

ジョイントシンポジウム論文集

衛星重力観測と衛星アルティメトリーの新時代

Proceedings of

Joint Symposium on the Satellite Gravimetry and Altimetry of a New Age

2001年8月6日~8日
国立天文台水沢観測センター

共催

東京大学地震研究所
国立天文台
社団法人資源協会 地球科学技術推進機構

2001年12月

はしがき

2001年(平成13年)8月6日から8日の3日間、国立天文台水沢観測センターにおいて、東京大学地震研究所、国立天文台、地球科学技術推進機構の共催で、ジョイントシンポジウム「衛星重力観測と衛星アルティメトリーの新時代」が開催された。これは、そこでの講演の集録である。

昨年(2000年)7月に欧州宇宙機構が重力衛星 CHAMP (CHALLENGING Mini-Satellite Payload) の打ち上げに成功し、2001年の末にはアメリカとドイツの共同ミッションである GRACE (Gravity Recovery and Climate) 衛星が、また、2004年には重力偏差計を搭載した衛星 GOCE (Gravity field and Ocean Circulation Explorer)の打ち上げが予定されている。上記の衛星ミッションにより、地球重力場の時間変動が低次の球関数については $1 \mu\text{Gal}$ ($=1 \times 10^{-8} \text{ ms}^{-2}$)、また 10^3 次程度の高次でも 1 mGal 以上の精度で決定されようとしている。この分解能、精度で重力の時間変化の面的分布が分かると、地球の内部変形、例えばマントル対流やポストグレイシャルリバウンドの進行の様子を準リアルタイムで捉えられる可能性があり、衛星重力データの活用は、従来の地球物理に革命的な変化をもたらす可能性を秘めている。

これらの衛星ミッションの実現に向け欧米では古くから科学的な必要性の議論が行われ、技術開発が盛んに進められて来た。財政的な問題で実現はしなかったが約20年前に米国では GRACE の前身とも言える GRM ミッションが計画されていた。ひるがえって日本を見ると、日本の衛星重力研究は世界の趨勢に相当に遅れをとっていると言うより、ほんの一部の研究者が個人的に、しかし精力的に研究を行っていると言うのが現状である。衛星重力に関しては確かに遅れをとっているが、重力に関して言えば、日本国内、日本周辺海域の非常に周密な重力異常図、ジオイドが作られており、また SLR による衛星測距観測も行われ地球回転や地球重力場の決定のための観測が行われている。一方、陸上での重力の時間変化については、GGP-Japan と称する南北両極を含む超伝導重力計国際観測網を展開し観測が行われ、各観測点での重力の絶対値の測定も行われている。これらの研究資源を生かし、地上観測データと衛星観測データとの比較を通して独自の研究テーマを打ち立てることができる立場にある。今日、明日に日本の衛星重力ミッションを立ち上げるのは無理としても、それに向かって動き出さなければ遅れは絶望的に広がると言える。幸い、一部その準備が始まっている(本シンポジウム第3セッション参照)。本シンポジウムは、日本での衛星重力ミッションについて考える機会を増やすことを目的に、先ず現状について色々の分野の研究者が話し合う場として計画された。

地上での重力観測は、超伝導重力計や高精度の重力絶対測定装置の利用により、相対値で 1 nGal の分解能、また絶対値では $1 \mu\text{Gal}$ の精度での観測が行われている。高精度、高分解能の重力データから固体地球に起因する信号を抽出する上で、固体地球とカップリングしている大気、海洋、陸水等の地球表層での流体運動の影響を如何に精度良く評価するかが課題になっている。一方、地球表層での流体の運動、例えば海洋の運動に関しては、ERS 1/2、TOPEX/POSEIDON に代表される衛星高度計データを使った研究、大循環モデルの進展で、潮汐や海流の時間変化の全球格

子データが得られるようになり，それらを使った地球重力場変動への影響量の評価も可能になってきている．上記の衛星重力観測が実現すると，地球の静的重力場が高次の項まで高い精度で直接観測ができ，ジオイドの飛躍的な改良が期待できる．これにより，例えば衛星高度計データから海流のパターンを求める際の誤差を大幅に改善できる可能性がある．このように，重力の研究と地球表層流体の運動の研究とは相互に強い関連を持っており，固体地球と地球流体の研究者の緊密な連携は今後益々必要になって来ている．本シンポジウムが大気，海洋，陸水関係の研究者とのジョイントで開かれた意味もそこにある．

本研究会集録が，日本での衛星重力，衛星アルティメトリーの研究進展の一助になれば幸いである．

謝辞：

本シンポジウムは，東京大学地震研究所共同利用研究集会（課題番号：2001-W-01）と地球科学技術推進機構「海水位サイエンスチーム」の経費で開催された．また，集録作成にあたっては，カラーの図をふんだんにご利用いただき内容の充実を計りながら，且つ印刷費を押さえるため，集録を CD で出版することにした．CD の作成には，ESTO の関係者の方々に御苦勞をいただいた．

2001 年 11 月

国立天文台

佐藤 忠弘

九州大学応用力学研究所

今脇 資郎

東京大学地震研究所

大久保修平

目次

セッション1 : 現状と問題点

SELENE 重力場ミッション	松本 晃治・日置 幸介 (国立天文台) -----1
衛星重力観測での問題点 - S L R 観測 -	佐藤 まりこ・仙石 新 (海上保安庁) -----13
人工衛星の運動における一般相対論的效果	福島 登志夫 (国立天文台) -----20
極域と衛星重力 - その実情と問題点 -	青木 茂・渋谷 和雄 (国立極地研究所) -----35
GRACE の時間変化重力場の地上データによる検証について	古屋 正人 (東京大学地震研究所) -----40
衛星重力ミッションデータを如何に利用するか	福田 洋一 (京都大学) -----43

セッション2 : 地球科学への応用

全球大気モデルによる陸水貯留変動量の推定	仲江川 敏之 (気象研究所) -----55
海洋研究と GRACE ミッション	市川 香 (九州大学応用力学研究所) -----60
Glacial Rebound と重力・地殻変動の時間変化 : 南極とグリーンランド氷床の最近のマスバランスの推定方法について	中田 正夫 (九州大学)・奥野 淳一 (東京大学地震研究所) -----66
東南極沿岸域における海水位と地表面の季節変動	青木 茂 (国立極地研究所)・市川 香 (九州大学)・小澤 拓 (国立極地研究所) -----72
順圧海洋モデルによる短周期変動のシミュレーションと衛星高度計データ同化	広瀬 直毅 (九州大学)・福森 一郎・Victor Zlotnicki(JPL)・Rui M. Ponte(AER)-----78
Difference of Eddy Resolving Capacity between TOPEX and ERS	倉賀野 連・蒲池 政文 (気象研究所) -----91
北太平洋亜熱帯反流と中規模擾乱との相互作用	小橋 史明・川村 宏 (東北大学) -----111
Influences of mesoscale eddies on variations of the Kuroshio path south of Japan	江淵 直人・花輪 公雄 (東北大学) -----122

セッション3 : 将来計画

地震研究所における高精度地震計の開発	新谷 昌人 (東京大学地震研究所) -----145
測位衛星を利用した地球環境監視技術の開発計画 - GRACE - Follow On (地球重力場変動計測) から LISA (宇宙重力波計測) へ -	内藤 勲 (国立天文台) -----152
シンポジウムプログラム-----	154
シンポジウム参加者名簿-----	157
シンポジウム風景-----	159

SELENE 重力場ミッション

松本晃治、日置幸介
国立天文台地球回転研究系
〒023-0861 岩手県水沢市星ガ丘町 2-12
matumoto@miz.nao.ac.jp

Abstract. Present lunar gravity models have large uncertainty in the far-side because they are basically based on Doppler satellite tracking data in the near-side only. Lunar gravimetry in SELENE includes 4-way satellite-to-satellite Doppler tracking of a low-altitude lunar orbiter by means of a high-altitude relay satellite, which will provide the first direct gravity measurement in the far-side. Differential VLBI technique will also be used for accurate satellite tracking. A result of covariance analysis is shown to demonstrate the capability of SELENE gravimetry.

1. SELENE 計画および RISE 計画

アポロ計画が終了してから約 30 年、アポロおよびそれ以後の月探査計画で解明できなかった月の謎を解くために、現在日本では大型の月探査周回衛星計画が進行中である。この計画は SELENE (SELenological and Engineering Explorer) 計画と呼ばれ、宇宙科学研究所と宇宙開発事業団の共同ミッションとして進められており、国立天文台も参加している。SELENE は 2005 年夏期に H-IIA ロケットで打ち上げられる予定である。SELENE には 14 のミッション機器が搭載され、総合的な観測によって月の起源や月の地殻・マンツルの進化の解明をめざす。国立天文台で推進している RISE (Research In SElenodesy) 計画は SELENE 計画の一部であり、地球の観測で培われた測地学的手法を月に応用する「測月学」を目指している。具体的には LALT(レーザー高度計)、VRAD(VLBI 電波源)、RSAT(リレー衛星)と呼ばれる 3 つのミッション機器を用いて月の地形・重力場を観測する。図 1 に SELENE 計画の観測とサイエンスターゲットを示し、図 2 に SELENE 衛星の予想図を示す。SELENE 計画では次の 3 つの人工衛星が月周回軌道に投入される ; (1) 月周回衛星(主衛星)、(2) リレー衛星(Rstar)、(3) VLBI 衛星(Vstar)。本稿では詳述しないが、レーザー高度計は主衛星に搭載され、月面の地形をくまなく調べる。重力場に関しては、後述するように Rstar のドップラー中継器による月裏側の重力場直接観測 (Iwata et al., 2001) や、相対 VLBI による Rstar と Vstar の精密位置決定が行われる。

次に、月重力場を測る惑星科学的な意味を考えてみよう。重力場係数の低次項(たとえば C_{20} 、 C_{22}) は内部の質量分布を反映する慣性能率の決定に重要である。慣性能率は強制ひょう動の振幅と低次重力場係数から求まるが、現状では重力場係数の不確定性の方が一桁弱大きいことが問題となっている。つまり、低次重力場係数の精度を

一桁上げることで、慣性性能率の精度も一桁上がり、ひいてはコア中の新鉄性元素含有量など月の起源論への重要な拘束条件を与えることが出来るようになる。また、重力場と地形データとの比較によってアイソスタシーの度合いが分かり、月のテクトニクスに関する情報を得ることができる。月の裏側の重力場をより詳しく調べることで、月の表側と裏側でのアイソスタシーの度合いの差を知ることができ、これは月の二分性を探る鍵となる。

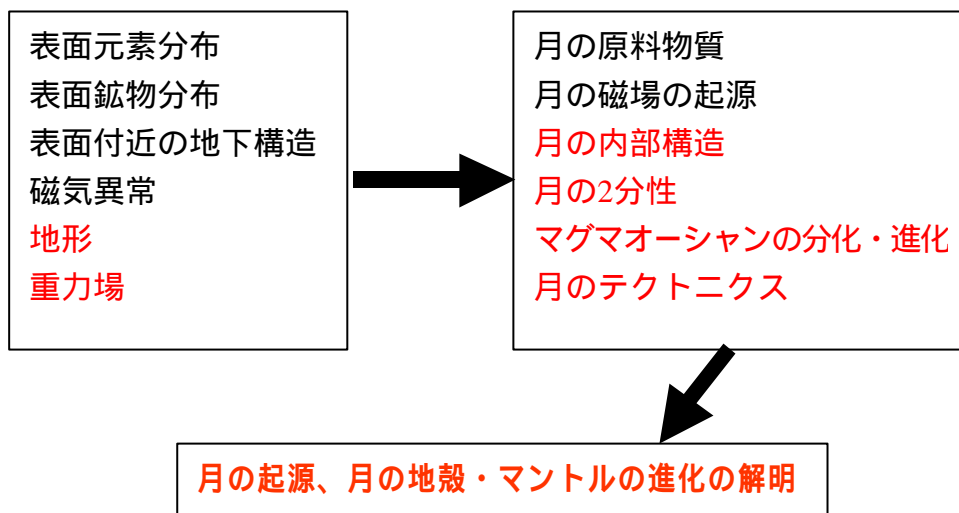


図 1 . SELENE 計画の観測とサイエンスターゲット。
赤文字は RISE 計画が関連しているものを示す。

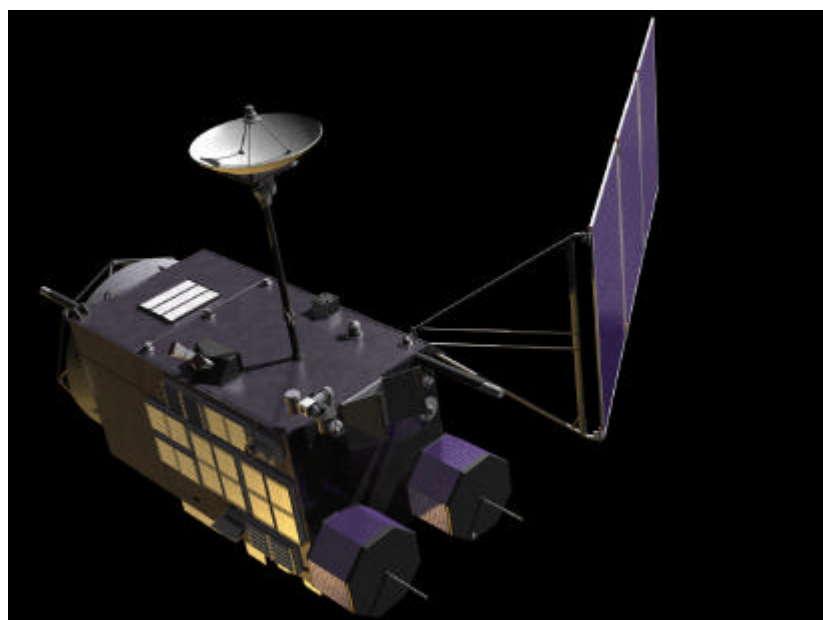


図 2. SELENE 予想図

2. 月重力場モデルの現状

重力は月・惑星を調べる上での基本的な物理量の一つである。しかし、月は地球に最も近い天体であるにもかかわらず、その重力場が十分に分かっているとは言いがたい。この主な理由は、月が同期回転（公転周期と自転周期が一致）しており、地球から月の裏側を直接見ることができないためである。一般に月重力場モデルは、その重力場の下で運動する人工衛星の追跡データに基づいて構築されるが、前述の理由から表側の衛星追跡データのみから（裏側を含めた）全球重力場を球面調和展開によって推定しているのが現状である。この問題は数学的に非常に不安定であるため、何らかの拘束条件の下に解く必要がある。多くのモデルでは球面調和展開係数の大きさに上限を設ける拘束条件を採用している。これは Kaula's rule of thumb として知られ、次のように書ける (Kaula, 1966)。

$$\{C_{nm}S_{nm}\} \sim n^2 \quad (1)$$

ここで、 C_{nm} および S_{nm} は次数 n 、位数 m の（正規化された）ストークス係数である。比例係数は本来重力場そのものを知らなければ正しく求めることができないのだが、裏側の重力場に不確定性がある現状では、経験的に与えられている。モデルによって採用しているの値が異なっており、結果は様々である。

表 1 に最近の主な月重力場モデルの展開次数とデータソースについてまとめた。なお、LP100J の後継モデルとしては、165 次まで展開した最新の LP165P があるが、110 次以降はあまり信頼性がないという報告がある (Konopliv et al., 2001) ので、LP100J を代表的な最新モデルとして表に掲げた。これらのモデルのうち、GLGM-2 と LP100J の重力異常の図を図 3、4 にそれぞれ示す。

表1. 最近の月重力場モデル

モデル名、著者	展開次数	データソース
Bills and Ferrari (1980)	16x16	LLR, LO (50-100km), Apollo (100km)
LUN60d Konopliv et al. (1993)	60x60	LO, Apollo
GLGM-2 Lemoine et al. (1997)	70x70	LO, Apollo, Clementine (415km)
LP100J Konopliv et al. (1998)	100x100	LO, Apollo, Clementine, LP (100km, 30km)

LLR : Lunar Laser Ranging、 LO : Lunar Orbiter、 LP : Lunar Prospector。括弧内の数字は平均的な高度。

GLGM-2 (図 3) の特徴は $\pm 30^\circ$ の緯度帯で比較的細かい構造が見えていることである。これは、データソースとなっている衛星の軌道傾斜角と平均高度に深い関わりがある。すなわち、一般に、(1)軌道傾斜角が 90° に近いほど全球をカバーすることが可能となり、(2)平均高度が低いほど重力場の短波長成分を分解できる。後者は月重心からの距離を r とすると、重力ポテンシャルが r^{n+1} に反比例して小さくなるため、大まかに言って、平均高度と同程度の波長の構造が見えると思ってよい。Lunar Orbiter の多くは 50-100km の低い軌道高度を持っていたが、軌道傾斜角は比較的小さかったこと、Clementine の軌道傾斜角は 90° に近いが、平均高度が 415km と高かったことが図 3 の特徴の主な理由である。また、GLGM-2 は n の値を小さくして高次項のパワーを抑えている (図 5 も参照) ことも理由として挙げられる。

LP100J (図 4) は GLGM-2 に比べて展開次数が 70 次から 100 次へ増えたこともあって短波長成分がよく再現されている。Lunar Prospector は高度 100km の nominal mission の後に、高度を 30km 以下に下げる extended mission を行った。このような高次までの展開が可能になったのは、この低高度ミッションに負うところが大きい。

さて、LP100J に至って重力場の細かい構造が見えるようになってきたが、もし拘束条件をつけなかったとしたらどうなるであろうか？ 図 5 には拘束条件無しで 50 次まで解いた場合の重力場係数とその誤差のパワースペクトル (lp50pnoap および lp50pnoap-sigma) が描かれている。この図から、拘束条件無しで意味のある解が得られているのは次数 15 程度までであることが分かる。次に、図 6 に拘束条件無しで解いた重力異常の図を示す。裏側の衛星追跡データがないため、裏側では解が大きく振動しており、意味のある全球モデルとして成り立っていないことが分かる。

