial semiannual oscillations [Kuroda *et al.*, 2008], winter polar warmings during global dust storms [Kuroda *et al.*, 2009], and CO₂ snowfalls in the northern winter polar atmosphere [Kuroda *et al.*, 2013]. Recently, this model received the name DRAMATIC (Dynamics, RADIation, MAtterial Transport and their mutual InterACtions) MGCM and has been used to validate the retrieved temperature in the southern polar night from the MGS radio occultation measurements [Noguchi *et al.*, 2014].

In this study, the MGCM was run at the T106 spectral truncation, which corresponds approximately to a $1.1^\circ \times 1.1^\circ$ (or ~ 60 km) horizontal resolution. In the vertical direction, the model domain extends from the surface to ~ 80 – 100 km and is represented by 49 σ -levels. Such setup allows for realistically capturing generation and propagation of GWs with horizontal wavelengths of $3\Delta x \sim 180$ km and longer and, to some extent, their vertical attenuation due to nonlinear processes. These waves are subgrid-scale in conventional GCMs, and the dynamical and thermal importance in the Martian atmosphere of the harmonics of these scales has been demonstrated in the works of Medvedev *et al.* [2011b] and Medvedev and Yiğit [2012], correspondingly.

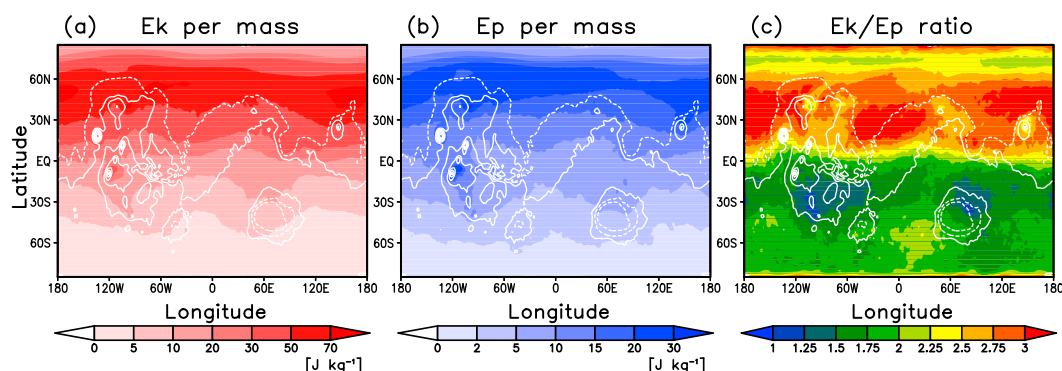


Figure 1. (a) Kinetic E_k and (b) potential energy E_p per unit mass (in J kg^{-1}) of resolved gravity waves with the total wave numbers greater than 60 (horizontal wavelengths of less than ~ 350 km), and (c) the ratio E_k/E_p , averaged between 10 and 100 Pa for 20 sols days starting at $L_s = 270^\circ$. White contours on each plot denote the Martian topography.

The local thermodynamic equilibrium was assumed for the radiative effects of CO_2 gas at all heights.

3. Gravity Wave Variations in the Lower (10–30 km) Atmosphere

The results shown here are for the northern hemisphere winter solstice, i.e., when Mars is at perihelion, and the dynamical processes in the atmosphere are most active. All the figures are based on 20 Martian solar days (sols) averaged fields centered at the solar longitude $L_s = 270^\circ$, with the dust opacity of ~ 1.0 in the visible wavelength (a “low dust” condition).

We designate the shortest horizontal-scale fluctuations with the total wave number $n > 61$ (horizontal wavelengths less than ~ 350 km) as wave disturbances ϕ' . This choice allows for explicitly considering harmonics, which are known to significantly contribute to dynamical and thermal forcing of large-scale atmospheric flows, and which are usually parameterized in GCMs. Correspondingly, the larger-scale ($n \leq 60$) fields here represent the “mean” $\bar{\phi}$ such that $\phi = \bar{\phi} + \phi'$. Similar definition is applicable to disturbance covariances. For instance, $\overline{\phi'\psi'}$ is the product of shorter-scale fields ϕ and ψ on the globe, of which only the lower- n portion is taken. Effectively, averaging denoted by overbars is a horizontal spatial averaging or a coarse-graining.

Direct measures of activity of fluctuating fields, which we assume are composed mainly of gravity waves, are their kinetic and potential energy (per unit mass) E_k and E_p , correspondingly:

$$E_k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \quad E_p = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{N} \right)^2 \frac{\overline{T'^2}}{\overline{T}^2}, \quad (1)$$

where u' and v' are the wind fluctuations in the zonal and meridional directions, respectively, g is the acceleration of gravity, and N is the Brunt-Väisälä frequency. The quantities E_k and E_p averaged between 10 and 30 km are shown in Figures 1a and 1b. This representation allows for a direct comparison with the measurements of GW temperature fluctuations derived from MGS occultation data for the same season [Creasey *et al.*, 2006a, Figure 4b]. Their observations show a gradual increase of E_p in the southern hemisphere from $< 2 \text{ J kg}^{-1}$ at high latitudes to $10\text{--}15 \text{ J kg}^{-1}$ and larger over the equator, which is in an excellent agreement with our simulations in Figure 1b. Measurements are missing for latitudes higher than 20°N , where simulations predict an increase of GW activity, and reach its maximum (of greater than 30 J kg^{-1}) over the core of the westerly polar night jet (at $\sim 60^\circ$). Another observational constraint has been presented by Wright [2012], who derived temperature fluctuations from the Mars Climate Sounder data. Although they were obtained for spatial scales longer than in our simulations, the magnitudes of variations are in a very good agreement between 100 and 10 Pa (several K) [Wright, 2012, Figure 2a]. Observations also show an enhancement of temperature fluctuations in the northern high latitudes. In the southern hemisphere, our simulations do not reproduce large temperature fluctuations. In addition, Ando *et al.* [2012] showed that the equatorial region has larger E_p than any other latitude region, whereas our simulations display that this peak is shifted to the middle latitudes of the northern hemisphere.

The distribution of E_k in Figure 1a is similar to that of E_p . It also demonstrates the latitudinal asymmetry of gravity wave activity in the lower atmosphere with the maximum in the winter hemisphere. There is an equipartition of kinetic energy between the zonal and meridional components of small-scale wind variations.

The results in Figure 1a indicate that the magnitudes of wind fluctuations increase from $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ in high latitudes of the southern hemisphere to $\sim 6 \text{ m s}^{-1}$ in the middle- and high latitudes of the northern hemisphere. These distributions of E_p and E_k clearly reflect GW sources in the lower atmosphere.

One property of the small horizontal-scale wavefield can immediately be found by comparing E_k and E_p : the kinetic component of energy exceeds that of potential energy. *Geller and Gong* [2010, equation (10)] have derived the relation between the E_k/E_p ratio and the intrinsic frequency of gravity wave $\hat{\omega}$:

$$\frac{E_k}{E_p} = \frac{1 + \left(\frac{f}{\hat{\omega}}\right)^2}{1 - \left(\frac{f}{\hat{\omega}}\right)^2}, \quad (2)$$

where f is the Coriolis frequency. It follows from (2) that smaller- $\hat{\omega}$ (longer period in the frame of reference moving with the local wind) GW harmonics have larger E_k/E_p ratios, while the latter asymptotically approaches unity for high-frequency harmonics. The calculated ratio E_k/E_p plotted in Figure 1c points out the interhemispheric asymmetry in the distribution of the dominant intrinsic frequencies $\hat{\omega}$ of resolved small-scale waves: they are a factor of two or more smaller in the winter hemisphere. Given that their horizontal scales are approximately equal throughout the globe, this implies smaller intrinsic horizontal phase velocities $c - \bar{u}$ of GWs in the northern hemisphere. These waves are generated by the meandering strong winter polar jet (large \bar{u}), which means that their observed horizontal phase velocities c (measured with respect to the surface) are, on the contrary, large. A closer consideration of small-scale GW-induced fields, for instance, of the horizontal wind divergence $\partial u' / \partial x + \partial v' / \partial y$ (see Movie S1 in the supporting information), confirms that wave packets move eastward much faster in the winter polar jet region, although somewhat lag the mean zonal winds. This illustrates the bias in the horizontal phase velocities of small-scale GWs in the source region first pointed out in the work by *Medvedev et al.* [1998] and utilized in the prescribed source spectrum in the GW parameterization studies for Earth [*Yigit et al.*, 2009] and Mars [*Medvedev et al.*, 2011b]. In the mountainous regions, E_k/E_p is, on the contrary, small (blue shades in Figure 1c), which indicates large intrinsic/small observed horizontal phase velocities. This means that topographically induced GWs dominate there and that the wave packets are “tied up” to the relief features. Movie S1 clearly demonstrates this phenomenon.

4. Vertical Propagation of Gravity Waves

Having considered GWs in the lower atmosphere, we now turn to their upward propagation. Vertical fluxes of the zonal and meridional momentum, $\overline{\rho u' w'}$ and $\overline{\rho v' w'}$, respectively, are important quantities for examining wave propagation. Zonally averaged distributions of the calculated $\overline{\rho u' w'}$ and $\overline{\rho v' w'}$ are plotted with colored shades in Figures 2a and 2b, respectively, and the mean zonal and meridional winds are superimposed with contour lines. The fluxes are vector quantities, which are conserved if no sources and sinks are present. For a given GW harmonic, the momentum flux is proportional to the intrinsic phase velocities in the corresponding direction and characterizes wave propagation with respect to the mean flow. Only in the absence of the latter, the signs indicate the direction of wave propagation with respect to the surface, that is, in the east-west or north-south direction. These results suggest that, in the lower atmosphere, the fluxes are, generally, directed against the local winds. This means that the spectra of GWs are dominated by harmonics with observed phase velocities c that are slower than the local wind (“lagging” the flow) or having opposite signs (moving against the flow): $c < \bar{u}$ if $\bar{u} > 0$, and $c > \bar{u}$ if $\bar{u} < 0$. Over the course of vertical propagation, harmonics are selectively dissipated and/or obliterated due to breaking or filtering by the mean wind. The net wave momentum flux is determined by a delicate balance of contributions of “surviving” harmonics from the initial spectrum. Thus, magnitudes and even the sign of the net flux can vary with height. For instance, the apparent increase of the magnitude in low latitudes between 100 and 10 Pa in Figure 2a does not necessarily indicate in situ generation of waves with positive $\overline{\rho u' w'}$. Harmonics with $\overline{\rho u' w'} < 0$ in the incident spectrum are filtered by the easterly wind $\bar{u} < 0$, while waves carrying positive fluxes progressively contribute more because (a) their amplitudes grow with height and (b) $c - \bar{u}$ and the associated momentum flux increase. Above $\sim 10 \text{ Pa}$, the opposite occurs. Harmonics with positive flux partly dissipate and deposit their momentum to the mean flow, as we shall discuss below, and partly their contribution decreases (due to the mean zonal wind \bar{u} weakening) along with the increase of the contribution of waves with negative fluxes. Same can be applied to the local maximum of positive meridional fluxes $\overline{\rho v' w'} > 0$ over $\sim 60^\circ \text{N}$ in Figure 2b.

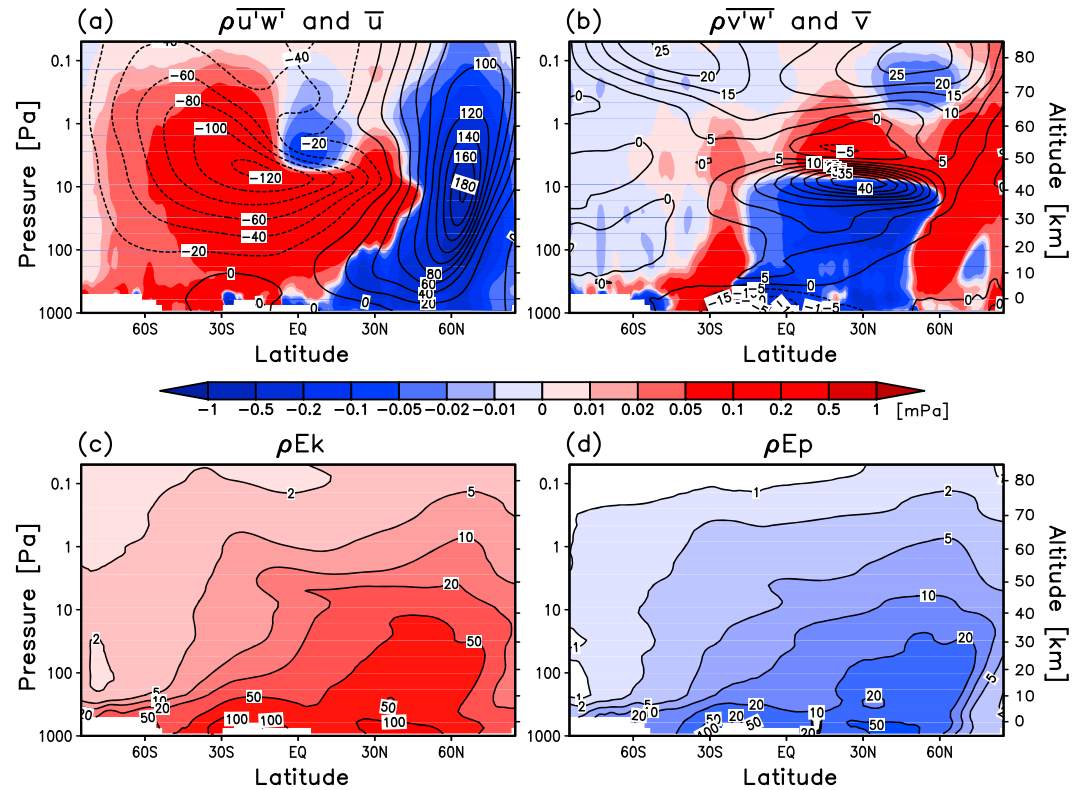


Figure 2. The latitude-altitude cross sections of zonal-mean quantities due to resolved GWs with the total wave number of larger than 60 (shaded): (a) vertical flux of zonal wave momentum $\rho u'w'$ (in mPa), (b) vertical flux of meridional momentum $\rho v'w'$, (c) kinetic wave energy ρE_k (in mJ m^{-3}), and (d) potential wave energy ρE_p . Black contours in Figure 2a represent the zonal wind (in m s^{-1}) and the meridional wind in Figure 2b.

Since wave momentum fluxes are vector quantities they are not fully suitable for characterizing the net field because harmonics with opposite signs may offset and even cancel contributions of each other. Wave variances provide another proxy for wave activity, which is devoid of this limitation. Figures 2c and 2d show their zonal mean latitude-altitude distributions in the form of kinetic and potential energy, E_k and E_p from (1) multiplied by the mean density. ρE_k exceeds ρE_p everywhere in the atmosphere, as it does at lower altitudes in Figure 1. The maximum of wave energy is in the lower atmosphere, where these waves are mainly excited and decreases with height in each vertical column. However, a clear asymmetry between the northern and southern hemispheres is seen. Wave activity is stronger, and GWs penetrate higher in the winter hemisphere. Partially, this may be explained by the asymmetry of sources in the lower atmosphere, but refractive properties of the atmosphere associated with the mean winds are likely to play a role as well. Spectra of generated waves in average are dominated by harmonics with slower phase velocities, as otherwise would cause an “ultraviolet catastrophe” (integral of energy over spectrum diverges). These waves are less affected by strong winds in the core of the westerly jet and, therefore, are being focused into it. One more reason for the asymmetry can be related to the oblique propagation: wave packets composed of harmonics with slower phase velocities can cover significant horizontal distances upon their vertical propagation. We cannot diagnose the degree of obliqueness directly from the GCM output, and a ray tracing model is required for that. Most likely, all three factors contribute to the obtained distributions of GW activity in the middle atmosphere. Here we simply state that the simulated asymmetry awaits a validation with observations and that any successful parameterization of subgrid-scale GWs must reproduce it.

Figures 2a and 2b show that momentum fluxes ultimately decrease with height. Divergence of the momentum fluxes quantifies the rate of wave obliteration, and the amount of momentum transferred to the mean (larger-scale in our study) flow. Depending on the sign, waves can produce acceleration or deceleration of the latter. Figures 3a and 3b present thus calculated forcing along the corresponding axes:

$$a_x = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'u'}, \quad a_y = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'v'}, \quad (3)$$

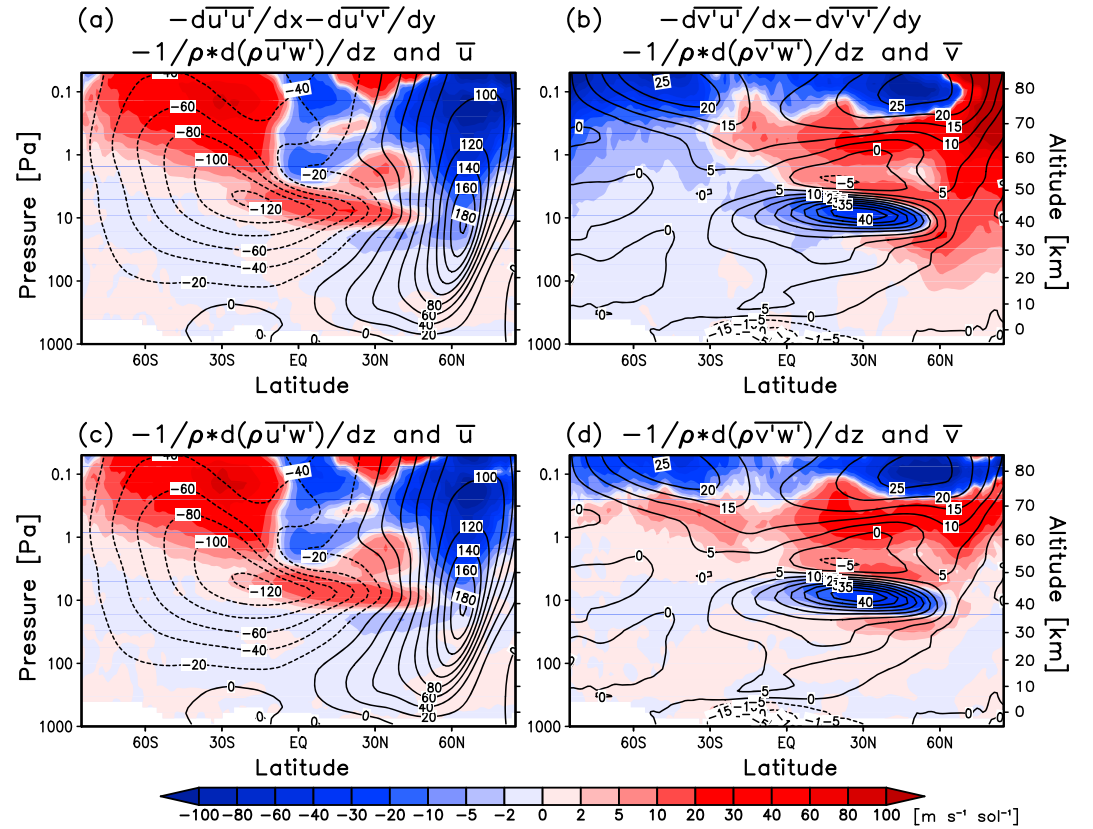


Figure 3. The components of divergences of gravity wave momentum fluxes (shaded, in $\text{m s}^{-1} \text{sol}^{-1}$) and the mean wind (contours, in m s^{-1}): full (horizontal and vertical) divergences of (a) zonal and (b) meridional momentum fluxes; only vertical divergence of (c) zonal and (d) meridional momentum fluxes. Black contours denote the mean zonal (Figures 3a and 3c) and meridional wind (Figures 3b and 3d).

where $\mathbf{v}' = (u', v', w')$ are the components of velocity fluctuations and $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \rho^{-1} \partial/\partial z)$. As can be seen, a_x and a_y created by the resolved small-scale motions are significant in the middle atmosphere (tens of $\text{m s}^{-1} \text{sol}^{-1}$) and directed mainly against the mean wind. This result is consistent with the estimates of GW drag obtained using the extended spectral parameterization of Yigit *et al.* [2008] applied to the distributions of wind and temperature from the Mars Climate Database [Medvedev *et al.*, 2011a] and interactively coupled with the Martian GCM [Medvedev *et al.*, 2011b]. One may notice that it is significantly smaller than the estimates of Fritts *et al.* [2006] (~ 1000 of $\text{m s}^{-1} \text{sol}^{-1}$), but it is because we present zonal and time averaged quantities, while their results are based on individual measurements. Instantaneously, a_x and a_y in our simulations can occasionally reach several thousand $\text{m s}^{-1} \text{sol}^{-1}$. The response of the mean zonal winds to this forcing is also seen—the jets show the tendency to decrease and close in the upper portion of the domain. This cannot be achieved in simulations with conventional (low) resolution without parameterized subgrid-scale GWs unless an artificial sponge layer is applied near the top. Thus, our GW-resolving simulations represent a direct confirmation of the predictions on the dynamical importance and effects of small-scale GWs in the Martian atmosphere.

The plotted divergences further illustrate GW propagation in the equatorial region. They show weak negative a_x below 10 Pa created by the absorption of harmonics with negative fluxes by the easterly mean wind $\bar{u} < 0$, as is discussed above. Around 10 Pa, strong dissipation of harmonics with $u'w' > 0$ produces positive a_x decelerating the mean wind. Above 10 Pa, the remaining harmonics with negative fluxes deposit the negative momentum upon their dissipation, which results in the acceleration of the negative flow. The latter seems paradoxical as all the waves with negative fluxes should have apparently been filtered below by the negative background wind. An in-depth explanation of such phenomenon was given in the paper of Yigit *et al.* [2009, section 8, paragraph 42 and Figure 8] and is related to the fact that the projection of the wind on the direction of wave propagation (that affects the latter) can significantly differ from the zonal wind alone.

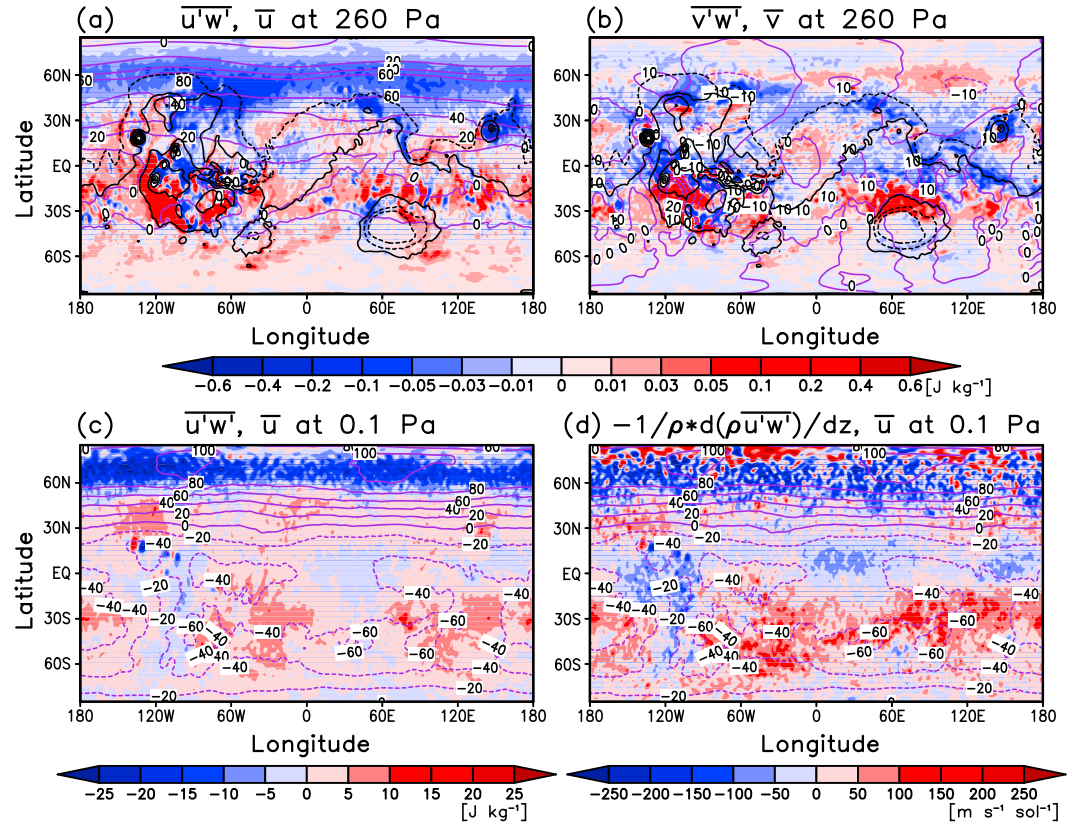


Figure 4. The distribution of horizontal flux of zonal wave momentum $\overline{u'w'}$ at (a) 260 Pa and (c) 0.1 Pa pressure levels (shaded, in J kg^{-1}). Black contours represent the topography of Mars. (b) The same as in Figure 4a except for $\overline{v'w'}$. (d) The divergence of meridional wave momentum (in $\text{m s}^{-1} \text{sol}^{-1}$) at 0.1 Pa pressure level. Black contours in Figures 4a and 4b represent the topographical features. Purple contours in Figures 4a, 4c, and 4d denote the mean zonal wind velocity \bar{u} (in m s^{-1}) while in Figure 4b denote the mean meridional wind velocity \bar{v} .

The vertically alternating patches of positive and negative a_x in the equatorial region tend to enhance the semiannual oscillation of the zonal wind, as discussed in the work of Kuroda *et al.* [2008]. The meridional component of the GW-induced torque, a_y , also plays an important role in the middle atmosphere. It decelerates the cross-equatorial south to north meridional transport in low and middle latitudes at ~ 10 Pa induced mainly by thermal tides, accelerates it somewhat higher (at ~ 1 Pa), and extends to high latitudes of the winter (northern) hemisphere. This leads to the intensification of the downward branch of the meridional transport cell over the North Pole, which results in the increase of the adiabatic heating and enhancement of the middle atmosphere polar warming [Medvedev and Hartogh, 2007; Kuroda *et al.*, 2009]. Similarly, small-scale GWs decelerate the northward meridional flow in the upper mesosphere and weaken the meridional pole-to-pole cell.

Next, we estimate the contributions of the vertical component of the momentum flux divergence to the net a_x and a_y by plotting $-\rho^{-1} d\overline{\rho u'w'}/dz$ and $-\rho^{-1} d\overline{\rho v'w'}/dz$ in Figures 3c and 3d. They are very close to those in Figures 3a and 3b. This indicates that (a) horizontal propagation of GWs plays a secondary role in forcing the mean flow and (b) GW parameterizations accounting for only vertical propagation can successfully capture the major part of subgrid-scale GW effects in GCMs.

5. Horizontal Distributions of Wave Fluxes

Many parameterizations use wave momentum fluxes at a certain level in the lower atmosphere for the specification of sources. Therefore, we plotted the longitude-latitude distributions of $\overline{u'w'}$ and $\overline{v'w'}$ at $p = 260$ Pa in Figures 4a and 4b. They are shown with colored shades, and the corresponding large-scale winds \bar{u} and \bar{v} are superimposed with contours. Although all quantities are 20 day averaged, fluxes are seen to be very patchy, which demonstrates that sources are extremely localized both in space and time. Peak values of the fluxes with alternating signs occur in the mountainous regions. They are evidently associated with waves generated by

flow over topography. Nevertheless, a clear asymmetry can be seen: fluxes predominantly have signs opposite to the mean local wind. In the middle-to high-latitudes of the northern hemisphere, the distribution of the zonal flux is significantly smoother. These GWs are excited within the curvatures of the winter westerly jet, which, in large, are associated with Kelvin waves moving eastward with time. The meridional fluxes are negative and directed against the mean meridional wind between the equator and 45°N and have alternating direction in other regions, where the mean wind is weak.

For comparison, the zonal momentum fluxes created by harmonics penetrating to the mesosphere ($p = 0.1$ Pa) are shown in Figure 4c. Their distribution is significantly more horizontally homogeneous. Most orographic GWs (with small with respect to the surface phase speeds) are filtered out by the wind in the course of their vertical propagation and create only a marginal enhancement over the mountainous regions. This confirms the fact well known from Earth studies that GWs with progressively faster horizontal phase speeds dominate at high altitudes [Yigit and Medvedev, 2015]. The region with negative (but large) horizontal wave momentum fluxes in the mesosphere is confined to northern high latitudes, which reflects the favorable propagation conditions for the corresponding harmonics, and which is in line with our finding using the GW parameterization [Medvedev *et al.*, 2011b; Yigit *et al.*, 2015]. The magnitudes of fluxes in the mesosphere significantly exceed those in the lower atmosphere, which merely reflects the wave amplitude growth due to exponential density drop with height.

Finally, we show the calculated vertical divergence of momentum fluxes (wave drag), $a_x = -\rho^{-1} d(\overline{\rho u' w'}) / dz$, in the mesosphere (Figure 4d). It is consistent with the zonal mean cross section in Figure 3c but shows a high degree of horizontal inhomogeneity. Locally, a_x exceeds $200 \text{ m s}^{-1} \text{ sol}^{-1}$ at $p = 0.1$ Pa, but almost nowhere is less than several tens of $\text{m s}^{-1} \text{ sol}^{-1}$. Obviously, such strong effects of small-scale waves cannot be ignored in the dynamics of the Martian mesosphere. Note that the values and distributions of both wave fluxes and acceleration/deceleration obtained in this high-resolution simulation can and should be served for validation and tuning of GW parameterizations.

6. Conclusions

We presented the first results of simulations with a new high-resolution Martian general circulation model (triangle spectral truncation T106) that resolves (in a $3\Delta x$ sense) harmonics with horizontal scales down to ~ 180 km. In this paper, we concentrated on the Northern winter solstice (around the solar longitude $L_s = 270^\circ$) and GW harmonics shorter than 350 km. This consideration leaves aside shorter-scale (few tens of kilometers) harmonics generated by convection, and which can be important in the upper atmosphere. The main inferences of this first study of its kind are listed below.

1. Magnitudes of temperature variances due to small-scale GWs (or available potential wave energy E_p) between 10 and 30 km are in a good agreement with those obtained by Creasey *et al.* [2006a] from Mars Global Surveyor radio occultation data. In addition, simulations show a gradual latitudinal increase of E_p from south to north with the maximum in the winter hemisphere, where the observational data are missing.
2. Variances of wave-induced horizontal wind fluctuations exhibit a similar behavior, however, with a steeper growth—the ratio of the wave kinetic and potential energy, E_k/E_p , increases from ~ 1.5 in the southern hemisphere to about 3 in the northern one.
3. Two major sources of GWs can be identified in the lower atmosphere: the mountainous regions generating slow or even nonmoving with respect to the surface wave packets, and the meandering winter westerly jet exciting faster GW harmonics traveling mainly eastward.
4. The majority of generated GWs move slower than the background wind, and the associated vertical fluxes of horizontal wave momentum are directed against it.
5. Most of GWs are produced in the lower atmosphere, and their fluxes and energy decay with height.
6. Upon vertical propagation and dissipation, these waves deposit their momentum directed mainly against the local wind and, thus, provide a wave drag on the mean flow.
7. As a result of the drag, the simulated jets in both hemispheres demonstrate a tendency to close in the upper atmosphere. This feature cannot be reproduced by GCMs with a conventional (low) resolution without applying an artificial sponge near the model top or an appropriate GW parameterization.
8. In the lower atmosphere, the distributions of wave momentum fluxes are very patchy, reflecting the highly localized nature of GW sources. Orographically generated slow waves are filtered in lower layers in the

course of their vertical propagation, and the upper mesosphere is dominated by harmonics with faster horizontal phase velocities.

Given the lack of observations of GWs in the atmosphere of Mars, our high-resolution simulations provide the much needed framework for constraining GW parameterizations, and validating the results obtained with the latter.

Acknowledgments

Data supporting the figures are available from T.K. (tkuroda@pat.gp.tohoku.ac.jp). T.K. was supported by the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) KAKENHI grant 24740317 and the Promotion of the Strategic Research Program for Overseas Assignment of Young Scientists and International Collaborations titled "Intensification of International Collaborations for Planetary Plasma and Atmospheric Dynamics Research based on the Hawaiian Planetary Telescopes." The model runs have been performed with the HITACHI SR16000 System (yayoi) at the Information Technology Center, the University of Tokyo. This work was partially supported by German Science Foundation (Deutsche Forschungsgemeinschaft) grant ME2752/3-1 and NASA grant NNX13AO36G.

References

- Alexander, M. J., et al. (2010), Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *136*, 1103–1124.
- Ando, H., T. Imamura, and T. Tsuda (2012), Vertical wavenumber spectra of gravity waves in the Martian atmosphere obtained from Mars Global Surveyor radio occultation data, *J. Atmos. Sci.*, *69*, 2906–2912.
- Creasey, J. E., J. M. Forbes, and D. P. Hinson (2006a), Global and seasonal distribution of gravity wave activity in Mars' lower atmosphere derived from MGS radio occultation data, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L01803, doi:10.1029/2005GL024037.
- Creasey, J. E., J. M. Forbes, and G. M. Keating (2006b), Density variability at scales typical of gravity waves observed in Mars' thermosphere by the MGS accelerometer, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L22814, doi:10.1029/2005GL027538.
- Fritts, D. C., and M. J. Alexander (2003), Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, *41*(1), 1003, doi:10.1029/2001RG000106.
- Fritts, D. C., L. Wang, and R. H. Tolson (2006), Mean and gravity wave structures and variability in the Mars upper atmosphere inferred from Mars Global Surveyor and Mars Odyssey aerobraking densities, *J. Geophys. Res.*, *111*, A12304, doi:10.1029/2006JA011897.
- Geller, M. A., and L. Gong (2010), Gravity wave kinetic, potential, and vertical fluctuation energies as indicators of different frequency gravity waves, *J. Geophys. Res.*, *115*, D11111, doi:10.1029/2009JD012266.
- González-Galindo, F., F. Forget, M. A. López-Valverde, M. Angelats i Colli, and E. Millour (2009), A ground-to-exosphere Martian general circulation model: 1. Seasonal, diurnal, and solar cycle variation of thermospheric temperatures, *J. Geophys. Res.*, *114*, E04001, doi:10.1029/2008JE003246.
- Hartogh, P., A. S. Medvedev, T. Kuroda, R. Saito, G. Villanueva, A. G. Feofilov, A. A. Kutepov, and U. Berger (2005), Description and climatology of a new general circulation model of the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *110*, E11008, doi:10.1029/2005JE002498.
- Hartogh, P., A. S. Medvedev, and C. Jarchow (2007), Middle atmosphere polar warmings on Mars: Simulations and study on the validation with sub-millimeter observations, *Planet. Space Sci.*, *55*, 1103–1112.
- K-1 Model Developers (2004), K-1 coupled GCM (MIROC) description, *K-1 Tech. Rep.*, *1*, pp. 1–34, Univ. of Tokyo, Tokyo.
- Kuroda, T., N. Hashimoto, D. Sakai, and M. Takahashi (2005), Simulation of the Martian atmosphere using a CCSR/NIES AGCM, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, *83*, 1–19.
- Kuroda, T., A. S. Medvedev, P. Hartogh, and M. Takahashi (2007), Seasonal changes of the baroclinic wave activity in the northern hemisphere of Mars simulated with a GCM, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L09203, doi:10.1029/2006GL028816.
- Kuroda, T., A. S. Medvedev, P. Hartogh, and M. Takahashi (2008), Semiannual oscillations in the atmosphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L23202, doi:10.1029/2008GL036061.
- Kuroda, T., A. S. Medvedev, P. Hartogh, and M. Takahashi (2009), On forcing the winter polar warmings in the Martian middle atmosphere during dust storms, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, *87*, 913–921.
- Kuroda, T., A. S. Medvedev, Y. Kasaba, and P. Hartogh (2013), Carbon dioxide ice clouds, snowfalls, and baroclinic waves in the northern winter polar atmosphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 1484–1488, doi:10.1002/grl.50326.
- Medvedev, A. S., and P. Hartogh (2007), Winter polar warmings and the meridional transport on Mars simulated with a general circulation model, *Icarus*, *186*, 97–110.
- Medvedev, A. S., and E. Yiğit (2012), Thermal effects of internal gravity waves in the Martian upper atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L05201, doi:10.1029/2012GL050852.
- Medvedev, A. S., G. P. Klaassen, and S. R. Beagley (1998), On the role of an anisotropic gravity wave spectrum in maintaining the circulation of the middle atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 509–512.
- Medvedev, A. S., E. Yiğit, and P. Hartogh (2011a), Estimates of gravity wave drag on Mars: Indication of a possible lower thermospheric wind reversal, *Icarus*, *211*, 909–912, doi:10.1016/j.icarus.2010.10.013.
- Medvedev, A. S., E. Yiğit, P. Hartogh, and E. Becker (2011b), Influence of gravity waves on the Martian atmosphere: General circulation modeling, *J. Geophys. Res.*, *116*, E10004, doi:10.1029/2011JE003848.
- Medvedev, A. S., E. Yiğit, T. Kuroda, and P. Hartogh (2013), General circulation modeling of the Martian upper atmosphere during global dust storms, *J. Geophys. Res.*, *118*, 2234–2246, doi:10.1002/jgre.20163.
- Medvedev, A. S., F. González-Galindo, E. Yiğit, A. G. Feofilov, F. Forget, and P. Hartogh (2015), Cooling of the Martian thermosphere by CO₂ radiation and gravity waves: An intercomparison study with two general circulation models, *J. Geophys. Res. Planets*, *120*, 913–927, doi:10.1002/2015JE004802.
- Miyoshi, Y., J. M. Forbes, and Y. Moulden (2011), A new perspective on gravity waves in the Martian atmosphere: Sources and features, *J. Geophys. Res.*, *116*, E09009, doi:10.1029/2011JE003800.
- Miyoshi, Y., H. Fujiwara, H. Jin, and H. Shinagawa (2014), A global view of gravity waves in the thermosphere simulated by a general circulation model, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 5807–5820, doi:10.1002/2014JA019848.
- Noguchi, K., S. Ikeda, T. Kuroda, S. Tellmann, and M. Pätzold (2014), Estimation of changes in the composition of the Martian atmosphere caused by CO₂ condensation from GRS Ar measurements and its application to the re-derivation of MGS radio occultation measurements, *J. Geophys. Res. Planets*, *119*, 2510–2521, doi:10.1002/2014JE004629.
- Sakamoto, T. T., et al. (2012), MIROC4h—A new high-resolution atmosphere-ocean coupled general circulation model, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, *90*, 325–359.
- Sato, K., S. Watanabe, Y. Kawatani, Y. Tomikawa, K. Miyazaki, and M. Takahashi (2009), On the origins of mesospheric gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L19801, doi:10.1029/2009GL039908.
- Takahashi, Y. O., Y.-Y. Hayashi, M. Odaka, and W. Ohfuchi (2008), High resolution simulations of the general circulation of the Martian atmosphere: Small and medium scale disturbances and dust lifting processes, in *Third International Workshop on the Mars Atmosphere: Modeling and Observations, held November 10–13, 2008 in Williamsburg, Virginia*, edited by F. Forget et al., LMD, IAA, AOPP, CNES, ESA. [Available at <http://www.lpi.usra.edu/meetings/modeling2008/pdf/9082.pdf>.]

- Watanabe, S., Y. Kawatani, Y. Tomikawa, K. Miyazaki, M. Takahashi, and K. Sato (2008), General aspects of a T213L256 middle atmosphere general circulation model, *J. Geophys. Res. Atmos.*, *113*, D12110, doi:10.1029/2008JD010026.
- Wright, C. J. (2012), A one-year seasonal analysis of Martian gravity waves using MCS data, *Icarus*, *219*, 274–282.
- Yamashita, Y., T. Kuroda, and M. Takahashi (2007), Maintenance of zonal wind variability associated with the annular mode on Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L16819, doi:10.1029/2007GL030069.
- Yiğit, E., and A. S. Medvedev (2009), Heating and cooling of the thermosphere by internal gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L14807, doi:10.1029/2009GL038507.
- Yiğit, E., and A. S. Medvedev (2012), Gravity waves in the thermosphere during a sudden stratospheric warming, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L21101, doi:10.1029/2012GL053812.
- Yiğit, E., and A. S. Medvedev (2015), Internal wave coupling processes in Earth's atmosphere, *Adv. Space Res.*, *55*, 983–1003, doi:10.1016/j.asr.2014.11.020.
- Yiğit, E., A. D. Aylward, and A. S. Medvedev (2008), Parameterization of the effects of vertically propagating gravity waves for thermosphere general circulation models: Sensitivity study, *J. Geophys. Res.*, *113*, D19106, doi:10.1029/2008JD010135.
- Yiğit, E., A. S. Medvedev, A. D. Aylward, P. Hartogh, and M. J. Harris (2009), Modeling the effects of gravity wave momentum deposition on the general circulation above the turbopause, *J. Geophys. Res.*, *114*, D07101, doi:10.1029/2008JD011132.
- Yiğit, E., A. S. Medvedev, A. D. Aylward, A. J. Ridley, M. J. Harris, M. B. Moldwin, and P. Hartogh (2012), Dynamical effects of internal gravity waves in the equinoctial thermosphere, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, *90–91*, 104–116, doi:10.1016/j.jastp.2011.11.014.
- Yiğit, E., A. S. Medvedev, S. L. England, and T. J. Immel (2014), Simulated variability of the high-latitude thermosphere induced by small-scale gravity waves during a sudden stratospheric warming, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 357–365, doi:10.1002/2013JA019283.
- Yiğit, E., A. S. Medvedev, and P. Hartogh (2015), Gravity waves and high-altitude CO₂ ice cloud formation in the Martian atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *42*, 4294–4300, doi:10.1002/2015GL064275.

特定共同研究課題名

地表面・水文モデルの開発及びデータ解析

分担課題名

データ同化手法を用いた実時間洪水予測システムの構築

共同研究者名

沖 大幹	教授	東京大学生産技術研究所
Kim Hyungjun	助教	東京大学生産技術研究所
嶋野 美佐子	博士課程学生	東京大学大学院工学系研究科

研究目的

気候モデルの多くは低解像度で計算されているが、洪水予測に応用する際や衛星データなどをデータ同化に用いる際にはより高解像度であることが望まれる。洪水予測に応用するためのデータ同化手法に用いる変数は河川流量や河川水位、氾濫面積が考えられる。これらは河川モデルの出力値であるため、本研究では気候モデルと結合された河川氾濫モデルの高解像度化を図った。

研究内容

本研究ではデータ同化手法を用いた実時間洪水予測システムの構築に用いられるモデル構築に取り組んだ。実時間システムに用いられるモデルの土台となる気候モデルの改良を行った。用いたモデルは IPCC の第 5 次報告書で主要なモデルの一つとしても用いられている大気海洋結合気候モデル MIROC5[Watanabe et al., 2010]と全球河川氾濫モデル CaMa-Flood[Yamazaki et al., 2011]である。これらのモデルをファイルの読み書きではなく、共有したメモリを媒介として結合を行う。具体的には、

Jcup[Arakawa et al., 2011]と呼ばれるカプラーを通じてデータのやり取りを行えるようにする。Jcup を用いることにより、異なるモデルへの応用が容易となる。また、河川氾濫モデルの高解像度化による影響評価を行った。

研究成果

1 年の計算に要する時間は Jcup の有無により約 10 時間から約 4 時間まで短縮された。これは大気モデルの 32CPU、河川氾濫モデルに 1CPU 用いた場合である。

河川氾濫モデルの高解像度化は大気モデルと比べて計算コストが非常に小さいため、可能となる。T42 (約 300km) から 0.25 度 (約 30km) に変更しても計算時間はほとんど変化しなかった。河川氾濫導入及び高解像度化により、河川流量の再現性は改善する傾向にあり、例としてアマゾン川河口の結果を図 1 に示す。凡例が示す実験の詳細は表 1 に記す。

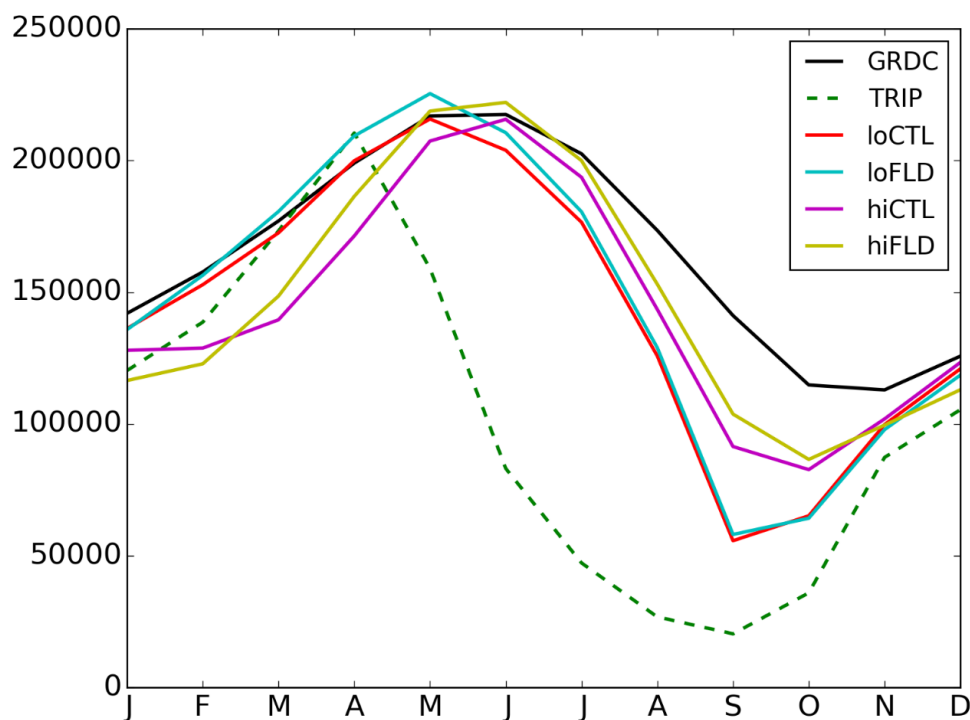
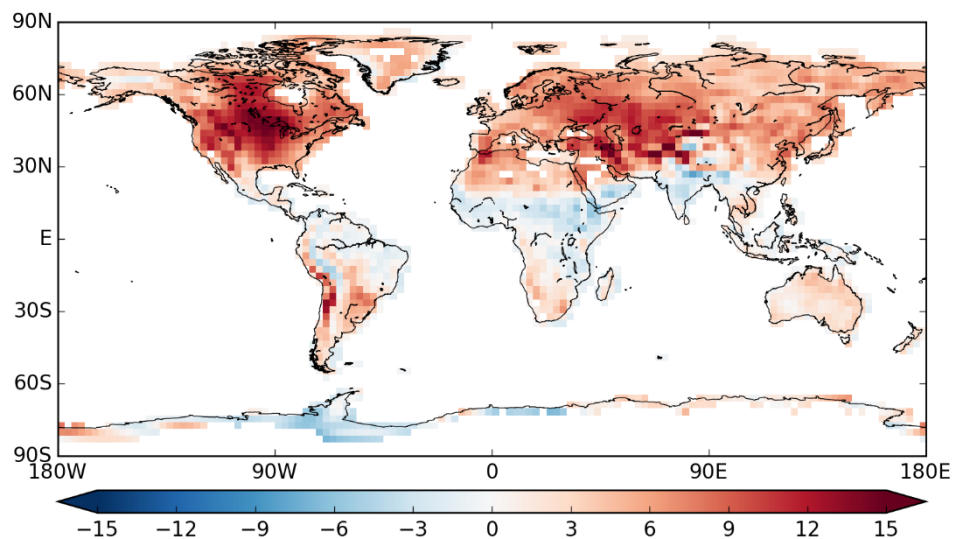


図 1 アマゾン川河口における月平均流量

表 1 実験設定

GRDC	観測値
TRIP	旧河川モデル
loCTL	相互作用なし/低解像度
loFLD	相互作用あり/低解像度
hiCTL	相互作用なし/高解像度
hiFLD	相互作用あり/高解像度

河川モデルの出力のみならず、大気モデルの出力にも改善がみられた。夏季（6~8月）の高緯度域及び中央アジアで見られる AGCM の高温バイアスについても、河川氾濫導入及び高解像度化によって緩和が見られた。河川氾濫導入のみ、高解像度化のみ、それぞれの影響と比較しても河川氾濫導入及び高解像度化を組み合わせることにより、高温バイアスが緩和される傾向がみられた。



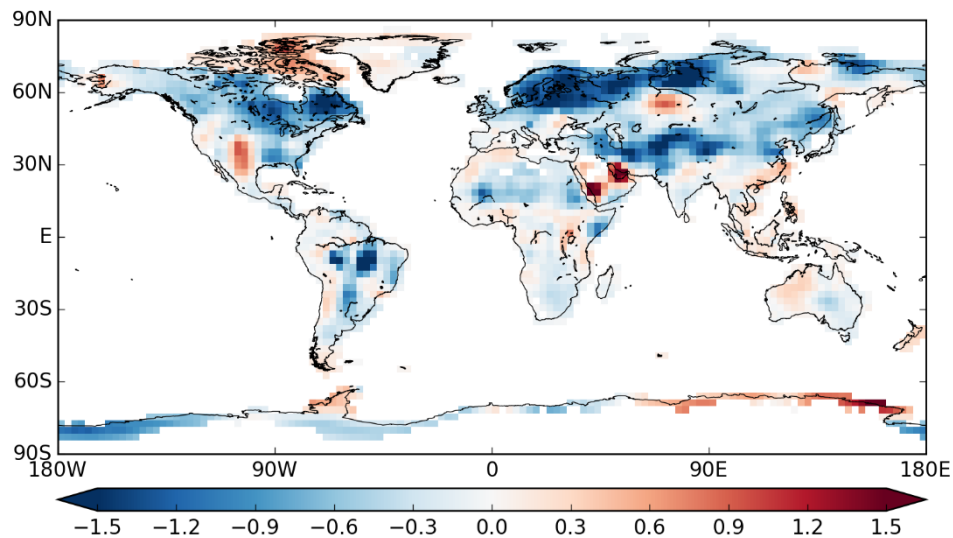


図 2 (上) 既存の気温バイアス[K]

(下) 河川氾濫導入及び高解像度化によるバイアス緩和度合[K]

今後の問題点

河川氾濫モデルの高解像度化に際して、大気モデル及び河川氾濫モデルそれぞれの海陸分布の整合性は重要となる。現実的な地形分布を保ちつつ、低解像度な気候モデルの海陸分布により合った河道網を作成することは今後の課題である。また、諸変数に与える影響の時空間的特徴をより詳細に評価することが本研究のさらなる発展には必要である。

成果リスト

(査読付き論文)

鳩野美佐子, 芳村圭, 荒川隆, 山崎大, 沖大幹, 高解像度河川氾濫過程の導入が大気大循環モデルの推計値に及ぼす影響. 土木学会論文集 B1(水工学), 72, 2016

(口頭発表)

鳩野美佐子, 芳村圭, 沖大幹, 全球気候モデルへの河川氾濫過程の導入及び影響評価, 水文・水資源学会 2015 年度研究発表会, 東京, 2015/9/11.

特定共同研究課題名：

海洋モデルにおけるサブグリッド現象のパラメータ化

分担課題名：

海洋深層における乱流拡散のパラメタリゼーション

共同研究者名（所属）：

日比谷紀之（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・教授）
田中 祐希（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・助教）
永井 平（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・特任研究員）
伊地知 敬（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・大学院生）
大貫 陽平（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・大学院生）
石井 一（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・大学院生）
桑原 将旗（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・大学院生）
高橋 杏（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・大学院生）
福澤 克俊（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・大学院生）

研究目的：

深海におけるミクロな乱流散逸率のグローバルな分布を把握する上で、より高精度な乱流パラメタリゼーションを構築することは重要な課題である。これまで、既存の乱流パラメタリゼーションの内では、ファインスケール（鉛直 10–100 メートルスケール）の流速鉛直シアーと鉛直ストレインの両方の情報を基にした、いわゆる、Gregg–Henyey–Polzin (GHP) パラメタリゼーション (Polzin et al. 1995; Gregg et al. 2003) が、最も正確な乱流散逸率の見積もりを出すと期待されていた。この GHP パラメタリゼーションは、流速鉛直シアーと鉛直ストレインとの比 R_ω を用いることによって、内部波スペクトルの Garrett–Munk (GM) モデル (Garrett and Munk 1975) からの歪みの影響を考慮に入れたものである。しかしながら、このパラメタリゼーションの理論的基礎である Henyey–Wright–Flatté (HWF) モデル (Henyey et al. 1986) を再考察したところ、歪みを考慮した GHP パラメタリゼーションでさえ、内部波スペクトルが低周波数側に著しく歪んだ $R_\omega \gg 3$ の場合には、乱流散逸率の過大評価を解消しきれないことが明らかになった。Ijichi and Hibiya (2015) は、その過大評価を解消するように GHP パ

ラメタリゼーションの式

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\langle U_z^2 \rangle^2}{\langle U_z^2 \rangle_{\text{GM}}^2} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{f}{f_0} \times h_{\text{GHP}}(R_\omega)$$

の補正項 h_{GHP} (図 1 青線) を h_{IH} (図 1 赤線) に修正した。ここで、 $\langle U^2 \rangle$ は観測された鉛直シアー強度、 $\langle U^2 \rangle_{\text{GM}}$ は GM モデルの鉛直シアー強度、 N は浮力周波数、 f は慣性周波数、 $\varepsilon_0 = 6.73 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ 、 $N_0 = 5.24 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、 $f_0 = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ である。

修正された乱流パラメタリゼーションは HWF モデルをより忠実に反映しているものの、HWF モデル自体にも自明でない様々な仮定が課されている。

Sun and Kunze (1999) は、GM モデルで規定される背景内部波場を対象に、より一般的な条件下で ray-tracing に基づ

く数値計算、いわゆる、アイコナール計算を実施し、乱流散逸率の成層に対する依存性 $\varepsilon \propto N^2$ を確かめた。しかしながら、乱流散逸率の緯度や鉛直シアー強度に対する依存性、さらに、内部波場の歪み度 R_ω に対する依存性については、未だ十分に検証されていない。

本研究では、GM モデルから様々な歪ませた内部波場を対象に彼らと同様なアイコナール計算を行うことによって、これまで検証されていない乱流散逸率の緯度、鉛直シアー強度、および、 R_ω に対する依存性を検証した。

研究内容（アイコナール計算）：

緯度 30° (10° または 50°)、水深 2000 m、指数関数型の成層構造 $N(z)$ の下、GM モデルから様々な歪ませた 3次元海洋内部波場を仮定し、そこから相当数サンプリングした各内部波パケットの位置 \mathbf{x} と波数 \mathbf{k} を、3次元のアイコナール方程式

$$\frac{D\mathbf{x}}{Dt} = \frac{\partial \sigma}{\partial \mathbf{k}} + \mathbf{u}_{\text{BG}},$$

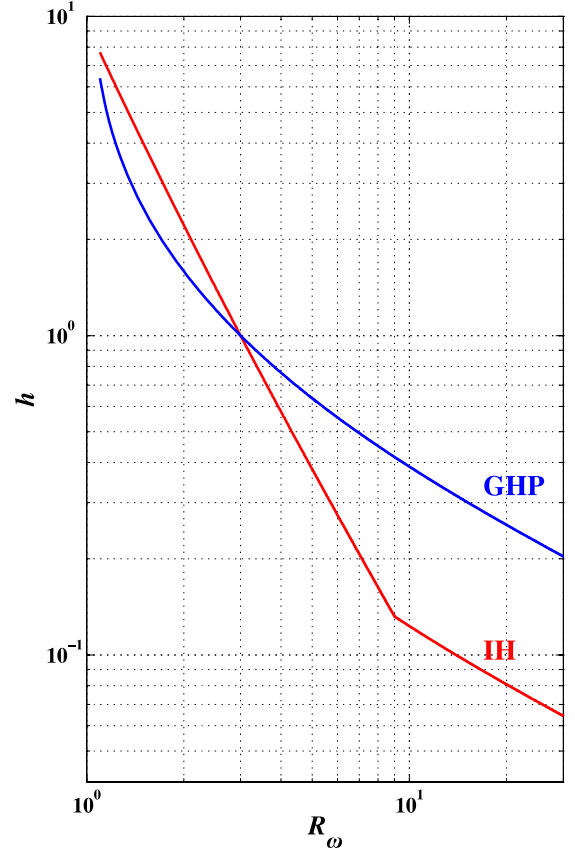


図 1. h_{GHP} (青線) を h_{IH} (赤線) の R_ω 依存性。

$$\frac{D\mathbf{k}}{Dt} = -\frac{\partial\sigma}{\partial N}\nabla N - \nabla\mathbf{u}_{BG} \cdot \mathbf{k}$$

によって追跡した。ここで、 σ は各内部波パケットの見かけの周波数で、内部波の分散関係を満たす。また、 \mathbf{u}_{BG} は各内部波パケットよりも大きな水平・鉛直スケールをもつ背景内部波場の流速を表す。各内部波パケットが背景内部波場中を伝播する間、その内部波パケットのもつ wave action は保存される。そして、その鉛直波数が 0.2 cpm を超えた内部波パケットは砕波したものとして追跡を終了し、その wave action を系から取り除く。各内部波パケットの wave action を A_i 、砕波時の周波数を σ_i 、追跡時間を T_i とすれば、砕波限界を超えて乱流スケールへ流れる各内部波パケットのエネルギーフラックスは、 $Efi = A_i \sigma_i / T_i$ と表される。アイコンアル計算における乱流散逸率 ε は、こうして計算された各内部波パケットのエネルギーフラックスの総和 $\varepsilon = \sum_i Efi$ として見積もることができる。

研究成果：

緯度30°、背景内部波場がGMモデルの場合、先行研究と同様に $\varepsilon \propto N^2$ が確認された。次に、この標準実験から緯度のみ、背景内部波場の鉛直シア強度のみ、または、背景内部波場の周波数スペクトルを歪ませることで R_ω のみを変化させた対照実験をいくつか実施した。その結果、計算された乱流散逸率の緯度、および、鉛直シア強度に対する依存性は $\varepsilon \propto \langle U_z^2 \rangle^2 f$ と整合的であること、また、その強い R_ω 依存性は、Ijichi and Hibiya (2015) が提案した補正項 h_{HH} によく従っていることを確認することができた（図2）。

今後の問題点：

本研究で有効性が確認された Ijichi and Hibiya (2015) の乱流パラメタリゼーションは、海底地形から離れた、いわゆる、海洋内部領域において適用可能なパラメタリゼーションであって、海底地形の近傍で適用することはできない。その一方で、既存の海底地形の近傍における乱流パラメタリゼーション (St. Laurent et al. 2002) は、深海乱流の究極的なエネルギー源が潮汐流と海底地形の凹凸との相互作用で発生した内部潮汐波であることが implicit に仮定されており、海底地形の凹凸、それを越えていく潮汐流の強さ、密度成層などの物理量と「経験的に」関連付けられているにすぎない。この結果、現在のパラメタリゼーションの方法は、海底地形から鉛直上方への乱流散逸率が、

内部領域における乱流散逸率と整合的に繋がっていないという大きな欠点が存在してしまっている。今後、海底地形近傍から海洋内部領域まで、シームレスに繋がる汎用的な乱流パラメタリゼーションを構築することが、正確な乱流散逸率のグローバル分布の作成に向けて、緊喫の課題である。

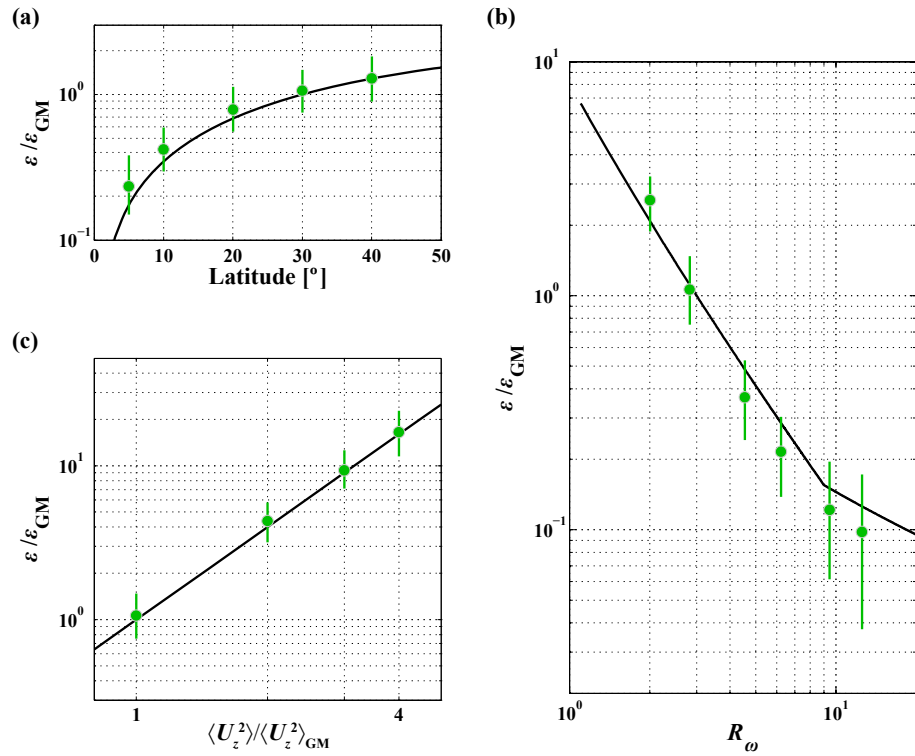


図 2. 規格化された乱流散逸率 $\varepsilon/\varepsilon_{GM}$ の (a) 緯度依存性、(b) 鉛直シア一強度 $\langle U_z^2 \rangle$ 依存性、(c) R_ω 依存性。ここで、 ε_{GM} は標準実験で計算された乱流散逸率を表している。また、実線はパラメタリゼーションにおける各依存性を表している。

Excitation mechanism of near-inertial waves in baroclinic tidal flow caused by parametric subharmonic instability

Yohei Onuki · Toshiyuki Hibiya

Received: 26 June 2014 / Accepted: 20 October 2014 / Published online: 20 November 2014
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014

Abstract Parametric subharmonic instability (PSI) transfers energy from low-mode semidiurnal baroclinic tidal flow to high-mode near-inertial waves at latitudes $\sim 30^\circ$, inducing strong ocean mixing and hence affecting the global ocean circulation. Nevertheless, intuitive descriptions of the physical mechanism for energy transfer by PSI are very sparse. In this study, we reformulate this phenomenon to present a visual image of its mechanism based on a combination of simple classical theories such as *beats* and *parametric excitation* without adhering to a strict mathematical formula. It is shown that two small-scale near-inertial waves with slightly different wavenumbers propagating in opposite directions superpose to create beats. When the resulting beats have the peak-to-peak length and the phase velocity equal to the wavelength and the phase velocity of large-scale semidiurnal baroclinic tidal flow, respectively, continuous acceleration of near-inertial motions takes place under the effects of convergence and horizontal shear of the background semidiurnal baroclinic tidal flow. The resonant condition for PSI can thus be easily understood by introducing the well-known concept of beats which also provides a natural explanation for the large difference in

spatial scales between the semidiurnal baroclinic tidal flow and the resulting near-inertial waves.

Keywords Parametric subharmonic instability · Resonant triad interaction · Nonlinear energy cascade · Semidiurnal tidal flow · Near-inertial wave · Beat frequency

1 Introduction

When diapycnal mixing processes in the thermocline transmit buoyancy downward into the deep ocean interior, they impact the global ocean overturning circulation (Munk 1966; Munk and Wunsch 1998; Bryan 1987; Tsujino et al. 2000). The energy for diapycnal mixing processes in the deep ocean is originally supplied at large scales by wind stress fluctuations and tide-topography interactions. Energy is then transferred to higher wavenumbers in the internal wave spectrum to dissipation scales by nonlinear wave-wave interactions (Hibiya et al. 1996, 1998).

Under the assumption of weak nonlinearity, resonant triad interactions of internal waves dominate the dynamical processes redistributing energy within the internal wave spectrum. Resonant triad interactions are phenomena where three sinusoidal internal waves satisfying

$$\begin{aligned}\mathbf{k} \pm \mathbf{k}' \pm \mathbf{k}'' &= 0 \\ \omega \pm \omega' \pm \omega'' &= 0\end{aligned}\tag{1}$$

exchange energy, where \mathbf{k} and ω represent the wavenumber and frequency of each wave, respectively, and the apostrophes indicate the different internal waves. Hasselmann (1966)

Responsible Editor: Matthew Robert Palmer

Y. Onuki (✉) · T. Hibiya
Department of Earth and Planetary Science,
Graduate School of Science, The University of Tokyo,
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan
e-mail: onuki@eps.s.u-tokyo.ac.jp

introduced, under the random phase assumptions, the energy transfer equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(\mathbf{k})}{\partial t} = & \int d\mathbf{k}' \int d\mathbf{k}'' \{ D^+ \delta(\mathbf{k}' + \mathbf{k}'' - \mathbf{k}) \delta(\omega' + \omega'' - \omega) [A(\mathbf{k}')A(\mathbf{k}'') - A(\mathbf{k}')A(\mathbf{k}) - A(\mathbf{k}'')A(\mathbf{k})] \\ & + 2D^- \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'' - \mathbf{k}) \delta(\omega' - \omega'' - \omega) [A(\mathbf{k}')A(\mathbf{k}'') + A(\mathbf{k}')A(\mathbf{k}) - A(\mathbf{k}'')A(\mathbf{k})] + O(A^3) + \dots \} \end{aligned} \quad (2)$$

where D^\pm are the coupling coefficients and $A(\mathbf{k})$ represents the action density of each wave. This relation determines the energy transfer rate within the internal wave spectrum by resonant triad interactions.

McComas and Bretherton (1977) identified the dominant resonant triad interactions in the observed universal internal wave spectrum (Garrett and Munk 1972) as induced diffusion (ID), elastic scattering (ES), and parametric subharmonic instability (PSI). In the case of PSI, in particular, two internal waves of nearly opposite wavenumbers and nearly equal frequencies resonantly interact with an internal wave of much smaller wavenumber and almost twice the frequency.

According to a series of vertical two-dimensional numerical experiments by Hibiya et al. (1996, 1998, 2002), the cascade of low-mode semidiurnal baroclinic tidal energy to dissipation scales results in the enhancement of high-mode near-inertial shear, which is clearly latitude-dependent. Consequently, remarkable enhancement of near-inertial shear shows up at latitudes $\sim 30^\circ$. This phenomenon is caused by PSI, which transfers semidiurnal baroclinic tidal energy to subharmonic internal waves, namely, near-inertial waves. Later field observations using expendable current profilers (XCPs) verified the numerically-predicted, latitudinal dependence of diapycnal diffusivity associated with high-mode near-inertial shear (Hibiya and Nagasawa 2004), so that PSI is thought to play a crucial role in mixing processes in the deep ocean.

Despite the importance as mentioned above, little has been known about the physical mechanism of PSI. Motivated by the fact that the conventional energy transfer Eq. (2) cannot explain the growth rate obtained from the numerical experiments, Young et al. (2008) presented another formulation without the random phase assumption that is consistent with the results of numerical experiments. Their somewhat complicated perturbation analysis, however, does not give us the complete image for the physical mechanism of PSI.

In this study, we illustrate an approach that allows more tractable interpretation of the PSI mechanism. We demonstrate that an intuitive understanding of the physical mechanism of PSI is possible based on a combination of simple classical

theories such as *beats* and *parametric excitation* without adhering to a strict mathematical formula.

2 Basic theories

2.1 Parametric excitation

An oscillation whose parameter varies periodically can grow its amplitude exponentially when the frequency of the variable parameter matches twice its intrinsic value. This type of physical process is called parametric excitation. Pumping a playground swing by periodically standing and squatting to increase the size of the swing's oscillations is a typical example of parametric excitation.

Parametric excitation is mathematically described using a linear differential equation with periodically variable coefficients, the solution of which behaves exponentially in the long term (Floquet theorem). The analytical processes to derive its growth rate are classically well known (e.g., Landau and Lifshitz 1960) so that will not be repeated.

2.2 Beats

Before discussing resonant triad interactions, we consider the superposition of two waves with slightly different frequencies and wavenumbers propagating in opposite directions. Note that the physics for this case greatly differs from that for the more familiar case where two waves traveling in the same direction are superposed.

When two sound waves with slightly different frequencies are superposed, sound fluctuations with low frequency result. This physical process called beats is interpreted as a kind of amplitude modulation. We consider here not only time dependence but also spatial dependence of this phenomenon, which is mathematically described as

$$\begin{aligned} & \cos(k_1 x - \omega_1 t) + \cos(k_2 x + \omega_2 t) \\ &= 2 \cos \frac{1}{2} \{ (k_1 + k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t \} \cos \frac{1}{2} \{ (k_1 - k_2) x - (\omega_1 + \omega_2) t \}, \end{aligned} \quad (3)$$

with the horizontal wavenumbers $k_1 \sim k_2$, the frequencies $\omega_1 \sim \omega_2$, and $\cos(((k_1 - k_2)x - (\omega_1 + \omega_2)t)/2)$ an envelope of almost stationary “component waves” $\cos(((k_1 + k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t)/2)$. In a broader definition, we also call this envelope beats. Note that the resulting beats have a peak-to-peak length of $2\pi/(k_1 - k_2)$ and a phase velocity of $(\omega_1 + \omega_2)/(k_1 - k_2)$ (Fig. 1). This means that the third wave with $k_3 = k_1 - k_2$ and $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, the resonant condition (1), can have the same spatial structure and phase velocity as those of beats. In this case, the third wave is able to continuously interact with the component waves in the beats.

3 Mechanism of PSI

In this section, we revisit the mechanism of PSI based on the discussions presented so far. We start with the basic equations consisting of equations of motion, continuity, and buoyancy in a stratified fluid on the f -plane under the Boussinesq approximation such that

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + f \mathbf{e}_z \times \mathbf{u} = -\nabla p + b \mathbf{e}_z \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \frac{\partial b}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla b + w N^2 = 0 \end{cases} \quad (4)$$

where t is the time, $\mathbf{u} = (u, v, w)$ is the three dimensional velocity vector, f is the inertial frequency, p is the pressure divided by density, b is the buoyancy, \mathbf{e}_z is the unit vector vertically upward, and N is the buoyancy frequency, respectively. Then, we separate the variables into the background components associated with semidiurnal baroclinic tides and the fluctuating components associated with near-inertial waves so that the linearized equations for fluctuating components can be written as

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{u}' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{U} + f \mathbf{e}_z \times \mathbf{u}' = -\nabla p' + b' \mathbf{e}_z \\ \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \\ \frac{\partial b'}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla b' + \mathbf{u}' \cdot \nabla B + w' N^2 = 0 \end{cases} \quad (5)$$

where the capitalized variables represent the already-known background tidal flow, whereas the primed variables represent the unknown fluctuating near-inertial waves. We postulate here that the second-order products of the primed variables are neglected and the background tidal flow has sinusoidal spatial and temporal structure with wavenumber \mathbf{k}_0 and frequency ω_0 . For simplicity, we further assume that stratification is uniform and all the variables are independent of y -direction, namely, $\partial/\partial y = 0$.

Multiplying the first equation of (5) by \mathbf{u}' and the third equation of (5) by b'/N^2 and summing them up, we can get the energy equation,

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} + G = 0, \quad (6)$$

where

$$\begin{cases} E \equiv \frac{1}{2} \left(u'^2 + v'^2 + w'^2 + \frac{b'^2}{N^2} \right) \\ \mathbf{F} \equiv (p'u' + EU, p'v' + EV, p'w' + EW) \\ G \equiv \mathbf{u}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{U} + \frac{b'}{N^2} (\mathbf{u}' \cdot \nabla) B \end{cases} \quad (7)$$

with \mathbf{F} the energy flux from outside the space and G the energy production by the background field. For inertial gravity waves, plane monochromatic solutions of linearized equations of (4) can be written as

$$\begin{cases} u = \frac{ak\omega}{\omega^2 - f^2} \exp i(kx + mz - \omega t) \\ v = -\frac{iakf}{\omega^2 - f^2} \exp i(kx + mz - \omega t) \\ w = -\frac{ak^2\omega}{m(\omega^2 - f^2)} \exp i(kx + mz - \omega t) \\ b = \frac{iak^2N^2}{m(\omega^2 - f^2)} \exp i(kx + mz - \omega t) \\ p = a \exp i(kx + mz - \omega t) \end{cases} \quad (8)$$

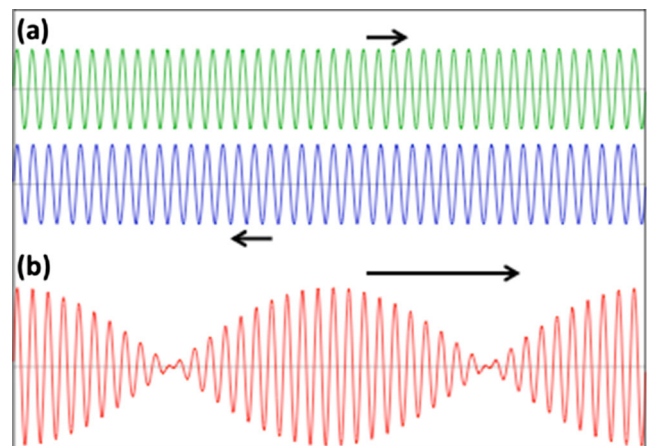


Fig. 1 **a** Two sinusoidal waves with slightly different wavenumbers k_1, k_2 and frequencies ω_1, ω_2 propagating in opposite directions. **b** Combining two waves produces large-scale envelopes, i.e., beats, with rapid phase velocity. The resulting beats have peak-to-peak length of $2\pi/(k_1 - k_2)$ and a phase velocity of $(\omega_1 + \omega_2)/(k_1 - k_2)$

with the dispersion relationship,

$$(k^2 + m^2)\omega^2 - N^2k^2 - f^2m^2 = 0 \quad (9)$$

where a is an arbitrary constant, k and m are the horizontal and vertical wavenumbers, respectively, and ω is the frequency. Using (8) and (9) for each of the background semidiurnal baroclinic tidal flow and the fluctuating near-inertial waves, we can evaluate the energy production G at each location such that

$$G \sim u'^2 \frac{\partial U}{\partial x} + u'v' \frac{\partial V}{\partial x} \quad (10)$$

where the terms including b' and w' are dropped taking into account negligible vertical displacement of near-inertial waves (a detailed explanation is given in Appendix A).

The case where each term in (10) takes the minimum value so that most efficient energy production takes place is illustrated in Fig. 2. Note that the green arrow shows the fluctuating velocity components u' and v' with the inertial period (24 h in this case) and the blue arrows show the background velocity components U and V with the semidiurnal tidal period, both rotating in a horizontal plane. At 0 and 12 h, the near-inertial motion is in the convergence dimension of the background semidiurnal tidal flow ($\partial U/\partial x < 0$) so that the acceleration of the near-inertial motion results (through the term $u'^2 \partial U/\partial x$ in (10)). At 3, 9, 15, and 21 h, on the other hand, the near-inertial motion obliquely crosses the horizontal shear of the background semidiurnal tidal flow ($u'v' \partial V/\partial x < 0$) so that the acceleration of the near-inertial motion again takes place (through the term $u'v' \partial V/\partial x$ in (10)). Since (8) shows that the time variations of both terms in (10) occur in phase as well as $|U| \sim 2|V|$ for the background semidiurnal tidal flow ($\omega_0 \sim 2f$) and $|u'| \sim |v'|$ for the fluctuating near-inertial motion ($\omega \sim f$), 2/3 of the energy transferred to near-inertial motion during 24 h is associated with the convergence of the background tidal flow, whereas the remaining 1/3 is associated with the horizontal shear of the background tidal flow.

In general, however, G can take both positive and negative values depending on the phase relationship between the near-inertial waves and the background semidiurnal baroclinic tidal flow. To demonstrate this, Fig. 3 illustrates (a) the lowest mode wave with a wavenumber $\mathbf{k}_0 = (k_0, m_0)$ and semidiurnal tidal frequency ω_0 , (b) and (c) the high-mode waves propagating in opposite directions to each other with slightly different wavenumbers and near-inertial frequencies $\mathbf{k}_1 = (k_1, m_1)$, ω_1 , and $\mathbf{k}_2 = (k_2, m_2)$, ω_2 , respectively, and (d) the superposition of (b) and (c), all projected on the x - z plane.

Notice that our theoretical approach is still applicable to the mode waves depicted in these figures, because each mode wave is a superposition of paired waves symmetrically propagating in the vertical direction. In light of the discussion in Sect. 2.2, when the resonant condition $k_1 - k_2 = k_0$, $m_1 - m_2 = m_0$, and $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ is satisfied, the near-inertial beats and the background semidiurnal tidal flow have the same horizontal and vertical structures as well as the same horizontal phase velocity $(\omega_1 + \omega_2)/(k_1 - k_2) = \omega_0/k_0$. As a result, near-inertial waves with large $|u'|$ (strongly striped regions in Fig. 3d) and small $|u'|$ (weakly striped regions in Fig. 3d) are continuously captured by the tidal flow convergence zone ($\partial U/\partial x < 0$; green regions in Fig. 3a) and divergence zone ($\partial U/\partial x > 0$; red regions in Fig. 3a), respectively, throughout the course of their propagation. This implies that the acceleration of near-inertial motions in the tidal flow convergence zone overwhelms the deceleration of near-inertial motions in the tidal flow divergence zone, which results in the net production of near-inertial energy. It should be noted in this case that the near-inertial motion is also accelerated through the term $u'v' \partial V/\partial x < 0$ which occurs most efficiently in the $|U|$ maximum zone where both $u'v' < 0$ (or $u'v' > 0$) and $\partial V/\partial x > 0$ (or $\partial V/\partial x < 0$) simultaneously take their maximum amplitudes (see Fig. 2), although it cannot be depicted in a vertical two-dimensional plane in Fig. 3.

Needless to say, cases might exist where near-inertial waves with large $|u'|$ are continuously located in the tidal flow divergence zone. In this case, the situation becomes completely opposite to that mentioned above and the attenuation of near-inertial energy results. Nevertheless, so long as the initial condition is a superposition of randomly phased internal waves, unstable waves inevitably grow to create a flow field like Fig. 3d.

The growth rate of near-inertial beats can be obtained based on the theory of parametric excitation as explained in Appendix B. Although numerical calculations are needed to get the precise results, approximate solution of (B5) in the limit of $\omega_0 \sim 2f$ and $\text{Re}(\omega_1, \omega_2) \sim f$ can be simply written as

$$\text{Im}(\omega_{1,2}) \sim \pm \frac{k_0}{2} |U_0 + iV_0| \quad (11)$$

in agreement with the result derived by Young et al. (2008).

4 Discussions and conclusion

Parametric subharmonic instability (PSI) is a process of energy cascade in the oceanic internal wave field, which transfers energy from baroclinic semidiurnal tidal flow to near-inertial waves. In this study, we have reformulated this phenomenon and presented an intuitive image of its mechanism based on a combination of simple

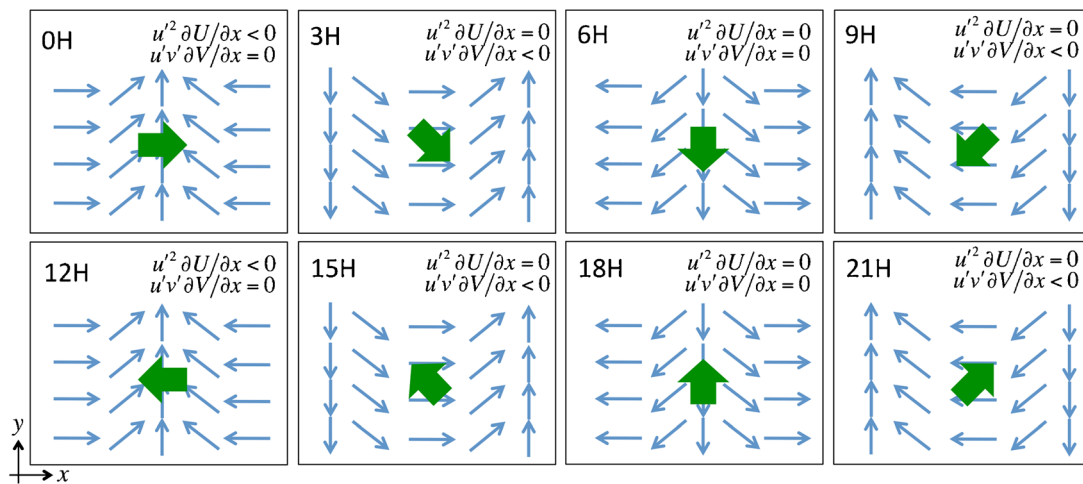


Fig. 2 Time variations of the baroclinic tidal flow (blue) with 12-h period and the near-inertial motion (green) with 24-h period both rotating in a horizontal plane. At 0 and 12 h, the near-inertial motion is along the convergence dimension of background flow, so the acceleration occurs by

the effect of convergence. At 3, 9, 15, and 21 h, the near-inertial motion obliquely crosses the background shear, so the acceleration occurs by the effect of horizontal shear

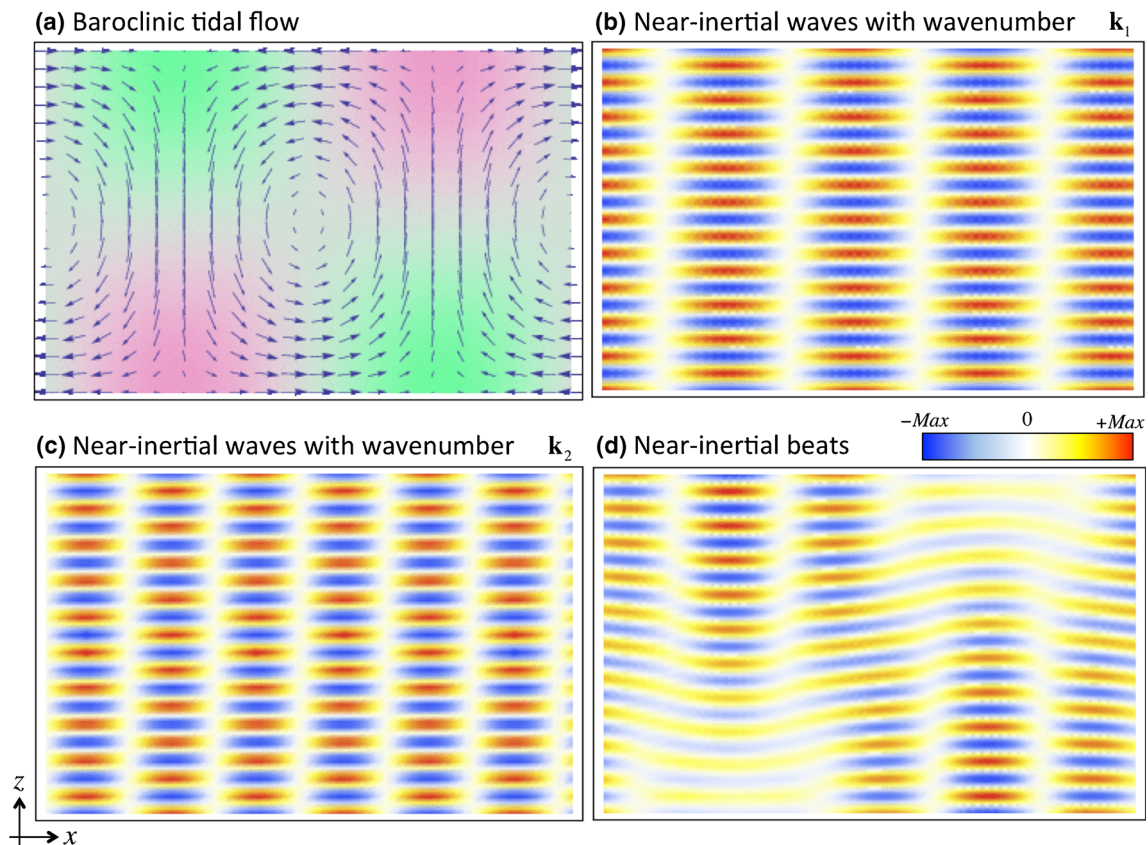


Fig. 3 **a** Vertical cross section of the first-mode baroclinic tidal flow. The areas of horizontal convergence and divergence are colored with green and red, respectively. **b** Horizontal velocity u of near-inertial waves with wavenumber k_1 . Red areas represent flow directed to the right. Blue areas represent flow directed to the left. **c** As in **b** but for the near-inertial waves

with wavenumber k_2 , slightly different from k_1 . **d** Near-inertial beats resulting from the superposition of **b** and **c**. The areas of convergence of the baroclinic tidal flow in **a** and the near-inertial beats in **d** are continuously coupled

classical theories such as *beats* and *parametric excitation* without adhering to a strict mathematical formula. We have shown that beats are created by a superposition of two small-scale near-inertial waves with slightly different wavenumbers propagating in opposite directions (see discussion of Eq. (3)). When the resulting beats have the peak-to-peak length and the phase velocity equal to the wavelength and the phase velocity of large-scale semidiurnal baroclinic tidal flow, respectively, continuous acceleration of near-inertial motions takes place under the effects of convergence and horizontal shear of the background semidiurnal baroclinic tidal flow. The obtained growth rate of near-inertial waves agrees well with that derived by Young et al. (2008) and is consistent with the previous numerical results (Hibiya et al. 2002; MacKinnon and Winters 2005; Hazewinkel and Winters 2011). According to these studies, time scales of PSI can be less than 10 days in the shortest, which allows PSI to be affected by spring-neap tidal cycle. Although we have obtained the growth rate near the critical latitude in this study, our methodology can also be applied to more general cases.

In the real ocean, however, situations are much more complicated; the density stratification is not uniform, the β effect exists, and the near-inertial energy excited by PSI is used to feed the background waves, so that the energy flux within the internal wave spectra cannot be evaluated so easily. MacKinnon et al. (2013), however, verified regular phase relationships between the baroclinic tidal flow and the near-inertial waves through the long-time observation of vertical profile of currents and density stratification in the North Pacific, which agrees well with our theoretical results.

This study provides the new interpretation for the energy cascade processes leading to turbulent mixing in the interior ocean. Further analysis of observational and numerical results in terms of the theoretical framework presented in this study is expected to lead to the improved parameterization of turbulent mixing processes, which is indispensable for the construction of next-generation global circulation models.

Acknowledgments The authors express their gratitude to two anonymous reviewers for their invaluable comments on the manuscript.

Appendix

A. Order estimation of the energy production term

The energy production G in (7) can be reduced to (10) by algebraic manipulation as follows.

For inertial gravity waves, (8) and (9) yield

$$\frac{k}{m} \sim \left| \frac{w}{u} \right| \sim \left| \frac{\omega b}{N^2 u} \right| \sim \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}}. \quad (\text{A1})$$

In our study, the frequencies of the background and fluctuating components are about $2f$ and f , respectively, so that, for $f \ll N$, (A1) gives the relation between wavenumbers for the background wave k_0, m_0 and fluctuating waves k', m' such that

$$\frac{k'}{m'} \ll \frac{k_0}{m_0} \sim \frac{\sqrt{3}f}{N} \ll 1. \quad (\text{A2})$$

Combining (A1) and (A2), we can obtain

$$|G| = \left| (u'k_0 + w'm_0) \left(u'U + v'V + w'W + \frac{b'B}{N^2} \right) \right| \quad (\text{A3})$$

$$\sim |u'k_0(u'U + v'V)| = \left| u'^2 \frac{\partial U}{\partial x} + u'v' \frac{\partial V}{\partial x} \right|.$$

B. Derivation of the growth rate of near-inertial beats

We give the analytical formulation of PSI using the theory of parametric excitation explained in Sect. 2.1.