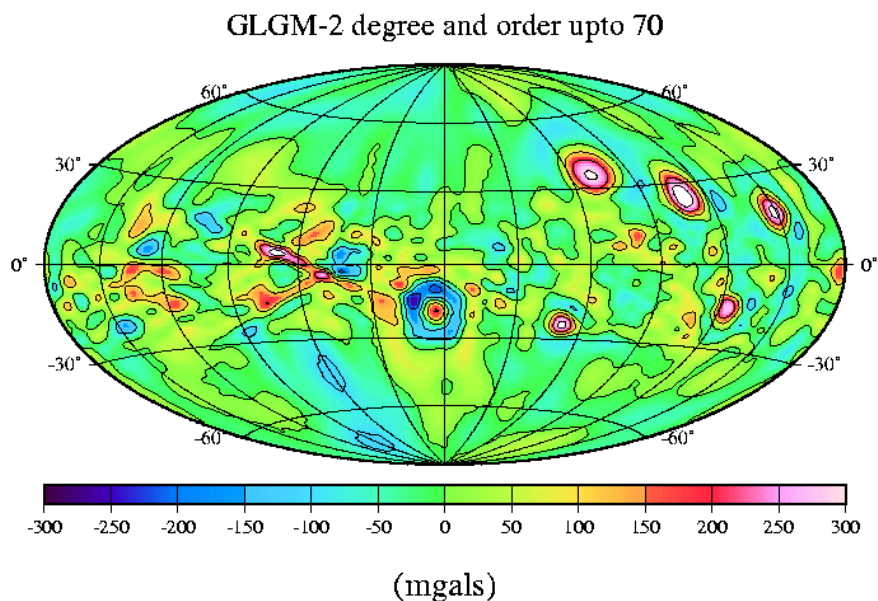


図 3. GLGM-2 重力異常図。図の右半分が月表側、左半分が裏側に対応する。

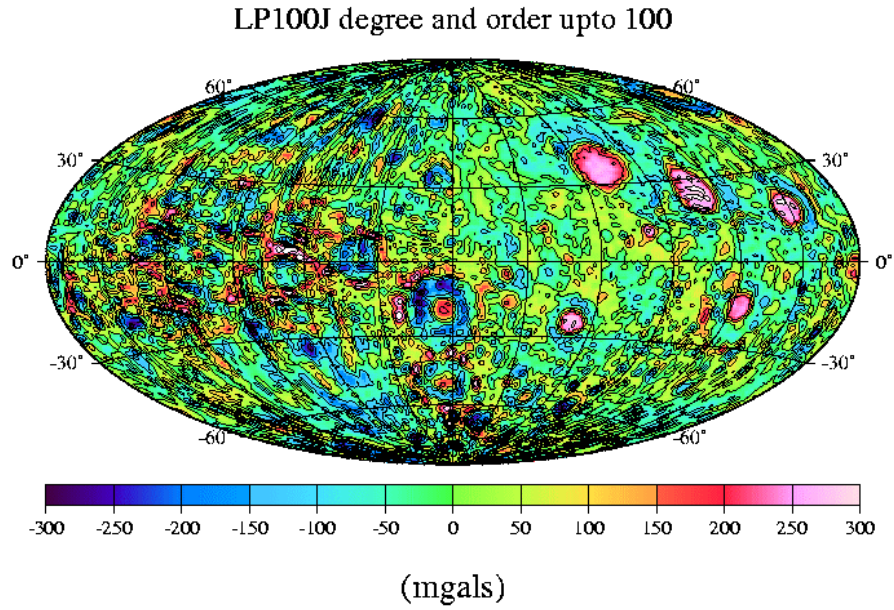


図 4. LP100J 重力異常図。図の右半分が月表側、左半分が裏側に対応する。

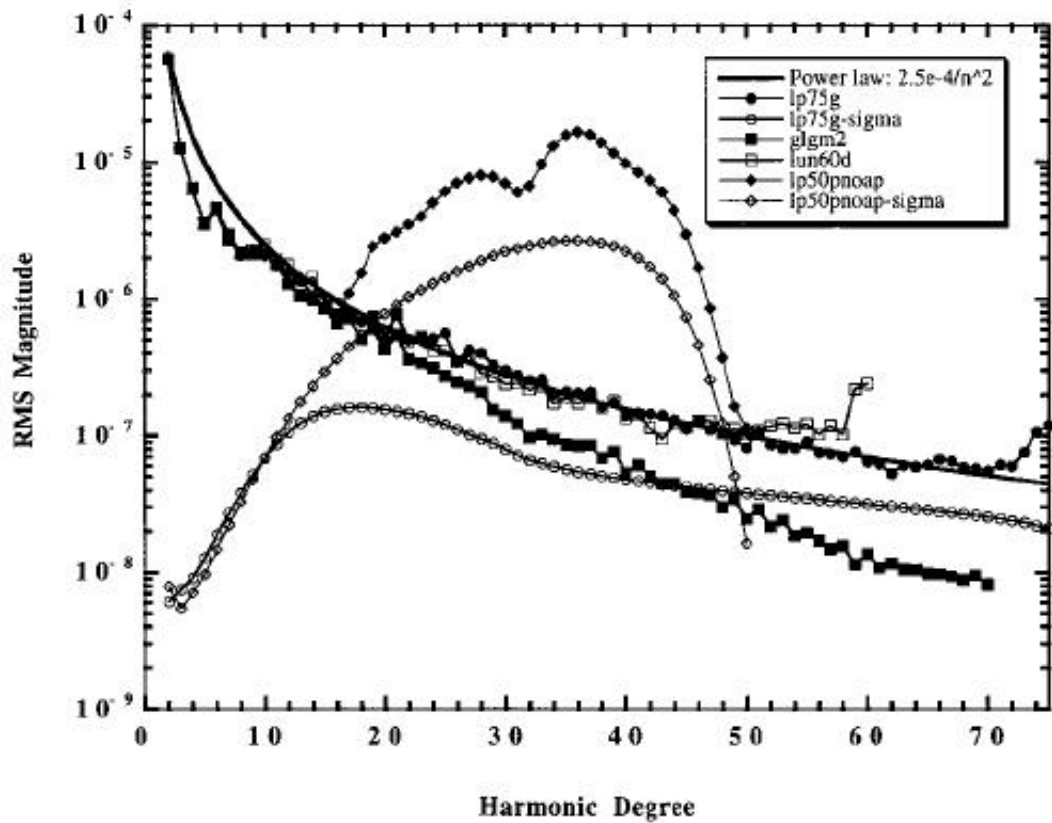


図 5. 重力場係数およびその誤差のパワースペクトル。Konopliv et al. (2001)より。

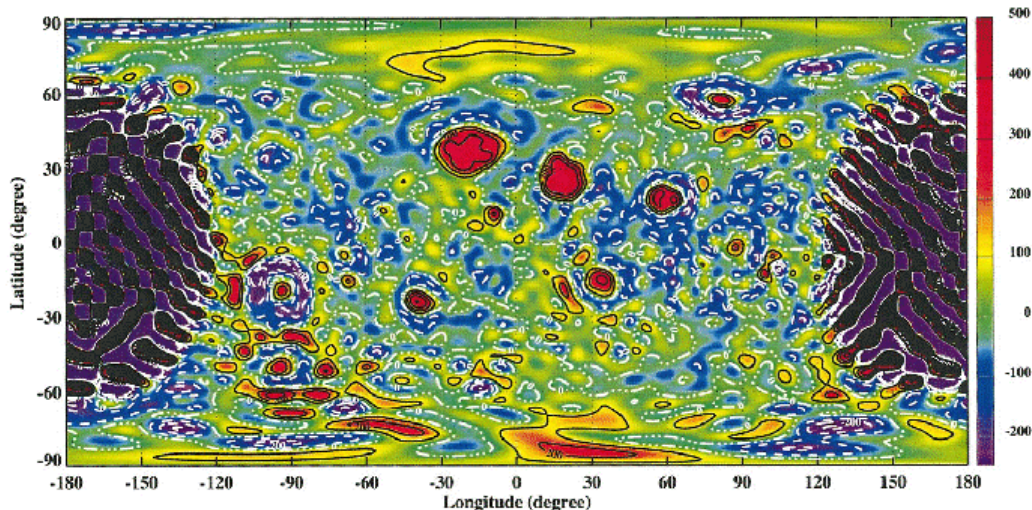


FIG. 4. Unconstrained 50th degree and order lunar gravity field (LP50PNOAP for no a priori accelerations at the lunar surface). Large oscillations on the lunar farside indicate where there is no direct observation of the gravity field.

図 6. 拘束条件を付けずに解いた月重力場モデル。Konopliv et al. (2001)より。

3. SELENE 重力場ミッションの特徴

3.1 衛星構成（アーク長と平均高度）

第 1 節で述べたように、SELENE では軌道の異なる 3 つの衛星を追跡して重力場を観測する。それぞれの衛星の近月点高度と遠月点高度（および平均高度）は、主衛星：100km × 100km (100km)、Vstar：100km × 800km (300km)、Rstar：100km × 2400km (1500km)である。このように、異なる高度の衛星を複数追跡することで幅広い波長領域で重力場の改善を図ることが RISE 計画の特色の一つである。

主衛星は 100km という比較的低い高度で周回するので、重力場の高次項の解析に適している。ただし、月面観測のための姿勢制御によって人為的な加速度が生じるため、主衛星のアーク長は約 8 時間となる。重力場解析の立場から言えば、重力場による摂動の情報を時間軸に沿って蓄積するという意味で、アークは長いほうが望ましい。しかし、この傾向は摂動が時間的にゆっくりと現れる低次項について顕著であり、高次項については 8 時間（4 周回）程度のアーク長でも次に述べる 4-way ドップラー観測を併用すれば、従来のモデルの精度を上回る結果が得られることがシミュレーションによって示されている。

Rstar および Vstar は人為的な軌道制御のない free flier でアーク長を十分長く取ることができ、主衛星に比べて平均高度が高いため、低次項の推定に適している。長いアークの解析の際に問題となるのは重力場を起源としない加速度の存在であり、どれだけアークを長くできるかは非保存力をどれだけ正確にモデル化できるかにかかって

くる。Rstar、Vstar の場合、大気抵抗は考えなくて良いが、太陽輻射圧の見積もりが重要となる。RISEグループでは Rstar および Vstar の太陽輻射圧モデルの開発も行っている (Ping et al., 2001)。

3.2 4-way ドップラー観測

第 2 節で述べたように、月重力場モデルの改良の鍵は裏側の重力場の観測にある。これを実現する一つの方法は High-low satellite to satellite tracking である。すなわち、低高度衛星が月の裏側に周り地球から不可視になったときに、可視である高高度衛星から低高度衛星を追跡し、その追跡データを高高度衛星経由で地球に送るものである。RISE 計画では Rstar にドップラー中継器を搭載することでこれを実現しようとしている。回線が 4 つのパス (地上局 Rstar 主衛星 Rstar 地上局) で構成されることから、この観測を 4-way ドップラー観測と呼んでいる (図 7)。

LP100J である程度裏側の重力場が解けた理由の一つは、数日程度のアーク長を確保することによって、裏側で経験した加速度が表側に現れる効果を蓄積することができたことである。SELENE の場合主衛星のアーク長が短いため、この効果はあまり期待できないため、裏側のカバレッジを十分に密にとることが 4-way ドップラー観測で重要となる。しかし、現実にはアンテナパターンによる幾何学的なリンク確立の制限、地上局の運用制限、Rstar の食運用制限などの様々な 4-way ドップラーデータ取得制限が予想される。図 8 は現段階で考え得る取得制限を考慮に入れた一年間の主衛星のデータカバレッジを示している。Rstar の遠月点が南半球にあるため、北半球のカバレッジに多少の空白域が生じるが、それを除いた領域では十分に密なカバレッジを得ることができる。

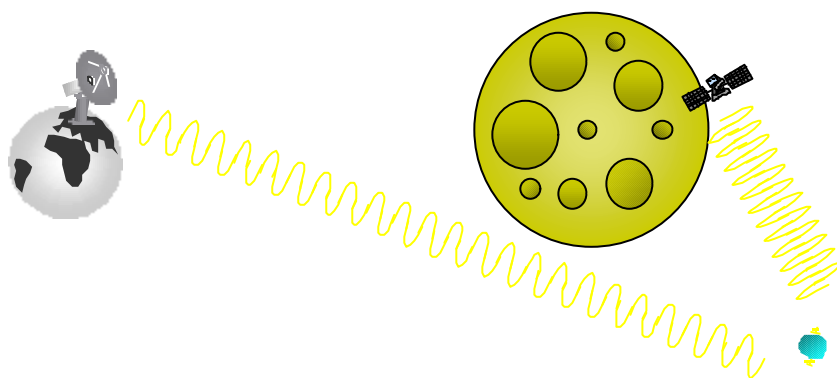


図 7. 4-way ドップラー観測の概念図。

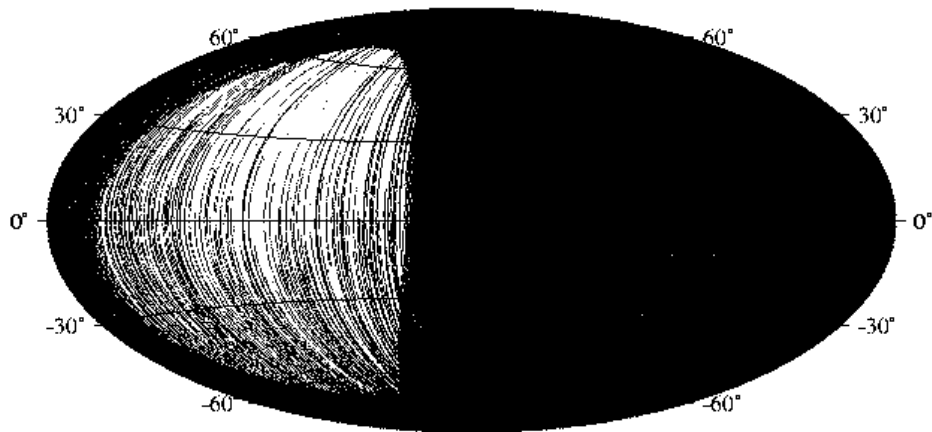


図 8. SELENE の一年間のミッションで期待される主衛星のデータカバレッジ。

3.3 相対 VLBI 観測

SELENE 重力場ミッションの第 3 の特徴は相対 VLBI による衛星追跡である。通常の VLBI 観測では大気の影響によって精度が劣化する。しかし、この大気の影響は、天空上で十分に近い二つの電波源のフリンジ位相を比較することによって効果的にキャンセルすることができる。これらの位相の差はそれぞれの位相よりも一桁以上高精度に決定することが可能である。

Rstar と Vstar にはそれぞれ VLBI 用の人工電波源 (VRAD: VLBI radio sources) が搭載される。これらの人工電波源からは、X 帯の搬送波の位相を 10° 以下で決定できるような周波数配置がなされた S 帯 2 波、X 帯 1 波の電波が射出される (Hanada et al., 1999)。地上局は VERA 計画で整備されつつある国内局および太平洋域を中心とした外国局を使用する予定である。

ドップラー観測が視線方向に感度があるのに対し、相対 VLBI は視線に直交する方向に感度がある。したがって、3 局以上の地上局で構成される観測基線をそれぞれ直交するように選べば、ドップラーと相対 VLBI 観測の組み合わせによって衛星の三次元的追跡が可能となる。月縁辺部の radial 方向の重力異常は、視線方向のデータのみでは「歪んで」見えている可能性があり、ドップラーと相対 VLBI の組み合わせでこれらがより正しく解像されることが期待できる。

4. 共分散解析

SELENE のように、複数の衛星・観測量が複雑に関係した重力ミッションの評価を解析的手法で行うのは困難である。我々は GEODYN II (Pavlis et al., 1997) および

SOLVE (Ullman, 1994)プログラムを用いて数値計算による共分散解析を行っている。ここでは preliminary な結果を紹介する。表 2 に観測精度やアーク長など解析に用いた条件を、また図 9 に VLBI 地上局の位置を示す。主衛星の実際のアーク長は 8 時間であるが、ここでは解析の簡略化のために 1 日のアーク長を設定した。一日の半分は月が地平線下に沈んでいるため、これは実質 12 時間アークと同等である。

図 10 に SELENE で期待される重力場精度のスペクトルを、利用する観測量に関する次の 4 つのケースに分けてまとめた； Case1 ()：主衛星の表側の 2-way ドップラーデータのみを用いた場合、Case2 ()：Case1 に裏側の 4-way ドップラーデータを加えた場合、Case3 ()：Case2 に Rstar の 2-way ドップラーデータを加えた場合、Case4 ()：Case3 に Rstar-Vstar 間の相対 VLBI データを加えた場合。なお、Case1 には Kaula 型の拘束条件を課しているが、Case2～4 には裏側の観測データが含まれているため、拘束条件無しで解いている。Lunar Prospector に比べ、主衛星のアーク長は 1 日と短く、ドップラー精度も現有地上設備の問題で一桁悪いため、Case1 の精度は特に低次項で LP100J に比べて劣っている。これに対し、4-way ドップラーデータを含んだ Case2 では 30 次までの全ての次数において LP100J の精度を上回ることが期待される。月重力場解析における裏側の観測データの重要性を示す結果である。第 3.1 節で述べたように、高高度軌道・長アークの Rstar の追跡データを加えると、Case3 の結果に見られるように、低次項の精度が向上する。最終的には (Case4) 相対 VLBI 観測によってさらに低次項の精度が改善することが期待できる。