Since the terms of advection by background flow have nothing to do with energy production, (5) can be rewritten as

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{U} + f \mathbf{e}_z \times \mathbf{u}' = -\nabla p' + b' \mathbf{e}_z \\ \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \\ \frac{\partial b'}{\partial t} + \mathbf{u}' \cdot \nabla B + w' N^2 = 0. \end{cases} \quad (\text{B1})$$

Substituting the background field expression and beats solutions

$$\begin{cases} (U, V, W, B) = (U_0^+, V_0^+, W_0^+, B_0^+) \exp(i(k_0 x + m_0 z - \omega_0 t)) + c.c. \\ (u', v', w', p', b')^T = \mathbf{q}_1 \exp(i(k_1 x + m_1 z - \omega_1 t)) + \mathbf{q}_2 \exp(i(k_2 x + m_2 z + \omega_2 t)) \end{cases} \quad (\text{B2})$$

with resonant condition $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ and $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0$ into (B1) and neglecting all the terms except those with wavenumbers $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$, we can get the algebraic equations

$$\begin{cases} \mathbf{A}_1 + \mathbf{q}_1 = \mathbf{B}_2 + \mathbf{q}_2 \\ \mathbf{A}_2 - \mathbf{q}_2 = \mathbf{B}_1 - \mathbf{q}_1 \end{cases}, \quad (\text{B3})$$

where

$$\mathbf{A}_{j\pm} \equiv \begin{bmatrix} \mp i\omega_j & -f & 0 & ik_j & 0 \\ f & \mp i\omega_j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mp i\omega_j & im_j & -1 \\ ik_j & 0 & im_j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N^2 & 0 & \mp i\omega_j \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad (B4)$$

$$\mathbf{B}_{j\pm} \equiv \begin{bmatrix} \mp ik_0 U_0^\pm & 0 & \mp im_0 U_0^\pm & 0 & 0 \\ \mp ik_0 V_0^\pm & 0 & \mp im_0 V_0^\pm & 0 & 0 \\ \mp ik_0 W_0^\pm & 0 & \mp im_0 W_0^\pm & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mp ik_0 B_0^\pm & 0 & \mp im_0 B_0^\pm & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (j = 1, 2; \text{ double sign corresponds}).$$

In these equations, superscripts “ \pm ” represent complex conjugate. In order for (B3) to have nontrivial solutions, ω_1 and ω_2 need to satisfy the following conditions:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{A}_{1+} & -\mathbf{B}_{2+} \\ -\mathbf{B}_{1-} & \mathbf{A}_{2-} \end{vmatrix} = 0 \quad \text{and} \quad \omega_1 + \omega_2 = \omega_0. \quad (B5)$$

This is one of the generalized eigenvalue problems, easily calculated with numerical methods.

References

- Bryan F (1987) Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J Phys Oceanogr* 17:970–985
- Garrett CJR, Munk WH (1972) Space-time scales of internal waves. *Geophys Fluid Dyn* 2:225–264
- Hasselmann K (1966) Feynman diagrams and interaction rules of wave-wave scattering processes. *Rev Geophys Space Phys* 4:1–32
- Hazewinkel J, Winters KB (2011) PSI of the internal tide on a beta-plane: flux divergence and near-inertial wave propagation. *J Phys Oceanogr* 41:1673–1682
- Hibiya T, Niwa Y, Nakajima K, Sugimoto N (1996) Direct numerical simulation of the roll-off range of internal wave shear spectra in the ocean. *J Geophys Res* 101:14123–14129
- Hibiya T, Niwa Y, Fujiwara K (1998) Numerical experiments of nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum. *J Geophys Res* 103:18715–18722
- Hibiya T, Nagasawa M, Niwa Y (2002) Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitudes. *J Geophys Res* 107:3207. doi:10.1029/2001JC001210
- Hibiya T, Nagasawa M (2004) Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parameterization. *Geophys Res Lett* 31, L01301. doi:10.1029/2003GL017998
- Landau LD, Lifshitz EM (1960) *Mechanics*. Pergamon Press, Oxford
- MacKinnon JA, Winters KB (2005) Subtropical catastrophe: significant loss of low-mode tidal energy at 28.9°. *Geophys Res Lett* 32, L15605. doi:10.1029/2005GL023376
- MacKinnon JA, Alford MH, Sun O, Pinkel R, Zhao Z, Klymak J (2013) Parametric subharmonic instability of the internal tide at 29°N. *J Phys Oceanogr* 43:17–28
- McComas CH, Bretherton FP (1977) Resonant interaction of oceanic internal waves. *J Geophys Res* 82:1397–1412
- Munk WH (1966) Abyssal recipes. *Deep-Sea Res* 13:707–730
- Munk WH, Wunsch C (1998) Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res* 45:1977–2010
- Tsujino H, Hasumi H, Sugimoto N (2000) Deep Pacific circulation controlled by vertical diffusivity at the lower thermocline depths. *J Phys Oceanogr* 30:2853–2865
- Young WR, Tsang YK, Balmforth NJ (2008) Near-inertial parametric subharmonic instability. *J Fluid Mech* 607:25–49

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JC010665

Key Points:

- Results of LES are validated via comparisons with microstructure measurements
- Existing mixed layer models are assessed using LES for several forcing scenarios
- Nakanishi-Niino model with modified mixing length scale performs well

Correspondence to:

N. Furuichi,
furuichi.naoki@nies.go.jp

Citation:

Furuichi, N., and T. Hibiya (2015), Assessment of the upper-ocean mixed layer parameterizations using a large eddy simulation model, *J. Geophys. Res. Oceans*, 120, 2350–2369, doi:10.1002/2014JC010665.

Received 23 DEC 2014

Accepted 25 FEB 2015

Accepted article online 2 MAR 2015

Published online 27 MAR 2015

Corrected 6 MAY 2015

This article was corrected on 6 MAY 2015. See the end of the full text for details.

Assessment of the upper-ocean mixed layer parameterizations using a large eddy simulation model

Naoki Furuichi¹ and Toshiyuki Hibiya²
¹Center for Regional Environmental Research, National Institute for Environmental Studies, Ibaraki, Japan, ²Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, The University of Tokyo, Tokyo, Japan

Abstract A large eddy simulation (LES) of the upper ocean mixed layer processes in the winter north-western Pacific is carried out and compared with concurrent microstructure measurements. We find that dissipation rates of turbulent kinetic energy (ε) and temperature variance from LES agree well with field observations in the areas where the Ozmidov length scale, calculated from the modeled ε and buoyancy frequency, exceeds the grid size of LES. It is also found that, even though the Ozmidov length scale is less than the grid size of LES, model estimates of the vertical turbulent heat flux near the base of the mixed layer are very similar to observed values, suggesting that this LES model reproduces the intensity of entrainment well. This enables us to use the results from LES to assess the turbulence closure models of Mellor and Yamada [1982, MY] and Nakanishi and Niino [2009, NN] for several forcing scenarios consisting of strong winds, surface heating, and surface cooling. It is found that NN performs better than MY in reproducing the results from LES for each forcing scenario, particularly when the turbulent length scale is adjusted to be more restricted by density stratification.

1. Introduction

Turbulent processes in the oceanic mixed layer play crucial roles in regulating the temperature and velocity fields in the upper ocean, controlling atmosphere-ocean interactions. Since a majority of the recent atmospheric warming has been taken up by the ocean and upper ocean turbulence affects the ability of the ocean to uptake heat, this turbulence is a key factor of climate change. Accurate parameterization of subgrid-scale upper ocean processes therefore must be incorporated into oceanic general circulation models and/or coupled atmosphere-ocean general circulation models. Second-order turbulence closure models such as the Mellor-Yamada closure model [Mellor and Yamada, 1974, 1982, hereafter MY] and its modified versions have been widely incorporated into atmospheric and oceanic general circulation models. However, the MY closure model has been criticized because it underestimates mixing intensity causing a warm temperature bias near the sea surface [Martin, 1985; Large and Crawford, 1995] and a high relative humidity bias in the atmospheric boundary layer [Sun and Ogura, 1980; Turton and Brown, 1987]. This has motivated a number of studies attempting to improve the MY closure model.

The performance of second-order turbulence closure models in reproducing the atmospheric and oceanic mixed layer processes can be more accurately evaluated through large eddy simulations (LESs) which directly derive each turbulent quantity. Moeng and Wyngaard [1986, 1989] carried out LES showing the importance of buoyancy effects in parameterizing several turbulent quantities in the convective atmospheric boundary layers. Nakanishi [2001] and Nakanishi and Niino [2004, 2006, 2009, hereafter NN] carried out a series of LES studies of the atmospheric boundary layers to develop an improved version of the MY closure model, which has been incorporated into mesoscale weather prediction models [Saito et al., 2007; Wang et al., 2014; Coniglio et al., 2013] as well as atmospheric general circulation models [Watanabe et al., 2010]. LES has been applied to reproduce several upper ocean processes as well [Denbo and Skillingstad, 1996; McWilliams et al., 1997; Wang et al., 1998; Skillingstad et al., 2000; Noh et al., 2004; Sullivan et al., 2007; Polton et al., 2008], the results of which have sometimes been used to assess parameterized turbulent quantities for the oceanic mixed layer processes [Large and Gent, 1999; Skillingstad et al., 2000; Umlauf and Burchard, 2005; Noh et al., 2011; Furuichi et al., 2012; Harcourt, 2013].

Using the results from the LES as a reference, *Furuichi et al.* [2012] evaluated the performance of both the MY and NN closure models under strong wind forcing. They demonstrated that the NN closure model performs better than the MY closure model in reproducing the development of turbulence associated with the enhancement of wind-induced inertial current shear after a slight modification of NN such that the turbulent length scale, the parameter closely linked with several turbulent quantities, is more strongly restricted by increasing density stratification. Nevertheless, several issues from their work still remain to be further addressed.

First, *Furuichi et al.* [2012] did not compare the results from LES with turbulence observations in the real ocean. The validity of LES becomes questionable, in particular, in the strongly stratified regions below the base of the mixed layer where turbulent eddies are unresolved by the model grid due to their small size. One of the few previous studies on this issue was done by *Skyllingstad et al.* [1999]. They performed LES for the response of the upper ocean to westerly wind burst in the western equatorial Pacific and compared the simulated results with microstructure measurements.

Furthermore, *Furuichi et al.* [2012] only performed a couple of idealized wind-driven mixing experiments. The performance of the second-order turbulence closure models should be assessed via the comparison with LESs under a wide range of surface wind and heating/cooling conditions. Such assessments are prerequisite to obtain a more complete oceanic mixed layer model that parameterizes the still poorly understood microscale processes (e.g., Langmuir turbulence and breaking of surface and internal waves).

In this study, we first perform an LES experiment using oceanographic and meteorological data obtained from the field observation in the winter northwestern Pacific and compare the calculated results with microstructure measurements. After testing the validity of the LES model, we next assess each of the turbulence closure models MY and NN through the comparison with the LES data set for several forcing scenarios including strong winds, surface heating, and surface cooling.

2. Numerical Models

2.1. LES

The LES model used in this study is described fully in *Furuichi et al.* [2012] so that only key features are described here. The governing equations are the three-dimensional Navier-Stokes equations with a subgrid-scale parameterization based on the filtered structure function approach by *Ducros et al.* [1996], which was used to reproduce the development of the oceanic mixed layer under strong wind forcing (for the discussion on the subgrid-scale parameterization, see *Skyllingstad et al.* [2000]). The initial background temperature field is assumed to be horizontally uniform, whereas the initial turbulent velocity field is assumed to be a superposition of small random perturbations. For simplicity, the effects of surface waves, namely, Langmuir circulation [*Craik and Leibovich*, 1976] and breaking of surface waves are both ignored; we apply only small random forcing at the shallowest grid level to promote turbulence. The salinity is assumed to be constant with depth. A cyclic boundary condition is assumed at the lateral boundaries, whereas a rigid boundary condition is employed at the top and the bottom of the domain. To eliminate the effects of reflected waves from the bottom rigid boundary, a sponge layer is introduced within 5–15 m from the bottom. To solve the governing equations, we use a Fourier expansion in the horizontal directions and a centered finite difference in the vertical direction with the fourth-order Runge-Kutta time stepping method.

2.1.1. Simulation Using Observed Data

To examine the validity of the LES model, we first carry out an LES experiment using oceanographic and meteorological data obtained during a field survey of microstructure measurements (14–16 December 2009) in the northwestern Pacific (142.5°E, 27.3°N) onboard the T/V Oshoro-Marui of the Faculty of Fisheries of Hokkaido University (Figure 1). In total, 21 vertical profiles of dissipation rates of turbulent kinetic energy (ϵ) and temperature variance (χ) were obtained during the voyage (see Appendix A).

The observation showed significant variations of the mixed layer depth (Figure 1b), presumably because of large-scale dynamical effects such as mesoscale eddies with spatial scale much larger than the LES model

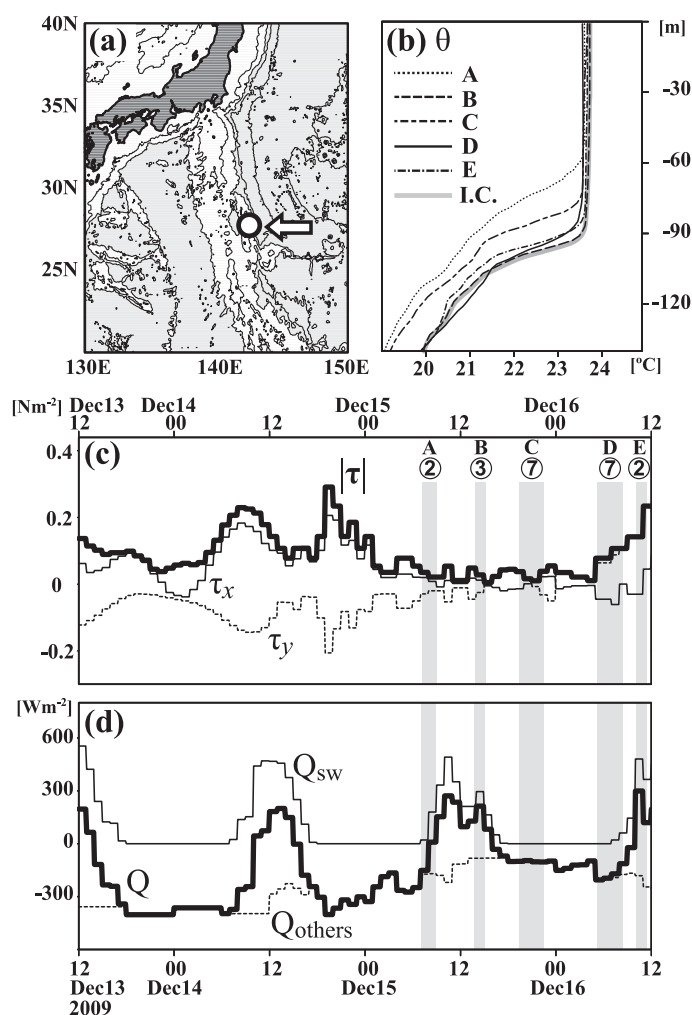


Figure 1. (a) The geographic location of the microstructure measurements (indicated by the circle and the arrow) superimposed on the bathymetry. Contour interval is 1000 m. The light gray indicates the areas where depth < -4000 m. (b) Vertical profiles of the observed temperature averaged for each period (black lines, see also Figures 1c and 1d) and the initial temperature used for the numerical experiments (gray line). (c) and (d) Time series of surface wind stress and heat fluxes used for the numerical experiments. Note $Q = Q_{sw} + Q_{others}$. The forcing parameters before 0 P.M. on 14 December except for the shortwave solar radiation are obtained from the JRA-25 reanalysis data. The gray shade and attached numeral indicate the period of microstructure measurements and the frequency of the deployment of instrument in each period, respectively.

obtained at the meteorological station in the Chichijima Island (142.2°E , 27.1°N) in Japan (Automated Meteorological Data Acquisition System, Japan Meteorological Agency), which are incorporated into LES taking into account the effect of penetration below the sea surface.

2.1.2. Idealized Experiments

Next, we carry out LES experiments for three idealized forcing scenarios, strong winds, surface heating, and surface cooling, following *Martin* [1985], to clarify how accurately the turbulence closure models perform for each scenario. Experimental parameters, namely, the wind forcing (τ), the surface heating (Q), the initial temperature profile (θ , see also Figures 2b and 2c), the integration time (T_i), and the grid resolution employed in LES (Δ) are summarized in Table 1.

For strong wind scenario (W1 and W2), the experimental design is essentially the same as that employed by *Skyllingstad et al.* [2000] who reproduced a typical resonant inertial response of the upper ocean to a traveling storm observed at the northeastern Pacific during the Ocean Storms Experiment [*Large and Crawford,*

domain, and the deviations of observation locations during each period reaching up to ~ 10 km. The LES performance is, therefore, evaluated here mainly in terms of the observed turbulent quantities.

The initial condition used for temperature profile is the average of the vertical profiles from 2 to 3 P.M. on 15 December (local time) (i.e., the period B shown in Figure 1). The salinity is set to 34.65 psu taking into account the observed salinity range (34.6–34.7 psu). The horizontal domain of 300 m square and vertical of 150 m are employed with a uniform grid resolution of 1.25 m.

We carry out the LES for 0 P.M. on 13 December, namely, about 1 day before the start of the field observation, to 0 P.M. on 16 December. The surface wind stress $\tau = (\tau_x, \tau_y)$ and heat fluxes except for shortwave solar radiation (Q_{others}) are calculated by incorporating the meteorological data onboard into the bulk formulae of *Garratt* [1977] and *Rosati and Miyakoda* [1988], respectively, for the period after 0 P.M. on 14 December. Before that time period, these parameters are procured from the Japanese 25 year reanalysis data (JRA-25) [*Onogi et al.*, 2007]. For the shortwave solar radiation (Q_{sw}), we use the hourly data

Table 1. List of the Parameters, Namely, the Surface Wind Stress (τ), the Surface Heat (Q), the Initial Temperature Profile (θ), the Integration Time (T_i), and the Resolution of LES (Δ) Used in the Idealized Experiments^a

	τ (N m^{-2})	Q (W m^{-2})	θ	T_i (h)	Δ (m)
<i>Strong Winds</i>					
W1	1.40	0	T1	24	0.80
W2	1.40	-320	T1	24	0.80
<i>Surface Heating</i>					
H1	0.15	160	T2	16	0.50
H2	0.15	300	T2	16	0.50
H3	0.40	160	T2	16	0.50
H4	0.40	300	T2	16	0.50
<i>Surface Cooling</i>					
C1	0.15	-160	T3	20	0.80
C2	0.15	-300	T3	20	0.80
C3	0.40	-160	T3	20	0.80
C4	0.40	-300	T3	20	0.80
<i>High Resolution</i>					
W1h	1.40	0	T1	12	0.50
H2h	0.15	300	T2	5	0.25
C1h	0.15	-160	T3	8	0.50

^aEach of the surface wind stress and heat forcing except for τ in W1, W2, and W1h is set to start from zero initially and reach the prescribed value in about 1 h. The wind stress forcing for W1, W2, and W1h varies in time (see Figure 2a), and its maximum value is shown here. The temperature profiles indicated by T1, T2, and T3 are shown in Figures 2b and 2c.

1995]. The wind stress forcing τ is prescribed as $\tau = (\tau_x, \tau_y) = A_0 \sin^2(\pi t/t_d) (\cos \omega t, -\sin \omega t)$ where ω represents a constant angular rotation rate which is assumed to be the local inertial frequency at 45°N ($\omega = f_{45}$), $A_0 = 1.4 \text{ N m}^{-2}$ is the maximum wind stress, and $t_d = 24 \text{ h}$ is the storm duration (Figure 2a). Furthermore, a constant surface cooling of -320 W m^{-2} is assumed for the experiment W2 (the “constant” forcing means that the flux is set to start from zero initially and reach the prescribed value in about 1 h). The initial background temperature field mimics the typical stratification in the northeastern Pacific during fall (Figure 2b, T1) and the salinity is set to 32.8 psu. The model domain is 200 m square in horizontal and 108 m in vertical, the grid resolution is 0.8 m, and the numerical simulations are carried out for 24 h.

For surface heating and cooling scenarios (H1–H4 and C1–C4), we take into account the characteristic con-

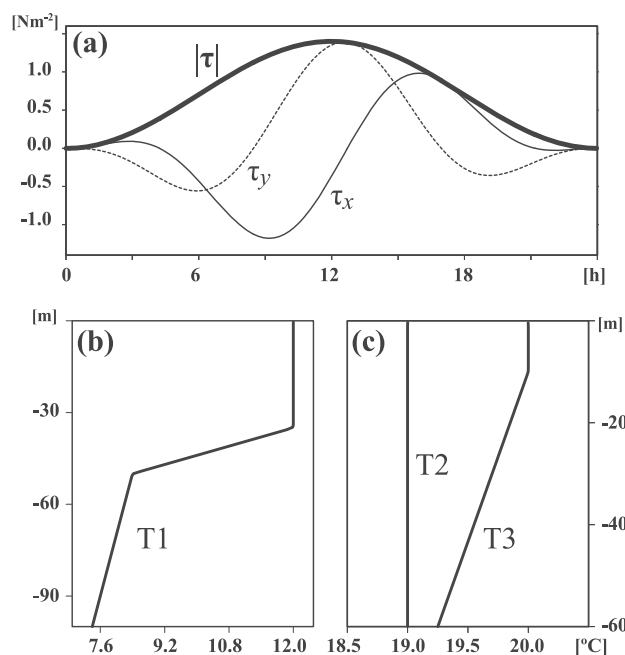


Figure 2. Surface and initial conditions used for the idealized numerical experiments (see also Table 1). (a) Time series of wind stress forcing used for W1, W2, and W1h. (b) and (c) Vertical profiles of initial temperature for T1, T2, and T3.

ditions in the northeastern Pacific during early spring and during late summer to fall, respectively [cf. Martin, 1985]. For the experiments H1–H4, the initial temperature is set to 19°C throughout the water column (Figure 2c, T2), whereas for the experiments C1–C4, it is assumed to be composed of a 10 m thick mixed layer on top of a uniform thermal stratification with $0.015^{\circ}\text{C m}^{-1}$ (Figure 2c, T3). We carry out numerical simulations for the domain of 200 m (320 m) square in the horizontal and 60 or 80 m (80 m) in the vertical with the grid resolution of 0.5 m (0.8 m) for 16 h (20 h) under a constant surface heat flux of 160 or 300 W m^{-2} (-160 or -300 W m^{-2}) and a constant wind stress of 0.15 or

0.4 N m⁻² in the x direction, assuming the local inertial frequency at 30°N and constant salinity of 35 psu. Additional LESs are carried out to see the sensitivity of the calculated results to grid resolutions (high-resolution experiments; W1h, H2h, C1h, see Table 1).

2.2. One-Dimensional Turbulence Closure Models

We utilize a simplified Level 2.5 version of MY [Mellor and Yamada, 1982; Mellor, 2001, 2003] and the Level 2.5 version of NN [Nakanishi and Niino, 2009]. Since detailed descriptions of these turbulence closure models have already been made by the above authors, only a brief description is given.

The turbulence closure models express turbulent fluxes such that

$$UF = \langle w^* u^* \rangle = -q l S_M \frac{\partial U}{\partial z} \quad \left(= -K_M \frac{\partial U}{\partial z} \right), \quad (1a)$$

$$VF = \langle w^* v^* \rangle = -q l S_M \frac{\partial V}{\partial z} \quad \left(= -K_M \frac{\partial V}{\partial z} \right), \quad (1b)$$

$$HF = \langle w^* \theta^* \rangle = -q l S_H \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad \left(= -K_H \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right), \quad (1c)$$

where $\langle \rangle$ denotes ensemble average, z is the vertical axis positive upward with the origin at the sea surface, U and V are the ensemble-averaged horizontal velocities, Θ is the ensemble-averaged potential temperature, u^* , v^* , w^* , and θ^* are the turbulent components of velocity and temperature, respectively, $q^2/2$ is the turbulent kinetic energy, l is the turbulent length scale, S_M and S_H are the stability functions, and K_M ($=qlS_M$) and K_H ($=qlS_H$) are the eddy viscosity and diffusivity coefficients.

The stability functions S_H and S_M in MY are given by

$$S_H = \frac{A_2(1-6A_1/B_1)}{1-(3A_2B_2+18A_1A_2)G_H}, \quad (2a)$$

$$S_M = \frac{(18A_1^2+9A_1A_2)S_HG_H+A_1(1-3C_1-6A_1/B_1)}{1-9A_1A_2G_H}, \quad (2b)$$

where

$$G_H = -\frac{l^2}{q^2} N^2,$$

N is the buoyancy frequency, and $(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1) = (0.92, 0.74, 16.6, 10.1, 0.08)$ are the closure constants. Note that q and l are obtained by solving the prognostic equations

$$\frac{\partial(q^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left[-qlS_q \frac{\partial(q^2/2)}{\partial z} \right] = qlS_M \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] - qlS_H N^2 - \frac{q^3}{B_1 l}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(q^2 l)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left[-qlS_q \frac{\partial(q^2 l)}{\partial z} \right] = E_1 l \left\{ qlS_M \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] - E_3 qlS_H N^2 \right\} - \frac{Wq^3}{B_1}, \quad (4)$$

where W is a “wall proximity” function, and $(E_1, E_3) = (1.8, 1.0)$ are additional nondimensional constants. We assume $S_q = 0.41S_M$ following Mellor [2003]. The three terms on the right-hand side and the second term on the left-hand side in equation (3) are the shear production (S), the buoyancy production (B), the dissipation (ε), and the vertical turbulence transport (T), respectively.

In another turbulence closure model NN, the closure constants are revised by taking into account the buoyancy effects on the pressure covariance terms [Moeng and Wyngaard, 1986, 1989] which has been omitted in MY; this revision greatly affects several parameterized turbulent quantities under both stable and unstable conditions. The stability functions S_H and S_M are then given by

$$S_H = \alpha_c A_2 \frac{\phi_1 + 3C_1 \phi_4}{\phi_1 \phi_3 + \phi_2 \phi_4}, \quad (5a)$$

$$S_M = \alpha_c A_1 \frac{\phi_2 - 3C_1 \phi_3}{\phi_1 \phi_3 + \phi_2 \phi_4}, \quad (5b)$$

where

$$\begin{aligned} \phi_1 &= 1 - 9\alpha_c^2 A_1 A_2 (1 - C_2) G_H, \\ \phi_2 &= \phi_5 + 9\alpha_c^2 A_2^2 (1 - C_2) (1 - C_5) G_H, \\ \phi_3 &= \phi_5 - 12\alpha_c^2 A_1 A_2 (1 - C_2) G_H, \\ \phi_4 &= 6\alpha_c^2 A_1^2 G_M, \\ \alpha_c &= \min(q/q_2, 1) \end{aligned}$$

with

$$\begin{aligned} \phi_5 &= 1 - 3\alpha_c^2 A_2 B_2 (1 - C_3) G_H, \\ G_M &= \frac{l^2}{q^2} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right], \end{aligned}$$

and $q^2/2$ the turbulent kinetic energy given by the Level 2 model. Following NN, we assume $(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2, C_3, C_5) = (1.18, 0.665, 24.0, 15.0, 0.137, 0.75, 0.352, 0.2)$ and $S_q = 3S_M$.

Another important difference between MY and NN is in the formulation of the turbulent length scale; instead of using a prognostic equation, NN prescribes the turbulent length scale diagnostically taking into account the effect of stable stratification such that

$$l^{-1} = l_S^{-1} + l_T^{-1} + l_B^{-1}, \quad (6)$$

where

$$l_S = \begin{cases} -\kappa z / 3.7, & \zeta \geq 1, \\ -\kappa z (1 + 2.7\zeta)^{-1}, & 0 \leq \zeta < 1, \\ -\kappa z (1 - 100\zeta)^{0.2}, & \zeta < 0, \end{cases} \quad (7)$$

$$l_T = 0.23 \frac{\int_{-\infty}^0 (-qz) dz}{\int_{-\infty}^0 q dz}, \quad (8)$$

$$l_B = \begin{cases} q/N, & N^2 > 0 \text{ and } \zeta \geq 0, \\ [1 + 5(q_c/l_T N)^{1/2}] q/N, & N^2 > 0 \text{ and } \zeta < 0, \\ \infty, & N^2 \leq 0, \end{cases} \quad (9)$$

$\kappa = 0.41$ is the von Kármán constant, $\zeta = -z/l_M$ is the dimensionless height with l_M the Monin-Obukhov length, $q_c = \{-g(Q/c_p \rho_0) \alpha l_T\}^{1/3}$ with g the acceleration due to gravity, ρ_0 the reference density, c_p the heat capacity and α the thermal expansion coefficient. Note that l_B is related to the buoyancy length scale, which characterizes the distance by which a water parcel with the turbulent kinetic energy of $q^2/2$ can move vertically against the buoyancy force. Following Furuichi *et al.* [2012], we define the slightly modified version of NN where the original l_B is reduced by about one half, namely,

$$l_B = \begin{cases} 0.53q/N, & N^2 > 0, \\ \infty, & N^2 \leq 0, \end{cases} \quad (10)$$

as suggested by Galperin *et al.* [1988, 1989] who took into account the relationship between the temperature variance and the Ozmidov length scale [Dillon, 1982].

Each of the turbulence closure models, namely, MY, NN, and the modified NN is incorporated into a simple one-dimensional numerical model with a uniform 2 m resolution. The one-dimensional numerical model is driven with the same surface forcing and initial conditions employed in LES (Table 1 and Figures 1 and 2).

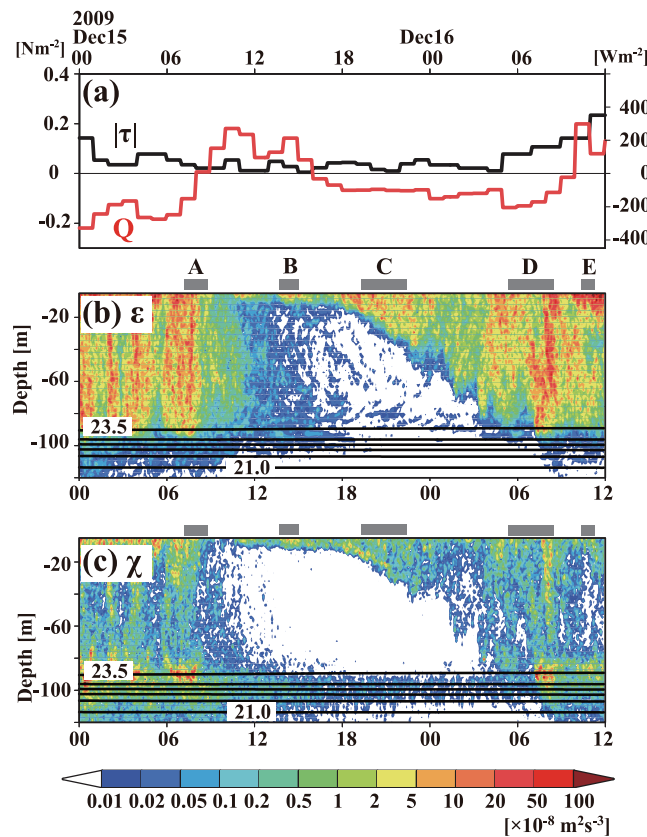


Figure 3. Results from LES using the observed oceanographic and meteorological data (shown only for the period after 0 A.M. on 15 December). (a) Time series of surface fluxes. (b) Time-depth sections of the dissipation rates of turbulent kinetic energy (ε_{LES}) at a fixed horizontal location together with the contours of horizontally averaged temperature (contour interval: 0.5°C). (c) As in Figure 3b but for the dissipation rates of temperature variance (χ_{LES}). The gray horizontal bar indicates the period of microstructure measurements.

The results are then compared with the corresponding LES to check the performance of each turbulence closure model.

3. Results and Discussions

3.1. Comparison of LES With Microstructure Measurements

As an overview of the upper ocean response calculated by LES, we present a time-depth section of ε and χ at a fixed horizontal location together with the horizontally averaged temperature structure (Figure 3). The energy dissipation rates obtained from LES are given by

$$\varepsilon_{LES} = \frac{X_m}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)^2, \quad (11)$$

$$\chi_{LES} = \frac{2X_m}{Pr} \left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_i} \right)^2, \quad (12)$$

where the subscript LES denotes the results from LES, the subscripts i and j denote the x , y , and z directions, u_i ($=u, v, w$) and θ are the water velocities and temperature,

respectively, primed variables denote the resolved perturbations from the horizontal average, X_m is the eddy viscosity calculated in LES, and Pr is the turbulent Prandtl number. The calculated results show a remarkable diurnal variation of ε_{LES} in the mixed layer: the region with ε_{LES} more than $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ occupies the whole mixed layer from nighttime to early morning, but almost completely disappears during daytime. Furthermore, ε_{LES} below the mixed layer decreases by two orders of magnitude during nighttime. In contrast to the vertical profile of ε_{LES} , χ_{LES} is relatively small within the mixed layer and large in the thermocline, reflecting the fact that χ depends not only on the intensity of turbulence but also on the strength of thermal stratification [Skillingstad et al., 1999; Thorpe, 2005].

Next, we examine the validity of the results of LES via the comparison with the microstructure measurements. Taking into account the spatial and temporal intermittency of turbulence, we compare the observed dissipation rates with the scattered model outputs obtained every 6 min for each period at a fixed horizontal location in LES (Figures 4a and 4b). We find a remarkable difference of the LES performance between the periods C and D (7–10 P.M. on 15 December and 5–8 A.M. on 16 December), the primary times turbulent dissipation rates (ε_{OBS} and χ_{OBS}) were measured (see Figure 1; hereafter, the subscript OBS denotes the observed variables). The values of ε_{OBS} and χ_{OBS} during the period D (red and green dots) are mostly within the range of the modeled values (gray dots) inside the mixed layer and underestimated by one or two orders of magnitude underneath. During the period C, the modeled values of ε and χ except for the upper 20 m are much smaller than observed, say, by one to three orders of magnitude. The LES performance is similar between the periods A, B, and E (7–9 A.M. and 2–3 P.M. on 15 December and 10–11 A.M. on 16 December), although fewer observed profiles were available. The modeled values of ε and χ appear to agree well with the observed values during the periods A and E, although those drop sharply below -10 m

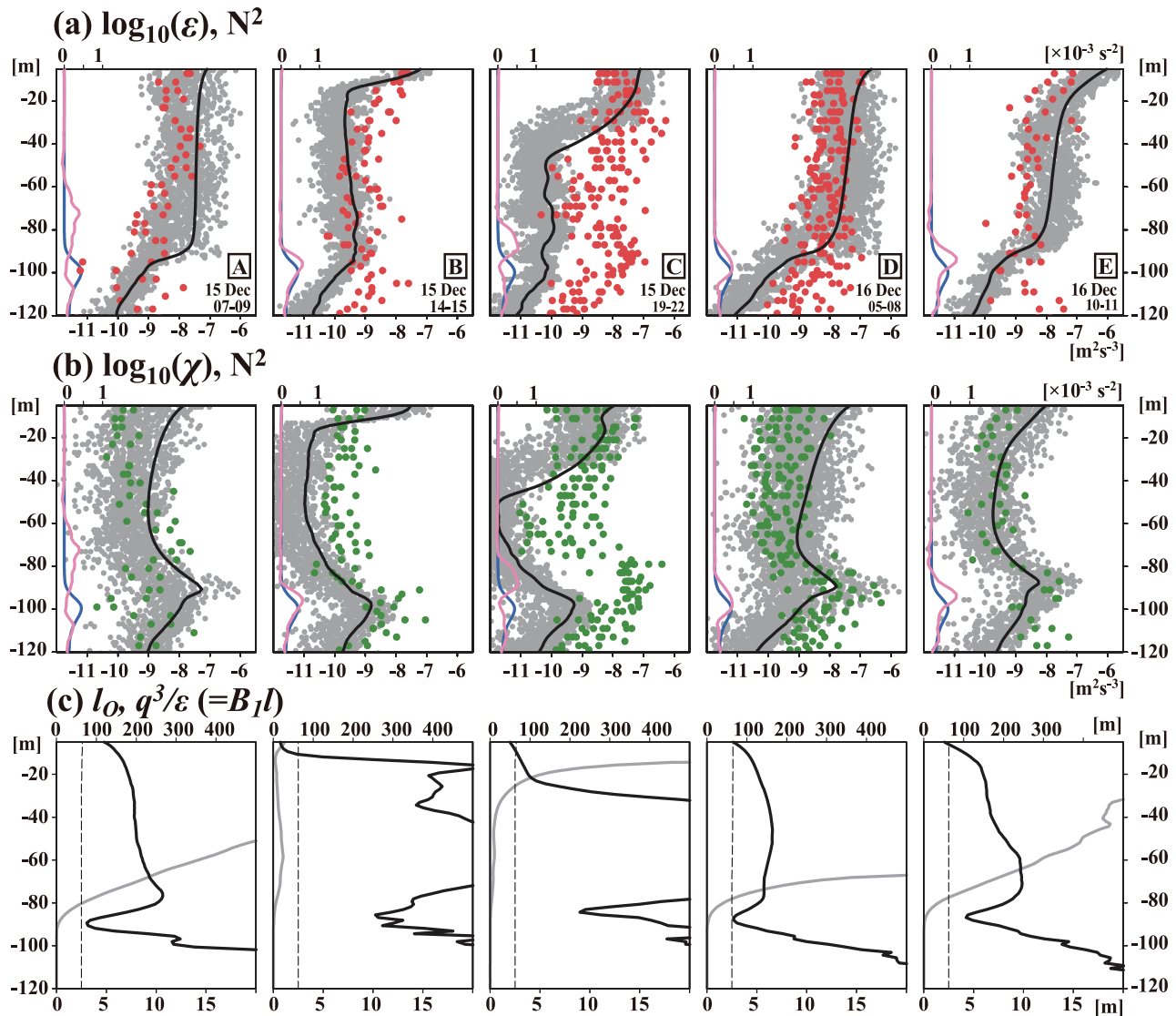


Figure 4. (a) Comparison of the dissipation rates of turbulent kinetic energy (ε) obtained from LES (ε_{LES} ; gray dots and black lines) and from observation (ε_{OBS} ; red dots). The squared buoyancy frequencies obtained from LES (blue lines) and from observation (pink lines) are also shown. Note that the gray dots indicate the values obtained every 6 min for each period at a fixed horizontal location, whereas the black and blue lines indicate (the pink line indicates) the horizontal and temporal averages (the temporal average) for each period. (b) As in Figure 4a but for the dissipation rates for temperature variance (χ). Note that the observed values (χ_{OBS}) are shown by green dots. (c) Vertical profiles of the Ozmidov length scale (l_O , gray lines and the lower axis) and q^3/ε_{LES} (black lines and the upper axis) obtained from LES. The vertical dashed line indicates $2\Delta = 2.5 \text{ m}$ (lower axis).

compared to the observed values during the period B. Furthermore, we can find a discrepancy between the modeled and observed mixed layer depths during the period A (see the vertical profiles of squared buoyancy frequencies in Figure 4).

To identify the cause of the discrepancies between LES and the observations, we obtain the vertical profiles of the Ozmidov length scale $l_O = (\varepsilon_{LES}/N^3_{LES})^{1/2}$ using the horizontally averaged ε_{LES} and N_{LES} to indicate areas where stratification suppresses turbulent motions (Figure 4c; hereafter, ε_{LES} denotes the horizontally averaged values). We also obtain the vertical profiles of $q^3_{LES}/\varepsilon_{LES}$ which corresponds to B_1l used in the turbulence closure models (equation (3)), where

$$q^2_{LES} = \overline{u'u' + v'v' + w'w'} = \overline{u'_i u'_i}, \quad (13)$$

with the overbar denoting a horizontal average.

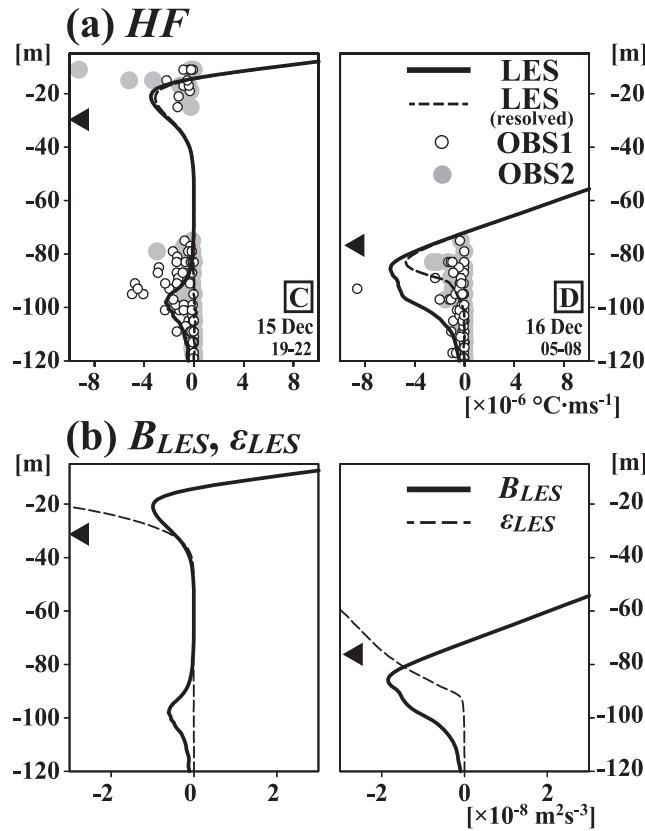


Figure 5. (a) Comparison of the vertical profiles of turbulent heat fluxes obtained from LES (HF_{LES} , the solid and dashed lines indicate the total and resolved fluxes, respectively) and those inferred from observation following Osborn [1980] (HF_{OBS1} , black open circles) and Osborn and Cox [1972] (HF_{OBS2} , gray closed circles). The results from LES are horizontally and temporally averaged, whereas those from observation are shown only for the areas where $N_{OBS}^2 > 1.6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ (consequently, no observed values are shown for the depth ranges of -30 to -70 m in the left plot and 0 to -70 m in the right plot). (b) Comparison of the horizontally and temporally averaged vertical profiles of buoyancy production rate (B_{LES} , solid line) and dissipation rate of turbulent kinetic energy (ϵ_{LES} , dashed line) obtained from LES. The triangle on the vertical axis indicates the depth where $l_0 = 2\Delta$.

Except for the period A, the areas where $l_0 < 2\Delta$ (Δ is the grid size of LES) roughly correspond to the areas where ϵ_{LES} sharply drops down below the observed values (Figure 4a) as well as the areas where q_{LES}^3/ϵ_{LES} unrealistically increases. These results suggest that the turbulent motions can be adequately modeled only where $l_0 > 2\Delta$. It should be also noted that the turbulent motions can be sometimes underresolved near the sea surface, for example, as indicated by the small values of l_0 and q_{LES}^3/ϵ_{LES} during the surface heating (see Figure 3 and the period B plot in Figure 4c). This suggests that care needs to be taken when applying LES to the cases with calm winds and strong surface heating. These drawbacks of LES under the stably stratified conditions, however, do not necessarily mean that the LES model is inapplicable to the oceanic mixed layer processes. Skyllingstad *et al.* [1999, 2000] indicated that, even though dissipation rates in the thermocline predicted by LES are much smaller than observed, estimates of turbulent heat flux

near the base of the mixed layer are still quite accurate because heat flux occurs at larger-than-dissipation scales so that is less sensitive to grid resolutions. Wang *et al.* [1998] also found that the vertical eddy diffusivity coefficients obtained from LES are similar to the observationally derived values, even though their simulations are underresolved in the stratified regions.

Vertical profiles of turbulent heat flux obtained from LES (HF_{LES}) and those obtained from observation (HF_{OBS1} , HF_{OBS2}) for the periods C and D are compared in Figure 5a, where

$$HF_{LES} = \overline{w'\theta'} + HF_{SGS}, \quad (14)$$

with the subscript SGS denoting the contribution from the subgrid-scale parameterization and HF_{OBS1} and HF_{OBS2} are determined in terms of the observed turbulent dissipation rate following Osborn [1980] and Osborn and Cox [1972], respectively, such that

$$HF_{OBS1} = -\Gamma \epsilon_{OBS} \frac{1}{N_{OBS}^2} \frac{\partial \theta_{OBS}}{\partial z}, \quad (15)$$

$$HF_{OBS2} = -\frac{\chi_{OBS}}{2} \left(\frac{\partial \theta_{OBS}}{\partial z} \right)^{-1}, \quad (16)$$

where $\Gamma = 0.2$ is the mixing efficiency; note that these methods are applied only to the stably stratified

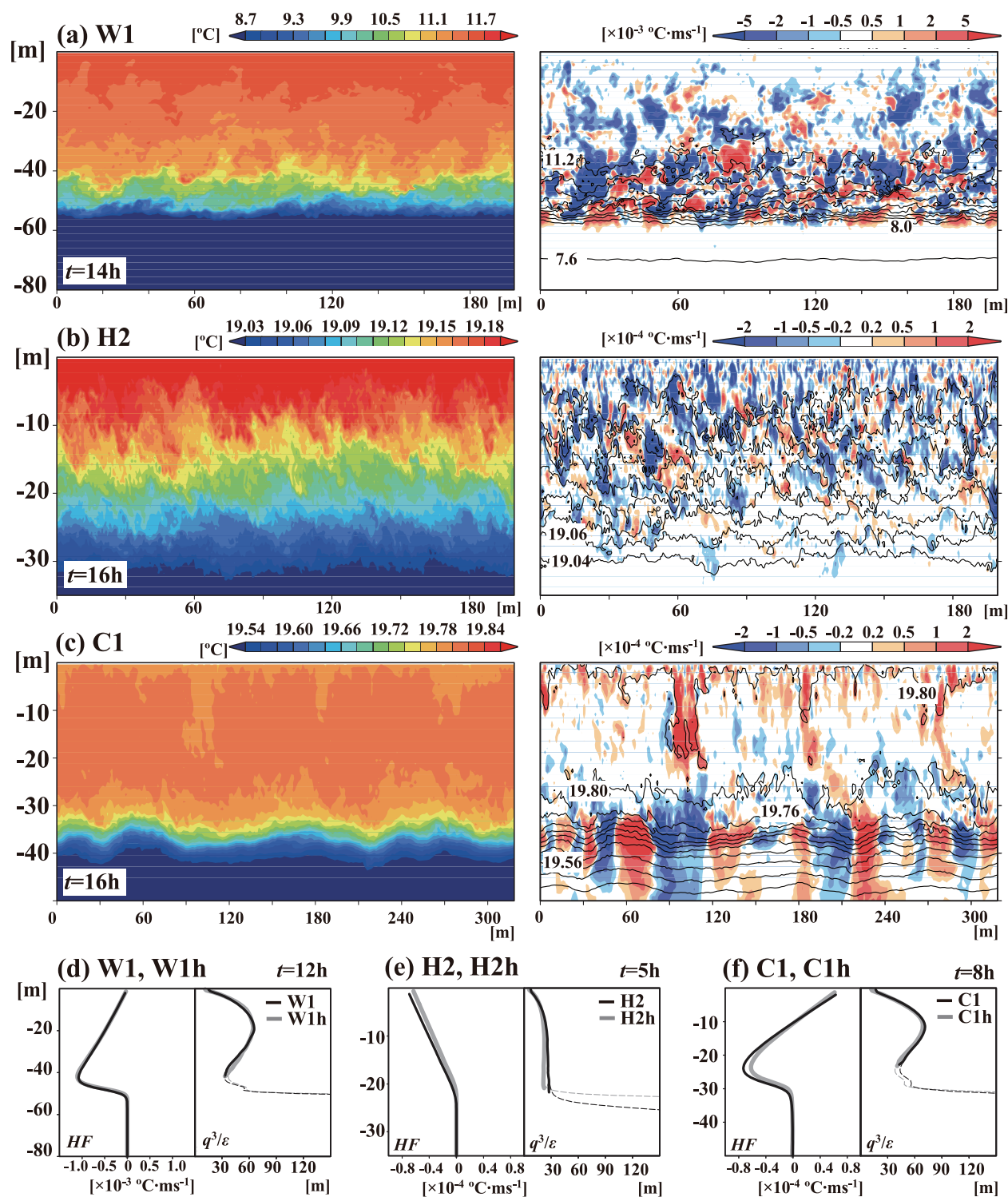


Figure 6. Sample results obtained from the idealized LES experiments. (a–c) Vertical cross sections of the (left) temperature and (right) the resolved turbulent heat flux together with the contours of temperature for the experiments W1, H2, and C1. (d–f) The vertical profiles of (left) HF_{LES} and (right) q^3_{LES}/ϵ_{LES} obtained using different grid resolutions for each numerical experiment. The solid (dashed) line on the plot for q^3_{LES}/ϵ_{LES} indicates the area where $l_o > 2\Delta$ ($l_o < 2\Delta$).

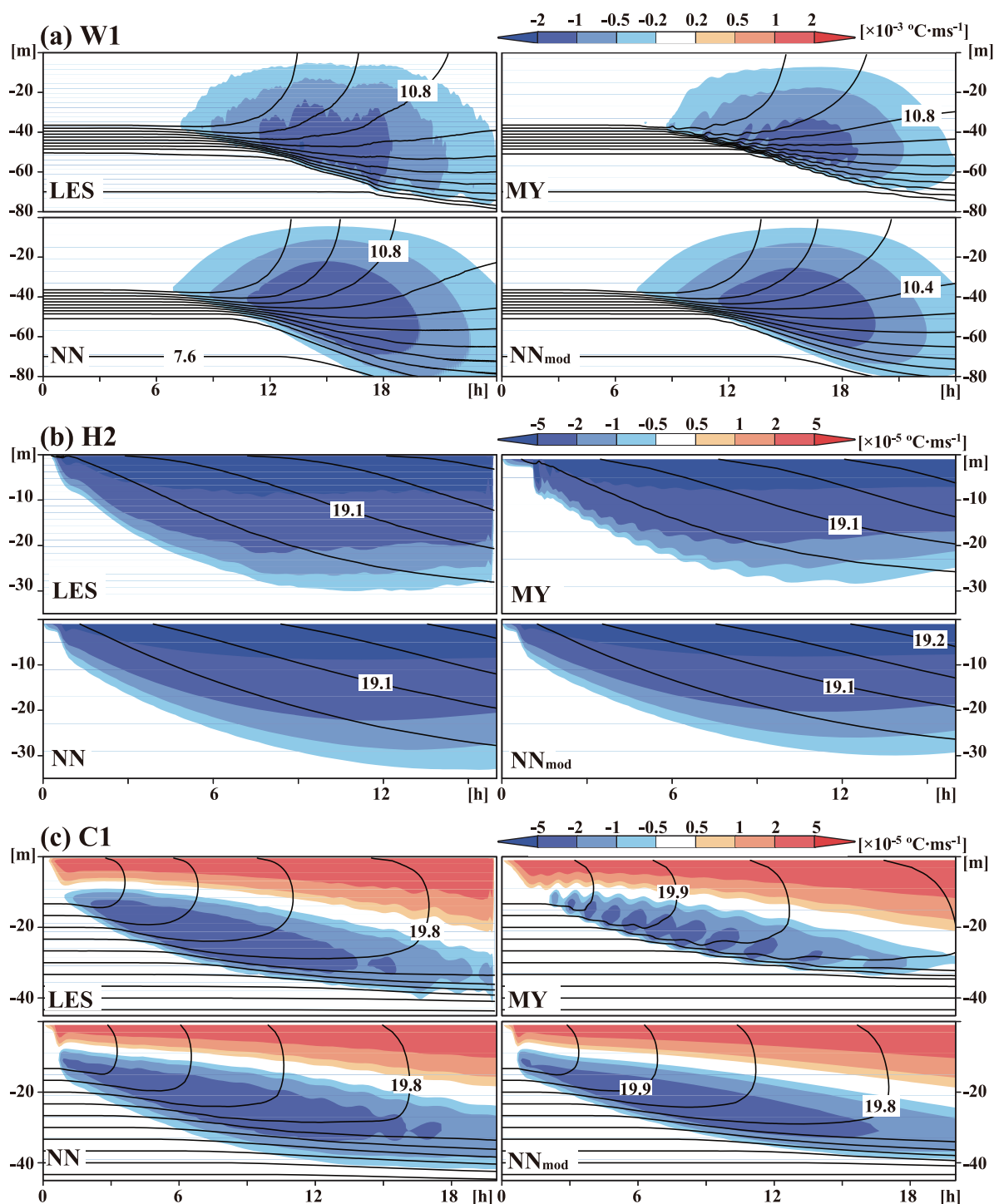


Figure 7. Time-depth sections of temperature (contour) and turbulent heat flux (shade) obtained from LES, MY, NN, and the modified NN. The contour intervals for (a) W1, (b) H2, and (c) C1 are 0.4°C, 0.05°C, and 0.05°C, respectively. The results from LES are horizontally averaged.

areas where $N_{OBS}^2 > 1.6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ [Smyth et al., 1996; Thorpe, 2005]. Since it is uncertain whether the local equilibrium states can be assumed for turbulent kinetic energy and temperature variance around the base of the mixed layer, we use the two observational methods together to reduce the ambiguity in inferring the intensity of turbulent heat flux.

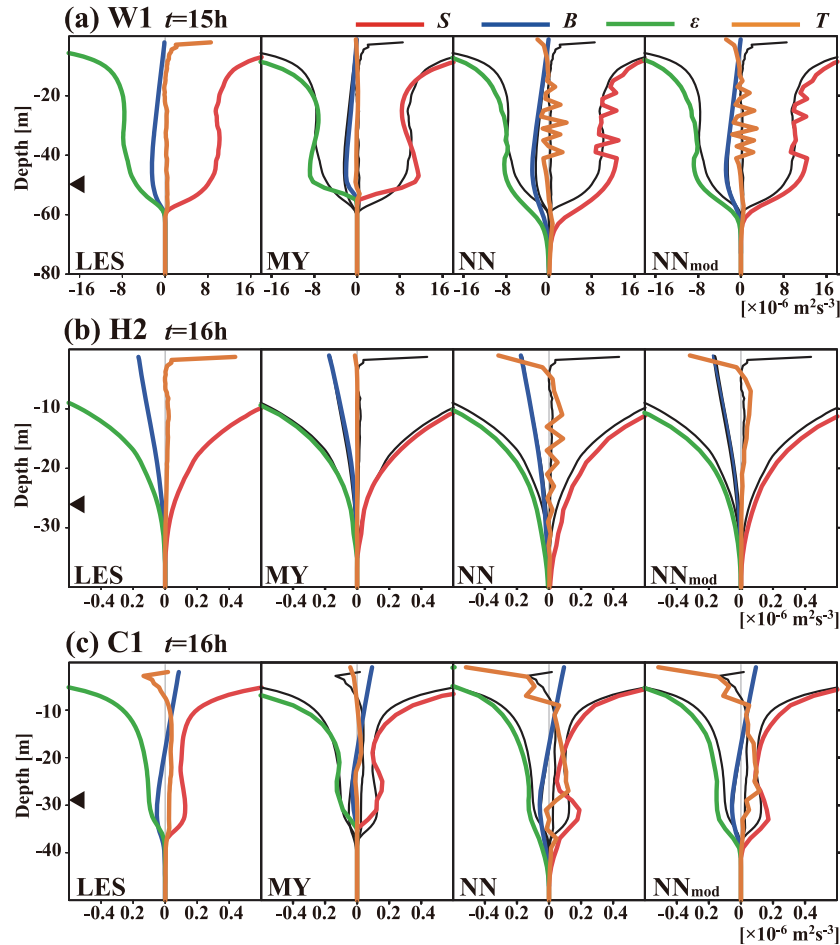


Figure 8. The vertical profile of each term in the turbulent kinetic energy budget obtained from LES, MY, NN, and the modified NN for the experiments (a) W1, (b) H2, and (c) C1. The red, blue, green, and orange lines indicate the shear production (S), the buoyancy production (B), the dissipation (ε), and the vertical turbulence transport (T), respectively. The results obtained from LES are also shown by black lines on the rightmost three plots. Note that the triangle on the leftmost vertical axis indicates the depth where $l_O = 2\Delta$.

In contrast to ε and χ , the modeled turbulent heat fluxes agree very well with the observations [Skylingstad *et al.*, 1999]. Buoyancy production rates (B), similarly estimated from LES as

$$B_{LES} = -\frac{g}{\rho_0} \overline{w'\rho'} + B_{SGS}, \quad (17)$$

where ρ' is the density perturbation, are much larger than the significantly underestimated ε_{LES} near the base of the mixed layer (Figure 5b).

The comparison of ε or χ from LES and from microstructure measurements thus shows good agreement where $l_O > 2\Delta$, suggesting that several turbulent quantities are adequately evaluated by the LES model. Furthermore, even though turbulent motions are limited by stable stratification, the estimates of vertical turbulent heat flux are very similar to the observed values near the base of the mixed layer, suggesting that the LES model performs well in reproducing the intensity of entrainment and hence the development of the oceanic mixed layer.

3.2. Comparison of LES With Turbulence Closure Models

Sample results from the idealized LES are shown in Figures 6a–6c and top left plots in Figures 7a–7c, which are the snapshots and the time-depth sections of temperature and turbulent heat flux for the experiments W1, H2, and C1, respectively. The leftmost plots in Figures 8a–8c show the corresponding vertical profiles of

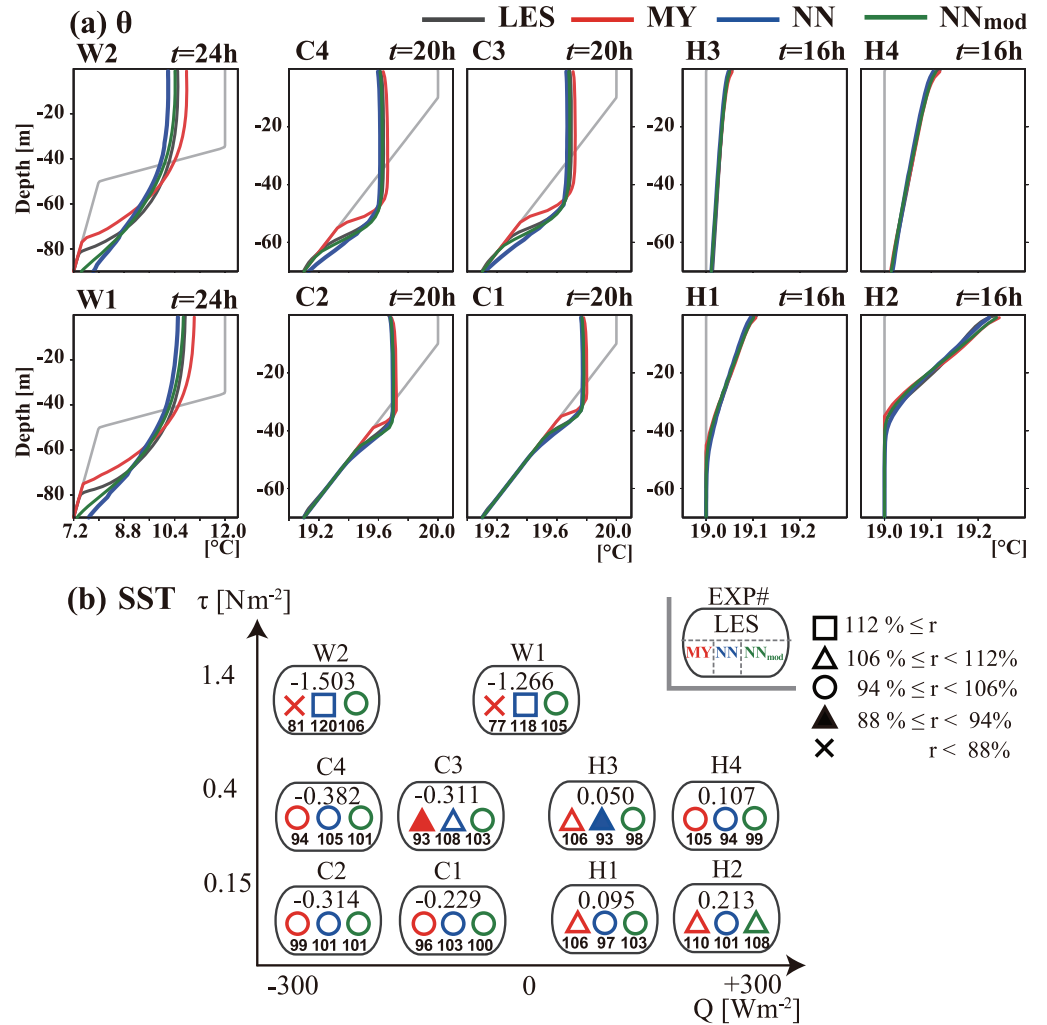


Figure 9. (a) Comparison of the vertical profiles of temperature finally obtained from LES (dark gray), MY (red), NN (blue), and the modified NN (green). The light gray indicates the initial temperature profile. (b) The increase or decrease of sea surface temperature (SST) (averaged within the upper 4 m) finally obtained from LES, MY, NN, and the modified NN, where the performance of each turbulence closure model is evaluated in terms of the comparison with the increase or decrease of SST finally obtained from LES (shown as the ratio; r , %). The results from LES are horizontally averaged.

the terms in turbulent kinetic energy budget, namely, the shear production (S_{LES}), the buoyancy production (B_{LES}), the dissipation ($-\varepsilon_{LES}$), and the vertical turbulence transport (T_{LES}). Note that S_{LES} and T_{LES} are calculated using

$$S_{LES} = - \left(U F_{LES} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + V F_{LES} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right), \quad (18)$$

$$T_{LES} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{p}' w') - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \overline{w' u'_i u'_i} \right), \quad (19)$$

where $U F_{LES}$ and $V F_{LES}$ are the turbulent fluxes of zonal and meridional velocities including both of the resolved and subgrid-scale components and p' is the perturbation pressure.

Under strong wind forcing (W1) and surface heating (H2), the shear production is the major source of turbulent kinetic energy (Figures 8a and 8b), indicating that the turbulence is caused by the enhancement of wind-induced vertical shear. Consequently, negative turbulent heat flux gradually increases, leading to the enhancement of downwelling (upwelling) of warm (cold) water. For the experiment W1, the wind-driven mixing process causes the deepening of the bottom of the thermocline as well as the decrease of sea

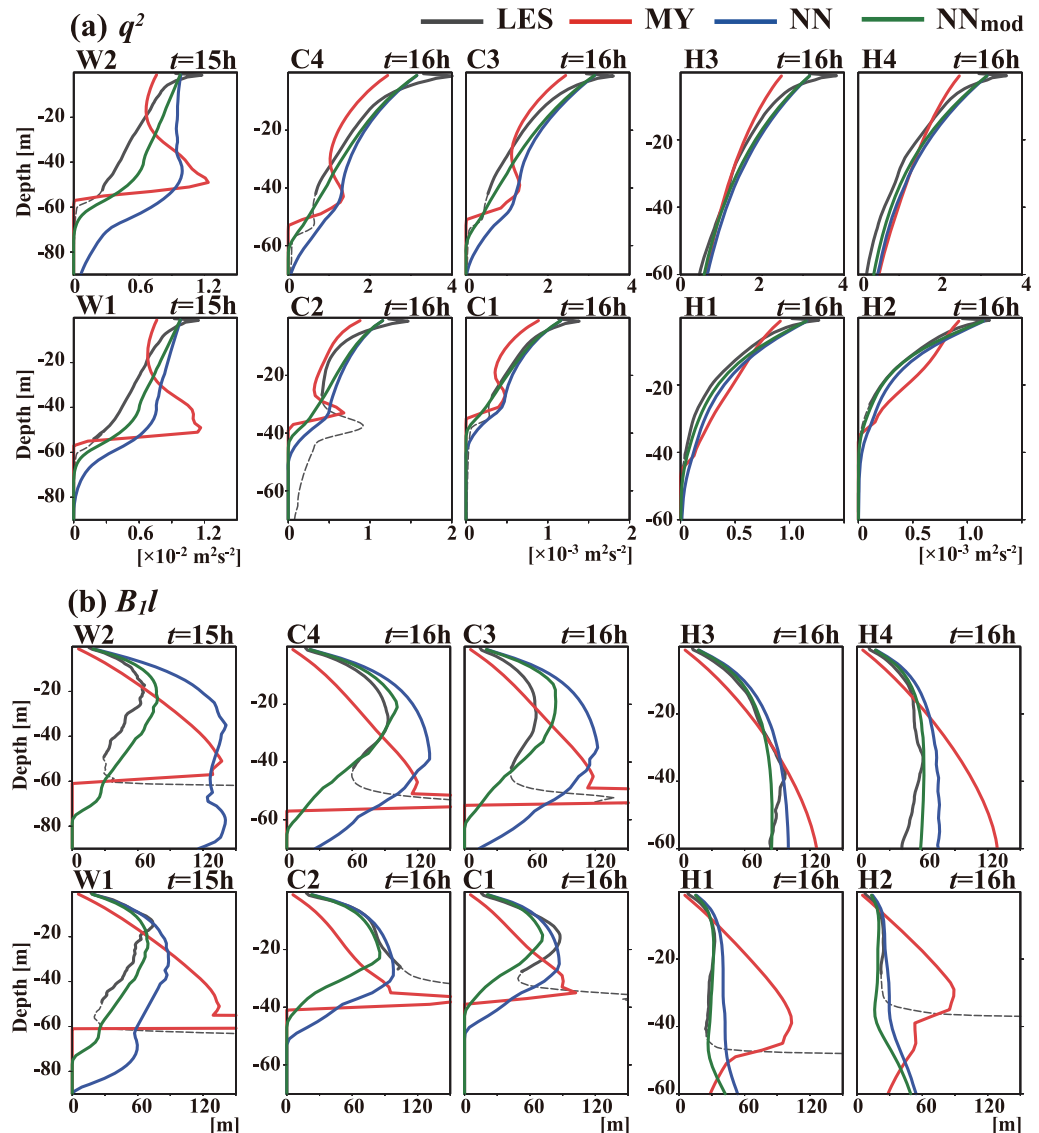


Figure 10. Vertical profiles of (a) q^2 and (b) B_z/l obtained from LES (dark gray), MY (red), NN (blue), and the modified NN (green). The solid (dashed) line indicates the area where $l_O > 2\Delta$ ($l_O < 2\Delta$) in LES.

surface temperature (Figure 6a, top left plot in Figure 7a). For the experiment H2, a balance between the effect of wind-driven mixing and the stabilizing effect of surface heating determines the thermal structure (Figure 6b and top left plot in Figure 7b). Under surface cooling (C1), the turbulent kinetic energy is increased by the shear production, the buoyancy production, and the vertical turbulence transport (Figure 8c). We can also find that the horizontally averaged turbulent heat flux is positive (negative) in the upper (lower) half of the mixed layer (top left plot in Figure 7c) and downwelling of cold surface water occurs in the region of large positive turbulent heat flux (Figure 6c). All these results are consistent with previous numerical studies of oceanic mixed layer processes [Large and Crawford, 1995; Skillingstad et al., 2000; Noh et al., 2009; Denbo and Skillingstad, 1996]. We can also find that the results of LES are fairly independent of grid resolutions (Figures 6d–6f).

Next, we compare the results from LES and from the turbulence closure models focusing on the time-depth sections of temperature and turbulent heat flux (Figure 7) as well as the finally obtained vertical profiles of temperature and their average within the upper 4 m (Figure 9). In the experiments W1, W2, C3, and C4, the MY (NN) closure model underestimates (overestimates) the entrainment near the base of the mixed layer and hence the development of the temperature field, whereas such discrepancy is significantly reduced in

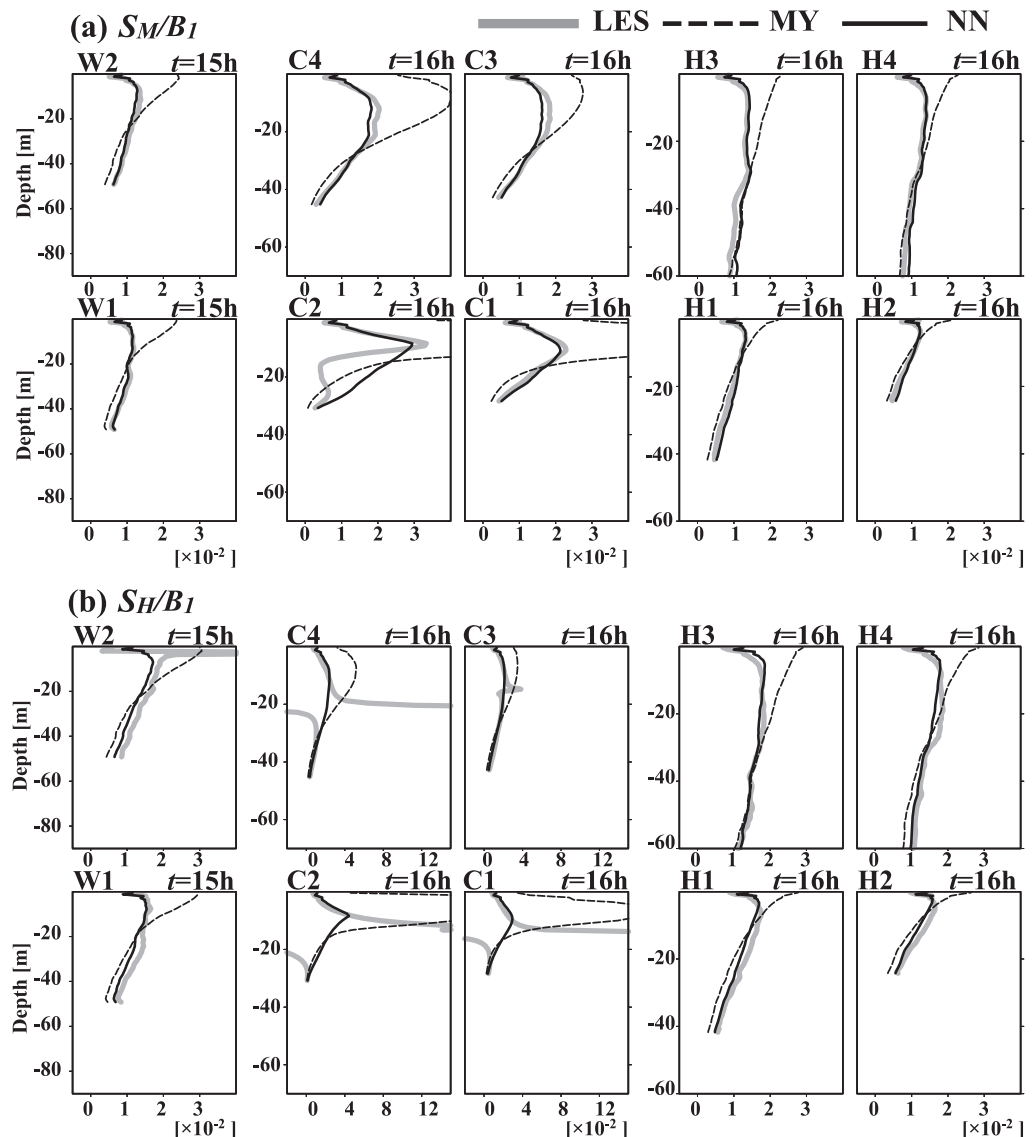


Figure 11. Vertical profiles of (a) S_M/B_1 and (b) S_H/B_1 obtained by incorporating the quantities from LES into equation (1) ($[S_M/B_1]_{LES}$ and $[S_H/B_1]_{LES}$, gray line), equation (2) ($[S_M/B_1]_{MY}$ and $[S_H/B_1]_{MY}$, dashed black line), and equation (5) ($[S_M/B_1]_{NN}$ and $[S_H/B_1]_{NN}$, solid black line). Results are shown only for the areas where $l_O > 2\Delta$.

the modified NN. In the experiments H1–H4, each turbulence closure model performs fairly well in reproducing the development of temperature field (Figure 9a) with a discrepancy, at most, 0.02°C found near the sea surface (Figure 9b). In the experiments C1 and C2, the MY closure model underestimates the entrainment and the development of the mixed layer, whereas both of the NN and the modified NN closure models perform much better. The modified NN thus performs fairly well for most of the experiments. It is also shown in Figure 8 that the vertical profiles of the terms in the turbulent kinetic energy budget in the modified NN agree well with those in LES for each of W1, H2, and C1, in particular, in terms of the buoyancy production (B) and the penetration depth of turbulence. Although noisy disturbances are seen in the vertical turbulence transport (T) and/or the shear production (S) for NN and the modified NN (particularly Figure 8a), their amplitudes are negligible so that the evolutions of the turbulent kinetic energy, for example, are not affected by them (Figure 10a).

To illuminate the cause of the differences between LES and turbulence closure models in more detail, we examine the vertical profiles of q^2 and B_1/l (Figure 10) both strongly linked with turbulent fluxes and the

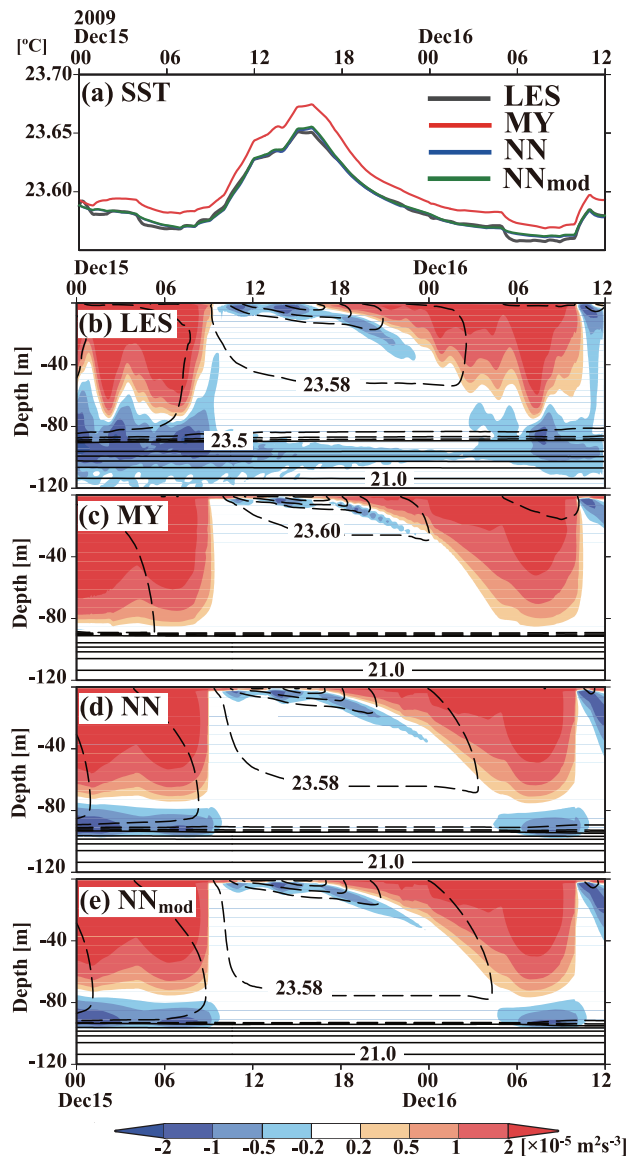


Figure 12. Comparison of the results from LES and turbulence closure models obtained using the initial and surface conditions shown in Figure 1. Results are shown only for the period after 0 A.M. on 15 December. (a) Time series of surface temperature obtained within the upper 4 m. (b–e) Time-depth sections of temperature (contour) and turbulent heat flux (shade). The contour intervals for solid and dashed lines are 0.5°C and 0.02°C, respectively. The results from LES are horizontally averaged.

entrainment due to the larger values of B_1/l and q^2 under strong wind forcing (W1, W2, C3, and C4; see also Figure 7a).

Furthermore, the vertical profiles of S_M/B_1 and S_H/B_1 obtained by incorporating the quantities from LES into equation (1), namely,

$$[S_M/B_1]_{LES} = - \frac{UF_{LES}\partial\bar{u}/\partial z + VF_{LES}\partial\bar{v}/\partial z}{q_{LES}[B_1/l]_{LES}[(\partial\bar{u}/\partial z)^2 + (\partial\bar{v}/\partial z)^2]}, \quad (20)$$

$$[S_H/B_1]_{LES} = - \frac{HF_{LES}}{q_{LES}[B_1/l]_{LES}\partial\bar{\theta}/\partial z}, \quad (21)$$

are compared with those obtained by incorporating the quantities from LES into equations (2) ($[S_M/B_1]_{MY}$ and $[S_H/B_1]_{MY}$) and (5) ($[S_M/B_1]_{NN}$ and $[S_H/B_1]_{NN}$) (Figure 11). We can see that the vertical profiles of S_M/B_1 and

turbulent kinetic energy budget (see equations (1) and (3)). We can see that the discrepancy in the vertical profiles of q^2 becomes smaller between NN and LES than between MY and LES, and even smaller between the modified NN and LES. Equation (3) suggests that larger (smaller) values of l increase (decrease) and decrease (increase) the values of S ($\propto l$) and ε ($\propto l^{-1}$), both the dominant terms in the turbulent kinetic energy budget (see Figure 8), thus predicting larger (smaller) values of q^2 (see Figure 10a). Although, for the experiments C1 and C2, the values of B_1/l near the base of the mixed layer are significantly smaller in the modified NN than in NN (Figure 10b), the structures elsewhere for B_1/l and q^2 and hence turbulent heat flux (see equation (1)) are almost identical between LES, NN, and the modified NN (Figures 7c, 8c, and 10). As a result, the two closure models perform well in reproducing the development of the convective mixed layer demonstrated by LES (Figure 9). The smaller values of B_1/l and q^2 in MY, the results, also found in MY for the convective atmospheric boundary layers [e.g., Nakanishi and Niino, 2009], are consistent with the underestimated entrainment. The NN closure model overestimates the

S_H/B_1 become closer to those from LES by using equation (5) rather than by using equation (2). This indicates that performance of the stability functions is improved by taking into account the buoyancy effects on the pressure covariance terms.

The fact that MY underestimates the entrainment in spite of the large values of B_1/l and q^2 , in particular, for the experiments W1 and W2 (Figure 10) can be explained in terms of the stability functions. Since S_M/B_1 and S_H/B_1 are set to decrease with increasing $-G_H (= l^2 N^2/q^2)$ (see equations (2) and (5)) [cf. Mellor, 2001, Figure 6], significant overestimates of B_1/l in MY in the lower half of the mixed layer for the experiments W1 and W2 (Figure 9b) cause much smaller values of S_M/B_1 and S_H/B_1 than those shown in Figure 11 (i.e., $[S_M/B_1]_{MY}$ and $[S_H/B_1]_{MY}$). In this case, the estimates of turbulent fluxes (see equation (1)) are more affected by the decrease in S_M/B_1 and S_H/B_1 rather than by the increase in B_1/l (and q^2), leading to the underestimated entrainment in MY. It is interesting to note that negative values of $[S_H/B_1]_{LES}$ occur under surface cooling (in particular, C1 and C2) (Figure 11b) indicating the existence of countergradient diffusion that can be expressed by using the Level 3 turbulence closure models [Nakanishi, 2001; Nakanishi and Niino, 2009].

Finally, we assess the performance of the turbulence closure models using the realistic initial and surface conditions shown in Figure 1. The time variation of temperature field as well as turbulent heat flux obtained from LES and that from turbulence closure models are compared in Figure 12. We can find that, although MY considerably underestimates the entrainment for nighttime to early morning causing a warm temperature bias near the sea surface, such discrepancies are much reduced in both NN and the modified NN. These are essentially the same features found in the idealized experiments under surface cooling (C1 and C2).

4. Conclusion

In this study, we have carried out a large eddy simulation (LES) using oceanographic and meteorological data from the field survey in the winter northwestern Pacific to compare the results from LES with the concurrent microstructure measurements. We have confirmed that dissipation rates of turbulent kinetic energy (ε) and temperature variance from LES agree well with those from the field observations in the areas where the Ozmidov length scale, calculated from the modeled ε and buoyancy frequency, exceeds the grid size of LES. Furthermore, even though the turbulence is limited under stably stratified conditions, we have found that the estimates of vertical heat flux near the base of the mixed layer, which is strongly linked with the entrainment processes, are similar to the observed values. Thus, we believe that the results of LES in this study can provide useful information that can be used to assess oceanic mixed layer parameterizations.

Next, we have assessed each of the turbulence closure models of Mellor and Yamada [1982, MY] and Nakanishi and Niino [2009, NN] by performing LES for several forcing scenarios including strong winds, surface heating, and surface cooling. It has been shown that the development of turbulence can be underestimated in MY and overestimated in NN and that these discrepancies can be significantly diminished by slightly modifying NN such that the buoyancy length scale l_b is reduced by about one half ($l_b = 0.53q/N$). Additional experiments have shown that the performance of the modified NN with $l_b = 0.53q/N$ is much better than that with $l_b \sim 0.3q/N$ [cf. Galperin et al., 1988, 1989]. This study has thus confirmed that the formulation of turbulent length scale accurately taking into account the density stratification is essential in simulating the upper ocean responses to various surface forcing.

As a next step, the results of LES should be compared with those of NN and other oceanic mixed layer models [e.g., Price et al., 1986; Large et al., 1994; Kantha and Clayson, 1994; Umlauf and Burchard, 2005] taking into account the effects of still poorly understood microscale processes such as Langmuir turbulence and breaking of surface and internal waves [Craig and Banner, 1994; Large et al., 1994; Noh and Kim, 1999; Mellor and Blumberg, 2004; Kantha and Clayson, 2004; Huang et al., 2011; Balcher et al., 2012; Harcourt, 2013]. LES can be performed not only for the processes in the upper ocean but also for those near the ocean floor [e.g., Li et al., 2010]. In particular, the application of LES to assess mixing parameterization in the bottom mixed layer in the coastal ocean is indispensable for successful understanding of ocean environmental issues. Needless to say, the validity of each of the improved oceanic mixed layer models should be finally checked in terms of the performance of global ocean circulation models and/or regional ocean circulation models [Ezer, 2000; Kara et al., 2008; Watanabe and Hibiya, 2013].

Appendix A : Microstructure Measurements

We carried out the microstructure measurements in the upper ocean near the Izu-Ogasawara Ridge in the northwestern Pacific (142.5°E, 27.3°N; see Figure 1). The deep waters in this area have been under intensive microstructure measurements for a long time by the second author's research group [Nagasawa *et al.*, 2002, 2005, 2007; Hibiya and Nagasawa, 2004; Hibiya *et al.*, 2007, 2012]. We deployed the loosely tethered vertical microstructure profiler VMP-5500 (manufactured by Rockland Scientific Inc.) equipped with a Seabird conductivity-temperature-depth (CTD) sensor, which measured microscale velocity shear and temperature gradient in the upper 200 m at a rate of 512 Hz together with the background temperature and salinity structures while descending at a speed of $\sim 0.7 \text{ m s}^{-1}$.

The obtained microscale velocity shear data were high-pass filtered to eliminate shear components with frequency less than 0.7 Hz and then divided into consecutive segments of 2560 data points, each corresponding to a bin height of about 4 m. For each segment, the frequency power spectrum was calculated and multiplied by the average descending velocity to obtain the corresponding vertical wave number power spectrum $\psi(m)$. The dissipation rate of turbulent kinetic energy at each depth is calculated by integrating $\psi(m)$ from 1 cpm to the highest wave number m_0 free from the instrument's vibration noise such that

$$\varepsilon_{OBS} = \frac{15}{2} \nu \int_{1 \text{ cpm}}^{m_0} \psi(m) dm, \quad (\text{A1})$$

where ν is the kinematic viscosity. In a similar way, the dissipation rate of temperature variance is calculated by integrating the vertical wave number power spectrum of temperature gradient $\psi_T(m)$ such that

$$\chi_{OBS} = 6D \int_{1 \text{ cpm}}^{m_0} \psi_T(m) dm, \quad (\text{A2})$$

where D is the molecular diffusivity. The microstructure data whose spectral shapes remarkably differ from those predicted by Nasmyth [1970] or Batchelor [1959] were excluded from the analysis. For more details about the processing of microstructure data, readers are referred to Nagasawa *et al.* [2007] and Dillon and Caldwell [1980].

Acknowledgments

The authors would like to express their gratitude to the captain and the officers and crew of the T/V Oshoro-Marui of the Faculty of Fisheries of Hokkaido University and M. Nagasawa, K. Mohri, and the scientific parties onboard for their help in carrying out the microstructure measurements. They also extend their gratitude to Robin Robertson and two anonymous reviewers for their invaluable comments and suggestions on the original manuscript. This research was supported by the Innovative Program of Climate Change Projection for the 21st Century (KAKUSHIN program). The numerical experiments were carried out using Earth Simulator under support of the Independent Administrative Institution, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology (JAMSTEC). The observed data used for producing the results herein may be requested by contacting the second author (hibiya@eps.s.u-tokyo.ac.jp). Part of the meteorological data set used for this study is provided from the cooperative research project of the JRA-25 long-term reanalysis by the Japan Meteorological Agency (JMA) and the Central Research Institute of Electric Power Industry (CRIEPI) (http://jra-kishou.go.jp/JRA-25/index_en.html). The data of weather stations in Japan are available online at the website of Japan Meteorological Agency (<http://www.jma.go.jp/jma/menu/manureport.html>).

References

- Balcher, S. E., et al. (2012), A global perspective on Langmuir turbulence in the ocean surface boundary layer, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L18605, doi:10.1029/2012GL052932.
- Batchelor, G. K. (1959), Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid: Part 1. General discussion and the case of small conductivity, *J. Fluid. Mech.*, *5*, 113–133, doi:10.1017/S002211205900009X.
- Coniglio, M. C., J. Correia, P. T. Marsh, and F. Kong (2013), Verification of convection-allowing WRF model forecasts of the planetary boundary layer using sounding observations, *Weather Forecasting*, *28*, 842–862, doi:10.1175/WAF-D-12-00103.1.
- Craig, P. D., and M. L. Banner (1994), Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer, *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 2546–2559, doi:10.1175/1520-0485(1994)024<2546:MWETIT>2.0.CO;2.
- Craik, A. D. D., and S. Leibovich (1976), A rational model for Langmuir circulations, *J. Fluid Mech.*, *73*, 401–426, doi:10.1017/S0022112076001420.
- Denbo, W. D., and E. D. Skillingstad (1996), An ocean large-eddy simulation model with application to deep convection in the Greenland Sea, *J. Geophys. Res.*, *101*, 1095–1110, doi:10.1029/95JC02828.
- Dillon, T. M. (1982), Vertical overturns: A comparison of Thorpe and Ozmidov length scales, *J. Geophys. Res.*, *87*, 9601–9613, doi:10.1029/JC087iC12p09601.
- Dillon, T. M., and D. R. Caldwell (1980), The batchelor spectrum and dissipation in the upper ocean, *J. Geophys. Res.*, *85*, 1910–1916, doi:10.1029/JC085iC04p01910.
- Ducros, F., P. Comte, and M. Lesieur (1996), Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer developing spatially over a flat plate, *J. Fluid Mech.*, *326*, 1–36, doi:10.1017/S0022112096008221.
- Ezer, T. (2000), On the seasonal mixed layer simulated by a basin-scale ocean model and the Mellor-Yamada turbulence scheme, *J. Geophys. Res.*, *105*, 16,843–16,855, doi:10.1029/2000JC900088.
- Furuichi, N., T. Hibiya, and Y. Niwa (2012), Assessment of turbulence closure models for resonant inertial response in the oceanic mixed layer using a large eddy simulation model, *J. Oceanogr.*, *68*, 285–294, doi:10.1007/s10872-011-0095-3.
- Galperin, B., L. H. Kantha, S. Hassid, and A. Rosati (1988), A quasi-equilibrium turbulent energy model for geophysical flows, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 55–62, doi:10.1175/1520-0469(1988)045<0055:AQETEM>2.0.CO;2.
- Galperin, B., A. Rosati, L. H. Kantha, and G. L. Mellor (1989), Modeling rotating stratified turbulent flows with application to oceanic mixed layers, *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 901–916, doi:10.1175/1520-0485(1989)019<0901:MRSTFW>2.0.CO;2.
- Garratt, J. R. (1977), Review of drag coefficients over oceans and continents, *Mon. Weather Rev.*, *105*, 915–929, doi:10.1175/1520-0493(1977)105<0915:RODCOO>2.0.CO;2.
- Harcourt, R. R. (2013), A second-moment closure model of Langmuir turbulence, *J. Phys. Oceanogr.*, *43*, 673–697, doi:10.1175/JPO-D-12-0105.1.

- Hibiya, T., and M. Nagasawa (2004), Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a fine-scale parameterization, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L01301, doi:10.1029/2003GL017998.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2007), Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline observed using a microstructure profiler, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L24602, doi:10.1029/2007GL032323.
- Hibiya, T., N. Furuichi, and R. Robertson (2012), Assessment of fine-scale parameterizations of turbulent dissipation rates near mixing hot-spots in the deep ocean, *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L24601, doi:10.1029/2012GL054068.
- Huang, C. J., F. Qiao, Z. Song, and T. Ezer (2011), Improving simulations of the upper ocean by inclusion of surface waves in the Mellor-Yamada turbulence scheme, *J. Geophys. Res.*, **116**, C01007, doi:10.1029/2010JC006320.
- Kantha, L. H., and C. A. Clayson (1994), An improved mixed layer model for geophysical applications, *J. Geophys. Res.*, **99**, 25,235–25,266, doi:10.1029/94JC02257.
- Kantha, L. H., and C. A. Clayson (2004), On the effect of surface gravity waves on mixing in the oceanic mixed layer, *Ocean Model.*, **6**, 101–124, doi:10.1016/S1463-5003(02)00062-8.
- Kara, A. B., A. J. Wallcraft, P. J. Martin, and E. P. Chassignet (2008), Performance of mixed layer models in simulating SST in the equatorial Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **113**, C02020, doi:10.1029/2007JC004250.
- Large, W. G., and G. B. Crawford (1995), Observations and simulations of upper-ocean response to wind events during the Ocean Storms Experiment, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2831–2852, doi:10.1175/1520-0485(1995)025<2831:OASOU>2.0.CO;2.
- Large, W. G., and P. R. Gent (1999), Validation of vertical mixing in an equatorial ocean model using large eddy simulations and observations, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 449–464, doi:10.1175/1520-0485(1999)029<0449:VOVMIA>2.0.CO;2.
- Large, W. G., J. C. McWilliams, and S. C. Doney (1994), Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization, *Rev. Geophys.*, **32**, 363–403, doi:10.1029/94RG01872.
- Li, M., S. Radhakrishnan, U. Piomelli, and W. R. Geyer (2010), Large-eddy simulation of the tidal cycle variations of an estuarine boundary layer, *J. Geophys. Res.*, **115**, C08003, doi:10.1029/2009JC005702.
- Martin, P. J. (1985), Simulation of the mixed layer at OWS November and Papa with several models, *J. Geophys. Res.*, **90**, 903–916, doi:10.1029/JC090iC01p00903.
- McWilliams, J. C., P. P. Sullivan, and C. H. Moeng (1997), Langmuir turbulence in the ocean, *J. Fluid Mech.*, **334**, 1–30, doi:10.1017/S0022112096004375.
- Mellor, G. L. (2001), One-dimensional, ocean surface layer modeling: A problem and a solution, *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 790–809, doi:10.1175/1520-0485(2001)031<0790:ODOSLM>2.0.CO;2.
- Mellor, G. L. (2003), *Users Guide for a Three-Dimensional, Primitive Equation, Numerical Ocean Model*, Program in Atmos. and Oceanic Sci., Princeton Univ., Princeton, N. J.
- Mellor, G. L., and A. Blumberg (2004), Wave breaking and ocean surface layer thermal response, *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 693–698, doi:10.1175/2517.1.
- Mellor, G. L., and T. Yamada (1974), A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806, doi:10.1175/1520-0469(1974)031<1791:AHOTCM>2.0.CO;2.
- Mellor, G. L., and T. Yamada (1982), Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys.*, **20**, 851–875, doi:10.1029/RG020i004p00851.
- Moeng, C. H., and J. C. Wyngaard (1986), An analysis of closures for pressure-scalar covariances in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2499–2513, doi:10.1175/1520-0469(1986)043<2499:AAOCFP>2.0.CO;2.
- Moeng, C. H., and J. C. Wyngaard (1989), Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2311–2330, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<2311:EOTTAD>2.0.CO;2.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, Y. Niwa, M. Watanabe, Y. Isoda, S. Takagi, and Y. Kamei (2002), Distribution of fine-scale shear in the deep waters of the North Pacific obtained using expendable current profilers, *J. Geophys. Res.*, **107**, 3221, doi:10.1029/2002JC001376.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, N. Furuichi, and S. Takagi (2005), Temporal variability of high vertical wavenumber shear over the Izu-Ogasawara Ridge, *J. Oceanogr.*, **61**, 1101–1105, doi:10.1007/s10872-006-0025-y.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, K. Yokota, Y. Tanaka, and S. Takagi (2007), Microstructure measurements in the mid-depth waters of the North Pacific, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L05608, doi:10.1029/2006GL028695.
- Nakanishi, M. (2001), Improvement of the Mellor-Yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data, *Boundary Layer Meteorol.*, **99**, 349–378, doi:10.1023/A:1018915827400.
- Nakanishi, M., and H. Niino (2004), An improved Mellor-Yamada Level-3 model with condensation physics: Its design and verification, *Boundary Layer Meteorol.*, **112**, 1–31, doi:10.1023/B:BOUN.0000020164.04146.98.
- Nakanishi, M., and H. Niino (2006), An improved Mellor-Yamada Level-3 model: Its numerical stability and application to a regional prediction of advection fog, *Boundary Layer Meteorol.*, **119**, 397–407, doi:10.1007/s10546-005-9030-8.
- Nakanishi, M., and H. Niino (2009), Development of an improved turbulence closure model for the atmospheric boundary layer, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **87**, 895–912, doi:10.2151/jmsj.87.895.
- Nasmyth, P. W. (1970), Oceanic turbulence, PhD thesis, Univ. of B. C., Vancouver, Canada.
- Noh, Y., and H. J. Kim (1999), Simulations of temperature and turbulence structure of the oceanic boundary layer with the improved near-surface process, *J. Geophys. Res.*, **104**, 15,621–15,634, doi:10.1029/1999JC900068.
- Noh, Y., H. S. Min, and S. Raasch (2004), Large eddy simulation of the ocean mixed layer: The effects of wave breaking and Langmuir circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 720–735, doi:10.1175/1520-0485(2004)034<0720:LESOTO>2.0.CO;2.
- Noh, Y., G. Goh, S. Raasch, and M. Gryshka (2009), Formation of diurnal thermocline in the ocean mixed layer simulated by LES, *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1244–1257, doi:10.1175/2008JPO4032.1.
- Noh, Y., G. Goh, and S. Raasch (2011), Influence of Langmuir circulation on the deepening of the wind-mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **41**, 472–484, doi:10.1175/2010JPO4494.1.
- Onogi, K., et al. (2007), The JRA-25 reanalysis, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **85**, 369–432, doi:10.2151/jmsj.85.369.
- Osborn, T. R. (1980), Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 83–89, doi:10.1175/1520-0485(1980)010<0083:EOTLRO>2.0.CO;2.
- Osborn, T. R., and C. S. Cox (1972), Oceanic finestructure, *Geophys. Fluid. Dyn.*, **3**, 321–345, doi:10.1080/03091927208236085.
- Polton, J. A., J. A. Smith, J. A. MacKinnon, and A. E. Tejada-Martínez (2008), Rapid generation of high-frequency internal waves beneath a wind and wave forced oceanic surface mixed layer, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L13602, doi:10.1029/2008GL033856.
- Price, J. F., R. A. Weller, and R. Pinkel (1986), Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8411–8427, doi:10.1029/JC091iC07p08411.

- Rosati, A., and K. Miyakoda (1988), A general circulation model for upper ocean simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1601–1626, doi:10.1175/1520-0485(1988)018<1601:AGCMFU>2.0.CO;2.
- Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda (2007), Nonhydrostatic atmospheric models and operational development at JMA, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **85B**, 271–304, doi:10.2151/jmsj.85B.271.
- Skyllingstad, E. D., W. D. Smyth, J. N. Moum, and H. Wijesekera (1999), Upper-ocean turbulence during a westerly wind burst: A comparison of large-eddy simulation results and microstructure measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 5–28, doi:10.1175/1520-0485(1999)029<0005:UOTDAW>2.0.CO;2.
- Skyllingstad, E. D., W. D. Smyth, and G. B. Crawford (2000), Resonant wind-driven mixing in the ocean boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 1866–1890, doi:10.1175/1520-0485(2000)030<1866:RWDMIT>2.0.CO;2.
- Smyth, W. D., D. Hebert, and J. N. Moum (1996), Local ocean response to a multiphase westerly wind burst: 2. Thermal and freshwater responses, *J. Geophys. Res.*, **101**, 22,513–22,533, doi:10.1029/96JC02006.
- Sullivan, P. P., J. C. McWilliams, and W. K. Melville (2007), Surface gravity wave effects in the oceanic boundary layer: Large-eddy simulation with vortex force and stochastic breakers, *J. Fluid Mech.*, **593**, 405–452, doi:10.1017/S002211200700897X.
- Sun, W. Y., and Y. Ogura (1980), Modeling the evolution of the convective planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1558–1572, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<1558:MTEOTC>2.0.CO;2.
- Thorpe, S. A. (2005), *The Turbulent Ocean*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Turton, J. D., and R. Brown (1987), A comparison of a numerical model of radiation fog with detailed observations, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 37–54, doi:10.1002/qj.49711347504.
- Umlauf, L., and H. Burchard (2005), Second-order turbulence closure models for geophysical boundary layers: A review of recent work, *Cont. Shelf Res.*, **25**, 795–827, doi:10.1016/j.csr.2004.08.004.
- Wang, D., J. C. McWilliams, and W. G. Large (1998), Large-eddy simulation of the diurnal cycle of deep equatorial turbulence, *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 129–148, doi:10.1175/1520-0485(1998)028<0129:LESOTD>2.0.CO;2.
- Wang, W., et al. (2014), *User's Guide for the Advanced Research WRF (ARW) Modeling System Version 3.6*, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colo. [Available at <http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/>.]
- Watanabe, M., and T. Hibiya (2013), Assessment of mixed layer models embedded in an ocean general circulation model, *J. Oceanogr.*, **69**, 329–338, doi:10.1007/s10872-013-0176-6.
- Watanabe, M., et al. (2010), Improved climate simulation by MIROC5: Mean states, variability, and climate sensitivity, *J. Clim.*, **23**, 6312–6335, doi:10.1175/2010JCLI3679.1.

Erratum

In the originally published version of this article, the values appearing in the “Q” column of Table 1 were justified to the left within that column. These values have since been aligned to the center of that column, and this version may be considered the authoritative version of record.

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JC010592

Key Points:

- Distribution and magnitude of tidal mixing in the Indonesian Seas are clarified
- M_2 internal tide generation and propagation in the Indonesian Seas are simulated
- Local dissipation efficiency in the Indonesian Seas has nonuniform distribution

Correspondence to:

T. Nagai,
nagai_t@eps.s.u-tokyo.ac.jp

Citation:

Nagai, T., and T. Hibiya (2015), Internal tides and associated vertical mixing in the Indonesian Archipelago, *J. Geophys. Res. Oceans*, 120, 3373–3390, doi:10.1002/2014JC010592.

Received 19 NOV 2014

Accepted 30 MAR 2015

Accepted article online 3 APR 2015

Published online 9 MAY 2015

Internal tides and associated vertical mixing in the Indonesian Archipelago

Taira Nagai¹ and Toshiyuki Hibiya¹
¹Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, The University of Tokyo, Tokyo, Japan

Abstract Tidal mixing in the Indonesian Archipelago contributes to regulation of the tropical atmospheric circulation and water-mass transformation in the Indonesian Throughflow. The present study quantifies the vertical diffusivity in the Indonesian Archipelago by driving a high-resolution three-dimensional numerical model and investigates the processes of internal tide generation, propagation, and dissipation. The numerical experiment shows that M_2 internal tides are effectively generated over prominent subsurface ridges. The conversion rate from M_2 barotropic to baroclinic energy over the whole analyzed model domain is estimated to be 85.5 GW. The generated internal tides dissipate 50–100% of their energy in close proximity to the generation sites (“near-field”), and the remaining baroclinic energy propagates away causing relatively large energy dissipation far from the generation sites (“far-field”). The local dissipation efficiency q , therefore, has an extremely nonuniform spatial distribution, although it has been assumed to be constant in the existing tidal mixing parameterization for the Indonesian Archipelago. Compared with the model-predicted values, the existing parameterization yields the same order of vertical diffusivity averaged within the Indonesian Archipelago, but significantly overestimated (or underestimated) vertical diffusivity in the near-field (or the far-field). This discrepancy is attributable to the fact that the effects of internal wave propagation are completely omitted in the existing parameterization, suggesting the potential danger of using such parameterized vertical mixing in predicting the distribution of SST as well as water-mass transformation in the Indonesian Seas.

1. Introduction

The Indonesian Archipelago is characterized as a region which has the warmest sea surface temperatures (SST) of the world and is a key region of the climate system. This is because the atmospheric deep convection affecting the global climate occurs directly above this region [Neale and Slingo, 2003; Clement *et al.*, 2005].

Previous studies showed that the SST patterns in the Indonesian Seas are highly influenced by tidal mixing as well as monsoonal winds, surface heat fluxes, and the Indonesian Throughflow (ITF) [e.g., Koch-Larrouy *et al.*, 2010]. Kida and Wijffels [2012] showed numerically that vertical mixing enhanced above seamounts in the Indonesian Seas cools the basin-averaged SST by more than 0.3 °C through Ekman transport and coastal upwelling. The other role of tidal mixing is to change the character of the ITF [Schiller, 2004; Koch-Larrouy *et al.*, 2008]. Jochum and Potemra [2008] carried out numerical experiments to show that the vertical mixing in the Indonesian Seas cools and freshens the ITF waters, thereby reducing model biases in water-mass properties of the ITF. These modified ITF waters cool the Indian Ocean and influence the Agulhas, Leeuwin and Eastern Australian Currents [Gordon, 2005; Tomczak and Godfrey, 2003]. The intensity and distribution of tidal mixing in the Indonesian Seas are, therefore, crucial for the predictions of the large scale oceanic circulation and the global atmospheric circulation.

Using an advection-diffusion model, Ffield and Gordon [1992] showed that, in order to reproduce the observed water-mass transformations within the Indonesian Seas, an area-averaged vertical diffusivity of $K_V \sim 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ is necessary. On the other hand, the first and only microstructure measurements in the Indonesian Archipelago were carried out by Alford *et al.* [1999] in the center of the Banda Sea, indicating only weak vertical mixing ($K_V \sim 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) in the upper 300 m. It might therefore be expected that the vertical diffusivity in the Indonesian Seas is highly spatially variable. Most recently, to describe the geographical distribution of vertical diffusivities in the Indonesian Archipelago, Koch-Larrouy *et al.* [2007, hereinafter KL07]

implemented the tidal mixing parameterization proposed by *St. Laurent et al.* [2002]. They showed that the parameterized tidal mixing allows the OGCM to better represent the properties of the water-mass evolution in the Indonesian Seas. In their parameterization, however, the local dissipation efficiency q , the fraction of internal wave energy that dissipates near the wave generation regions, was assumed to be unity; in other words, the effects of internal tide propagation were completely ignored. The accurate distribution of vertical diffusivities in the Indonesian Seas, therefore, remains uncertain.

In the present study, to make a quantification of vertical diffusivity in the Indonesian Archipelago, we reproduce internal tides using a high resolution ($1/100^\circ$) three-dimensional primitive equation model with realistic tidal forcing and bathymetric features. The energetics of the calculated results are examined in terms of the generation, propagation, and dissipation of internal tides. Special attention is directed to the spatial distribution of the local dissipation efficiency q .

2. Numerical Model

Numerical experiments are carried out using the MITgcm [Marshall et al., 1997] which solves the three-dimensional, free surface Boussinesq equations with a finite volume method in space and a second-order Adams-Bashforth scheme in time. The model can incorporate arbitrary bottom topography through the use of finite volume formulation, and thus is suitable for simulating tide-topography interactions [Legg and Adcroft, 2003]. In the present numerical experiment, we employ the hydrostatic approximation which is valid so long as the horizontal scales of motion are much larger than the vertical scales. The governing equations are given by

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + f\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_c} \nabla_H P + g\beta_0 \nabla_H \xi + A_H \nabla_H^2 \mathbf{u} + A_V \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_c} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{g\rho'}{\rho_c}, \quad (2)$$

$$\nabla_H \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{D\rho'}{Dt} + w \frac{d\rho_0}{dz} = K_H \nabla_H^2 \rho' + K_V \left(\frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} + \frac{d^2 \rho_0}{dz^2} \right), \quad (4)$$

where $D/Dt = \partial/\partial t + u(\partial/\partial x) + v(\partial/\partial y) + w(\partial/\partial z)$ is the material derivative with t the time, (x, y, z) Cartesian coordinates, $\mathbf{u} = (u, v)$ the velocity components in the (x, y) directions, and w the velocity component in the z direction; $\nabla_H = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ is the horizontal gradient operator; P is the pressure perturbation including the free surface contribution; f is the Coriolis frequency; g is the acceleration due to gravity; ξ is the equilibrium tidal potential; the factor β_0 multiplying ξ is the effective earth elasticity assumed to be 0.69 following Kantha [1995]; ρ' is the density perturbation from the background density profile $\rho_0(z)$; ρ_c is the reference water density; A_H and A_V are the background horizontal and vertical eddy viscosity coefficients, respectively; K_H and K_V are the background horizontal and vertical eddy diffusivity coefficients, respectively; and $\hat{\mathbf{k}}$ is the unit vector directed vertically upward. The horizontal grid spacing is $(1/100)^\circ$ in both the longitudinal and latitudinal directions, and the grid has 2800×3200 points. The model has 100 vertical levels with a spacing ranging from 5 m at the ocean surface to 1200 m at the maximum depth of 10,028 m. The model domain is limited to the Indonesian Archipelago (Figure 1) to resolve complicated land configurations. A weighted mean and spline interpolation are then applied to the bathymetric dataset (the General Bathymetric Chart of the Oceans) and the coastline dataset (the Global Self-Consistent, Hierarchical, High-Resolution Shoreline database) [Wessel and Smith, 1996] in order to obtain the model topography. In the present numerical model, constant horizontal and vertical eddy viscosity coefficients $A_H = 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and $A_V = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, and diffusivity coefficients $K_H = 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and $K_V = 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, are assumed. The model sensitivity to different parameters is summarized in Appendix A. The bottom stress is parameterized using a quadratic law with a bottom drag coefficient $C_d = 2.5 \times 10^{-3}$. At the solid boundary, a no-slip boundary condition is employed. A centered second-order advection scheme is used for momentum and tracers.

The model is forced along the open boundaries by prescribing the M_2 barotropic tidal current velocity, which is the most dominant tidal constituent in the Indonesian Seas [Niwa and Hibiya, 2014], as obtained

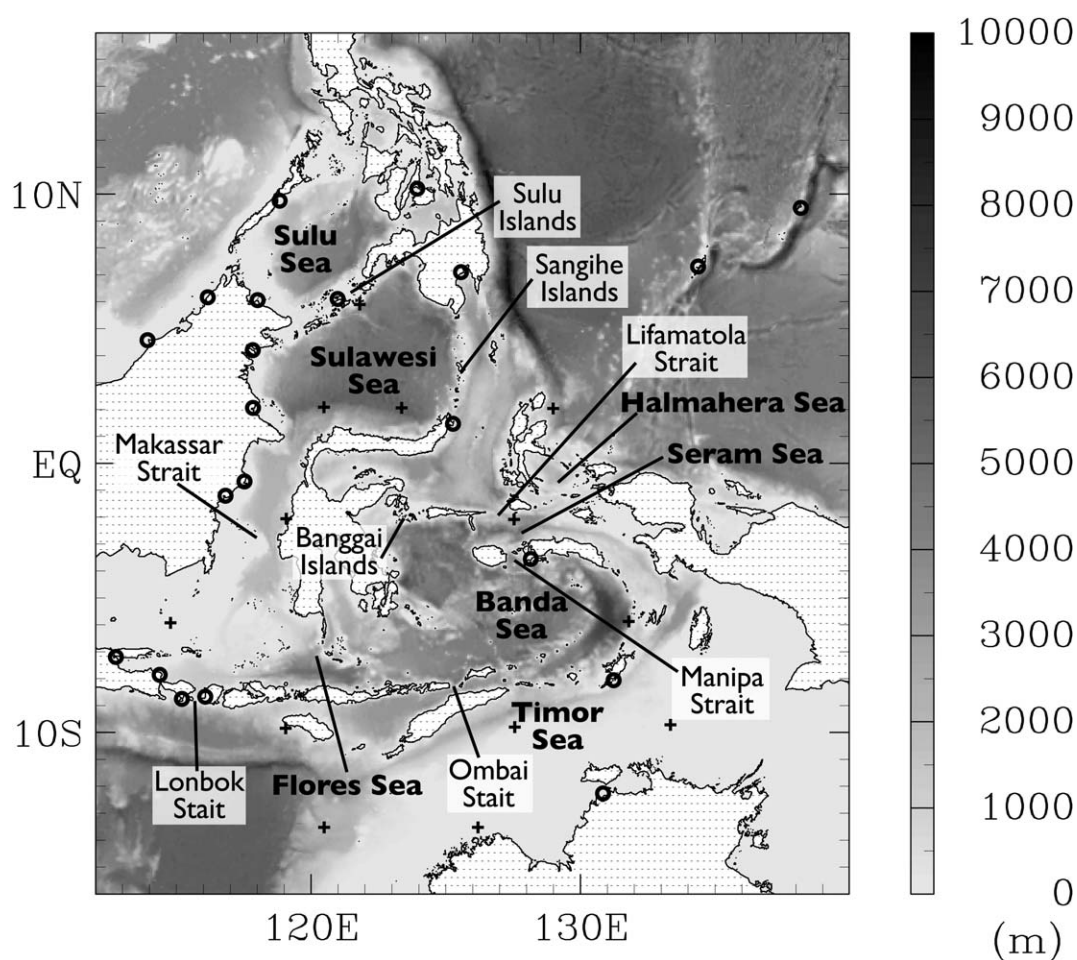


Figure 1. Bathymetry in the analyzed model domain. Small squares and crosses show the tide gauge stations and TOPEX/POSEIDON cross-overs, respectively.

from the TPXO 7.2 global inverse tide model [Egbert and Erofeeva, 2002], and a forced gravity wave radiation condition is applied [Niwa and Hibiya, 2001, 2004; Carter et al., 2008]. Following Carter and Merrifield [2007], the baroclinic velocity fluctuations and isopycnal displacements are relaxed to zero over a 1° wide edge to avoid artificial wave reflection at each open boundary.

The background basic temperature and salinity are both assumed to be horizontally homogeneous and vertically stratified. The depth profile was obtained by horizontally averaging the annual mean data of the World Ocean Atlas 2009 for 112°E – 140°E and 16°S – 16°N . The model is driven for 21 tidal periods ($21 T_{M_2}$) from an initial state of rest. A quasi steady oscillation is achieved after about $20 T_{M_2}$ tidal periods. The data averaged over the final one tidal period are used to examine the energetics of M_2 tidal constituent.

3. Results

3.1. M_2 Surface Tide Field

The amplitude and phase of the calculated surface elevation in the region of concern are shown in Figure 2. The calculated patterns are almost identical to those obtained previously [Egbert and Erofeeva, 2002] (figures not shown). In addition, sea surface signatures associated with internal tides can be detected, which will be discussed in more detail in section 3.2.

Scatterplots comparing the modeled tidal amplitude and phase with the pelagic gage data (University of Hawaii Sea Level Center) and TOPEX/POSEIDON crossover data [from Robertson and Field, 2008] for M_2 tidal constituent are shown in Figure 3. There are high correlations both in amplitude and phase between the

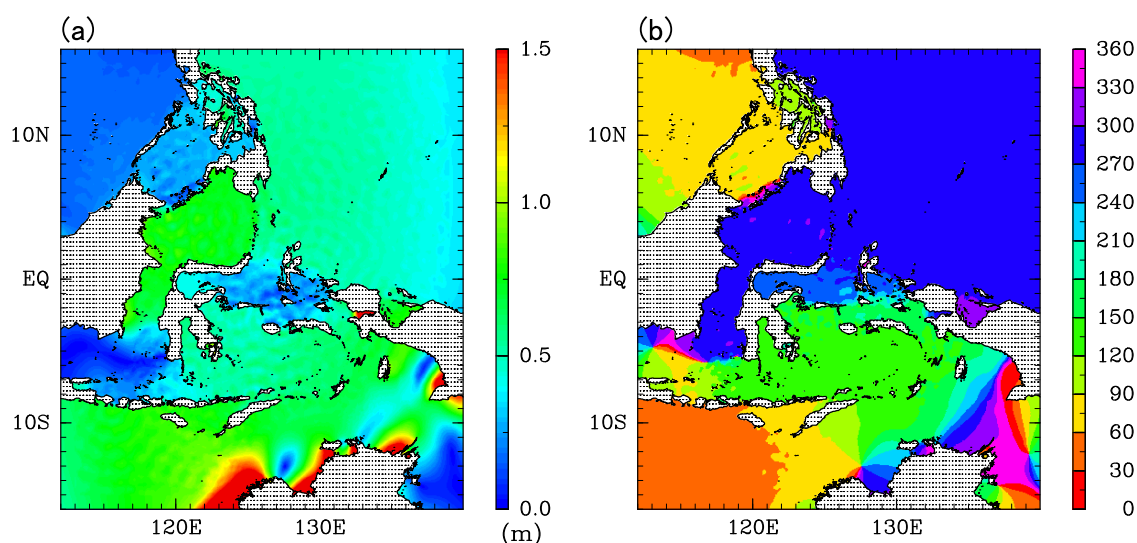


Figure 2. The (a) amplitude and (b) phase of the calculated surface elevation for M_2 tidal constituent.

calculated and observed values, with correlation coefficients ($=r$) larger than 0.96. The corresponding root-mean-square (rms) errors in amplitude and phase are ~ 10 cm and $\sim 18^\circ$, respectively, which are comparable to the values of recent model study for the Indonesian Archipelago [Kartadikaria *et al.*, 2011]. The calculated M_2 barotropic tide reproduces the major features of the true variation fairly well around the Indonesian Seas.

Using the depth-averaged velocity (u_{bt}, v_{bt}), we can obtain the M_2 tidal current ellipse at each location as shown in Figure 4. Although the typical M_2 barotropic tidal currents in the western Pacific and the eastern Indian Ocean are less than, in general, 0.01 m s^{-1} , they increase to more than 0.1 m s^{-1} in narrow straits or on continental shelves. Strong tidal currents approaching $\sim 0.5 \text{ m s}^{-1}$ can be found in the Lombok Strait and the Sulu Island chain. In the Lifamatola, Manipa, and Ombai Straits, moderate tidal currents ($\sim 0.3 \text{ m s}^{-1}$) are present despite water depths exceeding 1000 m. In these straits, energetic internal tides are expected to be generated.

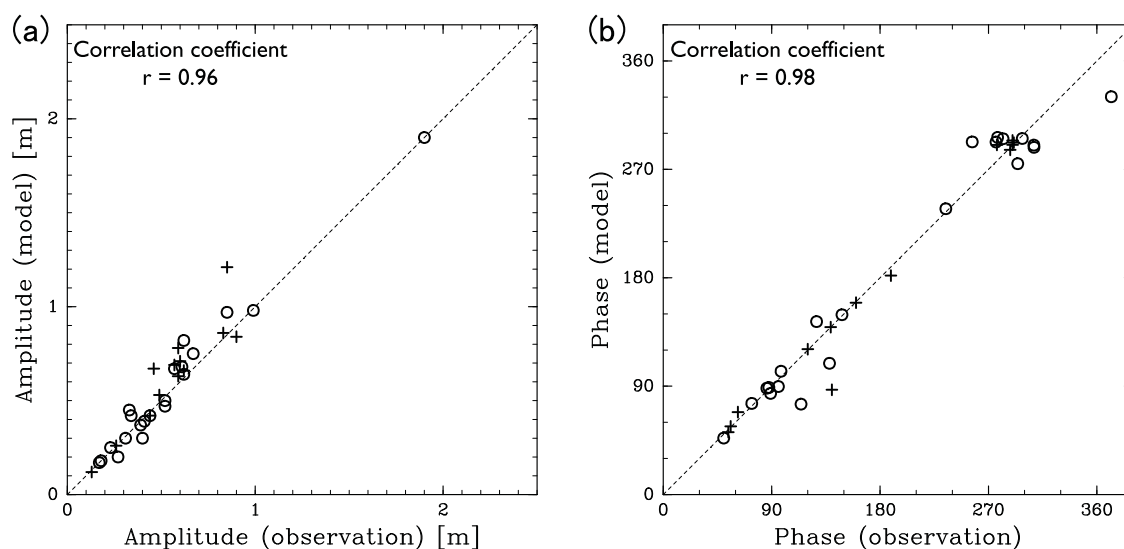


Figure 3. Scatterplots comparing the modeled tidal amplitude and phase with the pelagic gage data (circles) and TOPEX/POSEIDON crossover data (crosses) [from Robertson and Ffield, 2008, Table 1] for M_2 tidal constituent.

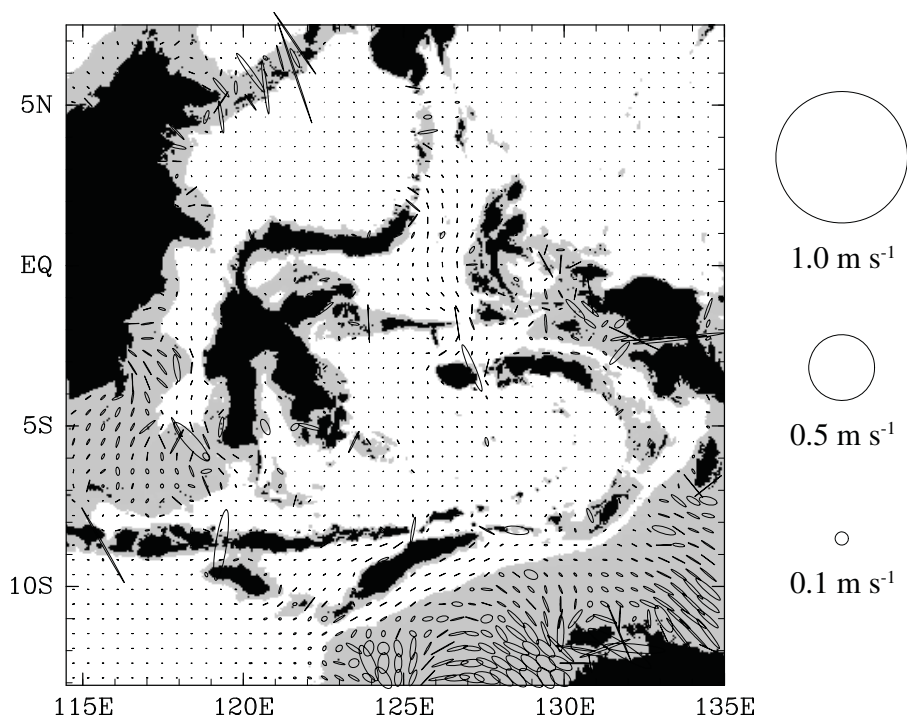


Figure 4. M_2 tidal current ellipse at each location obtained using the calculated depth-averaged horizontal velocity. The gray-shaded area represents the region shallower than 1000 m.

To check the validity of the model, we compare the M_2 tidal current ellipses with the mooring data provided by the International Nusantara Stratification (INSTANT) program (Figure 5). In spite of several limitations of the present numerical model, the predicted tidal ellipses generally agree well with the observed ones. Indeed, the rms error in the major axis is no more than $\sim 3 \text{ cm s}^{-1}$.

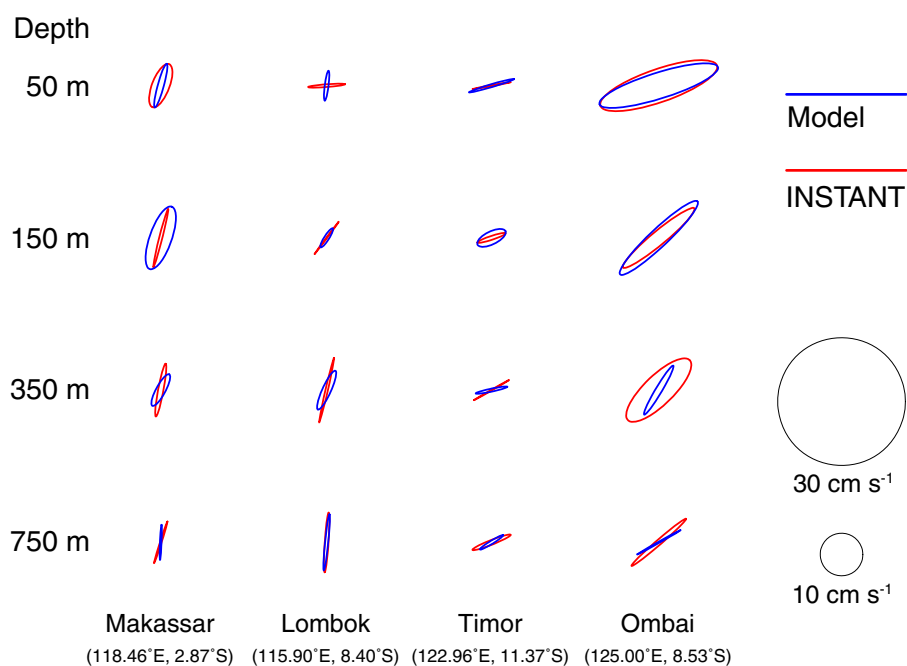


Figure 5. Comparison of the model-predicted (blue lines) and observed (INSTANT) (red lines) M_2 tidal current ellipses.

3.2. M_2 Internal Tide Field

The snapshots of the vertical isopycnal displacement at a depth of 1000 m at the second, fourth, sixth, and twentieth M_2 tidal period (T_{M_2}) after the start of calculation are shown in Figure 6. In the Seram, Sulawesi, and Banda Seas, strong internal tides with amplitudes larger than 30 m are found. These internal tides are generated in multiple source regions such as the Lifamatola, Manipa, Ombai, and Lombok Straits and the Sulu and Sangihe Island chains and interfere with each other creating a complicated wave pattern. Their wavelengths ~ 130 km and propagation speeds $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ correspond to the values of the lowest vertical mode.

The vertical structures of M_2 internal tides are examined by taking representative cross-sections (Figure 6a, lines A and B) which transect the prominent subsurface ridges in the Sangihe Island chain and the Ombai Strait, respectively. The snapshot of vertical isopycnal displacements along each cross-section is shown in Figure 7. In the Sulawesi Sea, ray-like structures are identified around the Sangihe Island chain (Figure 7a,

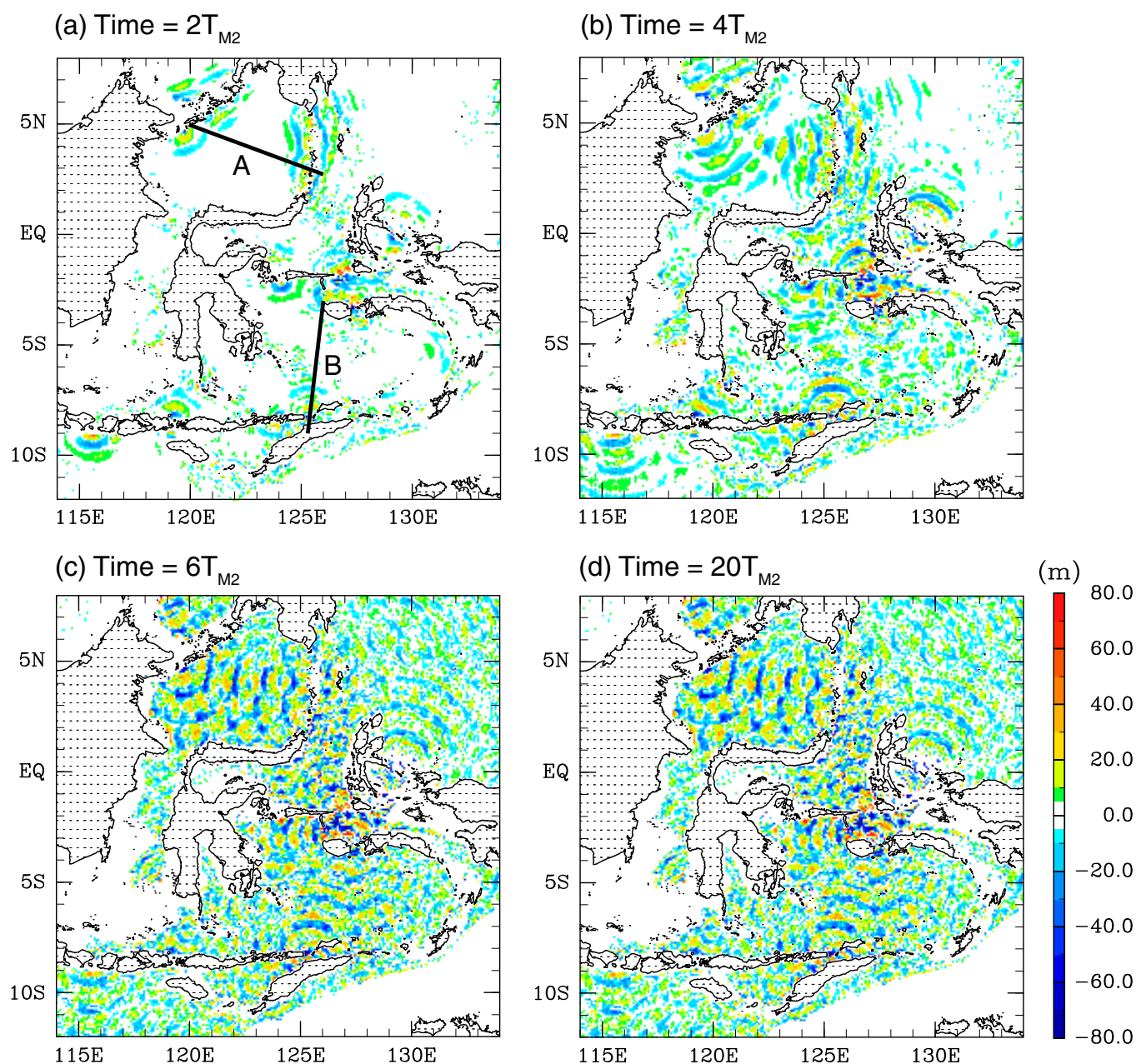


Figure 6. Model-predicted distribution of the vertical isopycnal displacement at a depth of 1000 m after the (a) second, (b) fourth, (c) sixth, and (d) twentieth M_2 tidal period (T_{M_2}) from the start of calculation.

500 km $< x < 620$ km), although they vanish after a couple of reflections at the sea surface and bottom, resulting from dissipation by high vertical modes. In contrast, rough ocean bottom (Figure 7b, 250 km $< x < 500$ km) is evident in the central area of the Banda sea, so the ray-like structures can be recognized even far away from the Ombai Strait. It is interesting to note that, in the Sulawesi Sea, these energetic internal tides gradually evolve into solitary-like waves as they propagate away from the generation site (Figure 7a, $x = 100$ or 220 km). These solitary-like waves in the Sulawesi Sea have been detected by satellite observations [Jackson, 2007], indicating the validity of the present numerical model (Figure 8). Note that the nonhydrostatic dispersion effects are not taken into account in this study, although they must be included for a detailed discussion of these solitary-like waves.

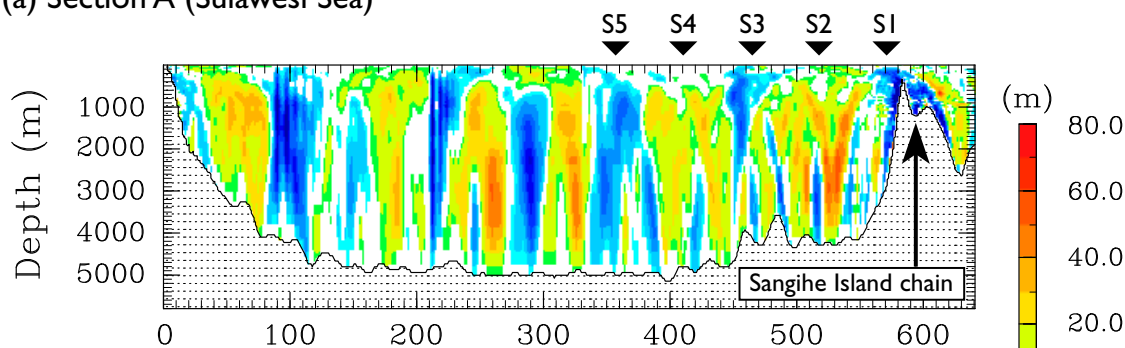
For a quantitative discussion of the vertical structure of the propagating internal waves, we carry out modal decomposition of the model-predicted baroclinic energy at each point along each cross-section (Figure 7, S1–S5 or B1–B5) (Table 1). In the Sulawesi Sea, the relative contribution of lower modes with mode number $j \leq 4$ (or higher modes with $j \geq 8$) generally increases (or decreases) with distance from the source region. In the Banda Sea, on the other hand, a large part of the baroclinic energy can be accounted for by higher modes even far from the source region (B4 and B5). This is consistent with the fact that ray-like structures are found emanating from the complicated bathymetric features even in the central area of the Banda Sea. It is interesting to note that these energetic internal tides generated over prominent subsurface ridges (i.e., the Sangihe Island chain and the Ombai strait) lose more than two-thirds of their energy after a couple of reflections at the sea surface and bottom.

4. Discussion

4.1. Energetics of M_2 Tide

The generation, propagation, and dissipation of M_2 internal tides can be discussed more quantitatively based on the energetics [Cummins and Oey, 1997; Niwa and Hibiya, 2004; Carter et al., 2008; Tanaka et al., 2010;

(a) Section A (Sulawesi Sea)



(b) Section B (Banda Sea)

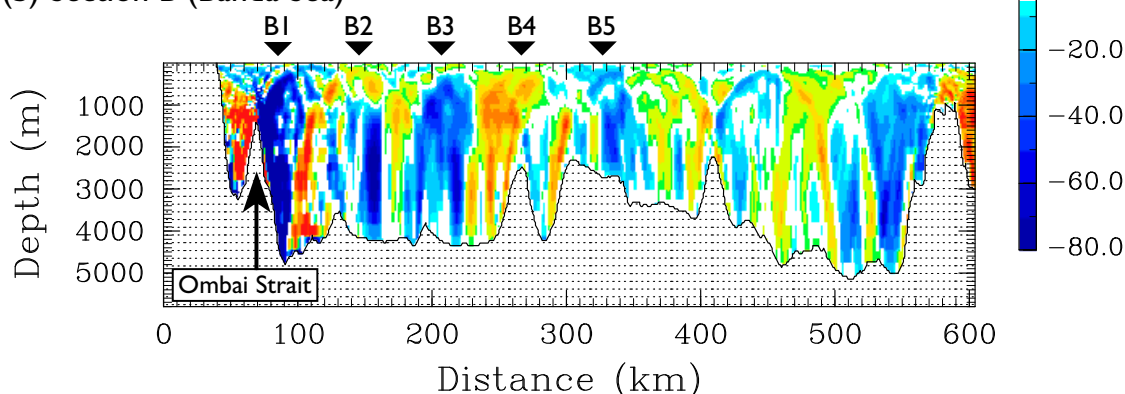


Figure 7. Model-predicted cross-sectional snapshots of the vertical isopycnal displacement in the (a) Sulawesi and (b) Banda Seas (along the lines A and B in Figure 6a, respectively).

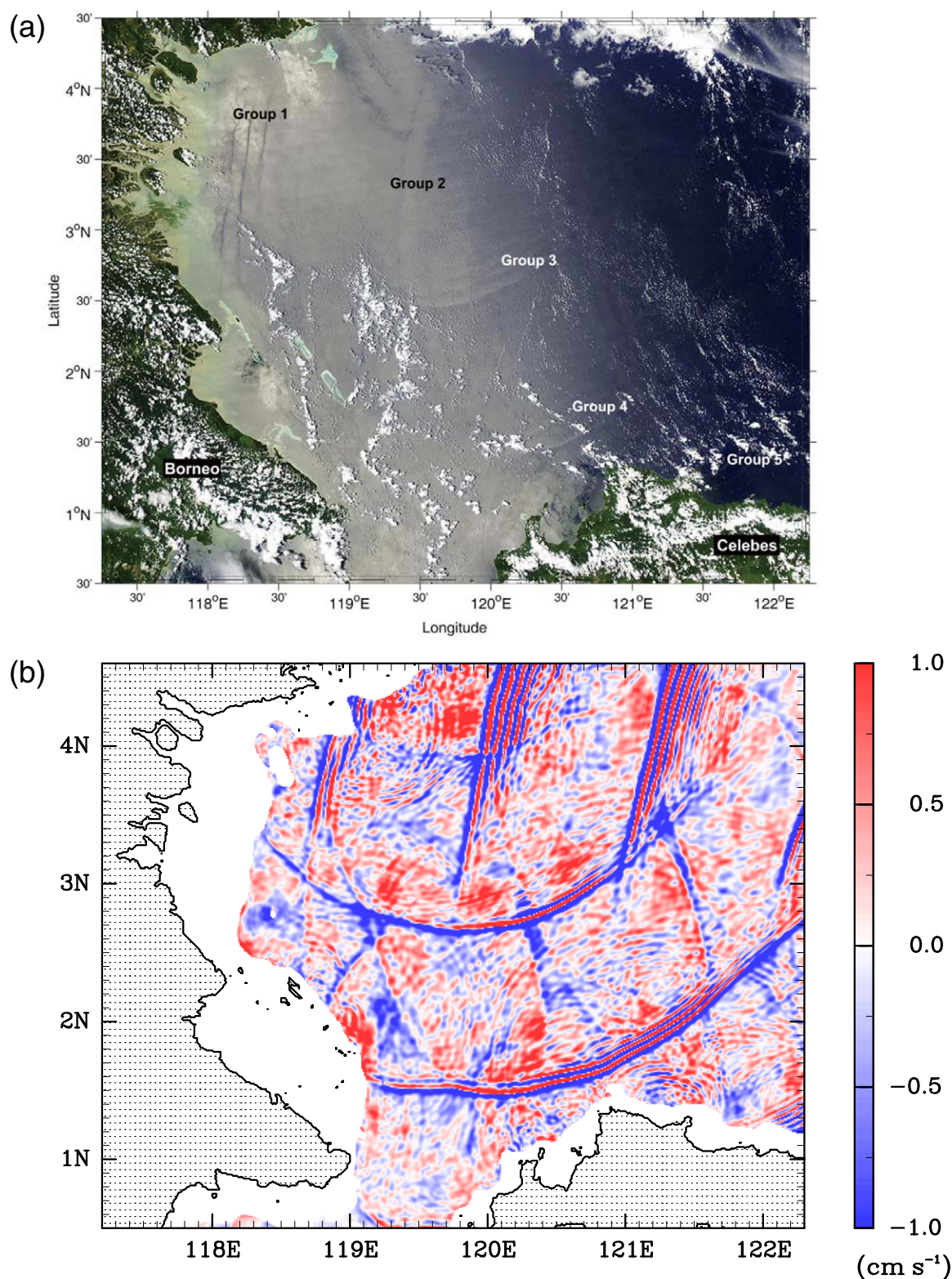


Figure 8. (a) True-color MODIS image of the Sulawesi Sea acquired on 6 March 2006 at 5:25 UTC. Five groups of internal waves are visible in western half of the sea, two propagating west toward Borneo, two wave groups propagating southeast toward Celebes (or Sulawesi), and the partial signature of a fifth group visible immediately adjacent to the coast of Sulawesi [from Jackson, 2007, Figure 5]. (b) A snapshot of the model-predicted vertical velocity at 1000 m depth.

Table 1. Contribution of Each Vertical Mode to the Depth-Integrated Baroclinic Energy Density at Each Point^a

Mode Number (<i>j</i>)	S1 (%)	S2 (%)	S3 (%)	S4 (%)	S5 (%)	B1 (%)	B2 (%)	B3 (%)	B4 (%)	B5 (%)
1	3.6	0.9	3.9	8.7	12.9	4.6	7.5	10.9	7.9	2.9
2	16.7	19.8	15.5	8.2	13.2	16.4	25.2	13.6	10.7	24.6
3	12.1	11.1	12.0	27.6	19.1	17.6	16.2	13.4	13.6	10.4
4	7.4	18.7	20.1	23.2	30.4	20.4	13.2	27.3	6.8	6.9
5	6.4	14.5	12.9	13.4	11.9	9.1	10.6	8.7	10.2	6.2
6	8.8	10.7	13.5	4.7	2.4	6.6	7.4	12.5	3.5	6.4
7	5.1	5.7	3.9	3.2	1.1	5.4	5.2	5.0	2.7	4.8
≥8	40.0	18.6	18.1	11.0	9.0	20.2	14.9	8.6	44.5	37.9
Total baroclinic energy (kJ m ⁻²)	130.8	113.3	37.4	19.9	23.5	124.5	52.0	13.1	29.6	32.6

^aThe total amount of depth-integrated baroclinic energy density at each point is also shown.

Kelly et al., 2010; Aiki et al., 2011]. The governing equations for the barotropic and the depth-integrated baroclinic energy are given by

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(KE_{bt} D + \frac{1}{2} \rho_c g \eta^2 \right)}_{\text{Tendency}} + \underbrace{\nabla_H \cdot (\mathbf{u}_{bt} KE_{bt} D)}_{\text{Advection}} + \underbrace{\nabla_H \cdot (\mathbf{u}_{bt} P_{bt} D)}_{\text{Energy flux divergence}} - \underbrace{\rho_c g \beta_0 \left(\xi \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla_H \cdot (\mathbf{u}_{bt} \xi D) \right)}_{\text{Tidal potential}} + \underbrace{\rho_c \mathbf{u}_{bt} \cdot \left(\nabla_H \cdot \int_{-H}^{\eta} \mathbf{u}_{bc} \mathbf{u}_{bc} dz \right)}_{\text{Conversion (advection)}} \quad (5)$$

$$- \underbrace{P_{bc}^{\rho} |_{z=\eta} w_{bt} |_{z=\eta}}_{\text{Conversion (surface)}} + \underbrace{P_{bc}^{\rho} |_{z=-H} w_{bt} |_{z=-H}}_{\text{Conversion (bottom)}} + \underbrace{\epsilon_{bt}^{visc} D + \epsilon_{bt}^{BD}}_{\text{Dissipation}} = 0,$$

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-H}^{\eta} (KE_{bc} + APE) dz \right)}_{\text{Tendency}} + \underbrace{\int_{-H}^{\eta} \nabla_H \cdot (\mathbf{u} (KE_{bc} + APE + \rho_c \mathbf{u}_{bt} \cdot \mathbf{u}_{bc})) dz}_{\text{Advection}} + \underbrace{\nabla_H \cdot \int_{-H}^{\eta} \mathbf{u}_{bc} P_{bc}^{\rho} dz}_{\text{Energy flux divergence}} - \underbrace{\rho_c \mathbf{u}_{bt} \cdot \left(\nabla_H \cdot \int_{-H}^{\eta} \mathbf{u}_{bc} \mathbf{u}_{bc} dz \right)}_{\text{Conversion (advection)}} \quad (6)$$

$$+ \underbrace{P_{bc}^{\rho} |_{z=\eta} w_{bt} |_{z=\eta}}_{\text{Conversion (surface)}} - \underbrace{P_{bc}^{\rho} |_{z=-H} w_{bt} |_{z=-H}}_{\text{Conversion (bottom)}} + \underbrace{\int_{-H}^{\eta} (\epsilon_{bc}^{visc} + \epsilon_{bc}^{diff}) dz + \epsilon_{bc}^{BD}}_{\text{Dissipation}} = 0,$$

where subscripts *bt* and *bc* stand for the barotropic and baroclinic components (e.g., equations (B2) and (B3)), respectively; $D(=\eta+H)$ is the total water depth; P is the pressure perturbation decomposed into the free surface (P_s) and density perturbation (P_ρ) contributions (equation (B2)); KE_{bt} and KE_{bc} are the barotropic and baroclinic kinetic energy (equation (B12)), respectively; APE is the available potential energy associated with the isopycnal displacements (equation (B6)); w_{bt} is the vertical velocity associated with the barotropic flow (equation (B13)); ϵ_{bt}^{visc} and ϵ_{bc}^{visc} are the barotropic and baroclinic components of the energy dissipation rates caused by eddy viscosity (equations (B14) and (B15)), respectively; ϵ^{diff} is the energy dissipation rates caused by eddy diffusion (equation (B8)); ϵ_{bt}^{BD} and ϵ_{bc}^{BD} are the barotropic and baroclinic components of the energy dissipation rates caused by bottom drag (equations (B16) and (B17)), respectively. For the details about the derivation of the energy equations, see Appendix B.

Each group of terms in equations (5) and (6) was integrated within the Indonesian Archipelago (Figure 9b, black rectangle) and averaged over the final tidal period. The results are summarized in Table 2. A total of 125.2 GW is lost from the barotropic tide and tidal potential within the domain, the majority of which is converted into baroclinic tides (85.5 GW), with the barotropic dissipation term accounting for 30.1 GW. Of the energy converted from barotropic to baroclinic tides, only ~4% (3.6 GW) radiates

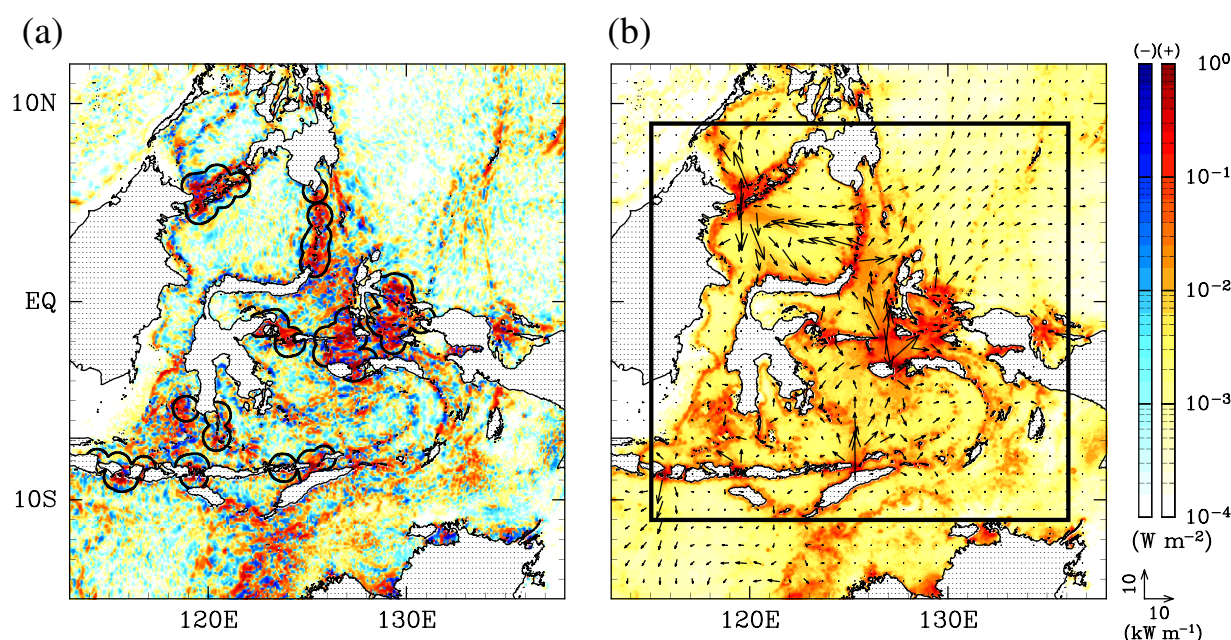


Figure 9. Model-predicted distributions of (a) the depth-integrated conversion rate from the M_2 barotropic to baroclinic tidal energy, (b) the depth-integrated baroclinic energy flux (vector), and the depth-integrated baroclinic energy dissipation (color shading). The near-field sites are defined to be within the black bold lines in Figure 9a. The black rectangle in Figure 9b indicates the area for the energy budget calculation.

out of the domain with the remaining baroclinic energy ($\sim 96\%$, 82.6 GW) dissipated within the domain.

4.1.1. Generation of Internal Tides

The barotropic energy conversion rate of 85.5 GW in the Indonesian Archipelago corresponds to about 8% of the global conversion rate of the semidiurnal tide estimated by Niwa and Hibiya [2014] and about 4% of the power required to maintain the global thermohaline circulation [Munk and Wunsch, 1998]. The barotropic to baroclinic conversion occurs mainly in the narrow straits of the Archipelago such as the Lifamatola, Manipa, and Ombai straits and the Sulu and Sangihe Island chains (Figure 9a). In many areas away from these prominent generation sites (e.g., the center of the Sulawesi Sea), only weak energy conversion of less than 10^{-3} W m^{-2} is found. Note that the negative values of energy conversion rates at several locations suggest the evidence for multiple generation sites, since they result from phase differences between remotely and locally generated internal tides [Zilberman et al., 2009].

4.1.2. Propagation of Internal Tides

Table 2. Each Group of Terms in Equations (5) and (6) Averaged Over the Final One Tidal Period and Integrated Within the Indonesian Archipelago (Black Rectangle in Figure 9b)

Parameter	Barotropic (GW)	Baroclinic (GW)
Tendency	-1.9	2.4
Advection	0.0	0.0
Energy flux divergence	-108.8	3.6
Tidal potential	-16.4	None
Conversion	85.5	-85.5
(Due to advection)	(9.9)	(-9.9)
(Due to w_{bt} at the surface)	(-0.3)	(0.3)
(Due to w_{bt} at the bottom)	(75.9)	(-75.9)
Dissipation	30.1	82.6
(Due to viscosity and diffusivity)	(11.4)	(73.1)
(Due to bottom drag)	(18.7)	(9.5)
Error	-11.5	3.1

The distribution of the depth-integrated baroclinic energy flux is shown in Figure 9b (vector). Strong baroclinic energy fluxes higher than 10 kW/m originate in regions where significant energy conversion is identified (e.g., the Sulu and Sangihe Island chains and the Lifamatola, Manipa, and Ombai straits). Most of the generated baroclinic energy is dissipated in the near-shore regions of these islands within the Indonesian Archipelago, leaving just a small fraction of energy (3.6 GW) radiating out of the Indonesian Archipelago.

4.1.3. Dissipation of Internal Tides

The distribution of the depth-integrated baroclinic energy dissipation rates is shown in Figure

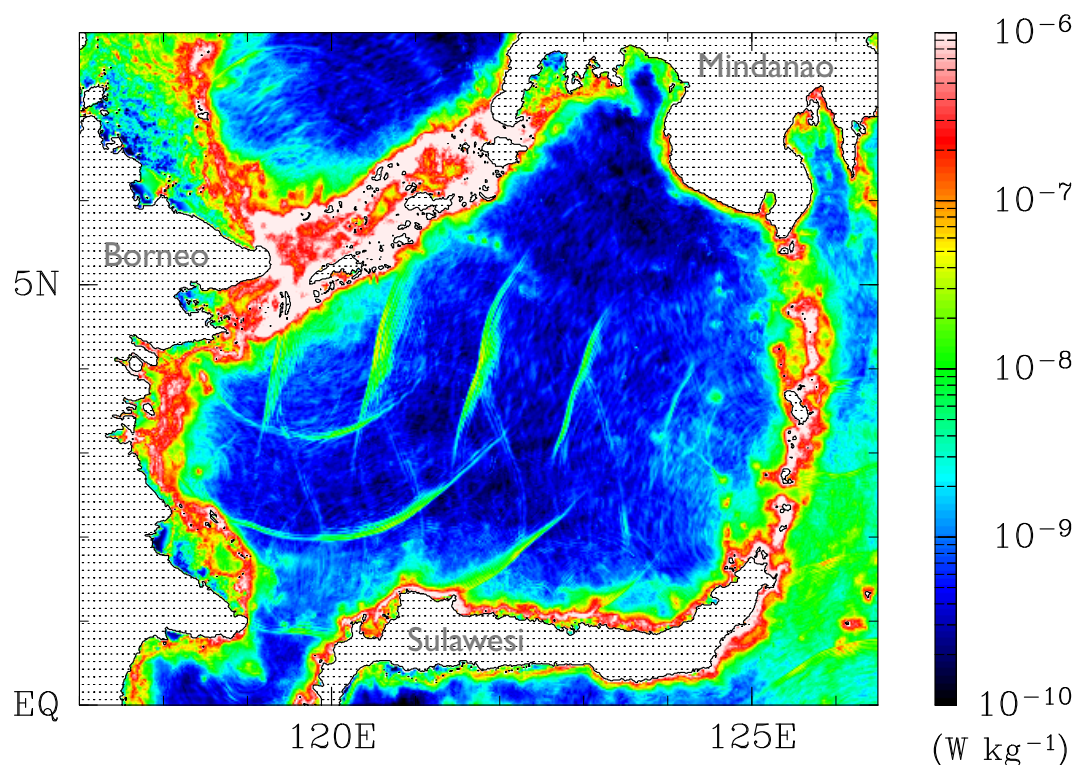


Figure 10. A snapshot of the depth-averaged baroclinic energy dissipation rates in the Sulawesi Sea.

9b (color shading). Significant energy dissipation occurs in close proximity to the Sulu and Sangihe Island chains and the Seram and Halmahera Seas, namely, within about half the horizontal wavelength of the lowest mode internal waves (~ 65 km) from their generation sites (“near-field”) (see Figure 9a, black bold lines).

The propagation and dissipation processes in the “far-field” (outside the near-field) can be clearly seen in the snapshot of the depth-averaged baroclinic energy dissipation rates in the Sulawesi Sea (Figure 10). The dissipation of internal tide energy originated from the Sulu and Sangihe Island chains becomes more significant as it is radiated away. This is because these internal tides gradually evolve into solitary-like waves while increasing their horizontal wave numbers as shown in section 3. The energy dissipation rates associated with solitary-like waves reach more than $10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ which are only 1 or 2 orders of magnitude smaller than those in the near-field. These internal solitary-like wave packets emanated from the Sulu and Sangihe Island chains are seen to propagate independently without interacting with each other. Although each internal wave packet survives a long distance propagation up to the opposite side of the island chain, it gives up considerable amount of energy to dissipation during the course of propagation.

4.2. Local Dissipation Efficiency

The local dissipation efficiency q , the fraction of internal wave energy that dissipates near the wave generation regions, has been frequently used to parameterize tidal mixing [e.g., *St. Laurent et al.*, 2002; *Saenko and Merrifield*, 2005; KL07]. We examine here the spatial distribution of q which can be calculated by [Legg and Huijts, 2006; Iwamae and Hibiya, 2012]

$$q = \frac{\text{Baroclinic energy dissipation}}{\text{Energy conversion (bottom)}} = \frac{\int_S dS \left(\int_{-H}^{\eta} (\epsilon_{bc}^{visc} + \epsilon^{diff}) dz + \epsilon_{bc}^{BD} \right)}{\int_S dS (P_{bc}^{\rho}|_{z=-H} W_{bt}|_{z=-H})}. \quad (7)$$

Calculating equation (7) in each near-field site, we can obtain a map of q shown in Figure 11. Although q has been assumed to be constant ($q = 1.0$) in the existing parameterization employed in

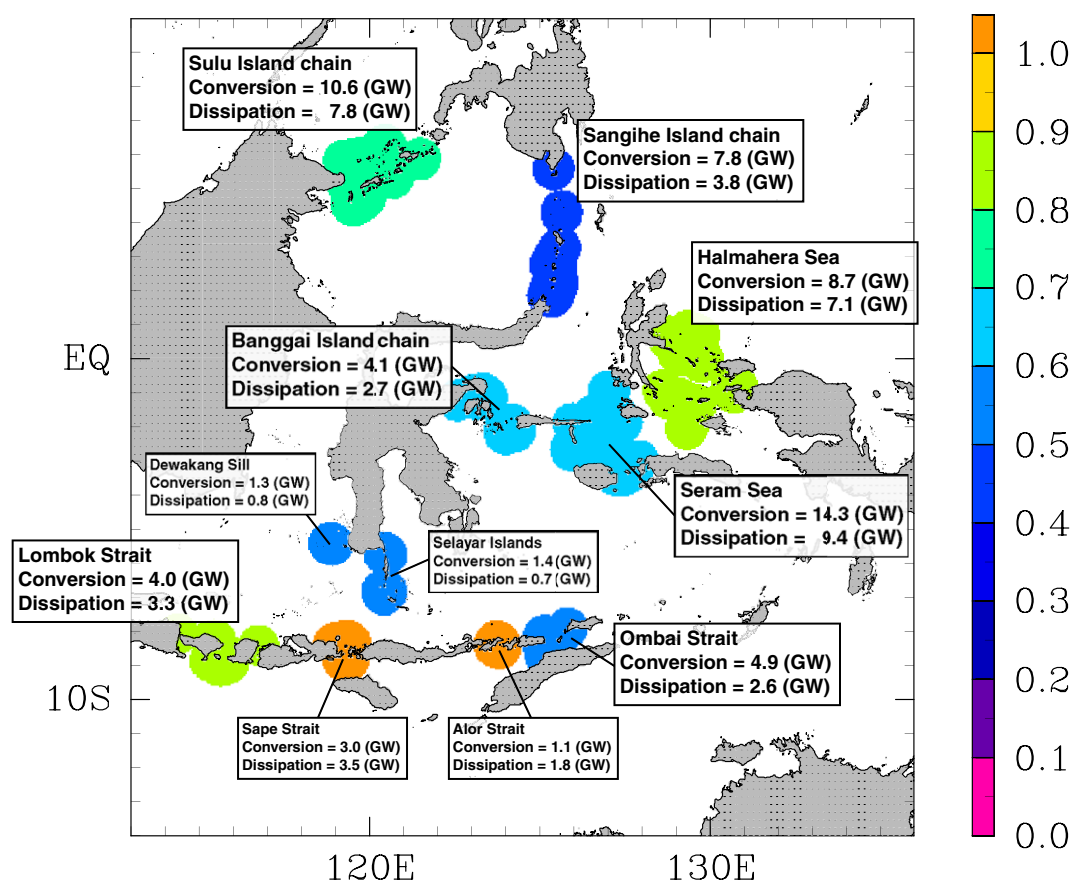


Figure 11. Model-predicted value of local dissipation efficiency q at each near-field site (color). Color saturates at 1 (orange). The values of barotropic to baroclinic energy conversion rate and baroclinic energy dissipation integrated over each near-field site are also shown.

KL07, Figure 11 clearly shows an extremely nonuniform spatial distribution of q . The value of q in the near-field mainly ranges 0.5–1.0 depending on how much internal tide energy available for turbulent dissipation is taken out from the local area and/or brought in from the remote areas. These results are reasonably explained in terms of the fact that just part of the generated internal tide energy is dissipated in the near-field with the remaining energy propagating away and finally dissipating in the far-field where there is little generation of baroclinic tides.

4.3. Estimates of Vertical Diffusivity in the Indonesian Archipelago

The vertical diffusivity is estimated following Osborn's relationship [Osborn, 1980] such that

$$K_V = \Gamma \frac{\epsilon}{N^2}, \quad (8)$$

where Γ is the mixing efficiency assumed to be 0.2. Incorporating numerically predicted energy dissipation rates into equation (8), the distribution of vertical diffusivities can be obtained (Figure 12a). "Mixing hot-spots" with $K_V \sim 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ are found in the near-field such as the Sulu and Sangihe Island chains and narrow straits in the Seram and Halmahera Seas. Even in the far-field, however, $K_V \sim 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ results from dissipation of propagating internal tides. The depth- and area-averaged vertical diffusivity within the Indonesian Archipelago (black rectangle in Figure 12a) is estimated to be $\sim 2.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ which agrees well with the previous estimates [Field and Gordon, 1992; KL07].

We next compare thus obtained spatial distribution of vertical diffusivities with that calculated using the KL07's parameterization given by

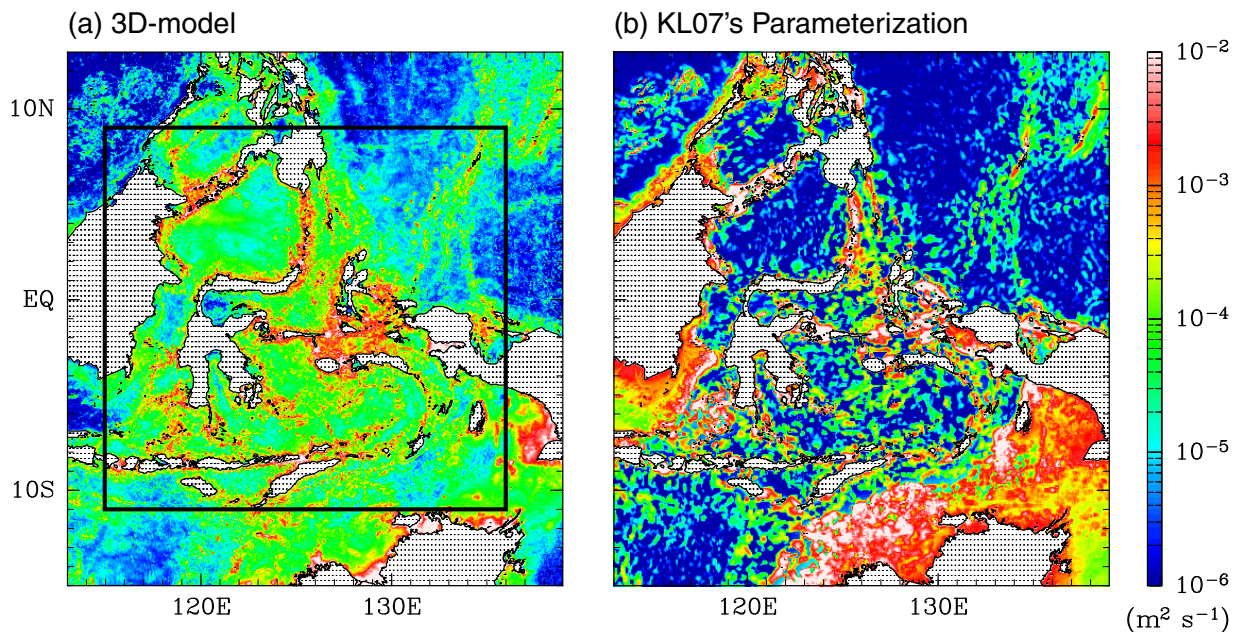


Figure 12. (a) Model-predicted distribution of the depth-averaged vertical diffusivities. (b) As in Figure 12(a) but estimated using the KL07's parameterization. The vertical diffusivity within the black rectangle in Figure 12a is averaged to obtain the representative value $\sim 2.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in the Indonesian Archipelago.

$$\begin{aligned}
 K_V &= q \Gamma E(x, y) / \left(\rho_c \int N^2 dz \right) \text{ when } dN/dz > 0, \\
 &= q \Gamma E(x, y) / \left(\rho_c N \int N^2 dz \right) \text{ when } dN/dz < 0,
 \end{aligned}
 \quad (9)$$

where the local dissipation efficiency q is assumed to be unity; $E(x, y)$ is the barotropic to baroclinic energy conversion (see equation (6)), and N is the horizontally uniform stratification somewhat different from the assumption in KL07. Compared with the model prediction, equation (9) yields the same order of vertical diffusivity averaged within the Indonesian Archipelago ($\sim 3.9 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), but significantly overestimated (or underestimated) vertical diffusivity in the near-field (or the far-field) (Figure 12b). This discrepancy is due to the fact that KL07 assumed $q = 1$, completely neglecting the propagation of internal wave energy.

Representative cross-sectional distributions of the vertical diffusivity estimated using equation (8) are shown in Figure 13, where we can see that the vertical diffusivity in the far-field remains less than $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in the upper $\sim 1000 \text{ m}$, but increases up to $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ downward. Unfortunately, the observational data available to check the validity of the calculated results are very limited. The first and only microstructure measurements in the Indonesian Archipelago were carried out by Alford *et al.* [1999] in the center of the Banda Sea down to a depth of 300 m. The observed vertical profiles of energy dissipation rates and vertical diffusivity are shown in Figure 14b, which are found to agree, in general, with the corresponding calculated ones (Figure 14a). Some discrepancies are recognized, however, above $\sim 150 \text{ m}$ depth which are presumably caused by the neglected surface wind stress and heat flux in the numerical model. The numerical model predicts that the intensity of turbulent mixing increases below $\sim 1000 \text{ m}$ depth toward the ocean bottom. Although propagating internal solitary-like waves and internal tidal beams are thought to be responsible for such bottom-intensified mixing, direct microstructure measurements throughout the deep ocean are indispensable for more detailed quantitative discussions.

5. Conclusion

Tidal mixing in the Indonesian Archipelago is thought to be one of the essential factors regulating the tropical atmospheric circulation and ITF water-mass transformation. However, the vertical diffusivity in the Indonesian Seas has been evaluated using simple models such as an advection-diffusion model and

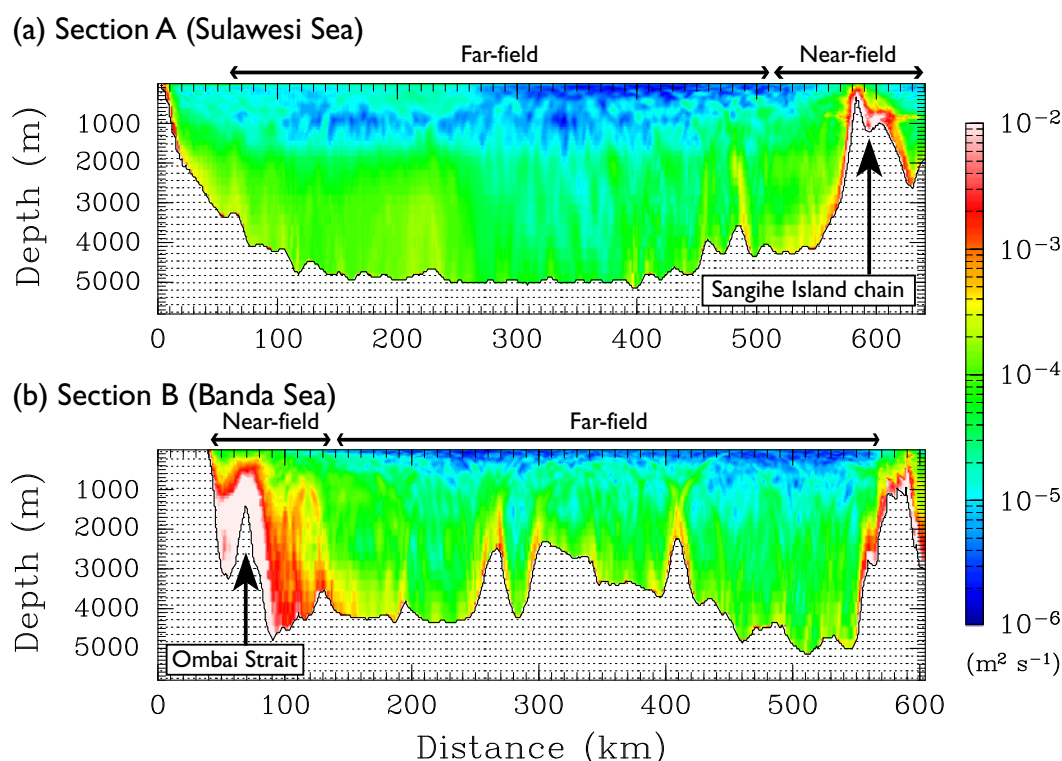


Figure 13. Cross-sectional distributions of the model-predicted vertical diffusivity in (a) the Sulawesi Sea and (b) the Banda Sea (along the lines A and B in Figure 6a, respectively).

parameterization. In the present study, to make a quantification of the vertical diffusivity in the Indonesian Archipelago, we have reproduced internal tides using a high resolution ($1/100^\circ$) three-dimensional primitive equation model with realistic tidal forcing and bathymetric features. The energetics of the calculated results has been examined in terms of the generation, propagation, and dissipation of internal tides. Special attention has been directed to the local dissipation efficiency q .

The numerical experiment has shown that M_2 internal tides are effectively generated over prominent topographic features such as the subsurface ridges in the Lifamatola, Manipa, Ombai, and Lombok Straits and the Sulu and Sangihe Island chains. The most energetic M_2 propagating internal tides have been found in the Seram, Sulawesi, and Banda Seas. It has been shown that the amount of energy subtracted from the barotropic tide and tidal potential within the Indonesian Archipelago reaches 125.2 GW. Approximately 70% (85.5 GW) of the energy in the M_2 barotropic tide incident on prominent topographic features is converted into M_2 internal tidal energy. Of the energy converted from barotropic to baroclinic tides, only $\sim 4\%$ (3.6 GW) radiates out of the domain with the majority of baroclinic energy ($\sim 96\%$, 82.6 GW) lost to dissipation within the domain. It is interesting to note that the dissipation of the internal tide energy originated from the generation sites of the Sulawesi Sea becomes more significant as it radiates away, since internal tides gradually evolve into solitary-like waves while increasing their horizontal wave numbers. Each internal solitary-like wave packet has been found to survive a long distance propagation up to the opposite side of the source region, but give up considerable amount of energy to dissipation during the course of propagation.

Although the local dissipation efficiency q has been assumed to be unity in the existing parameterization for the Indonesian Archipelago, we have found that it has an extremely nonuniform spatial distribution, suggesting the serious defect of the parameterization. It has been confirmed that, compared with the model-predicted values, the existing parameterization yields the same order of vertical diffusivity averaged within the Indonesian Archipelago, but significantly overestimated (or underestimated) vertical diffusivity in the near-field (or the far-field). This discrepancy is attributable to the fact that the effects of internal wave propagation are not adequately incorporated into the existing parameterization. The present study has

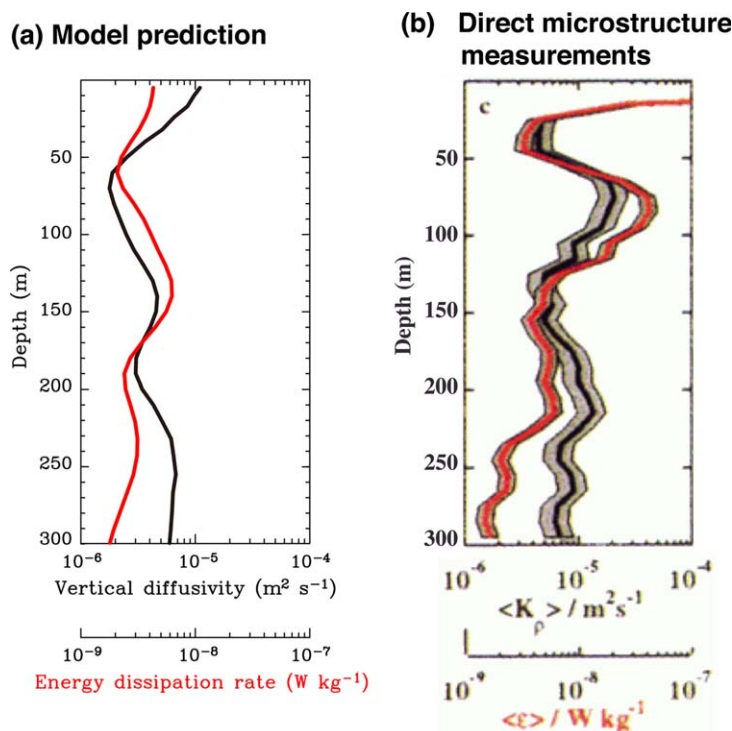


Figure 14. (a) The vertical profiles of the model-predicted dissipation rates (red line) and vertical diffusivities (black line) for a depth range of 0–300 m averaged within a region in the center of the Banda Sea ($128^{\circ}\text{E} \pm 0.08^{\circ}$, $6.5^{\circ}\text{S} \pm 0.08^{\circ}$). (b) As in Figure 14a but obtained from the direct microstructure measurements [from Alford *et al.*, 1999, Figure 2].

Indonesian Archipelago, spring-neap modulation of vertical mixing intensity [Field and Gordon, 1996; Sprintall *et al.*, 2003] and interactions between different tidal constituents [Robertson, 2011] should also be taken into account. These issues apart, the present study is a useful first step in adequately evaluating tidal mixing in the Indonesian Archipelago.

Appendix A: Sensitivity of Internal Tide Simulation to Viscosity

In order to examine the sensitivity of the calculated results to the horizontal and vertical viscosity coefficients, a set of numerical experiments (CTRL, A1–A4) are carried out for a localized area around the Sulawesi Sea ($117.6^{\circ}\text{E} - 128.0^{\circ}\text{E}$ and $0.4^{\circ}\text{N} - 8.0^{\circ}\text{N}$). For each experiment, we calculate each group of terms in the baroclinic energy equation (equation (6)) averaged over the final one tidal period and integrated within the domain. The results are summarized in Table A1.

In experiment A1, the horizontal viscosity coefficient is increased by a factor of 10. As a result, the baroclinic dissipation rate decreases by $\sim 20\%$, since the barotropic to baroclinic energy conversion rate decreases by $\sim 15\%$. Experiments A2–A4 show that each term does not change appreciably even when the horizontal viscosity coefficients are decreased by a factor of 10 or even when the vertical viscosity coefficients are increased

indicated the potential danger of using such parameterized vertical mixing in predicting the SST distribution as well as water-mass transformation in the Indonesian Seas.

Needless to say, there remain some problems to be investigated in the future. First, wind stress, the Indonesian Throughflow, and associated horizontally varying stratification must be considered for more detailed evaluation of vertical mixing in the Indonesian Archipelago. Second, the mechanism for the generation, propagation, and dissipation of solitary-like waves that are expected to contribute to the far-field mixing should be examined in more detail with a nonhydrostatic model. Third, since the other tidal constituents (S_2 , K_1 , O_1) are not negligible in the Indo-

Table A1. Each Group of Terms in the Baroclinic Energy Equation (6) Averaged Over the Final One Tidal Period and Integrated Within the Sulawesi Sea

Parameter	Tendency (GW)	Advection (GW)	Energy Flux Divergence (GW)	Conversion (GW)	Dissipation (GW)	Error (GW)
CTRL	0.7	0.0	3.7	−14.6	10.1	0.1
A1 ($A_H = 10 \times \text{CTRL}$)	0.3	0.0	2.9	−12.5	7.9	−1.4
A2 ($A_H = 0.1 \times \text{CTRL}$)	1.2	0.0	3.8	−15.5	10.9	0.4
A3 ($A_V = 10 \times \text{CTRL}$)	0.7	0.0	3.6	−14.4	10.1	0.1
A4 ($A_V = 0.1 \times \text{CTRL}$)	0.7	0.0	3.7	−14.7	10.0	0.3

(or decreased) by a factor of 10. This suggests that the calculated results are not significantly affected by the employed values of viscosity.

Appendix B: Energy Equations

We outline here the derivation of the barotropic and baroclinic energy equations presented in section 4. We first decompose the pressure into the free surface (P^s) and density perturbation (P^p) contributions such that

$$P = P^s + P^p = \rho_c g \eta + \int_z^\eta \rho' g dz'. \quad (B1)$$

We next decompose the pressure and velocity into barotropic and baroclinic parts as

$$P = P_{bt} + P_{bc} = P^s + P_{bt}^p + P_{bc}^p, \quad (B2)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{bt} + \mathbf{u}_{bc}, \quad (B3)$$

where $X_{bt} (= \int_{-H}^\eta X dz / D)$ and $X_{bc} (= X - X_{bt})$ denote the barotropic and baroclinic components of an arbitrary quantity X , respectively, and $D (= \eta + H)$ is the total water depth.

Using equations (1)–(4), one can derive the depth-integrated energy equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-H}^\eta (KE + APE) dz + \frac{1}{2} \rho_c g \eta^2 \right) + \int_{-H}^\eta \nabla_H \cdot (\mathbf{u} (KE + APE)) dz \\ + \nabla_H \cdot \int_{-H}^\eta \mathbf{u} P dz - \rho_c g \beta_0 \left(\xi \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla_H \cdot (\mathbf{u}_{bt} \xi D) \right) \\ + \int_{-H}^\eta (\epsilon_{visc} + \epsilon_{diff}) dz + \epsilon^{BD} = 0, \end{aligned} \quad (B4)$$

where KE and APE are the kinetic energy and the available potential energy associated with isopycnal displacements given by

$$KE = \frac{1}{2} \rho_c \mathbf{u}^2, \quad (B5)$$

$$APE = \frac{g^2 \rho'^2}{2 \rho_c N^2}, \quad (B6)$$

respectively, ϵ_{visc} and ϵ_{diff} are the energy dissipation rates caused by eddy viscosity and diffusivity given by

$$\epsilon_{visc} = \rho_c A_H \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \rho_c A_v \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (B7)$$

$$\epsilon_{diff} = K_H \frac{g^2}{\rho_c N^2} \left[\left(\frac{\partial \rho'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \rho'}{\partial y} \right)^2 \right] + K_v \frac{g^2}{\rho_c N^2} \left[\left(\frac{\partial \rho'}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial \rho'}{\partial z} \frac{d \rho_0}{dz} \right], \quad (B8)$$

respectively, ϵ^{BD} is the energy dissipation caused by bottom drag given by

$$\epsilon^{BD} = \rho_c C_d |\mathbf{u}| \mathbf{u}^2 \text{ at } z = -H. \quad (B9)$$

To obtain equation (B1), equations for the vertical velocity at the surface and bottom

$$w|_{z=\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{u}|_{z=\eta} \cdot \nabla_H \eta, \quad (B10)$$

$$w|_{z=-H} = \mathbf{u}|_{z=-H} \cdot \nabla_H (-H), \quad (B11)$$

have been used.

The barotropic energy equation (equation (5)) can be obtained by depth-averaging the momentum equation (equation (1)) and multiplying it by $\rho_c \mathbf{u}_{bt}$, and the baroclinic energy equation (equation (6)) can be

obtained by subtracting the barotropic energy equation from the total energy equation (equation (B4)), where KE_{bt} and KE_{bc} are barotropic and baroclinic kinetic energy given by

$$KE_{bt} = \frac{1}{2} \rho_c \mathbf{u}_{bt}^2, \quad KE_{bc} = \frac{1}{2} \rho_c \mathbf{u}_{bc}^2, \quad (B12)$$

respectively, w_{bt} is the vertical velocity associated with the barotropic flow given by

$$w_{bt} = \left(\frac{z+H}{\eta+H} \right) \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{u}_{bt} \cdot \nabla_H \eta \right) - \left(\frac{z-\eta}{\eta+H} \right) \mathbf{u}_{bt} \cdot \nabla_H (-H), \quad (B13)$$

ϵ_{bt}^{visc} and ϵ_{bc}^{visc} are the barotropic and baroclinic component of the energy dissipation rates caused by eddy viscosity given by

$$\int_{-H}^{\eta} \epsilon_{bt}^{visc} dz = -A_H \mathbf{u}_{bt} \cdot \left(\int_{-H}^{\eta} \nabla_H^2 \mathbf{u} dz \right) + A_V \mathbf{u}_{bt} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \Big|_{z=-H} \right), \quad (B14)$$

$$\int_{-H}^{\eta} \epsilon_{bc}^{visc} dz = \int_{-H}^{\eta} \epsilon_{bc}^{visc} dz - \int_{-H}^{\eta} \epsilon_{bt}^{visc} dz, \quad (B15)$$

respectively, ϵ_{bt}^{BD} and ϵ_{bc}^{BD} are the barotropic and baroclinic component of the energy dissipation caused by bottom drag given by

$$\epsilon_{bt}^{BD} = \rho_c C_d |\mathbf{u}| (u u_{bt} + v v_{bt}) \quad \text{at } z = -H, \quad (B16)$$

$$\epsilon_{bc}^{BD} = \rho_c C_d |\mathbf{u}| (u u_{bc} + v v_{bc}) \quad \text{at } z = -H, \quad (B17)$$

respectively [Kang and Fringer, 2012; Tanaka et al., 2013].

Acknowledgments

The bathymetric data were obtained from the General Bathymetric Chart of the Oceans (<http://www.gebco.net>), the coastline data from the Global Self-Consistent, Hierarchical, High-Resolution Shoreline database (<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/shorelines/gshhs.html>), the temperature and salinity profiles from the World Ocean Atlas 2009 (https://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA09/pr_woa09.html), the tide gauge data from the University of Hawaii Sea Level Center (<http://uhslc.soest.hawaii.edu>), the mooring data from the International Nusantara Stratification (INSTANT) program (<http://www.marine.csiro.au/~cow074/index.htm>), the barotropic tidal current velocity and surface elevation used for the boundary condition from the TPXO 7.2 global inverse tide model (<http://volkov.oce.orst.edu/tides/global.html>), and the TOPEX/POSEIDON crossover data used in Figure 3 were taken from Robertson and Ffield [2008]. Data used for producing the results herein may be requested by contacting the authors. The authors would like to express their gratitude to R. Robertson of the University of New South Wales for fruitful discussions, and to three anonymous reviewers for their invaluable comments. This work was supported by the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) KAKENHI Grant Number 26257208.