表 2 . 共分散解析に用いた条件

ミッション期間	1 年
主衛星アーク長	1 日
主衛星 2-way ドップラー精度	2.0mm/s
主衛星 2-way ドップラーデータインターバル	10s
主衛星 4-way ドップラー精度	1.0mm/s
主衛星 4-way ドップラーデータインターバル	10s
4-way ドップラー取得制限	考慮
Rstar、Vstar アーク長	1 ヶ月
Rstar 2-way ドップラー精度	0.2mm/s
相対 VLBI (doubly-differenced 1-way range) 精度	1.0mm
相対 VLBI データインターバル	100s
相対 VLBI 局	国内 VERA3 局 (2 基線)
VLBI 局アンテナ運用制限	考慮 (1 日 8 時間、週に 3 日)
重力場展開次数	30

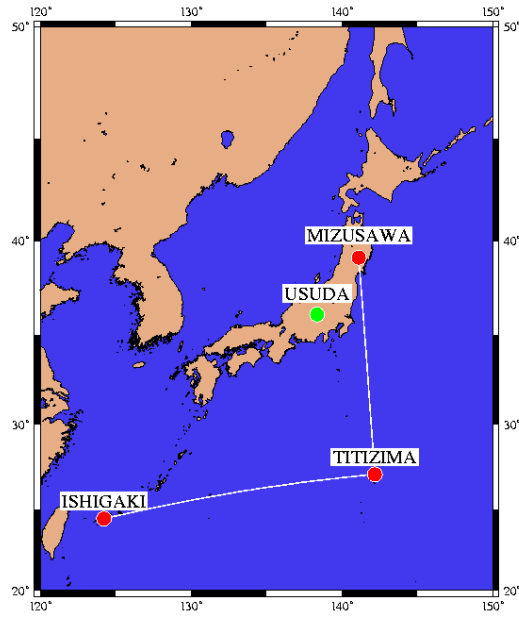


図 9. VLBI 地上局 (赤丸)

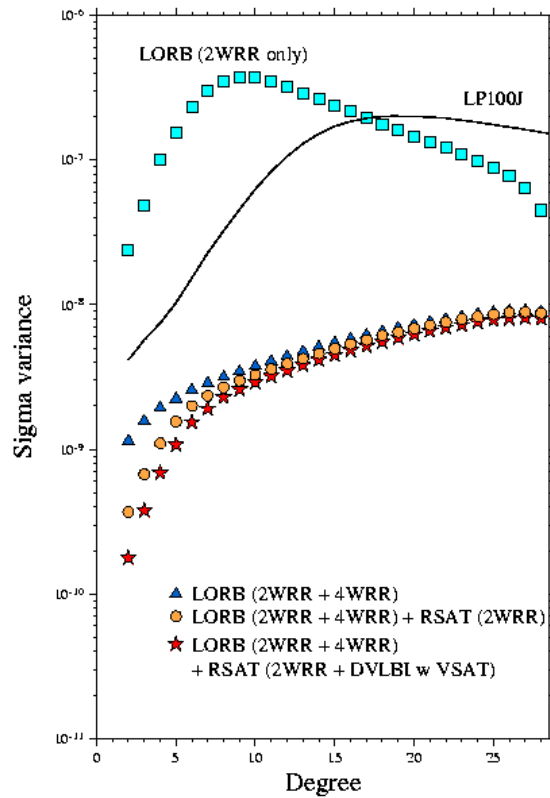


図 10. SELENE で期待される重力場精度のスペクトル。

5. まとめ

本稿では既存の月重力場モデルの問題点を論じ、SELENE 計画がこれをどのように克服してゆこうとしているかについて述べた。裏側の衛星追跡データが無いことが、既存の月重力場モデルの最大の弱点であり、仮定に基づくアприオリな拘束条件を使用せざるを得ない理由となっている。SELENE では 4-way ドップラー観測によって初めて月裏側の重力場観測が行われ、幅広い波長領域で重力場が改善される。これまで必須であった拘束条件の必要性は低下するであろう。高高度・長アークの Rstar の 2-way ドップラーによる追跡、および V_{star} との間の相対 VLBI による追跡は重力場の低次項の改良に寄与し、最新のモデルに比べ、精度が一桁上がるであろう。これらの結果から、月の起源・進化に関する我々の知識が格段に向上することが期待できる。

References

- Bills, B.G., and A.J. Ferrari, A harmonic analysis of lunar gravity, *J. Geophys. Res.*, **85**, 1013-1025, 1980.
- Hanada, H, T. Iwata, N. Kawano, K. Heki, S. Tsuruta, T. Ishikawa, H. Araki, K. Matsumoto, Y. Kono, Y. Kaneko, M. Ogawa, Y. Iijima, Y. Koyama, M. Hosokawa, T. Miyazaki, N. Namiki, A. Sengoku, Y. Fukuzaki, T. Ikeda, F. Fuke, and RISE group, Observation system of radio sources on the Moon by VLBI in SELENE project, In *Proc. Int. Workshop on Geodetic Measurements by the Collocation of Space Techniques on Earth*, Tokyo, January 25-28, 126-130. 1999.
- Iwata, T., M. Takahashi, N. Namiki, H. Hanada, N. Kawano, K. Heki, K. Matsumoto, and T. Takano, Mission Instruments for Lunar Gravity Measurements using SELENE Sub-Satellite, *J. Geod. Soc. Japan*, **47**, 558-563, 2001.
- Kaula, M.W., *Tehory of Satellite Geodesy*, 124pp., Blaisdell Pub. Co., Waltham, Mass., 1966.
- Konopliv, A.S., W.L. Sjogren, R.N. Wimberly, R.A. Cook, and A. Vijayaraghavan, A high-resolution lunar gravity field and predicted orbit behavior, AAS paper 93-622 in *Proc. of the AAS/AIAA Astrodynamics Specialist Conf.*, August 16-19, Victoria B.C., Canada, 1993.
- Konopliv, A.S., A.B. Binder, L.L. Hood, A.B. Kucinskas, W.L. Sjogren, and J.G. Williams, Improved gravity field of the Moon from Lunar Prospector, *Science*, **281**, 1476-1480, 1998.
- Konopliv, A.S., S.W. Asmar, E. Carranza, W.L. Sjogren, and D.N. Yuan, Recent gravity models as a result of the Lunar Prospector Mission, *Icarus*, **150**, 1-18, 2001.
- Lemoine, F.G., D.E. Smith, M.T. Zuber, G.A. Neumann, and D.D. Rowlands. A 70th degree lunar gravity model (GLGM-2) from Clementine and other tracking data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 16333-16359, 1997.

- Pavlis, D.E., D. Moore, S. Luo, J.J. McCarthy, and S.B. Luthcke, *GEODYN Operations Manual*, 5 Volumes, Hughes/STX, prepared for NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 1997.
- Ping, J., Y. Kono, N. Kawano, and K. Matsumoto , How S/C Tip-off and Free Nutation Affect Doppler Tracking in SELENE, *J. Geod. Soc. Japan*, **47**, 576-582, 2001.
- Ullman, R.E., *SOLVE Program: Mathematical formulation and guide to user input*, Hughes/STX contractor report, contract NAS5-31760, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 1994.

衛星重力観測での問題点 - SLR 観測 -

佐藤まりこ・仙石新

海上保安庁水路部

〒104-0045 東京都中央区築地 5-3-1

E-mail : mariko-satou@kaiho.mlit.go.jp

Satellite Gravimetry and Satellite Laser Ranging - Present Status of SLR observations to low-orbiting satellites -

Mariko Sato and Arata Sengoku

Hydrographic Department, Japan Coast Guard

5-3-1, Tsukiji, Chuo-ku, Tokyo 104-0045, Japan

Abstract

SLR (Satellite Laser Ranging) is a technique of measuring round-trip time of laser pulses between a ground station and a satellite. By using SLR data, we can determine the geocentric positions of the station and the satellite precisely. The results are used for the study of gravity, earth tide, plate motion and so on.

In this report, we show the present status of SLR observation and how SLR observations will be performed when a low-orbiting satellite like CHAMP is launched.

1. はじめに

SLR 観測は、地上の観測局から衛星の動きに合わせて衛星にレーザー光を発射し、衛星につけられた逆反射鏡で反射されて戻ってくるまでの時間を精密に測定し、衛星 - 観測局間の距離を測定するというものである (Fig.1)。SLR 観測を世界中の観測局で行うことで、衛星の軌道を精密に決定し、さらにはその軌道から各観測局の地球の重心に対する位置を求めることができる。SLR 観測は、LAGEOS 等の SLR 専用の衛星以外にも地球観測衛星 (重力衛星やアルティメトリー衛星等) の高精度な軌道決定にも利用され、重力場、潮汐、プレート運動等に関して多くの知見が得られている。



Fig.1 Satellite Laser Ranging (SLR)
(after CDDIS)

これまで SLR 観測で決定された衛星 (LAGEOS、Starlette 等) の軌道の解析により、主として重力場の長周期成分が解明されてきた。これらの衛星は地表からの高度が 800 ~ 6000km と重力場の検出にはかなり高い軌道であるが、大気抵抗の影響や地球からの光の輻射圧の影響を小さくし、より精度良く重力場を検知できるように直径 24 ~ 60cm の球形と小型で、かつ密度が大きい。

また、2000 年 7 月には、より重力変化を受けやすい低軌道 (高度 500km) に CHAMP 衛星が打ち上げられた。CHAMP には GPS 受信機が搭載されており、SLR 観測と併用することによって精密な軌道決定を行い、より高精度な重力場の検出が期待されている。

本稿では、SLR 観測の現状と、今後さらに増加すると思われる CHAMP のような低軌道の重力衛星の SLR トラッキング状況について報告する。

2 . SLR 観測の現状

(1) 観測体制

SLR 観測局は世界に約 50 局あり (Fig.2)、ヨーロッパ付近に多く、南半球には少ない。日本には現在 4 局ある (下里、鹿島、館山、小金井)。また、2002 年には宇宙開発事業団が種子島で SLR 観測を始める予定である。現在、トラッキングを行っている衛星は約 20 衛星あり、LAGEOS や Ajisai 等の測地衛星の他、CHAMP 等の



Fig.2 SLR network (after CDDIS)

重力衛星、ERS2 や TOPEX/Poseidon 等のアルティメトリー衛星、GPS や GLONASS のような航法衛星など多岐にわたっている。

(2) 2000 年 1 年間のトラッキング状況

まず、衛星ごとの取得パス数を Fig.3 に示す。ただし、衛星が見え始め、最高高度に達し、見えなくなるまでを 1 パスとしている。CHAMP は 2000 年 7 月に打ち上げられたので、7 月からのパス数である。Fig3 から明らかなように、最も数多くトラッキングされている衛星は日本の測地衛星である Ajisai で 10000 パスを超えており、トラッキングされている衛星のほとんどが高度 800 ~ 6000km の衛星であることが分かる。CHAMP (高度 474km) のような低軌道衛星は、後に示すように 4,5 分で観測局の上空を通過してしまうため観測することが難しく、また Fig.3 の赤で示された高度約 20000km の高軌道衛星は、レーザー光の強度が非常に弱くなるので観測することが難しい (観測されるレーザー光の強度は距離の四乗に反比例する)。

次に、1 パスあたりどのくらいのデータが得られるかを Table.1 に示す。高度が異なる 4 つの衛星 CHAMP(474km)、Starlette(815km)、Ajisai (1485km)、LAGEOS1(5850km)について、最高高度 40°、60°、80° の時の観測可能な (高度 20° 以上) 時間も Table.1 の上部に示した。軌道の低い CHAMP では天頂付近を通過したとしても 1 パスあたり 5 分しか観測できないことが分かる。Table.1 中に示した 1 パス中の平均トラッキング時間は、SLR のデータセンターである CDDIS (Crustal Dynamics Data Information System) が発表している 2000 年 1 年間の

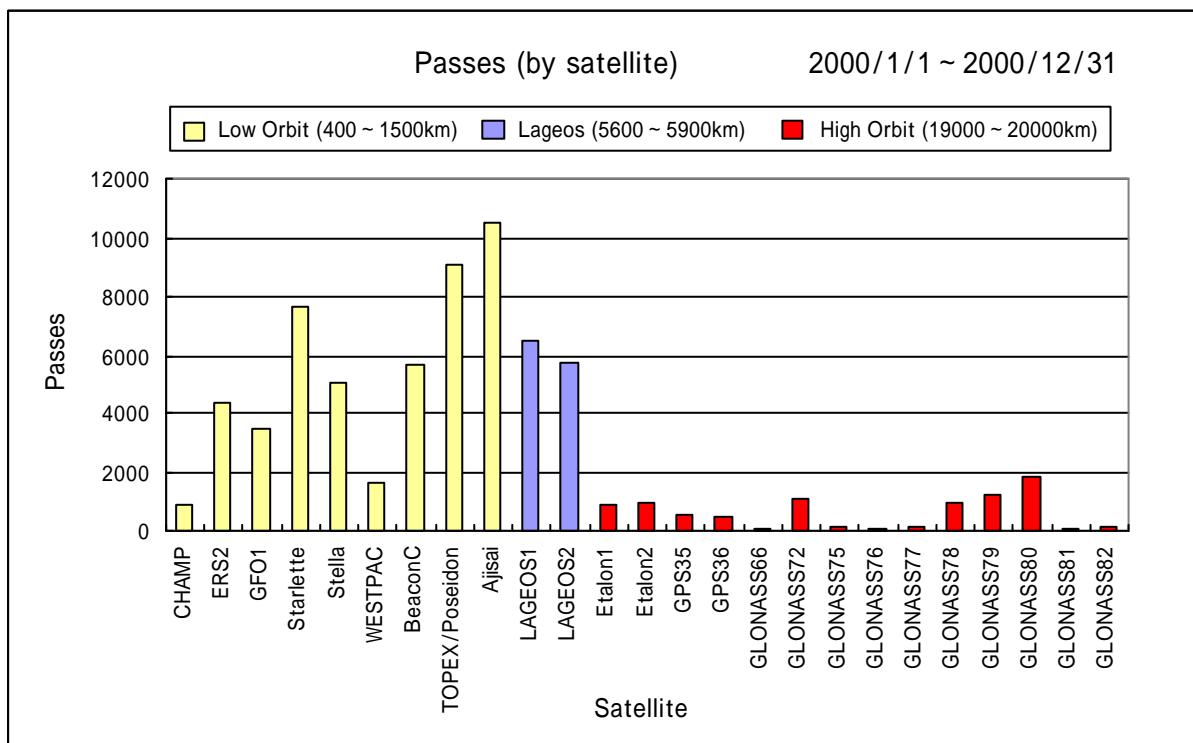


Fig. 3 Number of observed passes by satellite (Jan.2000 – Dec.2000).

Satellite	CHAMP	Starlette	Ajisai	LAGEOS1
Altitude [km]	474	815	1485	5850
Observable time				
Max EL 40 ° [min]	4	11	13	40
Max EL 60 ° [min]	5	12	15	45
Max EL 80 ° [min]	5	12	16	50
Number of passes	868	7629	10496	6536
Number of NP	21002	78037	157485	66076
Number of NP per pass	24.2	10.2	15.0	10.1
BIN size [s]	5	30	30	120
Tracking time per pass [min]	2.0	5.1	7.5	20.2
Tracking rate [%] (Max EL 60 °)	40.3	42.6	50.0	44.9

Table.1 Average tracking time per pass (Jan.2000 – Dec.2000).

取得パス数とノーマルポイント (NP) (Fig.4) データ数により見積もった。Table.1 に示す各衛星とも 1 パスあたりの平均トラッキング時間は通過している全時間の 40 ~ 50% で、高度による差はほとんど見られないことが分かる。ただし、軌道の低い CHAMP は通過時間が 5 分しかないため、トラッキング自体が失敗する確率が他の衛星に比べて大きいということに注意されたい。

さらに、軌道全体に対してどのくらいトラッキングされたかという割合を Fig.5 に示す。計算は Table.1 と同様に行い、複数の同時観測による時間の重なりは考慮していない。Fig.5 より、最もトラッキングされている割合が大きいのは測地衛星の LAGEOS で、それでも全時間の 25% しかトラッキングされていない。高度 800km 程度の衛星では 10% 前後、CHAMP は約 1% である。

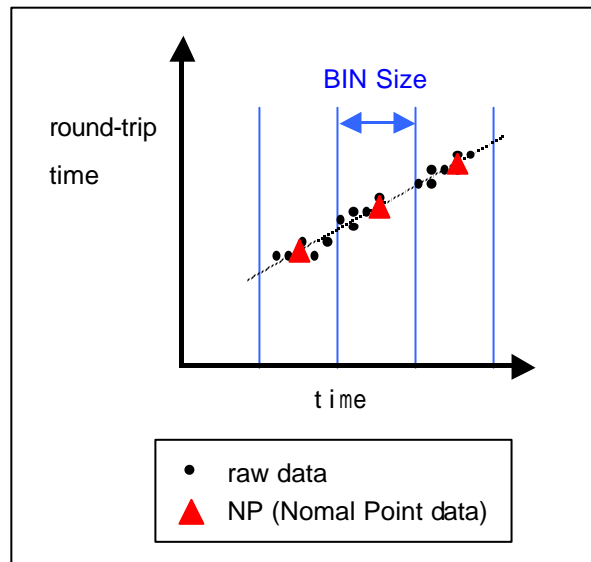


Fig.4 Normal Point data and BIN Size.