References

- Aiki, H., J. P. Matthews, and K. G. Lamb (2011), Modeling and energetics of tidally generated wave trains in the Lombok Strait: Impact of the Indonesian Throughflow, *J. Geophys. Res.*, **116**, C03023, doi:10.1029/2010JC006589.
- Alford, M. H., M. C. Gregg, and M. Ilyas (1999), Diapycnal mixing in the Banda Sea: Results of the first microstructure measurements in the Indonesian Throughflow, *Geophys. Res. Lett.*, **26**(17), 2741–2744.
- Carter, G. S., and M. A. Merrifield (2007), Open boundary conditions for regional tidal simulations, *Ocean Modell.*, **18**, 194–209, doi:10.1016/j.ocemod.2007.04.003.
- Carter, G. S., M. A. Merrifield, J. M. Becker, K. Katsumata, M. C. Gregg, D. S. Luther, M. D. Levine, T. J. Boyd, and Y. L. Firing (2008), Energetics of M_2 barotropic to baroclinic tidal conversion at the Hawaiian Islands, *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 2205–2223.
- Clement, A. C., R. Seager, and R. Murtugudde (2005), Why are there tropical warm pools?, *J. Clim.*, **18**, 5294–5311.
- Cummins, P. F., and L. Y. Oey (1997), Simulation of barotropic and baroclinic tides off northern British Columbia, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 762–781.
- Egbert, G. D., and S. Y. Erofeeva (2002), Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**, 183–204.
- Ffield, A., and A. L. Gordon (1992), Vertical mixing in the Indonesian thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 184–195.
- Ffield, A., and A. L. Gordon (1996), Tidal mixing signatures in the Indonesian Seas, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1924–1937.
- Gordon, A. L. (2005), Oceanography of the Indonesian Seas and their throughflow, *Oceanography*, **18**(4), 14–27.
- Iwamae, N., and T. Hibiya (2012), Numerical study of tide-induced mixing over rough bathymetry in the abyssal ocean, *J. Oceanogr.*, **68**, 195–203.
- Jackson, C. (2007), Internal wave detection using the moderate resolution imaging spectroradiometer (MODIS), *J. Geophys. Res.*, **112**, C11012, doi:10.1029/2007JC004220.
- Jochum, M., and J. Potemra (2008), Sensitivity of tropical rainfall to Banda Sea diffusivity in the community climate system model, *J. Clim.*, **21**, 6445–6454.
- Kang, D., and O. Fringer (2012), Energetics of barotropic and baroclinic tides in the Monterey Bay area, *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 272–290.
- Kantha, L. (1995), Barotropic tides in the global oceans from a nonlinear tidal model assimilating altimetric tides: 1. Model description and results, *J. Geophys. Res.*, **100**(C12), 25,283–25,308.
- Kartadikaria, A. R., Y. Miyazawa, S. M. Varlamov, and K. Nadaoka (2011), Ocean circulation for the Indonesian seas driven by tides and atmospheric forcings: Comparison to observational data, *J. Geophys. Res.*, **116**, C09009, doi:10.1029/2011JC007196.
- Kelly, S. M., J. D. Nash, and E. Kunze (2010), Internal-tide energy over topography, *J. Geophys. Res.*, **115**, C06014, doi:10.1029/2009JC005618.
- Kida, S., and S. Wijffels (2012), The impact of the Indonesian Throughflow and tidal mixing on the summertime sea surface temperature in the western Indonesian Seas, *J. Geophys. Res.*, **117**, C09007, doi:10.1029/2012JC008162.
- Koch-Larrouy, A., G. Madec, P. Bouruet-Aubertot, T. Gerkema, L. Bessieres, and R. Molcard (2007), On the transformation of Pacific Water into Indonesian Throughflow Water by internal tidal mixing, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L04604, doi:10.1029/2006GL028405.
- Koch-Larrouy, A., G. Madec, D. Iudicone, A. Atmadipoera, and R. Molcard (2008), Physical processes contributing to the water mass transformation of the Indonesian Throughflow, *Ocean Dyn.*, **58**, 275–288, doi:10.1007/s10236-008-0154-5.
- Koch-Larrouy, A., M. Lengaigne, P. Terray, G. Madec, and S. Masson (2010), Tidal mixing in the Indonesian Seas and its effect on the tropical climate system, *Clim. Dyn.*, **34**, 891–904, doi:10.1007/s00382-009-0642-4.
- Legg, S., and A. Adcroft (2003), Internal wave breaking at concave and convex continental slopes, *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 2224–2246.

- Legg, S., and K. M. H. Huijts (2006), Preliminary simulations of internal waves and mixing generated by finite amplitude tidal flow over isolated topography, *Deep Sea Res., Part II*, 53, 140–156.
- Marshall, J., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman, and C. Heisey (1997), A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers, *J. Geophys. Res.*, 102(C3), 5753–5766.
- Munk, W. H., and C. Wunsch (1998), Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing, *Deep Sea Res., Part I*, 45, 1977–2010.
- Neale, R., and J. Slingo (2003), The maritime continent and its role in the global climate: A GCM study, *J. Clim.*, 16, 834–848.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2001), Numerical study of the spatial distribution of the M_2 internal tide in the Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, 106(C10), 22,441–22,449.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2004), Three-dimensional numerical simulation of M_2 internal tides in the East China Sea, *J. Geophys. Res.*, 109, C04027, doi:10.1029/2003JC001923.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2014), Generation of baroclinic tide energy in a global three-dimensional numerical model with different spatial grid resolutions, *Ocean Modell.*, 80, 59–73, doi:10.1016/j.ocemod.2014.05.003.
- Osborn, T. R. (1980), Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 83–89.
- Robertson, R. (2011), Interactions between tides and other frequencies in the Indonesian Seas, *Ocean Dyn.*, 61, 69–88, doi:10.1007/s10236-010-0343-x.
- Robertson, R., and A. Ffield (2008), Baroclinic tides in the Indonesian Seas: Tidal fields and comparisons to observations, *J. Geophys. Res.*, 113, C07031, doi:10.1029/2007JC004677.
- Saenko, O. A., and W. J. Merrifield (2005), On the effect of topographically enhanced mixing on the global ocean circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 826–834.
- Schiller, A. (2004), Effects of explicit tidal forcing in an OGCM on the water-mass structure and circulation in the Indonesian throughflow region, *Ocean Modell.*, 6, 31–49, doi:10.1016/S1463-5003(02)00057-4.
- Sprintall, J., J. T. Potemra, S. L. Hautala, N. A. Bray, and W. W. Pandoe (2003), Temperature and salinity variability in the exit passages of the Indonesian Throughflow, *Deep Sea Res., Part II*, 50, 2183–2204.
- St. Laurent, L. C., H. L. Simmons, and S. R. Jayne (2002), Estimating tidally driven mixing in the deep ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 29(23), 2106, doi:10.1029/2002GL015633.
- Tanaka, T., I. Yasuda, Y. Tanaka, and G. S. Carter (2013), Numerical study on tidal mixing along the shelf break in the Green Belt in the south-eastern Bering Sea, *J. Geophys. Res.*, 118, 6525–6542, doi:10.1002/2013JC009113.
- Tanaka, Y., T. Hibiya, Y. Niwa, and N. Iwamae (2010), Numerical study of K_1 internal tides in the Kuril straits, *J. Geophys. Res.*, 115, C09016, doi:10.1029/2009JC005903.
- Tomczak, M., and J. S. Godfrey (2003), *Regional Oceanography: An Introduction*, 391 pp., Elsevier, Oxford, U. K.
- Wessel, P., and W. H. F. Smith (1996), A global self-consistent, hierarchical, high-resolution shoreline database, *J. Geophys. Res.*, 101(B4), 8741–8743.
- Zilberman, N. V., J. M. Becker, M. A. Merrifield, and G. S. Carter (2009), Model estimates of M_2 internal tide generation over Mid-Atlantic Ridge topography, *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 2635–2651.

Frequency-Based Correction of Finescale Parameterization of Turbulent Dissipation in the Deep Ocean

TAKASHI IJICHI AND TOSHIYUKI HIBIYA

Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, University of Tokyo, Tokyo, Japan

(Manuscript received 12 February 2015, in final form 29 May 2015)

ABSTRACT

Among the existing finescale parameterizations of turbulent dissipation rates, the Gregg–Henyey–Polzin (GHP) parameterization is thought to produce the most accurate estimates of turbulent dissipation rates since it takes into account distortions from the Garrett–Munk (GM) spectrum using the shear/strain ratio R_ω . The GHP parameterization, however, applies the single-wave approximation to infer turbulent dissipation rates in broadband internal wave spectra with a multiplication factor up to 3, so as to adjust the predicted value at $R_\omega = 3$ to the theoretical value for the GM spectrum. Because of this multiplication, the GHP parameterization overestimates the dissipation rates for $R_\omega \gg 3$. This study explores the possibility of further improvements of the GHP parameterization and reformulates the parameterization to make it applicable to both 1) a narrowband frequency spectrum characterized by a prominent near-inertial peak ($R_\omega \gg 3$) and 2) a broadband frequency spectrum like the GM ($R_\omega \sim 3$). Furthermore, the performance of the modified parameterization is assessed in comparison with the GHP parameterization using the available microstructure data obtained near prominent topographic features in the North Pacific.

1. Introduction

Turbulent mixing plays an important role in controlling the global overturning circulation in the ocean because it provides the dominant contribution to the downward diffusion of heat required to balance the upward advection of cold deep water (Munk and Wunsch 1998). Over the last two decades, it has been shown that the intensity of turbulent mixing is not uniform but strongly varies geographically. Actually, turbulent mixing in the global ocean is thought to be dominated by breaking of tidally generated high-mode internal waves over topographic features (boundary mixing; e.g., van Haren et al. 2015). On the other hand, tidally generated low-mode internal waves surviving such boundary mixing processes can propagate long distances away from the source regions while inducing locally enhanced mixing in the interior ocean (interior mixing) by cascading their energy to small scales through nonlinear interactions with the ambient internal wave fields (e.g., Hibiya et al. 2007; MacKinnon et al. 2013). Since the pattern and magnitude of the numerically

obtained meridional overturning circulation strongly depend on the distribution and intensity of turbulent mixing (e.g., Tsujino et al. 2000; Jayne 2009), mapping the intensity of turbulent mixing throughout the deep ocean is indispensable for accurate prediction of the global overturning circulation. However, direct microstructure measurements in the deep ocean are extremely limited since they take several hours and require specialized instrumentation. To overcome these difficulties, accurate parameterizations of turbulent mixing are sorely needed.

Henyey et al. (1986, hereafter HWF) used an eikonal (ray tracing) approach to predict the rate of energy transfer through the deep-ocean internal wave spectrum toward dissipation scales, $\varepsilon = \langle (dE/dm)(dm/dt) \rangle$, where dE/dm is the vertical wavenumber spectrum of the background energy density, dm/dt is the Doppler shifting of test waves, and the angle bracket is an average over the space–time scales of the internal wave field. Based on this HWF model, there are several parameterizations (Gregg 1989; Wijesekera et al. 1993) that infer turbulent dissipation rates in terms of $O(10\text{--}100\text{ m})$ finescale internal wave shear or strain variances. In these parameterizations, the local internal wave field is assumed to vary its energy level while maintaining the same spectral shape as the Garrett–Munk (GM) wave field (Garrett and Munk 1975). Near mixing hotspots (localized regions of intense

Corresponding author address: Takashi Ijichi, Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan.
E-mail: ijichi@eps.s.u-tokyo.ac.jp

turbulent mixing), however, internal wave spectra are generally distorted from the GM frequency spectrum. Polzin et al. (1995) introduced R_ω defined as the ratio of horizontal kinetic and potential energies (KE/PE) (or the ratio of shear and strain variances) to crudely measure such spectral distortion and applied a frequency-based correction to the HWF model. Furthermore, the latitudinal dependence of the HWF model was also taken into account by Gregg et al. (2003) to yield the Gregg–Henyey–Polzin (GHP) parameterization. Actually, the GHP parameterization significantly improved the biased estimates of dissipation rates by shear-based and strain-based parameterizations (Hibiya et al. 2012).

In the frequency-based correction mentioned above, however, the single-wave approximation is assumed to infer turbulent dissipation rates in broadband internal wave spectra with a multiplication factor up to 3, so as to adjust the predicted value at $R_\omega = 3$ to the theoretical value for the GM spectrum. Comparing the dissipation rates inferred using the frequency-based correction and calculated from the HWF model for various frequency spectra, Polzin et al. (1995) pointed out that the correction still yields biased estimates when the local internal wave spectrum is significantly distorted from the GM frequency spectrum.

In this study, first, we revisit the derivation of the frequency-based correction of the GHP parameterization to explicitly point out the flaws mentioned above (section 2a). We next explore a new frequency-based correction on the finescale parameterization to resolve these flaws (section 2b). Although the number of available microstructure profiles is not sufficient to make a general statement about the accuracy of the modification to the parameterization, we also examine whether the observed microstructure data are consistent with the modified finescale parameterization (sections 3 and 4).

2. Finescale parameterizations

a. GHP parameterization

Based on both finescale shear $\langle U_z^2 \rangle$ and strain $\langle \xi_z^2 \rangle$ variances, the GHP parameterization predicts turbulent dissipation rates ε such that

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\langle U_z^2 \rangle^2}{\langle U_z^2 \rangle_{\text{GM}}^2} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{f}{f_0} h(R_\omega, N/f), \quad (1)$$

where

$$R_\omega = \frac{\langle U_z^2 \rangle}{N^2 \langle \xi_z^2 \rangle} = \frac{\text{KE}}{\text{PE}}, \quad (2)$$

$$h(R_\omega, N/f) = \frac{1 + 1/R_\omega}{4/3} \frac{\cosh^{-1}(N/f)}{\cosh^{-1}(N_0/f_0)} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}, \quad (3)$$

where $\langle U_z^2 \rangle_{\text{GM}}$ is the shear variance for the GM spectrum, N is the local buoyancy frequency, f is the local inertial frequency, $\varepsilon_0 = 6.73 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$, $N_0 = 5.24 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, and $f_0 = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Gregg et al. 2003). Note that, in terms of R_ω , we can crudely take into account the effect of the distortion of the frequency spectrum from the GM model on the total energy of the distorted internal wave field $\langle dE/dm \rangle$ as well as on the Doppler shifting of test waves by the background distorted internal wave field $\langle dm/dt \rangle$ in the HWF model (Polzin et al. 1995, 2014).

The most concerning issue here is the way to incorporate the effect of the spectral distortion into the estimate of the Doppler shifting $\langle dm/dt \rangle$ in terms of R_ω . From a simple eikonal equation with the dispersion relation for linear internal waves, the frequency dependence of the Doppler shifting μ is given by

$$\begin{aligned} \mu_{\text{HWF}} &= \frac{N}{f} \int_f^N \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \frac{dE}{d\omega} d\omega \bigg/ \int_f^N \frac{dE}{d\omega} d\omega \\ &= \frac{N}{f} \int_f^N \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \Omega(\omega) d\omega, \end{aligned} \quad (4)$$

where $dE/d\omega$ is the frequency spectrum of the energy density with $\Omega(\omega)$ as its normalization. The original HWF model (4) indicates that knowledge about the normalized frequency spectrum $\Omega(\omega)$ is a prerequisite to estimate the exact value of μ . Following Polzin et al. (1995), therefore, we assume $\Omega(\omega)$ expressed in the form

$$\Omega(\omega) = c\omega^{-p}(1 - f^2/\omega^2)^{-s}, \quad (5)$$

where p and s are the parameters associated with spectral distortions, and c is the normalization constant ($p = 2$, $s = 0.5$, and $c = 2\pi^{-1}f$ for the GM model). Note that the value of R_ω can also be given by

$$R_\omega = \int_f^N \left(1 + \frac{f^2}{\omega^2}\right) \Omega(\omega) d\omega \bigg/ \int_f^N \left(1 - \frac{f^2}{\omega^2}\right) \Omega(\omega) d\omega. \quad (6)$$

The R_ω dependence of μ_{HWF} is obtained as shown in Fig. 1 by changing the values of p for $s = 0$ (green line), $s = 0.3$ (light blue line), $s = 0.5$ (blue line), $s = 0.7$ (light red line), and $s = 0.8$ (red line). From Fig. 1, we find that the values of μ_{HWF} for $R_\omega \sim O(1)$ vary widely as demonstrated by the large differences between the colored lines. This reflects the fact that the distortion of the broadband frequency spectrum $\Omega(\omega)$ cannot be measured only in terms of R_ω .

In contrast, such large differences between the colored lines are never found for $R_\omega \sim O(10)$. Since the local internal wave spectrum with $R_\omega \sim O(10)$ is characterized as a narrowband frequency spectrum with a

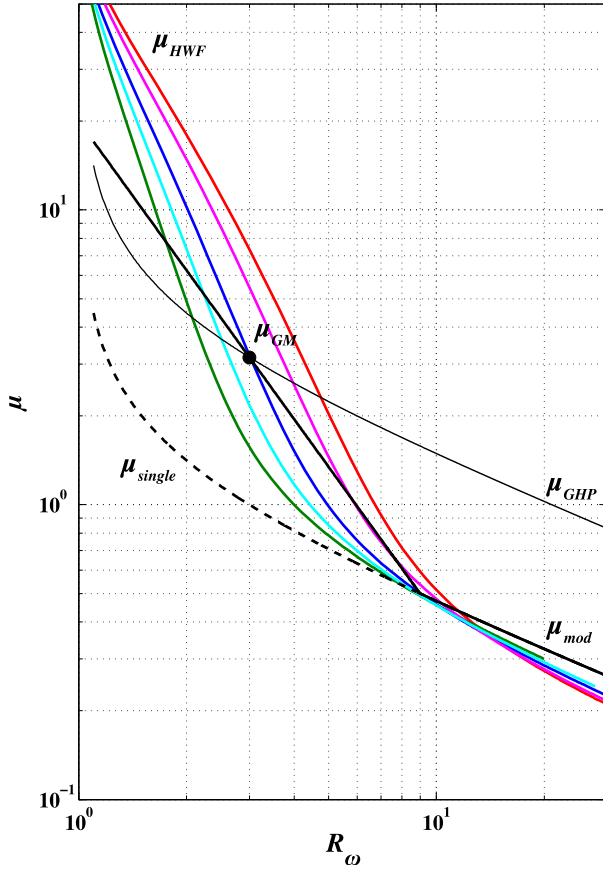


FIG. 1. The R_ω dependence of μ with $N/f = N_0/f_0$. The colored lines represent the R_ω dependence of μ_{HWF} [(4)] weighted by the frequency spectra [(5)] with various values of p for $s = 0$ (green line), $s = 0.3$ (light blue line), $s = 0.5$ (blue line), $s = 0.7$ (light red line), and $s = 0.8$ (red line). The black dashed line shows μ_{single} [(8)], whereas the thin black line shows μ_{GHP} [(9)] with the bullet corresponding to the GM spectrum. The thick black line shows μ_{mod} [(10)] obtained in this study.

prominent near-inertial peak (Fig. 2a), we can employ a single-wave approximation in estimating μ_{HWF} . In this case, R_ω and the wave frequency ω are mutually related by

$$R_\omega = \frac{(N^2 - \omega^2)(\omega^2 + f^2)}{N^2(\omega^2 - f^2)} \simeq \frac{\omega^2 + f^2}{\omega^2 - f^2}, \quad (7)$$

so that μ_{HWF} can be expressed in terms of R_ω as

$$\mu_{\text{single}} = \frac{N}{f} \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \simeq \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}, \quad (8)$$

where the hydrostatic approximation ($N \gg \omega$) is employed. The R_ω dependence of μ_{single} is shown by the black dashed line in Fig. 1, where we can see that μ_{single} almost coincides with μ_{HWF} beyond $R_\omega \sim 10$.

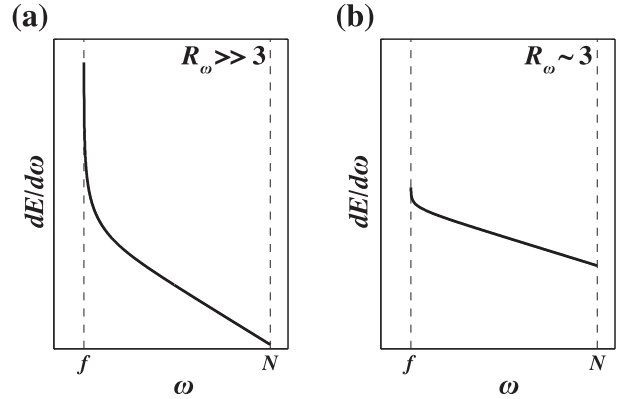


FIG. 2. Schematics showing (a) a narrowband frequency spectrum characterized by a prominent near-inertial peak ($R_\omega \gg 3$) and (b) a broadband frequency spectrum like the GM ($R_\omega \sim 3$).

Although the single-wave approximation is not applicable to a broadband frequency spectrum with $R_\omega \sim O(1)$ (Fig. 2b) as pointed out by Polzin et al. (1995), the GHP parameterization applies the relationship (7) to all the values of R_ω . As a result, while the GM prescription requires $\mu_{\text{GM}} = 2\pi^{-1} \cosh^{-1}(N/f)$ at $R_\omega = 3$ (see the bullet in Fig. 1), substituting $R_\omega = 3$ into (8) yields $\mu_{\text{single}} = 1$ (see the dashed line in Fig. 1). Resolving this discrepancy by simply multiplying μ_{single} by μ_{GM} for all the values of R_ω , the GHP parameterization employs

$$\mu_{\text{GHP}} = \mu_{\text{GM}} \mu_{\text{single}} = \frac{2}{\pi} \cosh^{-1}\left(\frac{N}{f}\right) \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}, \quad (9)$$

which is further normalized by the GM prescription with $N = N_0$ and $f = f_0$ to yield (3).

The R_ω dependence of μ_{GHP} is shown by the thin black line in Fig. 1, where we find that μ_{GHP} overestimates μ_{HWF} for $R_\omega \sim O(10)$ by a factor of $\mu_{\text{GM}} \sim 3$. In addition, compared with μ_{HWF} , μ_{GHP} shows a weaker R_ω dependence for $R_\omega \sim O(1)$. The GHP parameterization is thus thought to yield a biased estimate of turbulent dissipation rates due to the single-wave approximation.

b. Frequency-based correction on the GHP parameterization

One possible way to resolve these flaws is to introduce the threshold value of R_ω ($R_c \sim 10$), which separates 1) the internal wave field with a narrowband frequency spectrum characterized by a prominent near-inertial peak ($R_\omega > R_c$; see Fig. 2a) and 2) the internal wave field with a broadband frequency spectrum like the GM ($R_\omega < R_c$; see Fig. 2b). As mentioned already, for case 1, μ should be estimated from (8) based on the single-wave approximation. For case 2, on the other hand, some empirical relationship between μ and R_ω must be assumed because

the actual shape of the broadband frequency spectrum cannot be specified only in terms of R_ω . Here, the power-law relationship between μ and R_ω is assumed as the simplest way to simulate the R_ω dependence of μ_{HWF} stronger than that of μ_{GHP} (see Fig. 1). Thus, μ can be expressed in the form

$$\mu_{\text{mod}} = \begin{cases} L_1 R_\omega^{-L_2} & (R_\omega < R_c) \\ \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}} & (R_\omega > R_c) \end{cases}, \quad (10)$$

where L_1 and L_2 are variables independent of R_ω . In this formulation, μ must be continuous at $R_\omega = R_c$, so that

$$L_1 R_c^{-L_2} = \sqrt{\frac{2}{R_c - 1}}. \quad (11)$$

Following the existing finescale parameterizations, we assume that the internal wave field with $R_\omega = 3$ is described by the GM model, so that

$$\begin{aligned} L_1 3^{-L_2} &= \mu_{\text{GM}} \\ &= \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

The values of L_1 and L_2 can be obtained from (11) and (12) once the value of R_c is determined. To make the relationship of L_1 or L_2 to μ_{GM} as neat as possible, we choose $R_c = 9$, so that

$$L_1 = 2\mu_{\text{GM}}^2 \quad \text{and} \quad L_2 = \log_3(2\mu_{\text{GM}}). \quad (13)$$

The thick black line in Fig. 1 shows the R_ω dependence of μ_{mod} , which is found to be much closer to that of μ_{HWF} ; in other words, μ_{mod} follows μ_{single} for $R_\omega \sim O(10)$ and exhibits a somewhat stronger R_ω dependence for $R_\omega \sim O(1)$. Introducing the new frequency-based correction of μ normalized by the GM prescription with $N = N_0$ and $f = f_0$, we modify the factor $h(R_\omega, N/f)$ in the GHP parameterization (1) such that

$$h_{\text{mod}}(R_\omega, N/f) = \begin{cases} \frac{1 + 1/R_\omega}{4/3} \frac{L_1}{L_0} R_\omega^{-L_2} & (R_\omega < R_c = 9) \\ \frac{1 + 1/R_\omega}{4/3} \frac{1}{L_0} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}} & (R_\omega > R_c = 9) \end{cases}, \quad (14)$$

where $L_0 = 2\pi^{-1} \cosh^{-1}(N_0/f_0)$.

Although this modified version is expected to improve a possible bias in the GHP parameterization, its applicability to the real ocean remains uncertain. We

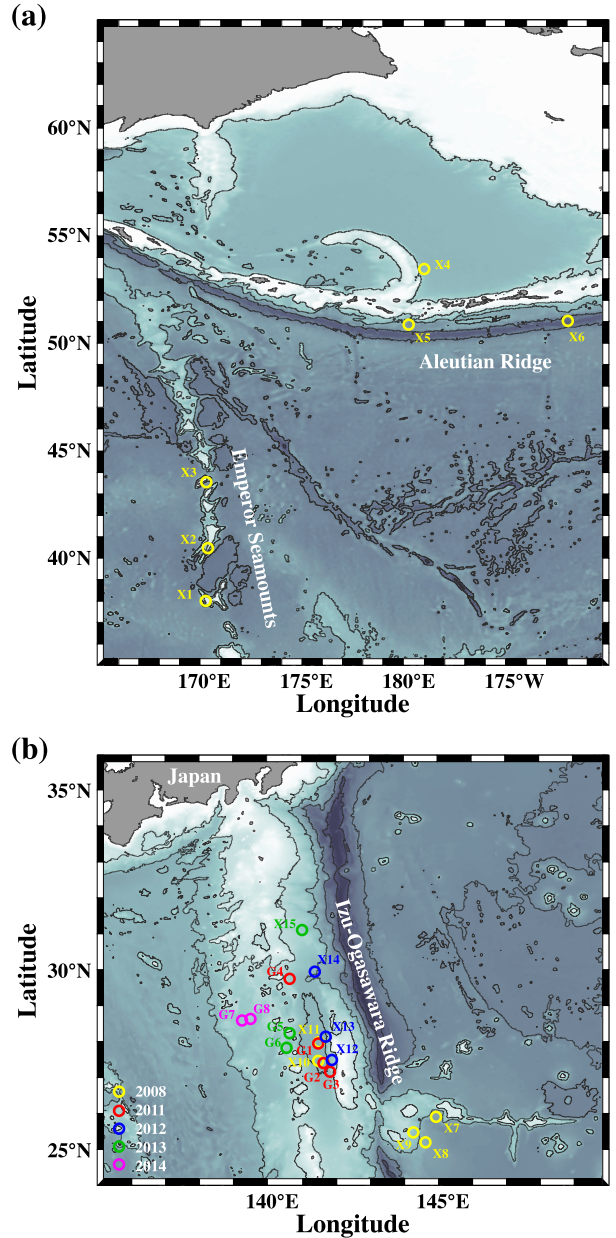


FIG. 3. Locations of the field observations (a) in the central North Pacific and (b) near the Izu-Ogasawara Ridge superposed on the bathymetric contours. Contour interval is 2000 m. Station number is colored according to the year of each observation.

assess below the performance of the modified parameterization in comparison with the GHP parameterization using the available microstructure data obtained near prominent topographic features in the North Pacific.

3. Field observations and data analysis

Field observations were carried out at various locations (G1–G8 and X1–X15) shown in Fig. 3 during

cruises of the Training Vessel (T/V) *Oshoro-Maru* of Hokkaido University (June and November 2008, December 2011) and the T/V *Shinyo-Maru* of Tokyo University of Marine Science and Technology (October 2012, October 2013, December 2014). Note that we carried out field observations mainly near the Izu–Ogasawara Ridge because this area is one of the most significant generators of semidiurnal internal tides (Niwa and Hibiya 2001) and enhanced turbulent mixing was expected (Nagasawa et al. 2007). The internal wave field here is also thought to be significantly distorted from the GM (Hibiya et al. 2012).

During the cruises in December 2011, October 2013, and December 2014, the free-fall vertical microstructure profiler VMP-5500 (manufactured by Rockland Scientific Inc.) equipped with a geoelectromagnetic current meter (GEMC) and a Sea-Bird Electronics conductivity–temperature–depth (CTD) profiler was deployed at eight locations near the Izu–Ogasawara Ridge (G1–G4 in December 2011, G5–G6 in October 2013, G7–G8 in December 2014). While falling down to the maximum depth of ~ 4100 m at a speed of ~ 0.6 m s $^{-1}$, VMP-5500 profiled microscale velocity shear and temperature data at a rate of 512 Hz as well as GEMC and CTD data at a rate of 32 Hz. At G7 and G8, these measurements were carried out twice. During the other cruises, expendable current profilers (XCPs) were used instead of GEMC to obtain velocity finestructure from the sea surface down to ~ 1600 -m depth, which were deployed almost simultaneously with VMP-5500 equipped with CTD at three locations near the Emperor Seamounts (X1–X3 in June 2008), three locations near the Aleutian Ridge (X4–X6 in June 2008), and nine locations near the Izu–Ogasawara Ridge (X7–X11 in November 2008, X12–X14 in October 2012, X15 in October 2013).

The finescale parameterizations were applied to 400-m depth bins with a 50% overlap, starting from a depth of 400 m. For each depth bin, the shear spectrum normalized by the squared buoyancy frequency and strain spectrum were calculated (see the appendix for more details). Because a Hanning window of the bin length was applied to the velocity and strain before Fourier transformation, the obtained spectra were compensated for the loss of variance by windowing. The two profiles at each G7 and G8 were averaged to smooth the buoyancy-normalized shear spectrum and the strain spectrum. At the other locations, only a single profile was obtained, so that the spectra for the three consecutive depth bins were averaged. Examples of the buoyancy-normalized shear spectra are displayed in Fig. 4. We can see that the vertical wavenumber at which each shear spectrum starts to roll off moves

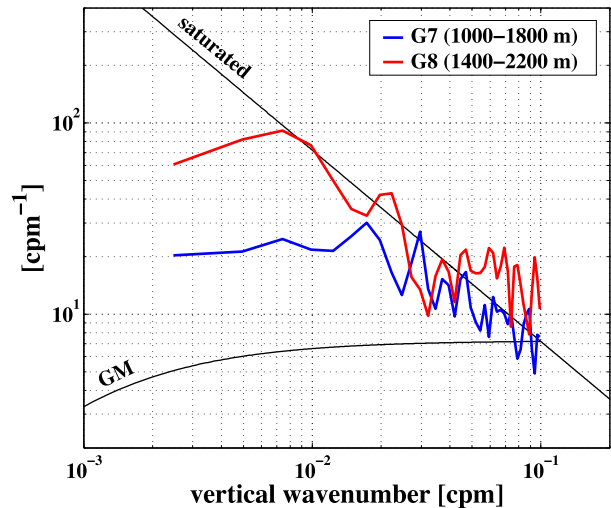


FIG. 4. Examples of buoyancy-normalized shear spectra. The black lines show the corresponding GM spectrum and the saturation spectrum.

toward lower wavenumbers as the spectral energy level increases, consistent with the results from previous field observations (Gregg et al. 1993). To avoid this roll-off contamination in shear variance, the integration range of the buoyancy-normalized shear spectrum was confined to $\langle U_z^2 \rangle / N^2 \leq 0.66$, where 0.66 is the corresponding GM value integrated up to 0.1 cpm as suggested by Gargett (1990) and Gregg et al. (2003). If the upper vertical wavenumber of the integration range was less than 0.01 cpm, then the integration range was extended up to 0.01 cpm to reduce sampling errors. Instrument noise, such as peaks at wavenumbers higher than 0.04 cpm for XCP, was also excluded from the integration range (see the appendix for more details). The obtained shear variance $\langle U_z^2 \rangle$ was normalized by the corresponding GM shear variance $\langle U_z^2 \rangle_{GM} = 6.6N^2 m_u$, where $6.6N^2$ is the mean shear level of the GM spectrum and m_u is the upper vertical wavenumber of the integration range. Following Polzin et al. (2014), the strain spectrum was integrated over the same vertical wavenumber band as for the corresponding shear spectrum to estimate R_ω [(2)]. Substituting these variables into (1) with (3) or (14), we estimated the turbulent dissipation rate for each depth bin, which was then compared with directly observed ε_{obs} .

4. Observational results and discussions

Before assessing the performance of the modified parameterization, we examine a scatterplot of R_ω versus the finescale internal wave energy normalized by the corresponding GM value defined by

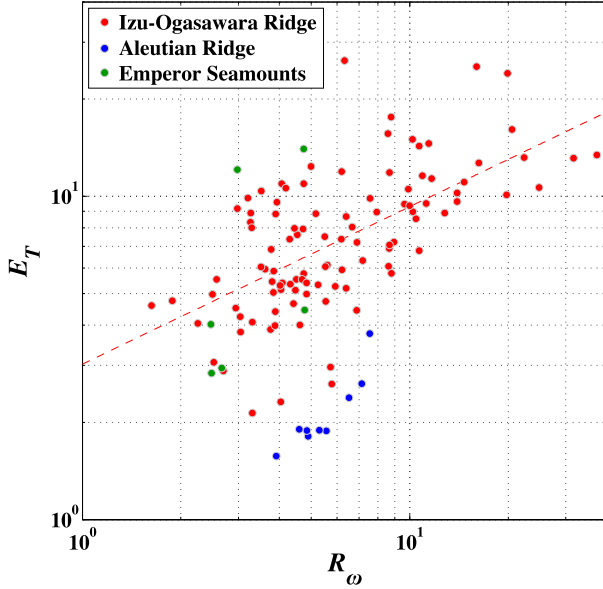


FIG. 5. A scatterplot of R_ω vs E_T for each observation area. The red dashed line shows the least squares exponential fitting to the data obtained near the Izu–Ogasawara Ridge.

$$E_T = \frac{\langle U_z^2 \rangle + N^2 \langle \xi_z^2 \rangle}{\langle U_z^2 \rangle_{GM} + N^2 \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}},$$

$$= \frac{\langle U_z^2 \rangle}{\langle U_z^2 \rangle_{GM}} \frac{1 + 1/R_\omega}{1 + 1/3}. \quad (15)$$

As shown in Fig. 5, the values of E_T near the Izu–Ogasawara Ridge are much larger than those near the

Aleutian Ridge and are positively correlated with the values of R_ω (the correlation coefficient is 0.54, well above the 99% confidence level). This is consistent with the results from previous numerical and field studies (Hibiya et al. 2002, 2007; Hibiya and Nagasawa 2004; Furuichi et al. 2005) that, at latitudes 20°–30°, parametric subharmonic instabilities (PSI) efficiently transfer energy from the low vertical wavenumber semidiurnal tides to the high vertical wavenumber near-inertial frequency internal waves. Although data sampling is not enough to clarify the characteristics of the local internal wave fields, the internal wave spectra are found to be biased toward higher frequencies near the Emperor Seamounts (large E_T and small R_ω). Possible explanations are that high-frequency internal waves are generated by tidal interactions with features on the ocean floor.

We assess the performance of the modified parameterization ε_{mod} [see (1) and (14)] in comparison with that of the GHP parameterization ε_{GHP} [see (1) and (3)]. Scatterplots of ε_{GHP} and ε_{mod} versus the directly observed dissipation rates averaged over the corresponding depth bins $\langle \varepsilon_{\text{obs}} \rangle$ are shown in Fig. 6. We can see that ε_{GHP} and ε_{mod} both overestimate $\langle \varepsilon_{\text{obs}} \rangle$ by a factor of 3 even for $R_\omega < 4$, suggesting that the dissipation coefficient ε_0 in (1) should be reduced from the conventional value $6.73 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ down to $2.24 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ as already mentioned by Hibiya et al. (2012). Since the exact reason for this smaller value of ε_0 remains unknown, no more details about this point will be discussed here, and

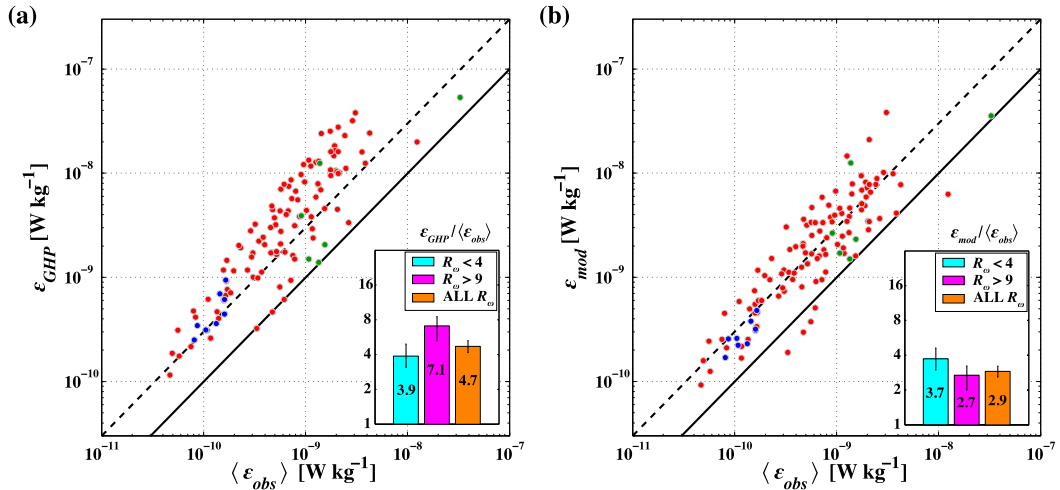


FIG. 6. Scatterplots of $\langle \varepsilon_{\text{obs}} \rangle$ vs (a) ε_{GHP} and (b) ε_{mod} . For the color of each plot, see Fig. 5. The thick solid line in each panel denotes the agreement between the parameterized and observed dissipation rates. The dashed line in each panel denotes the agreement between the parameterized and observed dissipation rates, but the conventional dissipation coefficient $\varepsilon_0 = 6.73 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ is replaced by $\varepsilon_0 = 2.24 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$. The bar graph inserted into each panel shows the geometric averaged ratio of the dissipation rates inferred from each parameterization to those directly observed for $R_\omega < 4$ (light blue), for $R_\omega > 9$ (pink), and for all the values of R_ω (orange). Error bars show the 95% confidence intervals calculated by applying the bootstrap method.

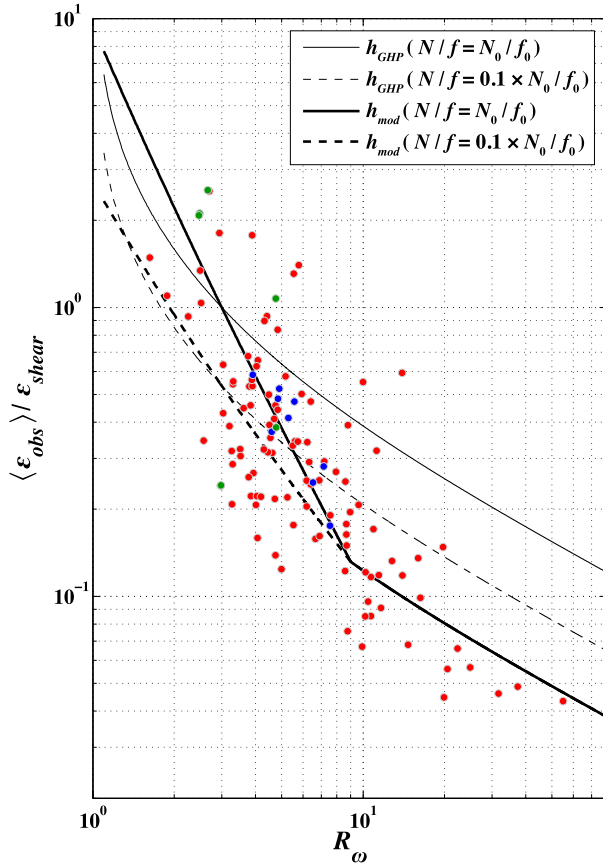


FIG. 7. A scatterplot of R_{ω} vs $\langle \epsilon_{obs} \rangle / \epsilon_{shear}$, where ϵ_{shear} is given by (1) with $\epsilon_0 = 2.24 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ and $h(R_{\omega}, N/f) = 1$. For the color of each plot, see Fig. 5. The thin solid (dashed) line corresponds to h_{GHP} [(3)] with $N/f = N_0/f_0$ ($N/f = 0.1 \times N_0/f_0$). The thick solid (dashed) line corresponds to h_{mod} [(14)] with $N/f = N_0/f_0$ ($N/f = 0.1 \times N_0/f_0$).

we focus on the R_{ω} dependence of $\langle \epsilon_{obs} \rangle$ with its effect on the modified parameterization.

The R_{ω} dependence of $\langle \epsilon_{obs} \rangle / \epsilon_{shear}$ is shown in Fig. 7, where ϵ_{shear} is given by (1) with $\epsilon_0 = 2.24 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ and $h(R_{\omega}, N/f) = 1$. This indicates that $\langle \epsilon_{obs} \rangle / \epsilon_{shear}$ is more accurately described by h_{mod} [(14)] rather than by h_{GHP} [(3)]; in other words, $\langle \epsilon_{obs} \rangle / \epsilon_{shear}$ follows the single-wave formulation for $R_{\omega} \sim O(10)$ and exhibits a somewhat stronger R_{ω} dependence for $R_{\omega} \sim O(1)$. Near the Izu–Ogasawara Ridge where PSI causes $R_{\omega} > 9$, in particular, ϵ_{GHP} reaches about 2.4 times the geometric average of $\langle \epsilon_{obs} \rangle$ (Fig. 8a). Such a discrepancy, however, is much reduced by employing the modified parameterization, so that ϵ_{mod} becomes nearly equal to the geometric average of $\langle \epsilon_{obs} \rangle$ for all the values of R_{ω} (Fig. 8b).

Finally, a couple of examples of the application of the modified parameterization to realistic situations are shown in Fig. 9. While the GHP parameterization (green

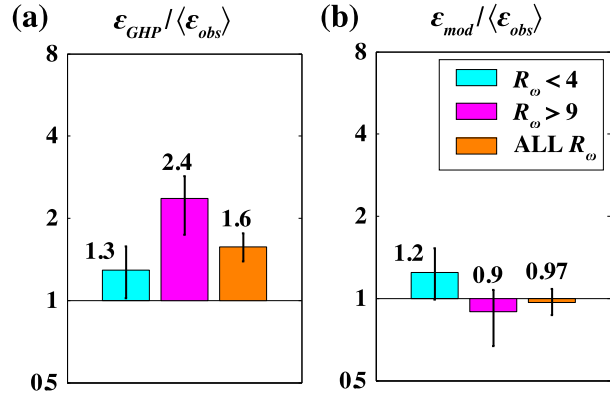


FIG. 8. (a) The geometric average of $\epsilon_{GHP} / \langle \epsilon_{obs} \rangle$ for $R_{\omega} < 4$ (light blue), for $R_{\omega} > 9$ (pink), and for all the values of R_{ω} (orange). Error bars show the 95% confidence intervals calculated by applying the bootstrap method. (b) As in (a), but for $\epsilon_{mod} / \langle \epsilon_{obs} \rangle$. Note that ϵ_{GHP} and ϵ_{mod} are estimated using $\epsilon_0 = 2.24 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$.

lines) tends to overestimate the turbulent dissipation rates especially at their local maxima, we can find that such discrepancies are largely resolved by using the modified parameterization (blue lines). Although the modification to the finescale parameterization should be tested over much more diverse environments, the available microstructure data, at least, are thus more consistent with the modified finescale parameterization rather than with the GHP parameterization.

5. Conclusions

Among the existing finescale parameterizations of turbulent dissipation rates, the Gregg–Henyey–Polzin (GHP) parameterization is thought to produce the most accurate estimates of turbulent dissipation rates since it takes into account the distortions from the Garrett–Munk (GM) spectrum using the shear/strain ratio R_{ω} . The GHP parameterization, however, applies the single-wave approximation to infer turbulent dissipation rates in broadband internal wave spectra with a multiplication factor up to 3, so as to adjust the predicted value at $R_{\omega} = 3$ to the theoretical value for the GM. Because of this multiplication, the GHP parameterization overestimates the dissipation rates for $R_{\omega} \gg 3$. In this study, revisiting the derivation of this frequency-based correction, we have explored the possibility of further improvements of the GHP parameterization and reformulated the parameterization to make it applicable to both 1) a narrow-band frequency spectrum characterized by a prominent near-inertial peak ($R_{\omega} \gg 3$) and 2) a broadband frequency spectrum like the GM ($R_{\omega} \sim 3$).

Unfortunately, since the field observations are carried out only over seamounts and ridges, and not over the abyss nor over any other region, the observed internal

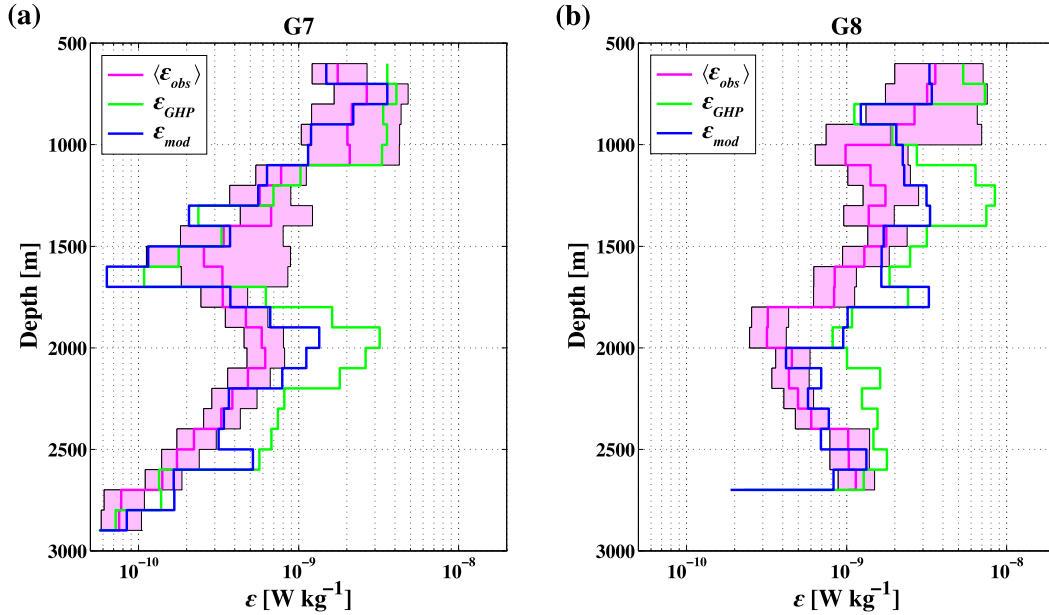


FIG. 9. Sample vertical profiles of $\langle \varepsilon_{\text{obs}} \rangle$ (pink), ε_{GHP} (green), and ε_{mod} (blue) at (a) G7 and (b) G8 (for the locations, see Fig. 3). Note that ε_{GHP} and ε_{mod} are estimated using $\varepsilon_0 = 2.24 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$. Shaded areas show the 95% confidence intervals of $\langle \varepsilon_{\text{obs}} \rangle$, calculated by applying the bootstrap method.

wave fields are not different enough from each other to assess the validity of the modified finescale parameterization. Nevertheless, by employing the modified parameterization, discrepancies between the predicted and observed dissipation rates have been successfully reduced for the internal wave field biased toward lower frequencies ($R_w \gg 3$).

Needless to say, several problems remain to be studied in the future. For example, our observational results suggest that the dissipation coefficient of the modified parameterization should be smaller than the conventional value, but the exact reason for this remains to be clarified through a wide range of field observations. Also note that the modified parameterization in this study is based on wave–wave interaction theories and cannot be applied to, for example, the Southern Ocean, an area characterized by the existence of the Antarctic Circumpolar Current (ACC). Considering the predominance of high-frequency lee waves generated by the ACC impinging on features on the ocean floor (Waterman et al. 2013; Sheen et al. 2013), a new finescale parameterization that also takes into account wave–mean flow interactions is absolutely necessary.

Acknowledgments. The authors would like to express their gratitude to the captains and the officers and crew of the T/V *Oshoro-Maru* of the Faculty of Fisheries of Hokkaido University and of the T/V *Shinyo-Maru* of the Tokyo University of Marine Science and Technology and

to the scientific parties on board for their help in collecting the data. Thanks are extended to three anonymous reviewers for their invaluable comments on the original manuscript.

APPENDIX

Data Processing

a. Velocity finestructure

GEMC measures the electric field induced by seawater's horizontal movement in the earth's magnetic field (Sanford 1971). Following Sanford et al. (1974), we processed GEMC data to see the finestructure of horizontal velocity. First, data were divided into half-overlapping 10-m depth segments, corresponding to about one rotation of the instrument. For each segment, drifting offsets mainly caused by large temperature changes were removed by subtracting a linear trend from the signals, and these were fitted into sinusoids at the period of the rotation to obtain horizontal velocities in the instrument's coordinates. Finally, zonal and meridional velocity finestructures were obtained using a coordinate transformation based on magnetometer data. For each 400-m depth bin, the horizontal velocity was Fourier transformed and multiplied by the squared vertical wavenumber to obtain the shear spectrum.

To check the performance of GEMC, we deployed an XCP after each deployment of VMP-5500 at G5 and G6. The obtained XCP velocity data were smoothed with a 1-m Bartlett window and subsampled at an interval of 0.5 m. Although there existed an approximately 30-min interval between GEMC and XCP measurements, the GEMC profiles are in good agreement with the XCP profiles. The comparison between the vertical wavenumber shear spectra obtained from GEMC and from XCP is shown in Fig. A1. We find that, although both spectral levels are almost the same, noises appear at different vertical wavenumbers. For XCP, spectral noise peaks seem to appear at wavenumbers higher than 0.04 cpm (Fig. A1a), presumably because of the fluctuations in the instrument's fall speed (Sanford et al. 1993). For GEMC, on the other hand, although such noise peaks cannot be found in the shallower spectra, the deeper spectra seem to hit a noise floor at around 0.02–0.04 cpm (Fig. A1b). The corresponding rms noise of GEMC is 0.9 cm s^{-1} . These spectral noises should be taken into account when spectra are integrated to estimate variances.

b. Density finestructure

Before density calculation, the effects of salinity spiking were reduced by altering the magnitude and phase of conductivity to match those of temperature as carried out by MacKinnon et al. (2013). To remove residual sensor noise, temperature and conductivity data were smoothed to $\sim 2 \text{ m}$. Neutral density γ^n (Jackett and McDougall 1997) was then computed from the CTD profile using the Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO) code to estimate strain ξ_z . For each 400-m depth bin, $\xi_z = (\gamma_z^n - \bar{\gamma}_z^n) / \bar{\gamma}_z^n$ calculated from the first difference of the sorted neutral density γ_z^n was Fourier transformed to obtain the strain spectrum with $\bar{\gamma}^n$ as a quadratic fit of the sorted neutral density to each depth bin. The local buoyancy frequency N was also estimated from $\bar{\gamma}^n$.

c. Microstructure

Following Nagasawa et al. (2007), we processed microstructure data to estimate turbulent dissipation rates. From microscale shear data divided into consecutive segments of 8192 data points ($\sim 10 \text{ m}$), vertical wavenumber power spectra $\phi(m)$ were calculated using half-overlapping Hanning windows of 1024 data points ($\sim 1 \text{ m}$). Note that microscale shear spectra coherent with three-axis accelerometer signals were removed. The turbulent dissipation rate ε_{obs} at each segment was calculated by integrating $\phi(m)$ from 1 cpm to the highest wavenumber m_0 free from the instrument's vibration noise, such that

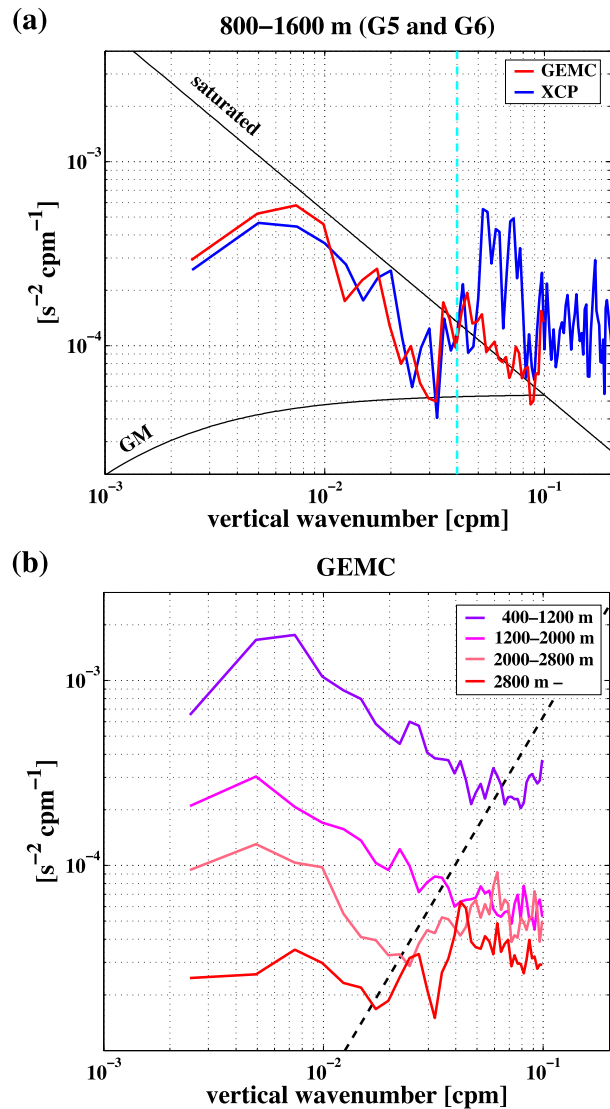


FIG. A1. (a) Composite shear spectra for 800–1600-m depth bins at G5 and G6 (for the locations, see Fig. 3) obtained from GEMC (red) and XCP (blue). The black lines show the corresponding GM spectrum and the saturation spectrum. The vertical light blue line represents the vertical wavenumber of 0.04 cpm beyond which XCP noise appears. (b) Composite shear spectra for various depth bins obtained from GEMC. The black dashed line represents the white noise level of the GEMC velocity signals. The corresponding rms noise velocity is 0.9 cm s^{-1} .

$$\varepsilon_{\text{obs}} = \frac{15}{2} \nu \int_{1 \text{ cpm}}^{m_0} \phi(m) dm,$$

where ν is the kinematic viscosity.

REFERENCES

Furuichi, N., T. Hibiya, and Y. Niwa, 2005: Bispectral analysis of energy transfer within the two-dimensional oceanic internal

- wave field. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2104–2109, doi:[10.1175/JPO2816.1](https://doi.org/10.1175/JPO2816.1).
- Gargett, A. E., 1990: Do we really know how to scale the turbulent kinetic energy dissipation rate ε due to breaking of oceanic internal waves? *J. Geophys. Res.*, **95**, 15 971–15 974, doi:[10.1029/JC095iC09p15971](https://doi.org/10.1029/JC095iC09p15971).
- Garrett, C., and W. Munk, 1975: Space-time scales of internal waves: A progress report. *J. Geophys. Res.*, **80**, 291–297, doi:[10.1029/JC080i003p00291](https://doi.org/10.1029/JC080i003p00291).
- Gregg, M. C., 1989: Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *J. Geophys. Res.*, **94**, 9686–9698, doi:[10.1029/JC094iC07p09686](https://doi.org/10.1029/JC094iC07p09686).
- , D. P. Winkel, and T. B. Sanford, 1993: Varieties of fully resolved spectra of vertical shear. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 124–141, doi:[10.1175/1520-0485\(1993\)023<0124:VOFRSO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1993)023<0124:VOFRSO>2.0.CO;2).
- , T. B. Sanford, and D. P. Winkel, 2003: Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, **422**, 513–515, doi:[10.1038/nature01507](https://doi.org/10.1038/nature01507).
- Heney, F. S., J. Wright, and S. M. Flatté, 1986: Energy and action flow through the internal wave field: An eikonal approach. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8487–8495, doi:[10.1029/JC091iC07p08487](https://doi.org/10.1029/JC091iC07p08487).
- Hibiya, T., and M. Nagasawa, 2004: Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parameterization. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L01301, doi:[10.1029/2003GL017998](https://doi.org/10.1029/2003GL017998).
- , —, and Y. Niwa, 2002: Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitudes. *J. Geophys. Res.*, **107**, 3207, doi:[10.1029/2001JC001210](https://doi.org/10.1029/2001JC001210).
- , —, and —, 2007: Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline observed using a microstructure profiler. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L24602, doi:[10.1029/2007GL032323](https://doi.org/10.1029/2007GL032323).
- , N. Furuichi, and R. Robertson, 2012: Assessment of finescale parameterizations of turbulent dissipation rates near mixing hotspots in the deep ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L24601, doi:[10.1029/2012GL054068](https://doi.org/10.1029/2012GL054068).
- Jackett, D. R., and T. J. McDougall, 1997: A neutral density variable for the world's oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 237–263, doi:[10.1175/1520-0485\(1997\)027<0237:ANDVFT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1997)027<0237:ANDVFT>2.0.CO;2).
- Jayne, S. R., 2009: The impact of abyssal mixing parameterizations in an ocean general circulation model. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1756–1775, doi:[10.1175/2009JPO4085.1](https://doi.org/10.1175/2009JPO4085.1).
- MacKinnon, J. A., M. H. Alford, R. Pinkel, J. Klymak, and Z. Zhao, 2013: The latitudinal dependence of shear and mixing in the Pacific transiting the critical latitude for PSI. *J. Phys. Oceanogr.*, **43**, 3–16, doi:[10.1175/JPO-D-11-0107.1](https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0107.1).
- Munk, W., and C. Wunsch, 1998: Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res. I*, **45**, 1977–2010, doi:[10.1016/S0967-0637\(98\)00070-3](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(98)00070-3).
- Nagasawa, M., T. Hibiya, K. Yokota, Y. Tanaka, and S. Takagi, 2007: Microstructure measurements in the mid-depth waters of the North Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L05608, doi:[10.1029/2006GL028695](https://doi.org/10.1029/2006GL028695).
- Niwa, Y., and T. Hibiya, 2001: Numerical study of the spatial distribution of the M_2 internal tide in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **106**, 22 441–22 449, doi:[10.1029/2000JC000770](https://doi.org/10.1029/2000JC000770).
- Polzin, K. L., J. M. Toole, and R. W. Schmitt, 1995: Finescale parameterizations of turbulent dissipation. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 306–328, doi:[10.1175/1520-0485\(1995\)025<0306:FPOTD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1995)025<0306:FPOTD>2.0.CO;2).
- , A. C. N. Garabato, T. N. Huussen, B. M. Sloyan, and S. Waterman, 2014: Finescale parameterizations of turbulent dissipation. *J. Geophys. Res. Oceans*, **119**, 1383–1419, doi:[10.1002/2013JC008979](https://doi.org/10.1002/2013JC008979).
- Sanford, T. B., 1971: Motionally induced electric and magnetic fields in the sea. *J. Geophys. Res.*, **76**, 3476–3492, doi:[10.1029/JC076i015p03476](https://doi.org/10.1029/JC076i015p03476).
- , R. G. Drever, and J. H. Dunlap, 1974: The design and performance of a free-fall electro-magnetic velocity profiler (EMVP). Woods Hole Oceanographic Institution Tech. Rep. WHOI-TR-5, WHOI-74-46, 114 pp.
- , E. A. D'Asaro, E. L. Kunze, J. H. Dunlap, R. G. Drever, M. A. Kennelly, M. D. Prater, and M. S. Horgan, 1993: An XCP user's guide and reference manual. Tech. Rep. APL-UW TR 9309, Applied Physics Laboratory, University of Washington, 59 pp.
- Sheen, K. L., and Coauthors, 2013: Rates and mechanisms of turbulent dissipation and mixing in the Southern Ocean: Results from the Diapycnal and Isopycnal Mixing Experiment in the Southern Ocean (DIMES). *J. Geophys. Res. Oceans*, **118**, 2774–2792, doi:[10.1002/jgrc.20217](https://doi.org/10.1002/jgrc.20217).
- Tsujino, H., H. Hasumi, and N. Sugimotohara, 2000: Deep Pacific circulation controlled by vertical diffusivity at the lower thermocline depths. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2853–2865, doi:[10.1175/1520-0485\(2001\)031<2853:DPCCBV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2853:DPCCBV>2.0.CO;2).
- van Haren, H., A. Cimadoribus, and L. Gostiaux, 2015: Where large deep-ocean waves break. *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 2351–2357, doi:[10.1002/2015GL063329](https://doi.org/10.1002/2015GL063329).
- Waterman, S., A. C. N. Garabato, and K. L. Polzin, 2013: Internal waves and turbulence in the Antarctic Circumpolar Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **43**, 259–282, doi:[10.1175/JPO-D-11-0194.1](https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0194.1).
- Wijesekera, H., L. Padman, T. Dillon, M. Levine, C. Paulson, and R. Pinkel, 1993: The application of internal-wave dissipation models to a region of strong mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 269–286, doi:[10.1175/1520-0485\(1993\)023<0269:TAOIWD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1993)023<0269:TAOIWD>2.0.CO;2).

特定共同研究課題： 全球雲解像モデルの開発及びデータ解析
分担課題： 全球雲解像モデルを用いた北極圏のプロセス研究
研究課題名：北極温暖化増幅と数十年規模変動の解析的研究

共同研究者

田中博	筑波大学計算科学研究センター教授
松枝未遠	筑波大学計算科学研究センター助教
相澤拓郎	筑波大学生命環境科学研究科 D3
山上晃央	筑波大学生命環境科学研究科 D3
小柴厚	筑波大学生命環境科学研究科 D3

1. 研究目的

東京大学大気海洋研究センター（AORI）と理化学研究所複合系気候科学研究チームでは、次世代大気大循環モデルと期待されている非静力正 20 面体大気モデル NICAM (Nonhydrostatic ICosahedral Atmospheric Model) を開発してきた。NICAM は超並列計算機対応で開発されており、筑波大学の超並列計算機 COMA (PACS-IX 1PF) の CPU を用いて Glevel-10 までの解像度で実行可能である。既存の大気大循環モデルでは、静力学を前提とした積雲パラメタリゼーションを用いており、雲の不確定性が問題となっていた。NICAM では高解像度を目標とするために非静力学格子系を採用し、雲微物理過程を実装しているため、全球雲解像モデルとして、温暖化に対する雲応答について、より信頼に足る結果が得られると期待されている。特に北極圏の海氷上の雲形成過程には多くの問題があり、先端研究として NICAM の応用が望まれている。

しかし、NICAM の物理過程は開発途上のため、モデルの欠点を把握し改善するための基礎的なデータ解析が必要である。本研究では NICAM の出力を解析し、観測や他の全球予報モデルと比較することで、現時点でのモデルの精度を評価することが目的である。

2. 研究方法

＜使用モデル＞

佐藤(AORI)が開発したリアルタイム予報バージョンのNICAM
Glevel=5 (224km)からGlevel=10 (7km)までの解像度モデル

＜使用データ＞

気象庁JRA-55（等圧面再解析値）

3. 結果

3.1 バレンツ海モード

温暖化研究では、大西洋数十年規模振動(AMO)に伴う約 60 年周期の変動が知られており、北大西洋から北極海に流れ込む暖かい海流の増加が、バレンツ海の海氷の減少をもたらしている可能性が指摘されている。

気象庁が作成した JRA-55 再解析データを用いて、冬季(DJF)の地上気温の経験直交関数(EOF)解析を行った結果、EOF-1 (24.7%)、EOF-2 (15.5%)、EOF-3 (11.8%)の寄与率はカッコ内の数値となった。NCEP-NCAR 再解析データを解析した先行研究(Nagato and Tanaka 2012)と同様に、EOF-1 は北極振動(AO)モードと判別され、AO 指数が正の時にグリーンランドに負、それを取り囲むように中緯度に正の気温偏差が現れた。AO モードの時系列を見ると、1958 年から 1970 年まで減少、1970 年から 1990 年まで増加、1990 年以降は減少の傾向がみられた。AO モードの変動の分散は最大であるが、その時系列は AMO と少し異なっている。EOF-2 は北極温暖化増幅(A)モードであり、北極域に大きな正の値があり、時系列はほぼ単調増加となっている。このAモードの時系列は、地球温暖化と比例している。

図1に示した EOF-3 では、バレンツ海に正のアノマリがあり、それを取り囲むように負のアノマリが見られた。本研究では EOF-3 をバレンツ海 (B) モードと呼んだ。時系列を見ると、1958 年から 1970 年まで増加、1970 年から 2000 年まで減少、2000 年以降で増加の傾向が見られる。興味深いことに、この B モードの時系列は、AMO と高い相関がある。B モードが正に振れると、シベリアや北米で気温の低下が生じる。つまり、中緯度に寒波が訪れやすくなる傾向がある。この傾向は負の AO モードと同様で

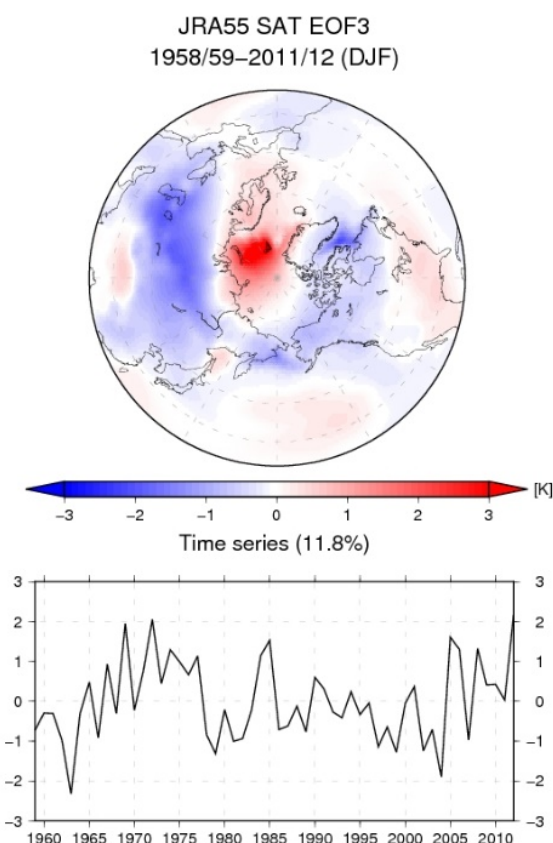


図1 冬季(DJF)の地上気温の EOF 解析によるバレンツ海(B)モード(EOF-3)の分布図と時系列 (Tanaka and Tamura 2016)。

ある。AO モードは北半球で最も卓越する自然変動であるが、気温分布を北半球で平均すると、領域平均はほぼ 0 となることが先行研究で示されている。それに対し、A モードの領域平均は正となり、B モードの領域平均は負となるため、これらのモードの時間変化は全球平均気温の時間変化に影響を及ぼす。A モードは地球温暖化にともなう北極温暖化増幅のトレンドと整合的であり、B モードは AMO と関係する数十年規模変動と整合的である。

3.2 プラネタリーアルベドの数十年規模変動

大西洋数十年規模変動と関係するバレンツ海モードの時系列を説明するため、Tanaka and Tamura (2016) では簡単なエネルギーバランスモデル (2 ボックスモデル) を開発し、地球温暖化に重なる自然変動の影響を考察した。このモデルでは雪氷面積が変数として扱われたが、領域平均した大気上端のプラネタリーアルベドの変化が本質的に重要と考えられた。そこで、気象庁が作成した JRA-55 再解析データを用いて、短波放射の下向きと上向きの比から計算した冬季 (DJF) 北半球平均プラネタリーアルベドの時系列を計算してみた (図 2)。計算の結果得られた時系列は、1958 年から 1970 年まで増加、1970 年から 2000 年まで減少、2000 年以降には増加の傾向が見られた。興味深いことに、得られた時系列は、図 1 のバレンツ海モードの時系列、および AMO の時系列、そして地球温暖化に上乗せされた自然変動の時系列と高い相関を持つ。この時系列は正規化されているが、生のアルベドの値は 0.319 から 0.326 の範囲で変動しており、変動幅は約 1% となった。平均的な太陽放射の値を掛けると、変動幅は 2W/m^2 程度となる。この値は地球温暖化トレンドを相殺するに足る大きさである。

図 2 の分布図は、このプラネタリーアルベドの時系列と地上気温との相関分布である。解析の結果、北半

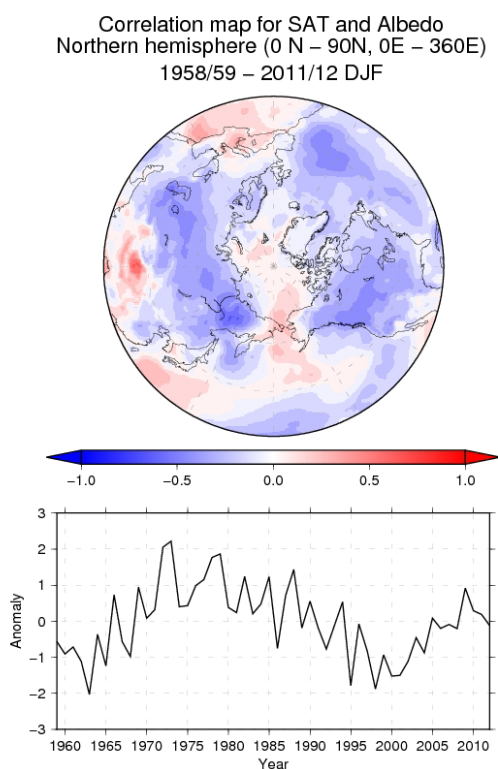


図 2 北半球平均のプラネタリーアルベドの時系列と、それに回帰した地上気温の分布図。(Tanaka and Tamura 2016)。

球ではほぼ一様に負の値を示し、アルベドが大きい時には気温が低下し、アルベドが小さい時には気温が上昇するという関係が見られた。とりわけ、シベリアと北米、そして東大西洋で大きな負の相関が見られる。この気温分布は、1970年から2000年までの間の気温上昇や、2000年以降の温暖化ハイエイトに伴う気温低下の分布と類似しており、大変興味深い結果である。ここで示した JRA-55 再解析に見られるプラネタリーアルベドの長期変動を用いれば、観測される数十年スケールの地上気温の変化が十分に説明されてしまう。

衛星観測によるプラネタリーアルベドの変化は小さいと言われているが、半世紀を超える長期間の衛星観測はないので、直接観測による評価は困難である。ひとつの再解析データでは信用が置けないので、他の再解析データを用いて同様にプラネタリーアルベドの時間変化を解析したところ、EAR-Interim 再解析データでは JRA-55 再解析データと同じ結果が得られた。しかし、NCEP-NCAR 再解析データでは、このような長周期変動は解析されなかった。全期間を対象に、4次元変分法といった高度な4次元同化技術を用いることで、初めてこの傾向が見えてくると考えられる。

図は省略するが、同じアルベドの時系列で、積雪深との相関分布図を調べた結果、北米、ヨーロッパ、中国では、正相関となり、アルベドが大きいと積雪深が増加する、という傾向が見られた。しかし、例外として西部シベリアでは、アルベドの時系列と積雪深の時系列は逆相関となった。これは、卓越する自然変動としての北極振動の影響であることが、解析により示されている。

3. まとめと今後の課題

プラネタリーアルベドの変化と AMO や B モードの時系列がどのような物理的な関係にあるのかは解っておらず、詳細は今後の課題であるが、AO に伴う逆相関の領域や数十年規模変動については、雲によるプラネタリーアルベドの変化を詳しく調べる必要がある。今後は、全球雲解像モデル NICAM データを解析することで、この分野のさらなる研究の推進が望まれる。

特定研究課題名 **オゾン化学輸送モデルの開発と数値実験**

分担課題名 **オゾン化学輸送モデルの開発と数値実験**

研究課題名 **オゾン化学輸送モデルの開発と数値実験**

共同研究者名(所属)

廣岡俊彦 (九州大学大学院理学研究院)

三好勉信 (九州大学大学院理学研究院)

半田太郎 (九州大学大学院理学府)

1 研究目的

オゾンは、中層大気領域で太陽紫外線が関わる光化学反応を通し、中層大気固有の熱源となっている。同時に、オゾンはそれ自身赤外線を吸収する温室効果気体でもある。したがって、オゾンは、大気中の微量成分であるが、地球大気全体の熱収支に重要な役割を果たしており、オゾンの全球的分布の動向は地球大気の大循環や気候を考える上で不可欠である。本研究「オゾン化学輸送モデルの開発と数値実験」では、オゾンの光化学反応を組み込んだ大気大循環モデルを開発、改良し、種々の要因で引き起こされるオゾンの変動の特性と、大気大循環や気候への影響を調べることを目的とする。

成層圏以高の中層大気と対流圏の力学的結合は、大気大循環や気候変動を考える上で重要な要素である。オゾン変動は中層大気変動の主因の一つであり、将来的なオゾン変動がこのような力学的結合を通して、大気全体の大循環や気候にどのような影響を与えるのかは、将来的な気候変動を考える上で非常に重要である。

オゾン変動は空間的に一様ではなく、オゾン全量の変動が赤道域と中高緯度とは異なることが知られている（例えば Hasebe, 1983）。赤道域は赤道域準二年振動（QBO）に伴う 2 次循環（Plumb and Bell, 1982）の影響を受け、オゾン全量が準二年周期で変動する。一方で中高緯度は、プラネタリー波や傾圧不安定波などの活動度や、それらにより引き起こされる平均子午面循環の影響を受ける。また、太陽活動変動に伴う太陽紫外線の影響を受ける成分の存在も知られている（例えば、Hood and McCormack, 1992）。さらに、春季極域では、オゾンホールを始めとするオゾン破壊の影響があり、これは北極域も例外ではない（例えば、Manney et al., 2011）。このようにオゾン変動は様々な要因により生じており、これらの寄与の空間的な相違により、変動パターンに空間構造が生じる。今年度は、人工衛星測器 MLS により得られたオゾン混合比の経年変動を高度ごとに調べ、その力学場との関係を解析した。

2 研究内容

本研究では、極軌道地球観測衛星 Aura 搭載の MLS (Microwave Limb Sounder) および OMI (Ozone Monitoring Instrument) から得られたデータを使用した。用いた要素は、MLS による 38 層 (261hPa-0.02hPa) のオゾン混合比、気温、ジオポテンシャルハイトと、OMI によるオゾン全量である。MLS データは衛星軌道上に、OMI は全球 1 度格子上に与えられているが、前者については、全球的解析のために以下の手法で経度緯度 10 度×10 度の格子点値を作成した。まず、衛星軌道上の 3 日分の観測値を 10 度×10 度の格子に当てはめ、それらを平均する。このとき、観測のない格子の値は、経度方向において最も近い格子点値を参照し、内分比で重み付けして線形的補間を行った。3 日間で平均した理由は、1 日分のデータだけでは観測値のない格子が多くなり解析に必要な精度が得られないのに対し、3 日分のデータを用いることで観測値の入った格子点が増え、解析精度が増すからである。この結果、時間スケールが 3 日以下、空間スケールが 10 度以下の現象は解析できないが、大規模場の変動は十分な精度で解析可能と思われる。解析期間は 2005 年から 2013 年の 9 年間である。

3 研究成果

図 1 は赤道域におけるオゾン量混合比のパワースペクトルを高度ごとに描いたものである。成層圏においては、赤道域準 2 年周期振動 (QBO) の影響を受けた変動が卓越しており、極大が高度 25km、35km 付近に存在し、30km 付近に構造の節が見られる。このことから 30km 付近においては、上層の化学的要因、下層の力学的要因の両者が釣り合って打ち消しあっていると考えられる。中高緯度でも、QBO の周期帯に 30km 付近に節を持つピークが見られるが、30km 付近と 40km 付近に節を持つ 1 年周期の変動が卓越する (図は省略)。

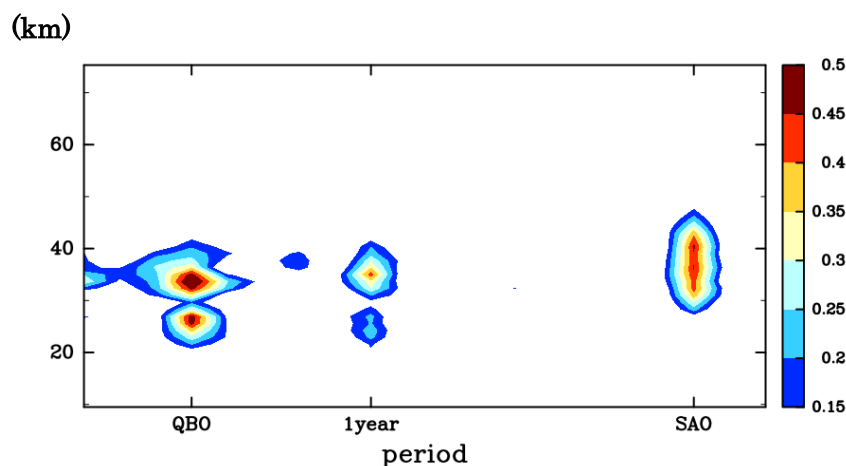


図 1 赤道域における、2005～2013 年のオゾン混合比パワースペクトルの高度分布。
単位は ppmv²。QBO、1 年周期、SAO (半年周期) の各周期が卓越していることがわかる。

QBO 周期の変動を詳細に見るために、オゾン混合比と気温の、解析期間にわたる気候値的年周期データからの偏差を計算し、赤道域における時間・高度断面図を描いたのが図 2 である。気候値的年周期データからの偏差を取ることで、1 年周期成分と半年周期成分の大部分が除かれ、QBO に伴う変動が明瞭に現れている。この図より、オゾン場、気温場ともに、QBO に伴って 2 年から 3 年周期で偏差場の正負が入れ替わり、下降しているのがわかる。一方で、オゾン場の下降は高度 30km 付近でしばらく停滞し、結果的に 30km 付近を境にして、気温場との間で相関関係の位相がずれ、上層では負相関、下層では正相関となっている。

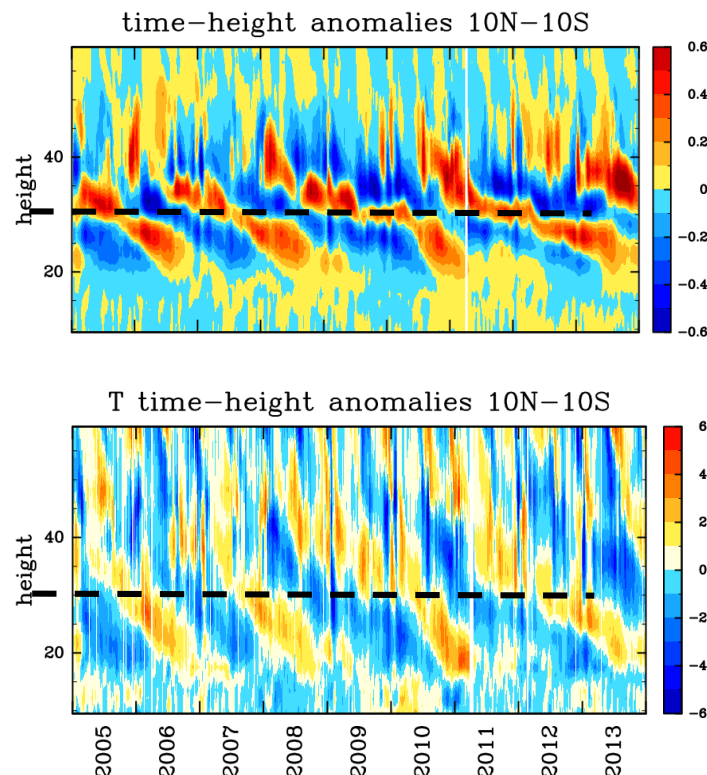


図 2 赤道域における、2005～2013 年の期間のオゾン偏差場（上図）と気温偏差場（下図）の時間・高度断面図。単位はそれぞれ ppmv と K。QBO に伴う変動が見られ、両者は高度 30km 付近（破線）より上層では負、下層では正の相関を示す。

両半球の中緯度では、昨年度の報告でも示したように、QBO に伴う子午面循環により、赤道域とは逆位相の変動がオゾン場と温度場の両者に形成され、同時にプラネタリー波による冬極方向への輸送の影響も受ける（図は省略）。

一方、冬季高緯度域のオゾン量は、プラネタリー波による冬極向き輸送の寄与が大きく、図 3 に示すように、中緯度の EP フラックス鉛直成分の冬季積分値と高い正の相関を示した。厳密には、高緯度域のオゾン量はオゾン破壊の影響も受けるはずであるが、プラネタリー波が活発な年は極域への熱輸送も大きく、その結果極域の気温が高くなり PSC 発生を通したオゾン破壊の影響も小さくなると考えられるので、相関が明瞭に見られるのだと思われる。

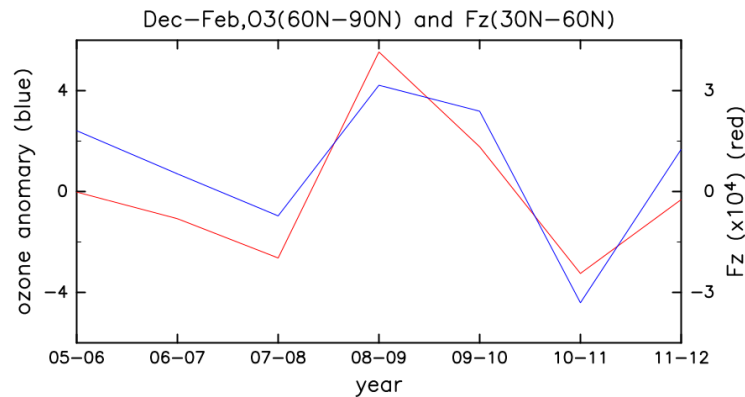


図 3 北半球冬季 12 月から 2 月の期間について、100hPa における北緯 30 度～北緯 60 度の領域で平均した E-P フラックス鉛直成分 F_z の偏差（赤線； kgs^{-2} ）と、北緯 60 度～90 度の領域で平均したオゾン全量偏差（青線；DU）の年々変動。ここでは、気候値的年周期データからの偏差を計算し、オゾン全量偏差は極夜による欠損がない期間で求めたものである。

4 まとめと今後の課題

本研究において、高度ごとのオゾン量の全球的な変動パターンの特徴を解析し、高度 30km 付近に変動の節が存在することが示された。これは、この高度付近でオゾン変動をもたらす主要過程が化学支配から力学支配へと入れ替わるためと考えられる。年々変動に関しては、赤道域は QBO の影響を、冬季高緯度域はプラネタリー波による冬極向き輸送、すなわちブリュワー・ドブソン循環変動の影響を受けやすく、中緯度域の変動は両者の兼ね合いで決まるものと考えられる。QBO が現実的に再現できる光化学気候モデルであれば同様の特徴を表現できていると思われるが、定量的な比較が必要である。

参考文献

- Hasebe, F., 1983: Interannual variations of global total ozone revealed from Nimbus 4 BUUV and ground-based observations. *J. Geophys. Res.*, **88**, 6819-6834.
- Hood, L. L., and J. P. McCormac, 1992: Components of interannual ozone change based on Nimbus 7 TOMS data. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 2309-2312.
- Manney, G. L., et al., 2011: Unprecedented Arctic ozone loss in 2011. *Nature*, **478**, doi:10.1038/nature10556.
- Plumb, R. A., and R. C. Bell, 1982: A model of the quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **108**, 335-352.

特定研究課題名：気候モデルにおける力学過程の研究及び惑星大気大循環モデルの開発

分担課題名：金星大気の数値シミュレーション

共同研究者（所属）：山本勝（九大・応力研），高橋正明（東大，大気海洋研）

研究目的：

金星のように厚い雲で覆われた天体では，特有の大気大循環や雲の構造（スーパーローテーション，Y字形雲模様，極域渦）」が観測されている．しかしながら，これらの大気力学的な理解は十分ではない．本研究では，

- （１）金星雲層内の高度 55 km 付近にある低安定度層で起こる対流や惑星スケール波の碎波が大気の大循環や微細構造に与える影響を解明すること
- （２）厚い雲で覆われた惑星の大気大循環の力学を解明すること
- （３）金星大気大循環モデルを用いて，スーパーローテーションや極域渦の力学を解明すること

が主目的である．

研究内容：

上記の目的（１）に関しては，Yamamoto (2001, 2003)の2次元モデルを用いて，金星大気の碎波および雲加熱で生じる対流や重力波による「熱および運動量鉛直輸送」と「大気安定度の微細構造」を調べた．

上記の目的（２）（３）は，金星 GCM 相互比較実験(Lebonnois et al. 2013)と金星中層大気 GCM(Yamamoto and Takahashi 2012)を用いた．金星 GCM 相互比較の参加グループのいくつかの実験では極域の間接循環が形成され，スーパーローテーションが弱い傾向にある．この間接循環がスーパーローテーションの形成・維持に与える影響について十分な理解が得られていない．今年度は，自転速度を金星・タイタン・地球の値に設定した実験を行い，自転速度がスーパーローテーション強度と極域の間接循環に与える影響について調査した．

研究成果：

経度－高度 2 次元モデルを用いて，「高度 55 km 付近の低安定度層内の対流」や

「惑星スケール波（5.5 日波と 8 日波）の砕波」による運動量と熱の鉛直輸送について調査した．惑星スケール 5.5 日波振幅や雲フィードバック加熱が大きいと，低安定度層内の上向き熱輸送が増大する．しかし，惑星スケール 8 日波の場合，砕波が低安定度層の下で起こるので，低安定度層内の熱輸送量に及ぼす影響は小さい．対流層内の熱輸送に比例して，雲フィードバック加熱や砕波で生じる鉛直渦運動量輸送も増大する．静的安定度の鉛直分布の微細構造は，波の伝播，対流貫入，惑星スケール波の砕波によって異なる．8 日波の砕波は低安定度層の下で顕著になるため，低安定度層内の対流活動が弱く，低安定度層の上方と下方で小振幅の波動構造が出現する．5.5 日波の砕波実験や雲フィードバック加熱実験では，低安定度層全体で対流が起こり，その対流で生じる貫入によって低安定度層直上と直下で薄いシャープな構造が形成される．低安定度層より上では，波動構造が見られる．(Yamamoto 2015, *Theor. Applied Mech. Japan*, **63**, 165-174, doi.org/10.11345/nctam.63.165).

従来の研究(加熱域が地表・対流圏)と異なる設定で，惑星中層大気の雲層加熱で駆動する大気大循環について調査し，自転依存性を明らかにした．自転が遅い惑星では，子午面風が極を横切る混合ロスビー重力波による水平渦熱輸送が，極間接循環を出現させ，水平渦熱輸送に関連した鉛直渦角運動量輸送がスーパーローテーション強度を弱化させるプロセスを発見した(Yamamoto and Takahashi 2016, *J. Geophys. Res. Planets*, in press, doi:10.1002/2015JE004983). この研究では，自転周期を243地球日(実験V)，16日(実験T)，1日（実験E）に変えた実験をT106L50でおこない，厚い雲で覆われた惑星中層大気の東西風構造や水平運動量輸送過程を調査した．実験Vはモデル設定のベースになったLee et al. (2005) と似た結果となる．高緯度ジェットは雲層の下にまで広がり，上記のような極域間接循環が見られる．この実験では，混合ロスビー重力波が下層大気の赤道スーパーローテーションを加速する．実験Tでは，単一セルの子午面循環によって，雲層に角運動量が効率よく蓄積し，高速風の極大は雲層内に位置する．この実験では，同じ位相速度を持つケルビン波とロスビー波の結合（ケルビンーロスビー波）が雲層付近の赤道加速を引き起こす．実験Eでは，雲層の下で南北方向に多重セルが形成される．このような状況では，角運動量が効率よく蓄積せず，下層ではスーパーローテーションが形成されない．ところが，雲層より上では，子午面循環が赤道から極にかけて単一セルとなり，スーパーローテーションが形成される．このように，自転速度によって，「自転が遅く，高

速流が高緯度で雲層の下に広がる大循環パターン(実験V)」、「雲層内で高速流極大が位置する大循環パターン(実験T)」、「自転が速く、雲層より上で高速流極大が形成される大循環パターン(実験E)」が見られる。

本課題で開発した金星中層大気 GCM (Yamamoto and Takahashi 2012)を用いた「極域の1日潮と傾圧波の重ね合わせによる極域渦（ダイポール，モノポール，トリポール）の変動および形成メカニズム」に関する研究成果(詳細は前年度報告書に記載)は、本年度掲載された(Yamamoto and Takahashi 2015, *Planet. Space Sci.*, **113–114**, 109-119, doi:10.1016/j.pss.2015.01.017)。

今後の課題：

惑星スケール波の砕波や雲加熱による対流が、運動量鉛直輸送と熱鉛直輸送を介して金星大気大循環に与える影響を解明しなくてはならない。金星極域の渦に関しては、極域の熱潮汐波が弱い状況（VEX で観測された状況）や雲層内の3次元構造について詳しく調査する必要がある。また、昨年軌道投入された「あかつき」で観測される温度・風速場を理解するために、大気大循環モデルを応用することが期待される。

水素酸素同位体比を組み込んだ CGCM および領域モデルの開発

一柳 錦平（熊本大学・大学院自然科学研究科）

田上 雅浩（東京大学大学院工学系研究科）

芳村 圭（東京大学大気海洋研究所）

1. 研究目的

降水の安定同位体比は、大気大循環モデルの大気水蒸気輸送過程の検証に利用されている。これまでの研究では、同位体を組み込んだ大気大循環モデルの結果（数 100km スケール）を、全球降水同位体ネットワークを用いて検証するものが多かった。その一方、同位体領域気候モデル（100km 以下のスケール）の結果を検証した研究は少ない。これは、国単位以下の空間スケールで集中的に観測されたデータが少ないためと考えられる。このため、既往の同位体パラメタリゼーションが空間スケール 100km 以下にも適用できるかについて、十分に明らかにされていなかった。

そこで申請者らは、これまで日本全国を対象に降水の安定同位体比の観測キャンペーンを行い、その時空間分布を明らかにしてきた（Ichibanagi and Tanoue, 2016）。本研究では、このような空間解像度の高い降水の安定同位体比データを用いて、同位体領域モデルが降水の安定同位体比を再現できるのかについて検証した。

2. 研究内容

本研究では、日本全国で一斉に観測された降水の安定同位比の時間的・空間的な変動パターンを明らかにし、モデルがどのくらい降水の安定同位比の時空間変動を再現できるのかを確認した。降水の安定同位比の観測データは、2013 年の 1 月から 12 月まで日本全国 56 地点で観測したデータを用いた（Ichibanagi and Tanoue, 2016）。

また、同位体領域気候モデル（Yoshimura et al., 2010）の空間解像度による再現性を検討するため、空間解像度を 10 km (350 × 289 × 28), 30 km (129 × 120 × 28), 50 km (82 × 76 × 28) と変えて比較実験を行った。これ

以降、10km 実験、30km 実験、50km 実験と呼ぶ。モデルの初期値と境界条件は同位体再解析データセットを使用し、計算期間は 2013 年 1 月から 12 月までで行った。

まず、降水の安定同位体比の季節変動の再現性を確認するため、観測値とモデル計算値との相関係数の空間分布図を、図 1 に示す。月降水量の観測値とモデル値を比較した結果、統計的に有意な相関係数が得られた観測値点数は、37 (10km 実験)、38 (30km 実験)、38 (50km 実験) と大きく変わらなかった。一方、月降水 $\delta^{18}\text{O}$ の観測値とモデル値とを比較した場合、統計的に有意な相関係数が得られた観測値点数は、28 (10km 実験)、44 (30km 実験)、46 (50km 実験) と、10km 実験のみ少なかった。10km 実験において、統計的に有意な相関係数が得られなかった地点は、主に東日本・西日本の太平洋側に見られ、再現性の地域差が確認された。

続いて、どの月の降水の安定同位体比の再現性が悪いのかを確認するため、気象庁の予報区分に従って観測地点を 6 つの地域に区分し、それぞれの地域において降水の安定同位体比の季節変動を比較した (図 2)。観測値はすべての地域で 3 月と 5 月にピークを示し、モデル値もその傾向を捉えていた。1 月、5 月、9 月における東日本および西日本・日本海側における観測値とモデル値との差は大きく、特に 1 月における観測値との差が最も大きかった。最も差が大きかったのは 10km 実験で、8‰以上であった。

10km 実験が 1 月の降水の安定同位体比を過大評価した理由を調査するため、イベントスケールで観測された降水の安定同位体比の値と比較した。その結果、期間中最も低い同位体比をもたらした爆弾低気圧 (2013 年 1 月 14 日前後) の降水量は太平洋側で過小評価されており、その結果として、降水の安定同位体比を過大評価していたことがわかった。この同位体比の過大評価は、最も空間解像度が高い 10 km 実験で顕著であった。

この過大評価の原因は降水形成に関するパラメタリゼーション、特に対流圏下層において水蒸気は降水に変換される割合が大きいことが原因であると考えられる。すなわち、日本海から輸送された水蒸気が日本海側で多量に降水し、残った水蒸気が太平洋側に輸送され、結果として太平洋側で降水量の過小評価と高い降水同位体比につながったと考えられる。これら

の結果より，降水の安定同位体比は大気モデルの水蒸気輸送過程を検証するツールであると同様に，降水形成過程を検証する有用なツールであることを示唆している．

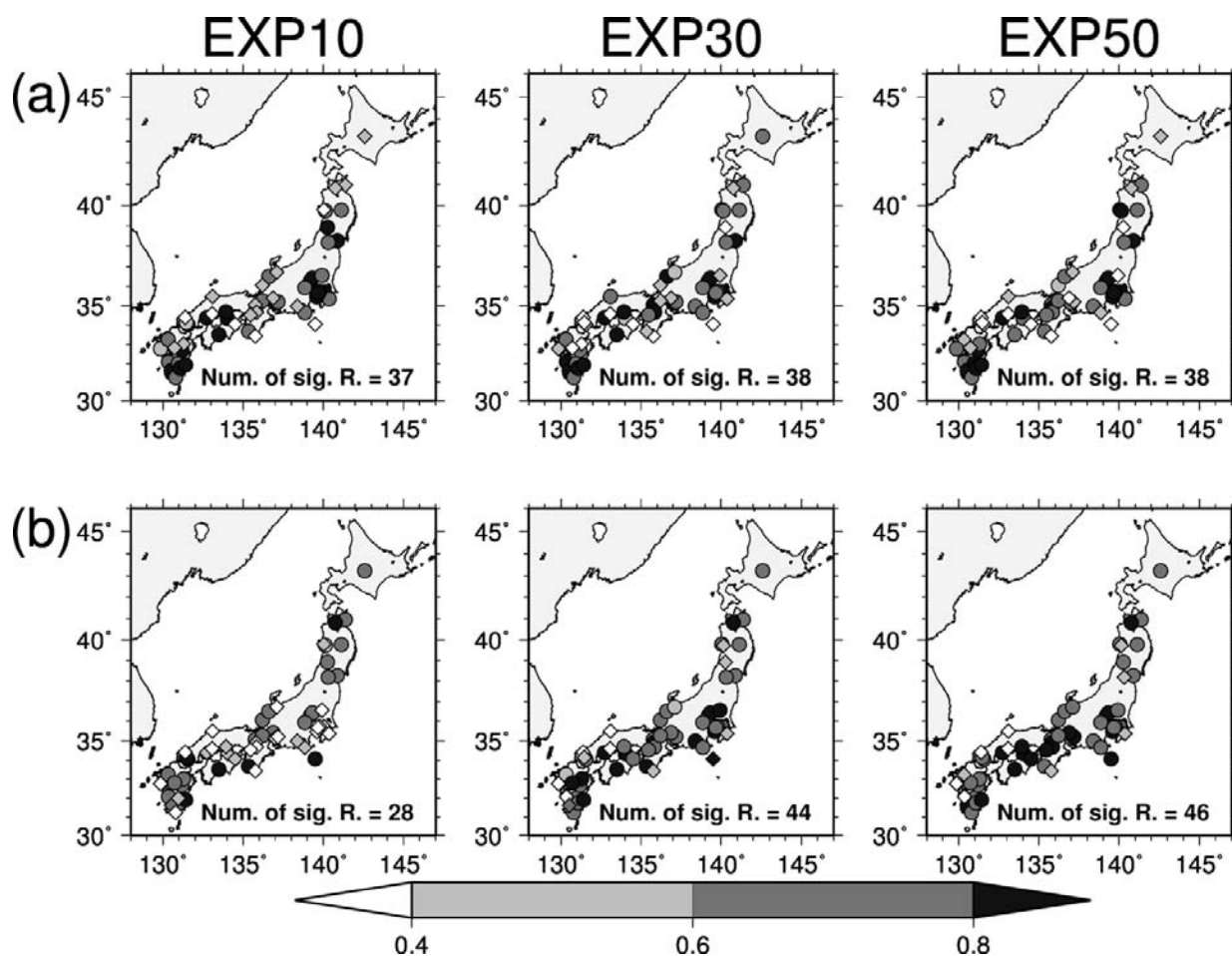


図 1：月降水量の観測値とモデル値との相関係数の空間分布 (a)。統計的に有意な相関係数が得られた地点はダイヤモンド、得られなかった地点は黒丸で示している。有意な相関係数が得られた地点数も合わせて示す。(b) 月降水 $\delta^{18}\text{O}$ と比較した場合の空間分布。

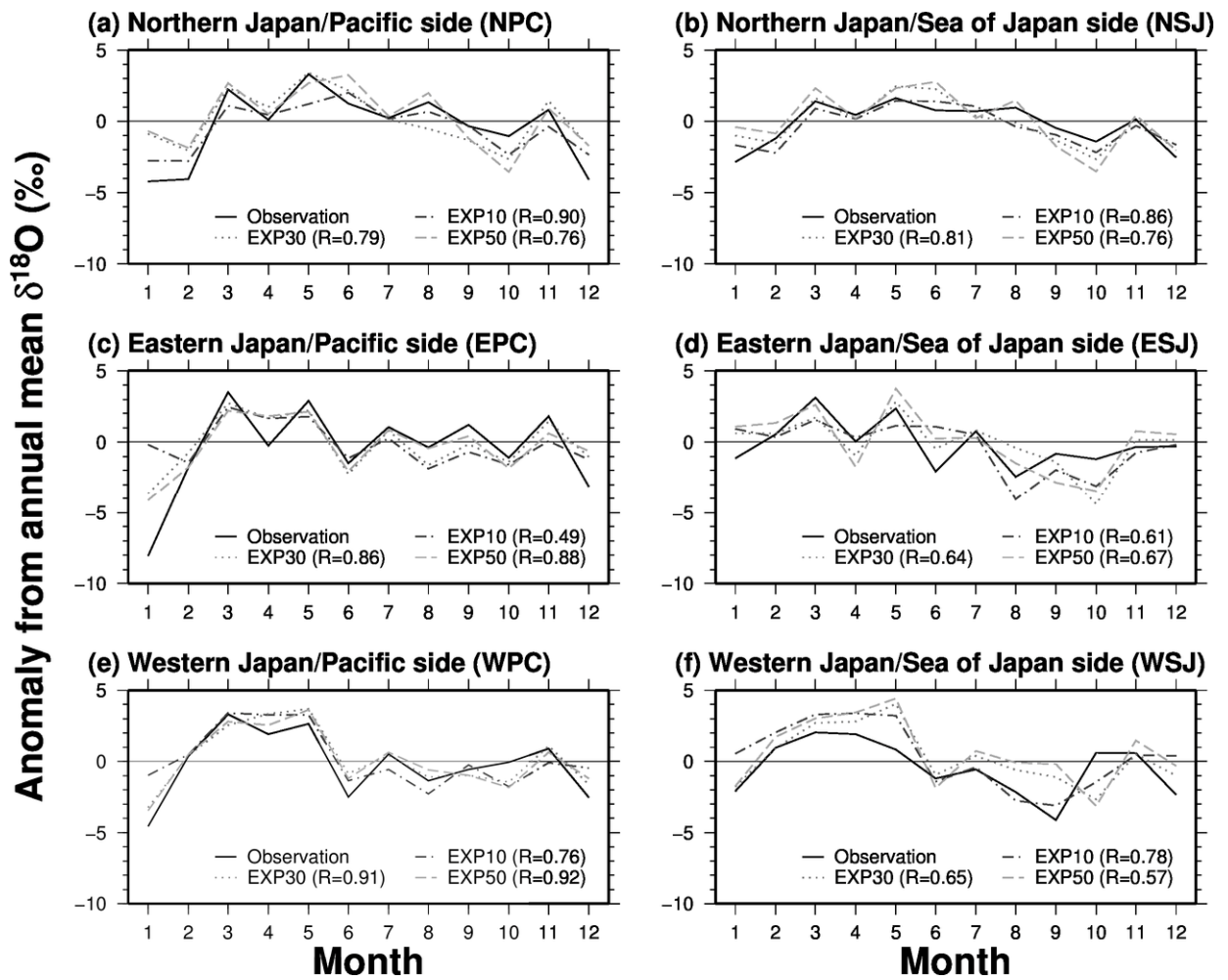


図 2：各地域における降水の安定同位体比の季節変動。年平均値からの偏差として示す。

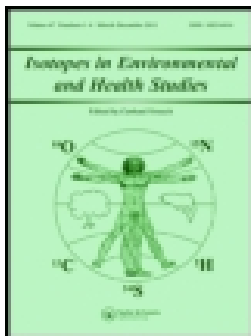
3. 研究成果

- Tanoue, M., K. Ichiyanagi and K. Yoshimura (2016): Verification of the isotopic composition of precipitation simulated by a regional isotope circulation model over Japan. *Isotopes in Environmental and Health Studies*, DOI:10.1080/10256016.2016.1148695. (査読付き国際誌)
- Tanoue, M., and K. Ichiyanagi. Verification of a regional isotope circulation model throughout Japan. *International Symposium on Isotope Hydrology: Revisiting Foundations and Exploring Frontiers*, Vienna, Austria. May 2015. (査読なし国際学会ポスター)

- 田上雅浩・一柳錦平（2015）：高密度降水同位体比データを用いた同位体領域気候モデルの検証．A310，日本気象学会 2015 年春季大会予稿集，つくば国際会議場，2015 年 5 月．（査読なし国内学会口頭）

4. 今後の問題点

今後の課題として、降水の安定同位体比のデータ同化を行い、本研究課題でわかった降水形成に関するパラメタリゼーション（対流圏下層において水蒸気が降水に変換される割合）が調節されるのかを検討したいと考えている。



Verification of the isotopic composition of precipitation simulated by a regional isotope circulation model over Japan

Masahiro Tanoue, Kimpei Ichiyanagi & Kei Yoshimura

To cite this article: Masahiro Tanoue, Kimpei Ichiyanagi & Kei Yoshimura (2016): Verification of the isotopic composition of precipitation simulated by a regional isotope circulation model over Japan, *Isotopes in Environmental and Health Studies*

To link to this article: <http://dx.doi.org/10.1080/10256016.2016.1148695>



Published online: 17 Mar 2016.



Submit your article to this journal [↗](#)



View related articles [↗](#)



View Crossmark data [↗](#)

Verification of the isotopic composition of precipitation simulated by a regional isotope circulation model over Japan*

Masahiro Tanoue^a , Kimpei Ichiyanagi^b and Kei Yoshimura^c

^aSchool of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo, Japan; ^bGraduate School of Science and Technology, Kumamoto University, Kumamoto, Japan; ^cAtmosphere and Sea Research Institute and Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, Tokyo, Japan

ABSTRACT

The isotopic composition ($\delta^{18}\text{O}$ and $\delta^2\text{H}$) of precipitation simulated by a regional isotope circulation model with a horizontal resolution of 10, 30 and 50 km was compared with observations at 56 sites over Japan in 2013. All simulations produced reasonable spatio-temporal variations in $\delta^{18}\text{O}$ in precipitation over Japan, except in January. In January, simulated $\delta^{18}\text{O}$ values in precipitation were higher than observed values on the Pacific side of Japan, especially during an explosively developing extratropical cyclone event. This caused a parameterisation of precipitation formulation about the large fraction of precipitated water to liquid detrained water in the lower troposphere. As a result, most water vapour that transported from the Sea of Japan precipitated on the Sea of Japan side. The isotopic composition of precipitation was a useful verification tool for the parameterisation of precipitation formulation as well as large-scale moisture transport processes in the regional isotope circulation model.

ARTICLE HISTORY

Received 30 June 2015

Accepted 19 December 2015


KEYWORDS

Isotope circulation model;
isotope hydrology; Japan;
oxygen-18; precipitation

1. Introduction

The isotopic composition of precipitation ($\delta^{18}\text{O}$ and $\delta^2\text{H}$) is a useful tool for the verification of large-scale moisture transport processes in atmospheric general circulation models (AGCMs). It is assumed to be the result of the integrated precipitation history along the trajectory of moisture transportation, and is mainly explained by the rainout process [1]. Therefore, comparing the observed and simulated isotopic composition of precipitation directly validates large-scale moisture transport processes in isotope-incorporated AGCMs.

Several validation studies of isotope-incorporated AGCMs have reported and shown the sufficient global distribution pattern of the isotopic composition of precipitation and water vapour [2]. In contrast, there have been few studies to validate isotope-incorporated regional circulation models with a fine resolution (<100 km). This is due to the lack of observations at national or sub-national scales and the little knowledge about the applicable spatial scale of isotopic parameterisations (e.g. equilibrium fractionation by the

CONTACT Masahiro Tanoue  masatano@sogo.t.u-tokyo.ac.jp  School of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo, Japan

*Originally presented at the IAEA International Symposium on Isotope Hydrology: Revisiting Foundations and Exploring Frontiers, 11–15 May 2015, Vienna, Austria.

© 2016 Taylor & Francis

Rayleigh distillation [1]; parameterisation of equilibrium fractionation among vapour, liquid and ice [3,4]; kinetic fractionation for surface evaporation from open water [5]; condensation from vapour to ice under super-saturated conditions at temperatures lower than -20°C [6]; and evaporation and isotopic exchange between falling raindrops and vapour in the surrounding air [7]). Validation studies of isotope-incorporated regional circulation models can be useful for the verification of isotopic parameterisations.

In Japan, there have been many observational studies on the isotopic composition of precipitation [8–11]. Tanoue et al. [12] investigated spatio-temporal variations of the isotopic composition of precipitation over Japan by the collection of observed isotopic composition, although the sampling periods of the observation were different. Recently, the Isotope Mapping Working Group in Japanese Association of Hydrological Sciences (IMWG-JAHS) [13] observed the isotopic composition of precipitation at 56 sites over Japan in 2013 (Figure 1).

In this study, the spatio-temporal variations of the monthly isotopic composition of precipitation simulated by an isotope-incorporated regional circulation model with a fine horizontal resolution ($<100\text{ km}$) were compared with the observation. Moreover, we investigated the reproducibility of the spatio-temporal variation at various horizontal resolutions to determine the limit of reproducibility by an isotope-incorporated regional circulation model.

2. Methods

2.1. Model

The isotopic regional spectral model (IsoRSM; [14]) was used in this study. Heavy water isotopes (H_2^{18}O and H_2^{17}O) were added as tracers in the latest version of the Scripps Experimental Climate Prediction Center's regional spectral model. Several major physical processes were included: the relaxed Arakawa–Schubert scheme [15], the Noah land

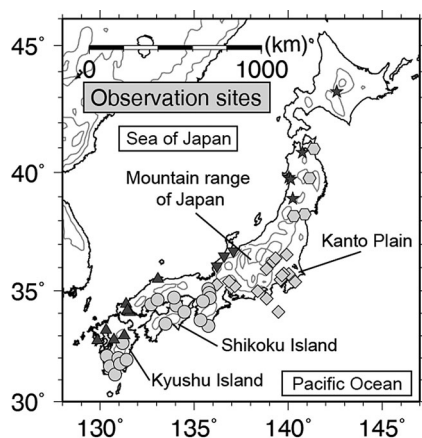


Figure 1. Intensive IMWG-JAHS observation sites over Japan in 2013 [13]. The grey solid contour lines indicate geo-potential height simulated by the EXP10, with an interval of 500 gpm. Hexagons, stars, diamonds, inverted triangles, circles and triangles indicate stations in NPC, NSJ, EPC, ESJ, WPC and WSJ, respectively.

surface model [16], the Chou radiation scheme [17] and a planetary boundary scheme [18]. Isotopic physical schemes were also included: the parameterisation of equilibrium fractionation among vapour, liquid and ice [3,4], kinetic fractionation for surface evaporation from open water [5], condensation from vapour to ice under super-saturated conditions at temperatures lower than -20°C [6] and evaporation and isotopic exchange between falling raindrops and vapour in the surrounding air [7].

2.2. Simulation design

The IsoRSM simulations were run from January to December 2013, which covered the entire period of intensive isotopic observations by IMWG-JAHS over Japan. The initial and lateral boundary conditions were taken from the global nudged isotope simulation [2]. Large-scale (more than 1000 km) temperature and wind speed in the global simulation were nudged towards 6-hour intervals of the National Centers for Environmental Prediction/Department of Energy (NCEP/DOE) Reanalysis 2 [19] for every time step and for all sigma levels. The sea surface and ice distributions were taken from the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) Optimum Interpolation (OI) Sea Surface Temperature (SST) V2 [20]. The simulation output was generated at 6-hour intervals and interpolated into 17 vertical pressure levels.

The experiments using the IsoRSM consisted of three simulations: EXP10, EXP30 and EXP50. The horizontal grid sizes (the number of grid points) of the EXP10, EXP30 and the EXP50 were approximately 10 km ($350 \times 289 \times 28$), 30 km ($129 \times 120 \times 28$) and 50 km ($82 \times 76 \times 28$), respectively. The domains of the IsoRSM simulations in this study are shown in Figure 2. The simulation domains sufficiently covered all sites over Japan where stable isotopes in precipitation were observed in 2013.

2.3. Observations

Observations at 56 sites over Japan were used to compare the simulated isotopic composition of precipitation. The observations were identical to a collaborative study [13].

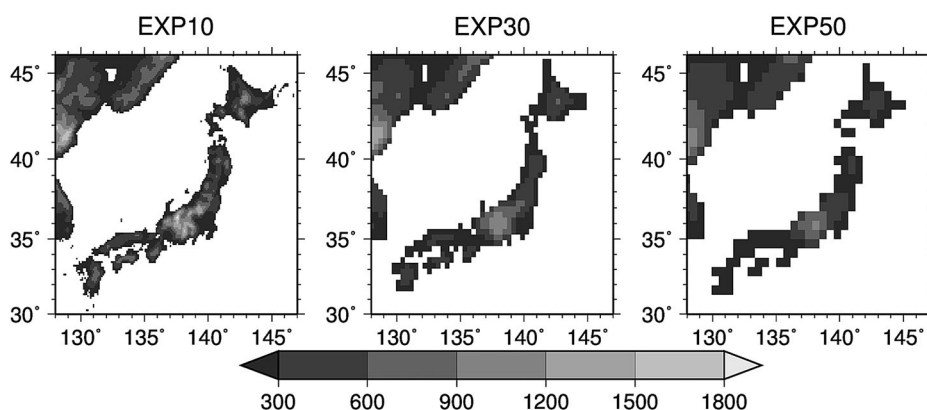


Figure 2. Domains of the IsoRSM simulations and geo-potential height (shaded; gpm) for the EXP10 (first column), EXP30 (second column) and EXP50 (third column).

Isotopic compositions were observed on a daily to weekly basis and simulated at 6 h intervals, both averaged to monthly mean values weighted by the precipitation rate. Tanoue et al. [12] showed a similarity in the seasonal variation in the isotopic composition of precipitation, based on the regional classification of the Japan Meteorological Agency (http://www.jma.go.jp/jma/kishou/known/kisetsu_riyou/image/png/zenpan_kubun.png). Therefore, this study considered seasonal variation in the isotopic composition of precipitation in Northern Japan/Pacific side (NPC), Northern Japan/Sea of Japan side (NSJ), Eastern Japan/Pacific side (EPC), Eastern Japan/Sea of Japan side (ESJ), Western Japan/Pacific side (WPC) and Western Japan/Sea of Japan side (WSJ), in the same way of the previous study [12].

The number of observation sites (56) corresponded to an approximate spatial representation of 6750 km² (=82 × 82 km), which was obtained from the area in Japan (377,900 km²) divided by the number of observation sites. Figure 3 shows a histogram of the cross correlation of seasonal variation in the observed isotopic composition of precipitation between each observation site against the distance between each observation site, which indicates the spatial representation. Correlation coefficients higher than 0.6 were recorded for approximately 88 % of observation sites located 0–50 and 50–100 km. Correlation coefficients higher than 0.6 were recorded for less than 50 % of observation sites located more than 600 km. These results indicate that the spatial representation of the isotopic composition of precipitation over Japan corresponded to at least 100 km. Therefore, the horizontal grid sizes in this study (i.e. 10, 30 and 50 km) provided sufficient cover and were appropriate for the verification of spatial patterns.

3. Results

Figure 4 shows the spatial pattern of the correlation coefficient between the observed and simulated precipitation rate and its $\delta^{18}\text{O}$ over Japan, and can be used to compare the

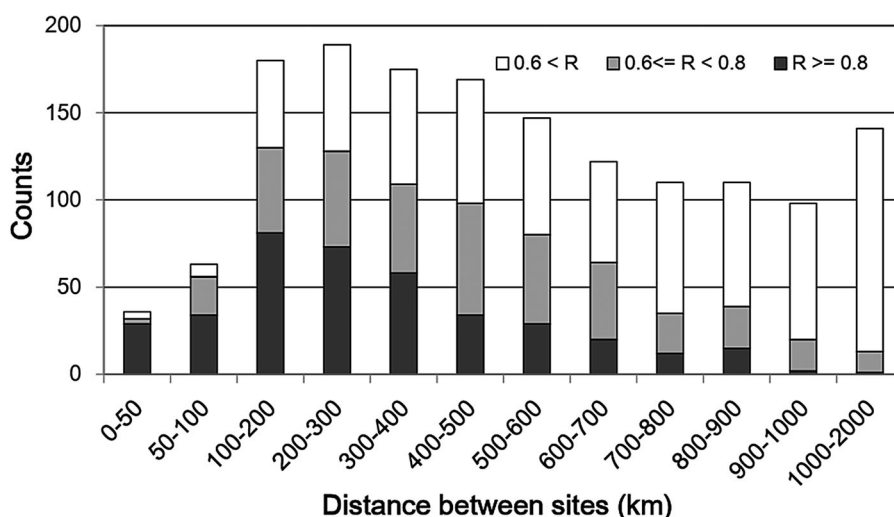


Figure 3. Histogram of the cross correlation (R) of the observed isotopic composition of precipitation between each observation site against distance between each observation site for $R \geq 0.8$ (dark grey), $0.6 \leq R < 0.8$ (light grey) and $R < 0.6$ (white).

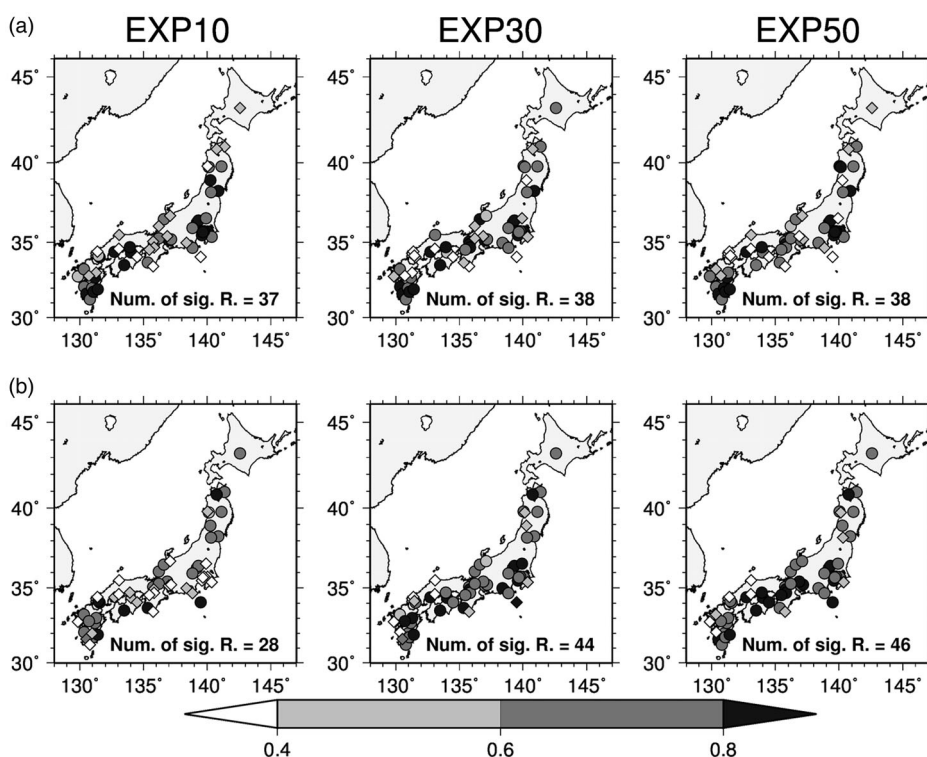


Figure 4. The spatial pattern of the correlation coefficients between the simulated and observed precipitation rate (a) and its $\delta^{18}\text{O}$ (b) for EXP10 (first column), EXP30 (second column) and EXP50 (third column). The degree of shade indicates the correlation coefficient, with an interval of 0.20. Circles and diamonds indicate statistically significant and non-significant correlations (95 % confidence level), respectively. The number of sites with a statistically significant correlation is shown in each figure.

reproducibility of these seasonal variations. The number of observation sites with a statistically significant correlation (95 % confidence level) between the simulated and observed precipitation rate was 37, 38 and 38 by the EXP10, EXP30 and EXP50, respectively. There was no large difference in the number of observation sites among the experiments. On the other hand, the number of observation sites with a statistically significant correlation (95 % confidence level) between the simulated and observed isotopic compositions of precipitation was 28, 44 and 46 by the EXP10, EXP30 and EXP50, respectively. The number of sites for which significant correlations existed between the observations and the EXP10 simulation was less than the number for the EXP30 and EXP50 simulations. The non-significant correlations derived from all simulations were distributed in WSJ, additionally those simulated by the EXP10 simulation were distributed in EPC and WPC.

Figure 5 shows the seasonal variations in the monthly $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in precipitation from the annual mean values weighted by precipitation rate in each region. The observed seasonal variation was characterised by a high anomaly in March and May in all regions, which was captured by all simulations. However, there was a large difference between the simulated and observed monthly $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January in ESJ, especially derived from

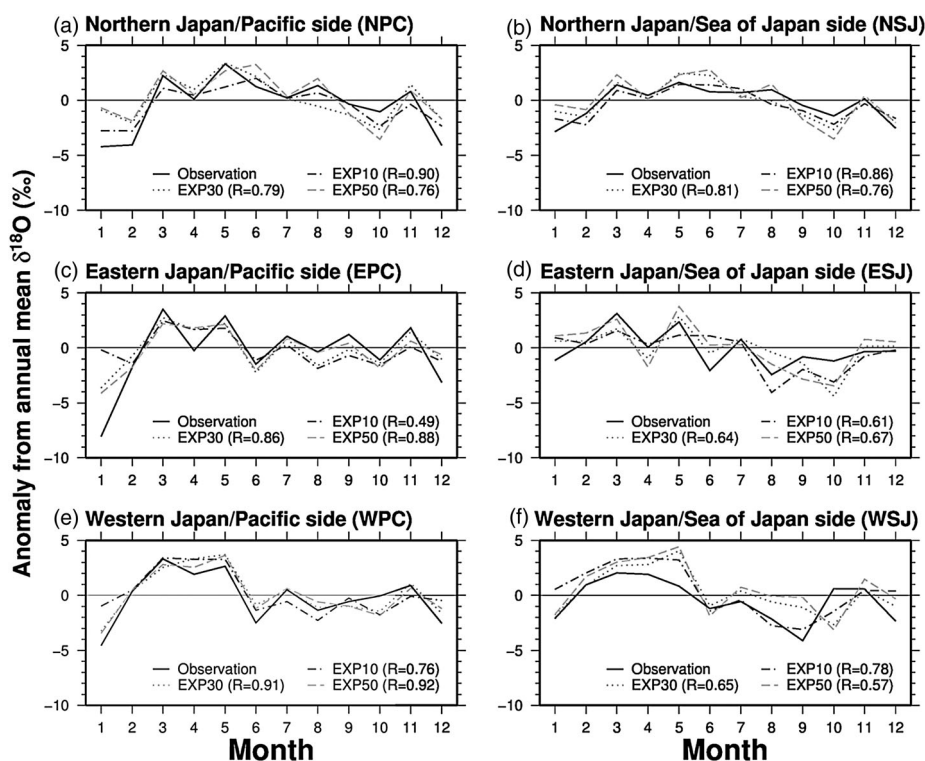


Figure 5. Seasonal variations in the monthly $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in precipitation from the annual mean values weighted by the precipitation amount, averaged in the (a) NPC ($n = 4$), (b) NSJ ($n = 5$), (c) EPC ($n = 17$), (d) ESJ ($n = 3$), (e) WPC ($n = 19$) and (f) WSJ ($n = 8$).

the EXP10 simulation (more than 8.00 ‰) (Figure 5(c)). Moreover, a large difference was observed in May and September in WSJ, derived from all simulations, except for the EXP10 simulation in September (Figure 5(f)). Therefore, the correlation coefficients between the simulated and observed $\delta^{18}\text{O}$ anomaly were not significant in EPC derived from the EXP10 simulation ($R = 0.49$) and in WSJ derived from the EXP50 simulation ($R = 0.57$).

Table 1 shows the correlation coefficient and root mean square error (RMSE) between the observed and simulated isotopic composition of precipitation, which were used to investigate the spatial reproducibility. Correlation coefficients with a 95 % confidence level were found from February to March and from September to December, with the exception of November. The RMSE in these months ranged from 1.42 ‰ (in March derived from the EXP30 simulation) to 3.47 ‰ (in December derived from the EXP10 simulation). All simulations produced low correlations (<0.40) from May to August, although the range of the RMSE from May to August was smaller than in the adjacent months (i.e. from February to March and from September to December). This resulted from a narrow range of spatial variation in the observed isotopic composition in summer over Japan [12], because the Asian summer monsoon brings a large amount of moisture evaporated from the Indian and Pacific Oceans to Japan from May to August [12,21]. The simulations produced the highest RMSE (more than 4.96 ‰) in January. The simulated $\delta^{18}\text{O}$ in

Table 1. Correlation coefficients (R) and RMSE between the observed and simulated $\delta^{18}\text{O}$ in precipitation.

Month	EXP10 R (Number, RMSE)	EXP30 R (Number, RMSE)	EXP50 R (Number, RMSE)
1	-0.06 (56, 7.27)	0.27 (56, 5.17)	0.32 (56, 4.96)
2	0.76* (56, 2.06)	0.84* (56, 1.81)	0.81* (56, 1.87)
3	0.72* (56, 1.53)	0.72* (56, 1.42)	0.74* (56, 1.46)
4	0.71* (56, 2.66)	0.76* (56, 2.42)	0.63* (56, 2.54)
5	0.34 (56, 2.21)	0.28 (56, 2.57)	0.28 (56, 2.59)
6	0.09 (53, 2.61)	0.18 (53, 2.38)	0.17 (53, 2.43)
7	0.04 (54, 2.07)	0.32 (54, 1.94)	0.53* (54, 1.60)
8	0.14 (52, 2.29)	0.25 (52, 2.25)	0.35 (52, 2.31)
9	0.61* (52, 2.06)	0.52* (52, 2.21)	0.50* (52, 2.32)
10	0.54* (52, 2.40)	0.61* (52, 2.34)	0.58* (52, 2.54)
11	0.47 (52, 1.38)	0.70* (52, 1.35)	0.41 (52, 1.55)
12	0.60* (52, 3.47)	0.70* (52, 2.72)	0.65* (52, 3.13)

Note: A single asterisk indicates the correlation between observed and simulated $\delta^{18}\text{O}$ in precipitation was statistically significant (95% confidence level).

precipitation in January were overestimated at most observation sites (not shown). The possible reasons for this overestimation are discussed in Section 4.

4. Discussion

Regional isotopic simulation with a fine horizontal resolution (i.e. EXP10) was good in September in WSJ (Figure 5(f)), but it overestimated the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January in EPC (Figure 5(c)). Other simulations also overestimated the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January (Figure 5(c)). We considered the possible reasons for the good reproducibility of the EXP10 simulation in September and the overestimation of the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly derived from all simulations in January.

In September 2013, Typhoon Toraji (18UTC, 3 September 2013) and Typhoon Man-yi (23UTC, 15 September 2013) struck Japan. Generally, a tropical cyclone brings a huge amount of precipitation. Therefore, spatial precipitation pattern in September was related to the reproducibility of tropical cyclones.

Figure 6 shows the spatial pattern of the precipitation rate and its $\delta^{18}\text{O}$ due to Typhoon Toraji, which passed over Kyushu and Sikoku Islands. The spatial pattern of the mean precipitation rate from 00JST, 1 September to 00JST, 5 September 2013 (i.e. from 15UTC, 31 August to 15UTC, 4 September 2013) was similar in the EXP10 and the EXP30 simulations. The precipitation rate was higher than 20.0 mm/day in western Japan (WPC and WSJ), and lower than 10.0 mm/day in eastern Japan (EPC and ESJ). The observed $\delta^{18}\text{O}$ in precipitation along the Sea of Japan side (lower than -8.00‰) was relatively lower than along the Pacific Ocean side (higher than -8.00‰). In the case of Typhoon Toraji, there were no significant differences in the spatial patterns of the precipitation rate and its $\delta^{18}\text{O}$ among the simulations.

Figure 7 shows the spatial patterns of the average precipitation rate and its $\delta^{18}\text{O}$ from 00JST, 15 September to 00JST, 17 September 2013 (i.e. from 15UTC, 14 September to 15UTC, 16 September 2013). This precipitation event was due to Typhoon Man-yi, which passed over the northern part of the Kanto Plain. Both simulations produced a high precipitation rate (more than 20.0 mm/day) in the eastern part of Honshu Island; however, the precipitation rates derived from the EXP10 and EXP30 simulations were different in Kyushu Island. The precipitation rate simulated by EXP30 was higher than

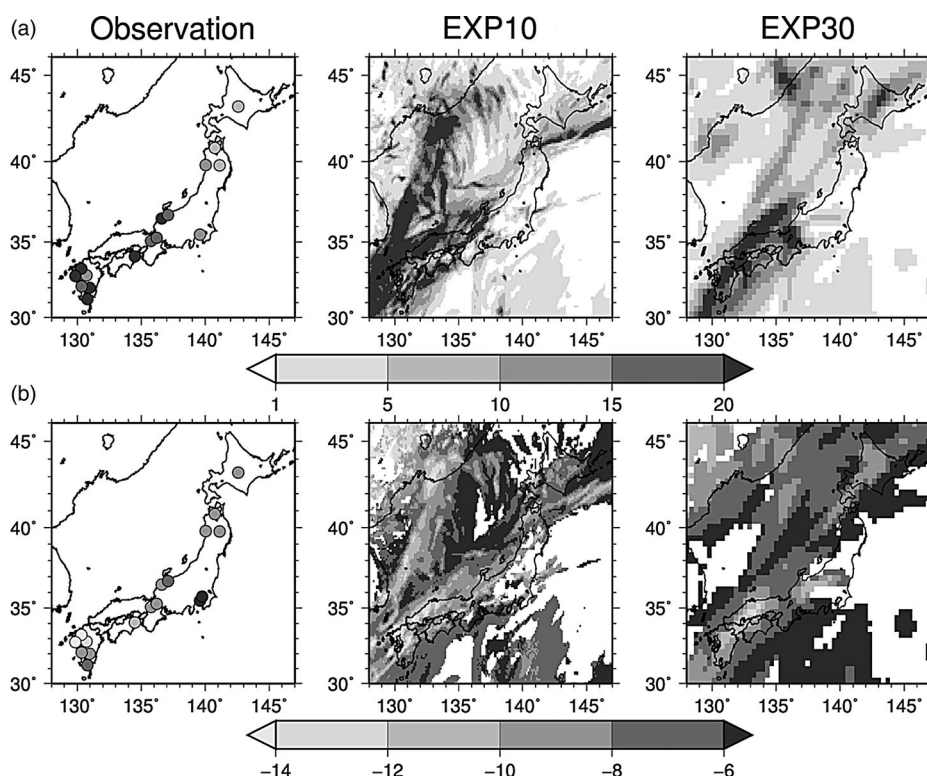


Figure 6. Spatial patterns of the precipitation rate (mm/day) (a) and its $\delta^{18}\text{O}$ (‰) (b) for the period from 00JST, 1 September to 00JST, 5 September (i.e. from 15UTC, 31 August to 15UTC, 4 September) 2013 derived from observations (first column), the EXP10 simulation (second column) and the EXP30 simulation (third column). The results of the EXP50 simulation were similar to those of the EXP30 simulation. Typhoon Toraji passed over Kyushu and Shikoku islands. Regions with a precipitation rate of less than 1.0 mm/day are excluded from (b). The precipitation rate intervals are 1.0, 5.0, 10.0 and 20.0 mm/day, and the $\delta^{18}\text{O}$ interval is 2.00 ‰.

1.0 mm/day in Kyushu Island, while for EXP10 it was less than 1.0 mm/day. The actual precipitation rate was less than 1.0 mm/day at most Automated Meteorological Data Acquisition System (AMeDAS) observation sites in Kyushu Island. Therefore, the spatial precipitation pattern derived from the EXP10 simulation was closer to the observed value than the EXP30 simulation. Moreover, the EXP30 simulation produced $\delta^{18}\text{O}$ values higher than -6.00 ‰ in precipitation in Kyushu Island. Therefore, the EXP10 simulation has a higher potential reproducibility for the precipitation rate and its $\delta^{18}\text{O}$ due to a tropical cyclone than a simulation with rough horizontal resolution.

An overestimation of the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January was recognised, especially in EPC (Figure 5(c)). Generally, winter precipitation along the Pacific side is brought by an explosively developing extratropical cyclone in the Sea of Japan or near the south coast of Japan [22]. Figure 8 shows the daily averaged precipitation rate and its $\delta^{18}\text{O}$ due to an explosively developing extratropical cyclone for the period from 00JST, 13 January to 00JST, 15 January 2013 (i.e. 15UTC, 12 January to 15UTC, 14 January 2013). Values derived from the EXP10 and EXP30 simulations are also shown in Figure 8. The extratropical cyclone

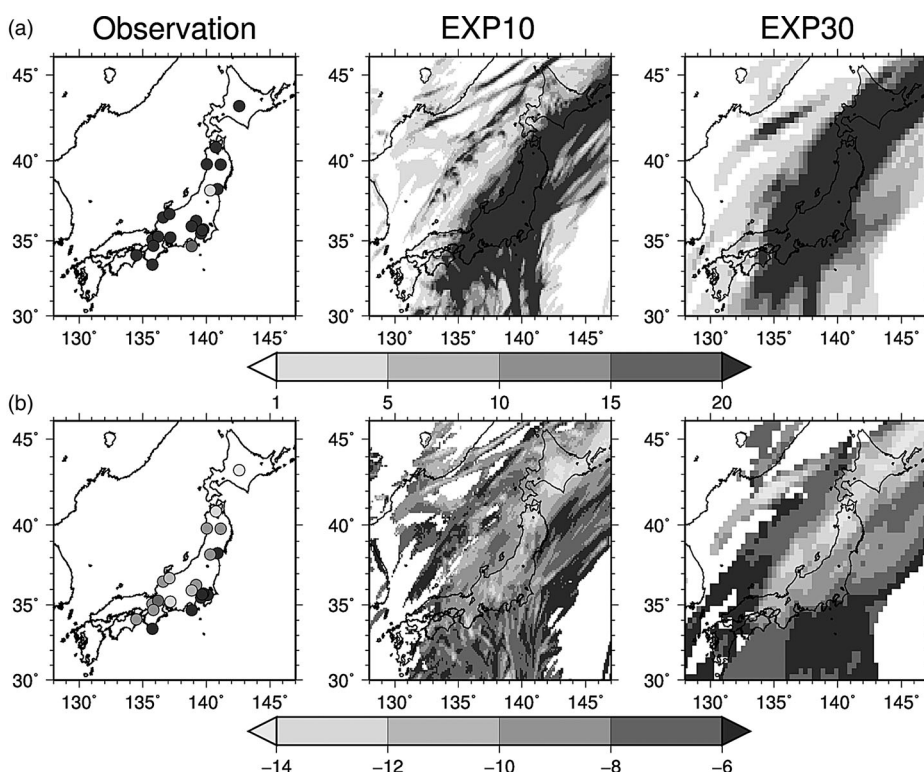


Figure 7. Spatial patterns of the precipitation rate (mm/day) (a) and its $\delta^{18}\text{O}$ (‰) (b) for the period from 00JST, 15 September to 00JST, 17 September (i.e. from 15UTC 14 September to 15UTC, 16 September) 2013 derived from observations (first column), the EXP10 simulation (second column) and the EXP30 simulation (third column). The results of the EXP50 simulation were similar to those of the EXP30 simulation. Typhoon Man-yi moved westward over the northern part of Kanto Plain. Regions with a precipitation rate of less than 1.0 mm/day are excluded from (b). The precipitation rate intervals are 1.0, 5.0, 10.0 and 20.0 mm/day, and the $\delta^{18}\text{O}$ interval is 2.00 ‰.

that moved westward along the south coast of Japan brought an abundance of precipitation (higher than 15.0 mm/day) in January in EPC and WPC, except for Furano (142.6° E and 43.2°N) and Chichibu (138.8°E and 35.9°N) (Figure 8(a)). The observed $\delta^{18}\text{O}$ values in precipitation were lower than -18.00 ‰ in eastern Japan (EPC and ESJ), except for Chichibu, and higher than -14.00 ‰ in western Japan (WPC and WSJ) (Figure 8(b)). However, the precipitation rate simulated by the EXP10 and EXP30 simulations was lower than 10.00 mm/day, except for the Kyushu and Shikoku Islands (Figure 8(a)). Moreover, the $\delta^{18}\text{O}$ values derived from the EXP10 and EXP30 simulations were higher than -10.00 ‰ along the Sea of Japan side and higher than -16.00 ‰ along the Pacific side. Additionally, the EXP10 simulation of the $\delta^{18}\text{O}$ was higher than -10.00 ‰ in the eastern part of the Kanto Plain. Therefore, the overestimation of the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January caused the simulated low precipitation rate and its high $\delta^{18}\text{O}$ along the Pacific side during the explosively developing extratropical cyclone.

We then considered why all of the simulations produced a low precipitation rate and high $\delta^{18}\text{O}$ values on the Pacific side during the explosively developing extratropical

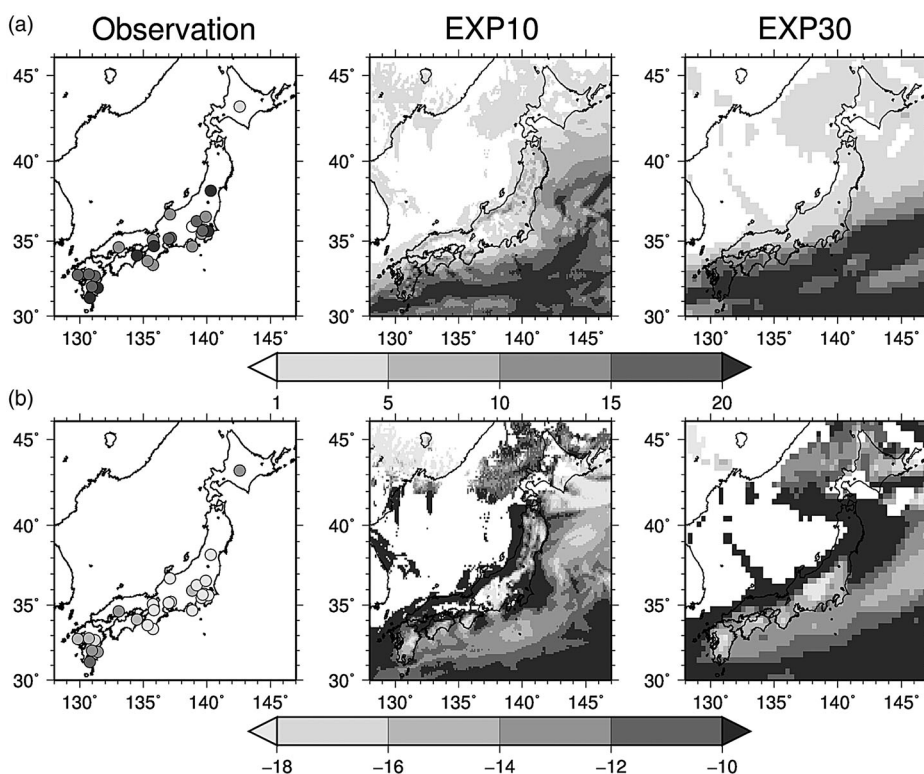


Figure 8. Spatial patterns of the precipitation rate (mm/day) (a) and its $\delta^{18}\text{O}$ (‰) (b) for the period from 00JST, 13 January to 00JST, 15 January (i.e. from 15UTC, 12 January to 15UTC, 14 January) 2013 derived from observations (first column), the EXP10 simulation (second column) and the EXP30 simulation (third column). Results of the EXP50 simulation were similar to those of the EXP30 simulation. An extratropical cyclone moved westward along the south coast of Japan. Regions with a precipitation rate of less than 1.0 mm/day are excluded from (b). The precipitation rate intervals are 1.0, 5.0, 10.0 and 20.0 mm/day, and the $\delta^{18}\text{O}$ interval is 2.00 ‰.

cyclone. These results indicated the possibility that all simulations produced dry conditions along the Pacific side. Figure 9(a) shows the spatial pattern of relative humidity and horizontal wind at the 925 hPa level, and can be used to see humidity conditions around Japan. North-westerly winds were dominant in the Sea of Japan derived from the EXP10 and EXP30 simulations. The relative humidity produced by both simulations was higher than 80 % along the Sea of Japan side. The value produced by the EXP10 and EXP30 simulations was less than 80 % in the Kanto Plain. The difference in humidity conditions between both sides of Japan was caused by the orographic barrier of the mountain range of Japan. Vertical cross-sections of relative humidity and horizontal-vertical wind along the line A–B in Figure 9(a) are shown in Figure 9(b). Figure 9(b) shows that a low relative humidity (<70 %) was found along the Pacific side. In contrast, the relative humidity along the Sea of Japan side was higher than 70 % at levels below 875 hPa. These results indicate that most of the moisture transported from the Sea of Japan was precipitated on the Sea of Japan side, where precipitation was enhanced by the orographic upward current along the Sea of Japan side. The remaining moisture results in low

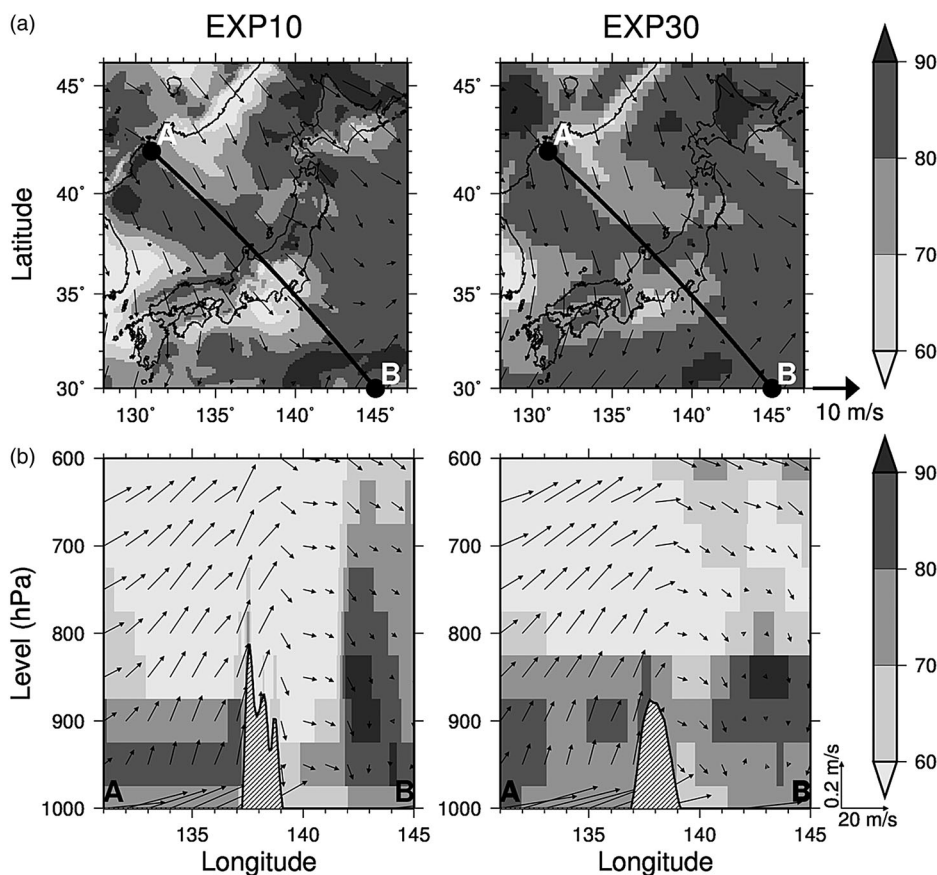


Figure 9. (a) Spatial patterns of relative humidity (shaded; %) and horizontal wind (arrow; m/s) at 925 hPa for the period from 00JST, 13 January to 00JST, 15 January 2013 (i.e. from 15UTC, 12 January to 15UTC, 14 January). (b) Vertical cross-sections of relative humidity (shaded; %) and horizontal-vertical wind (arrow; m/s) along line A–B in (a). The grey shading indicates the terrain of the IsoRSM domain. The shaded interval is 10 %. These results were obtained from the EXP10 (first column) and the EXP30 (second column) simulations.

precipitation on the Pacific Ocean side. The EXP10 simulation showed the strong effect of the orographic barrier provided by the mountain range of Japan compared with the EXP30 simulation because the altitude of EXP10 was higher than that of EXP30 (Figure 9(b)). Therefore, the large difference in the simulated monthly $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January was caused by the effect of an orographic barrier. These discrepancies could be corrected when the parameterisation of precipitation formulation about the fraction of precipitated water to liquid detrained water in the lower troposphere became small (i.e. Equation A41 of [15]).

5. Conclusion

This study validated the spatio-temporal variations of monthly precipitation rate and its isotopic compositions simulated by the IsoRSM with fine horizontal resolutions (10, 30

and 50 km) using the observations, and compared the reproducibility of the spatio-temporal variations among the simulations (EXP10, EXP30 and EXP50). The findings were as follows:

- (1) There was no large difference in the number of observation sites for which significant correlations existed between the observed and simulated precipitation rate among simulations. However, the difference between the observed and simulated isotopic composition of precipitation by the EXP10 was less than that by the EXP30 and EXP50. This resulted from an overestimation of the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly in January in EPC and WPC.
- (2) All simulations captured the spatial pattern of the isotopic composition of precipitation from February to March and from September to December, with the exception of November, while that did not capture from May to August because of small range of the observed $\delta^{18}\text{O}$ in precipitation.
- (3) In January, none of the simulations could reproduce the $\delta^{18}\text{O}$ in precipitation, with an overestimation especially in the Pacific side (EPC and WPC). This resulted from dry condition along the Pacific side due to lower precipitation rate and higher its $\delta^{18}\text{O}$ during an explosively developing extratropical cyclone event (for the period from 00JST, 13 January to 00JST, 15 January 2013) compared with observations. These results caused a parameterisation of precipitation formulation about the fraction of precipitated water to liquid detained water in the lower troposphere.
- (4) The spatial patterns of the precipitation rate and its isotopic composition due to a tropical cyclone were more accurately derived from the EXP10 simulation than from the other simulations.

The IsoRSM using a horizontal resolution of 10 km (i.e. the EXP10 simulation) produced a good reproducibility of the spatio-temporal variation of the isotopic composition of precipitation due to a tropical cyclone over Japan. However, the largest difference in the $\delta^{18}\text{O}$ anomaly between the observation and simulation was recorded in January. This overestimation caused a parameterisation of precipitation formulation with the large fraction of precipitated water to liquid detained water in the lower troposphere. If the parameterisation is improved, the discrepancies in the isotopic composition of precipitation between observed values and those simulated by the EXP10 could be corrected. These problems were not due to an isotopic parameterisation. Therefore, isotopic parameterisations were applicable to a regional isotope circulation model with a horizontal resolution of 10 km. These findings indicated that the isotopic composition of precipitation was a useful verification tool for the parameterisation of precipitation formulation as well as large-scale moisture transport processes in the isotope-incorporated AGCM and regional circulation model. It was difficult to determine the reproducibility based on the monthly precipitation rate because there was no significant difference in the number of observation sites for which significant correlations existed between the observed and simulated precipitation rate (Figure 4(a)). Our method of analysis could be applied to other regions of the world.

Acknowledgements

The author is also grateful to the anonymous reviewers for providing valuable comments, which helped improving the manuscript.

Disclosure statement

No potential conflict of interest was reported by the authors.

Funding

This study was supported by the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) Grant-in-Aid for Scientific Research(C) [grant number 24510256]; JSPS Grant-in-Aid for Young Scientists(B) [grant number 15K16310] and the cooperative research of the Atmosphere and Ocean Research Institute, The University of Tokyo.

ORCID

Masahiro Tanoue  <http://orcid.org/0000-0003-1365-0187>

References

- [1] Clark ID, Fritz P. Environmental isotopes in hydrogeology. Boca Raton (FL): CRC Press; 1997. Tracing the hydrological cycle; p. 35–61.
- [2] Yoshimura K, Kanamitsu M, Noone D et al. Historical isotope simulation using Reanalysis atmospheric data. *J Geophys Res.* 2008;113:D19108.
- [3] Majoube M. Oxygen-18 and deuterium fractionation between water and steam. *J Chim Phys.* 1971;68:1423–1436. French.
- [4] Majoube M. Fractionation in O-18 between ice and water vapour. *J Chim Phys.* 1971;68:625–636. French.
- [5] Merlivat L, Jouzel J. Global climatic interpretation of the deuterium–oxygen 18 relationship for precipitation. *J Geophys Res.* 1979;84:5029–5033.
- [6] Jouzel J, Merlivat L. Deuterium and oxygen 18 in precipitation: modeling of the isotopic effects during snow formation. *J Geophys Res.* 1984;89:11749–11757.
- [7] Stewart MK. Stable isotope fractionation due to evaporation and isotopic exchange of falling water drops. *J Geophys Res.* 1975;80:1133–1146.
- [8] Tase N, Shimano Y, Kono T et al. Isotopic variations in precipitation of Japan. In: Proceedings of International Workshop on Global Change and Terrestrial Environment in Monsoon Asia; 1997. p. 140–143.
- [9] Taniguchi M, Nakayama T, Tase N et al. Stable isotope studies of precipitation and river water in the Lake Biwa basin, Japan. *Hydrol Process.* 2000;14:539–556.
- [10] Yamanaka T, Shimada J, Miyaoka K. Footprint analysis using event-based isotope date for identifying source area of precipitated water. *J Geophys Res.* 2002;107:ACL6-1–ACL6-7.
- [11] Tanoue M, Ichianagi K, Shimada J et al. Factors controlling the spatial distribution of stable isotopes in precipitation over Kumamoto, Japan. *Adv Geosci.* 2012;28:29–39.
- [12] Tanoue M, Ichianagi K, Shimada J. Seasonal variation and spatial distribution of stable isotopes in precipitation over Japan. *J Jpn Assoc Hydrol Sci.* 2013;43:73–91. Japanese.
- [13] Ichianagi K, Tanoue M. Spatial analysis of annual mean stable isotopes in precipitation across Japan based on an intensive observation period throughout 2013. *Isot Environ Health Stud.* Forthcoming 2016.
- [14] Yoshimura K, Kanamitsu M, Dettinger M. Regional downscaling for stable water isotopes: a case study of an atmospheric river event. *J Geophys Res.* 2010;115:D18114.
- [15] Moorthi S, Suarez MJ. Relaxed Arakawa–Schubert: a parameterization of moist convection for general circulation models. *Mon Weather Rev.* 1992;120:978–1002.
- [16] Ek MB, Mitchell KE, Lin Y et al. Implementation of Noah land surface model advances in the national centers for environmental prediction operational mesoscale Eta model. *J Geophys Res.* 2003;108:8851.

- [17] Chou MD, Suarez MJ. An efficient thermal infrared radiation parameterization for use in general circulation models. NASA Tech. Rep. TM-1994-104606, Series on Global Modeling and Data Assimilation. Houston (TX): NASA; 1994.
- [18] Hong SY, Pan HL. Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model. *Mon Weather Rev.* [1996](#);124:2322–2339.
- [19] Kanamitsu M, Ebisuzaki W, Woollen J et al. NCEP-DEO AMIP-II reanalysis (R-2). *Bull Am Meteorol Soc.* [2002](#);83:1631–1643.
- [20] Reynolds RW, Rayner NA, Smith TM et al. An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J Climate.* [2002](#);15:1609–1625.
- [21] Hiraoka A, Kawamura R, Ichianagi K et al. Water origins over central and southern Japan during the early summer rainy season as simulated with an isotope circulation model. *SOLA.* [2011](#);7:141–144.
- [22] Tasaka I. Distribution of winter precipitation brought about by the passage of depressions over the Japanese islands. *Geogr Rev Jpn.* [1980](#);53:18–28. Japanese.

1. 特定共同研究課題名

高分解能大気モデル及び領域型気候モデルの開発

2. 分担課題名

アジアモンスーンの数値シミュレーションのための物理過程の高度化とデータ同化手法の開発

3. 共同研究者名

中川雅之 徳廣貴之 坂本雅巳 長澤亮二 荒波恒平 米原仁 下河邊明 木南哲平 金浜貴史 齊藤慧（気象庁予報部数値予報課）

4. 研究目的

アジアモンスーンの予測精度を高めるため、高精度の物理過程を開発する。

5. 研究内容

高分解能大気モデルに適した物理過程の改善を行うための研究を行う。またデータ同化手法として LETKF の研究を行う。

6. 研究成果

今年度は高分解能（TL959）全球モデルにおいて、これまで開発してきた積雲・雲・陸面・海面・放射などの物理過程の改良を結合した実験や、雲スキームにおける降水の融解・蒸発過程の精緻化、積雲の上昇流域における雲量・雲水量を放射スキームで考慮する手法などの物理過程の開発を重点的に行ったので、これらについて報告する。

6.1 全球モデルにおける物理過程改良を結合した実験

気象庁全球モデルの予測精度向上のため、積雲・雲・放射・陸面・海面などの物理過程の改良を進め、その成果の一部はこれまでも本報告書で報告してきた。これらの物理過程には、相互作用が強かったり、補償しあう誤差を持っていたりするものが多いことから、全球モデルへの導入に向けて改良点を結合しての実験を行った。主要な改良点は以下の通りである。

○積雲対流スキーム

- エネルギー収支補正式の変更
- 雲底での静的エネルギー導出方法の変更及び、スキーム内でのマスフラックスの形を整合させる変更
- 固体降水の融解の導入
- アップドラフト中の雲水から降水への変換の導入
- 雲頂からデトレインされた雲氷の鉛直再配分の停止
- 雲底での静的エネルギーにアップドラフト領域の摂動（0.5K）を与える手法の導入

○雲スキーム

- 積雲が存在する時に水物質の揺らぎ幅を大きくする調整の廃止

- 時間ステップ幅に依存しない雲氷落下スキームの導入

○陸面モデル

- 層数などのスペックを大幅向上
- 独立した積雪モデルの導入
- アルベド・キャノピー・土壌の精緻化
- フラックス交換スキームの改良
- 植生分布や各種パラメータの更新
- 土壌水分初期値として用いる気候値の更新

○海面過程

- 4 層海氷モデルの導入
- 接地境界層スキームの更新
- 開水・海面混在格子の導入
- 海氷における氷点の取り扱い修正

○放射スキーム

- 短波放射への PICA による雲のマキシマム・ランダムオーバーラップ導入
- 水雲粒光学特性パラメタリゼーションの見直し
- 放射過程で利用する吸収気体の気候値更新（成層圏の水蒸気量、温室効果ガス）
- 地表面射出率の考慮

これらの変更について 2014 年 12 月～2015 年 2 月（冬実験）及び 2015 年 7 月～9 月（夏実験）を対象とした解析予報サイクル実験を実施した。図 1 に、夏実験における台風進路予測の検証結果を示す。今回の変更によって、予測期間の後半で予測誤差が減少していることがわかる。また従来よりも台風の強度や大きさが強く表現されるようになる事例が多いことがわかった（図略）。これまでは台風周辺で雲スキームによる降水が過剰であったものが、積雲対流・雲スキームの変更により解消された結果、台風中心付近への水蒸気の流入が増加し、中心付近で降水が集中しやすくなったことが原因であると考えられる。

図 2 には、日本付近の 1mm/3h 以上の降水に関するエクイタブルスレットスコア（ETS）及びバイアススコア（BI）を示す。ETS を見ると、夏実験（図 2(a)）では予測期間を通じて変更による大幅な改善が、冬実験（図 2(b)）においても、予測期間前半で変更による改善が見られた。一方、BI によると、夏実験では変更前に予測頻度が過多だった傾向が、予測初期では緩和しているものの全体としては強まっている（図 2(c)）。ただし予測頻度の増加は、誤検出率が減少する中で、捕捉率が増えていることによってもたらされる傾向を確認しており、その結果として予測精度の向上がもたらされたと考えられる。さらに詳細に見ると、これまで孤立した強雨域を表現しがちであったものがより組織化した表現をしやすくなっているこ

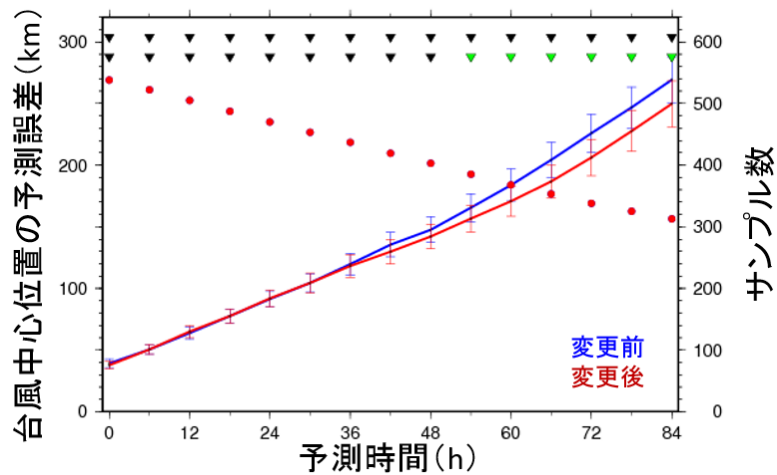


図 1 夏実験における台風中心位置予測誤差の比較。赤が変更後、青は変更前。横軸は予測時間。赤点はサンプル数（右軸）。エラーバーは誤差の発生が正規分布に従うと仮定した場合の 95%信頼区間を表す。グラフ上方の三角形が緑色の場合は予測誤差の差が 95%の信頼度で統計的に有意であり、黒色の場合は有意ではないことを示す。なお、上段がデータ系列の相関を考慮した結果であり、下段が相関を考慮しない結果である。

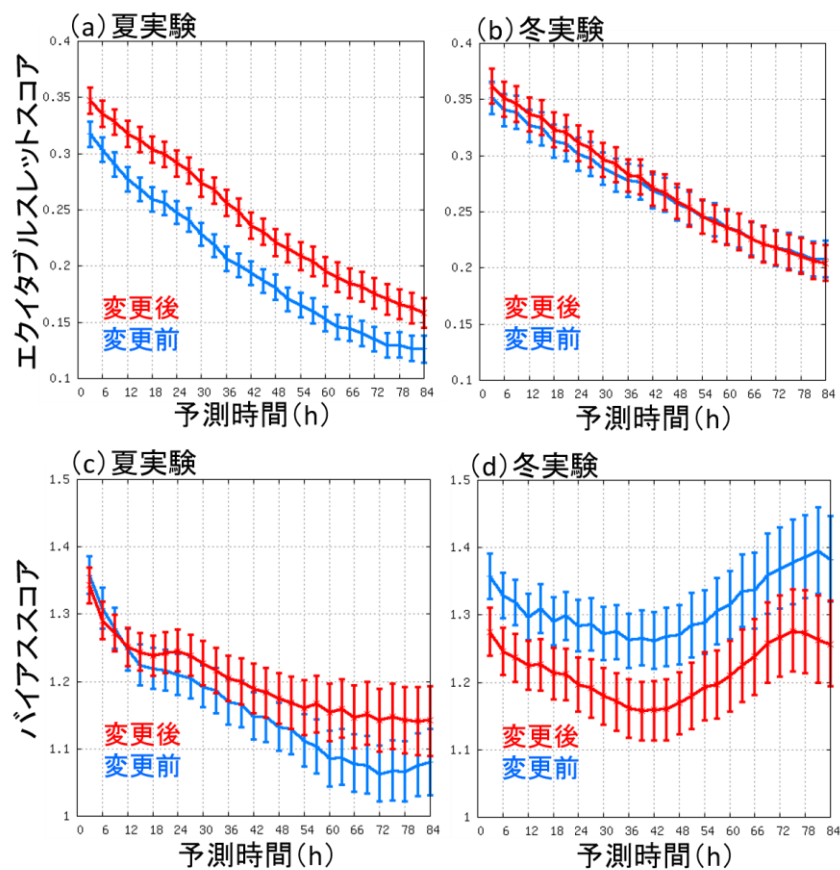


図 2 夏実験及び冬実験における 1mm/3h 以上の降水量予測についての対解析雨量の ETS ((a)夏実験、(b)冬実験) と BI ((c)夏実験、(d)冬実験)。赤が変更後、青は変更前。エラーバーは 95%の信頼区間を表す。検証は 0.25 度格子で格子内の平均値を対象として行った。

と、海上から陸上へ降水系が侵入しやすくなっていることがわかった。また夏期の不安定性降水をより表現されやすくなっていること、冬期の日本海側の陸上でよりめりはりのある表

現をすることが増えていることもわかった。

今回の変更では上記に加え、熱帯中層の乾燥バイアスや、地上気温の予測特性などにも改善が見られた。一方で問題点として、冬半球の中緯度における擾乱の表現に悪化が見られた。また別の問題として、中層雲及び液水量が熱帯域を中心に大幅に減少し、大気が光学的に薄くなることがわかった。衛星観測との比較等から薄くなりすぎていると考えられ、放射過程を通じて予報場へ悪影響を与えていると予想される。

6.2 雲スキームの開発

現在の気象庁全球モデルの雲スキームには、降水の蒸発過程における蒸発熱および固体降水の融解過程における融解熱にそれぞれ 10 [K/day] 相当の上限値が設定されている。これらの上限値は、計算安定性の向上のために導入されているものであるが、蒸発熱の上限により実際の気中では蒸発すべき降水が地表まで落下したり、融解熱の上限により融解層における冷却を適切に表現できなかつたりと、現象の表現に問題が生じる原因にもなっている。

まず、どのようなところで蒸発熱、融解熱が蒸発過程、融解過程の上限に達しているのかを調査した。図 3 は、気象庁全球モデルの鉛直層数 100 層（60 層が対流圏を表現する）のうち、何層で蒸発熱もしくは融解熱が上限に達しているのかを示した図である。図より、熱帯域や台風、中緯度擾乱などを中心として蒸発熱の上限に達していることがわかる。また、中緯度帯擾乱などを中心として融解熱の上限に達していることがわかる。広範囲、かつ、恒常的に上限に達していることから、上限値の存在は、ある単一の現象に対する予測誤差の原因となるだけではなく、全球的な大気循環場にも悪影響を与えるものであることがわかる。特に、蒸発熱は上限に達している層数が多いことから、その影響が大きいことがわかる。また、上限値が設定されていない場合の蒸発熱、融解熱の大きさを調査したところ、台風や発達した温帯低気圧といった顕著現象において非常に大きな値となるため、計算安定性を確保するためには、一定の上限値を設定せざるを得ないことがわかった。

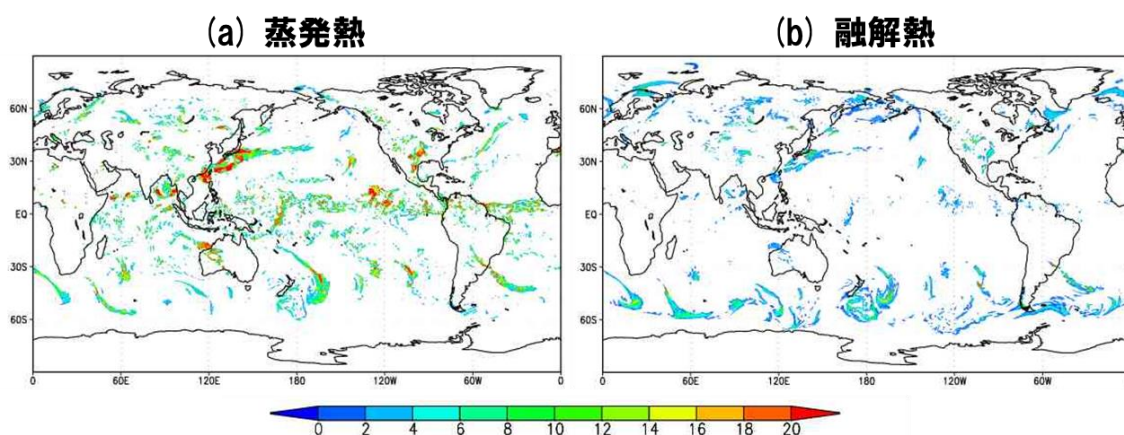


図 3 ある時刻の予報における (a) 蒸発熱、(b) 融解熱の上限値に達した鉛直層の数。

次に、本上限値は計算安定性を確保するために設定されているため、計算安定性を担保した新たな計算手法の導入により上限値の見直しを試みた。現在のスキームでは、蒸発熱の計算には Kessler (1969) に基づいた手法を採用しているが、数値計算手法に陰解法を用いることで計算安定性の向上を図った。一方、融解熱の計算には気温が 0 度を越えた層ですべての固体降水を融解させるという手法から、緩和型の方程式を用いることにより一つの鉛直層に大きな融解熱を集中させるのではなく、複数の鉛直層で融解させるという手法に変更することで計算安定性を確保するとともに、融解のしきい値に湿球温度を用いることで融解過程を緻密化した (ECMWF 2013)。蒸発熱と融解熱の上限値は、顕著現象ではない現象において上限に達することが大幅に減少する 30 [K/day] 相当に設定した。

最後に、本手法を用いて夏季 (8 月) および冬季 (12 月) のそれぞれ 1 か月のサイクル実験を行った。その結果、熱帯域を中心に、500 hPa 高度や地上気圧、下層気温、上層・下層風といった予報スコアの悪化が見られた。このことは、降水の蒸発や固体降水の融解が増加した結果、熱帯域を中心とした広範囲で大気下層において冷却が増加することから、本改良単独では大気循環場の表現に悪影響があることを示している。手法のさらなる改良に加え、他の過程の見直しも含めた検討を進める必要がある。

6.3 積雲の上昇流域における雲量・雲水量を放射スキームで考慮する手法の開発

気象庁全球モデルでは、他の多くの全球モデルと同様に、積雲の雲量や雲水量を考慮していない。従来は積雲の上昇マスフラックスに応じて雲スキームにおける揺らぎ幅を調整することで擬似的に表現していたものの、対流圏中層の乾燥バイアスや下層の加熱率の不自然なプロファイルの原因の一つとなっていたことから、第 6.1 節に示した物理過程の改良に際し廃止された。この変更により乾燥バイアスは緩和された一方で、中層雲及び液水量が熱帯域を中心に大幅に減少し、大気が光学的に薄くなりすぎていることがわかった。

この問題を改善するため、積雲の雲量・雲水量を見積もり放射スキームで使用する手法を導入した。積雲の雲量は Park et al. (2014) に基づき積雲の上昇マスフラックスに依存して決める。また積雲の雲水量は Martin et al. (2006) を参考に、積雲上昇流域の雲水量と積雲の雲量の積に比例する形で与える。これらの量は放射スキームのみで用いられる。

本手法を第 6.1 節に示した改良を加えた気象庁全球モデルに導入し、実験を行った。図 4 に、解像度 TL319L100 のモデルで 2013 年 8 月の一か月積分を行った結果から、中層雲量の一か月平均値を示す。本手法の導入前 (左) では熱帯西太平洋からインド洋にかけて中層雲量がほぼ 0 であるのに対し、本手法の導入後 (右) では熱帯対流域を中心に中層雲量が増加していることがわかる。雲水量についても同様に増加していることが確認できた (図略)。

第 6.1 節に示した改良を加えた気象庁全球モデルでは、主に雲スキームの改良により雲量が減少したこと、短波放射スキームに PICA を導入したことで雲の光学的厚さが減少したこ

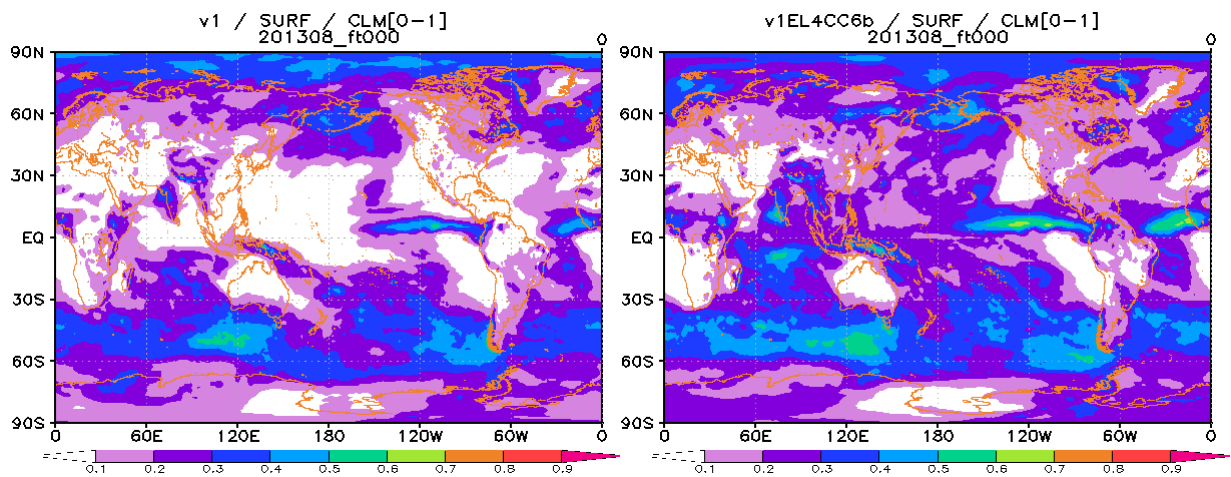


図4 2013年8月平均の中層雲量。TL319L100のモデルで一月積分を行った平均値。左：積雲の雲量・雲水量を見積もり放射スキームで使用する手法の導入前、右：導入後。

と、陸面モデルの改良により地表面の熱容量が減ったことに伴い、夏季の熱帯陸上で対流活動が過剰になり、その結果としてその上空の対流圏上部で発散風が過剰になることがわかっている。図5には、TL959L100で2014年1月についてサイクル実験を行った結果から、200hPaにおける速度ポテンシャルの5日予報とその誤差を示す。本手法の導入前（左）ではアマゾン上空で大きな負の誤差が見られる。これは、アマゾンで対流活動が過剰になった結果、発散が強くなり過ぎていることを表している。これに対し、本手法の導入後（右）ではアマゾン上空における誤差が小さくなっていることがわかる。これに対応して降水も減少していた（図略）。この変化は、積雲の雲量・雲水量を放射スキームで考慮するようにした結果、対流域で地表面への短波放射の入射が減少し、地表面温度が低くなって対流が抑止されるようになったためであると考えられる。

一方で熱帯インド洋西部では、本手法の導入後は対流活動が過剰となり、図5（右）で発散風の誤差が大きくなる傾向が見られる。放射スキームで考慮する中層雲が増えると、地表

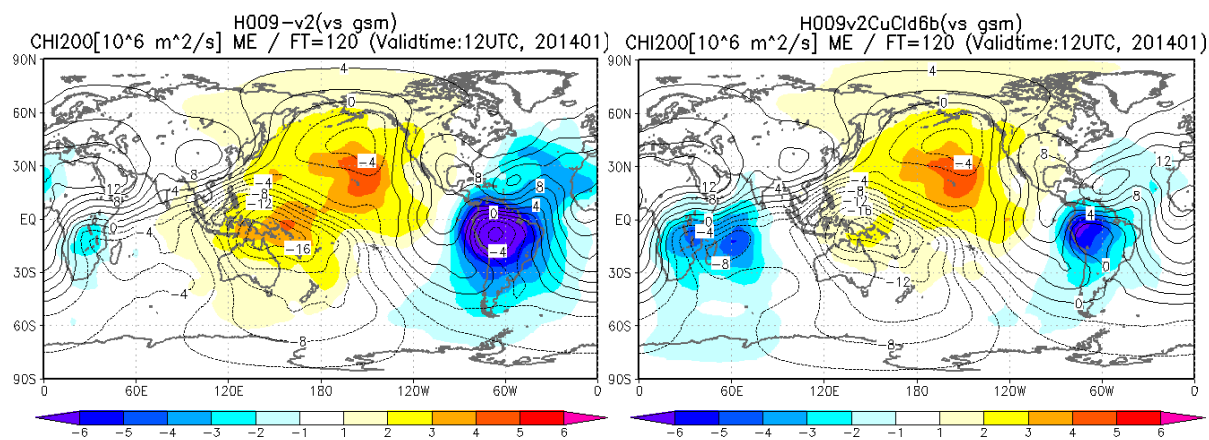


図5 2014年1月平均の200hPa速度ポテンシャル。等値線：5日予測値、色：予測誤差。左：積雲の雲量・雲水量を見積もり放射スキームで使用する手法の導入前、右：導入後。TL959L100でサイクル実験を行った結果。

面からの長波放射を吸収して雲の下で気温が高くなるため、大気が不安定になる方向に働く。陸上では雲量・雲水量が増加することで地表面温度が低くなる効果が卓越して対流活動が抑止されるのに対し、海上では雲量・雲水量が増加しても海面水温の変化が小さいため、大気不安定になる効果が卓越し対流活動が過剰になるものと考えられる。またこの効果により、モデルが予測する台風がより発達するようになる傾向があることがわかっている（図略）。

本手法における積雲上昇流域の雲量・雲水量の計算には不確実性の高いパラメータが含まれており、放射フラックスの衛星観測との比較等に基づき調整を行う必要がある。

7. 今後の課題

第 6.1 節で示した改良では、冬半球の中緯度における擾乱の表現の悪化、中層雲及び液水量の熱帯域を中心とした減少といった問題点があるのに加え、台風強度の停滞期や衰弱期において実況よりも台風を発達させすぎる事例が増えた。これらに対処するため、積雲対流スキームの改良や、第 6.2 節、第 6.3 節に示した改良の検討・調整を進める。

なお今回第 6.1 節で報告した研究成果は、2016 年 3 月に気象庁現業全球モデルに導入された。

参考文献

- ECMWF, 2013: IFS Documentation – Cy40r1, Part IV Physical Processes, Chapter 7 Clouds and large-scale precipitation.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteorological Monographs*, Vol. 10, American Meteorological Society, Boston, MA.
- Martin, G. M., M. A. Ringer, V. D. Pope, A. Jones, C. Dearden, and T. J. Hinton, 2006: The physical properties of the atmosphere in the new Hadley Centre Global Environmental Model (HadGEM1). Part I: Model description and global climatology. *J. Climate*, **19**, 1274–1301.
- Park, S., C. S. Bretherton, and P. J. Rasch, 2014: Integrating cloud processes in the Community Atmosphere Model, version 5. *J. Climate*, **27**, 6821–6856, doi:10.1175/JCLI-D-14-00087.1.