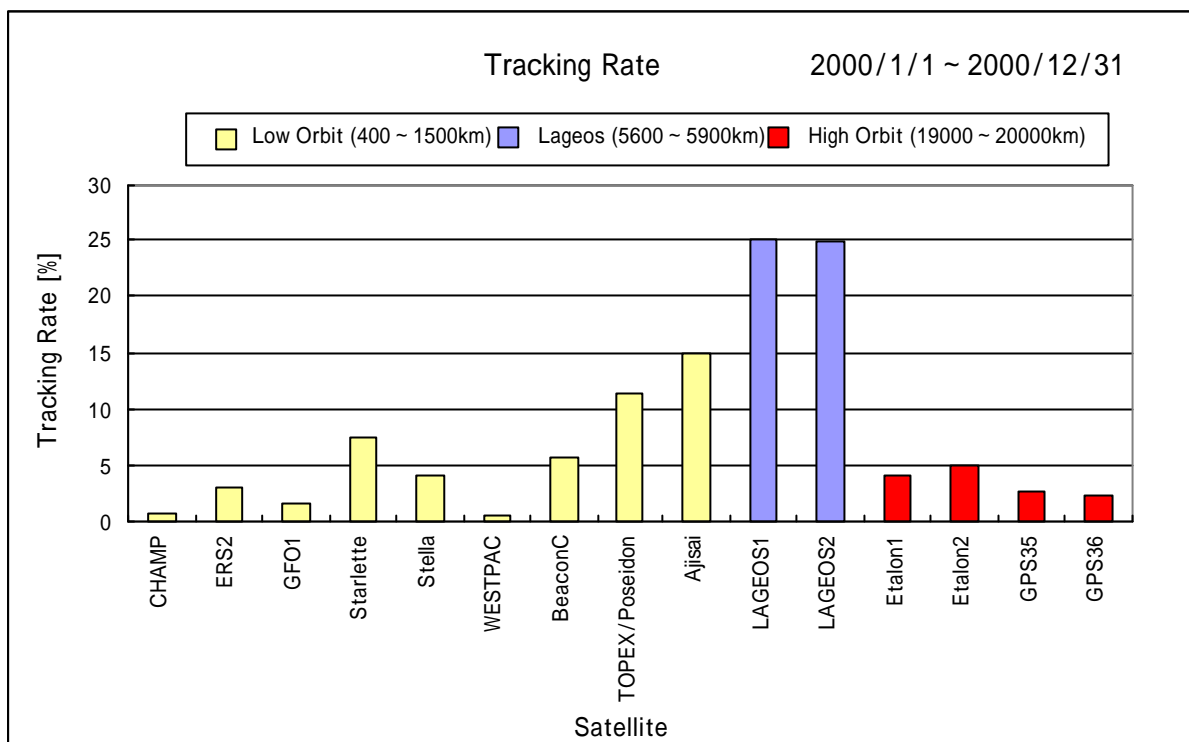


Fig.5 Tracking rate for whole orbit by satellite (Jan.2000 – Dec.2000).

3 . SLR 観測の利点・欠点

2 (2) のトラッキング状況も踏まえ、SLR 観測の利点と欠点を以下にまとめる。

(1) 利点

- ・精度が良く、mm オーダーで軌道決定、位置決定ができる (Fig.6)。
- ・大気中の水蒸気による光の伝播遅延が非常に小さい。
- ・GPS や VLBI のようなアンテナがない。

(2) 欠点

- ・システムが高価で、かつ観測に手間がかかることから、観測局が世界で 50 局程度と GPS 等に比べて非常に少ない上、その配置が偏っている (Fig.2)。
- ・天候に大きく左右される。

2000 年 1 年間で下里局が観測を行った日数は、205 日 (56%) である。

- ・1 パス中のデータ取得率が低い (Table.1)

以上より、実際にデータが取られている割合は、高度 800km の衛星の場合、全体の 10% 程度である (Fig.5)。

4 . 重力衛星が打ち上げられた場合、どのくらいトラッキングされるか

重力場を測るためにはできるだけ低い高度に衛星を打ち上げた方が良く、現在の重力衛星の一つである CHAMP の地球からの高度は約 474km、今後打ち上げられる GRACE (2001 年 11 月打ち上げ予定) や GOCE (2004 年打ち上げ予定) の高度も 500km

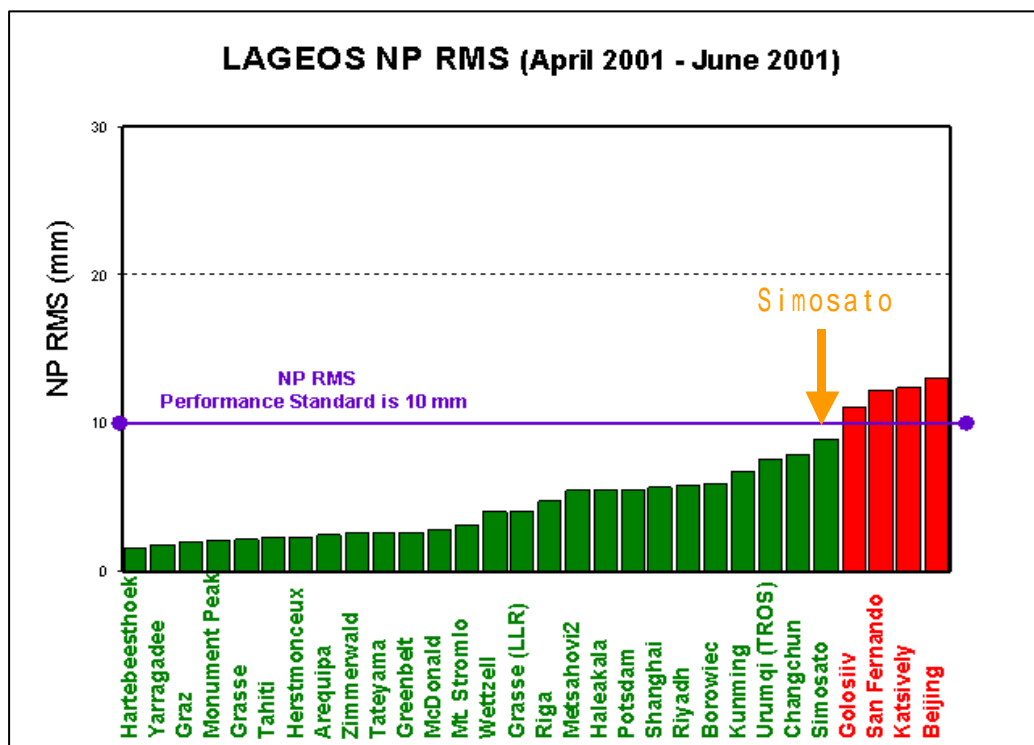


Fig.6 LAGEOS NP RMS (Apr.2001 - Jun. 2001). (after ILRS)

より低いとされている。このような 500km よりも低い軌道の衛星は、Table.1 で示したように地表から見た衛星の通過スピードが非常に速く、4、5 分で通過してしまうため、SLR 観測を行うことは難しいことが多い。

低軌道衛星のトラッキングの例として、CHAMP が打ち上げられた 2000 年 7 月から 12 月末までの観測局ごとのデータ取得状況を Table.2 に示す。Table.2 から半年間での総取得パス数は 868 パスで、トラッキングしている局 (100 パス以上が 2 局) としていない局とでかなり差があることが分かる。原因としては、速い通過速度に対応する望遠鏡の追尾能力の問題が考えられる。20 年以上経過したシステムを使用している下里局では、トラッキングの難しさから CHAMP のトラッキング優先順位は低く、ほとんど挑戦していないという状況である。

以上から 500km より低い軌道の重力衛星の SLR 観測は、おそらく年間 2000 パス程度、軌道全体の 1~2% 程度であると考えられる。しかし、これらの衛星は GPS 受信機を搭載しており、GPS 観測で常時衛星の位置をモニタしつつ、時々高精度で軌道決定ができる SLR 観測で補うというように、他の測位技術と併用することで、より精密な軌道決定を行うことが可能である。また、今後 SLR システムの完全自動化や、軌道予報の精度向上により、低軌道衛星についても SLR 観測状況が改良されると期待される。

CDDIS SLR Data Information					
Station	Site Name	Start Date	End Date	Number of Passes	Number of Normal Point
1824	Kiev	25-Jul-2000	31-Oct-2000	4	55
1884	Riga	17-Jul-2000	18-Dec-2000	82	2143
1893	Katzively	18-Jul-2000	20-Jul-2000	2	93
7080	Mcdonald	26-Aug-2000	03-Oct-2000	6	24
7090	Yarragadee	20-Jul-2000	30-Dec-2000	151	4329
7105	Greenbelt	21-Jul-2000	18-Dec-2000	39	833
7110	Monument Peak	20-Jul-2000	31-Dec-2000	44	762
7124	Papeete	24-Jul-2000	29-Dec-2000	4	77
7210	Haleakala	21-Sep-2000	20-Oct-2000	2	8
7231	Wuhan	03-Oct-2000	03-Oct-2000	1	27
7237	Changchun	21-Jul-2000	02-Nov-2000	21	553
7249	Beijing	23-Sep-2000	14-Oct-2000	7	122
7335	Kashima	11-Dec-2000	12-Dec-2000	2	9
7339	Tateyama	12-Dec-2000	27-Dec-2000	3	51
7343	Beijing	08-Sep-2000	14-Oct-2000	8	125
7403	Arequipa	20-Jul-2000	17-Nov-2000	16	227
7501	Hartebeesthoek	16-Aug-2000	16-Aug-2000	1	9
7806	Metsahovi	26-Aug-2000	04-Oct-2000	25	700
7810	Zimmerwald	21-Jul-2000	13-Nov-2000	28	538
7811	Borowiec	19-Aug-2000	22-Sep-2000	6	116
7824	San Fernando	20-Jul-2000	19-Dec-2000	56	1425
7835	Grasse	18-Jul-2000	18-Dec-2000	113	3745
7836	Potsdam	24-Jul-2000	28-Dec-2000	75	1351
7837	Shanghai	04-Aug-2000	13-Aug-2000	3	69
7838	Simosato	03-Aug-2000	21-Dec-2000	7	107
7839	Graz	20-Jul-2000	30-Nov-2000	44	1766
7840	Herstmonceux	19-Jul-2000	30-Dec-2000	61	1001
7849	Mount Stromlo	27-Jul-2000	28-Dec-2000	56	711
7939	Matera	31-Jul-2000	31-Jul-2000	1	26
Totals:				868	21002

Table.2 Tracking to satellite CHAMP (Jan.2000 – Dec.2000). (after CDDIS)

References

Satellite Laser Ranging

http://cddisa.gsfc.nasa.gov/slr_brochure/belmont_rpt.html

ILRS network map <http://cddisa.gsfc.nasa.gov/slrmap.gif>

CDDIS SLR Data Information http://cddisa.gsfc.nasa.gov/slrsat_query.html

SLR Global Performance Report Card (2001 2nd Quarter)

http://ilrs.gsfc.nasa.gov/perf_2001q2.html

人工衛星の運動における一般相対論的效果

General Relativistic Effects on Motion of Artificial Satellites

福島登志夫 (国立天文台・天文情報公開センター)

Toshio Fukushima (NAOJ, Public Relation Center)

We derived the parametrized post-Newtonian equation of motion of satellites. The relativistic corrections are classified into 4 categories; the self term, the rotational term, the tidal term, and the mixed term. Since their magnitudes range from a few microgal to nanogal, the introduction of these terms will be necessary in the detailed orbital analysis of the current and near-future artificial satellites for the study of Earth gravity field such as CHAMP, GRACE, and GOCE.

測地学における人工衛星の有用性は多言を待たない。LAGEOS-I, -II, AJISAI など純粋に測地目的のための専用衛星はもちろん、非常に多くの静止衛星や GPS/NAVSTAR など高高度の衛星から TOPEX/POSEIDON など低高度の地球観測衛星、あるいは離心率が大きいスペースVLBI用の HALCA など、最近の人工衛星は実に多種多様である。が、いずれの場合も、衛星の位置測定あるいは軌道決定の精度 (と要求仕様) が着実に向上しているのは事実であり、たとえば CHAMP, GRACE など地球重力場測定のためのミッションでは ngal のレベルが議論されている。相対精度で言えば ngal は 12 桁のレベルである。一方、一般相対論的效果の相対的大きさが地球近傍における太陽重力場の場合で 10^{-8} 、地表における地球重力場の場合で 7×10^{-10} であることを考えると、軌道運動モデルにおいて一般相対論的效果を真剣に考察する段階に到達していることは明らかである。

もちろん、これまでも衛星運動の相対論的效果については、いくつも研究がなされてきているが、その多くは、地球重力場だけを考慮した「相対論的 1 体問題」と、有名な Lense-Thirring 効果を含む「慣性系の引きずり」効果による node の永年の回転の影響に限られている。大きさは、前者で最大 $3 \mu\text{gal}$ 、後者で ngal 程度である。実際、最新の IERS Convention 2000 (McCarthy, 2001) では、前者のみ議論されている。前者は、大きさとしては最大 μgal に達する場合があるが、この他にも ngal レベルになると、以下に見るように他の多くの項を取り入れることが必要になる。

そこで、相対論の扱いとしてはパラメータ化されたポスト・ニュートン (PPN) 近似の範囲に限ることとして、(1) 大域的な時空座標系 (= 太陽系重心座標系) における N 体問題の相対論的運動方程式である EIH 運動方程式から出発して、(2) 太陽、地球、月など有限質量をもつ N 体と、そのうちの 1 体 (= 地球 E と呼ぶ) の近傍に位置し、質量を無視できる 1 体 (人工衛星 A) の併せて N+1 体問題の場合に EIH

運動方程式を書き下し、(3)地球を空間座標原点とする局所的時空座標系(地心座標系)への4次元時空座標変換を施すことにより、(4)地心座標系における人工衛星の運動方程式を具体的に求める。ただし人工衛星と地球間の距離が小さいと仮定せずに展開しないまま扱う。

IAUの慣例に従って、局所系への座標変換に際しては幾何学的非回転(すなわち遠方のクェーサーに対して非回転)とし、簡単のために線形変換に限定しよう。太陽系重心座標系での諸量を $(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{a}, \dots)$ 等と小文字で、地心座標系での諸量を $(T, \mathbf{X}, \mathbf{V}, \mathbf{A}, \dots)$ と大文字で表すことにすると、太陽系重心座標系と地心座標系との間の座標変換は

$$t_A = t_E(T_A) + \frac{\mathbf{v}_E \cdot \mathbf{X}_A}{c^2}, \quad \mathbf{x}_A = \mathbf{x}_E(t_E(T_A)) + \mathbf{X}_A - \frac{1}{c^2} \left(\mathbf{g} \mathbf{f}_E \mathbf{X}_A - \frac{\mathbf{v}_E \cdot \mathbf{X}_A}{2} \right)$$

となる。ここに T_A は衛星Aの準拠する地心座標時TCGであり、 t_E は同じTCGに属する地心Eに対応する太陽系重心座標時TCBである。また、 \mathbf{X}_A は地心座標系における人工衛星Aの位置であり、 \mathbf{x}_E および \mathbf{v}_E は太陽系重心座標系における地球(重心)の位置及び速度、 \mathbf{f}_E は太陽系重心座標系で評価した地球における(他天体による)ニュートン重力ポテンシャル値である。さらに \mathbf{g} は、数多ある相対論的重力理論を区別するために導入されたPPNパラメータの一つで、一般相対論のときに1となる。

得られた最終結果をみると、衛星の加速度の相対論的補正は、自己重力項(肩つきS)、回転項(肩つきR)、潮汐項(肩つきT)および混合項(肩つきM)の4種類に分類される。ここに、回転項とは、コリオリ力及び遠心力など空間座標回転により消去できる形に書ける項を指し、残りのうち、自己重力項は太陽、月など他天体の質量を0とした極限で残る項、潮汐項は地球の質量を0とした極限で残る項であり、最後に残った項(地球と他天体の質量の積に比例する項)を混合項と呼ぶ。

各項について主要項(加速度の最大値で0.1 ngal以上)のみを拾うと、

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A}_A &= \Delta \mathbf{A}_A^S + \Delta \mathbf{A}_A^R + \Delta \mathbf{A}_A^M + \Delta \mathbf{A}_A^T, \\ c^2 \Delta \mathbf{A}_A^S &= - \left[2(\mathbf{b} + \mathbf{g}) \Phi_A - \mathbf{g} \mathbf{V}_A^2 \right] \mathbf{A}_A^S - 2(\mathbf{g} + 1) (\mathbf{V}_A \cdot \mathbf{A}_A^S) \mathbf{V}_A, \\ c^2 \Delta \mathbf{A}_A^R &= (2\mathbf{g} + 1) \mathbf{V}_A \times (\mathbf{v}_E \times \mathbf{a}_E) + \dots, \\ c^2 \Delta \mathbf{A}_A^M &= - \left[(4\mathbf{b} - \mathbf{g} - 3) \mathbf{f}_E + \left\{ 2(\mathbf{b} + \mathbf{g}) - \frac{3}{2} \right\} (\mathbf{X}_A \cdot \mathbf{a}_E) \right] \mathbf{A}_A^S - 2\mathbf{g} (\mathbf{V}_A \cdot \mathbf{a}_E) \mathbf{V}_A \\ &\quad - \left[\left(2\mathbf{b} + 4\mathbf{g} + \frac{3}{2} \right) \Phi_A - \mathbf{g} \mathbf{V}_A^2 \right] \mathbf{a}_E + \dots, \quad c^2 \Delta \mathbf{A}_A^T = -3(2\mathbf{g} + 3) (\mathbf{X}_A \cdot \mathbf{a}_E) \mathbf{a}_E + \dots \end{aligned}$$

となる。ただし、 \mathbf{V}_A 、 \mathbf{A}_A 、 \mathbf{a}_A は地心座標系における人工衛星の速度および加速度のニュートン近似ならびにポスト・ニュートン補正、 Φ_A は地心座標系で評価された人工衛星における地球のニュートン重力ポテンシャル、 \mathbf{a}_E は太陽系重心座標系における地球の加速度であり、 \mathbf{g} はもう一つのPPNパラメータで、これも一般相対論のときに1となる。各項のおおまかな大きさを評価すると、自己重力項の影響の一つは地球質量に約 2.1×10^{-9} の補正が必要になることで、もう一つは地心方向に最大 $1.4 \mu\text{gal}$ 、