特定共同研究課題

「衛星データと数値モデルの複合利用による温室効果気体の解析」

分担課題

「4次元変分法を用いた逆解析システムの開発」

丹羽洋介

気象庁 気象研究所 海洋・地球化学研究部第四研究室

研究目的

二酸化炭素(CO_2)やメタン(CH_4)などの温室効果気体の大気中の濃度は化石燃料消費などの人間活動により年々増加しているが、その増加速度は気候変動に伴って大きく変動していることが観測からわかっている。この濃度増加速度の変動は主に地表面フラックスの変動に起因しているが、そのメカニズムは未だ不明な点が多く、地球システムモデルによる温暖化予測の不確定性の要因となっている。そこで本研究では、大気中の濃度観測、特に衛星観測などの広範囲にわたる観測データから逆解析を行うことで、 CO_2 や CH_4 などの温室効果気体の地表面フラックスの時空間変動をより正確に把握し、フラックス変動の理解に繋げることを目的としている。

研究内容

温室効果ガスの地表面フラックス逆解析のため、本研究では4次元変分法(4D-Var)を用いた同化システムを構築した。この4D-Varシステムは、主に大気輸送モデルとそのアジョイントモデル、また降下法から構成されている。本研究で構築したシステムでは、準一様格子モデル NICAM (Sato et al., 2014)をベースとしている NICAM-TM (Niwa et al., 2011)を大気輸送モデルとして用いた。また、降下法では主に海洋データ同化で実績のある準ニュートン法ベースの POpULar (Fujii, 2005)を用いた(図1)。

今年度前半では、構築した4D-Varシステムを用いて CO_2 に対するインバージョン解析の双子実験を実施し、システムがうまく動作すること、また、輸送モデルの誤差などがない理想的な条件においては、妥当なフラックス推定を行えることを確認した。今年度後半ではその双子実験を CH_4 についても同様に実施した。本報告ではその結果について示す。

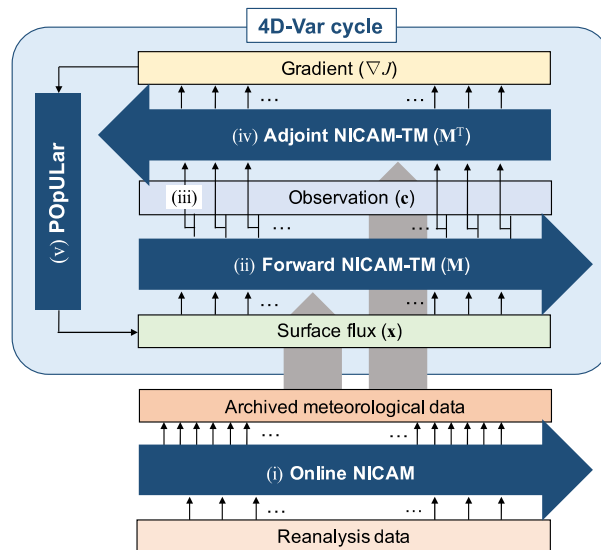


図 1 : 4D-Var インバージョン解析システムの概略図

CH₄はCO₂とは異なり、大気中でOHラジカルなどによって消失する化学反応過程をもつ。CH₄の大気輸送シミュレーションにおいて、これら化学反応過程については、Patra et al. (2011)に倣い、OHや成層圏での消失速度をあらかじめデータとして用意し、分布や季節変化を固定した上で計算を行った。なお、これらの化学反応式はすべて線形であるため、CO₂用に作成した大気輸送過程のアジョイントモデルに容易に化学反応過程のアジョイントコードを追加することが出来る。

CH₄の双子実験では、Patra et al. (2011)で用いられた2つのフラックスシナリオについて、1つを初期値、もう一つを真値として用いた。解析期間は2008年の1年間とし、疑似観測データは真値フラックスから作成した地上65箇所の観測点における1週間毎のサンプリングを想定した濃度値を用いた。また、大気輸送計算におけるNICAM-TMの解像度はglevel-5(格子間隔~240km)を用いた。

研究成果

図2に4D-Varによる解析で得られたCH₄フラックスとそれに対応する初期値、真値を示す。この図から、西シベリアやヨーロッパ、また東アジアなどの地域において、解析フラックスが初期値から真値に近づいたことが見てとれ、4D-Varによるインバージョン解析がうまく行われたことがわかる。

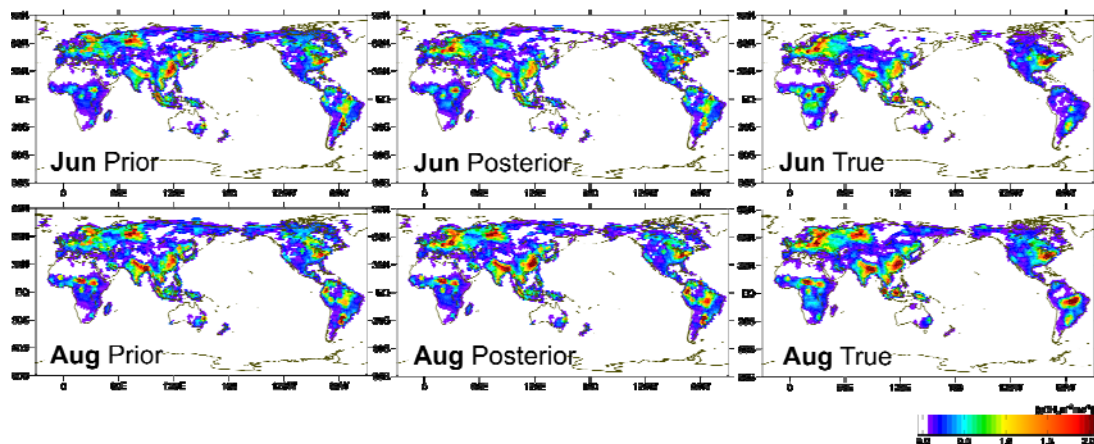


図 2 : CH_4 フラックスの 6 月（上段）と 8 月（下段）の平均分布。初期値（左）、4D-Var による解析値（中央）、真値（右）を示す。

また図 3 に CH_4 フラックスの年平均値について、帯状平均をとったものを示す。この図からも 4D-Var 解析によって初期値から真値に近いフラックスを得ることが出来たことがわかる。ただし、これら 4D-Var 解析による改善は北半球中高緯度に限定されていることも見て取れる。これは、解析に用いた観測データの地点を、現実に即して北半球中高緯度に多くおいたためと考えられる。最後に CH_4 フラックスの季節変化を図 4 に示す。この図からも特に北半球中高緯度でフラックスが真値に近くなっており、季節変化の位相や振幅が適切に推定されていることがわかる。

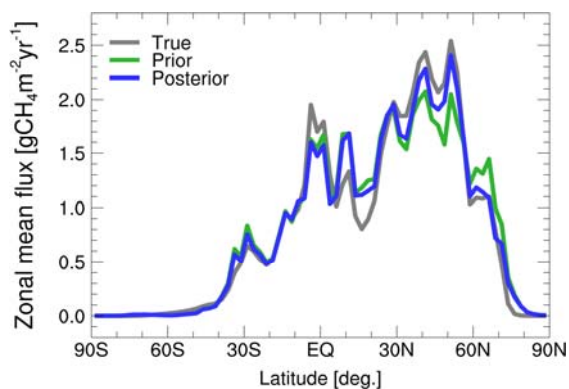


図 3 : 年平均 CH_4 フラックスの帯状平均（灰:真値，緑:初期値，青:解析値）。

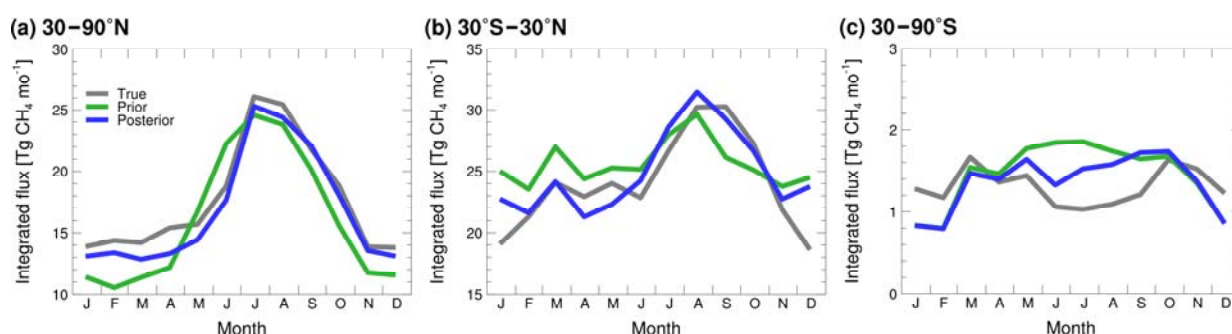


図 4：各緯度帯における CH₄ フラックスの季節変化（線の色は図 3 と同様）。

今後の問題点

今回の解析により、CO₂ だけではなく CH₄ についても 4D-Var システムによって、理想的な条件下ではあるが、地表面フラックスの推定値が改善されることを確認した。今後は、実観測データを用いた解析に向けてパラメータの調整や観測データの整備を行っていく。また、熱帯や南半球については、地上観測データのみではまだフラックス推定の拘束が不十分であることが今回の解析で示されたが、今後はより観測範囲の広い GOSAT などの衛星観測を用いるための調整を行い、これら地域のフラックス推定の向上を試みる。さらに、フラックス変動の要因特定に有用な付加情報を得るために、CO₂ や CH₄ 単独の解析ではなく、燃焼起源トレーサーである一酸化炭素(CO)を含めた複合的な解析手法の開発も試みる。

参考文献

- Fujii, (2005): Preconditioned Optimizing Utility for Large-dimensional analyses (POpULar), *J. Oceanogr.*, 61, 167-181.
- Niwa et al., (2011): A three-dimensional icosahedral grid advection scheme preserving monotonicity and consistency with continuity for atmospheric tracer transport, *J. Meteor. Soc. Japan*, 89, 3, 255-268.
- Patra et al., (2011): TransCom model simulations of CH₄ and related species: Linking transport, surface flux and chemical loss with CH₄ variability in the troposphere and lower stratosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, 11, 12813-12837.
- Satoh et al., (2014): The Non-hydrostatic Icosahedral Atmospheric Model: description and development, *Prog. Earth Planet. Sci.*, 1, 18.

特定共同研究課題名

世界海洋大循環モデルの相互比較

分担課題名

大気海洋研究所および気象研究所の世界海洋大循環モデルの相互比較

共同研究者名

辻野博之・中野英之・坂本圭・浦川昇吾（気象研究所海洋・地球化学研究部）

羽角博康（東京大学大気海洋研究所）

研究目的

本研究は、東京大学大気海洋研究所、気象研究所で、それぞれ独自に開発された海洋大循環モデル（OGCM）の定常状態における水塊・海流・熱輸送等の相互比較を通じて、気候形成および気候変動のメカニズムにおける海洋の役割を調べると共に、それぞれのモデルの改良に役立てることを目的とする。

研究内容

気候変動予測に資する地球システムモデルに用いられる低解像度の世界（全球）海洋大循環モデルにおいて、低解像度の海洋モデルで表現できない現象の効果を表現するにあたり、サブグリッドスケールパラメタリゼーションのほか、スキームの改良に頼らない手法として、高解像度領域海洋モデルを全球モデルに埋め込んで対象海域の主要現象を直接的に表現し、全球モデルにその結果を反映させる、ネスティング手法がある。この手法は、地域的な特徴を考慮した気候変動適応策を検討するための手法（ダウンスケーリング）としてもその活用が期待されている。東京大学大気海洋研究所、及び気象研究所では、ネスティング手法を用いたモデルシステムの実用化の検討を行っている。

全球モデルにネスティング手法を適用し、気候研究に資する実験を実施するためには、地球全体の海水の体積、熱量、塩分量などが保存される必要がある。昨年度の本研究では、大気海洋研究所の海洋モデルで採用されている、高解像度領域モデル側面境界付近において、境界を出入りするフラックス量を調整することにより境界の内側（領域モデル）及び外側（全球モデル）双方の和の保存を強制する手法を気象研究所の海洋モデルに導入し、その検証を行った。今年度はこのネスティング手法を現実の全球－北太平洋領域ネストモデルに適用して、安定的な長期積分の実施可能性、境界付近における連続性等を調査した。

研究成果

図 1 に全球モデル（東西 1° 南北 $1/2^\circ$ ）にネスティング手法により埋め込む北太平洋モデル（東西 $1/11^\circ$ 南北 $1/10^\circ$ ）の領域を示す。北太平洋モデルは図 1a の赤色で示した側面境界格子で全球モデルから物理量を受け取り、境界のトレーサー・海水移動フラックス等を計算する。この領域モデル側面境界におけるフラックスを、対応する全球モデルの単位格子範囲で和をとったとき、全球モデルで計算されるフラックスと一致するように調整を行う。これにより、境界の内側（領域モデル）及び外側（全球モデル）双方における海水体積と熱・塩の和の保存が強制される。図 1b には、フラックス調節等により側面境界付近に生じるノイズを低減することを目的に北太平洋モデルで側面境界付近に与えた付加的調和型粘性係数の分布を示した。

図 2 には、海水と海氷が保持する体積及び塩分について、全球モデルのうち北太平洋モデル領域を除いた部分（緑）と北太平洋モデル部分の本計算領域（青）で積分した量、及びそれらの和（赤）の時間発展を示した。海水・塩共に全球と北太平洋モデルの積算値が保たれている。

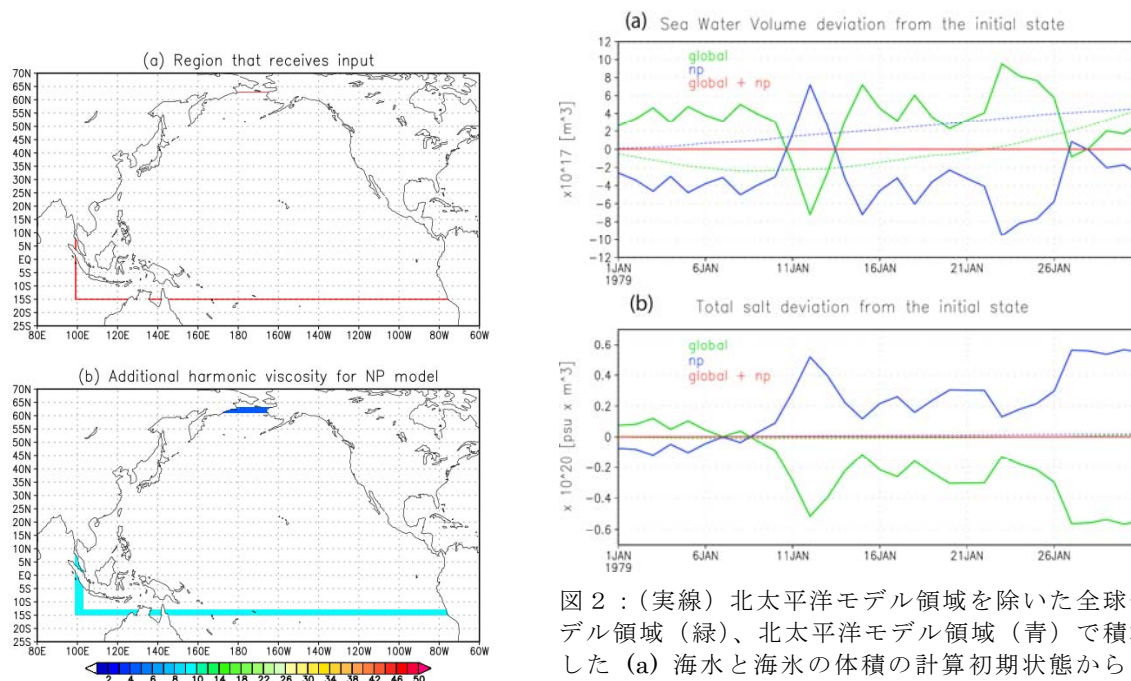


図 2 : (実線) 北太平洋モデル領域を除いた全球モデル領域（緑）、北太平洋モデル領域（青）で積算した (a) 海水と海氷の体積の計算初期状態からの変化の和、および (b) 海水と海氷に含まれる塩の計算初期状態からの変化の和。赤線は（北太平洋モデル領域を除いた）全球モデル領域と北太平洋モデル領域の和として求めた計算全領域の積算値。（点線）海氷部分のみによる積算値。

図 1 : 全球モデルにネスティング手法により埋め込んだ北太平洋モデルの概念図。(a)赤く塗りつぶした格子点で全球モデルから側面境界値を受け取る。(b) 側面境界付近に生じるノイズを軽減するために与えた、背景的調和型粘性の係数分布($\times 10^6 \text{ cm}^2 / \text{s}$)

全球－北太平洋ネストモデルの安定性および海洋気候場再現性へのインパクト検証のために、本モデルの長期積分実験を行った。全球モデルを 1958 年から 1977 年まで積分した後、1978 年から全球－北太平洋ネスティングを開始し、2014 年末まで計算を行った。実験を通じて、時間刻みを 10 分にとることができ、安定した計算が可能であることを確認することができた。

側面境界における不連続性の有無の検証として、東西積分南北－鉛直循環を図 3 に示す。図 3b にみられるように、南緯 15 度に設定された北太平洋領域モデル境界において、東西積分を行ったモデルが異なるにも関わらず目立った不連続が見られない。今回採用した、フラックスを強制するネスティング手法では、領域モデル境界における不連続性が生じにくいことが確認された。一方で表層付近で図 3a,b を比較すると、図 3a において海面から 100 m 深にかけて南緯 20 度から南緯 10 度までの幅を持つ閉じた循環が形成されているのに対し（赤矢印）、図 3b においては南緯 14 度付近で閉じ、低緯度方向へ広がっていない（赤矢印）。この循環自体は、全球モデルに導入されている中規模渦パラメタリゼーションの効果である。北太平洋領域モデルにおいても接続を保つためにこのパラメタリゼーションを適用しているものの、その範囲が側面境界から 1 度の格子幅のみであることにより、中規模渦パラメタリゼーションによる循環が南緯 14 度で閉じる結果となっている。逆にこのことは、渦を実際に解像する北太平洋モデルにおいては、中規模渦パラメタリゼーションが表現するような南北循環が生じていないことを意味しており、今後のパラメタリゼーションの改良の必要性を示唆している。

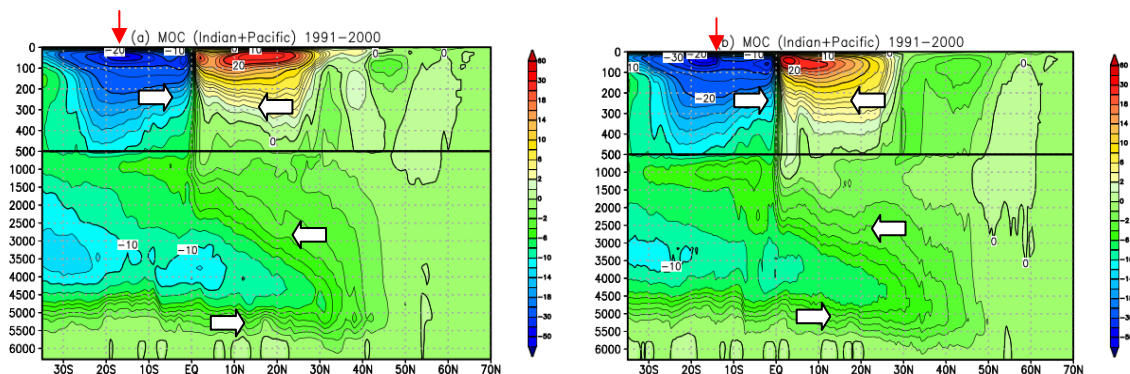


図 3：太平洋－インド洋領域で経度方向に積分した 10 年平均（1991-2000 年）南北－鉛直流線関数（単位 $\text{Sv} \equiv 10^6 \text{m}^3/\text{s}$ ）。（a）ネスティングを行わない全球モデル。（b）北太平洋領域モデルをネストしたモデル（北太平洋モデル領域では北太平洋モデルの東西積分値を使用）。

図4には、モデル高解像度化による海洋場再現性向上の検証として、10年平均（1991-2000年）の海面水温を示した。ネスティングを行わない全球モデルにみられる海面水温バイアスは、北太平洋領域モデルを導入したことにより、中緯度域を中心に概ね低減されている。特に三陸沖にみられた高温バイアスが、黒潮の挙動の改善により、低減されている。

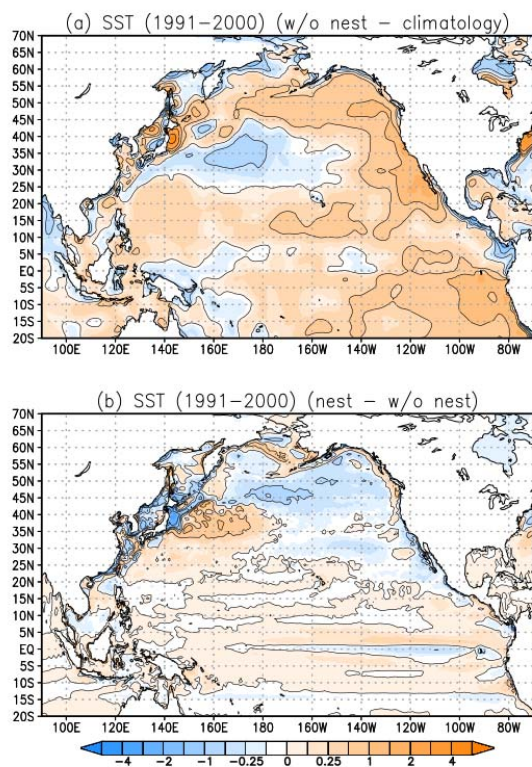


図4：(a)ネスティングを行わない全球モデル10年平均（1991-2000）北太平洋域海面水温の World Ocean Atlas 2009 からの偏差。(b)北太平洋領域モデルをネストした場合としない場合の10年平均（1991-2000）北太平洋域海面水温の差。（ネスティングを行ったことによる海面水温の変化）

今後の問題点

今後は、本手法の大気－海洋結合モデルへの適用、気候変動予測におけるダウンスケリングへの適用等を検討する。また、並列計算においてデータ通信が特定部分に集中することによる計算効率の低下を抑制する手法についても検討を行う必要がある。

特定研究課題名

気候モデル及び観測データを用いた気候変動とその予測可能性の研究

分担課題名

気候予測のためのモデル初期値化の研究

共同研究者名

石井 正好, 新藤 永樹, 吉田 康平, 小山 博司 (気象研究所 気候研究部)

木本 昌秀, 渡部 雅浩 (東京大学 大気海洋研究所)

研究目的

気候モデルを高度化するとともに高度な初期値化手法を開発して、気候変動予測実験を行い、季節から十年規模の時間スケールで卓越する自然変動現象の予測可能性を調査する。気候再現バイアスを低減した気候モデルを開発し、このモデルに観測データを有効に活用する高度なデータ同化スキームを導入し、気候予測の精度向上のための研究を展開する。さらに、観測とモデルに内包する不確定要因が気候再現・予測結果にもたらす不確実性を評価する。

研究内容

2 前年度までに開発した初期値化手法を活用し、各種観測データを取りこんだ結合モデルによる長期的なデータ同化実験を行い手法の高度化を進める。また、季節から十年スケールの気候変動を対象としたシームレスな予測実験を実施し、気候モデルの高度化を行う。さらに、これらのツールを活用した予測の不確実性を定量化するシステム開発やこれに必要な科学的アプローチについての検討を進め、観測データや気候モデルの不確実性を考慮した気候予測の不確実性についての理解を深めるための考察を行う。

研究成果

前年までに移植を行った、気象研究所の気候モデルと東京大学と海洋研究開発機構が中心となって開発している MIROC 気候モデルを基に、モデル開発、海氷再現・予測実験、アンサンブルカルマンフィルタによる新しい初期値化システムの開発を継続した。今回は、気候モデルの新しい初期値化手法に基づく長期気候再解析の試みについて報告する。

過去の気候変動について地球温暖化スケールでの理解を進めるための研究への取り組みが世界的に行われている。高度化した客観解析手法を採用することに加えて、過去に遡った観測データの発掘・収集（データレスキュー）の活動も後押しして、100年スケールでの過去の気候変動を再現するデータ同化プロダクトの生成・利用が進められてきている。このような解析データは気候変動の物理的特性を理解し気候予測精度を向上する研究テーマに対して大いに活用されるべきものであり、そればかりでなく、将来の地球温暖化の響評価や対策への応用研究への活用も期待される。

ここでは、アンサンブルカルマンフィルタ (EnKF) に基づくデータ同化を行うが、使用する大気観測データは、専ら、長期的に観測数が充実している地表面観測データのみである。

データ同化を実現する手法は Hunt et al. (2007) のアンサンブルカルマンフィルタ (EnKF) に基づく。150 年気候再解析は温暖化予測計算に使用される気候モデルを使用するが、大気、海洋の全ての独立変数に対して歴史的な観測データにより最適化を行う。大気・海洋間の結合過程まで含めて最適化を行うことはせず、それぞれのモデルコンポーネントで、それぞれに対応する実観測データを用いてデータ同化する。大気の同化間隔は 6 時間、海洋は 5 日間とする。使用する観測データは、地表面気圧データ (ISPD バージョン 3.2.8; Cram et al. 2015)、台風ボーガス (IBTrACS バージョン 03r05; Knapp et al. 2010)、海面水温ならびに海氷密接度 (COBE-SST2; Hirahara et al. 2014)、格子点値化した海洋表層水温・塩分観測 (Ishii and Kimoto 2009) である。海面水温データについては、COBE-SST2 に含まれる観測誤差を振幅とする摂動を海面水温と海氷密接度に与える。この摂動は時空間で連続し、COBE-SST2 で表現されない海洋の中小規模渦の成分も含んでいる。

今回使用するモデルは、大気の解像度 300 km 程度、海洋は緯経度 1 度程度の、MIROC3 の中解像度版である。EnKF でデータ同化を行うにあたっては、35 組の気候モデルのアンサンブル計算を行う。このメンバー数よりも少ないとデータ同化の精度は悪くなり、多過ぎても計算負荷が高くなったことに見合う精度の改善は望めない。同化計算は 1850 年から 2010 年までの期間について行う。

35 組のモデル計算と EnKF によるデータ同化の計算を、一度の計算で 1 年ずつ纏めて行えるように、データ同化計算システムは構成されている。一般的に採用されているように、6 時間毎にモデル計算を止めて別の計算ジョブでアンサンブル計算を行った場合、モデルの最初の立ち上りの負荷、多数の出力データファイルの後処理等があり効率が悪い。地球シミュレーターでこの同化計算を行った場合には、モデルや EnKF 計算で使用するデータファイルのステージイン、ステージアウトの手続きが必要になるので尚更である。そこで、1 つの計算ジョブで、35 個のモデル計算と EnKF の計算を流れ作業で行うわけである。EnKF 計算では、担当領域を分割した並列計算が行われるが、各計算ノードにおいて、モデル計算時と EnKF 計算時では計算担当領域が異なるため、そのためのノード間でのデータ通信が 6 時間毎に必要なになる。こうした点は当該システムで実行効率の悪い部分で、全体の計算時間の 1 割程度を占める。

現在 150 年解析の結果の解析を進めているところであり、今回は簡潔な紹介に留める。

図 1 には、月平均全球陸上平均地表面気温偏差の時系列を示した。陸上気温は、今回データ同化に使用した観測とは独立であり、図は 150 年再解析の最も基本的な検証結果である。比較のために英国気象局ハドレーセンターで解析された地上気温データ (HadTEM バージョン 4) と並べて表示した。大半の期間で、両者はすこぶる良く対応しているのが分かる。

1880 年以前の対応が芳しくないのは、使用可能な観測データが少ないためであると考ええる。海面水温データの誤差も大きな期間で、赤道で卓越するエルニーニョ現象が上手く解析できない期間でもある (Hirahara et al. 2014)。2000 年以降の対応も良くないが、これは、MIROC3 がエア

ロズルに対する感度が高く、この期間低温傾向になりやすいことと関連していると考える。

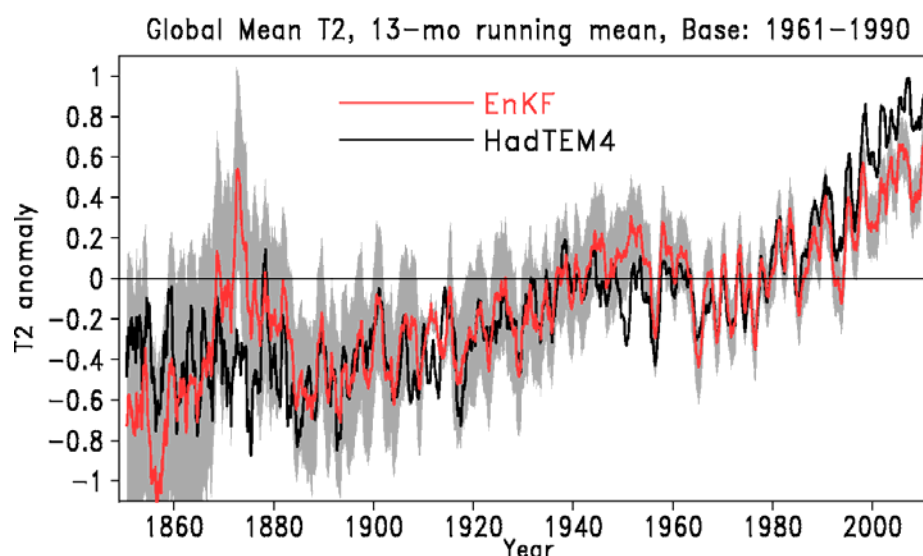


図1: 月平均全球陸上気温偏差(°C)の時系列。赤線が気候再解析の結果で、黒線は英国気象局ハドレー

我々にとって最も興味のある日本域について見たのが図 2 である。

陸上における年平均気温と降水量について、150 年気候解析の結果と、気象庁が公開する地点データの平均 値とを比較している。気温のトレンドや両者の数年から 10 年規模の時間スケールの変動の対応は良いことが分かる。観測データとの相関係数は、気温が 0.71、降水量が 0.29 である。降水の場合年々変動の観測との対応は多少悪くなるが、そもそも 300 km 程度の低解像度のモデルによる結果であることは考慮されたい。

1960 年以降とそれ以前では、両者の対応関係に明瞭な違いが現れている。実は、1950 年代の半ば以前では、今回使用した ISPD の中に日本域の地表面気圧観測データがほとんど含まれておらず、したがって、日本域の再解析出力については信頼性の乏しいものになっているものと考えられる。とりわけ 1930 年代の後半から 1950 年代にかけての対応が良くないのは、戦中戦後の観測データの品質にも関連しているのではないかと懸念される。

今回実験した低解像度気候モデルによる 150 年気候再解析の結果を簡潔に紹介した。気候モデルと高級なデータ同化スキームであるところの EnKF により、信頼性の高い歴史的観測データベースがあれば、150 年気候再解析は実現可能であることが分かった。

今後、実用に耐えうる品質まで高めていくには、より高解像度の気候モデルを用いて、より多くの品質の高い観測データを用意することが必要である。図示したとおり、日本域では 1950 年代以前の観測データの整備が急務である。

今回は記述しなかったが、歴史的な観測データには品質の面でいくつかの問題があるのが常であり、150 年気候再解析で使用する地表面気圧観測データについても同様である。陸上と海洋の観測データのそれぞれに問題があると考えているが、精度の面で言えば、概して、陸上のデータの品質は高いと考えている。海面水温データや気温データにも見られたように、第二次世界大戦

中のデータの品質は良くない結果も得られている。世界的な大気と海洋のデータレスキューの活動については既に過去の報告書に記載したとおりである。この活動の重要性は極めて高い。

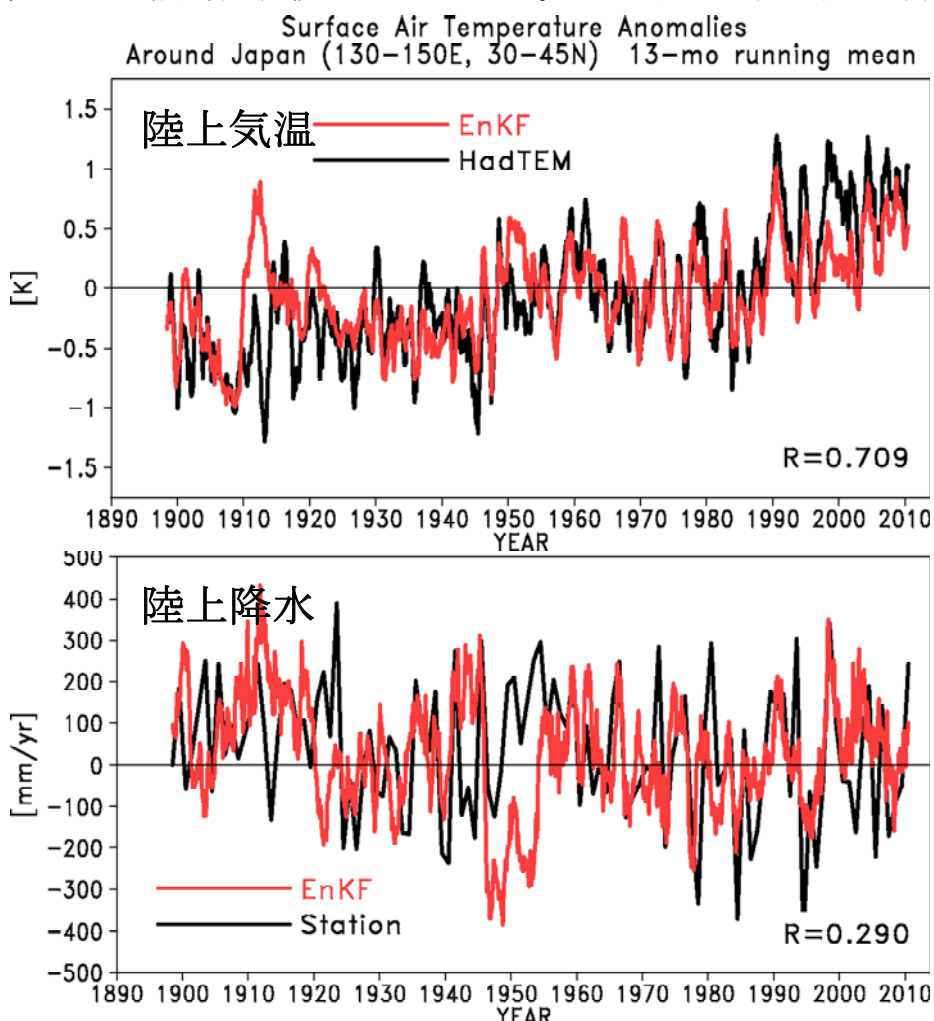


図 2: 日本域における年平均気温 (°C) ならびに降水量 (mm/yr) 偏差の時系列。赤線が気候再解析の結果で、黒線は気象庁のホームページ(http://www.data.jma.go.jp/cpdinfo/db/database_temp.html)から取得可能な地点データの平均。

引用文献

1. Cram, T.A., G. P. Compo, and the other coauthors, 2015: The International Surface Pressure Databank version 2. *Geoscience Data Journal*, 2, 31-46. DOI: 10.1002/gdj3.25.
2. Hirahara, S., M. Ishii, and Y. Fukuda, 2014: Centennial-scale sea surface temperature analysis and its uncertainty. *J. Climate*, 27, 57-75, doi: 10.1175/JCLI-D-12-00837.1.
3. Ishii, M. and M. Kimoto, 2009: Reevaluation of historical ocean heat content variations with time-varying XBT and MBT depth bias corrections. *J. Oceanogr.* 65, 287-299.
4. Knapp, K. R., M. C. Kruk, D. H. Levinson, H. J. Diamond, and C. J. Neumann, 2010: The International Best Track Archive for Climate Stewardship (IBTrACS): Unifying tropical cyclone best track data. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91, 363-376.

特定共同研究課題： 気候研究のための気候・氷床モデル開発と古気候数値実験

分担課題： グリーンランド氷床の局所的大規模スケールでの変動に関するモデル開発と数値実験

(Model development and numerical experiments on local and large-scale changes of the Greenland ice sheet)

共同研究者： グレーベラルフ・教授・北海道大学

セディックハキム・外国人客員研究員・北海道大学

齋藤冬樹・技術研究員・海洋研究開発機構

ZWINGER Thomas・Application Scientist・CSC Espoo, Finland

中島研吾・教授・東京大学

阿部彩子・准教授・東京大学

研究目的 (Purpose of research)

This project was a continuation of a similar project on modelling studies of the Greenland ice sheet in FY 2014. Focus was again on Bowdoin Glacier, a fjord-terminating outlet glacier of the Qaanaaq drainage basin (Fig. 1) that was surveyed in subsequent field campaigns in the summers 2013-2015 within the Green Network of Excellence (GRENE) Arctic Climate Change Research Project (www.nipr.ac.jp/grene). Complementary to these observational activities, we carried out modelling studies in order to find out whether we can understand and explain the observed flow pattern of the glacier and its changes in response to tidal forcing and surface melt-/rainwater input. In addition to that, we conducted simulations of the entire Greenland ice sheet. The objective of this part of the project work was to examine the impact of fast flow driven by large uncertainties of the basal sliding law on the large-scale dynamics of the ice sheet.



Fig. 1: Qaanaaq drainage basin, Greenland (big red square). Bowdoin Glacier is marked by the red oval in the inset map.

研究内容 (Content)

In order to model the dynamics of a fast-flowing outlet glacier like Bowdoin Glacier, using a full Stokes model is appropriate, and we chose the well-established finite-element model Elmer/Ice (elmerice.elmerfem.org). In FY 2014, we already created a high-resolution finite element mesh based on a combination of available data for the basal and surface topographies, and we employed a control inverse method to infer the basal drag (used to compute the basal velocities) using the measured surface velocities (Sugiyama et al., 2015, *J. Glaciol.* 61, 223-232). This resulted in a generally good match between computed and observed surface velocities, in particular with a good representation of the fast flowing area towards the glacier front. Based on that, in FY 2015, we investigated the sensitivity of Bowdoin Glacier to short-term sea-level changes (due to sea tides) and decreased basal drag (due to water input at the surface).

Full Stokes simulations with Elmer/Ice on a high-resolution mesh are computationally very expensive. In addition to the existing computing environment of the Glacier and Ice Sheet Research Group at Hokkaido University's Institute of Low Temperature Science, we therefore tried to use the PRIMEHPC FX10 supercomputer of the University of Tokyo's Information Technology Center for running the simulations.

Recently, many large-scale ice-sheet models have adopted some kind of assimilation technique to improve the simulated present-day state of the Greenland ice sheet. This approach has both advantages and disadvantages; however, it will be a common option in particular for short-time-scale projections (10's to 100's of years). The field of the basal sliding coefficient is a typical assimilation target. In FY 2015, we introduced the method suggested by Pollard and DeConto (2012, *Cryosphere* 6, 953-971) in the model IceS. This method relaxes the field of the basal sliding coefficient to match the observed present-day topography.

研究成果 (Results)

Already in FY 2014, we succeeded in running Elmer/Ice on the FX10 and simulated the flow dynamics of Bowdoin Glacier in parallel on the system using 12 and 48 cores. However, we noted a poor performance for assembling the global finite element matrix: In comparison to a 12-core workstation, Elmer/Ice on the FX10 was up to an order of magnitude slower with the same amount of computing cores. Despite additional efforts in FY 2015, we have not been able to overcome this problem and increase the performance significantly. Therefore, we actually carried out most simulations on our group's own workstations.

We investigated the sensitivity of Bowdoin Glacier to external conditions by several experiments, of which the following three shall be mentioned here:

- Low- and high-tide experiments: Sea level lowered/raised by 2 m, respectively.
- Rain-/meltwater input experiment: Basal drag decreased by 30%.

For the low- and high-tide experiments, the resulting flow velocities in two cross-sections of the glacier are shown in Fig. 2. Evidently, the impact on the velocity is significant, and, as expected, it is more pronounced near the calving front. For the rain-/meltwater input experiment, the impact on the velocity is also significant and of similar magnitude (not shown here). It is therefore likely that the observed, short-term fluctuations of the surface velocity can be explained at least partly by the combined effect of tidal variation and rain-/meltwater input on the glacier dynamics.

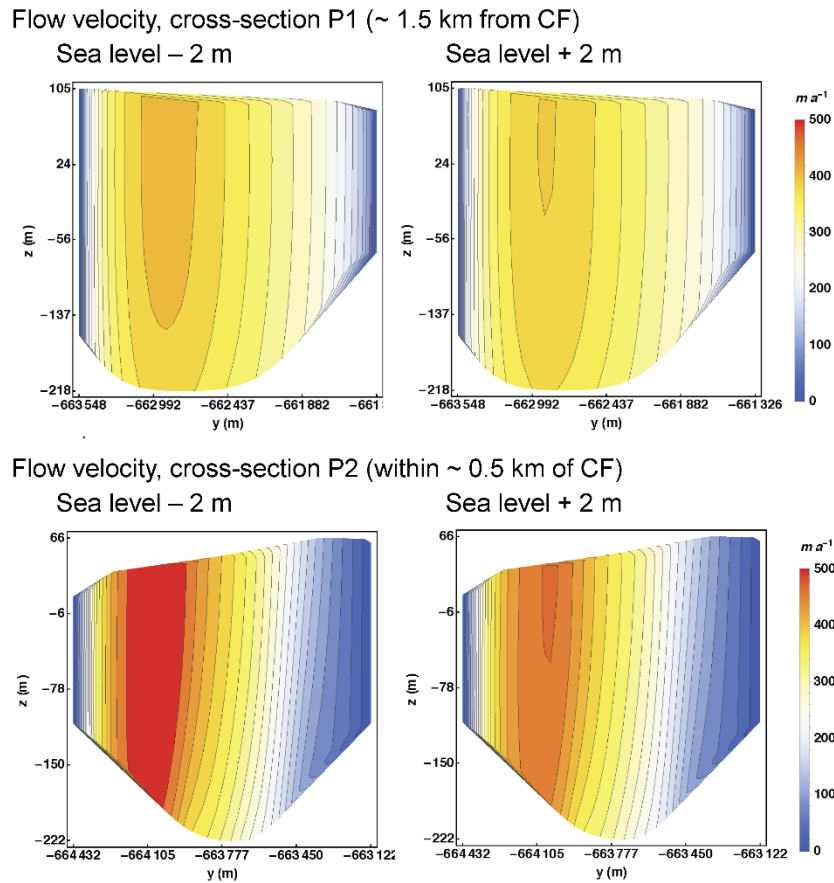


Fig. 2: Velocities of Bowdoin Glacier in two cross-sections ~1.5 km and within ~0.5 km away from the calving front (CF) for the low- (sea level – 2 m) and high-tide (sea level + 2 m) experiments.

As for the large-scale ice-sheet modeling topic, a series of sensitivity experiments, following the experiment protocol of the SeaRISE project (Bindshadler et al., 2013, *J. Glaciol.* 59, 195-224), was performed, of which the details are summarized in Saito et al. (2016, *Cryosphere* 10, 43-63). Two simulations of the Greenland ice sheet were performed with IcIES:

one is the control case, using a uniform basal sliding coefficient, and the other is the case using a non-uniform field obtained by the method following Pollard and DeConto (2012). The value of the control case was chosen such that the simulated present-day volume is close to the observation. Generally, for the control case, the thickness of the interior part is underestimated, while the marginal part is overestimated, which cancels the error of the simulated volume. These features are significantly reduced in the non-uniform case by faster flow toward the margin as well as by slower flow in the interior. Short-term projections in response to future warming are also influenced by such changes in the flow: while the response near the margin becomes larger due to the faster flow, that in the interior part becomes smaller, which finally reduces the total response of the Greenland ice sheet. In the SeaRISE project, some ice-sheet models using an assimilation technique showed very small responses of the Greenland ice sheet under a future warming scenario, which is consistent with the result of the non-uniform experiment.

今後の問題点 (Future work)

Due to the lasting performance issues, we give up running Elmer/Ice on the FX10 for the time being. However, we will continue simulating the dynamics of Bowdoin Glacier using our own workstations. A major objective will be to try quantifying the relative contributions of sea tides and rain-/meltwater input events to the observed time series of surface velocity variability for three positions shown in Fig. 6 by Sugiyama et al. (2015).

Basal sliding is one of the big uncertain processes in ice-sheet simulations. This work showed that the sensitivity of short-term projections of the response of the entire Greenland ice sheet to future warming scenarios is significantly influenced by this uncertainty. In order to reduce such uncertainties and to improve future projections, we will need ensemble simulations with many members. We are planning to do such simulations with both large-scale models IcIES and SICOPOLIS, which will require a lot of computing resources.

東京大学大気海洋研究所気候システム研究系「共同研究」報告書

特定共同研究課題名：全球雲解像モデルの開発及びデータ解析

分担課題名：全球雲解像モデルの領域版の開発と検証

研究課題名：全球雲解像モデルの領域集中格子版を用いた雲微物理過程の設定に関する感度調査

共同研究者名（所属を含む）：那須野智江・野田暁・中村晃三・原政之・山田洋平・池田美紀子（海洋研究開発機構）

研究目的

本課題では、東京大学・海洋研究開発機構・理化学研究所において共同開発を行っている全球雲解像モデル NICAM (Satoh et al. 2014) の領域版を利用し、雲・降水現象や物理プロセスに関する研究・開発を行う。領域版を用いた数値実験の結果を観測や全球一様格子版 NICAM の実験結果と比較・検証することにより、現象の物理機構およびモデル改善における課題を明らかにする。

研究内容

全球非静力学モデルにおける気候場や気象擾乱の振る舞いは雲微物理過程の扱いに大きく依存する。NICAM における気象擾乱の雲微物理過程に対する依存性を把握するため、領域集中格子版を用いて 2014 年 7 月の台風連続発生事例を対象とする感度計算を実施し、インパクトの高いパラメタやその影響に関する解析を行った。

研究成果

全球モデルにおける雲・降水と大規模循環の関係は非線形性が高く非常に複雑である。同一の物理過程の設定で長期計算における気候場の再現性と変動成分の再現性を両立することは必ずしも容易ではない。これまでの NICAM を用いたシミュレーションでは、雲微物理過程 (NSW6, Tomita 2008b) のパラメタ設定について、気候場の再現性を優先した調整 (Kodama et al. 2015 ; 以下「A」) や熱帯の大規模な気象擾乱マッデンジュリアン振動 (MJO) の再現性を優先した調整 (Miura et al. 2015 ; 以下「M」) が行われてきた。本課題ではこれらの設定

について、より短期的な気象現象のシミュレーションにおけるインパクトを把握し、モデルの改善・開発に役立てる。

数値計算は、西太平洋（137E, 8N）を中心とする水平格子間隔 14-56 km の領域集中格子版 NICAM (Tomita 2008a) を用い、2014 年台風 10 号（7/17-25）・11 号（7/29-8/3）・12 号（7/29-8/3）が発生・発達した期間を対象として行った。初期値は NCEP final analysis（水平解像度 1 度）から内挿し、雲微物理過程の設定 A、M、及び調整なし（以下、「P」）のケースについて 2014 年 7 月 21-27 日の 0000 UTC からそれぞれ 5 日間の計算を行った（3 ケース x 7 アンサンブル）。

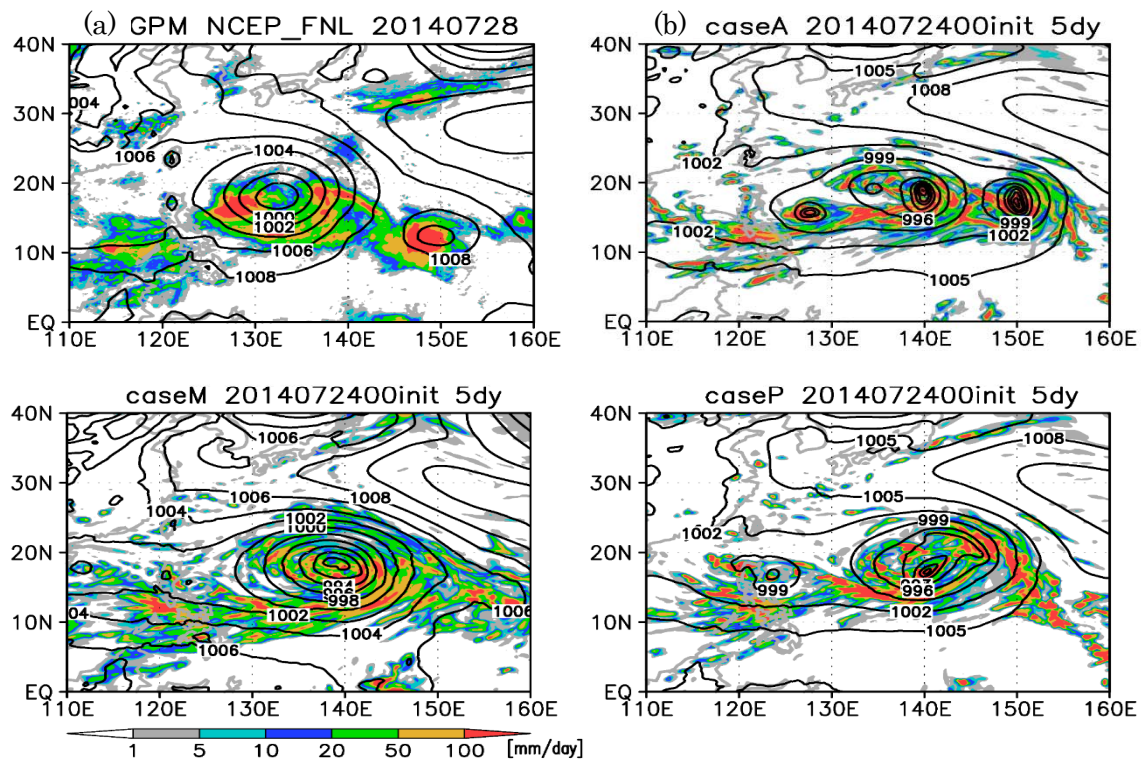


図1 2014 年 7 月 28 日の日降水量（色；mm/day）と海面気圧（等値線；hPa）。(a) GPM-GSMaP（提供：JAXA），NCEP final analysis。2014 年 7 月 24 日初期日計算（積分 5 日目）(b) ケース A (c) ケース M (d) ケース P。

図 1 に 7 月 28 日の観測と数値実験（2014/7/24 初期日、積分 5 日目）における降水と海面高度気圧の分布を示す。ケース A、P では観測に比べ弱い降水域の面積が狭く、強い降水域の割合が高い。また、強い降水域を伴う台風スケール（数百 km）の低気圧の発達が見られる。一方、ケース M ではより大きなスケール（1000 km 程度）の低圧域が形成され、降水分布も他の 2 ケースより広くまた弱～中程

度の降水の割合が大きい。これらの傾向は、他の初期日の計算にも共通して現れた。

図 2 に各計算における西太平洋域内 (110-160E, 10S-30N) の最低海面気圧 (3 時間平均出力) の時系列を示す。殆どの初期日の計算について、計算開始後 1~2 日以降ケース M に比べケース A, C において著しい最低気圧の低下が見られ、実況より早いタイミングで台風 10 号や 11 号の初期渦が発達している。一方、ケース M では台風スケールの気圧の深まりが表現され難い傾向がある。

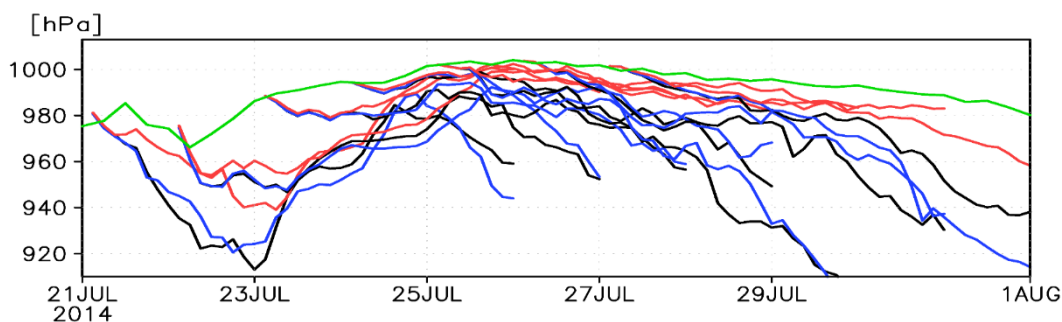


図 2 計算ケース A (黒)、ケース M (赤)、ケース P (青) および NCEP final analysis (緑) における西太平洋域 (110-160E, 10S-30N) 最低気圧の時系列。

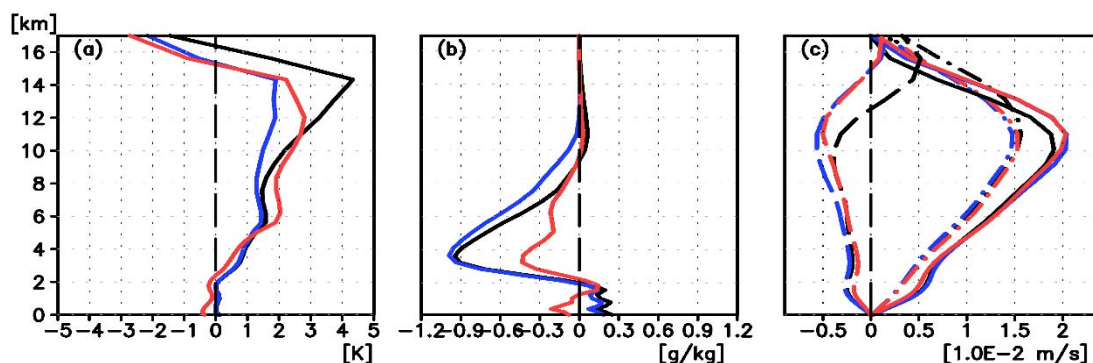


図 3 (a) 温度偏差 (b) 比湿 (c) 鉛直速度の西太平洋域平均 (110-160E, 10S-30N) 鉛直分布。ケース A (黒)、ケース M (赤)、ケース P (青) のそれぞれについて全ての初期日・出力時間の平均値。(a), (b) 計算初期場からの偏差。(c) 実線: 雲域 (鉛直積算凝結物質 $> 0.1 \text{ kg/m}^2$)、破線: 雲外域 (破線)、一点鎖線: 全域の面積重み付き平均。

以上の結果について理解を深めるため、各ケースにおける西太平洋域の平均場を調べた (図 3)。ケース M では、対流圏中下層において他の 2 ケースより低温で (図 3a)、中層の乾燥化が弱く、高度 2 km 以下の水蒸気は少ない (図 3b)。対応して、雲域外 (鉛直積算総水凝結物質 $< 0.1 \text{ kg/m}^2$) の下降流は、対流圏中下層でより弱い (図 3c)。降水の水平分布の特徴 (図 1) と併せ、ケース M では

雲域（上昇流・湿潤化）と雲域外（下降流・乾燥化）のコントラストが他の2ケースより緩やかであることが分かる。これはケースMでは、雨、雪、霰の落下速度の係数を他のケースより小さくしており、これらの降水物質の蒸発による冷却がより大きいこと（図略）が関係すると考えられる。ケースAでは、対流圏上層で他のケースより昇温が強く、より湿潤で上昇流域の割合が高い。これは、外向き長波放射の気候場の再現性を改善するため雲氷の落下速度や雪への変換率を調整したことと関係する（設定Pを用いた予測計算では7日積分の間にOLRが増加するバイアスが共通して見られた[Nasuno 2013]）。ただし、これらの上層の雲降水過程の変更の、台風初期渦の短期的な振る舞いに対する影響は、下層の場の変更の影響に比べ遥かに小さいことが示唆される（図1-3）。

今後の問題点

設定Aを用いた全球一様(14 km)格子版との比較を行ったところ(7月24日初期日計算)、5日積分の範囲では、領域集中格子版の結果(ケースA)に近い結果が得られた。今後、本研究で見られた台風の発生や強度の雲微物理過程に対する系統的な依存性を長期積分について確認する必要がある。また、台風の水平構造や最低気圧に関する観測事実との整合性については更に高解像度のデータを用いた検証が必要である。雲微物理過程の最適な設定はモデルの解像度にも依存するが、台風等の擾乱の振る舞いが対流圏下層の雲物理過程、とりわけ凝結物質の落下速度に対して高感度であるという知見は指針として有用である。

参考文献：

- Kodama, C. et al. (2015), J. Meteor. Soc. Japan, 93, 393-424.
Miura, H. et al. (2015), J. Meteor. Soc. Japan, 93A, 115-137.
Nasuno, T. (2013), SOLA, 9, 69-73.
Satoh, M. et al. (2014), Progress in Earth and Planetary Science, 1, 18.
Tomita, H. (2008a), J. Meteor. Soc. Japan, 86A, 107-119.
Tomita, H. (2008b), J. Meteor. Soc. Japan, 86A, 121-142.

略語：

GPM Global Precipitation Measurement

NCEP National Centers for Environmental Prediction
NICAM Nonhydrostatic Icosahedral Atmospheric Model
NSW6 NICAM Single-moment Water 6

特定共同研究課題

- ① 人工衛星とモデルによる放射収支及び雲パラメータの評価・大気粒子の生成過程のモデリング
- ② 全球雲解像モデルの開発及びデータ解析

分担課題名

大気粒子と短寿命気体及び雲との相互作用に関するモデリング研究

共同研究者名

五藤大輔（国立環境研究所）

佐藤陽祐（理化学研究所・計算科学研究機構）

研究目的

特定共同研究課題で主に用いられる全球雲解像モデル（NICAM）に結合したエアロゾル化学統合モデル（NICAM-Chem）を用い、モデル内で取り扱われている大気粒子とその前駆気体である短寿命気体との相互作用（特に二次生成粒子の生成過程）に着目したエアロゾル化学の精緻化と、大気粒子と雲の相互作用に関するモデリングの高精度化を行うことを目的とした。

研究内容

NICAM-Chem（Goto et al., 2015）で取り扱われている大気粒子と短寿命気体の相互作用に着目した研究では、硫酸塩・硝酸塩・有機炭素などの二次生成粒子物質に着目したモデル精緻化を行うにあたり、今年度はNICAM-Chem自体のエアロゾル再現性を把握するために、全球14kmグリッド格子で計算したエアロゾル光学的厚さを衛星結果の結果と比較した。また、大気粒子と雲の相互作用に関しては、雲凝結核としての大気粒子から雲が生成される過程を中心に改良を行う。また今年度は、NICAM-Chemの雲パラメータが放射収支に与える影響を評価するために、2つの異なるAutoconversion（雲粒から雨粒への変換プロセス）のスキームを用いて計算した雲水量を検証した。

研究成果

図1に、NICAM-Chemで計算したエアロゾル光学的厚さをAERONET地上観測網と比較した結果を示した。NICAM-Chemの結果は全球14kmグリッド格子で計算したものであり、各月平均値は1ヶ月のスピンアップ後の1ヶ月平均値を用いた。AERONETの結果は、2000-2012年の13年間に於ける月平均値を算出したものである。その結果、NICAM-Chemのエアロゾル光学的厚さは過大評価傾向であったが、空間分布は高い相関が得られた。特に7月の過大評価は、従来の設定よりもモデル解像度を上げたこと

によって、主にダストの発生量や輸送量が増加したことが主な要因として考えられる。その他のエアロゾルに関しても、存在量が多く見積もられている傾向があることがわかった。

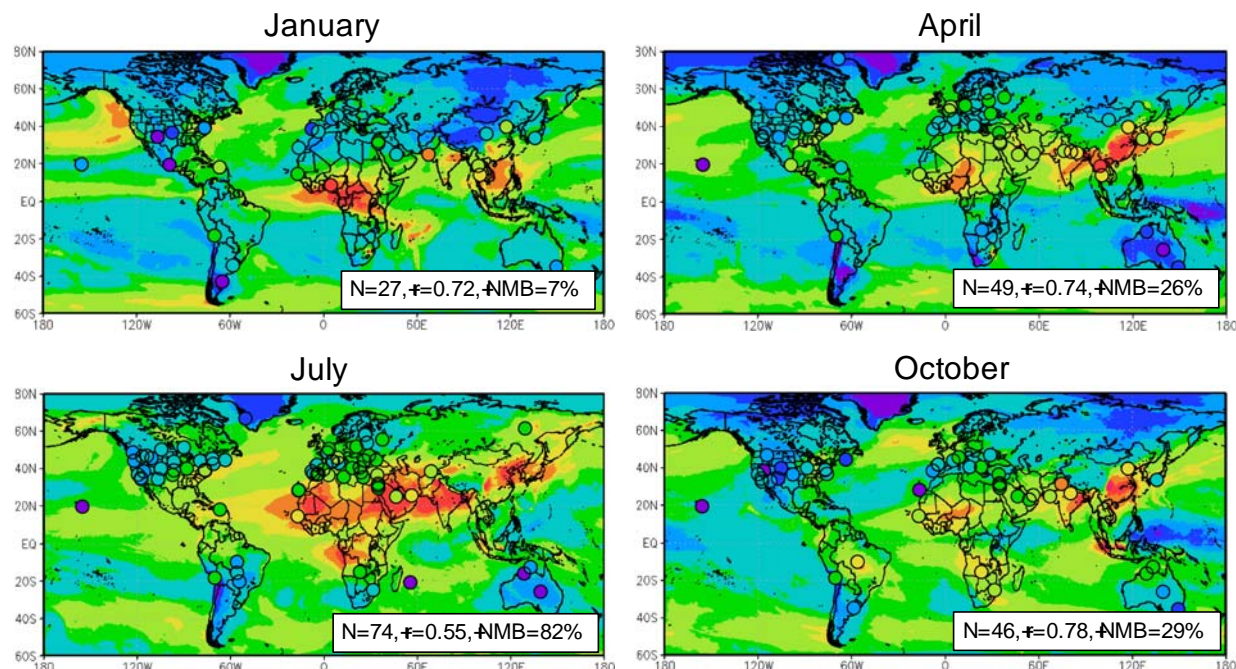


図 1. 全球 14km グリッド格子で計算されたエアロゾル光学的厚さの各月平均値。図中の丸は AERONET 地上観測網の結果を示す。また図中の右下にある統計量は、それぞれ比較した観測サイト数 (N)、モデルと観測の相関係数 (r)、規格化平均誤差 (NMB) を示す。

NICAM-Chem の雲パラメータが放射収支に与える影響を評価するために、従来から用いられている Autoconversion スキーム (Berry, 1968, 以下 Berry スキームと呼ぶ) と今回新しく導入した Autoconversion スキーム (Khairoutdinov and Kogan, 2000, 以下 KK スキームと呼ぶ) を用い、雲変数に与える影響の違いを調べた。この実験では、雲とエアロゾルの相互作用をより詳細に調べるために、先に述べたエアロゾル全球実験 (14km) よりも高分解能 (3.5km) に設定した。その結果、KK スキームを用いると、雲から雨への変換速度が遅くなることで、NICAM-Chem で再現される雲水量が増加し、Berry スキームで計算される結果よりも MODIS 衛星に近い結果が得られた (図 2)。さらに、2つのスキームによる雲放射強制力への影響も見積もったところ、雲放射強制力の差は 0.74W/m^2 程度となった。この知見は雲微物理による放射強制力の見積もりの不確定性を軽減するための重要なものといえる。

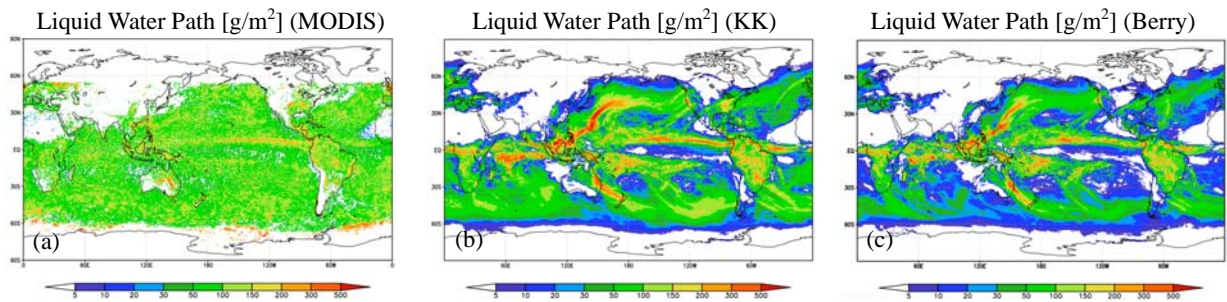


図 2. 全球 3.5km グリッド格子で計算された雲水量の 11 月平均値. 左が MODIS による衛星観測結果, 真ん中が NICAM-Chem に KK スキームを導入して計算した結果, 右が NICAM-Chem に Berry スキームを導入して計算した結果を示している.

今後の問題点

NICAM-Chem の二次生成エアロゾルに関するモデル精緻化を行う前に, 全エアロゾルの再現性を向上させる必要があることがわかったので, 今後はエアロゾルの各素過程に注目して, モデル解像度に対するエアロゾル輸送量の感度を調べ, 高分解能計算においても良い再現性を得られるようにする. また, エアロゾル光学量だけではなく, エアロゾルの質量や前駆物質, エアロゾルに関係する雲・降水量との関係性にも着目した解析を行っていく必要がある.

また, NICAM-Chem で計算された雲パラメータの不確実性に関して, Autoconversion のスキームの与える影響が大きいことがわかり, 今回導入した KK スキームの雲水量の再現性が向上したが, 他の雲変数 (雲微物理変数) に対する影響も引き続き追究する必要がある.

参考文献

- Berry E. X. (1968) Modification of the warm rain process, in *Proceeding of First Conference on Weather Modification*, pp. 81–85.
- Goto D., Dai T., Satoh M., Tomita H., Uchida J., Misawa S., Inoue T., Tsuruta H., Ueda K., Ng C.F.S., Takami A., Sugimoto N., Shimizu A., Ohara T., Nakajima T. (2015) Application of a global nonhydrostatic model with a stretched-grid system to regional aerosol simulations around Japan. *Geoscientific Model Development*, 8, 235–259, doi:10.5194/gmd-8-235-2015
- Khairoutdinov M., Kogan Y. (2000) A New Cloud Physics Parameterization in a Large-Eddy Simulation Model of Marine Stratocumulus, *Mon. Weather Rev.*, 128(1), 229–243, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<0229:ANCPPI>2.0.CO;2.

東京大学大気海洋研究所気候システム研究系「共同研究」報告書（別紙）

1. 特定共同研究課題名：

地表面・水文モデルの開発及びデータ解析（芳村圭准教授）

2. 分担課題名：

領域大気海洋結合モデルを用いた CMIP5 データの力学的ダウンスケーリング

3. 共同研究者名

筆保弘徳（横浜国立大学教育人間科学部）

森山文晶（横浜国立大学大学院教育学研究科）

山崎聖太（横浜国立大学大学院教育学研究科）

4. 研究目的：

本課題全体の目的は、地表面や水文モデルの開発及びデータ解析を行うことである。

5. 研究内容

大気海洋結合領域気候モデル（RSM-ROMS）を用いた力学的ダウンスケーリング手法を CMIP5 データ及び次世代気候予測実験結果に適用し、日本・東アジア領域モデルの高解像データを効率的に創出する。

6. 研究成果

研究計画通り、大気海洋結合領域気候モデル RSM-ROMS を用いた結合ダウンスケーリング実験を、現在気候（20C）と将来気候（CPL）について行なっている。計算期間は 20C 実験が 1986 年~2000 年、CPL 実験が 2041~2045 年で、現在もそれ以降の年を計算中である。使用した初期値・境界値データは CCSM4 20 世紀再現実験 と RCP8.5 実験データ（ともに水平解像度 2.5 度）で、大気には 6 時間ごとにナudgingをかけている。さらに、大気海洋結合の影響を調べるため、現在・将来気候ともに非結合実験（20UC, UCPL）も平行に行なっている。非結合実験では、20 世紀再現実験と RCP8.5 実験のそれぞれの SST を境界条件として 24 時間ごとに与えている。また、現在気候再現性の比較用データとして、JRA55 の 2 次元変数などを使用している。

現在までの解析結果の一部を示す。図 1 は（左）20UC 実験と（右）20C 実験の JRA55 との地表面温度平均の差を示している。20C 実験では、海大陸で昇温が抑えられている一方、逆に大陸で最大 +5℃以上とかなりの高温がみられた。20C 実験と比べて、

20UC 実験では海上の差で高温になっている。図 2 では、20C 実験と 20UC 実験の太平洋における SST の月平均値に対する JRA55 との差を示す。20C 実験と 20UC 実験を比較すると、20C 実験の平均バイアスの方が小さいことが分かった。図 3 は 4 つの実験の太平洋における SST の月平均値の絶対値を示している。CPL 実験と 20C 実験では平均 0.8°C の差があり、UCPL 実験と 20UC 実験では平均 1.2°C の差があった。

図 4 は地上 10 渦度と海面更正気圧(Sea Level Pressure; SLP)を示している。また青丸は JTWC の台風トラックを示している。左から CCSM4、20UC、20C の結果である。JTWC のトラック上に強い渦度と SLP の低下が CCSM4 ではあまり対応がよくないことが分かる。同様に 20C と 20UC でも現実のトラックとの対応はよくない。しかし、20C と 20UC には CCSM4 では見られない擾乱が、DDS により、はっきりした擾乱にまで発達していることが分かる。しかも、20C と 20UC で比較してみると、どちらも同じような位置、同じタイミングで発生している。

図 5 は図 4 の 20C と 20UC の結果で同じ時間に似たような場所で存在している擾乱の東西断面図である。シェードで渦度($10^{-6}/\text{s}$)をかき、ベクトルで水平風(m/s)を示している。左が 20C、右が 20UC の擾乱の断面図である。シェードで渦度をかき、ベクトルで水平風を書いている。2 つの擾乱を比較してみると、位置については 20C の方が東へ 5° 移動しているが、この擾乱は同じように北西進する。水平風を見てみると、どちらも渦の東側では南風、西側では北風が吹いており、軸対象構造が見られる。また渦度についてはどちらも、下層にピークがあり、さらに上層まで発達している。

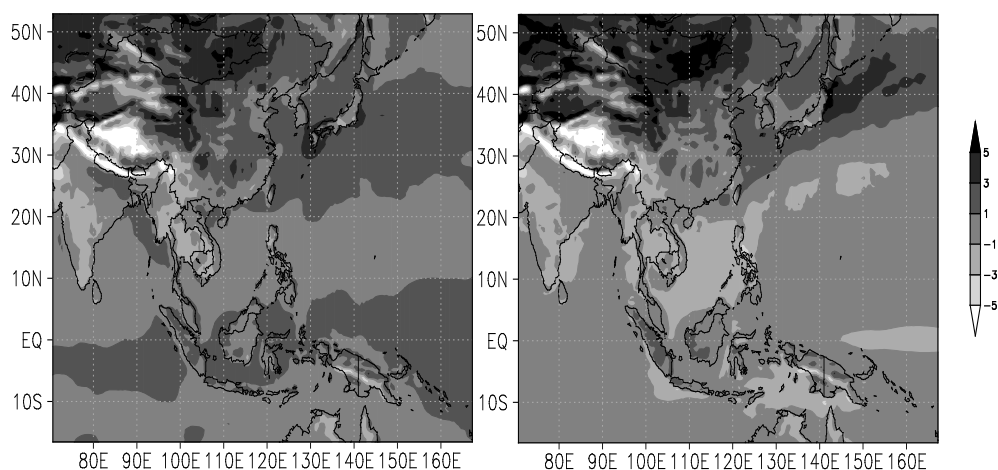


図 1：地表面温度平均値における (左) 20UC 実験と (右) 20C 実験の JRA55 との差。

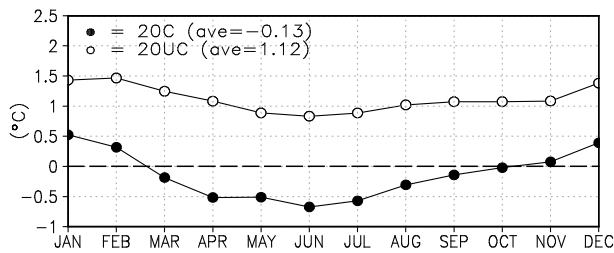


図 2：太平洋における SST の月平均値における 20C 実験と 20UC 実験の JRA55 との差。黒丸が 20C 実験、白丸が 20UC 実験。

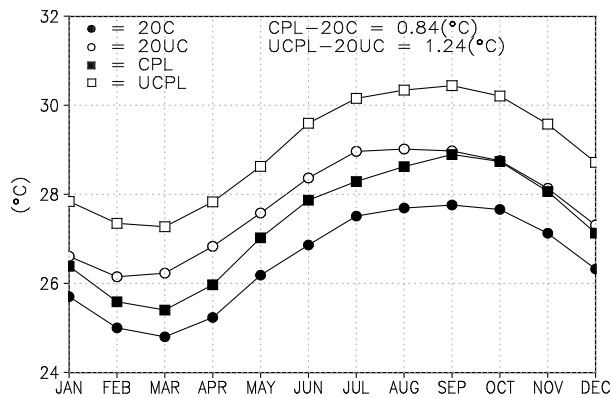


図 3：太平洋における SST の月平均値。黒丸が 20C 実験、白丸が 20UC 実験。黒四角が CPL 実験、白四角が UCPL 実験。

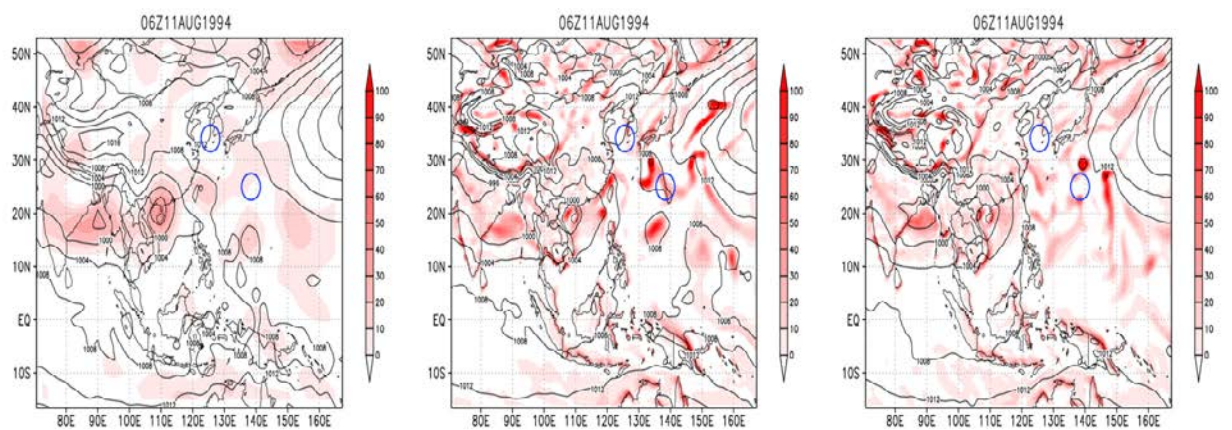


図 4：地上 10m 渦度と海面更正気圧（Sea Level Pressure; SLP）。左から CCSM4、20UC、20C の結果。赤のシェードで渦度($10^{-6}/s$)を、コンターで SLP(hPa)を描いている。SLP は 4hPa 毎。青丸は JTWC における台風トラック。

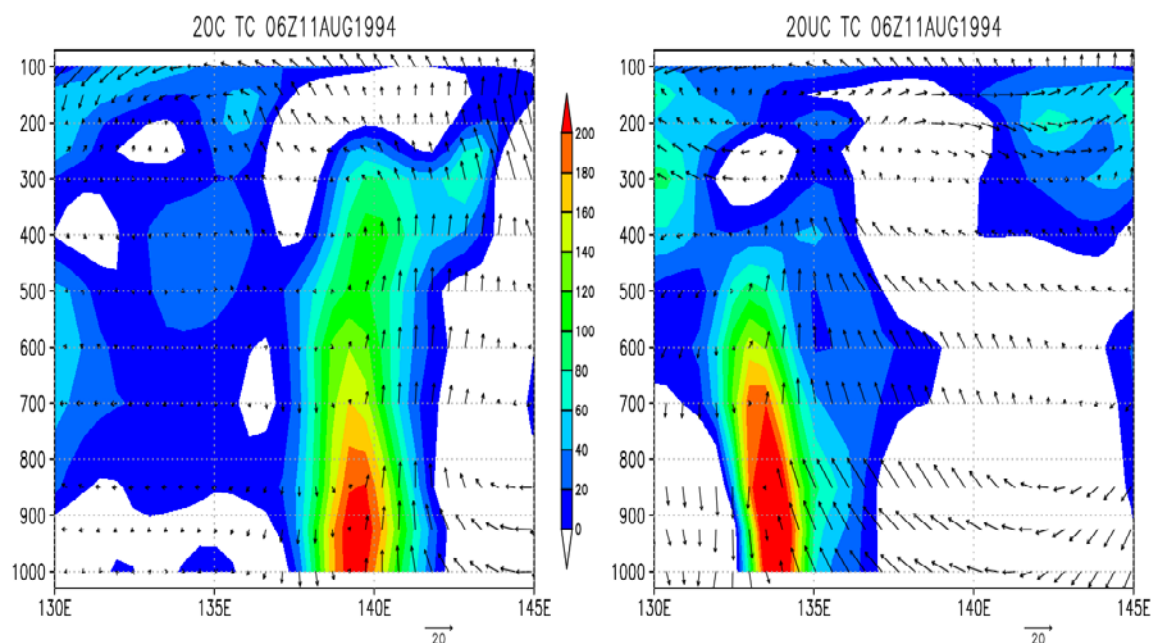


図 5：渦の東西断面図。縦軸は気圧(hPa)。シェードで渦度($10^{-6}/s$)をかき、ベクトルで水平風(m/s)を示している。左が 20C、右が 20UC の結果。

7. 今後の問題点

降水の質に関して、どんな現象に伴う降水なのか、ということも重要な検討項目である。本研究では台風を含む熱帯擾乱の影響を大気海洋結合モデルと非結合モデルの差から現在気候と将来気候について考察を行なった。今後はすべての低気圧についてのトラッキングを行ない、温帯低気圧と熱帯低気圧の影響をそれぞれ分離して降水について考えることが重要だと考えている。

大気海洋マルチスケール変動に関する数値的研究

稲津 将・見延 庄士郎（北海道大学大学院理学研究院）

堀之内 武・佐藤 友徳・吉森 正和（北海道大学大学院地球環境科学研究院）

市川 悠衣子・玉置 雄太（北海道大学大学院理学院）

1. 研究目的

本研究の目的は、貴研究所の共同利用によって、大気海洋マルチスケール相互作用の解明を目指した数値的研究を推進することである。このため、北海道大学のチームでは、熱帯から中緯度に至るさまざまなスケールの気象擾乱の特性および予測を、貴研究所が開発した数値モデル等を用いて調査している。

2. 研究内容

今年度は貴研究所が開発した大気大循環モデル MIROC4.0-AGCM による 1 万年超という超長期にわたる気候値海面水温実験の結果と開発をはじめた初期値摂動育成法の進捗について紹介する。これは中高緯度の季節内変動の予測可能性は低次元相空間において理解するため、長大サンプルが必要となることが研究の動機となる。一方、Inatsu et al. (2013)および Inatsu et al. (2015)を端緒として、初期誤差の成長に伴う予測スプレッドの広がりが、低次元相空間上における multiple realisation の広がりと対応することが示された。しかし、それらの論文ではほぼ同じシステムのモデルとはいえ、観測デ

ータが入った再解析データと、そこから出発した予測データの 2 種を比較しているため、かりにそれらデータの作成にほぼ同一のモデルを使って

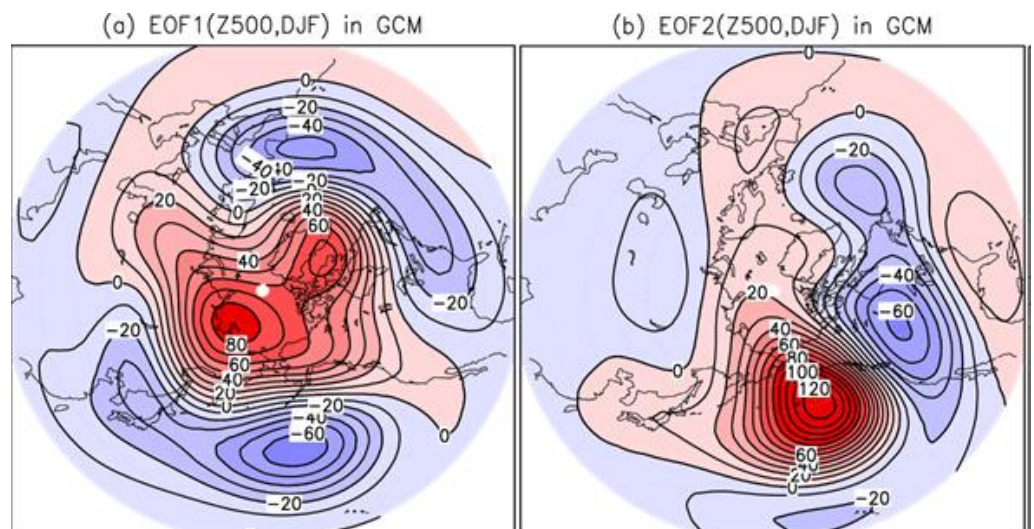


図 1 : MIROC4.0-AGCM の 18,000 年積分における冬季(12,1,2 月)の 500 hPa 等圧面高度の中高緯度における長周期変動の主成分上位 2 モード。等値線間隔は 10 m である。

も、モデルの系統的誤差の考慮に不足がある。また、予測データはわずか10年程度であり、2次元平面に射影するにはサンプルが小さいという問題があった。そこで、同一モデルにおける長大サンプルに基づく低次元相空間内の **multiple realisation** と、そのサンプルのサブサンプルを初期日とする予測に見立てた積分における初期摂動の成長とを比較することで、Inatsu et al. (2013) および Inatsu et al. (2015) の結果に頑健性を与えようという計画である。本研究報告ではそのうち今年度実施した試行実験の結果を記述する。

3. 研究成果

まず、貴研究所が開発した大気大循環モデル **MIROC4.0-AGCM** を用いて18,000年にわたる超長期積分を実施した。その長期積分の結果について、中高緯度の主たる季節内変動モードはおおむね再解析データのそれと一致していた（図1）。つまり、このモードの上位2モードで張られる平面はPNAとNAOを基底にとったベクトル空間と概ね一致していた。次に、この2モードで張られる相空間に射影したときの確率密度関数、ドリフトベクトル、および拡散テンソルのノルムを図2に示した。ここで、評価時間における位置ベクトルの変化 $\Delta \mathbf{X}$ に対し、ドリフトベクトル \mathbf{A} および拡散テンソル \mathbf{B} はそれぞれ

$$\mathbf{A} \cong \left\langle \frac{\Delta \mathbf{X}}{\tau} \right\rangle, \quad \mathbf{B} \cong \left\langle \frac{\Delta \mathbf{X} \otimes \Delta \mathbf{X}}{\tau} \right\rangle \quad (1)$$

と与えられる。ただし、 $\langle \cdot \rangle$ は相空間内の有限領域に対する **multiple realisation** 平均であり、 τ は評価時間である。確率密度関数よりデータの分布は2軸方向に正の歪度をしており非正規性が高い一方、1軸方向には概ね正規分布となっていた。ドリフトベクトルは十分長い評価時間では中心向きの収束になるのだが、第1象限における2軸負向き成分が卓越していた。また、拡散テンソルは第1象限に極大をもつ原点非対称な分布をしていた。

次に、貴研究所が開発した大気大循環モデル **MIROC4.0-AGCM** に初期摂動育成法のプログラムを実装し、試行的な実験を行った。初期摂動の仮初期値は初期値づらし法により本来あるべき初期日を1日ずつ前後にずらした6通りを与えて、育成積分を実施した。半日ごとに500 hPa 等圧面高度ノルムにより、中高緯度の変動の10%となる

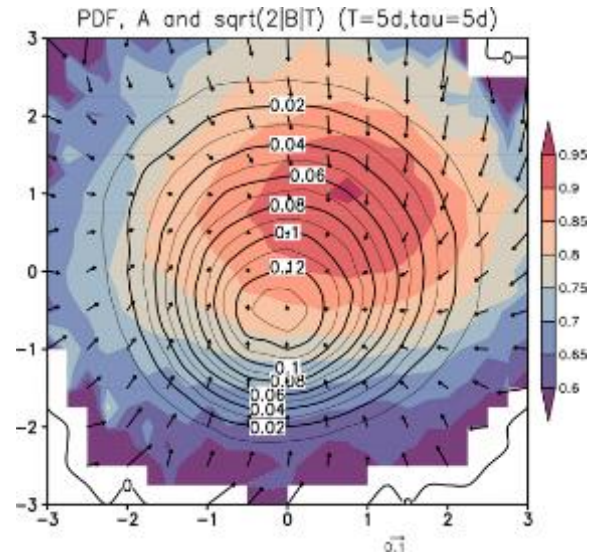


図2：図1の主要2モードで張った相空間における（等値線）確率密度関数、（矢羽根）ドリフトベクトルおよび（色影）拡散テンソル。ドリフトベクトルと拡散テンソルの評価時間は5日とした。

ように規格化して初期値を育成した。最後に得られた最大成長モード摂動をグランシュミットの直交化法によって直交化し、符号反転を含む12個の初期摂動を仮初期値から4日の積分によって作成した。初期摂動実験はこの12個の摂動ランと1

個の標準ランの13個により構成した。実験は MIROC4.0-AGCM による超長期積分のサブサンプルより、1冬あたり12初期日を100冬分、試行的に実施した。初期摂動は十分に成長し、数日の積分にて線形傾圧不安定モードが卓越し、その後、それらの非線形相互作用にともった惑星スケールの摂動へと成長することが分かった（図3）。

Z500 3d fcst pertb (MEM=01P;12Dec5621) Z500 10d fcst pertb (MEM=01P;12Dec5621)

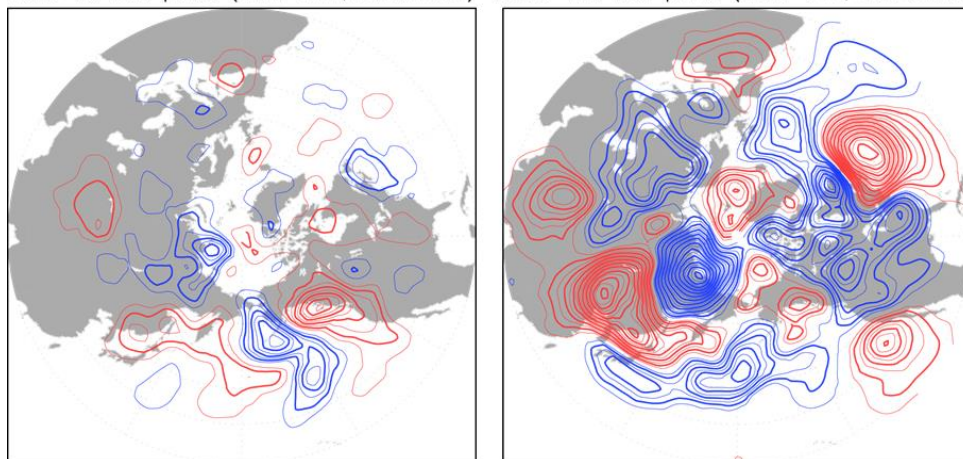


図3：MIROC4.0-AGCM に実装した初期摂動育成法により作成したある摂動の成長の様子。（左）3日積分後、（右）10日積分後の500 hPa等圧面高度の摂動ランと標準ランとの差。赤が低気圧偏差で青が高気圧偏差である。育成の時間スケールは半日とした。

4. 今後の課題

本研究では、大気大循環モデルの超長期積分の実施と、同モデルに対する初期摂動育成法の実装を行った。しかしながら、今年度の研究では、低次元相空間上での前者における multiple realisation の拡がりとは後者における初期誤差の拡がりの比較までは至らなかった。今後、相空間上における両者の対応が実際にあるのかどうか、そしてそれが一致しなければならない理由は何かについて探求する必要があると考えている。

参考文献

- Inatsu, M., N. Nakano, S. Kusuoka, and H. Mukougawa, 2015: Predictability of wintertime stratospheric circulation examined by non-stationary fluctuation dissipation relation. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 774–786.
- Inatsu, M., N. Nakano, and H. Mukougawa, 2013: Dynamics and practical predictability of extratropical wintertime low-frequency variability in a low-dimensional system. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 939–952.