衛星の速度方向に最大 $2.7 \mu\text{gal}$ の周期変化が現れることである。ただし周期項の大きさは衛星の離心率に比例するため、軌道が円に近い通常の衛星では数 ngal 程度に小さくなってしまふ。次に回転項は、ほぼコリオリ力の形で現れ、最大 4.7ngal となるが、衛星自体の軌道面の永年の回転の効果との区別がつきにくいであろう。一方、混合項は、地心方向に最大 1.0ngal 、衛星の速度方向に最大 0.83ngal 、さらに地球の加速度方向に最大 2.7ngal の影響が現れる。最後に、潮汐項は地球の加速度方向(= ほぼ太陽の方向) に最大 0.22ngal となる。このように ngal レベルになると一般相対論効果は無視することができず、多種多様な項が現れてくることが容易にわかる。

このうち、混合項の第 1 項は有名な Nordvedt 項で、数ファクター(4 - -3)の分を除けば、本来 $10 \mu\text{gal}$ の大きさを持つ。Nordvedt 効果の検出は、従来、月の運動でのみ議論されてきたが、今後、人工衛星でも検出可能となる。

人工衛星の運動における 一般相対論的効果

福島登志夫(国立天文台)

Toshio@nao.ac.jp



背景

- 新しい重力場ミッション
 - CHAMP, GRACE, GOCE
- 理論の要求精度: μgal から ngal へ
- 一般相対論の検証
 - PPNパラメータの決定; β, γ, \dots
- 衛星運動による Nordvedt 効果の検証

EIH運動方程式

- Einstein, Infeld, Hoffmann (1938)
- N個の質点近似 + 大局的座標系
- Parametrized Post-Newtonian (PPN)

$$c^2 \Delta \mathbf{a}_A = \sum_{J \neq A} \left[\left(\frac{\mu_J}{r_{AJ}^3} \right) (R_{AJ} \mathbf{r}_{AJ} + U_{AJ} \mathbf{u}_{AJ}) + \frac{4\gamma + 3}{2} \left(\frac{\mu_J}{r_{AJ}} \right) \mathbf{a}_J \right]$$

$$\mathbf{r}_{AJ} = \mathbf{x}_A - \mathbf{x}_J, \quad \mathbf{u}_{AJ} = \mathbf{v}_A - \mathbf{v}_J$$

EIH運動方程式(続き)

$$R_{AJ} = 2(\beta + \gamma)\phi_A + (2\beta - 1)\phi_J + \frac{\mathbf{r}_{AJ} \cdot \mathbf{a}_J}{2} + \gamma \mathbf{v}_A^2$$

$$- 2(\gamma + 1)\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{v}_J + (\gamma + 1)\mathbf{v}_J^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{\mathbf{r}_{AJ} \cdot \mathbf{v}_J}{r_{AJ}} \right)^2,$$

$$U_{AJ} = \mathbf{r}_{AJ} \cdot \left[2(\gamma + 1)\mathbf{v}_A - (2\gamma + 1)\mathbf{v}_J \right],$$

$$\phi_J = \sum_{K \neq J} \frac{\mu_K}{r_{KJ}}$$

大局から局所へ

- 太陽系重心座標系から地心座標系へ

$$(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{a}, \mathbf{j}, \dots) \rightarrow (T, \mathbf{X}, \mathbf{V}, \mathbf{A}, \mathbf{J}, \dots)$$

- 4次元(時空)座標変換

$$t_A = t_E(T_A) + \frac{\mathbf{v}_E \cdot \mathbf{X}_A}{c^2}, \quad \frac{dt_E}{dT} = 1 + \frac{1}{c^2} \left(\phi_E + \frac{\mathbf{v}_E^2}{2} \right),$$

$$\mathbf{x}_A = \mathbf{x}_E(t_E(T_A)) + \mathbf{X}_A - \frac{1}{c^2} \left[\gamma \phi_E \mathbf{X}_A - \frac{(\mathbf{v}_E \cdot \mathbf{X}_A)}{2} \mathbf{v}_E \right]$$

局所的運動方程式

- ニュートン力学: 自己場 + 潮汐項

$$\mathbf{A}_A = \mathbf{A}_A^S + \mathbf{A}_A^T, \quad \mathbf{A}_A^S = -\left(\frac{\mu_E}{R_A^3}\right) \mathbf{X}_A + \dots, \quad R_A = |\mathbf{X}_A|,$$

$$\mathbf{A}_A^T = -\sum_{J \neq E} \left[\left(\frac{\mu_J}{|\mathbf{r}_{EJ} + \mathbf{X}_A|^3} \right) (\mathbf{r}_{EJ} + \mathbf{X}_A) - \left(\frac{\mu_J}{r_{EJ}^3} \right) \mathbf{r}_{EJ} \right]$$

$$\cong -\sum_{J \neq E} \left(\frac{\mu_J}{r_{EJ}^3} \right) \left[\mathbf{X}_A - \frac{3(\mathbf{r}_{EJ} \cdot \mathbf{X}_A)}{r_{EJ}^2} \mathbf{r}_{EJ} \right] + \dots$$

局所的運動方程式 (相對論)

■ 自己場 + 回轉項 + 混合項 + 潮汐項

$$\Delta \mathbf{A}_A = \Delta \mathbf{A}_A^S + \Delta \mathbf{A}_A^R + \Delta \mathbf{A}_A^M + \Delta \mathbf{A}_A^T,$$

$$c^2 \Delta \mathbf{A}_A^S = - \left[2(\beta + \gamma) \Phi_A - \mathbf{V}_A^2 \right] \mathbf{A}_A^S - \left(\frac{2\gamma}{c^2} + \frac{1}{c^2} \right) (\mathbf{V}_A \cdot \mathbf{A}_A^S) \mathbf{V}_A,$$

$$c^2 \Delta \mathbf{A}_A^R = (2\gamma + 1) \mathbf{V}_A \times (\mathbf{v}_E \times \mathbf{a}_E) + \dots,$$

$$c^2 \Delta \mathbf{A}_A^M = - \left[(4\gamma - 3) \mathbf{v}_E + \left\{ 2\left(\frac{2\gamma}{c^2} + \frac{1}{c^2} \right) - \frac{3}{2} \right\} (\mathbf{X}_A \cdot \mathbf{a}_E) \right] \mathbf{A}_A^S$$

$$- 2 \left(\mathbf{V}_A \cdot \mathbf{a}_E \right) \mathbf{V}_A - \left[\left(2\gamma + 4 + \frac{3}{2} \right) \Phi_A - \gamma \mathbf{V}_A^2 \right] \mathbf{a}_E + \dots,$$

$$c^2 \Delta \mathbf{A}_A^T = -3(2\gamma + 3) (\mathbf{X}_A \cdot \mathbf{a}_E) \mathbf{a}_E + \dots,$$

自己場の効果

- 自己場: 他天体の質量 = 0の時に残る項
- 地球質量に定数項 (2.1×10^{-9})の補正
- 周期項 = 地心方向 + 速度方向
- 地心方向: 離心率 \times 最大 $1.4 \mu\text{gal}$
- 速度方向: 離心率 \times 最大 $2.7 \mu\text{gal}$

$$-\left[2(\beta + \gamma)\Phi_A - \mathbf{V}_A^2\right]\mathbf{A}_A^S (-2) + 1 \left(\mathbf{V}_A \cdot \mathbf{A}_A^S\right)\mathbf{V}_A$$

回転項の効果

- 回転項 = 座標系回転によって消去可能
- コリオリ力、遠心力、...
- 測地線回転の効果
- コリオリ力: 最大 4.7 ngal

$$(2\gamma + 1) \mathbf{V}_A \times (\mathbf{v}_E \times \mathbf{a}_E) + \dots$$

混合項の効果

- 混合項 = 地球質量 x 他天体質量に比例
- 地心方向: 最大 1.0 ngal
- 速度方向: 最大 0.83 ngal
- 地球加速度方向: 最大 2.7 ngal

$$\begin{aligned}
 & - \left[(4\beta - \gamma - 3) \mathbf{a}_E + \left\{ 2 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \right) \right\} (\mathbf{X}_A \cdot \mathbf{a}_E) \right] \mathbf{A}_A^S \\
 & - 2 (\mathbf{V}_A \cdot \mathbf{a}_E) \mathbf{V}_A - \left[\left(2 + 4 + \frac{3}{2} \right) \Phi_A - \mathbf{V}_A^2 \right] \mathbf{a}_E + \dots
 \end{aligned}$$

潮汐項の効果

- 潮汐項 = 地球質量0の極限時に残る項
- R_A に比例
- 地球加速度方向 = 最大0.22 ngal

$$-3(2\gamma + 3) \mathbf{a}_E \cdot \mathbf{X}_A \mathbf{a}_E + \dots$$

結論

- 衛星加速度の一般相対論的補正
 - 自己場: e/R^3 に比例、最大 $4 \mu\text{gal}$
 - 回転項: 座標回転で消去可、最大 5 ngal
 - 混合項: 複雑、最大 4 ngal
 - 潮汐項: R に比例、最大 0.2 ngal
- Nordvedt効果の検証可能性

$$-(4\beta - \gamma - 3) \frac{\dot{\phi}_E}{c^2} \mathbf{A}_A^S$$

極域と衛星重力

- その実情と問題点 -

青木 茂 (国立極地研究所・南極圏環境モニタリング研究センター)
〒173 8515 東京都板橋区加賀 1-9-10 E-mail;shigeru@nipr.ac.jp
渋谷 和雄 (国立極地研究所・南極圏環境モニタリング研究センター)

Polar Regions and Satellite Gravity Missions

Shigeru Aoki (Center for Antarctic Environment Monitoring,
National Institute of Polar Research)

Kazuo Shibuya (Center for Antarctic Environment Monitoring,
National Institute of Polar Research)

Abstract.

Satellite gravity missions can have significant contributions on earth sciences, especially in polar regions where conventional observations have much logistic difficulties. Possible outcomes from the future gravity missions in Antarctica are briefly reviewed. In relation to the ground observations for satellite missions, the present status and near-future plan of the Japanese Antarctic Research Expeditions (JARE) will be reported, and their problems are considered.

1. はじめに

全地球規模の気候変動を理解する上で、極域は非常に重要な地域であり、また非常に鋭敏なセンサーであるといえる。極域では、水は水蒸気や氷へと姿を変え、その移動の時間スケールをかえる。こうした水循環のモニタリングは、気候変動を考える上での中心的課題である。

近年、衛星重力ミッションが相ついで運用段階に入りつつある。重力の空間分布については従来より詳細な情報を提供することが期待されており、また GRACE を中心とする重力ミッションは、こうした質量分布の時間変化をとらえる可能性をもっている。

こうした現状を踏まえ、我々は何をすべきであろうか。海洋や大気など各成分のモデル (GCM・プロセスモデル) による裏づけとそれらへのフィードバックが大きな課題であり、すでに世界的にも盛んに取り組みが開始されている。我々にもこうした方面への努力が必要となろう。しかし極域についていえば、このようなモデル自体にどの程度の信頼性があるのかといった段階から明らかではなく、基本的な検証の段階をおろそかにすることはできない。日本は、昭和基地を中心として、他国の観測と比較しても現場重力・関連観測において質・量ともに優位な観測を展開している。こうし

た資産を衛星ミッションへむすびつけていくことが日本が最も存在感を発揮する道のひとつであると考えられる。

以上のようなことから、ここでは重力観測に関連する日本南極地域観測（JARE）の現状と近未来に予定されている計画を紹介し、今後の課題について検討する。

2. 極域衛星重力で何が分かるのか

衛星重力ミッションは、重力の時間変動の観測と詳細な空間分布の把握の両方を可能にする。詳細な空間分布がわかれば基盤地形などの地殻構造、海洋の運動により生じる平均的な高度場などの把握が可能になる。これにより、従来より行なわれてきている関連の研究にも少なからぬ進展が期待できる。一方、時間変動成分に関しては、これまでとは違った新しい利用法が可能になる。時間変動成分に寄与するものとしては、海洋変動、大気変動・降水フラックスの変化、氷床・氷河変動そして地殻変動といった様々な要素が考えられるが（図1）、こうしたものをすべて併せたものが観測されることになる。これらの分離には、各成分の時空間特性の十分な理解が必要である。

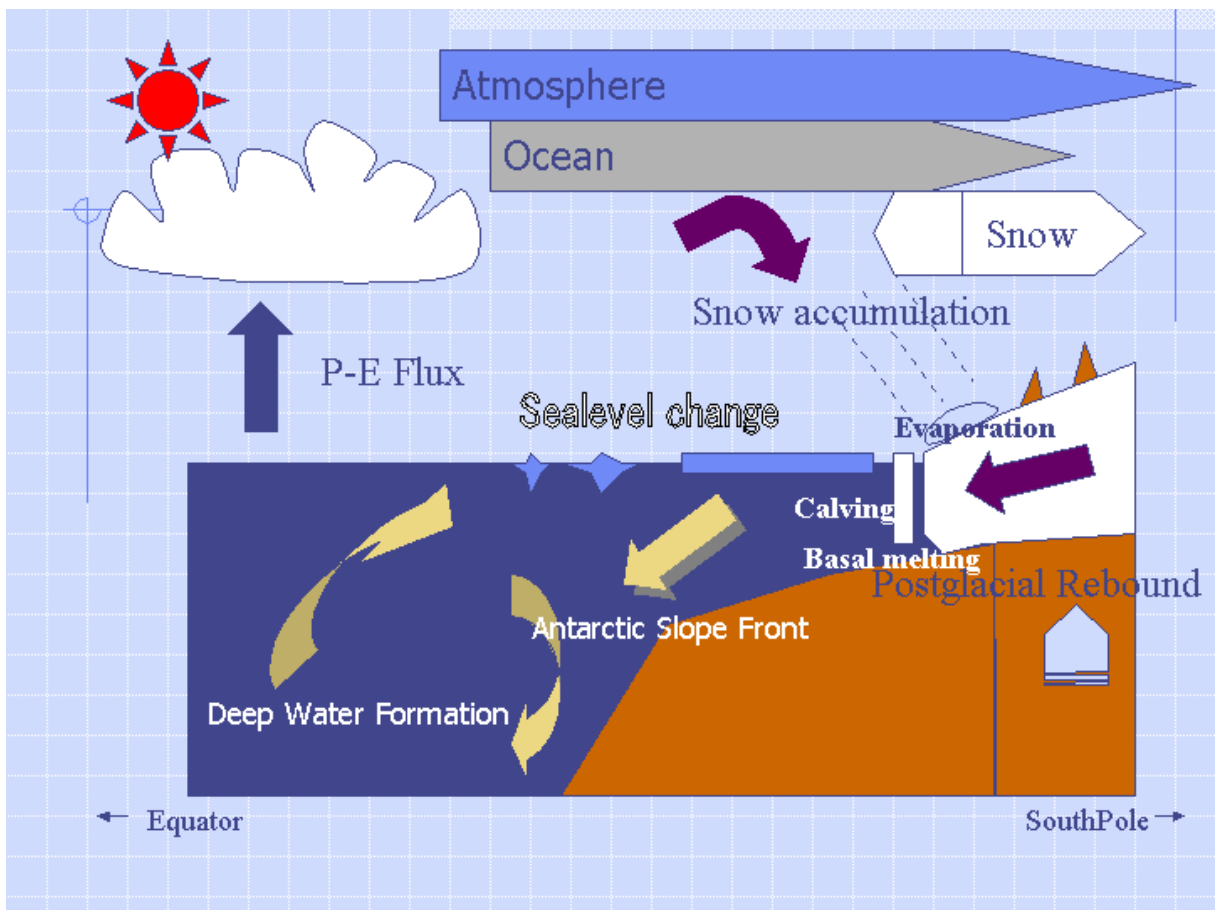


図1 南極沿岸域における物理過程の概念図

3. 昭和基地における現場観測の現状

大気・海洋・雪氷の素過程を捉えるには、それぞれ適切な現場データを取得する必要がある。昭和基地では、重力観測に関係の深い大気・海洋連続観測として表1にあげるような様々な観測が行なわれている。重力連続観測を長期間継続している基地は他に存在しない。また地殻変動観測もこれだけ多くの独立な手段によって行なっている基地はない。海水位観測についても、20年を超えるデータセットを有する基地は他に Faraday/Vernadsky ほどしかない。これだけの規模の観測が同時に行なわれている基地は南極には他に存在しないため、昭和基地は南極において非常に重要な役割を担っているといえるだろう。

表1. 重力観測と主な関連観測

重力観測関係	
超伝導重力計	連続
絶対重力計	2-3年に1回
GPS-DORIS	連続
VLBI	年4-8回
沿岸露岩・内陸GPS	年数回・徐々に連続点設置
しらせ船上重力・地磁気	航路上のみ
衛星SAR氷床観測	リュツォホルム湾域を重点的に・後継なし?
大気・海洋・雪氷観測関係	
気象観測・雪尺観測	必ずしもルーチンでない
S16気象観測	現在、気象庁以外は利用できない
内陸ルート上雪尺	年1回程度
圧力計水位観測	連続

4. 衛星ミッションに関連する近未来のJARE

上記のような観測をさらに発展させるべく幾つかの計画が立案されている。

重力観測に直接関係する時間変動観測のなかで特筆すべきなのは、新しい超伝導重力計の導入計画である。この超伝導重力計は、液体ヘリウムの揮発がほとんどないため、長期間安定した連続観測が期待できる。現在の超伝導重力計のオペレーションには、基地におけるヘリウムの液化および充填作業が必要で、隊員への負担が非常に大きい。新しい超伝導重力計の導入は、こうした負担軽減にも役立ち、これにより他の観測を充実させたりより幅広い隊員の参加を促進する効果が期待できる。

空間分布の詳細な把握として挙げられるものに、現在行なわれている人工地震計画がある。地震計を設置する測点では同時に重力観測も実施されており、これにより詳細な氷床・基盤地形などの把握が期待できる。しかし、これはあくまでも測線上の構

造を把握できるに過ぎない。将来的には、2002年から、ドイツとの外国特別共同観測として、WEGAS計画（West-East Gondwana Amalgamation its Separation）が開始される。航空機を利用した地学観測で、地質観測のほか、2004年頃から地磁気・重力のグリッド観測を目指している（図2）。これにより、二次元的で詳細な重力観測が広範囲にわたって期待できる。こうした重力観測は、陸上・氷床上のみならず海洋上のジオイドの精度をあげることにもつながり、より精密な海洋平均場の導出による海洋物理学への貢献も期待できる。

これら以外にも、沿岸露岩におけるGPS連続観測網の整備により地殻変動のモニタリングの充実を図る、海洋係留観測により広範囲の海洋変動をモニターする計画などもあり、昭和基地周辺地域観測網の整備が検討されている。

こうした計画のある一方で、JARE自体はいま大きな変革期を迎えている。チャーター船を用いた海洋観測が2002年に初めておこなわれる予定であるし、しらせの2往復なども計画されはじめている。また昭和基地までの航空路の開拓への取り組みも、精力的になされている。そのような大きな動きと的確に連動していくことも求められる。

5. 課題

衛星重力観測を地上の重力観測と直接に対応づけることは難しいかもしれない。ただし昭和基地では、重力観測が他の基地ではないほど充実しており、また周辺の観測も非常に充実している。したがって、昭和基地での重力観測は大気・海洋・雪氷の各変数について適切なモデルを作成する上での手段として利用し、衛星重力観測はこれらのモデルと対応付けるべきかもしれない。しかし、大気や海洋などの現存の観測は空間的にも時間的にも限られたものであるため、こうしたモデルをさらに精度のよいものとするためには、沿岸部雪氷域における重力以外の時間変動観測をもいっそう充実させていく必要がある。無人観測・テレメトリ観測の開発を積極的に進めていくと同時に、基地観測の負担を減らすための省力化・自動化が必要となろう。こうした観測は、それぞれの分野がバラバラに計画を立てても非効率的であり、分野横断的な協力体制を構築すべきである。そしてなにより、こうした観測に携わる人材を安定的に供給できるような体制を構築することが急務である。

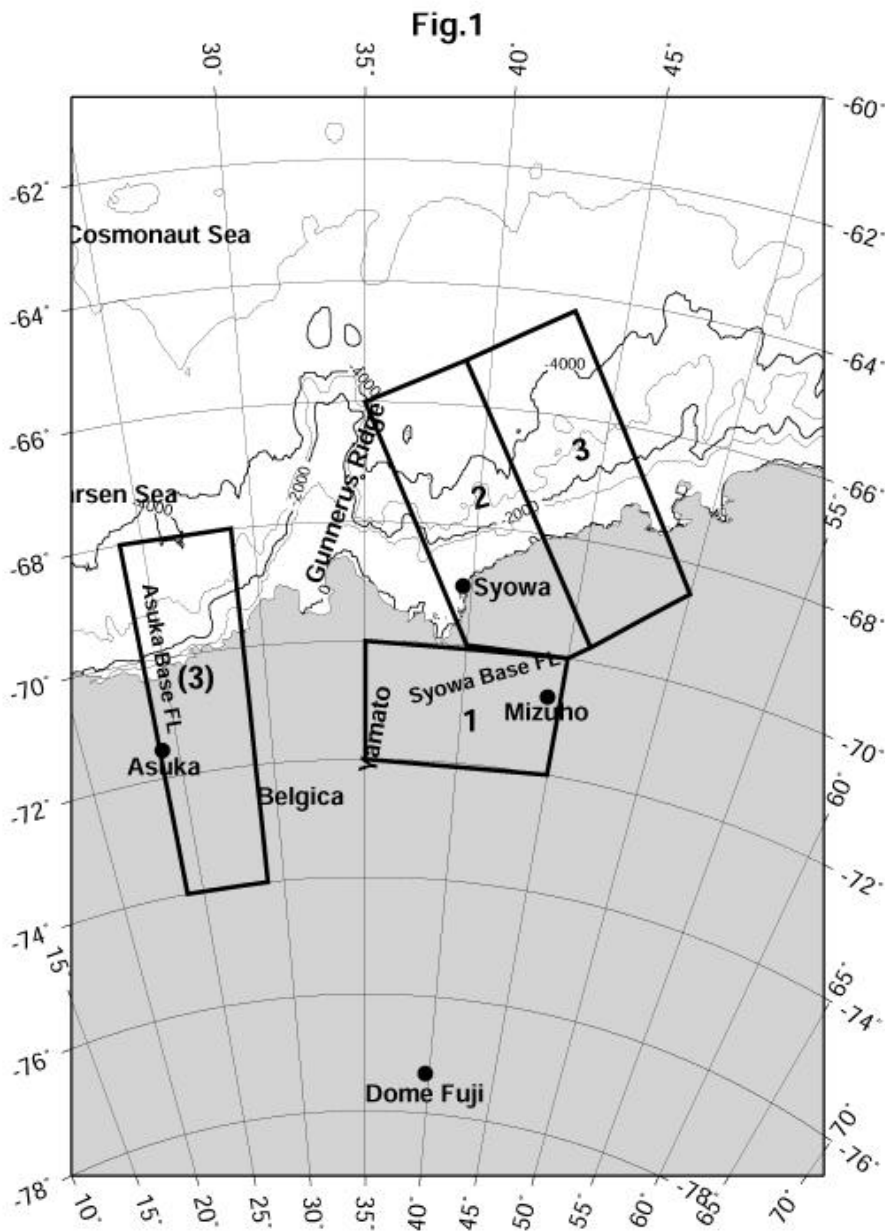


図2 WEGAS 計画の概念図。2004 2005 年に領域 1、2005 2006 年に領域 2、2006 2007 年に領域 3 における観測をそれぞれ計画している。

GRACE の時間変化重力場の地上データによる検証について

古屋正人 (email : furuya@eri.u-tokyo.ac.jp)

東京大学地震研究所

〒113 0032 東京都文京区弥生 1 - 1 - 1

Abstract : Satellite gravity mission in the past is briefly reviewed, and the future satellite gravity mission is previewed. The outcome of the future satellite gravity mission is characterized by its high spatial resolution for the static part and its time-variability for the dynamic part. The author previews how the future gravity mission data will be geophysically used, and conceptually discusses how the temporal variations in satellite gravity data is validated by ground measurement data. Comparison with pole tide effect observed by super conducting gravimeters is first stressed. Another plausible way is to compute the load-induced ground displacements and compare them with those derived by GPS and DORIS network.

1 . 衛星重力測定の現状と今後

これまでの衛星重力測定は基本的には、Satellite Laser Ranging (SLR) を用いて、地球を周回する衛星(多くはほぼ円軌道)の軌道を高精度に決定することを通じて、重力場を逆問題として推定してきた。SLR の衛星として代表的なものは、NASA による LAGEOS (Laser Geodynamics Satellite) であり、高度 6000km を飛んでいる。日本の SLR 衛星としては Ajisai がある。

静的な重力場としては、GRIM5 モデルで球関数の次数 99 次(半波長 200km 以上)までが衛星重力で決められている。一方、動的な重力場はというと、せいぜい次数 3 (半波長 6600km 以上)の zonal な成分に限られている。Secular から Decadal な変化(例えば Yoder et al. 1983)や、Seasonal な変化(Nerem et al. 1993) が知られている。

このような時間と空間分解能の限られたデータしか得られない基本的な理由は、衛星の軌道高度が高すぎることである : 「無重力では重力は測られない」。しかし軌道高度を下げてくると、大気による摩擦といった重力以外の効果が効いてきて、軌道決定が難しい。これらの非保存力を補正するための加速時計を同時に搭載していたわけでもなかった。

2. 次世代衛星重力データは何に使われるか？

2.1 静的な重力場

ジオイドモデルの空間分解能があがれば、現在は解像できないような細かい海洋の渦が見えてこよう。これは CHAMP や GRACE よりも GOCE の成果を待つことになる。また、グローバルなマントルダイナミクスへの制約条件が増えることになる。地震学的なトモグラフィーモデルとの併用による密度不均質の推定（例えば Ishii & Tromp 2001）のような研究では EGM96 が使われているが、せいぜい次数の6までしか使われていない。トモグラフィーモデルのほうも高分解能を目指して進展するであろうから、今後その種の研究はもっと進展し、マントル内部の化学的不均質構造をより詳細に制約することができるようになるだろう。

2.2 動的な重力場

時間変化する重力を、マイクロガルのレベルで地上一点の観測点における測定によって得ることは、絶対重力計 FG5 や超伝導重力計によれば現在では可能である。しかし、それを空間的に求めるとなると、相対重力計を併用することが考えられるが、時間的にも人的にも膨大ともいえる資源の投資が必要となり、現実的とは思えない。衛星を利用することの最大の意義と利点は、同一のセンサーでグローバルに定期的にマッピングできることであろう。ただし空間分解能は、GRACE でも波長 200 から 300km 以上の変化と言われている。また時間分解能については、GRACE、CHAMP では repeat pass ではないので、全球的な一ヶ月平均というやや曖昧な言い方がなされている。時間変化成分をモデル出力などと比較する場合には注意が必要であろう。

2.3 いかに検証するか

GRACE データから陸上、海上の質量分布時間変化を得る場合に、まず前提となるのは、大気圧変化が既知ということである。これについては、1年程度の時間スケールで数 1000 km 以上といったグローバルスケールを考える限りは恐らく問題ないと思われる。しかし、実際の衛星が測定の際に感じる大気質量変化は nonIB 的なものではなく、これがより短い時間、細かい空間スケールにわたり全球で既知としていいかは検討の余地がある。また将来、レーザーリンクによる衛星間測距を行おう、といった場合には、その測定感度の高さからすれば、グローバル微気圧計（爆発センサー？）のような役割になる（なってしまう）であろう。

ともかくここでは大気圧は既知とする。こうして得られる時間変化シグナルは、secular なものでは Postglacial Rebound がまず思い浮かぶ。GPS のネットワークで rebound の効果の検出を狙う手法に比べて、グローバルな衛星重力測定を用いれば、陸上だけに限られた観測網では検知しにくい下部マントルの粘性への制約が出来るであろう。ほかに考えられる secular なシグナルとしては、Subduction zone での Postseismic な変化も得られるかもしれない。

一方、季節変化のシグナルとしては海底圧力、地下水、雪氷といったこれまでは測定するのに非常に労力を要した現象の質量変化が分かることになる。これを陸上デー

タで直接に検証することは難しいというより、それが出来ないで衛星重力を用いるのである。しかし何らかの独立測定手段による検証は必要である。ここでは、(1) 極運動に伴う C21、S21 成分の比較と (2) IGS や DORIS ネットワークを利用した荷重変形データとの比較、という二つの検証手段を提案する。(1) については、地球回転データに基づいて極潮汐ポテンシャルの時間変化を計算すれば、C21、S21 の 2 成分の時間変化は容易に計算できる。これを GRACE などによる時間変化重力場と比較する。また、同時に GGP(Global Geodynamics Project)による超伝導重力計データも同時に比較することも重要である。GGP による C21、S21 成分は極潮汐ポテンシャルの時間変化と有意な位相差を持つことが示されている (Sato et al. 2001)。それを物理的に解釈するためのデータが GRACE、CHAMP によって与えられるであろう。(2) は次のような考えであり、まだ検討の余地がある。最近、Blewitt ら(2001) は、IGS データの 93 年以降数 10 点のデータに基づいて、GPS データに見られるグローバルな季節変化成分を報告し、大気圧変化によるものと解釈している。こうした季節変化成分を低次数に限らず、より高い次数にまで抽出すれば、大気以外の海洋や陸水の影響を受けた荷重変形成分が見つかるはずである。これを、GRACE 等で得られる荷重分布による理論値と比べることにより、GRACE データの検証が出来るであろう。

3. 参考文献

[1] Yoder et al. 1983: Nature, 303, 757-762.

[2] Nerem et al. 1993: Geophys.Res.Lett.,20(7),595-598.

[3] Ishii & Tromp 2001:Geophys.J.Int.145,77 96.

[4] Sato et al. 2001: Phys.Earth Planet.Int., 123, 45-63.

[5] Blewitt et al. 2001: paper presented at IAG meeting, Budapest, Hungary, September 2001.

ここにあげたもの以外で、最近の衛星重力ミッションの参考文献として以下のものが重要と思われる。

[6] Dickey et al. 1997:Satellite Gravity and the Geosphere-Contributions to the Study of the Solid Earth and Its Fluid Envelope-,National Research Council, National Academy Press, Washington DC.

[7] Wahr et al. 1998: J.Geophys.Res.,103(B12),30205-30229.

衛星重力ミッションデータを如何に利用するか

福田洋一

京都大学大学院理学研究科

Possible Utilization of Along Track Satellite Gravity Data

Yoichi Fukuda

Graduate School of Science, Kyoto University

Kitashirakawa Oiwake-cho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan

E-mail: fukuda@kugi.kyoto-u.ac.jp

Abstract

This report presents some of the simulation results of level-1 SST data, which are given as the range rate data on a satellite orbit. The simulation was conducted assuming a typical GRACE like orbit and its specifications. Static gravity fields, time variable gravity fields due to the atmospheric effects and the gravity change due to the water mass loading are calculated, and they are figured on the assumption that they are sampled along a satellite orbit. The results help us to consider future utilization of satellite gravity mission data and related problems.

1. はじめに

2001年の秋に打ち上げが予定されている衛星重力ミッション GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) では、地球の静的な重力場の決定とともに、地球表層流体の運動による重力場の時間的変化の検出が主要な目的となっている(例えば、NRC, 1997; 福田, 2000)。このような目的での衛星重力データの利用方法を考えるにあたっては、従来、所謂 level-2 データ、即ち、重力場の球関数係数(Stokes 係数)が適当な時間間隔で得られることを前提とし、スペクトル領域での信号強度との比較から、その応用の可能性を探るという方法が主流であった(例えば、Wahr et al, 1998; 福田・Foldvary, 2001)。ところで、GRACE の Low-Low Satellite to Satellite (L-L SST) では、Level-0 の衛星間測距のセンサーデータとして高サンプリングレートでの K-バンドマイクロ波レーダーの位相データなどが、また、Level-1 データとしては 5 秒~10 秒サンプリング程度での range rate データなどが得られる予定である。このうち、Level-0 のデータと重力場データを直接結びつけることは容易ではないが、Level-1 の range rate データは、簡単な仮定のもとで、衛星軌道に沿っての重力ポテンシャルの変動に変換することが可能である。即ち、Level-1 のデータは、スペクトル領域ではなく、実時空間での重力場測定データそのものとみなすことができる。このような視点で衛星重力データをとらえることは、得られるデータの意味をより直観的に理解することにもつながり、その応用を考える上で重要であるばかりでなく、GRACE のデ

ータが得られるようになった際には、各種の地球物理学的補正をどのように行うかなど、高度なデータ利用に際しての計算処理上の問題点を明らかにする上でも重要である。

以上のような観点から、本研究では、L-L SST の Level-1 のデータを想定し、衛星軌道において、静的な重力場、大気変動の影響、水荷重の影響がどのように現れるかを forward modeling により計算し、それらを具体的に示することを第一の目的とした。

2. 方法

Level-1 相当の衛星重力データをシミュレートする方法としては、まず、衛星軌道における重力場シグナルを計算し、それを軌道上での衛星の仮想的な動きに沿ってサンプリングすることを考える。具体的には、静的な重力場に関しては適当な格子間隔で衛星軌道高度における重力場シグナルを計算しておき、衛星の軌道位置での値を内挿により求めた。また、時間変動成分に関しては、今回は気圧変動の影響だけを考えるが、ある時間間隔ごとの格子上での変動成分を計算し、衛星の運動にあわせて、空間的・時間的に内挿して観測値をシミュレートすることにする。

なお、衛星の軌道位置については、簡単のため、ケプラー運動を仮定した計算によるものとし、軌道要素として、軌道傾斜角 89 度、離心率 0.005、平均高度 450km を仮定した。

重力場シグナル（ポテンシャル V ）と衛星で観測される range rate (\hat{v}) との関係は、軌道上での運動エネルギーと位置エネルギーの和(E)が保存されると仮定すると、

$$\frac{1}{2}\hat{v}^2 - V = E \quad (1)$$

であり、 \hat{v} 、 V を

$$\begin{aligned} \hat{v} &= v_m + v \\ V &= U + T \end{aligned}$$

と、それぞれの平均成分 (v_m , U) と変動成分 (v , T) に分解すると、平均成分については (1) 式と同様の関係が成立つとし、変動成分の 2 次以上の微小量を無視すると、

$$v = \frac{T}{v_m} = \frac{T}{R} \sqrt{\frac{r}{g}} = \frac{\sqrt{r g}}{r+h} N \quad (2)$$

の関係を得る (Jekeli and Rapp, 1980)。ただし、 r は地球の平均半径、 h は衛星の高度、 g は地上での平均重力、 N はジオイド高である。

(2) 式で h を 450 km とし、その他、適当な値を代入すると、最終的に、軌道上での 1 mm のジオイド高変化が約 1.28 μm / 秒の range rate 変化に対応することがわかる。GRACE の SST の精度は 1 μm / 秒といわれているので、1 mm のジオイド高変化がほぼ GRACE による検出限界と考えてよいであろう。以下で示す図は、すべて軌道高度でのジオイド高として表すが、上記の関係をを用いることにより、直ちに衛星が感じる range rate に読替え可能であることを注意しておく。ところで、上空でのジオイド高の定義が曖昧であるが、ここでは、(2) 式の表現に対応し、ある高度での重力乱れポテンシャル

ルを地表での正規重力で割ったものを，その高度でのジオイド高と呼ぶことにする．なお，(2)式の近似に伴う誤差や，より厳密な取り扱いについては Jekeli(1999)を参照されたい．