底層水形成域の高解像度・高精度モデリング

松村義正¹ 佐藤建¹ 中田和輝¹ 羽角博康²

¹北海道大学低温科学研究所 ²東京大学大気海洋研究所

研究目的

極域海洋は海氷や氷床が存在するという点で、他の海域とは大きく異なる。本課題は海氷や棚氷に起因する極域海洋固有の現象を高解像度数値モデルにより再現し、その実態を明らかにすることを目指す。得られる知見はパラメタリゼーションの高精度化等を通じて気候モデルの高度化にも貢献することが期待される。

研究内容

本年度は 1) 沿岸ポリニヤでの海氷生成過程、2) 氷床の底面流動についての数値モデリング研究を実施した。それぞれの研究について報告する。

1. 沿岸ポリニヤでの海氷生成過程のモデリング

沿岸ポリニヤとは、沖向きの卓越風により pack ice が沖へ移動することで形成される開放水面・新生氷域のことである。ポリニヤ域では開放水面が大気によって冷却されフラジルアイスと呼ばれる微小な結晶が大量に生成される。それらは pack ice より早く沖に運ばれるため、最終的にポリニヤ縁に集積し凝縮することで pack ice へと遷移する。そのため、ポリニヤの拡がりやポリニヤ縁での海氷の質量収支によって決まる。既存のポリニヤモデルでは、フラジルアイスの生成量と pack ice の移動量の質量バランスによってポリニヤの拡がりやポリニヤ縁での海氷の質量収支によって決まるという考えをベースにしていたが、フラジルアイスの生成・輸送過程及びフラジルアイスの pack ice への遷移過程などは ad-hoc にしか取り扱われていない。

本研究では、Matsumura and Ohshima (2015) が開発したフラジルアスを陽に扱うことのできる Lagrangian フラジルアイスモデルと、pack ice に遷移後の海氷の振る舞いを扱う Euler 型海氷モデルを融合し、より現実に即した新たなポリニヤモデルを構築することを目的とする。海洋場の力学・熱力学的過程及びフラジルアイスの輸送・生成過程は、海洋非静力学モデル kinaco (Matsumura and Hasumi, 2008) に Lagrangian 粒子追跡法によってフラジルアスを導入したものをを用いる。本研究ではこれに風と pack ice の移動速度の関係式を組み込むことで新たに pack ice の輸送過程を再現した。また、ポリニヤ縁に到達したフラジルアイスは瞬時に pack ice へと遷移させることでフラジルアイスの遷移過程を表現した。水平 150 m×150 m、鉛直 3 m の格子幅の矩形ドメイン(55.5 km×7.5 km ×90 m) に周期境界条件を課した理想実験を行った。初期条件として塩分 32 psu、水温は-1.75 度を設定し、pack ice で覆われ

ている状態から、気温-20 度、沖向き風速 10 m/s でモデルを駆動した。また、風速 15 m/s、20 m/s のケースでも実験を行った。

シミュレーションの結果、pack ice が移動して形成されたポリニヤ内では、フラジールアイスが水深 40m 程まで存在し、概ね風方向にストリーク構造を形成しながら沖に運ばれることが示された。また、64 時間後では、ポリニヤ縁での海氷収支がバランスし、ポリニヤの拡がりほぼ一定となった。本モデルで示されたストリーク構造の幅及び方向は、合成開口レーダーのデータ（分解能 150 m）から見られるものと概ね一致していることを確認した（図 1）。ストリーク構造の形成及びフラジールアイスの沈み込みは、熱フラックスを増大させる働きを持つ。水平 1.5 km×1.5 km 内で求めた熱的冰厚(範囲内の熱フラックスに相当する氷厚)は最大で ~3 cm 程度であり、水柱中のフラジールアイス量を氷厚に換算したものより最大 15 cm 程度薄いことが示された。これは、衛星 MODIS データから得られる熱的冰厚の値 (0~5 cm)と良く一致している。

ポリニヤの拡がりの時間変化に対して、既存のポリニヤモデルとの比較を行った。定常状態となるポリニヤの拡がり、既存のものより 2 倍程度拡がり、風により敏感に応答することが示唆された。既存のポリニヤモデルでは 100km ほど拡がるポリニヤを再現することはできないが、本研究ではそれを可能とするモデルの構築に成功した。

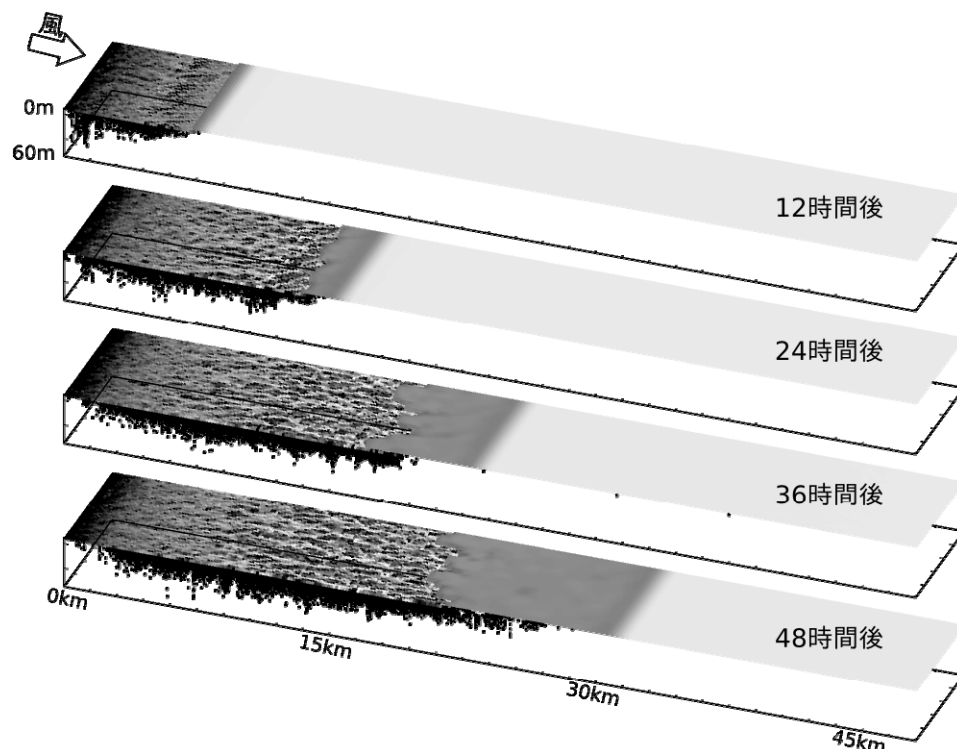


図 1: Lagrangian フラジールアイスモデルによって再現されたポリニヤ内のストリーク構造

2. 氷床の底面流動についてのモデリング

数十年、数万年などの規模での海水準変動において氷河や氷床流動は重要な役割を果たしている。その中で氷河底面での滑りによる氷体の移動(**glacier sliding**)は摩擦や底面融解の影響、氷河底面部の氷の性質を考慮した理論を元にした研究が行われている。現象についての理論的な発展もあるが、多くは観測困難なものであるため検証が難しい。氷床の数値モデリングにおいては、底面流動に関わる氷床変動の表現が各モデルそれぞれで理論そのものが異なる。氷床-棚氷の長期的な接地線の変動においても内陸からの流入量変化は重要な役割を果たしており、氷床底面における流動の理論とパラメタリゼーションの違いによる長期的な発展や流動パターンの変化について解析を行った。

ここでは主に 2 つの理論に基づいた方程式を使用した。一つは **Weertman (1957)** による起伏上での氷の流れと復氷を考慮した理論であり、底面応力は底面速度の関数となっており、これに底面での有効圧力を考慮したものである。もうひとつは速度に依存しない有効圧力をのみに依存するものであり、氷床上の氷流などに現れる(e.g. **Clark, 2005**)。ここでは区別のため、前者を **Weertman 型**、後者を **Coulamb 型**とする。これらの理論について、**EISMINT2** 氷床比較実験における設定を利用して底面流動の係数パラメータを変化させて 10 万年のシミュレーションを行った。実験の結果、**Weertman 型**の流動則をもちいた場合に比べて、**Coulamb 型**を用いた場合の方が氷床体積の変化量が 3 倍ほど大きかった。また、より多くの氷流が形成された。氷床体積変化への影響においては **Coulamb 型**の方がより変化に鋭敏であると考えられる。

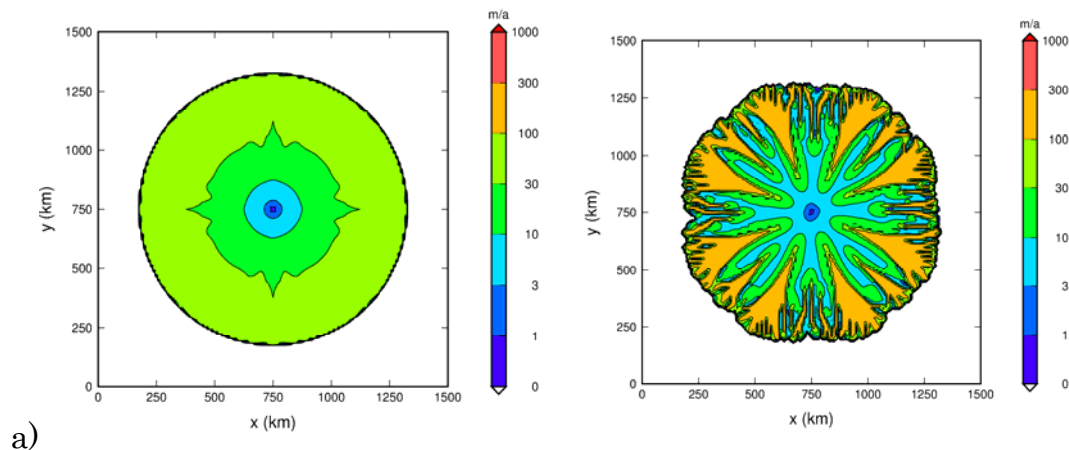


図 2. EISMINT2 の設定を利用した 10 万年のシミュレーション後の流速分布。左は Weertman 型の底面流動モデルを使用し、右は Coulamb 型のモデルを用いた。

現実の氷床について適用するために、南極氷床における実験を行った。上記同様の 10 万年の期間として、最終間氷期における 125000 年前から最終氷期 25000 年前でのシミュレーションを行って、氷床発展が起こる状況において底面流動メカニズムの違い

がどのような影響をもたらすかを調べた。シミュレーションの結果、氷床体積の変化は後者のほうが大きく、海水準相当で 10 m 以上の違いが生じた。氷床体積は後者のほうがより大きくなった。氷期においては氷床体積はより大きくなる状況であり、その分有効圧力は大きくなっていく。その影響が融解による有効圧力の減少より大きくなるために底面応力が大きく、摩擦力が強くなるために氷床を内陸に滞留させる。この結果、接地線は進展するために氷床体積はより増加しやすくなると考えた。

同一の底面流動則においても、環境変化に対する氷床・棚氷の変動は一様ではない。底面流速を上げる場合のほうが標準実験よりも氷床の体積が大きくなった。この原因は接地線の変化の振る舞いが異なっていたことにあると考えられる。底面流動による氷の移動が大きくなることで接地線付近での氷の流出が増加すると、その増加分を底面融解が消化できない部分が増えるため、接地面積が増加して棚氷が減少する形になる。

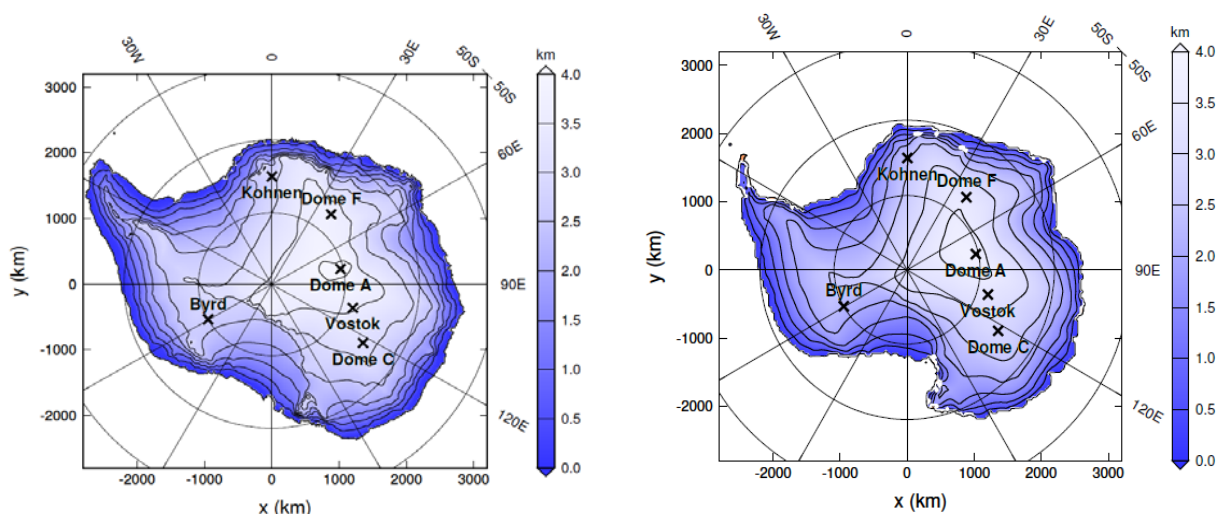


図 3. 最終間氷期から最終氷期への数値計算実験後の表面高度分布。左は Weetman 型、右は Coulamb 型を用いた。

今後の課題

近年我々が取り組んでいる海洋非静力学モデルにオンライン粒子追跡を組み込んだいわゆる **particle in cell** 型の流体相と分散粒子の結合計算手法は、そのフラジルアイスへの適用において一定の成果を得ることができた。この手法は汎用的であり、たとえば海水中の懸濁物粒子や生物起源沈降粒子などにも適用可能である。今後はさまざまな発展的応用研究への活用を目指す。氷床-海洋相互作用に関しては、基本的な熱交換効率すらも十分に解明されておらず、底面融解パラメタリゼーション等には大きな不確定性が残る。現場観測と密接に連携しつつできるだけ近似を排した高解像度シミュレーションを実施し、気候モデルの高精度化につながる知見の獲得を目指す。

研究課題名：海洋における循環・水塊形成・輸送・混合に関する数値的研究

H27 年度：陸棚縁辺・斜面域での乱流混合過程についての数値的研究

共同研究者名：安田一郎・田中雄大

(東京大学大気海洋研究所・海洋物理学部門・海洋大循環分野)

研究目的 東部ベーリング海の陸棚縁辺での潮汐流による鉛直混合は、グリーンベルトと呼ばれる海域における高い生物生産の持続に寄与することが、著者らの研究によって示唆されている(文献 1)。この高い生物生産は、陸棚縁辺の陸棚側底層付近とやや沖側の密度躍層付近の垂表層で発生する鉛直混合と両者の間をつなぐ等密度面に沿った水平混合によって、維持されていることが明らかにされつつある(文献 3,4)。陸棚縁辺の陸棚側底層付近とやや沖側の密度躍層付近の垂表層で発生する鉛直混合は、それぞれ日周期潮汐に伴う地形捕捉内部波と半日周期潮汐に伴う伝搬性内部波によって強化されることが、現実的な海底地形を用いた数値モデルによって示されている(文献 2)。この鉛直混合強化過程のうち、陸棚縁辺やや沖側の密度躍層付近の垂表層で発生する鉛直混合過程については、海底地形によって、伝搬性内部波が冲向きに射出されない場合があるなど、陸棚縁辺付近の地形に依存して変わる可能性が指摘されている。本研究では、陸棚縁辺での地形や与える潮汐の強度を変化させた時に、伝搬性内部波がどのように挙動するのかについて、数値モデルを用いて調べた。

研究内容：モデル設定

問題を簡素化するために、斜面上に沿う方向に変化がないことを仮定した鉛直 2 次元で、数値実験を行った。実験 D1、D2 では、図 1 に示した白鳳丸観測(KH0904、文献 1)で得た Pribilof Canyon 内の観測線での地形データを用いた。このラインでは、斜面上に ridge があり、実験 D1 では、この ridge も含めてモデル地形としたが、実験 D2 では、この ridge を削り、直線の斜面に置き換えてその影響を調べた。実験 D3 では、水深一定の陸棚域から陸棚縁辺で急激に直線の斜面に変化する地形を用いて、陸棚縁辺沖での流速強化が生じるか調べた。実験 D1、D2、D3 に関しては、静水圧・非静水圧両方で実験を行った。実験 D4 では、図 1d に示したように、楕円曲線を用いて、陸棚縁辺での急激な地形の変化を徐々に緩めていき、急激な変化に伴う流速の強化がいつ生じなくなるかを調べた。

上層での初期成層は、2012 年のおしよろ丸観測(文献 3)で得た陸棚縁辺沖の観測点での密度場に合うように調節し、観測深度よりも深い場所については、WOA09 のデータに滑らかにつながるように作成した。ここで得た浮力振動数 N を用いて、半日周潮汐内部波の ray-path の傾きと地形の勾配との比 $s (=$

$\sqrt{(\omega^2 - f^2)/(N^2 - \omega^2)}/(dh/dx)$, 但し、 ω : M₂ 潮汐周波数、 f : コリオリ周波数、 h : 海底水深)が、 $s=1$ の時を **critical slope** と呼ぶことにする。文献 2 の数値計算と同様、外部境界では、Egbert & Erofeeva [2002]の順圧潮汐モデルから得た半日周潮 (M₂ 潮) 外部潮汐の振幅位相を用いてモデルを駆動し、静止状態から 8 潮汐期間計算を行った。3 潮汐期間で準定常状態に達し、最終 2 潮汐期間で調和解析を行い、潮流成分を求めた。

研究成果と考察：

白鳳丸ライン上での地形を用いた実験 (図 2、実験 D1,D2) では、M₂ 潮の流速振幅は主に、**critical slope** 周辺の斜面域を射出源とする M₂ 潮内部潮汐の **ray path** に沿って強化される (図 2)。この実験 D1,D2 では、観測で見られたような陸棚縁辺沖表層～亜表層での流速振幅の強化は見られず、陸棚方向上向き、もしくは外洋方向下向きの **ray path** 上でしか流速振幅の強化は起きなかった。これらは非静水圧でモデルを駆動しても、同様の結果であった。

陸棚縁辺において、**flat** な陸棚から急激に線形な斜面に変化するような地形を与えた場合 (実験 D3) には、陸棚方向上向きと外洋方向下向きの **ray path** 上での流速振幅強化に加えて、陸棚縁辺沖表層～亜表層での流速強化が現れた。この陸棚縁辺沖表層～亜表層での潮流振幅の強化は、陸棚縁辺での急激な地形の変化を徐々に緩くした場合に見えなくなり (実験 D4、図 3)、Wang et al. [2012] の水槽実験と同様の結果であった。

一方、陸棚縁辺での急激な変化を与えた場合 (実験 D3)、Wang et al [2012] の結果とは違い、陸棚縁辺を射出源とする **ray path** 上で流速強化は若干見られるものの明確ではなく、むしろ水深約 30m にある季節躍層にそって流速強化が見られた (図 2e、2f)。理由として、一様成層を与えた Wang et al [2012] の水槽実験と水深約 30m に季節躍層を与えた本実験の違いが、発生する内部潮汐の流速構造に影響を与えている可能性が考えられた。そこで、半日周期成分の密度変動振幅を調べたところ、実験 D1,D2,D3 の全てにおいて、季節躍層が分布する水深約 30m に沿って、陸棚縁辺を中心に、大きな密度変動振幅が見られた。この季節躍層付近に現れた流速変動強化は、Gerkema が指摘した **interfacial wave** と関連している可能性がある。

文献

- 1) T. Tanaka, I. Yasuda, K. Kuma and J. Nishioka (2012): Turbulent iron flux sustains Green Belt along the shelf break in the southeastern Bering Sea. *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS*, 39, L08603 DOI: 10.1029/2012GL051164
- 2) T. Tanaka, I. Yasuda, Y. Tanaka, and G.S. Carter (2013) Numerical study on tidal mixing along the shelf break in the Green Belt in the southeastern Bering Sea, *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH: OCEANS*, VOL. 118, 1?19, doi:10.1002/2013JC009113, 2013
- 3) T. Tanaka, I. Yasuda, H. Onishi, H. Ueno, and M. Masujima (2015) Observations of current and mixing around the shelf break in Pribilof Canyon in the Bering Sea, *Journal of Oceanography*, DOI 10.1007/s10872-014-0256-2
- 4) T. Tanaka, I. Yasuda, K. Kuma and J. Nishioka (2015): Biogeochemical impact of shelf iron-rich water to the Green Belt in the southeastern Bering Sea. *Continental Shelf Research*, submitted on Dec. 31 2015

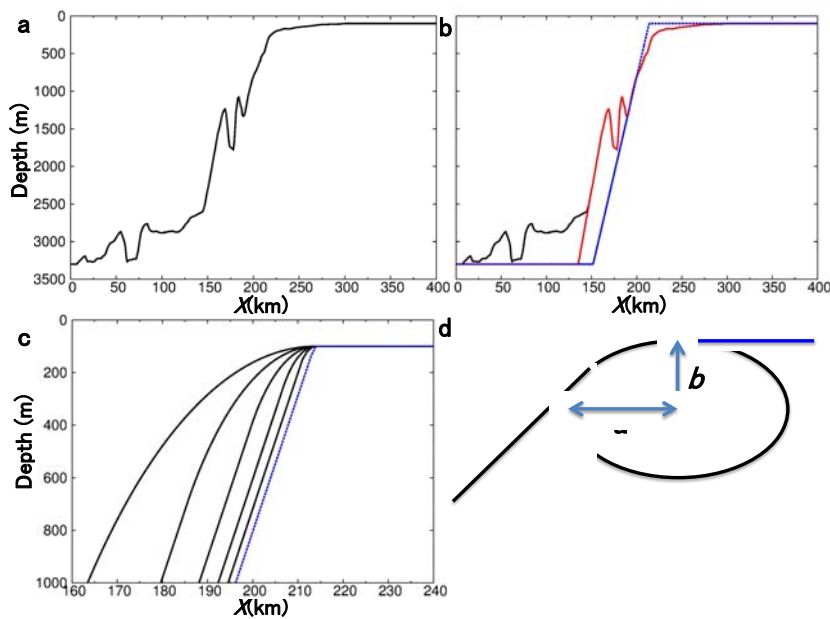


Figure 1. (a) Slope topography obtained along the cross-section during the R/V Hakuho-maru cruise in 2009 (grey line). Note that the shelf region shallower than 100m depth is set to be 100m. (b) Slope topography employed in the simulations. The topography denoted by red (solid blue and dotted blue) is used in Experiment-D1 (D2 and D3). The black line is the same line in (a) (c) Slope topography used in Experiment-D4 (black lines). Ellipses with different lengths of major axis (a representing for the horizontal length scale) are used to smoothly connect the shelf break and the linear slope as schematically shown in (d). 5 black lines correspond to $a = 5\text{km}$, 10km , 20km , 40km , 80km from the shelf side. The blue line is the one for $a = 0\text{ km}$ and is the same as blue dotted line in (b).

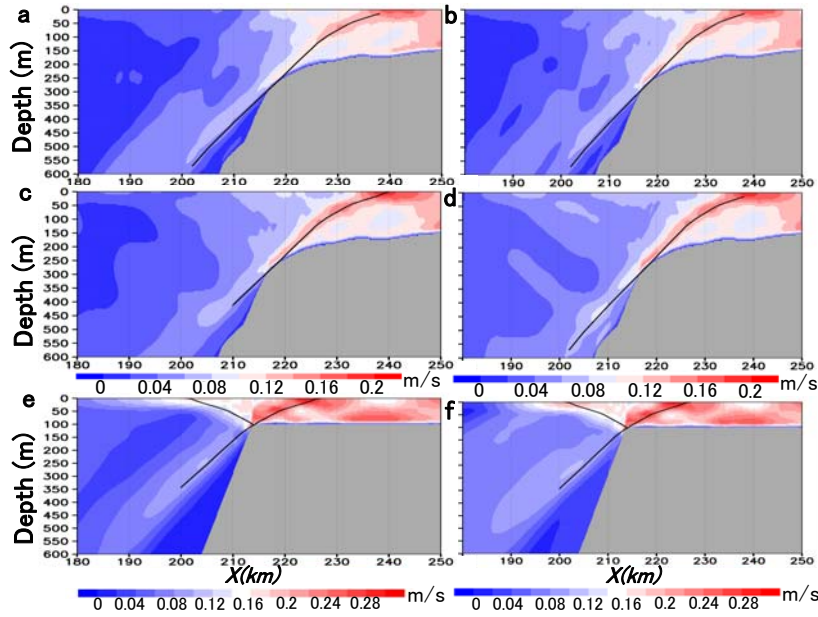


Figure 2. Cross-sectional distributions of the amplitude of cross-shelf semi-diurnal velocity in (a) Experiment-D1, (b) Experiment-D1-NHYD, (c) Experiment-D2, (d) Experiment-D2-NHYD, (e) Experiment-D3, and (f) Experiment-D3-NHYD. Black lines are semi-diurnal characteristic rays emanating from around the critical slope.

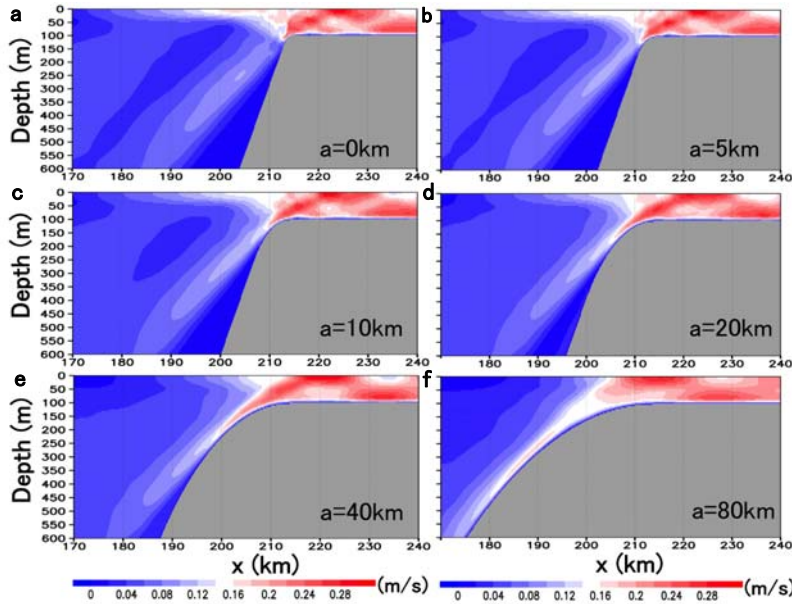


Figure 3. Cross-sectional distributions of the amplitude of cross-shelf semi-diurnal velocity in (a) Experiment-D3, (b) Experiment-D4-a5, (c) Experiment-D4-a10, (d) Experiment-D4-a20, (e) Experiment-D4-a40, and (f) Experiment-D4-a80.

研究課題名

気候変動現象に伴う大気海洋相互作用とその予測可能性

共同研究者

東塚 知己・大石 俊・山上 遥航・遠藤 理・谷崎 知穂
(東京大学大学院理学系研究科)

研究目的

インド洋ダイポールモード現象等の気候変動現象に伴う大気海洋相互作用の理解は進んできているが、現象の多様性については、まだ不明な点が残されている。また、ニンガルー・ニーニョ現象等の沿岸ニーニョ現象については、定量的なメカニズムの理解が得られておらず、予測可能性についてもほとんど調べられていない。そこで、本研究では、様々な大循環モデルを用いて、そのメカニズムに関する研究や予測可能性の研究を行う。

研究内容及び研究成果

～インド洋ダイポールモード現象の発達過程の定量化～

1. はじめに

インド洋ダイポールモード現象 (IOD) は熱帯インド洋で生じる大気海洋結合現象であり (Saji et al. 1999)、正の IOD は東 (西) インド洋熱帯域に負 (正) の海面水温 (SST) 偏差を伴う。この現象はインド洋沿岸諸国だけでなく、日本を含む世界各国の気候に影響を及ぼすため (Saji and Yamagata 2003)、予測精度を向上させることは重要な課題である。しかし、IOD の予測精度は現象ごとに大きなばらつきが見られる。これまでにエルニーニョ・南方振動との関連性が指摘された (Luo et al. 2007, Shi et al. 2012) ものの、IOD のメカニズムと予測精度の関連性について調べた研究は行われていない。この IOD の発達メカニズムに関しては、熱収支解析に基づいた研究が多く行われてきた (e. g. Halkides and Lee 2009) が、個々のイベントにおける成長メカニズムの議論に終始した研究が多く、体系的な解析は行われていない。

そこで、本研究では、新たにメトリックを導入し、IOD の発達に寄与する過程の相対的な重要性を体系的に調べ、IOD の予測精度が発達メカニズムに依存するかを調べた。

2. データとモデル

SST データは OISST (Reynolds et al. 2002) [期間：1982–2012 年]を用いた。また、海洋大循環モデル MOM3 (Pacanowski and Griffies 1999)は、水平解像度 $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ 、鉛直 25 層の太平洋・インド洋海盆モデル (15° E – 70° W , 52° S – 30° N)を使用した。NCEP/NCAR 再解析データの月平均気候値データで 20 年間スピニアップした後、日平均データで 1978 年から 2012 年まで積分した。

3. 手法

混合層での熱収支解析の式は次のように表される。

$$\frac{\partial T_{mix}}{\partial t} = \frac{Q_{net} - q_d}{\rho_0 C_p H_{mix}} - \vec{u}_{mix} \cdot \nabla T_{mix} - \nabla \cdot (\kappa \nabla T_{mix}) + (vertical)$$

ここで、右辺は順に熱フラックス項、水平移流項、水平拡散項、鉛直項を示す。

上記のどの項が相対的に強く影響するかを示すために、以下のメトリックを導入した (cf. Halkides et al. 2015)。

$$M(P_1, P_2) \equiv \frac{\langle P_2 - T_t \rangle - \langle P_1 - T_t \rangle}{\langle P_2 - T_t \rangle + \langle P_1 - T_t \rangle}$$

ここで、 T_t は混合層水温の時間変化率を表す。 $\langle \rangle$ は T_t と過程 P_1 (P_2) との平均二乗誤差を表す。まず、熱フラックス項と海洋項の相対的な重要性をメトリックで評価し、次に海洋項の中の水平移流項と鉛直項の相対的な重要性を評価する。

4. メトリックによる評価

熱帯インド洋の西極 (10° S – 10° N , 50° E – 70° E)での SST 偏差の領域平均から東極 (10° S – Eq , 90° E – 110° E)での SST 偏差の領域平均を引いた値で定義されるダイポールモード指数 (DMI) が 6 月以降に 3 ヶ月以上 1 標準偏差を越えた年を正の IOD と定義すると、8 イベント (1982, 1983, 1991, 1994, 1997, 2006, 2008, 2012) が抽出された。上記 8 年で、SST の変動が大きい東極における混合層水温の時間変化が、5 月以降に持続して負偏差を示す期間のデータを用いてメトリックを計算したところ (図 1)、IOD に伴う東極の冷却メカニズムはイベントによって大きく異なることが明らかになった。

5. 成長メカニズムが対照的な現象の詳細な解析

各象限に現れた代表的な IOD について詳細な解析を行ったが、ここでは、成長メカニズムが対照的な 1997 年（第 3 象限）と 2012 年（第 1 象限）の IOD についての解析結果を紹介する。

1997 年の東極の冷却には、熱フラックス項も水平移流項もあまり寄与しておらず、ほぼ鉛直項によって説明される（図 2a）。一方、2012 年の東極の冷却に関しては、熱フラックス項と水平移流項が IOD の成長を促進させた一方で、鉛直項が発達を妨げる働きをしていた（図 2b）。

2012 年の熱フラックス項の負偏差は、主に潜熱フラックスによっていた。これは強い南東風偏差により蒸発が活発化したためであった。また、水平移流項に関しては、初めは水温勾配偏差が効き、その後、海流偏差が重要な役割を果たすことが分かった。

鉛直項に関しては、エントレインメント項を診断的に見積もった (Stevenson and Niiler 1983) ところ、1997 年も 2012 年も鉛直項の偏差は主にエントレインメントによることが明らかとなった。1997 年の IOD では、発達期の前半はエントレインメント速度偏差による冷却効果が大きかったが、後半は 2 次以上の項による寄与が大きかった。一方、2012 年では、混合層厚偏差とエントレインメント速度偏差により冷却が妨げられていた。

6. まとめ・今後の課題

本研究では、IOD の発達に寄与する過程の相対的な重要性を体系的に議論するための 1 つの手法として、メトリックを新たに導入した。過去 31 年間に発生した正の IOD に対してメトリックを計算したところ、発達期における東極の冷却メカニズムが、これまで考えられてきたよりもイベントによって大きく異なることが明らかになった。

本研究に基づき、持続期間等の IOD の他の特徴と成長メカニズムの関連性を調べることにより、IOD に対する理解が深まることが期待される。また、本研究で導入したメトリックを他の気候変動現象に適用することにより、そのメカニズムの理解につながると考えられる。

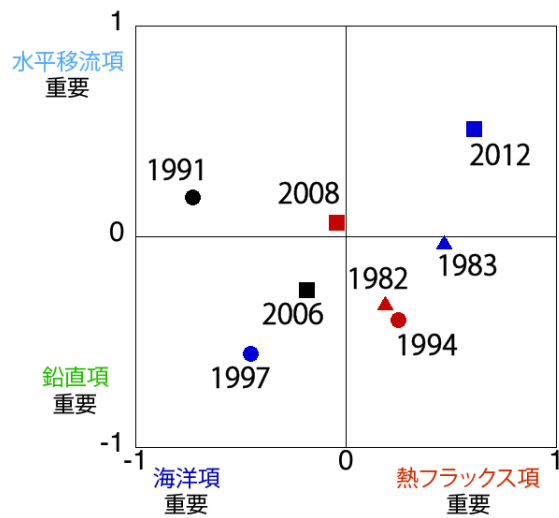


図 1 : 東極の混合層の冷却偏差に寄与する過程の相対的な重要性。横軸が正（負）のとき熱フラックス（海洋）項の方が重要であり、縦軸が正（負）のとき水平移流（鉛直）項の方が重要である。

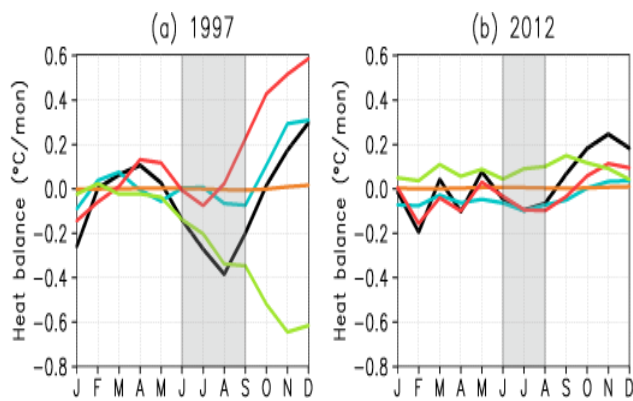


図 2 : (a) 1997 年と (b) 2012 年に発生した IOD の東極における混合層の熱収支偏差の時系列。混合層の水溫変化（黒）、熱フラックス項（赤）、水平移流項（水色）、水平拡散項（橙）、鉛直項（黄緑）を示す。灰色はメトリックを計算する際に用いた期間を示す。

一般共同研究

研究課題：全球高解像度非静力学モデルを用いた物質境界と混合の数理的研究

共同研究者：佐藤薫・三浦裕亮・澁谷亮輔・安田勇輝・雨宮新（東京大学 大学院理学系研究科）

研究目的

近年、対流圏から熱圏に至るまでの全大気を対象にし、多くの高精度・高分解能の観測が行われている。一方コンピューター分野においても計算の効率化や高精度化が進み、重力波や積雲のパラメタリゼーションに頼らない数値モデルによってこれらを全球的に直接解像しようとする研究が盛んに行われている。このようなモデルの高精度化に伴い、大気の微視的なカオスの混合を直接解像出来る環境が整ってきている。現在、対流圏から中間圏や熱圏における観測データは得られる物理量が限られており、全球的な運動量やエネルギー収支の把握には数値モデルによるすべての物理量の現実的な再現が有効である。一方、モデルによって対流圏から中間圏・熱圏を正確に再現するためには、①対流圏熱帯の湿潤対流や冬季中間圏・熱圏に見られる強い鉛直流が表現できる非静力学モデルであること、②乱流等の大気の微細構造や大気重力波が直接表現出来るほどに高解像度であること、が必要となる。しかし現在、対流圏から熱圏までを包括して小スケール重力波を表現できるほど高解像度な非静力学モデルは存在しない。大気中には乱流や波によるカオスの混合が存在する。一方で、対流圏界面や極夜ジェットなどは物質のバリアとして働いている。このような大気内部において構造を持った物質混合プロセスは、存在自体は知られているもののその物理過程については十分解明されておらず、乱流や波を直接解像出来る高解像度モデルによる研究が待たれている。

本研究は対流圏から熱圏までをカバーする高解像度非静力学モデルを開発し、物質混合プロセスの物理過程を解明することを目的としている。また、物質混合プロセスを位相幾何学的な視点も含めて多角的に理解することも目指す。

研究内容

南極昭和基地大型大気レーダー（PANSY レーダー）は対流圏から中間圏までの 3 次元風速の鉛直プロファイルの高い高度・時間分解能かつ高精度で連続観測することができる南極最大の大気レーダーである。2015 年 3 月 16 日から 24 日にかけて、PANSY レーダーのフルシステムによる観測が初めて行われた。この

期間顕著な太陽フレアイベントが発生したことにより D 層が電離し、中間圏において顕著な波型擾乱が観測された。今年度はこれらの波状擾乱の空間構造や力学特性、発生源について調べるため、この期間を対象として高度領域を中間圏まで拡張した非静力学正二十面体モデル NICAM を用いて対流圏から中間圏の大気擾乱の再現実験を行った。

研究成果

まず PANSY レーダーの観測データを用いて波型擾乱のパラメータを見積もった。時間高度断面図に見られるこの波状擾乱の構造は、鉛直波長が約 14 km、対地周期が約 12 h、鉛直位相速度が下向きに約 0.3 m/s であった (図 1)。

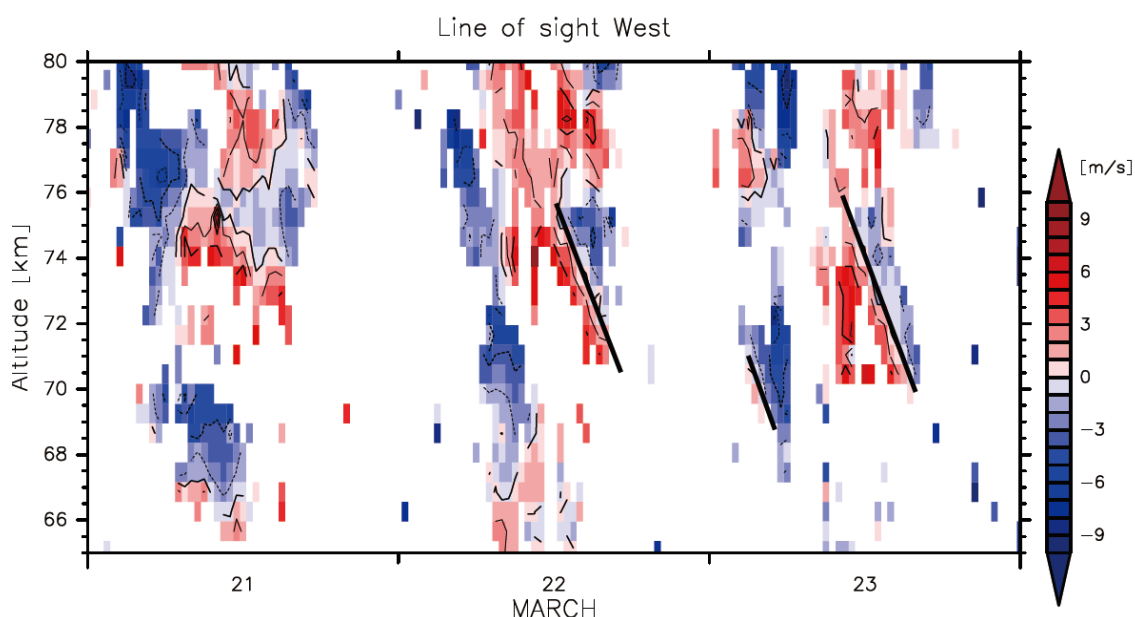


図 1: 2015 年 3 月 21 日から 23 日に PANSY レーダーによって観測された天頂角 10° の西向き視線速度 ($-u\sin\theta + w\cos\theta$) の時間高度断面図。黒実線は波型構造の位相線を表す。

再現実験は、昨年度新たに開発した極域に格子を集中させる伸縮格子構造を適用した NICAM を用いて行った。水平格子間隔は南緯 30 度以南ではほぼ一様均一に約 35 km である。鉛直方向の解像度は地表付近およびスポンジ層を除いて 400 m で一定とした。モデルトップは 87 km であり、スポンジ層をモデル上端 7km の高度領域に設定した。

NICAM により再現された中間圏の風の場合には、PANSY レーダー観測で検出されたものとよく似た周期約 12 時間前後で振幅の大きな波状構造が見られた (図 2)。

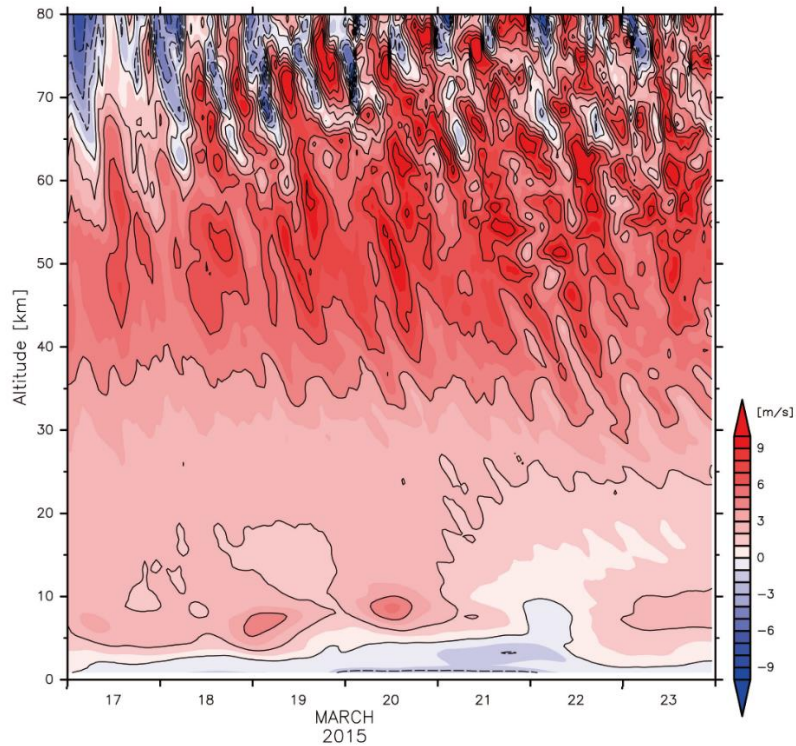


図 2: NICAM を用いてシミュレーションされた天頂角 10° の西向き視線速度 ($-u\sin\theta + w\cos\theta$) の時間高度断面図。

これらの擾乱について調べるため、まず 1 日周期及び半日周期潮汐波、ならびに東西・南北に 1000km 以下の水平波長を持つ擾乱（先行研究において重力波としてよく解析される）の振幅をそれぞれ比較した。これらの波の振幅は高々 10 m/s であり中間圏に卓越する波状擾乱はこれらの波によるものではないことがわかった。一方これらの 3 種類の波を取り除いた残りの成分は観測された擾乱とよく似た振幅を持っていることが確認できた。そこで、昭和基地上の中間圏に現れた 5 つの波束に着目し、波の各パラメータを推測した。水平波長は約 2000km であり、鉛直波長は約 13 km、対地周期は約 12 h であった。これらのパラメータは慣性重力波の分散関係式や偏波関係式と調和的である。そこで PANSY レーダーにより観測された擾乱が慣性重力波であると仮定し、観測データから求めたパラメータと分散関係式を用いて水平波長を推定したところ、モデルで再現された波の水平波長とよく一致することがわかった。したがって、観測された中間圏で顕著な波状擾乱は水平波長約 2000km の慣性重力波であった可能性が高いと結論できる。このような大規模な波動なら再解析データに現れている可能性がある。同様の解析を MERRA 再解析データを用いて行ったら、このような大規模な波構造は現れていたが、振幅は約 5 m/s ときわめて小さいことがわか

った。これは再解析データに用いられるモデルの鉛直分解能が荒く、波の鉛直伝播が十分に解像されなかったことなどが原因として考えられる。

次に高度 70km 付近で NICAM 再現実験において顕著に見られた重力波の波束をレイトレーシングの方法で後方追跡することにより、波束の伝播経路と発生源を調べた。昭和基地付近で 3 月 19 日 00UTC 前後に存在していた波束を後方追跡したところ、3 月 18 日 12UTC には 40° E、 70° S、高度約 50km に位置していたが、ここで振幅が急激に強くなっていた。また高度約 50km 付近でのこの擾乱の構造は、バランス流から自発的に放射される重力波の理論構造によく似ていた（図 3）。これはこの波束が極渦からの自発的放射によって高度 50 km 付近で発生した可能性を示唆している。また 3 月 21 日 0600UTC に高度 70km、 90° W、 70° S 付近に存在していた大きな振幅を持つ波束は、高度 20km、 90° W、 30° S 付近から約 36 時間ほどかけて伝播したことがわかった。高度 20km 付近においてこの擾乱は中緯度対流圏界面ジェットのコアに捕捉されたような構造を持っていた。これは、先行研究における理想実験で示されている傾圧不安定波の発達過程においてバランス流から自発的に放射される重力波の構造とよく似ていた。故に、この波束は中緯度対流圏界面ジェットの自発的調節過程により発生した重力波であった可能性が考えられる。

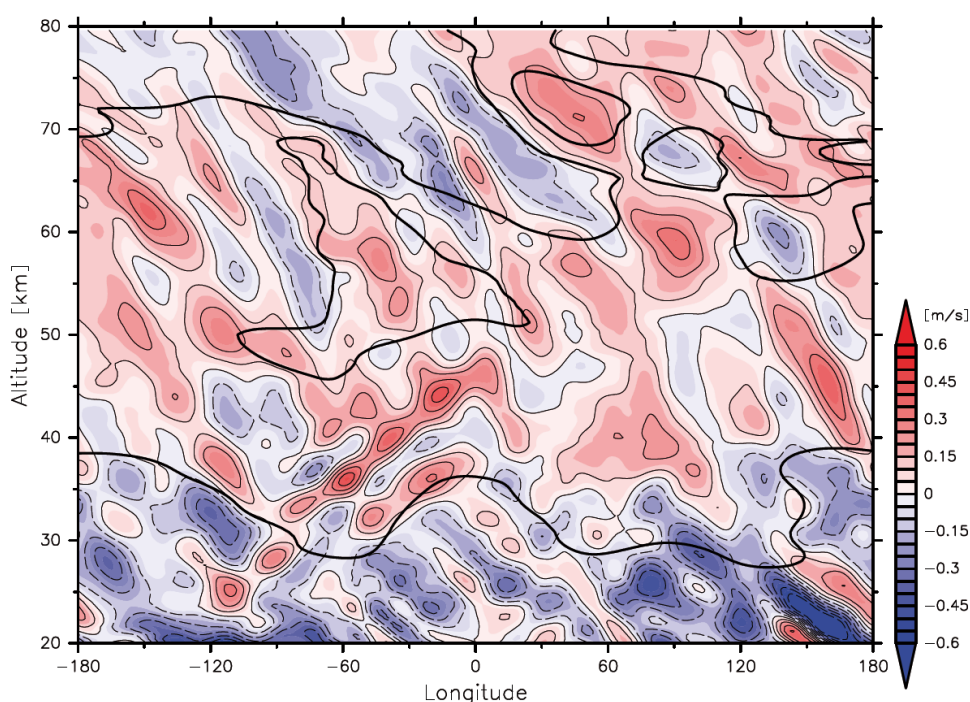


図 3: 2015 年 3 月 18 日 12UTC、 70° S における $\sqrt{\rho_0}u'$ の経度高度断面図 (ρ_0 は密度、 u' は東西・南北方向に 1000km 以下の水平波長を持つ擾乱の東西成分)。黒実線は東西方向の水平波数 2 以下の擾乱の東西成分を表す。

極域中間圏における対地周期 10 時間前後の振幅の大きな擾乱の存在自体はいくつかの観測的先行研究でも指摘されていたが、その水平構造や伝播、発生源について調べた研究はほとんどなかった。本研究は PANSY レーダーと NICAM を相補的に用いることでこの波状擾乱が約 2000 km の大きな水平波長を持つこと、これらが極渦や中緯度対流圏界面ジェットの自発的調節過程により発生した可能性があることを明らかにすることができた。

今後の課題

本研究は PANSY レーダーによって中間圏で観測された波型構造の事例解析を行った。今後はこのような波型構造の季節依存性について、PANSY レーダー全群による長期観測データおよび NICAM による長期シミュレーションの結果を比較して調べる予定である。

一般共同研究

研究課題：気候モデル・全球雲解像モデルを用いた熱帯大気研究

共同研究者：三浦 裕亮、末松 環、王 家瑞、中野 拓真、松岸 修平

(東京大学院理学系研究科)

研究目的

熱帯大気では、大気の不安定を解消するシステムとしての積雲活動が活発であり、それらが組織化した雲群は集中的な降水や強風を伴う場合があり、人間活動にも大きな影響を及ぼす。そのような雲群は孤立して存在するというよりも、スコールラインや熱帯低気圧、あるいはマッデンジュリアン振動(MJO)といった名称を与えられた特徴的な雲システムが階層的に存在するという特徴を持っている。そのような、大規模から小規模まで階層的に組織化された雲システムの存在理由については未だ解明されていない。熱帯大気と中緯度大気の変動は、それぞれに異なる物理的な不安定によりその振る舞いの多くを説明されるが、完全に独立に存在するのではなく、互いに影響を及ぼしながら時間発展している。そのため、熱帯大気の特に時間・空間スケールの大きな現象の科学的理解と数値モデルによる再現性の向上は、中緯度帯における比較的長い時間スケールの予測精度の向上を通じ、円滑な社会・経済活動への貢献をもたらすと期待される。

近年、気候モデルによる熱帯気象現象の再現性が改善されつつあり、熱帯大気の物理プロセスの解明に気候モデルを有効に利用しようという機運がある。一方、全球雲解像モデルを用いた高解像度計算は、雲に伴うメソスケールの上昇流と大規模な大気循環の相互作用を直接に計算できるという強みがあり、MJO を現実的に再現できることが分かってきた。しかしながら、気候モデルは気象の再現性が不十分などところがあり、また、全球雲解像モデルは計算リソースの強い制約を受けるだけでなく、長い時定数における振る舞いが十分に検証されていない。そのような現状を背景として、気候モデルと全球雲解像モデルのそれぞれの長所を活かし、熱帯大気研究のブレイクスルーを目指す。一方で、気候モデルと全球雲解像モデルの利用を促進することで、力学過程・物理過程に精通し、将来的にモデルの高度化を担う有意な人材を育成する。

研究内容

本年度は、雲解像モデルを長期積分した際の振舞いの検証を念頭に、熱帯的圧の長期積分を実施した。全球雲解像モデル NICAM ではなく、気象研究所・気象庁が開発してきた非静力学モデル NHM を利用したが、これは、周期境界条件を用いた水平四角形領域での計算が行いやすかったためである。本研究で得られた知見は NHM に特有のものではなく、NICAM を利用した研究にも活かすことができる。長期積分の対象としたのは熱帯低気圧の壁雲交換過程である。壁雲交換は熱帯低気圧の急速な強化と関係する可能性がある一方、その物理プロセスは十分には理解されていない。

本研究で用いたモデルの設定は以下の通りである：水平格子間隔 4 km、水平積分領域 2000 km x 2000 km、計算時間 300 日、海面水温 303 K、初期渦なし。また、コリオリパラメーターは北緯 20 度相当とした。ダンピングによる放射計算は

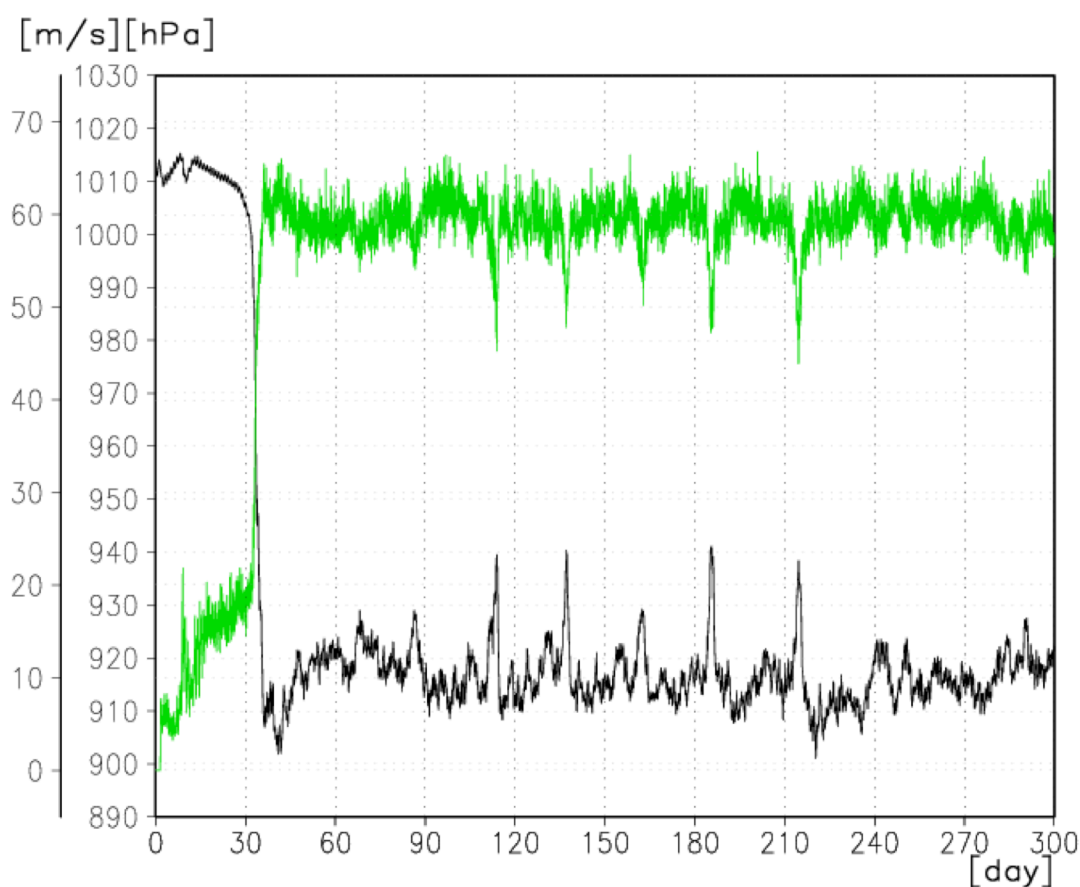


図1 計算された熱帯低気圧の中心気圧（黒）と最大接線風速（緑）の時間変化

系を不自然な解へ漸近させてしまい人工的なエネルギー源となるため、計算負荷は大きくなるものの、放射は陽に計算することとした。また、水平格子間隔 10 km の予備実験において、初期渦を与えない場合でも 100 日程度の時間で熱帯低気圧が準定常状態に達することが分かったので、初期渦は与えていない（北緯 20 度を想定した設定により絶対角運動量は与えられている）。

この計算では、図 1 に示すように中心気圧の急激な上昇と低下、および、それと対応した接線風速の急激な弱化和強化が約 25 日周期で発生した。中心気圧と接線風速の変動の幅はそれぞれ 20 hPa、10 m/s 程度である一方、弱化和強化に要した時間は 2 日程度である。今回計算された壁雲交換の約 25 日という時定数は、これまでの研究で数日程度とされていた壁雲交換の周期よりも長い。また、今回計算された壁雲交換は約 500 km の水平幅で起こっており、先行研究が対象としてきた中心から 100 km 程度の範囲で起こる壁雲交換に比べて水平スケールも大きい。このような時空間スケールの違いは、計算された壁雲交換がこれまで知られていた壁雲交換とは別の物理プロセスによるものであることを強く示唆する。水蒸気に着目した解析により、この“大きく遅い”壁雲交換は水蒸気蓄積プロセスが原因であることが分かった。

今後の課題

本研究結果では、1 つの長期実験から水蒸気蓄積による壁雲交換の存在を示したが、現実の熱帯低気圧との対応を確認する必要がある。壁雲交換の時間・空間スケールが海面水温や海面蒸発のパラメタリゼーションにどのように依存するかを調べることも必要である。現実的な全球雲解像シミュレーションにおいて同様の現象が見出されるかどうかを確認することは興味深い研究テーマである。

一般共同研究

研究課題: 数値モデルを用いた東アジア大気循環の変動力学の探求

共同研究者: 中村 尚・小坂 優・西井 和晃・宮坂 貴文（東京大学先端科学技術研究センター）

研究目的

東アジアを含む世界各地の異常気象の発生には、熱帯からの影響は経験的には認識されていたが、そのメカニズムについては理解が進んでいない。このメカニズムの理解のためには、予測モデルが適切に異常気象を再現できることが肝要である。本研究では顕著な寒波が北米を襲った 2013/14 年と 2014/15 年のそれぞれの冬季の循環場を、予測モデルが適切に再現できるか評価を行うことを目的とする。

研究手法

気象庁で 2011 年 3 月から 2014 年 2 月までの 1 ヶ月アンサンブル予報システムで使用された予報モデルを東京大学情報基盤センターの SR16000/M1 に移植した。水平解像度は TL159 (約 100km)、鉛直レベルは 60 層であり、上端は 0.1hPa である。日別海面水温と海氷は COBE SST を用い、それらの観測値を用いた実験を観測実験、これらの 1979-2004 年日別平均値を与えた実験を気候値実験と呼ぶ。アンサンブル予報のための初期値は BGM 法により作成され、49 メンバー使用した。初期値日はそれぞれ 2013 年と 2014 年の 11 月 1 日であり、4 ヶ月間積分した。数値実験結果と比較するために JRA-55 再解析データ (Kobayashi et al. 2015) を使用した。

2013/14 年冬季の結果

図 1 は、2013/14 年冬季 (DJF 平均) の、再解析データに基づく気候値からのずれと、観測実験と気候値実験の差を示す。この冬は図 1c, d の 2m 気温で示唆されるように東部熱帯太平洋で SST の低温偏差が観測されている。また、北米中央では対流圏中層での低気圧性偏差があり (図 1a)、これに伴い低温偏差が観測されている (図 1c)。この上空の低気圧性偏差は亜熱帯北太平洋中央部の低気圧性偏差と、北太平洋東部の高気圧性偏差を上流に伴い、また、亜熱帯北大西洋の高気圧性偏差を下流に伴っている。2013 年 11 月 1 日を初期値とした予報は 49 メンバー平均としては北米上に有意な偏差は無く、観測された低気圧性偏差を再現できなかった。ただし、北太平洋上の低気圧、高気圧性偏差と、北大西洋上の高気圧性偏差はほぼ再現されている。以上の結果は、もしモデルが完全ならば、この冬の北米の寒波は SST や海氷偏差によって強制されたものでなく、大気の内変動によるものと示唆される。ただし、同冬の偏差場を大気大循環での再現を試みた先行研究 (Lee et al. 2015; Hartmann 2015) では観測された海面水温や海氷分布を与えると低気圧性偏差が再現されたと主張している。

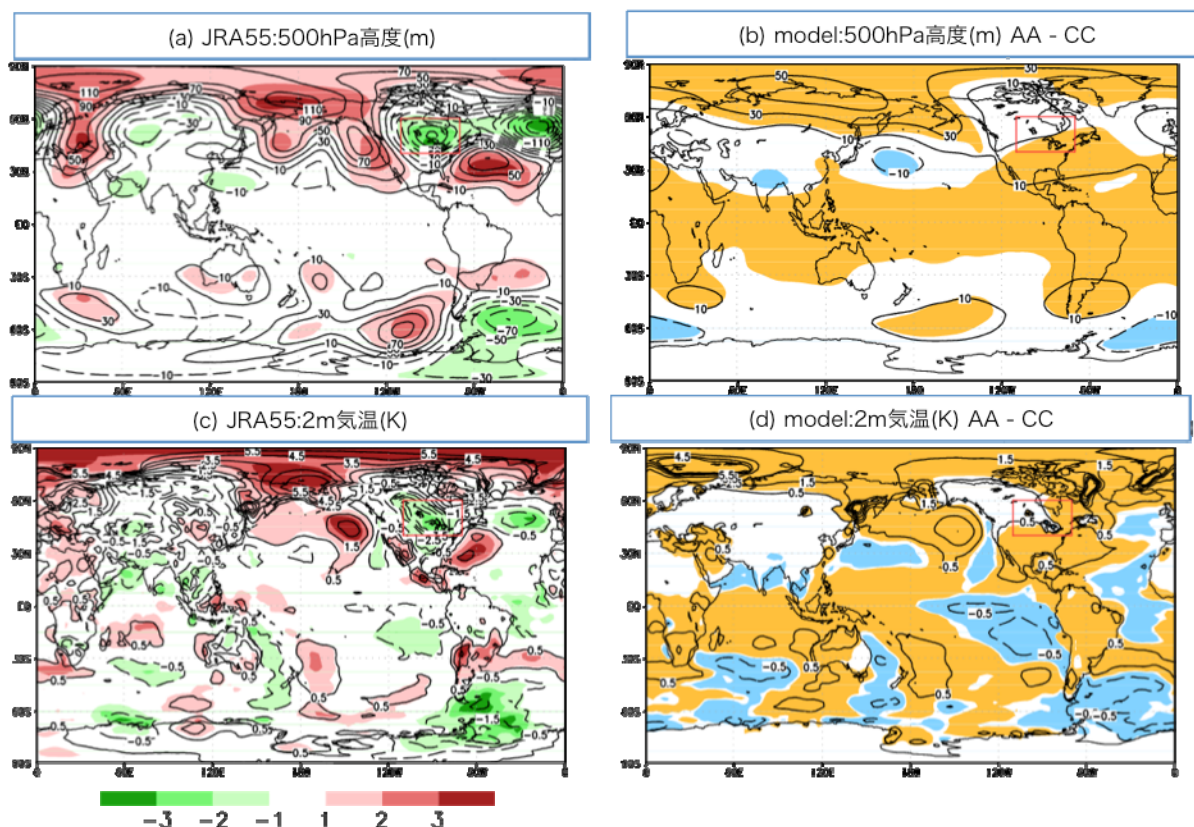


図 1. (a) JRA55 再解析データに基づく 2013 年 12 月から 2014 年 2 月まで平均した 500hPa 高度場の気候値からの偏差(等値線: m). 色は年々変動に伴う標準偏差で規格化した偏差. (b) 気象庁モデルで計算した 500hPa 高度場の、観測実験と気候値実験の差(等値線: m). それぞれ 49 アンサンブルメンバーの平均. 黄色と青はそれぞれ差が 5%で有意な正と負の差を示す. (c) (a)と同じ. ただし、2m 気温. (d) (b)と同じ. 但し、2m 気温.

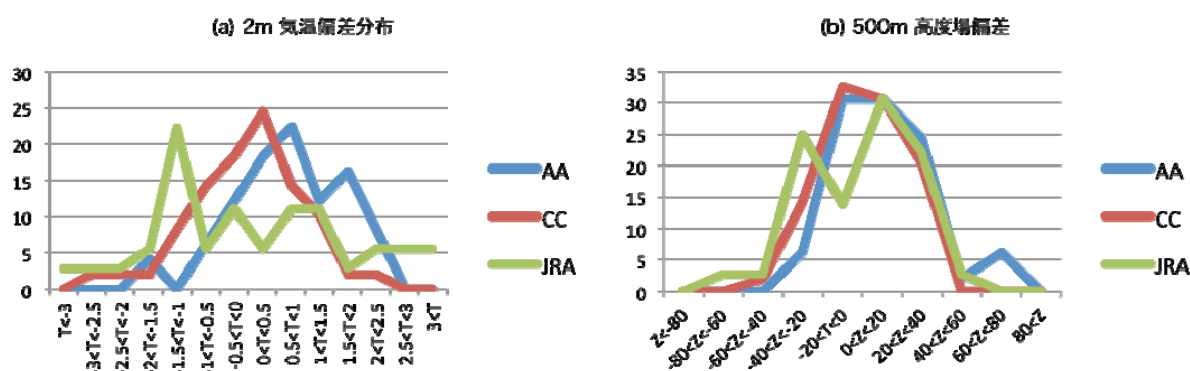


図 2. 図 1 に対応する北米中央で平均した (a) 2m 気温偏差 (°C) と (b) 500m 高度場偏差 (m) の頻度分布. 青は観測実験, 赤は気候値実験で. 個々のアンサンブルメンバーの気候値実験アンサンブル平均からのずれを基にする. 緑は JRA55 再解析データの 1979/80-2003/2004 までの各冬の分布.

次にアンサンブルメンバー間のばらつきを評価する。図2は北米中央(北緯20-60度, 東経250-290度)で平均した2m気温と500hPa高度場偏差の分布図である。JRA55データでは2m気温偏差は-2.9K, 500hPa高度場偏差は-70mである。これらの値は平均よりずっと負偏差として大きく、観測実験ではそのアンサンブル分布の範囲内には収まってはいない。この冬の異常気象を内部変動として捉えるには本実験でのアンサンブルメンバー数(49)では少ないことが示唆される。

2014/15年冬季の結果

2014/15年冬季にも北米東岸で顕著な寒波が観測された。この冬を対象とした、2014年11月1日を初期値とした実験結果を再解析データと共に図3に示す。この冬は熱帯太平洋中央部でSSTの高温偏差が観測されている。再解析では北太平洋中央部で低気圧性偏差、北米西岸で高気圧性偏差が観測されている(図3a)。一方、モデルのアンサンブルメンバー平均では北太平洋中央部で顕著な低気圧性偏差、北米上で高気圧性偏差を示しており、とくに後者は観測と位相がずれている。これに伴いモデルでは北米上では高温偏差を示しており、観測の再現に失敗している。この結果は、モデルが完全であると仮定すれば、この冬の循環偏差場もSSTや海氷が強制したものでは無いことを示している。

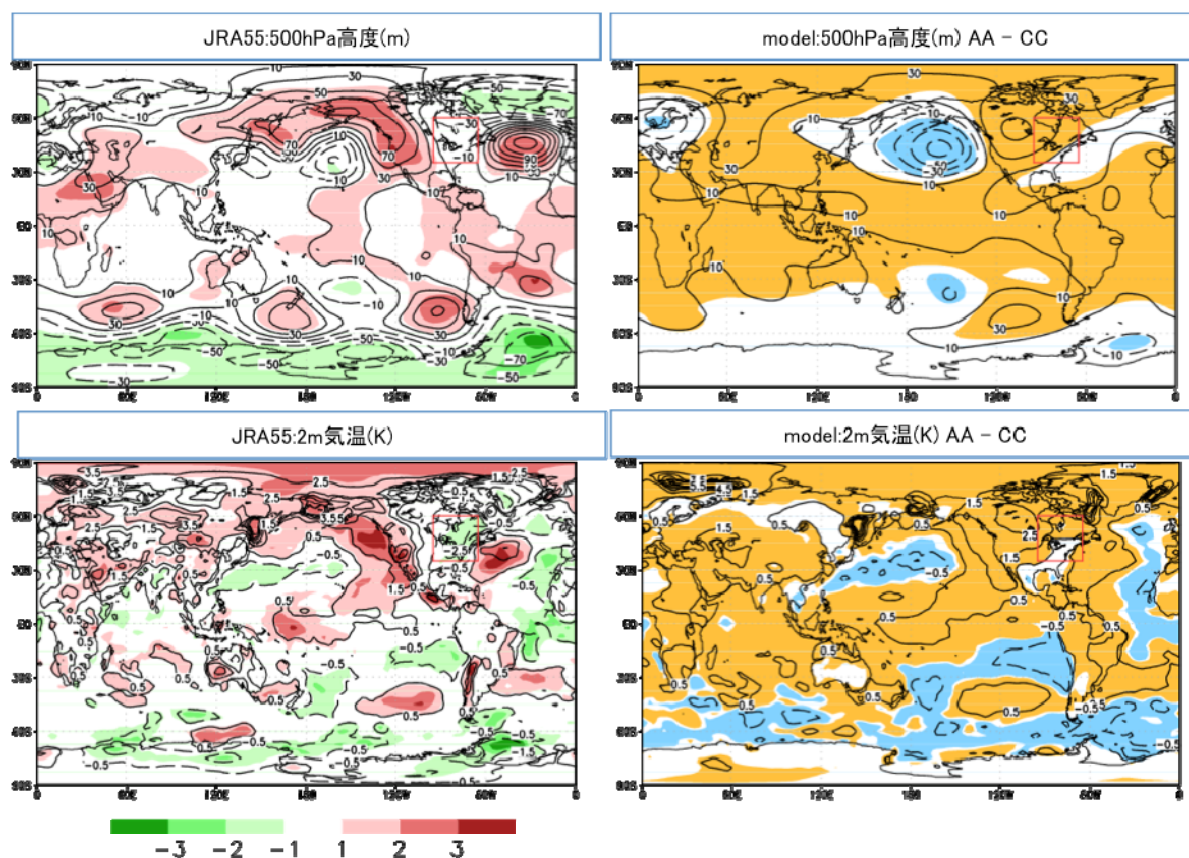


図3. 図1と同様、但し、2014年から2015年2月までの平均。

図4では北米東部(北緯 35-50 度, 東経 265-295 度平均)での, 2014/15 年冬季のメンバー間の頻度分布を示す. JRA55 での 2m 気温は-1.5 度, 500hPa 高度場は-4m である. 2m 気温はアンサンブルメンバーのばらつきの中に収まっており, また 500hPa 高度場はほぼ最頻出値である. 本実験では内部変動としてはこの冬の寒波をかなり再現できていたと考えられる.

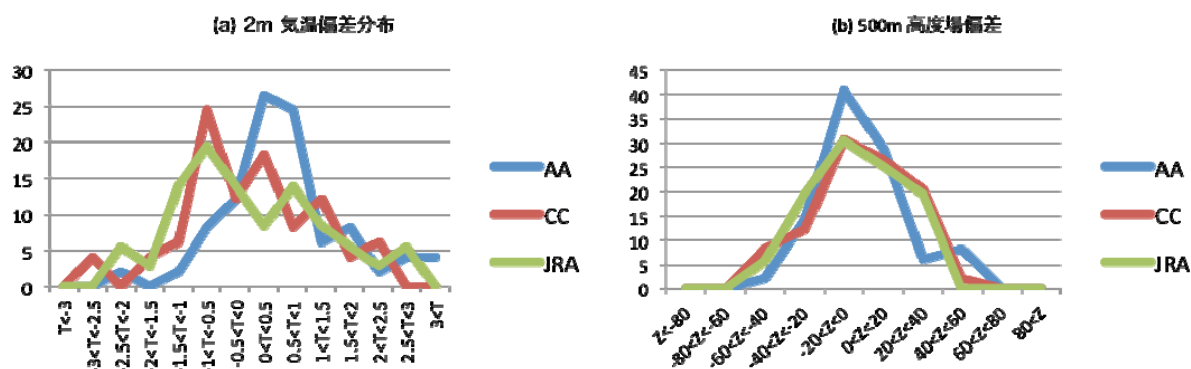


図4. 図3と同様, 但し, 2014年から2015年2月.

まとめと今後の課題

気象庁1ヶ月予報モデルを用いて2013/14年冬季と2014/15年冬季の再現実験を行った. これらの冬の特徴は, 北太平洋上ではほぼ再現できていたものの, 異常寒波が観測された北米上では必ずしも再現できなかった. もしこのモデルが完全であるならば, これらの冬の異常寒波は大気の内部変動によるものである可能性を示唆している. 今後は初期値を11月1日からいろいろ変更し, 初期値の違いが異常寒波予測に与える影響を調査したい. また東アジアの異常気象についても再現実験を行っていきたい.

参考文献

- Hartmann, D. L. (2015), Pacific sea surface temperature and the winter of 2014. *Geophys. Res. Lett.*, 42, 1894–1902. doi: 10.1002/2015GL063083.
- Kobayashi, S., Y. Ota, Y. Harada, A. Ebata, M. Moriya, H. Onoda, K. Onogi, H. Kamahori, C. Kobayashi, H. Endo, K. Miyaoka, and K. Takahashi (2015): The JRA-55 Reanalysis: General Specifications and Basic Characteristics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **93**, doi: 10.2151/jmsj.2015-001.
- Lee, M.-Y., C.-C. Hong, and H.-H. Hsu (2015), Compounding effects of warm sea surface temperature and reduced sea ice on the extreme circulation over the extratropical North Pacific and North America during the 2013–2014 boreal winter, *Geophys. Res. Lett.*, 42, doi:10.1002/2014GL062956.

研究課題名 放射スキームの高速・高精度化

共同研究者

関口 美保 (東京海洋大学大学院 海洋科学技術研究科)

平戸 遼介 (東京海洋大学大学院 海洋科学技術研究科)

1. 研究目的

気候システムの中での放射過程とは、大気を駆動するエネルギーの分布を解くことであり、これをモデル中で再現することは気象・気候を読み解く上で重要である。大気海洋研究所で開発されている放射コードは大きく分けて2種類（広帯域放射伝達モデル *mstrnX*、狭帯域放射伝達モデル *star* シリーズ）あり、様々な研究分野において活発に利用されているが、それぞれ気体吸収の精緻化や高速化など、更新が必要な状態である。本研究では、主に気体吸収過程の高精度化を目指して研究を進めた。

2. 研究内容

昨年放射コード比較プロジェクト CIRC に提出した結果について精査したところ、二酸化炭素4倍増の大気状態での再現性が悪いことが判明した。気体吸収テーブルは各バンドで相関 *k*-分布法を採用し、これの積分点と重みについて最適化を行っているが、最適化の基準値として使用する大気状態は標準状態と温暖化状態としていた。ここでいう温暖化状態においては二酸化炭素の濃度は倍増状態であったため、4倍増状態には対応できていないのではないかと推察された。4倍増状態の再現性向上のため、本年度は広帯域放射伝達モデル *MstrnX* の気体吸収テーブルについて主に更新を行った。

3. 研究成果

まず、再現性が悪い原因の推定を行った。図1は標準状態と二酸化炭素4倍増状態での大気上端上向き放射フラックスの波長分布である。強吸収帯である $15\mu\text{m}$ の周辺領域、 $13-14\mu\text{m}$ 及び $16-17\mu\text{m}$ 付近に差が顕著に現れている。二酸化炭素の吸収が強い中心波長領域よりも吸収の弱い領域で差が大きくなっていることがわかる。すなわち前者の領域では吸収が飽和しており、後者の領域では吸収が非線形に増加していると考えられるこ

とから、前章での推察が支持されることがわかった。

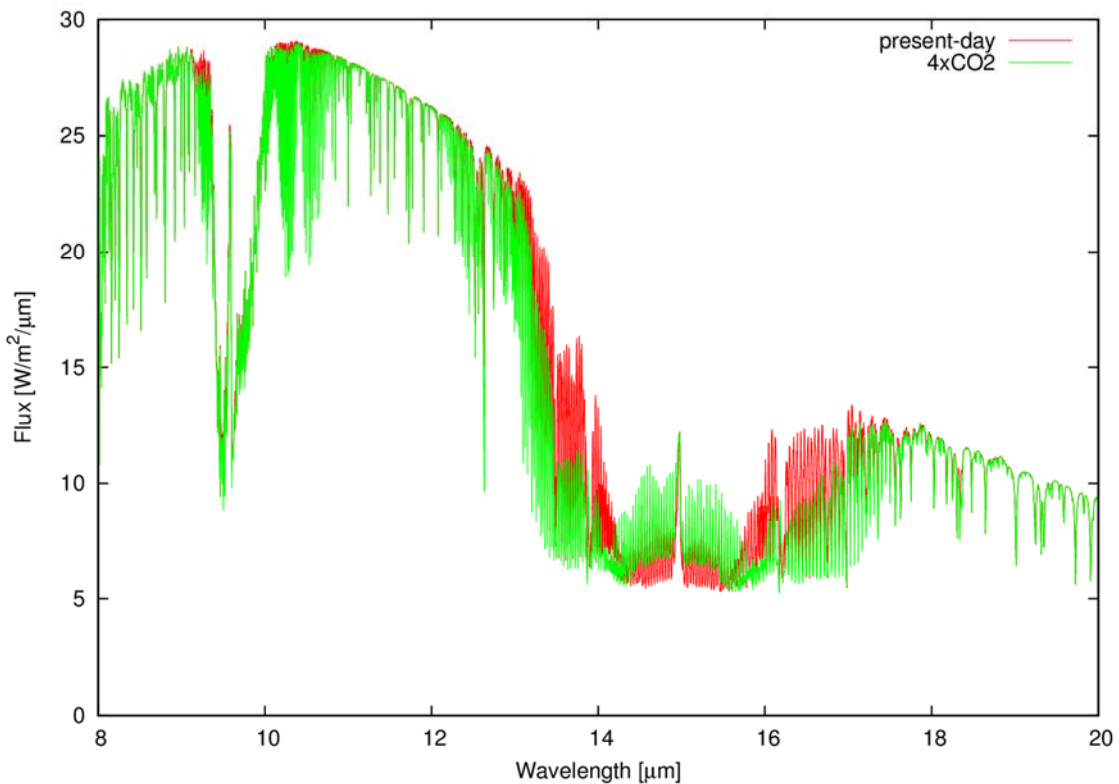


図 1 : CIRC case1 の大気状態における、標準状態（赤）と二酸化炭素 4 倍増状態（緑）の大気上端での放射フラックスの波長依存性。

これを踏まえ、気体吸収テーブルの更新を試みた。本更新ではこれまでの標準状態、温暖化状態に加え、二酸化炭素 4 倍増の大気状態に合わせて行ったが、フラックスの誤差が大きいバンドもあったため、二酸化炭素の吸収帯を服務バンドだけではなく、近赤外～赤外領域のバンドについて更新を行った。バンドの詳細とバンドごとの誤差は表 1 の通りである。放射強制力の誤差がバンド 4,7 で大きいことがわかる。

	Wavenumber [cm ⁻¹]	吸収気体	積分 点数	フ ラ ッ ク スの誤差	放 射 強 制 力の誤差
1	10 – 250	H ₂ O, O ₃	5	0.063	
2	250 – 400	H ₂ O	8	0.344	
3	400 – 530	H ₂ O	5	0.151	
4	530 – 610	H ₂ O, CO ₂ , N ₂ O	5	-0.234	0.662
5	610 – 670	H ₂ O, CO ₂ , O ₃	9	0.009	-0.015
6	670 – 750	H ₂ O, CO ₂ , O ₃	9	-0.081	-0.011
7	750 – 820	H ₂ O, CO ₂ , O ₃	2	-0.206	0.581
8	820 – 980	H ₂ O, CO ₂	2	0.012	0.113
9	980 – 1175	H ₂ O, CO ₂ , O ₃	5	0.467	0.055

10	1175 – 1225	H ₂ O, N ₂ O, CH ₄	2	0.102	
11	1225 – 1325	H ₂ O, N ₂ O, CH ₄	4	0.263	
12	1325 – 1400	H ₂ O, CH ₄	2	-0.220	
13	1400 – 2000	H ₂ O	4	0.655	
14	2000 – 2500	H ₂ O, CO ₂ , O ₃	3	0.480	0.160
15	2500 – 3300	H ₂ O, CH ₄	2	-0.214	
16	3300 – 3800	H ₂ O, CO ₂	10	-0.007	0.000
17	3800 – 4700	H ₂ O, CH ₄	3		
18	4700 – 5200	H ₂ O, CO ₂	5		
	total			1.584	

表 1：近赤外～赤外領域のバンド領域と考慮されている吸収気体、積分点数と、CIRC case1 の大気状態における標準状態での大気上端上向き放射フラックスの誤差と二酸化炭素 4 倍増状態との大気上端での放射強制力。バンド 17,18 は近赤外領域であり、大気上端上向きでの比較は意味がないため略す。

また、この更新において、気体吸収線データベースも HITRAN2004 から HITRAN2012 に更新した。最適化の手法においては、設定する初期値を二通り（completely correlated および uncompletely correlated）、最適化中に積分点を減らしていく方法と増加させる方法の二通り、計四通り行い、最も差の少ないものを選択した上で、放射強制力の誤差が 0.1W/m^2 以下の結果を採用した。大規模な更新も検討したが、バンド数を変更すると波及する影響が大きいことから今回は見送った。これより、気体吸収テーブルは 29 バンド 111 点から、29 バンド 144 点に更新された。積分点と放射フラックス、放射強制力の変化は表 2 の通りである。どのバンドも誤差が小さくなり、4 倍増状態での再現性が向上したことがわかった。

	積 分 点 数	フラックス の誤差	放射強制力 の誤差
1	5	0.063	
2	8→6	0.566	
3	5	0.151	
4	5→10	-0.018	0.662
5	9→8	0.013	-0.015
6	9→9	-0.010	-0.011
7	2→7	-0.046	0.581
8	2→4	0.060	0.113
9	5→10	0.249	0.055
10	2→3	0.006	
11	4→6	-0.048	
12	2→4	-0.073	
13	4→10	0.227	
14	3→6	0.048	0.090
15	2	-0.214	
16	10→8	-0.007	0.000

17	3→9		
18	5→6		
total	111→144		

バンド 1,3 は精度が悪くなかったので変更は行わなかった。また、バンド 15 の収束が悪かったため、このバンドのみ旧版のままとなった。これまでバンド 1 – 14 は地球放射のみ、バンド 15 – 29 は太陽放射のみを考慮していたが、MIROC で太陽放射領域を拡張したため、本更新でも最適化に用いる大気状態に太陽入射と地球からの射出を考慮する領域を拡張し、バンド 14 – 18 においては両方を考慮するように最適化を行ったが、収束が非常に悪かった。原因の一つに天頂角の依存性が考えられるが、引き続き検討を行っていききたい。

また、JAMSTEC の建部博士に協力を依頼し、本テーブルを用いて標準実験を 10 年分行っていただいた。これまでのものと比較し、全球気温は高めになり、夏期北極海氷もやや少なくなる傾向にあるが、指標変数のバイアスは悪化することなく維持された。

4. 今後の課題

今回の更新では、近赤外～赤外域のバンドについて更新を行ったが、紫外～可視域においても更新を行っていききたい。また、太陽入射と地球からの射出の双方を考慮すべき波長領域では、最適化が非常に困難であった。この項目について原因を推定し、引き続き更新を試みる予定である。

研究課題名： 異常気象とその予測可能性に関する研究

共同研究者名： 向川 均（京都大学防災研究所・教授）

榎本 剛（京都大学防災研究所・准教授）

研究目的：

本研究課題では、異常気象に関連する大気大循環の変動を長期間の全球客観解析データの解析から明らかにするとともに、大気大循環モデルを用いた数値実験や予報データの解析などによって、その変動メカニズムと予測可能性を解明することを目的としている。本年度は、再解析データを用いて、成層圏突然昇温（Sudden Stratospheric Warming: SSW）を引き起こす惑星規模波束の対流圏における励起源の地理的位置と、その形成時期を特定する手法を開発した。また、開発した手法を2001年12月に発生したSSW期間に適用し、このSSWを引き起こした惑星規模波束の励起源について解析を行った。

研究内容：

冬季成層圏で発生する成層圏突然昇温（Sudden Stratospheric Warming; SSW）の基本的メカニズムは、対流圏から上方伝播する大振幅の惑星規模擾乱と成層圏での帯状平均風との相互作用によって説明できることは既に知られている。しかし、大振幅惑星規模擾乱の対流圏における励起源に関しては依然として不明な点が多い。そこで、本研究では、再解析データを用いて算出される群速度から惑星規模波束の3次元伝播経路を求める解析手法を開発し、2001年12月に発生したSSWを引き起こした惑星規模波束の対流圏における励起源の地理的位置と、その形成時期を特定することを試みた。

研究成果：

まず、Plumb (1985) が定義した定在ロスビー波の3次元波活動度フラックス（以下、Plumb 3D-flux: F_s ）を用いて、定在ロスビー波の局所群速度ベクトルを求める計算手法を定式化した。ここで、 F_s は以下のように定義される。

$$\mathbf{F}_s = \frac{1}{2}p \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x}\right)^2 - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial y} - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \\ \frac{f^2}{N^2} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \right) \end{pmatrix}$$

ここで、 ψ' は流線関数の東西非一様成分である。一方、波束の局所群速度 \mathbf{c}_g は

$$\mathbf{c}_g = \mathbf{F}_s / A_s \quad (1)$$

のように、定在波の波活動度 A_s と、 \mathbf{F}_s を用いて定義できる。なお、定在波の波活動度は $A_s = \frac{1}{2} \left(A + p \frac{E}{U} \right)$ であり、さらに、 $A = \frac{1}{2} \left(p \frac{q'^2}{Q_y} \right)$ 、 $E = \frac{1}{2} \left(u'^2 + v'^2 + \frac{f^2}{N^2} \psi_z'^2 \right)$ である。

このように、再解析データを用いて上記の諸量を求めることにより、式(1)から惑星規模波束の3次元局所群速度ベクトルを計算することができる。さらに、求められた局所群速度ベクトルを用いて、ray tracing（光路追跡）することにより、惑星規模波束の3次元伝播経路を算出することも可能となる。ここでは、JRA-55再解析データを用いて、惑星規模波束の局所群速度 \mathbf{c}_g とその光路を求めた。なお、惑星規模波成分を、全波数8以下、かつ東西波数3以下の波数成分と定義した。

まず、北半球冬季気候場について、式(1)から求めた局所群速度 \mathbf{c}_g を図1に示す。この図から、気候場では、惑星規模波は主として北緯60度付近の極東域で対流圏から成層圏に上方伝播していることがわかる。また、ヨーロッパ域からも上方伝播できることがわかる。一方、北米域では、逆に、下方伝播する領域が認められる。

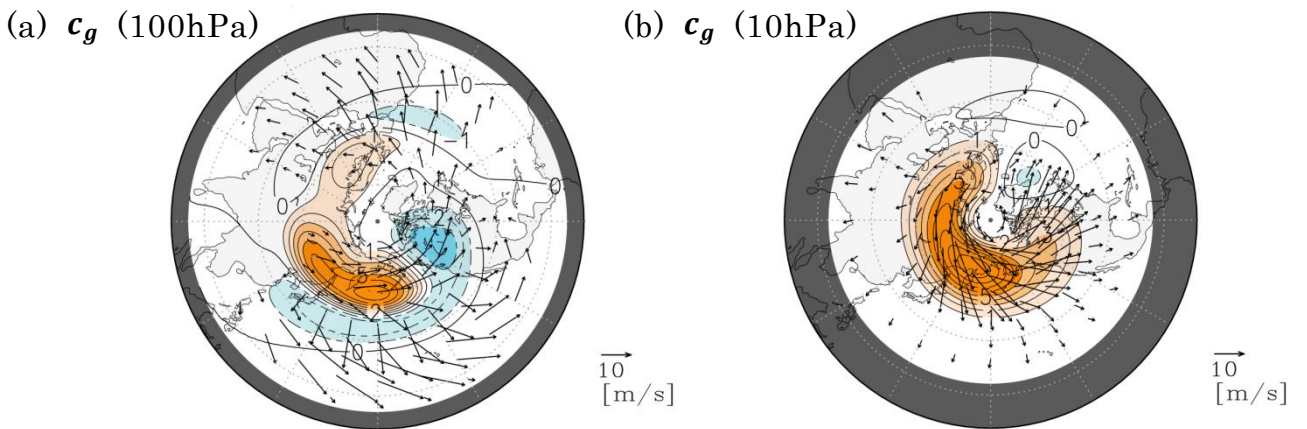


図1 式(1)より求められた惑星規模波束の群速度。水平成分を矢羽根で、鉛直成分を等値線で示す(m/s)。(a) 100hPa、(b) 10 hPa。12月～2月で平均した気候値を用いて計算した。

一方、10hPaでは、北緯60度付近のユーラシア域で上方伝播が顕著であり、そこから東向き、南向きに伝播する傾向が見て取れる。

次に、2001年12月末に発生したSSW期間中における惑星規模波束の伝播経路を式(1)より求めることを試みた。なお、気象庁1か月アンサンブル予報結果や、気象研究所AGCMを用いた予報実験結果の解析から、このSSWの生起には、その直前に発生した北大西洋域でのブロッキングが重要な役割を果たしていたことがMukougawa et al. (2005) や Mukougawa et al. (2007) によって示されている。

解析した時期における大気循環場の特徴を図2に示す。成層圏高緯度における帯状平均風(図2a)は12月中旬より減速し始め、生起したSSWに伴い、12月28日頃に東風が極大となる。また、成層圏下部において、12月中旬頃からE-P fluxの上方伝播が顕著となる(図2b)。この時期における対流圏循環では(図2c)、北太平洋域での顕著なブロッキングと、東ユーラシア域における発達した低気圧性偏差が特徴的である。一方、SSW最盛期における成層圏循環では(図2d)、波数1の惑星規模波の卓越が顕著となり、このSSWは極渦変位型SSWに分類される。

実際、このSSW期間中において、対流圏界面付近を通過する惑星規模波波束の伝

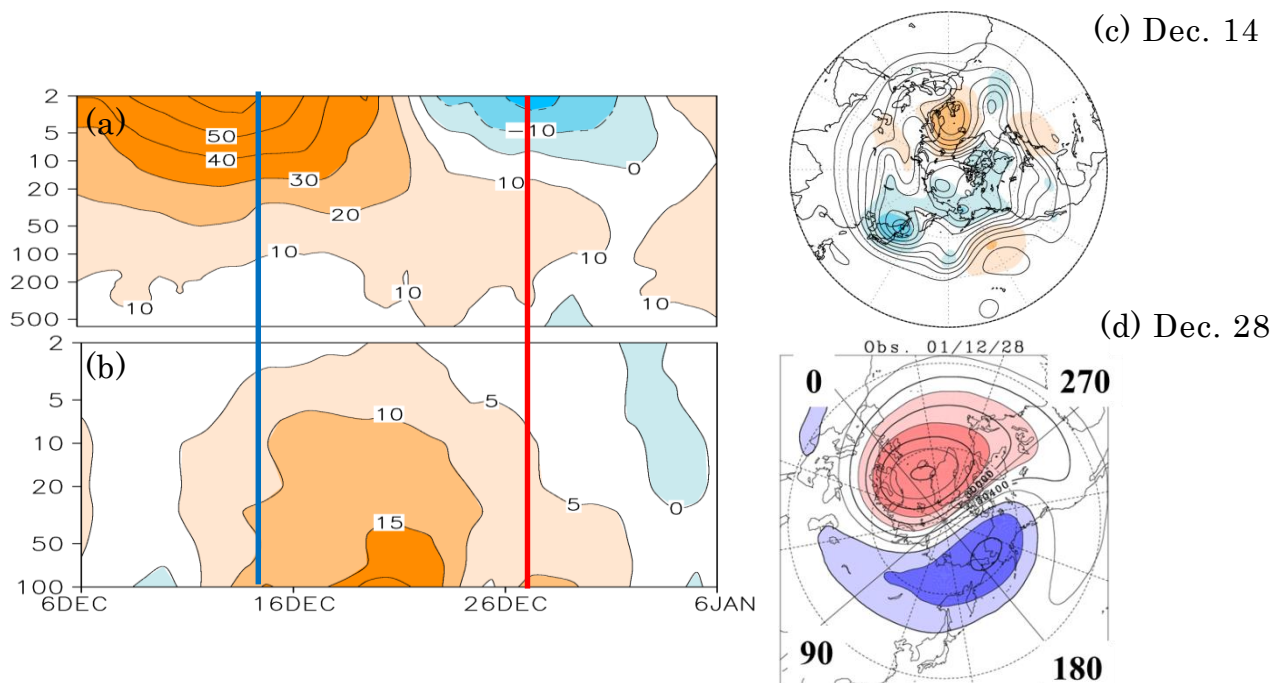


図2 (a)北緯60度における帯状平均風(m/s)と、(b)北緯50-70度の領域で平均したE-P fluxの鉛直成分($\times 10^4, \text{kg/s}^2$)の時間変化。縦軸は気圧(hPa)。(c)2001年12月14日における500-hPa高度場(m)。気候値からの偏差を色塗りで示す。(d)2001年12月28日における10-hPa高度場(m)。