一方，変動の信号となる地球表層流体がおぼす重力場への影響については，質量変化を地球表面での面密度分布の時間的変化 (σ, ρ, t) で表現することとし，これによる重力場の変化を球面調和関数時系列として

$$\begin{pmatrix} \overline{\Delta C_{l,m}}(t) \\ \overline{\Delta S_{l,m}}(t) \end{pmatrix} = \frac{3}{4\pi} \frac{1+k'_l}{2l+1} \frac{1}{Rr_{ave Earth}} \iint \Delta \mathbf{r}(\mathbf{q}, l, t) P_{l,m}(\cos \mathbf{q}) \begin{pmatrix} \cos ml \\ \sin ml \end{pmatrix} d\mathbf{s}$$

で展開し(例えば，Chao and Yu, 1991)，この係数を必要に応じて再合成することにより実空間での重力場の影響を計算した．

3. 衛星軌道における静的な重力場

Level-1 データのシミュレーションの手始めとして，まず，衛星軌道で静的な地球の重力場がどのように見えるかを示す．このため，EGM96 モデルを用い，地上および高度 450 km でのジオイドならびに重力異常を計算した．

Figure 1 (a)は地上でのジオイド高を，Fig.1(b)は高度 450 km でのジオイド高をプロットしたものである．地球の重力場をジオイド高として表現した場合，当然の結果として全体の振幅は小さくなるものの，空間的なパターンについては，地上と衛星軌道上でそれほど大きな違いの無いことがわかる．一方，Fig.2 (a) および (b) はそれぞれの高度での重力異常をプロットしたものであるが，振幅のみならず空間的なパターンについても両者には大きな違いがみられる．これは，当然のことながら，重力異常が地球重力場の短波長成分を強調した表現になっており，短波長成分は高度とともに急激に減少するためである．このことはまた，衛星重力では，重力場の短波長成分の測定が如何に困難であるかも示していることになる．

Figure 3(a), (b)は，EGM96 モデルよりさらに短波長の重力場成分が衛星軌道でどのように見えるかを調べるため，日本周辺の地域について，海面高度計データを用いて決められている $1' \times 1'$ 格子上の重力異常データをもとに，地上および衛星軌道上で，球面 FFT 法を用いて計算した短波長ジオイド成分を示したものである．図に示すように，地上では短波長成分がかなり大きなパワーを持つものの，軌道高度では，短波長の成分よりはやや長波長での食い違いが目立っている．これは，ジオイド計算の際に用いた EGM-96 モデルとジオイド計算の際に用いた重力データの長波長域での誤差によるもので，現状での重力モデルそのものの精度の限界を示しているものと考えられる．食い違いの大きさは数 cm 程度であり，この大きさは衛星によって確実に検出可能であることから，衛星ミッションが実現するとこの領域でのジオイドの精度が大きく改善されることが期待できる．

Figure 4 および Fig. 5 には，Fig.1(a)の静的な重力場が，衛星による測定期間が延びるに従い，どのように復元されていくかを示す．Fig.4 は全球について，Fig.5 は日本周辺について，衛星の軌道に沿って 10 秒毎にサンプリングデータが得られるとし，30 日後，90 日後，365 日後での空間カバレッジをそれぞれ示している．

これらの図をみると、1ヶ月程度の観測期間では、まだ空間的に測定の空白域がかなり残ってしまい、おおよそ均質なデータを得るためには、最低でも2~3ヶ月程度の期間を要することがわかる。このことは、GRACEによるStokes係数の時系列データを得る際にも、この程度の時間が必要であることを示唆している。なお、サンプリング期間が1年程度経過すると、空間的にはほぼ均質なデータが得られそうであり、それ以降のデータの蓄積は、もちろんデータ数が増えることによる精度の向上は見込まれるものの、静的な重力場の改良にとってはそれほど大きくは寄与しないように思われる。GOCEミッションの寿命が比較的短く設定されているのもこのような事情によるものであろう。

4. 衛星軌道における重力場変動成分

重力場の時間変動のシミュレーションとしては大気の大気質量移動を想定し、表面気圧変動による衛星軌道でのジオイド高変化を計算した。使用したデータはECMWFのAdvanced Operational Analysis Data Setのうち、0.5625度分解能の表面気圧データで、1999.01.01から1999.12.31の期間の00, 06, 12, 18 UTCの値である。

データ処理の手順としては、まず、各格子点での上記期間の平均値を計算し、それを差し引いた時間変動成分を求め、その後、(2)式により、6時間毎のStokes係数を計算し、それを再合成することで軌道高度におけるジオイド高変化の時系列データを作成した。なお、海洋の大気変動に対する応答が、Inverted Barometer (IB) 的であるか Non-Inverted Barometer (NIB) 的であるかは、結果に大きく影響するので(例えばLorant and Fukuda, 2001)、ここではそれぞれの場合について計算を行った。

Figure 6(a), (b)は以上のような処理を経て計算した1999.1.1.0時UTにおけるジオイド高変化で、(a)および(b)はそれぞれ、NIB, IBの仮定が成立つとして計算した場合を示している。これらの図でまず注目すべきは、変動の振幅がmmのオーダーであり、これらのシグナルはGRACEのSSTでも十分検出できるレベルであるということである。逆に、このことは、大気のように変動の早い現象については、補正方法を誤るとエリアジング誤差を招く可能性のあることも示している。また、このような変動の早い現象について、NIBあるいはIBのような単純な仮定が妥当であるかどうかとも問題となる点である。今後、例えば海洋潮汐の影響などともあわせ、このような高周波エリアジングは、衛星データの実利用に際して重要な研究課題の一つと考えられる。

5. 水荷重による重力場変化

衛星重力ミッションで、どの程度の表面過重が検出可能かを探るため、地表面の適当な領域に水荷重をかけた場合のジオイド高変化を計算した。

Figure 7(a), (b)および(c)は、それぞれ、 $30^\circ \times 30^\circ$ の領域に10cmの水荷重がかかった場合、 $10^\circ \times 10^\circ$ の領域に100cmの水荷重がかかった場合、および、 $1^\circ \times 1^\circ$ の領域に10cmの水荷重がかかった場合を示す。何れの場合も水荷重は均質にかかるとし、全球での質量保存を満たすため、質量の総和が0となるようにそれぞれの領域以外に均質に負の荷重を与えてある。また、領域は、緯度、経度についてそれぞれの間隔で与えたため荷重のかかる面積は緯度によって異なるが、今回は、おおよその傾向を知ることが第一目的であるので、空間スケールが直観的に理解できるように日本を中心とした中緯度地域を想定した。

得られた結果をみると、(a)と(b)では荷重の総量がほぼ同程度であり、荷重がかかる領域の差によるコンターの違いはあるが、いずれの場合もmmオーダーのほぼ同程度のジオイド高変化が生じる。

この変化は、GRACE によって十分検出可能な大きさである。一方、(c)では荷重の総量が2桁小さくなり、結果としてジオイド高変化も同程度に小さな値となっている。これは GRACE による SST では検出不能であるが、GRACE-FO など、SSI による重力ミッションでは検出可能な大きさである。

6. おわりに

従来、球面調和関数の degree variance の形で表現されることが多く、あまり直観的でなかった衛星重力ミッションの精度や重力場シグナルの大きさを、Level-1 の range rate データを想定することにより、実空間でどういうデータがどの程度の精度で得られかを具体的に示すことを試みた。以下、得られた結果をもとに、幾つか注意すべき点を列挙する。

- 1) 今回の計算は何れも forward modeling であり、実際のデータはそれぞれの影響の和として現れる。得られたデータからもとの原因を探ること (inversion) は、それほど容易なことではない。
- 2) 現在計画されている衛星重力ミッションによって静的な重力場の改良が進むことは明らかであるが、時間変動成分を考える場合、リピート軌道をとらないため、静的な重力場の空間的变化の分離が問題となる。空間的な平均操作は、その意味で本質的に重要であり、また、逆に、リピート軌道でのミッションの可能性については、今後、検討の価値があるように思われる。
- 3) 大気など早い変動成分の影響が mm 以上あり、GRACE の感度と同程度である。GRACE-FO などの SSI ではセンサー感度が2桁以上向上するといわれており、大気の影響をノイズと考えると S/N 比が2桁以上悪化することになる。すなわち、大気の影響を現在より2桁以上高い精度で補正できない限り、センサー精度の向上を十分に生かしきれないことになる。
- 4) 単独の衛星では空間分解能と時間分解能の向上は明らかに相反する要求であり、将来的には複数の衛星による観測も必要と思われる。

ここで示した結果が、今後、衛星重力データを利用する際に予想される問題点や、新たな利用方法、将来的な可能性などについても考える際の参考になれば幸いである。

参考文献

- Chao, B.F. and A. Y. Au (1991): Temporal variations of the Earth's low degree zonal gravitational field caused by atmospheric mass redistribution: 1980-1988, *J. Geophys. Res.*, 96, 6569-6575.
- Foldvary L. and Y. Fukuda (2001): IB and NIB Hypotheses and Their Possible Discrimination by GRACE, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 663-666.
- 福田洋一 (2000): 衛星アルティメトリと衛星重力ミッション, *測地学会誌*, 46, 53-67.
- 福田洋一, Lorant Foldvary (2001): 衛星重力データによる精密重力測定の実験補正, *測地学会誌*, 47, 679-685.
- Jekili, C. (1999): An analysis of geopotential difference determination from satellite-to-satellite tracking, *Bollettino di Geofisica*, 40, 267-272.
- Jekili, C. and R. H. Rapp (1980): Accuracy of the determination of mean anomalies and mean geoid undulations from a satellite gravity mapping mission, Report No. 307, Department of Geodetic Science, The Ohio State University, Columbus, 22p.
- National Research Council (1997): Satellite gravity and the geosphere, National Academy Press Washington, D.C., 1-112.

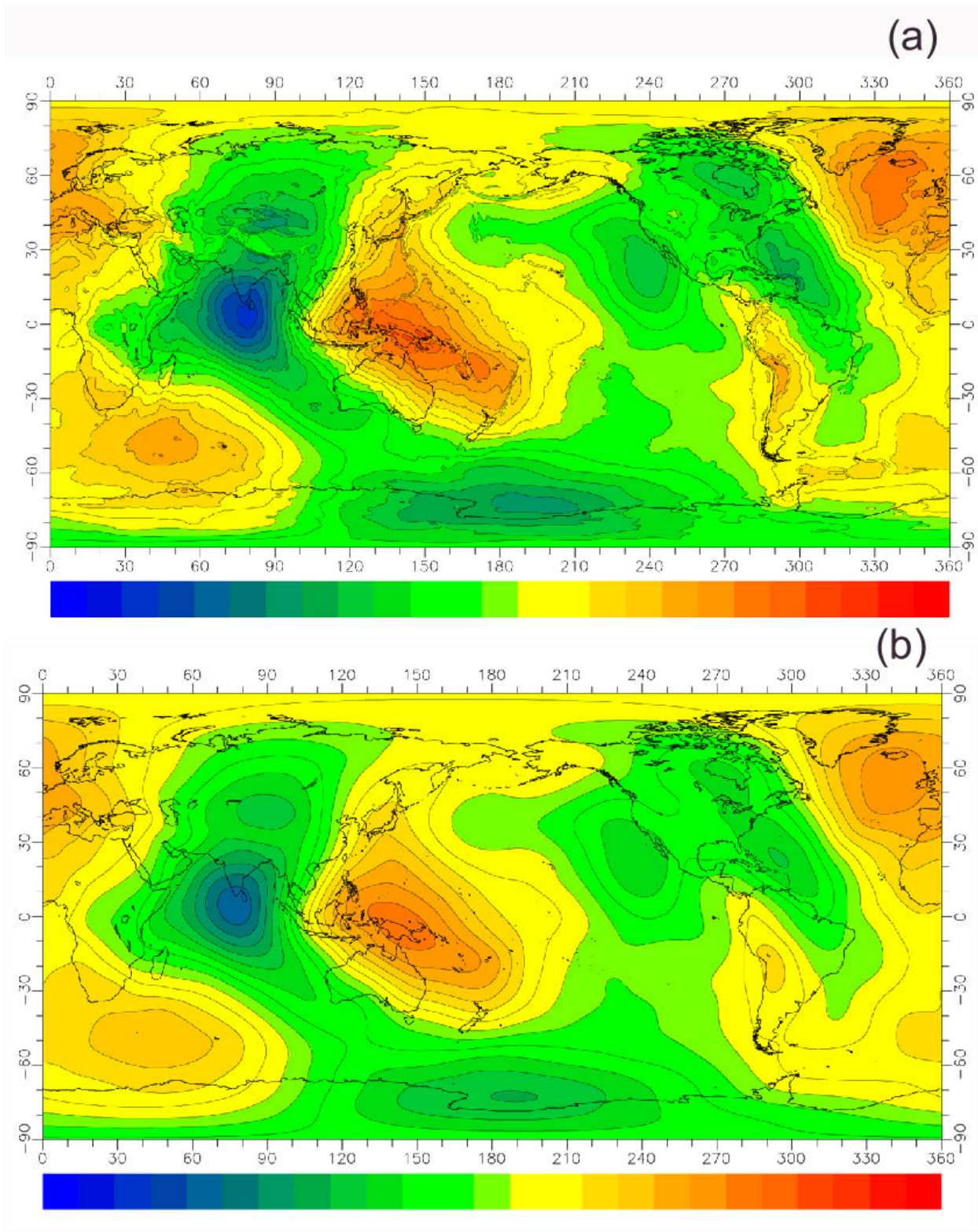


Fig. 1. Geoid heights calculated using EGM-96 model.
(a): on the surface of the Earth, (b): at a height of 450km.
Contour interval is 10 m.

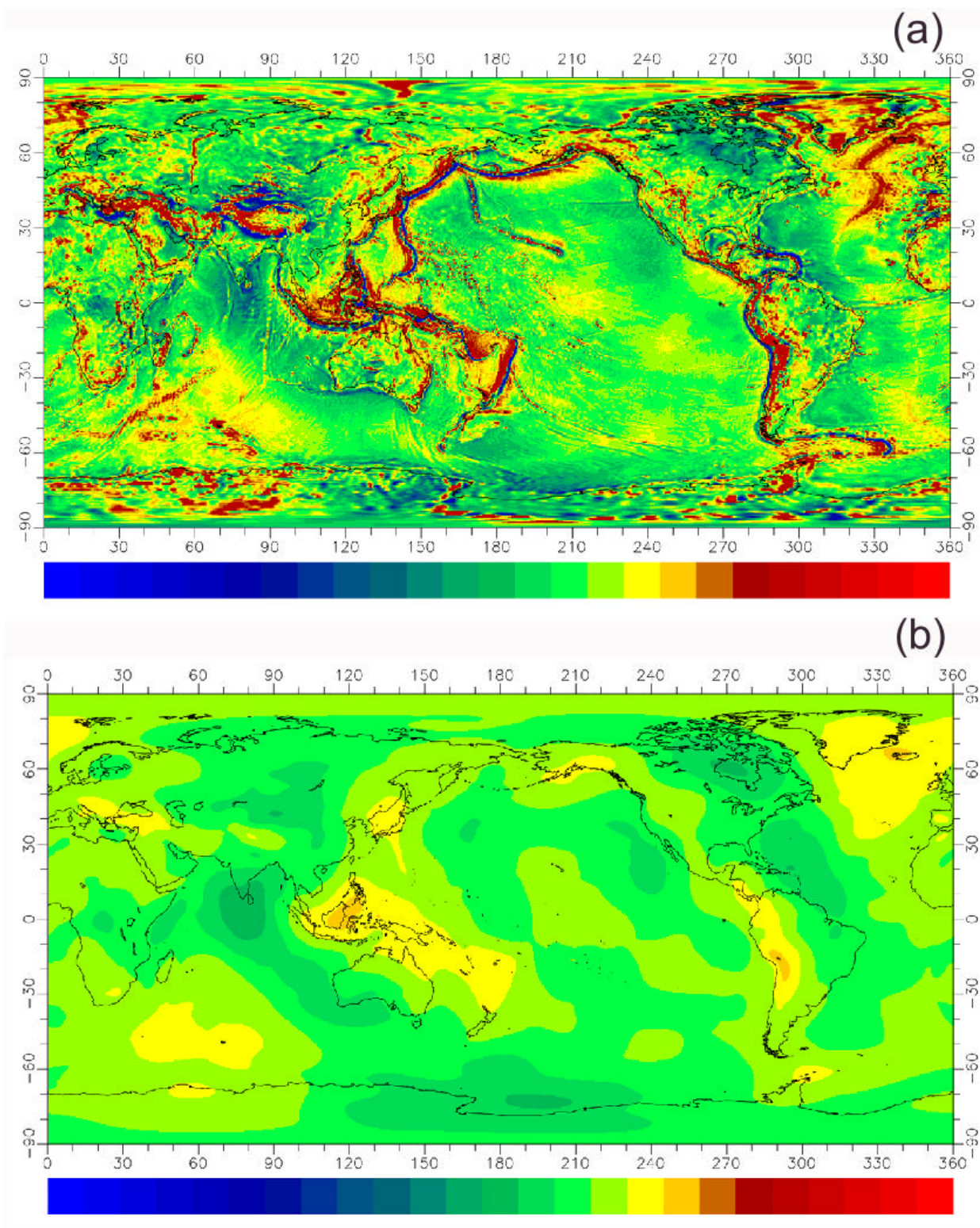


Fig. 2. Gravity anomalies calculated using EGM-96 model.
(a): on the surface of the Earth, (b): at a height of 450km.