播経路を式（1）に基づき解析した結果、北太平洋域のブロッキング域と、東ユーラシア・北太平洋域の低気圧性偏差域の2カ所から惑星規模波束が顕著に上方伝播していたことが示された。前者のブロッキングから上方伝播する波束の重要性は、Mukougawa et al. (2005) や Mukougawa et al. (2007)で得られた知見からも容易に推測できるが、本研究によって、後者、すなわち東ユーラシア・北太平洋域の低気圧性偏差域が惑星規模波束の励起源として重要な役割を果たしていたことを初めて認識することが可能となった。また、東ユーラシア域からの惑星規模波束の上方伝播が顕著となる期間は、北大西洋域からのそれに比べやや短く、5日間程度であることも示された。

今後の問題点：

本研究で開発した手法を、惑星規模波が成層圏で反射し対流圏に下方伝播した2007年3月の事例に適用することにより、惑星規模波束の伝播経路を特定する本手法の有用性を示すことができるであろう。また、過去のSSW事例に本手法を適用することにより、SSWを引き起こす惑星規模波束の励起源に関する知見を深めることができると思う。

(一般共同研究)

研究課題：日本付近の天気系・水循環やその変動と広域季節サイクルに関する研究

共同研究者名：

(代表者)	加藤内蔵進	岡山大学大学院教育学研究科 (教授)
(分担者)	大谷 和男	岡山大学大学院自然科学研究科 (博士研究員)
(分担者)	濱木 達也	岡山大学大学院教育学研究科 (M2)
(分担者)	松本 健吾	岡山大学教育学部 (M1)
(協力者)	小嶋ゆう実	岡山大学教育学部 (B3)
(協力者)	槌田 知恭	岡山大学教育学部 (B3)
(協力者)	山口 拓朗	岡山大学教育学部 (B3)

(センター側教員) 高橋正明 東京大学大気海洋研究所 (教授)

研究目的と内容：

「東アジアの気候・水循環の示す独特な季節サイクルが、温暖化や地球規模の変動への応答としてどのように歪むのか？」は地域規模の気候変化において重要な視点であり、その際の中心的視点として、前線帯や寒気吹出しと気団変質のような東アジア独特な日々の天気系と水循環がある。本研究では、それに関連して詳細な季節遷移や卓越天気系への注目度を更に高め、梅雨～盛夏～秋雨や、秋～冬～春の季節進行の中で見た振る舞いを観測データの解析で記述するとともに、AGCM で再現して比較実験あるいは再現状況の詳しい解析も最終的には行い (あるいは、その実施のための留意点としての種々の重要な知見を提示し)、広域季節サイクル全体の中での一貫した理解を深めることを目的とする。

ところで、日本付近では、モンスーンの各サブシステムの「季節サイクルの位相のずれ」の組み合わせで、多彩な季節進行が見られる。本研究は、それを接点に地球規模現象と地域規模現象とのマルチスケール過程との総合的理解の一つのアプローチを狙うことになる。また、これは、気象災害に結びつく気象現象を東アジアの多彩な季節サイクルの明確な位置づけのもとで捉えることにより、学校現場で『気象防災・環境教育』と、そのような多彩な季節感を接点とする『文化理解教育』を同時に行う」ための知見の提供や、それを通じた、持続可能な社会づくりのための教育 (ESD) への気象学の貢献にも通じる (加藤・加藤 2014, 加藤・三好他 2015)。

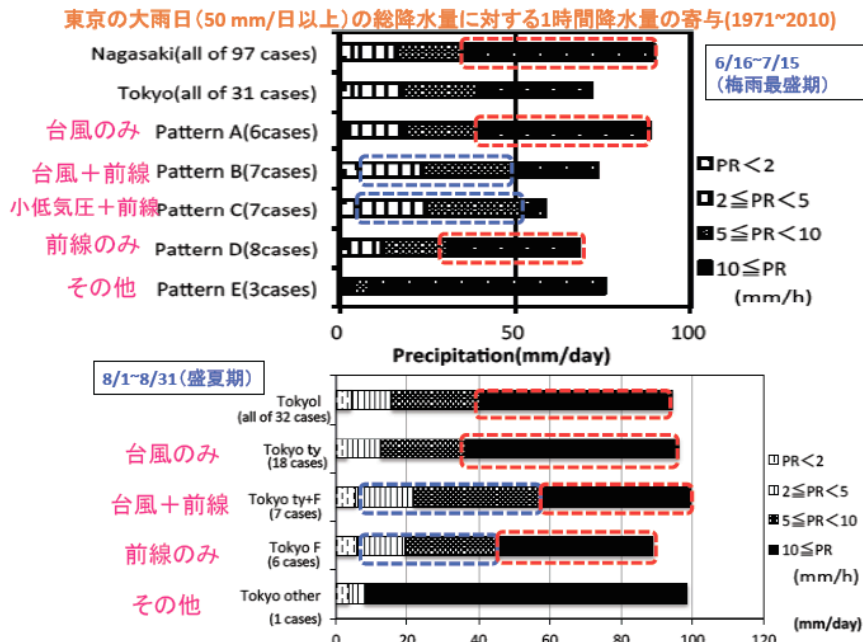
研究成果：

本年度は、昨年度以前から上述の目的で進めてきた結果を踏まえて、(1) 東日本 (東京を例に) の梅雨最盛期～盛夏期にかけての多降水日の降水の特徴について、季節進行の位置づけを意識して解析を行うとともに、(2) 秋が深まった時期に東日本に接近した台風に伴う降水の特徴に関する事例解析も行った。また、冬から春へのシベリア高気圧の季節的衰退過程に関して、日々の卓越現象にも注目して更なる解析を行うとともに、ヨーロッパと東アジアとの比較解析や季節感を軸とする学際的検討、他も更に進めた。本報告書では、紙面の都合によ

り、(1)、(2)の結果の概要を中心に述べる。

(1) 東日本の梅雨最盛期～盛夏期における大雨日の降水の特徴と大気場（気候学的解析）

H26 年度までに行った解析結果によれば（松本他 2013, 2014。第 1 図も参照），東日本では梅雨最盛期の「大雨日」の約半分は台風が直接関連した事例であり（パターン A, B），また，西日本の集中豪雨と違い，10 mm/h 未満の「あまり強くない雨」が持続することにより大雨となる事例が少なくなかった（パターン B, C）。また盛夏期には，台風に関わる事例が多く（パターン Ty, Ty+F），10 mm/h 以上の強い降水による寄与が非常に大きかった。そこで，H27 年度には，そのような東京の大雨日（50 mm/day 以上の日）における大気場（NCEP/NCAR 再解析データに基づく）や降水域の南北の広がりについて，梅雨最盛期と盛夏期の季節進行の位置づけの違いにも注目して解析した。



第 1 表 梅雨最盛期と盛夏期（図中を参照）における東京での各パターンの大雨日で平均した日降水量 (mm/day) と，それに対する階級別時間降水量 (PR) の寄与。1971~2010 年で集計。なお，次の地上天気図の特徴を持つものを，それぞれのパターンとして分類した（松本他 2014, 2014）。

（梅雨最盛期）

パターン A: 台風もしくは熱帯低気圧が東京から 700 km 以内に位置する（停滞前線が存在する場合も，ほぼ東北かそれ以北）。

パターン B: A と同様だが，停滞前線も東京付近もしくはそれ以南に位置する。

パターン C: 4 hPa 毎の閉じた等圧線を 2 本以上持つ停滞前線上の小低気圧が，東京付近に接近中もしくは位置する。

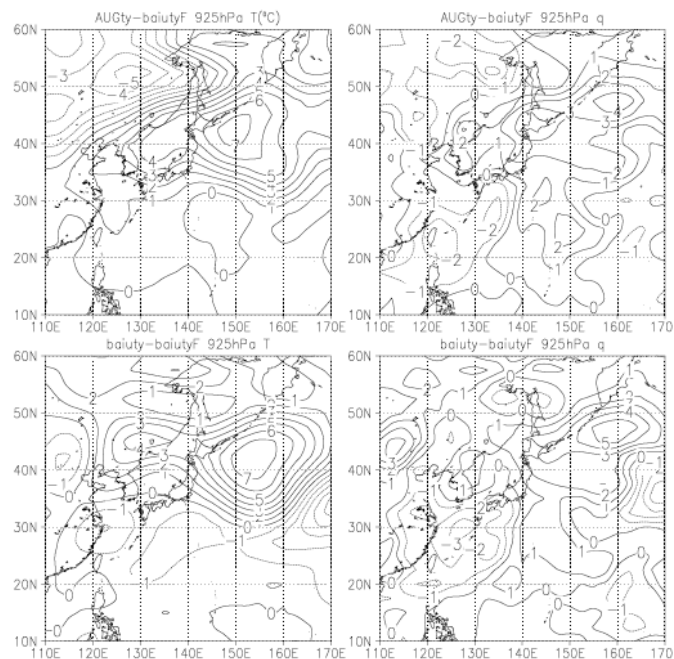
パターン D: 停滞前線が 140° E において 30° N 以北に位置する場合で，パターン C 以外。

（盛夏期）

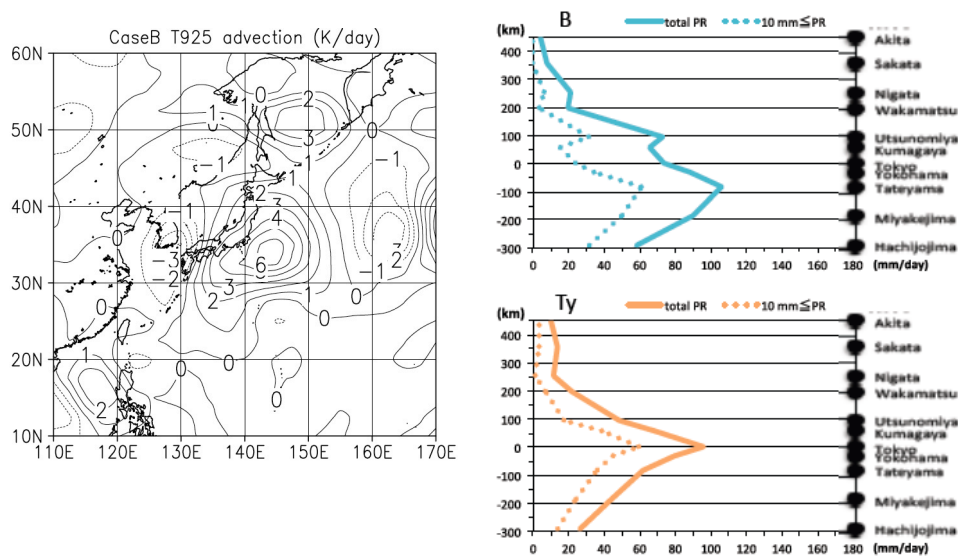
パターン Ty, Ty+F, F: それぞれ，梅雨最盛期のパターン A, Ty+F, D と同様。

平均場では，梅雨最盛期にオホーツク海気団に覆われていた東北～北海道の東側の気温，

比湿ともに，盛夏期には大きく上昇する（図は略）。第 2 図の上段に，盛夏期のパターン Ty と梅雨最盛期のパターン B との 925hPa 気温や比湿の差の合成を，下段に，梅雨最盛期のパターン A からパターン B を引いた差を示す。台風が接近して地上前線が不明瞭になっている際には，盛夏期も梅雨最盛期も（上段，下段に共通して），関東～北海道東方での気温がかなり高かった。



第 2 図 925hPa 面における気温 (°C, 左図) や比湿 (g/kg, 右図) の差の合成。(上段) 盛夏期のパターン Ty から梅雨最盛期のパターン B を引いた差。(下段) 梅雨最盛期のパターン A からパターン B を引いた差。



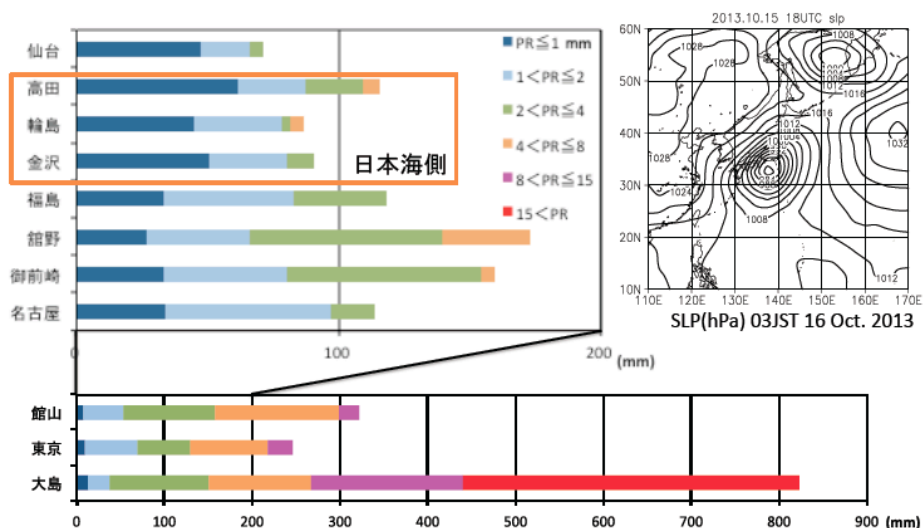
第 3 図 (左) 925hPa 面における梅雨最盛期のパターン B で合成した水平温度移流 (K/day)。正值が暖気移流を示す。(右) 東京を通る南北にほぼ並んだ地点で合成した，梅雨最盛期のパターン B (上)，及び，盛夏期のパターン Ty (下) における日降水量の南北分布 (実線) と 10mm/h 以上の強い降水の寄与 (破線) (mm/day)。

ところで梅雨最盛期のパターン B では、強い南風成分が下層の傾圧帯を北上することに対応して下層の暖気移流の大きな領域の南北幅も広く、まとまった降水量のある領域の南北幅も比較的広がった。しかも、まとまった降水域の少なくとも北半分では（東京も該当）、10mm/h 未満の「あまり強くない雨」が総降水量の 7 割前後も寄与して大雨となっていた（第 3 図）。これは、恐らく、安定成層も持つ傾圧場での暖気移流による、多量の水蒸気を含む空気の広域での強制上昇の寄与も小さくなかった可能性を示唆する。

しかし、盛夏期のパターン Ty では、台風の東側での広範囲での強い下層南風域は存在するものの、高温域が既に北方まで侵入してしまっていることに対応して関東からその北方での傾圧性は弱く、広域での強制上昇の要因は効かない状況での対流性的大雨であったものと考えられる（つまり、東日本の梅雨最盛期の基本場を特徴づける因子とはかなり異なる状況での）（第 3 図。但し水平移流の図は略）。梅雨最盛期のパターン A もほぼ同様な状況を示唆する大気場であったが（図略）、盛夏期的大雨日ではほとんどがこの台風のみのものであるのに対し、梅雨最盛期では大雨日の 1/4 も無かった点が注目される。

つまり本研究は、季節進行に伴って平均場のオホーツク海気団が北方に後退することで（太平洋高気圧の北上にも関係して）、台風北上時に下層の傾圧性も小さくない前線もセットで存在するチャンスが盛夏期には少なくなることが、梅雨最盛期と盛夏期における東日本の「大雨の質」の変化をもたらす重要な要因の一つになっている可能性を示唆している。

(2) 秋が深まる頃の台風による日本付近での広域降水の特徴（2013 年台風 26 号を例に）



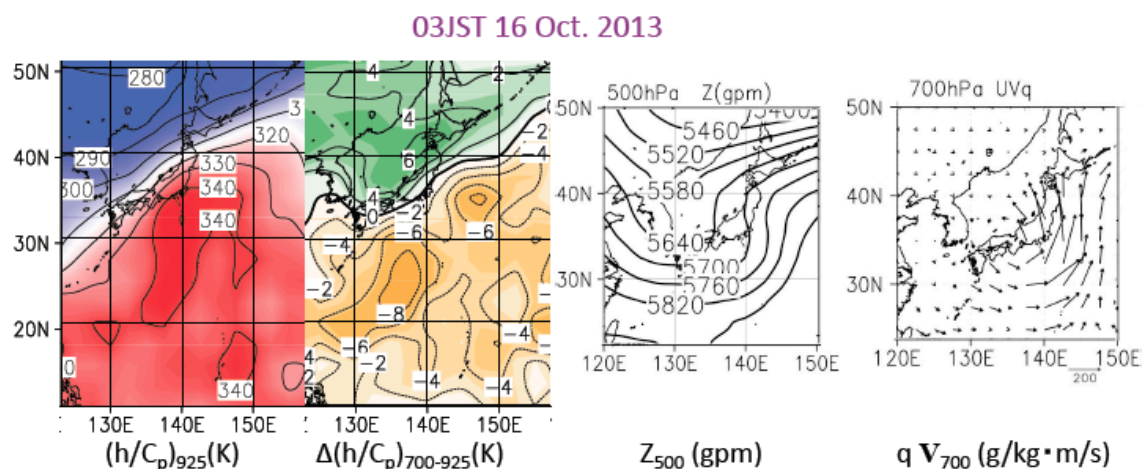
第 4 図 2013 年 10 月 15 日～16 日の各地点における総降水量と、それに対する階級別 10 分降水量 PR (mm/10 分) の寄与 (mm)。なお、右上には、台風 2013 年 26 号が関東に接近している時の海面気圧分布を示す（2013 年 10 月 16 日 03JST）。

台風に関連した降水は、顕著な豪雨災害だけでなく、水資源の確保という意味でも大変重要である。しかし、日本列島付近大規模大気場は、梅雨期から盛夏期、秋雨期を経て秋が深まる時期まで、季節進行としてもかなり細かいステップで変化する。従って、台風に関連した日本列島での広域降水の特徴も、季節的に大きく変化する。日本列島への台風の上陸数

は 8, 9 月が特に多いが、次第に秋が深まっていく 10 月でも時々接近・上陸する。そこで、もし、地球温暖化等に伴ってより遅い時期に台風が日本列島に接近・上陸した場合にどのような降水の特徴にも注目すべきなのか、あるいは、秋から冬へ変わっていく日本付近の基本場の性質を理解する切り口として、そのような台風に伴う広域降水分布についての事例解析の蓄積も興味深い（単に、単発的な豪雨災害という視点のみに留まらず）。そこで、2013 年 10 月 16 日未明に東日本に接近し台風 26 号に伴う広域降水について事例解析を行った。

第 4 図に示されるように、10 月 15～16 日の 2 日間の総降水量が 800mm を超えた大島では、その半分近い約 400mm 分が 10 分間降水量 15mm の極端に強い雨でもたらされており、10 分間に 5mm 以上や 10 分間に 10mm 以上も含めると、約 650mm 分が大変強い雨の寄与であった。進路に比較的近かった東京や千葉県の館山でも、10 分間に 5mm を超える大変強い雨による寄与も大きい。日付が変わる頃までは、それほど強くない降水に伴う総降水量への寄与も 50～100mm 程度あった。

一方、関東北部以北、中部、近畿地方の地点では（第 4 図の上段の 8 地点）、総降水量は 100mm 前後と東京や大島に比べると少ないが、主に 10 分間降水量 2mm 以下の降水の寄与でそれだけの降水を稼いでいた点は注目される。つまり、この台風の事例では、極端に強い雨に伴う大雨だけでなく、「あまり強くない降水であるにも関わらず総降水量が 100mm 程度に達した領域が比較的広範囲に広がっていた」点も注目される。



第 5 図 左から順に、2013 年 10 月 16 日 03JST における、925hPa 面での湿潤静的エネルギー h を定圧比熱で割った値 (h/C_p) (K) (相当温位に対応)、 h/C_p の 700hPa における値から 925hPa での値を引いた差 (K、正値が安定)、500hPa 等圧面高度 (gpm)、700hPa 面での水蒸気フラックス $((g/kg) \cdot (m/s))$ の分布。

台風が関東南部にかなり接近してくる 16 日 03JST には、関東南岸や伊豆諸島域では下層の高相当温位域が侵入し対流不安定か中立な成層であるが（第 5 図）、大陸～日本海～東シナ海北部では気温が低いことを反映して下層の相当温位が低く、700～925hPa 間で安定度も大変良い。そのような領域が、2mm/10 分以下の寄与で総降水量 100mm 程度に達した中部地方や北陸、東北部まで侵入していた点が興味深い。しかも、その領域では、925hPa の相当温位水平傾度も大きかったが、それは、大きな温度傾度をも強く反映していた（図略）。つまり、今述べた特徴の降水域は、下層の傾圧性が強く比較的安定な成層下にあったことになる。また、

台風は西から接近した上空の偏西風帯の深いトラフの東側に組み込まれるようになり次第に温帯低気圧化が進行しつつあった（第5図の右から2番目）。このため、今述べた降水特性を持つ領域の最下層こそ台風の北側の北東風の卓越が示唆されたものの（第4図）、700hPa面では上層トラフの東側の南風に伴って大きな水蒸気フラックスが通過しつつ収束しているようであった（第5図の一番右）。

以上のように、この事例は、秋が深まり大陸から日本海にかけて比較的低温で安定な大気の領域が存在する中で、台風に伴う下層の流れだけでなく、台風の温帯低気圧化にも関連した、対流圏中層のトラフの東側の南風による水蒸気の北への輸送も併せて行える領域で生じた現象である点が興味深い。

（3） 冬から春へのシベリア高気圧の衰退過程やドイツ付近の冬から春への季節進行

昨年度の報告書で簡単に触れたように、冬から春にかけても、真冬に比べて早春のシベリア高気圧の日々の定常性は悪くなる。しかし、3月頃のシベリア高気圧出現域での低気圧の発達はいまだ明瞭でなく、むしろ、定常的に存在する高気圧の中心気圧の変動をより強く反映する等、冬を挟む季節進行の中でのシベリア高気圧の振る舞いの季節的非対称性も示唆された。H27年度は、この具体的特徴についても更なる解析を行ったが、本報告書では紙面の都合で割愛する（まだ学会発表の段階ではあるが、Kato, K., T. Hamaki, Y. Haga, N. Tomooka, N. Nishimura and K. Otani, 2016: Seasonal cycle of daily large-scale features such as the Siberian high and the "wintertime pressure pattern" in East Asia from autumn to the next spring. The International Science Conference on MAHASRI (Tokyo Metropolitan University, Japan) (2-4 March 2016, 3/2&3)としてポスター発表）。

また、ヨーロッパと東アジアとの季節感を軸とする学際的な比較気候学的検討に関しても解析を行った。その結果、ドイツ付近では日本付近に比べて年間を通して日々の気温の変動が大きく（季節内変動や年々変動も含む）、とりわけ冬に大きな振幅を示す。スペイン、イタリアなどではこのような大きな振幅は見られず、東方はトルコ付近までの広がりを持つ。図は略すが、ドイツで特に気温の変動の振幅が大きくなる12月初め頃よりも2ヶ月ほど先行して、海面気圧 SLP の振幅も大変大きかった（平均場のアイスランド低気圧が形成される季節に対応して）。但し興味深いことに、日々の気温の大きな変動は、日本列島付近では気温の変動は南北風成分の変動に伴うのに対し、ドイツ付近では、東西風成分の変動と大きく関連しているようである。

個々の年の例をみると（例えば2000/2001年冬）、半月～1ヶ月程度の周期での季節内変動としての日々の気温の変動も大きかった。高温となるステージは、季節内変動としての地上のアイスランド低気圧の中心がノルウェー海付近にあり、その南東縁としてドイツ付近まで西寄りの下層強風が卓越していた。この西～南西風に伴う暖気移流が関わっていたものと考えられる（東方との温度コントラストもあり）。一方、低温となるステージには、アイスランド低気圧の中心がグリーンランド南部付近にあり（あるいは中心気圧が浅く）、ドイツ付近でそのような明瞭な暖気移流は見られなかった。

このように、アイスランド低気圧自体は、それに伴う西よりの強風による暖気移流でドイ

ツに高温をもたらす要因になるにも関わらず、平均的にまさにその季節にこそ、アイスランド低気圧の大きな季節内変動等に伴う別の過程との交代で、ドイツ付近の冬の大きな気温変動が起きている点も興味深い。

(4) 終わりに

なお、今年度はデータ解析が主となったが、将来的に、それを踏まえたモデルでの研究やそのための提言、未来気候の出力解析などへ繋がるようなステップになればと考えている。また、冒頭に述べたように、昨年度までの研究も含めた本研究の一環としての知見は、音楽や美術等との活動と連携した学際的な文化理解教育の取り組みにも活用されている（加藤・加藤 2016；加藤・加藤他 2015）。今後は、「極端現象や多彩な季節感の『共通基底』としての東アジア季節サイクルの比較気候学的研究」という視点からも、東アジア気候系の季節サイクルや変動に関して、更なる研究の推進が必要と考える。

(文献)

加藤晴子・加藤内蔵進，2016：音楽表現と気候との関わりを意識した学際的学習の試み—季節の移り変わりに注目して—。岐阜聖徳学園大学紀要，55，1-17。

加藤晴子・加藤内蔵進，2014：『気候と音楽—日本やドイツの春と歌—』。協同出版社，全168頁。

加藤内蔵進・加藤晴子・赤木里香子・稲田佳彦，2015：音と色との関わりを意識した季節感の比較表現に関する学際的授業（冬を挟む日本の季節進行の非対称性に注目して）。環境制御，37，16-26。

加藤内蔵進・三好正直・瀧川優実・加藤晴子・佐藤紗里・埴和優一・大谷和男，2015：『多彩な季節サイクルの中での日々の気象』を捉えるリテラシー育成に向けて。『生きる力を育む学校防災Ⅲ』（学校防災研究プロジェクトチーム 編著(代表：村田 守)，全296頁)，164-185。

松本健吾・加藤内蔵進・大谷和男，2013：梅雨最盛期における東日本の大雨日の降水特性や総観場に関する気候学的解析（序報）。岡山大学地球科学研究報告，20，25-34。

松本健吾・加藤内蔵進・大谷和男，2014：東日本の盛夏期における大雨日の降水の特徴と大気場に関する気候学的解析。岡山大学地球科学研究報告，21，33-43。

一般共同研究

「気候変動予測の不確実性低減に資する海洋大循環モデルの精緻化」

共同研究者

建部洋晶（課題代表）¹

田中幸夫²，鈴木立郎¹，小室芳樹³，黒木聖夫¹，小野純²

1: 国立研究開発法人 海洋研究開発機構 統合的気候変動予測研究分野

2: 国立研究開発法人 海洋研究開発機構 気候変動リスク情報 PT

3: 国立研究開発法人 海洋研究開発機構 北極環境変動総合研究センター

研究目的

季節から地球温暖化スケールの気候変動予測精度の向上及び不確実性の低減に資するため、気候モデルの主要素の一つである海洋大循環モデルの精緻化を行う。また、予測可能性の検証及びこれに関わる物理プロセスの解明に取り組み、ここから得られる知見をモデル精緻化作業へフィードバックする。今年度は、北極海氷及び環北極気候の予測可能性を、理想的条件下での気候モデル実験を実施することで検証した。

研究内容

極域海洋特有の海氷とその変動は、地球規模での気候変化のみならず物質循環や海洋生態系に影響を及ぼす要因の一つである。とりわけ、北極海は地球温暖化の影響を強く受ける海域の一つであり、近年の夏季北極海での急激な海氷減少は日本を含む中緯度気候への影響や北極航路の利用という観点から、科学的・社会的関心を集めている。

先行研究によると、北極海の海氷面積および海氷体積にはそれぞれ 1～2 年および 3～4 年の潜在的予測可能性のあることが示されている。一方、これまでの研究では、2007 年や 2012 年 9 月の北極海で観測された海氷急減という極端な現象についての予測可能性については十分に議論されていない。本研究では、北極海氷の変動メカニズムと予測可能性を調べることを目的とし、気候モデル実験を実施した。使用したモデルは MIROC5.2 である。西暦 2000 年の外部境界条件下で約 1000 年間の長期積分を実施し（リファレンス実験）、最後の 200 年間データを解析には使用した。

リファレンス実験から得られた 9 月の海氷面積および海氷体積の時間変化(図 1)から, 衛星観測で捉えられたような海氷大激減イベントが 200 年間で 2~3 度起こっていることがわかる. 大激減年の海氷面積および海氷体積の減少率は, 200 年の平均値に対して 25% および 45% 程度であった.

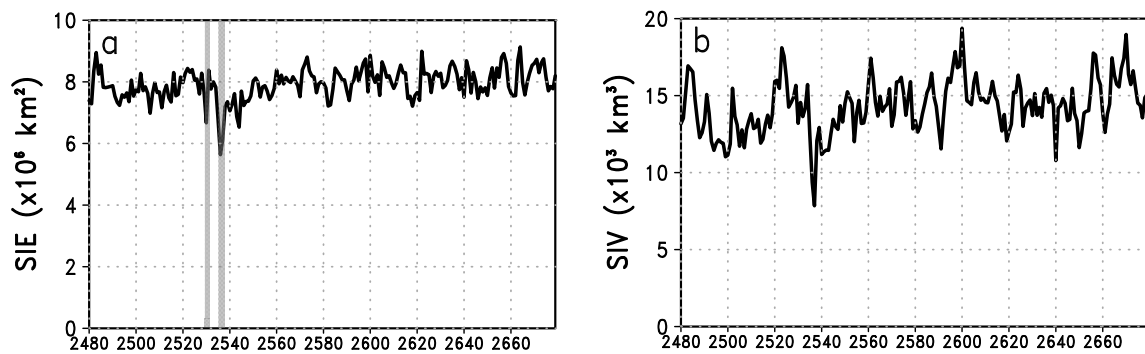


図 1. リファレンス実験から得られた環北極域における 9 月の(a)海氷面積と(b)海氷体積の時系列. 図 a 中の灰色陰影は 2530 年と 2536 年の激減年を示す.

図 2 は最も海氷面積が減少した 2536 年 9 月の海氷密接度および海氷厚の空間分布を示す. 海氷密接度はロシア側の海域で顕著に低く, 2007 年 9 月の海氷分布とよく似た特徴を示している. 多氷年との差を取ると, 海氷はロシア側の沿岸から北極点までの広い範囲で 40~80 % の低密接度化が起こり, 厚さは 2m も薄くなっていた (図略). 衛星観測が捉えた 2007 年 9 月の海氷大激減の原因は先行研究により議論されているが, その一つは 2007 年 7~8 月に現れたボーフォート海上の高気圧とラプテフ海上の低気圧で特徴付けられる海面気圧のダイポールアノマリー構造である. これに伴う風系場が海氷をロシア沖合へ押し流したことで開放水面の面積が増加し, 大激減につながったと考えられている.

図 3 は 2536 年大気場と海洋・海氷場の空間分布を示す. 2536 年晩春~夏の海面気圧場は, ボーフォート海上に高気圧偏差, カラ海上に低気圧偏差という特徴を示している. 低気圧偏差の場所は観測と異なるものの, 海面気圧のダイポール構造が認められる. この海面気圧偏差に伴う風によって海氷は沖合へ移動し (図 3b のベクトル), 氷縁位置は 7 月 (図 3b の青色) から 8 月 (図 3b の橙色) にかけて大きく後退した. また, 7 月と 8 月の氷縁位置の間に 0.5~2psu の低塩化が起こっている. 8 月と 9 月の氷縁位置 (図 3b の橙色と赤色) はほとんど変わらないことから, 6 月から 8 月にかけての海

面気圧ダイポール構造に伴う風によって海水が沖合へ押し流れたことで海水域が大きく後退し、開放水面域に入射した熱によって海水融解が促進されたことが海水激減につながったと推察される。

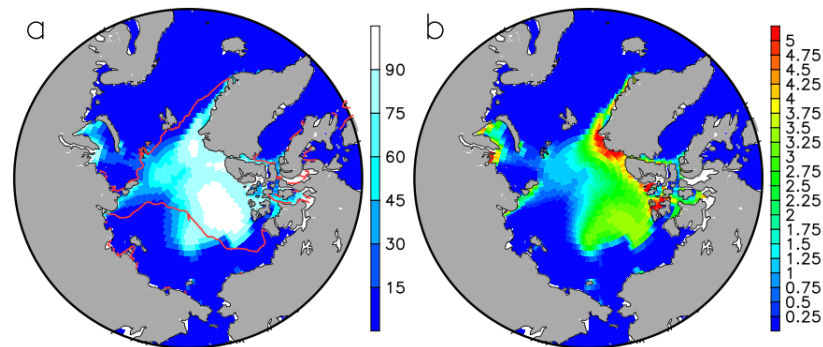


図 2. 海水大激減年（2536 年）9 月における(a)海水密度度(%)と(b)海水厚(m)の空間分布．図 a の赤線は 2007 年 9 月における観測の氷縁位置（海水密度度 15 %で定義）を示す．

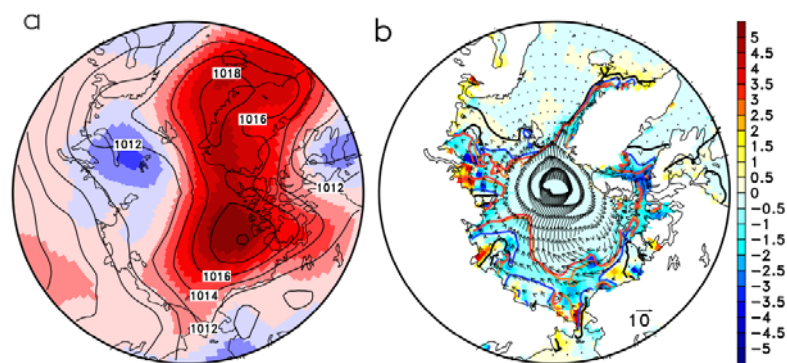


図 3. (a) 2536 年の 6～8 月平均の海面気圧偏差(色塗り)と海面気圧(等値線)．(b)2536 年の 7 月から 8 月にかけての海面塩分変化（色塗り）、7 月の海水速度(ベクトル)、氷縁位置（黒色：6 月、青色：7 月、橙色：8 月、赤色：9 月)を示す．

上で述べた海水大激減の予測可能性を調べるため、パーフェクトモデルによる予測実験を行った。予測開始月は 2535 年 10 月, 2536 年 1 月, 2536 年 4 月, 2536 年 7 月の 4 ケース, アンサンブル数は 8 とした。予測初期値は標準偏差 10^{-4} K の空間的にランダムなガウシアンノイズをリファレンスランの海面水温場に加えることで作成した。図 4 は、予測された海水面積偏差と RMSE のリードタイム依存性を示す。対象前年 10 月及び対象年 1 月開始の場合、モデルは冬季を除いてリファレンスランの結果を予測できていない。一方、4 月あるいは 7 月開始の場合、モデルは海水激減を予測できている。

RMSE で判断すると、4 月開始の場合はリードタイム 5 ヶ月、7 月開始の場合はリードタイム 7 ヶ月まで連続的にスキルが高いと言える。

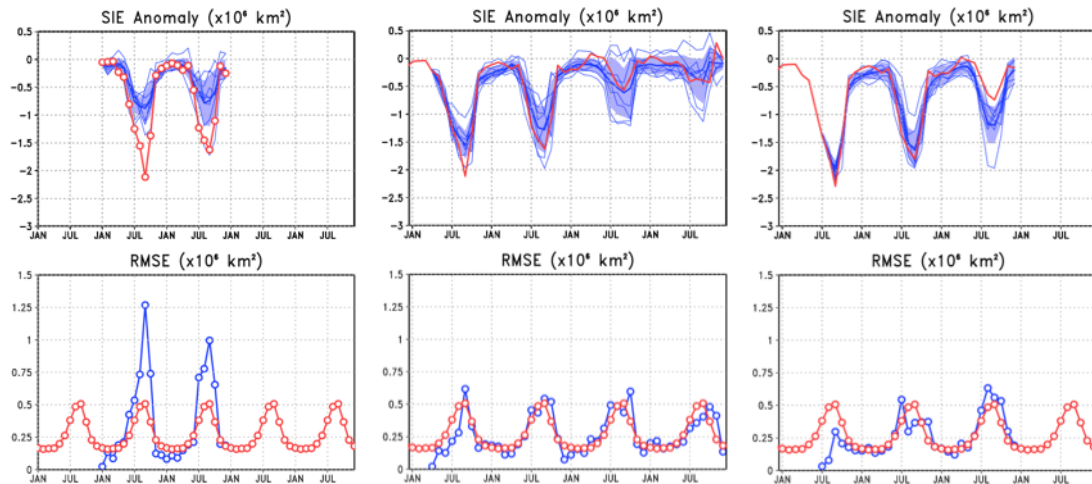


図 4. 2536 年(左)1 月、(中)4 月、(右)7 月開始の予測実験から得られた海氷面積偏差 (リファレンス実験の 200 年間月別気候値からの偏差)と RMSE のリードタイム依存性。青色：予測、赤色：リファレンス実験。海氷面積偏差の青塗りはスプレッド、RMSE の赤色はリファレンス実験の月別標準偏差をそれぞれ示す。

図 5 は、リファレンス実験と予測実験から得られた 2536 年 9 月の海氷密接度の空間分布を示す。1 月開始の予測実験の氷縁位置はリファレンス実験よりも低緯度側にあるのに対し、4 月および 7 月開始の予測実験の氷縁位置はリファレンス実験とほぼ重なっていることがわかる。7 月開始の予測実験では、太平洋側の氷縁位置までピッタリと重なっている。氷縁位置の違いをもたらす原因として考えられるのは、海面気圧偏差のダイポール構造が予測できているかであろう。図 5e-h に 6~8 月平均の海面気圧偏差と海面気圧の空間分布を示す。7 月開始の予測実験 (図 5g)は、リファレンス実験の空間構造をかなりよく予測できていることがわかる。また、4 月開始の予測実験 (図 5f)はダイポール構造を予測しているが、気圧傾度が弱いため太平洋側の海氷残存に影響を与えたと推察される。一方、1 月開始の予測実験 (図 5e)では、カラ海上も高気圧偏差となり、ダイポール構造が予測できなかったために海氷がより多く残ったと考えられる。

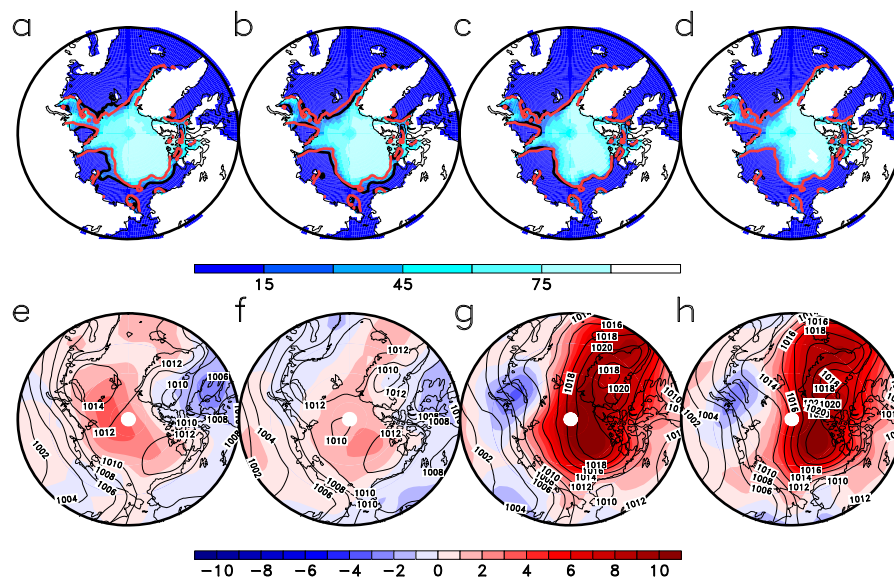


図 5. 2536 年(a) 1 月, (b) 4 月, (c) 7 月開始の予測実験および(d)リファレンス実験から得られた 2536 年 9 月における海水密接度(色塗り, %)の空間分布. 図中の赤線と黒線はそれぞれリファレンス実験と予測実験の氷縁位置(海水密接度 15%で定義)を示す. 2536 年(e) 1 月, (f) 4 月, (g) 7 月開始の予測実験および(h)リファレンス実験から得られた 2536 年 6~8 月平均の海面気圧偏差(色塗り, hPa)と海面気圧(等値線, hPa)の空間分布.

以上のことから、リファレンス実験の大激減イベントに関しては、ボーフート海上の高気圧偏差とカラ海上の低気圧偏差からなる海面気圧偏差のダイポール構造が予測できるかどうかの海水分布の予測に極めて重要であったと結論付けられる。しかしながら、200 年間で海面気圧偏差のダイポール構造は何度も起こっていたにも関わらず、大激減につながった年は 2530 年と 2536 年の二度だけである。他の重要な気候変動モードとの重ね合わせが重要であることは容易に想像できるが、今後の課題として現在解析中である。

別紙

エアロゾルの間接効果による大気水循環への影響

高橋洋・神澤望（首都大学東京）

本研究では、エアロゾルの間接効果による大気水循環への影響を調べることを目的として、過去に行われた、全球気候モデルの実験結果の初期解析を実施した。全球気候モデルでは、エアロゾルの効果を直接見積もれるような出力はあまり公開されておらず、マルチモデルを用いて効果を見積もるためにマルチモデルでの系統的な実験が必要である。

まずは、人為起源のエアロゾル排出量を産業革命前の状態に固定した実験(piAERO)と IPCC-AR5 用の歴史実験(HIST)の解析を始めた。人為起源のエアロゾル排出量を産業革命前の状態に固定することにより、エアロゾルによる冷却効果が弱まり、地球規模の温暖化がより顕著になる。従来知られている通り、特に北半球高緯度域での昇温が特に大きい。しかしながら人為起源のエアロゾル量の急増イベント（具体的には火山噴火）により、piAERO でも急激な気温低下が複数回シミュレートされている。

エアロゾルの影響による気温分布の変化は、基本的には、地表での短波放射の影響が大きい。低緯度域及び中緯度域では、エアロゾル排出源の下層風で見た場合の風下側に顕著な冷却域が見られる。北半球の中緯度域は、帯状の冷却域が見られるため、エアロゾルの光学的な厚さの東西分布との整合性について、さらなる調査が必要である。しかしながら、高緯度域では、地表面での下向き短波放射の傾向と、地上気温の変化傾向が異なるため、より複雑なプロセスにより気温が変化している可能性がある。これらについては、現在も研究を進めている。

エアロゾルの影響は、季節変化が大きい。特に下層風が 1 年周期で大きく変わるアジアモンスーン域では、その変化は顕著である。直接効果だけではなく間接効果も大きく変わる可能性があるので、今後より詳しい調査を行う予定である。

一般共同研究

研究課題名：CMIP5 マルチモデルデータと領域気象モデル WRF を用いた
インドネシアの豪雨特性の将来変化予測

共同研究者：石田祐宣・児玉安正・Ibnu Fathrio・Trismidianto

(弘前大学大学院理工学研究科)

研究目的

インドネシアでは、メソスケールの降水システムによる豪雨災害がしばしば発生している。多島海であるインドネシアでは、地球温暖化による影響という点で SST(海面温度)の上昇が降水システムに与える影響に興味を持たれる。温暖化による SST の上昇がインドネシアの豪雨にどの程度影響を与えるか、力学的ダウンスケールにより検討することが従来の本研究の目的であった。他方、海陸循環がメソ降水システムの維持に重要であるため、本年度は特にメソ対流複合体(MCC: Mesoscale Convective Complex)に着目し、その発達・消滅過程と海陸循環との関係を明らかにすることを目的とした。

研究内容

メソ対流複合体 MCC の発達・消滅過程について、2007 年 10 月 28 日にスマトラ島西岸で発生した事例の観測データに基づき解析を行った。

MCC の発達段階は等価黒体温度が基準となっているため(Maddox, 1980)、水平解像度 $0.05^{\circ} \times 0.05^{\circ}$ の MTSAT-1R のデータを用いた。これにより、時刻毎に MCC 発生、成熟、衰退、消滅のいずれの段階にあるか判断した。降水強度分布は TRMM(3B42 v6; 水平解像度 $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$, 3 時間間隔)を用いた。他に、地上風は CCMP 解析データ(水平解像度 25km, 6 時間間隔)、地上温位は ECMWF ERA-Interim 解析データ(水平解像度 $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$, 6 時間間隔)を用い、MCC の各段階における海陸循環との関係や対流セルから流れ出る冷氣塊について解析を行った。陸域では、降水や温位について地上観測データで検証を行った。

研究成果

事例解析の結果、MCC の発達・消滅各段階における特徴は下記のようにまとめられた。各段階の概況図は下図に示した。

発生期： 夜半から明け方に掛けて海上の西風とスマトラ島からの陸風が収束し対流性雲が発生した。

成熟期： 早朝には対流性雲が組織化され最盛期を迎え、海上の降水強度が最大となった。同時に MCC の下層に冷気塊が形成された。

衰退期： 冷気塊の成長とともに対流は衰退するが、周囲に流れ出た冷気塊により新たな対流セルを生じた。

消滅期： 日中から夕方に掛けて MCC は消滅するが、その周辺で発生した対流セルがスマトラ島への海風とともに上陸した。対流セルは陸上で発達しスマトラ島西岸で大雨をもたらした。

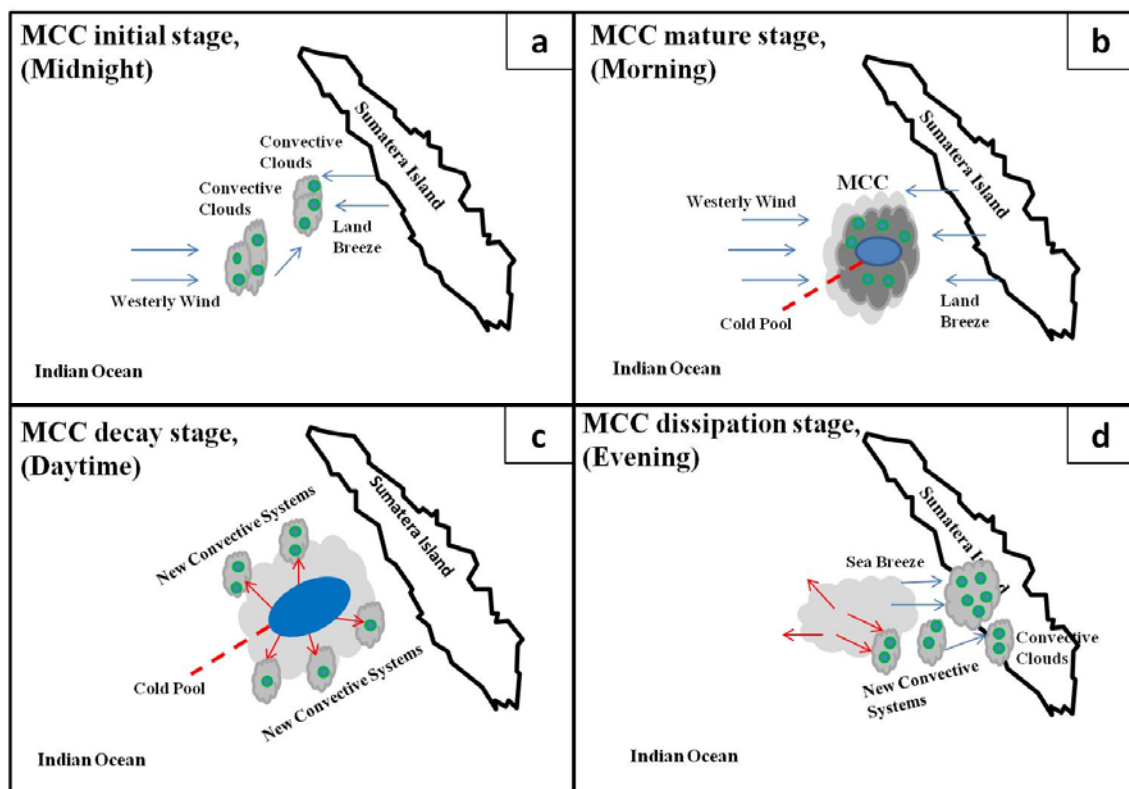


図: MCC 発達・消滅各段階における概況図

(a: 発生期、b: 成熟期、c: 衰退期、d: 消滅期 ; Trismidianto *et al.* 2016)

参考文献

- Maddox, R. A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **61**, 1374–1387. doi:10.1175/1520-0477(1980)061<1374:MCC>2.0.CO;2.
- Trismidianto, T.W. Hadi, S. Ishida, A. Manda, S. Iizuka and Q. Moteki, 2016: Development Processes of Oceanic Convective Systems Inducing the Heavy Rainfall over the Western Coast of Sumatra on 28 October 2007. *SOLA*, **12**, 6-11, doi:10.2151/sola.2016-002.

Development Processes of Oceanic Convective Systems Inducing the Heavy Rainfall over the Western Coast of Sumatra on 28 October 2007

Trismidianto^{1,2}, Tri Wahyu Hadi³, Sachinobu Ishida¹, Qoosaku Moteki⁴, Atsuyoshi Manda⁵, and Satoshi Iizuka⁶

¹*Meteorological Laboratory, Graduate School of Science and Technology, Hirosaki University, Hirosaki, Japan*

²*Center of Atmospheric Science and Technology, National Institute of Aeronautics and Space (LAPAN), Jakarta, Indonesia*

³*Departement of Earth Sciences, Faculty of Earth Sciences and Technology, Institut Teknologi Bandung, Bandung, Indonesia*

⁴*Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, Yokosuka, Japan*

⁵*Graduate School of Fisheries Science and Environmental Studies, Nagasaki University, Nagasaki, Japan*

⁶*Monitoring and Forecast Research Department, National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, Tsukuba, Japan*

Abstract

This study analyzed the oceanic convective systems that induced heavy rainfall over the western coast of Sumatra on 28 October 2007. The convective systems that satisfied the definition of a mesoscale convective complex (MCC), as identified by infrared satellite imagery, developed repeatedly for 16 hours over the Indian Ocean near Sumatra. The MCC developed from midnight on 27 October until the early morning of 28 October, and it was intensified by the land breeze from Sumatra. New convective systems around the decaying MCC were generated during the daytime of 28 October, and they propagated to the western coast of Sumatra in the evening because of a divergent outflow from a cold pool. The combination of the land breeze from Sumatra and cold pool outflows from the decaying MCC was a significant factor in the formation of the convective system that induced strong rainfall up to 46 mm h⁻¹ over the western coast of Sumatra.

(Citation: Trismidianto, T. W. Hadi, S. Ishida, A. Manda, S. Iizuka, and Q. Moteki, 2016: Development processes of oceanic convective systems inducing the heavy rainfall over the western coast of Sumatra on 28 October 2007. *SOLA*, 12, 6–11, doi:10.2151/sola.2016-002.)

1. Introduction

The Indonesian Maritime Continent (IMC) is the area of greatest convective activity within the tropics, and it receives the largest amount of rainfall of anywhere in the world (Ramage 1968). Sumatra is one region within the IMC where deep convection occurs frequently (Yamanaka et al. 2008), generating the largest volumetric rainfall especially on the western coast of Sumatra (Hirose et al. 2009; Love et al. 2011). Mori et al. (2011) showed that average annual rainfall greater than 3,000 mm y⁻¹ on 10-year period (1998–2007) was observed along the southwestern coast of Sumatra. Sumatra is the second region most frequently floods within Indonesia which approximately 1401 flood events recorded during the 13-year period from 2002 to 2014, and about 38.62% of those occurred on the western coast of Sumatra based on data from the National Board for Disaster Management (*source data*: <http://dibi.bnppb.go.id/data-bencana>).

Many previous studies have described the characteristics and propagation of the diurnal convection near Sumatra (e.g., Mori et al. 2004; Sakurai et al. 2005). Mori et al. (2004) showed that diurnal convection, which develops over the western coast of

Sumatra in the late evening, could migrate up to 400 km from the coastline under the influence of low-level westerly winds. Generally, diurnal convection develops over the mountainous region of Sumatra because of strong daytime surface heating, although larger-scale convective systems are sometimes organized by interactions between land and sea breeze circulations and large-scale environment flows (Nitta and Sekine 1994; Mori et al. 2004). Shibagaki et al. (2006) showed that westward-propagating meso- β -scale cloud clusters (horizontal scale of ~100 km) that develop in the eastern mountainous region of Sumatra, can act as triggers for the development of larger-scale systems, the so-called super cloud clusters (Nakazawa 1988). Houze et al. (1981) have documented that convection over the island of Borneo, related to sea breeze convergence, is able to aggregate and move off the coast to produce the greatest amount of precipitation during the morning over the oceans (Williams and Houze 1987).

There are several definitions of convective systems depending on the parameters used and several phrases used to describe them, e.g., mesoscale convective systems (MCSs), mesoscale convective complexes (MCCs), as the largest subclass of MCSs (Maddox 1980), and super cloud clusters (Nakazawa 1988). Here, for ease of comparison with previous studies, the definition of the MCC based on a universal rule using only satellite data. Several previous studies (e.g., Yuan and Houze 2010; Virts and Houze 2015) have documented the climatology of the largest MCSs over the entire area of the tropics, including the IMC, and they have identified the existence of MCCs over the Indian Ocean. However, there have been few studies analyzing the surface winds around MCCs in the tropics because observations over the ocean are too sparse to detect the detailed surface wind distribution.

This study focused on the elucidation of the role of the MCC that occurred over the Indian Ocean near Sumatra on 27–28 October 2007 in inducing the generation of new convective systems that produce heavy rainfall on the western coast of Sumatra. Analysis of Cross Calibrated Multi Platform (CCMP) data was attempted to give a deeper insight into the mechanism of eastward-propagating convective systems, which previously have been reported to occur in the region (e.g., Mori et al. 2004). The effect of the cold pool from the decaying MCC and its interaction with the land and sea breeze circulations are the subjects of discussions in this article.

2. Data and study method

The equivalent black body temperature (T_{BB}), derived from the hourly infrared data of MTSAT-1R (Multi-functional Transport Satellite) with spatial resolution of $0.05^\circ \times 0.05^\circ$, was used to identify the MCCs and their physical characteristics based on the parameters given by Maddox (1980) as shown in Table 1. In addition, the convective index (C_i) was determined by taking the

Corresponding author: Trismidianto, Graduate School of Science and Technology, Hirosaki University, 3 Bunkyo-cho, Hirosaki-shi, Aomori 036-8561, Japan. E-mail: h132ds252@hirosaki-u.ac.jp. ©2016, the Meteorological Society of Japan.

Table 1. Physical characteristics of MCCs (Maddox 1980)

<i>Size:</i>	A-Cloud shield with continuously low $T_{BB} \leq -32^{\circ}\text{C}$ (241 K) must have an area $\geq 100,000 \text{ km}^2$ B-Interior cold cloud region with $T_{BB} \leq -52^{\circ}\text{C}$ (221 K) must have an area $\geq 50,000 \text{ km}^2$
<i>Initiate:</i>	Size definitions A and B are first satisfied
<i>Duration:</i>	Size definition A and B must be met for a period of ≥ 6 hours
<i>Maximum extent:</i>	Contiguous cold cloud shield ($T_{BB} \leq -32^{\circ}\text{C}$ (241 K)) reaches a maximum size
<i>Shape:</i>	Eccentricity (minor axis/major axis) ≥ 0.7 at time of maximum extent
<i>Terminate:</i>	Size definitions A and B no longer satisfied

temperature below a threshold value if T_{BB} was smaller than the threshold value ($C_1 = \text{threshold} - T_{BB}$, for $T_{BB} < \text{threshold}$) and making C_1 equal to zero for T_{BB} values that were greater than or equal to the threshold value ($C_1 = 0$, for $T_{BB} \geq \text{threshold}$). In this study, the threshold value was set at 253 K as suggested by Adler and Negri (1988). The estimated rainfall data, corresponding to the MCCs, were obtained from the Tropical Rainfall Measuring Mission's (TRMM) 3B42 v6 data set, which has 3-hourly temporal resolution and $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$ spatial resolution.

The surface wind data were obtained from the CCMP, which covers the global ocean for the period of 20-years with 6-hourly temporal resolution and 25-km spatial resolution. The dataset is produced using a variational analysis method to combine extensive cross-calibrated multiple satellite datasets with in situ

data and ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) analyses (Atlas et al. 2011). In order to identify the cloud-induced surface flows, wind vector anomalies were calculated by subtracting the resultant daily wind speed from the 6-hourly wind speed. The existence of cold pool was examined using the surface potential temperature from the ECMWF ERA-Interim analysis fields, which are available at 6-hourly intervals with 0.25° horizontal resolution (Dee et al. 2011).

The representativeness of the TRMM and ERA-Interim data over land were assessed by comparing with observational data obtained at Pulau Baai weather station in Bengkulu (3.47°S , 101.80°E) and synoptic data over Sumatra from several weather stations, i.e., at Tabing in Padang (0.53°S , 100.21°E), Simpang-tiga in Pekanbaru (0.28°N , 101.27°E), and Padang Kemiling in Bengkulu (3.53°S , 102.20°E) obtained from the OGIMET meteorological database (Valor and López 2014). The temporal trend of the global data was confirmed to be consistent with that of observations from the several weather stations over Sumatra that shows high correlations of more than 0.7. Over the ocean, comparison with data obtained from TRITON (Triangle Trans-Ocean buoy Network, Ando et al. 2005) buoy at (5°S , 95°E) shows high correlations of more than 0.7.

3. Results and discussion

3.1 Evolution of the development of the MCC

Figure 1 shows the evolution of the MCC that occurred near Sumatra on 27–28 October 2007. Cotton et al. (1989) have defined eight stages in the life cycle of an MCC: MCC-12 h, pre-MCC, initial, growth, mature, decay, dissipation, and post-MCC; however, the most important period for an MCC is from the initial to the dissipation stage. The MCC-12 h stage defines the condition

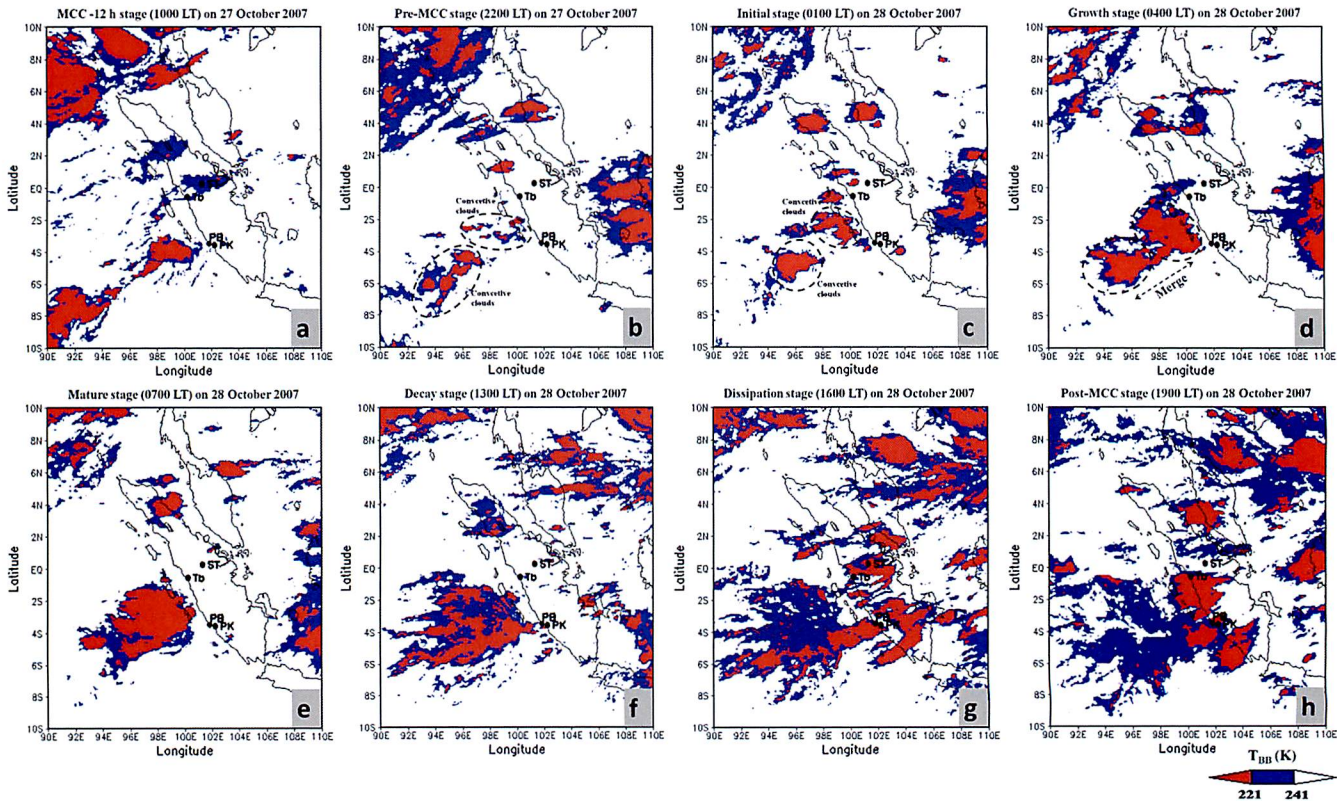


Fig. 1. Horizontal distribution of black body temperature (T_{BB}) for Mesoscale Convective Complex (MCC) criteria from infrared data obtained by MT-SAT-1R over the Indian Ocean near Sumatra on 27–28 October 2007, showing the eight stages of MCC evolution: (a) MCC-12h stage (1000 local time (LT)), 27 October 2007; (b) pre-MCC stage (2200 LT), 27 October 2007; (c) initial stage (0100 LT), 28 October 2007; (d) growth stage (0400 LT), 28 October 2007; (e) mature stage (0700 LT), 28 October 2007; (f) decay stage (1300 LT), 28 October 2007; (g) dissipation stage (1600 LT), 28 October 2007; (h) post-MCC stage (1900 LT), 28 October 2007. Red color indicates interior cold cloud with $T_{BB} \leq 221 \text{ K}$ and blue color indicates cloud shield with $T_{BB} \leq 241 \text{ K}$. Tb, ST, PB and PK are respectively Tabing, Simpang-tiga, Pulau Baai and Padang Kemiling shows the location of weather stations.

of the MCC around 10–15 hours before the initial stage, as shown in Fig. 1a. In addition, the MCC developed under a large-scale environmental situation in which the Madden-Julian oscillation index (Wheeler and Hendon 2004) was positive but its amplitude was very weak.

The MCC that is the topic of this study began to develop from the pre-MCC stage at 2200 local time (LT) on 27 October 2007. At that time, small-scale clouds were located over the western coast of Sumatra and the nearby Indian Ocean, as shown in Fig. 1b. These groups of clouds grew rapidly until around midnight (0100 LT), which marked the onset of the initial stage (Fig. 1c). By 0400 LT on 28 October 2007 (Fig. 1d), during the growth stage of the MCC, the sizes of the clouds had increased further and they began merging with each other, such that the maximum extent of the MCC was attained at 0700 LT (Fig. 1e). During the mature stage, the MCC had a cloud shield with an area of around 319,083 km² and the interior cold cloud covered an area of around 211,059 km². The center of the MCC during this stage was around 3.21°S, 97.46°E with an eccentricity of around 0.76. At 1300 LT, during the decay stage, the MCC began to split and dissipated (Fig. 1f). During the dissipation stage in the late afternoon (1600 LT) (Fig. 1g) and by the post-MCC stage later that evening (1900 LT) (Fig. 1h), the MCC had split into small-scale clouds that propagated eastward toward the western coast of Sumatra.

3.2 The development of new convective systems

Figure 2a shows that some of the clouds mentioned in Sub-section 3.1 are convective clouds indicated by high C_i values. The convergent surface wind flow indicates that the land breeze triggered the development of some of the clouds over the western coast of Sumatra, whereas the westerly wind in the lower atmosphere triggered the development of some of the clouds over the

nearby Indian Ocean. This is consistent with the findings of Mori et al. (2004) and Sakurai et al. (2005), who concluded that ocean convection occurs in the morning until noon, owing to the propagation of convective systems along the western coast of Sumatra, triggered by this strong land breeze, but in this study, the convective systems discussed are defined as MCC. During the mature stage of the MCC early in the morning (0700 LT) of 28 October, as shown in Fig. 2b, some of the clouds over the western coast of Sumatra and the nearby Indian Ocean merged to create the maximum extent of the MCC. The convergence of the land breeze and the westerly wind clearly supported the development of the MCC. The surface potential temperature at the center of the MCC was relatively low (at around 297.5 K) compared with the surrounding area (299–300 K). According to Engerer et al. (2008), this area is the so-called cold pool, which is an area of downdraft air cooled by evaporation that spreads out horizontally beneath a precipitating cloud. In addition, the cold pools were associated with potential temperature decreases (Tompkins 2001) and generated by these individual convective cells in an MCS typically spread out at the surface and combine to form a large mesoscale cold pool covering a contiguous area on the scale of the entire MCS (Houze 2004).

In this case study, the cold pool began to develop during the mature stage and it spread increasingly until the decay stage, as shown in Fig. 2c. The difference in surface potential temperature could have acted as a trigger for the development of new convective systems to form along the leading edge of the cold pool, as in frontal theory (Fig. 2c), which is consistent with the findings of Wilson and Schreber (1986). Such new convective systems, which are generated over the ocean in the daytime, eastward-propagating to the western coast of Sumatra due to of the divergent outflow of the cold pool, in conjunction with the evening sea breeze.

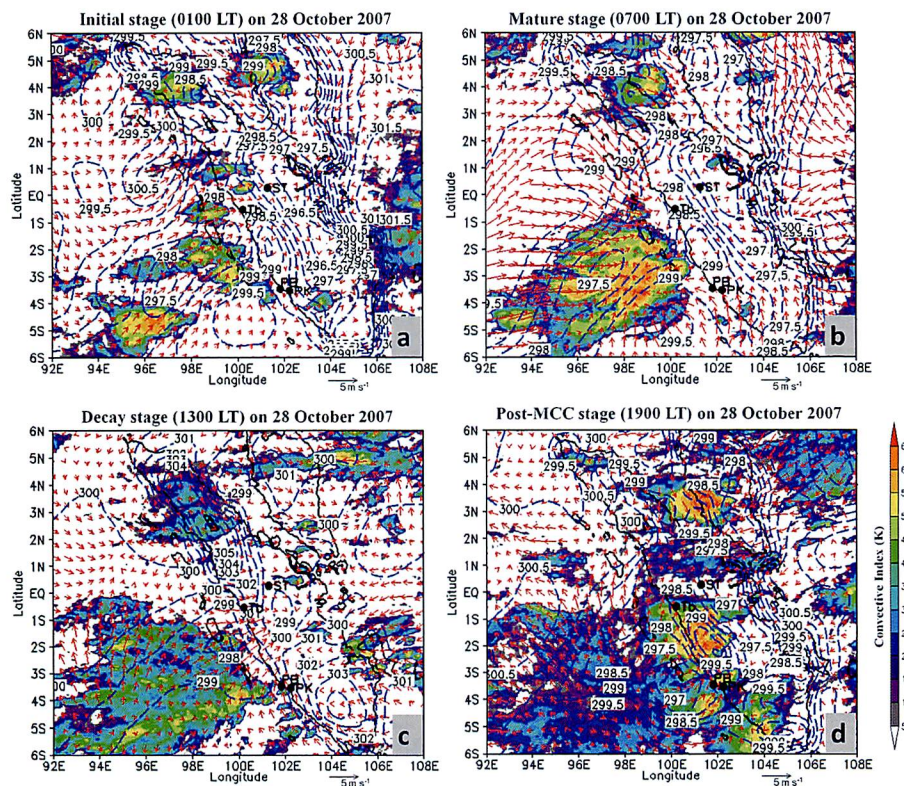


Fig. 2. Horizontal distribution of convective index (C_i) (shaded) from infrared data of MTSAT-1R, wind surface vector anomaly (vector) from Cross-Calibrated Multi-Platform (CCMP) data, and surface potential temperature (contour) from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) ERA-Interim data during the occurrence of the Mesoscale Convective Complex (MCC) over the Indian Ocean near Sumatra on 28 October 2007: (a) initial stage (0100 local time (LT)), showing merging of some convective clouds to create the MCC; (b) mature stage (0700 LT), showing cold pool area forming in the center of the MCC, as indicated by the low surface potential temperature; (c) decay stage (1300 LT), showing several new convective systems forming on the leading edge of the cold pool; (d) post-MCC stage (1900 LT), showing the new convective systems migrating from over the Indian Ocean near Sumatra toward the western coast of Sumatra. Tb, ST, PB and PK are respectively Tabing, Simpang-tiga, Pulau Baai and Padang Kemiling shows the location of weather stations.

Convective activities over Sumatra are more extensive during the evening (1900 LT) due to the new convective systems induce the land convection over the western coast of Sumatra (Fig. 2d). Therefore, this study give a deeper insight into the mechanism of eastward-propagating convective systems, which previously have been reported to occur in the region (e.g., Mori et al. 2004). The structure and evolution of MCCs over the Indian Ocean are related to the diurnal convective activities over Sumatra.

3.3 Diurnal rainfall variation during the MCC event

Figure 3 shows the horizontal distribution of rainfall during the studied MCC event. During the initial stage at 0100 LT (Fig. 3a), only light rainfall ($< 6 \text{ mm h}^{-1}$) was observed over the Indian Ocean. However, the observed early morning (0700 LT) maximum occurred because of the increase in the number of convective clouds (Fig. 2a), rather than because of the increase in extent of the coverage of the MCC during the mature stage (Fig. 3b). The rainfall system began to propagate slowly eastward from the Indian Ocean toward the western coast of Sumatra (Fig. 3c) during the new convective systems which generated by MCC propagate eastward to the western coast of Sumatra at the decay stages at the daytime (1300 LT), and the peak rainfall on the western coast of Sumatra began in the evening at 1600 LT (Fig. 3d) until 1900 LT (Fig. 3e) is caused by the interaction of new convective systems with land convection which make the convective activity becomes intense on the western coast of Sumatra during the dissipation stages until post-MCC stages. Compared with the observational data, the rainfall intensity increased significantly, especially during the dissipation and the post-MCC stages over some parts of western Sumatra, as shown in Fig. 4. Heavy rainfall occurred over southwestern coastal ocean at Pulau Baai (Bengkulu) from

1400–1900 LT, which reached a maximum intensity of around 35 mm h^{-1} at 1600–1700 LT during the dissipation stage of the MCC. During the post-MCC stage at 1900 LT, a significant increase in rainfall (up to 46 mm h^{-1}) occurred over southwestern coastal land at Padang Kemiling (Bengkulu). Rainfall also occurred over northwestern coastal land at Tabing (Padang) and over inland at Simpang-tiga (Pekanbaru) but it was only light in intensity because of the weaker effect of the MCC compared with the area around Bengkulu. The diurnal rainfall associated with the MCC had a similar pattern. The rainfall over the Indian Ocean occurred when the MCC started developing and it reached

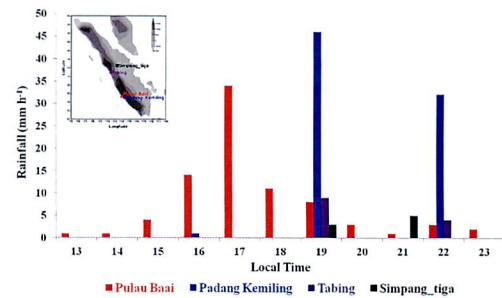


Fig. 4. Rainfall observational data during the occurrence of the Mesoscale Convective Complex (MCC) over the Indian Ocean near Sumatra on 28 October 2007 (1300–2400 local time (LT)) at specific sites on the western coast of Sumatra: Pulau Baai weather station in Bengkulu, Tabing weather station in Padang, Simpang-tiga weather station in Pekanbaru, and Padang Kemiling weather station in Bengkulu. The figure panel shows the location of weather stations.

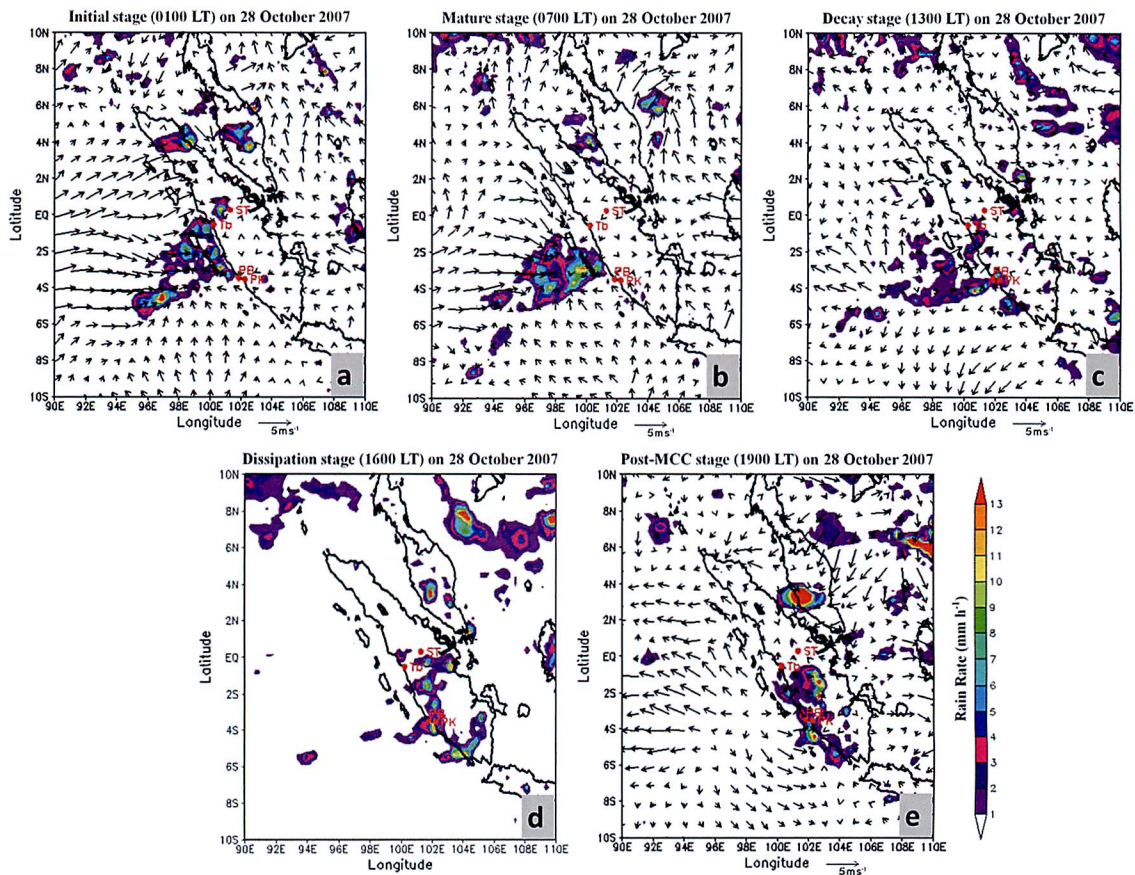


Fig. 3. Horizontal distribution of rainfall from Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) 3B42 v6 data (shaded) and wind vector anomaly (vector) from Cross-Calibrated Multi-Platform (CCMP) data during the occurrence of the Mesoscale Convective Complex (MCC) over the Indian Ocean near Sumatra on 28 October 2007: (a) initial stage (0100 local time (LT)); (b) mature stage (0700 LT); (c) decay stage (1300 LT); (d) dissipation stage (1600 LT) but when wind data were not available; and (e) post-MCC stage (1900 LT). Tb, ST, PB and PK are respectively Tabing, Simpang-tiga, Pulau Baai and Padang Kemiling shows the location of weather stations.

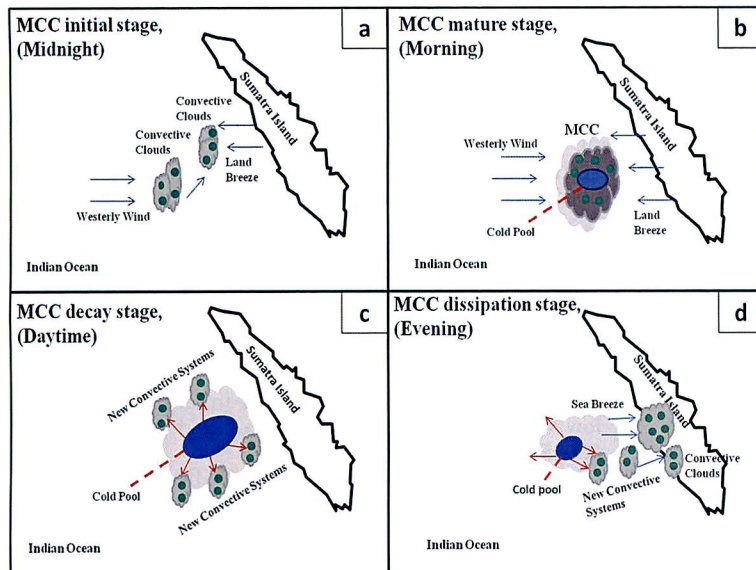


Fig. 5. Schematic representations of the evolution and migration of the mesoscale convective complex (MCC) over the Indian Ocean near Sumatra related to the diurnal rainfall variation over the western coast of Sumatra. (a) MCC initial stage around midnight; (b) MCC mature stage during the morning; (c) MCC decay stage during the daytime; and (d) MCC dissipation stage during the evening. Light and dark gray areas indicate the MCC cloud shield and convective clouds, respectively. Cores of heavy rainfall are represented by green circles. Convergent and divergent flows are indicated by the blue and red arrows, respectively. The cold pools in (b) and (c) are indicated by blue ellipses.

a maximum when the MCC began to decay, at which time, the rain started to move toward the western coast of Sumatra. This is consistent with previous studies, which have stated that MCCs possess the potential to exert considerable impact on regional rainfall patterns, as mentioned in Section 1.

Schematic representations of the MCCs evolution and migration over the Indian Ocean, related to the diurnal variation of rainfall over the western coast of Sumatra, are shown in Fig. 5 based on the results described above. Figure 5a shows the initial stage of the MCC at around midnight on 28 October 2007. The development of the MCC over the Indian Ocean began from several convective clouds generated by the land breeze and westerly wind. Figure 5b shows the mature stage of the MCC in the early morning on 28 October. The MCC reached its maximum extent and the peak rainfall occurred over the Indian Ocean because of the propagation and merging of several areas of convective cloud, triggered by the convergence between the land breeze and the westerly wind. Figure 5c shows the decay and dissipation stages of the MCC, which occurred during the daytime through to the evening. The MCC began to dissipate and new convective systems were generated owing to the development of the cold pool. The new convective system generated over the Indian Ocean during the daytime propagated to the western coast of Sumatra because of the divergent outflow of the cold pool, in conjunction with the evening sea breeze.

This evolutionary scheme differs from the scenarios outlined previously by Mori et al. (2004) and Shibagaki et al. (2006), who described the westward propagation of developing convective systems over Sumatra, as mentioned at the second paragraph in section 1. However, the convective systems described by Houze et al. (1981) are similar and they share common features with those of the present study. Houze et al. (1981) showed that the convective systems over the South China Sea begin to develop around midnight and mature in the early morning, helped by the land breeze from the island of Borneo to the east. This study presented a more detailed evolution of the MCCs in the IMC region and a description of the convective systems generated by the interaction of the cold pool outflow and the land breeze, based on high-resolution surface wind data retrieved by the CCMP and the ERA-interim temperature field.

4. Summary

This study analyzed the oceanic convective system that caused heavy rainfall over the western coast of Sumatra on 28 October 2007. The convective system satisfied the criteria for an MCC, as defined by Maddox (1980), and followed the developmental stages

outlined by Cotton et al. (1989). The MCC developed from around midnight on 27 October until the early morning of 28 October. Several convective systems were generated during the decay stage of the MCC because of convergence between the land breeze and westerly wind. The new convective systems around the decaying MCC were generated during the daytime on 28 October, and they propagated toward the western coast of Sumatra during the evening of 28 October because of the divergent outflow from the cold pool. The combination of the land breeze from Sumatra and the cold pool outflow from the decaying MCC was a significant factor in the formation of the convective system that caused the heavy rainfall up to 46 mm h^{-1} over the western coast of Sumatra.

Acknowledgments

Professor Y. Kodama, who is currently experiencing a serious health problem, contributed substantially to this paper to such an extent that he should be considered a co-author. The authors are grateful to the National Institute of Aeronautics and Space (LAPAN), which is the institution where the first author works. The Ministry of Research and Technology of the Government of Indonesia provided a scholarship to the first author. Special thanks are offered to Prof. Yoshihiro Tachibana (Mie University, Japan), Prof. Hiroyuki Yamada (University of the Ryukyus, Japan), Dr. Masaki Katsumata (Japan Agency for Marine–Earth Science and Technology, Japan), and Dr. Kim Dionne Whitehall (Howard University, USA), who have all offered critical comments and suggestions for the improvement of this paper.

Edited by: S. Ogino

References

- Ando, K., T. Matsumoto, T. Nagahama, I. Ueki, Y. Takatsuki, and Y. Kuroda, 2005: Drift characteristics of a moored conductivity-temperature-depth sensor and correction of salinity data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **22**, 282–291.
- Adler, R. F., and A. J. Negri, 1988: A satellite infrared technique to estimate tropical convective and stratiform rainfall. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 30–51, doi:10.1175/1520-0450(1988)027<0030:ASITTE>2.0.CO;2.
- Atlas, R., R. N. Hoffman, J. Ardizzone, S. M. Leidner, J. C. Jusem, D. K. Smith, and D. Gombos, 2011: A cross-calibrated, multiplatform ocean surface wind velocity product for meteorological and oceanographic applications. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **92**, 157–174. doi:10.1175/2010BAMS2946.1.

- Cotton, W. R., M. S. Lin, R. L. McAnelly, and C. J. Tremback, 1989: A composite model of mesoscale convective complexes. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 939–949, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<0765:ACMOMC>2.0.CO;2.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Holm, L. Isaksen, P. Kallberg, M. Kohler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J. J. Morcrette, B. K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J. N. Thepaut, and F. Vitart, 2011: The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 553–597, doi:10.1002/qj.828.
- Engerer, N. A., D. J. Stensrud, and M. C. Coniglio, 2008: Surface characteristics of observed cold pools. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 4839–4849, doi:10.1175/2008MWR2528.1.
- Hirose, M., R. Oki, A. D. Short, and K. Nakamura, 2009: Regional characteristics of scale-based precipitation systems from ten years of TRMM PR data. *J. Meteor. Soc. Japan*, **87A**, 353–368, doi:10.2151/jmsj.87A.353.
- Houze, R. A., S. G. Geotis, F. D. Markes, and A. K. West, 1981: Winter monsoon convection in the vicinity of north Borneo. Part I: Structure and time variation of the clouds and precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1595–1614, doi:10.1175/1520-0493(1981)109<1595:WMCITV>2.0.CO;2.
- Houze, R. A., Jr., 2004: Mesoscale convective systems. *Rev. Geophys.*, **42**, 43, doi:10.1029/2004RG000150.
- Love, B. S., A. J. Matthews, and G. M. S. Lister, 2011: The diurnal cycle of precipitation over the Maritime Continent in a high-resolution atmospheric model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 934–947, doi:10.1002/qj.809.
- Maddox, R. A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **61**, 1374–1387.
- Mori, S., Hamada J.-I., Y. I. Tauhid, M. D. Yamanaka, N. Okamoto, F. Murata, N. Sakurai, H. Hashiguchi, and T. Sribimawati, 2004: Diurnal land-sea rainfall peak migration over Sumatra Island, Indonesian Maritime Continent, observed by TRMM satellite and intensive rawinsonde soundings. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 2021–2039.
- Mori, S., J.-I. Hamada, N. Sakurai, H. Fudeyasu, M. Kawashima, H. Hashiguchi, F. Syamsudin, A. A. Arbain, R. Sulistyowati, J. Matsumoto, and M. D. Yamanaka, 2011: Convective systems developed along the coastline of Sumatra Island, Indonesia, observed with an x-band doppler radar during the HARIMAU2006 campaign. *J. Meteor. Soc. Japan*, **89A**, 61–81, doi:10.2151/jmsj.2011-A04.
- Nakazawa, T., 1988: Tropical super clusters within intraseasonal variations over the western Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 823–839.
- Nitta, T., and S. Sekine, 1994: Diurnal variation of convective activity over tropical western Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 627–641.
- Ramage, C. S., 1968: Role of a “Maritime Continent” in the atmospheric circulation. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 365–370, doi:10.1175/1520-0493(1968)096<0365:ROATMC>2.0.CO;2.
- Sakurai, N., F. Murata, M. D. Yamanaka, S. Mori, J. I. Hamada, H. Hashiguchi, Y. I. Tauhid, T. Sribimawati, and B. Suhardi, 2005: Diurnal cycle of cloud system migration over Sumatra Island. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 835–850.
- Shibagaki, Y., T. Shimomai, T. Kozu, S. Mori, Y. Fujiyoshi, H. Hashiguchi, M. K. Yamamoto, S. Fukao, and M. D. Yamanaka, 2006: Multi-scale aspects of convective systems associated with an intraseasonal oscillation over the Indonesian Maritime Continent. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1682–1696, doi:10.1175/MWR3152.1.
- Tompkins, A. M., 2001: Organization of tropical convection in low vertical wind shears: The role of cold pools. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1650–1672.
- Valor, G. B., and D. J. M. G. López, 2014: OGIMET – professional information about meteorological conditions in the world. (Available online at <http://www.ogimet.com>, accessed 24 March 2015).
- Virts, K. S., and R. A. Houze, Jr., 2015: Variation of lightning and convective rain fraction in mesoscale convective systems of the MJO. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 1932–1944, doi:10.1175/JAS-D-14-0201.1.
- Wheeler, M. C., and H. H. Hendon, 2004: An all-season real-time multivariate MJO index: Development of an index for monitoring and prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 1917–1932.
- Williams, M., and R. A. Houze Jr., 1987: Satellite-observed characteristics of winter monsoon cloud clusters. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 505–519, doi:10.1175/1520-0493(1987)115<0505:SOCOWM>2.0.CO;2.
- Wilson, J. W., and W. E. Schreiber, 1986: Initiation of convective storms at radar-observed boundary-layer convergence lines. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 2516–2536, doi:10.1175/1520-0493(1986)114<2516:IOCSAR>2.0.CO;2.
- Yamanaka, M. D., H. Hashiguchi, S. Mori, P. Wu, F. Syamsudin, T. Manik, J.-I. Hamada, M. K. Yamamoto, M. Kawashima, Y. Fujiyoshi, N. Sakurai, M. Ohi, R. Shirooka, M. Katsumata, Y. Shibagaki, T. Shimomai, Erlansyah, W. Setiawan, B. Tejasukmana, Y. S. Djajadihardja, and J. T. Anggadiredja, 2008: HARIMAU radar-profiler network over Indonesian maritime continent: A GEOSS early achievement for hydrological cycle and disaster prevention. *J. Disaster. Res.*, **3**, 78–88.
- Yuan, J., and R. A. Houze Jr., 2010: Global variability of mesoscale convective system anvil structure from A-Train satellite data. *J. Climate*, **23**, 5864–5888, doi:10.1175/2010JCLI3671.1.

Manuscript received 22 August 2015, accepted 27 November 2015
 SOLA: <https://www.jstage.jst.go.jp/browse/sola/>