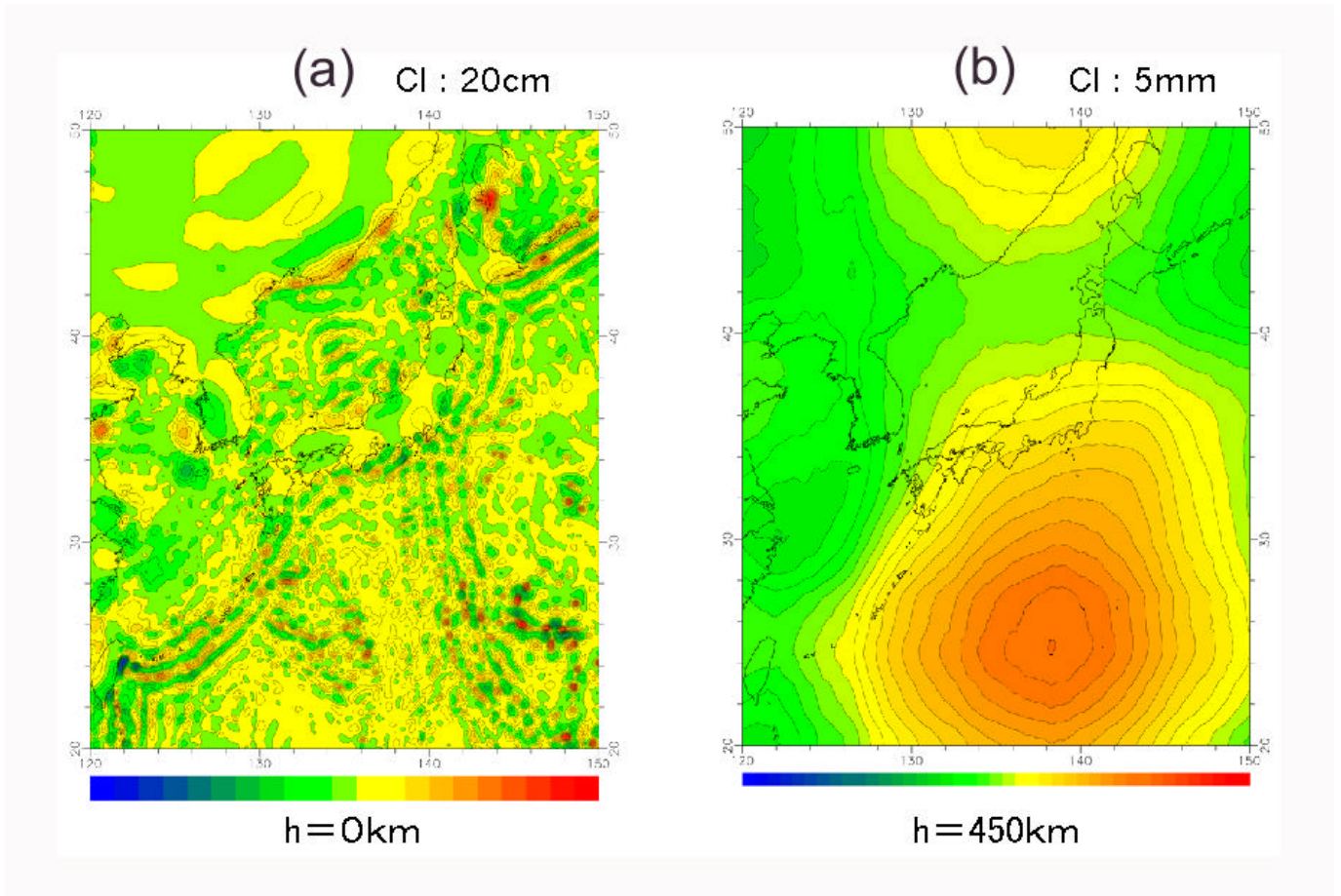


Fig. 3. Short wavelength geoid height near Japan.
(a): on the surface of the Earth,
(b): at a height of 450km.

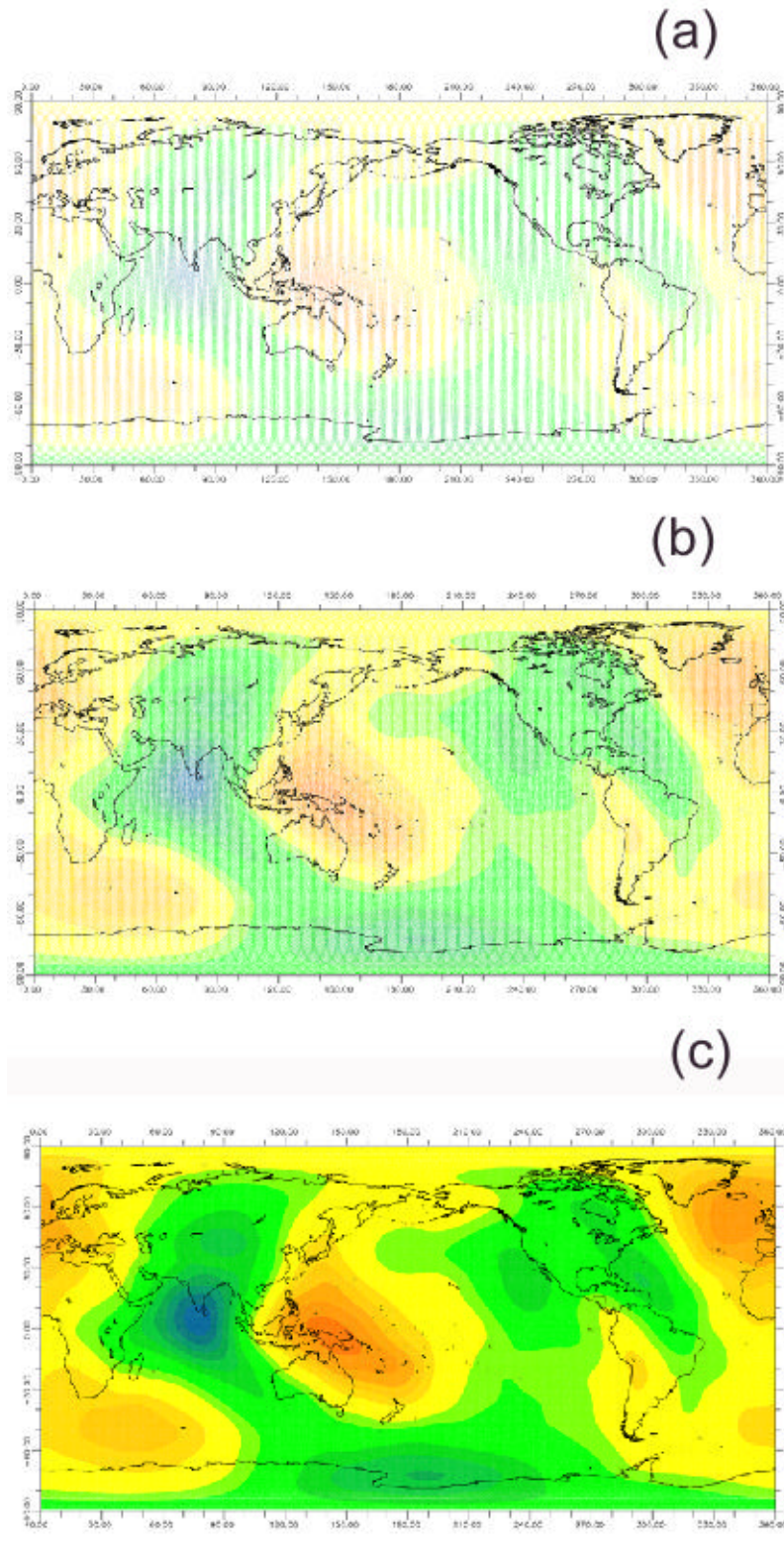


Fig. 4. Gravity field recovery after (a);30 days, (b);90days,(c);365 days sampling.

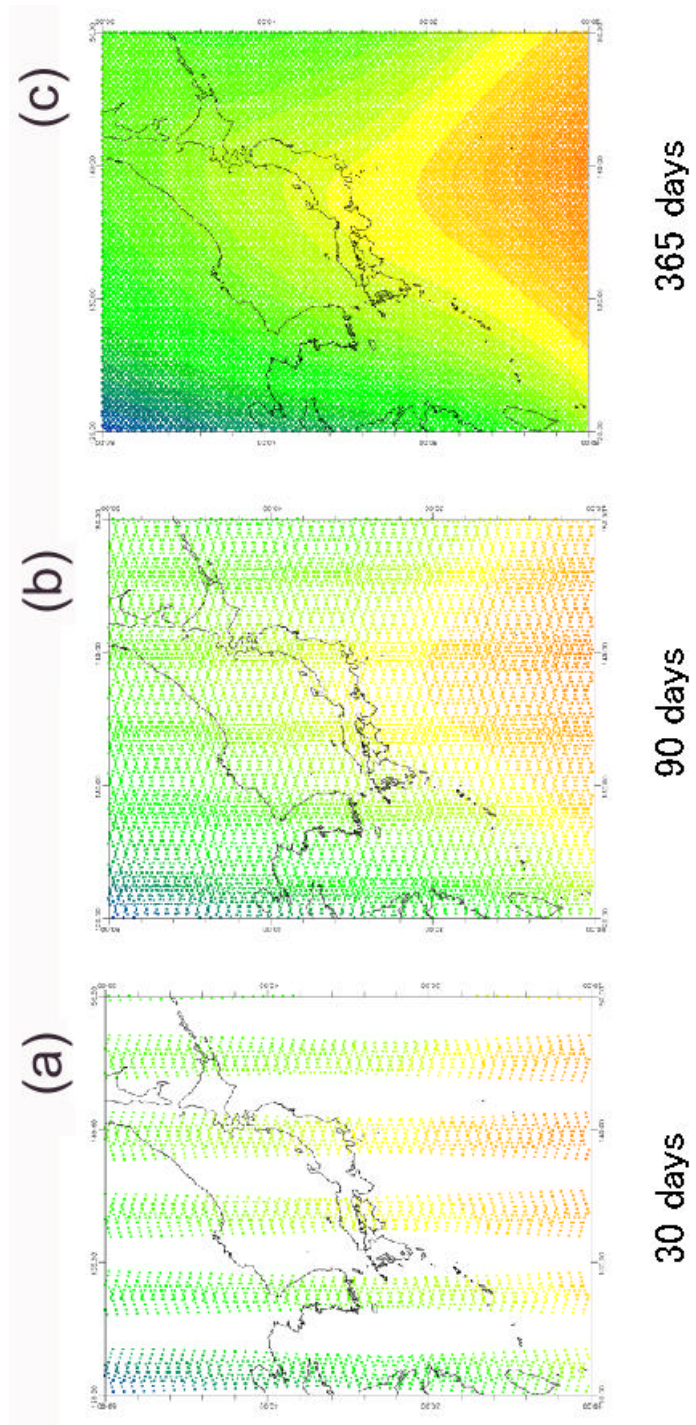


Fig. 5. Gravity field recovery after (a);30 days, (b);90days,(c);365 days sampling.

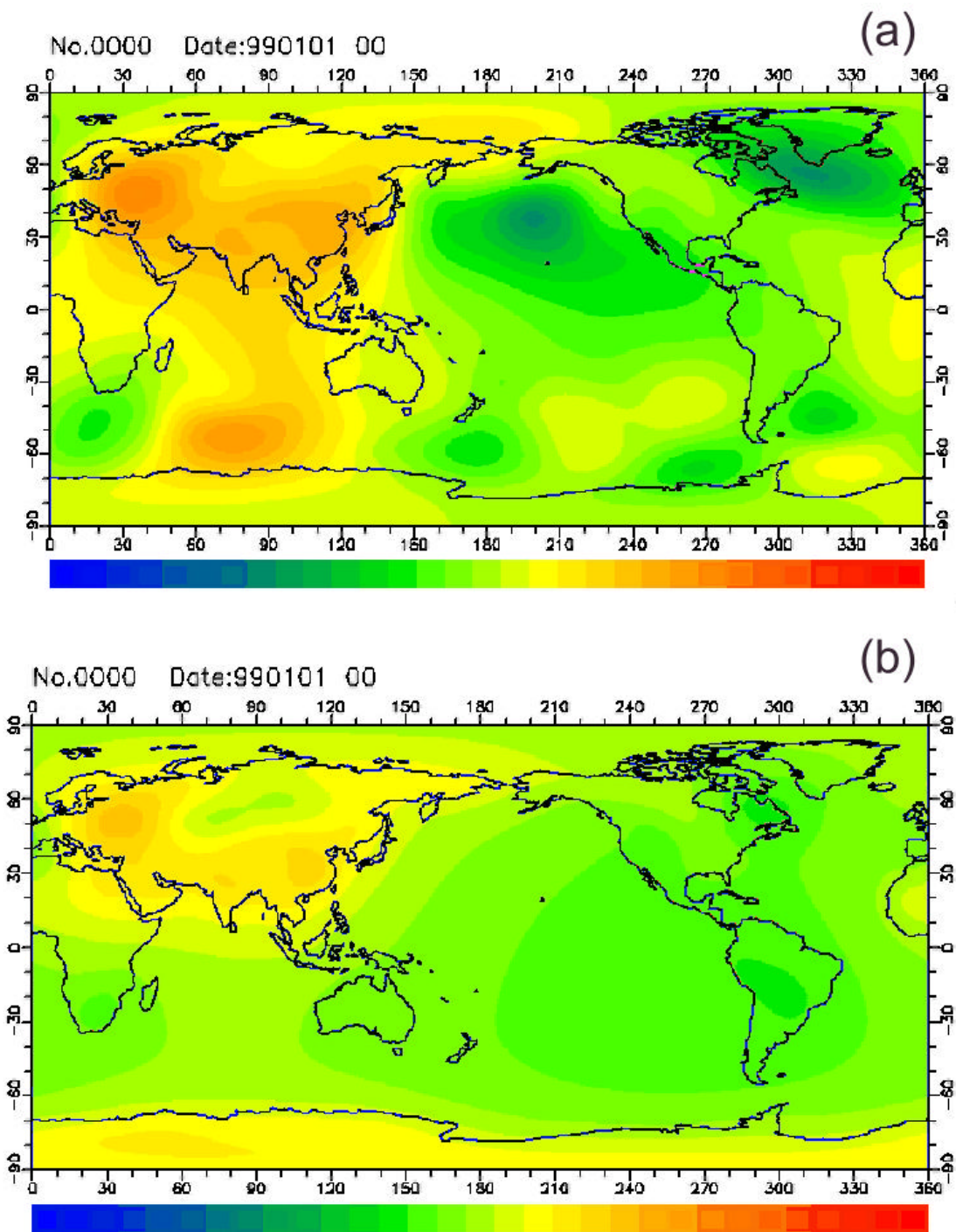


Fig. 6. Geoid height variations due to the atmospheric effects.
 (a): NIB case, (b): IB case.

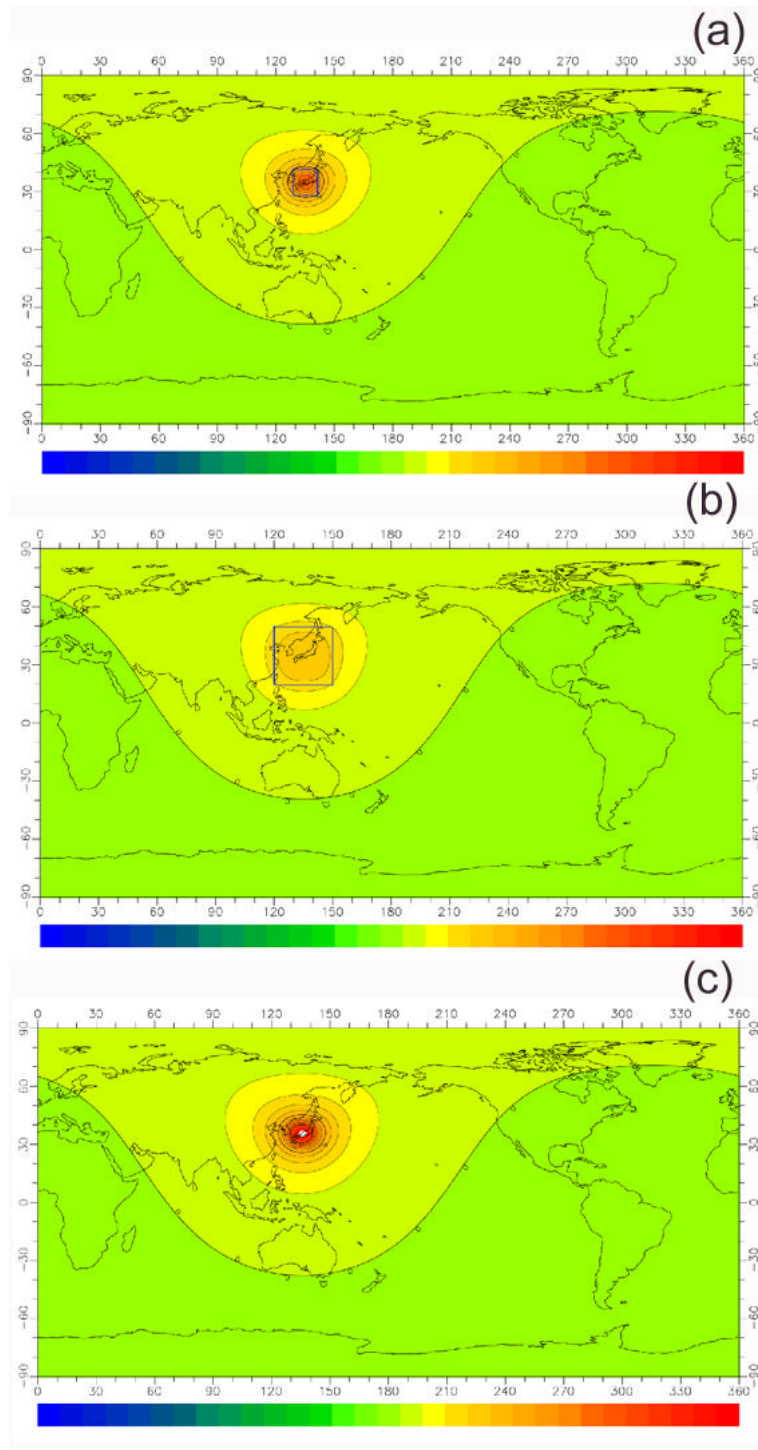


Fig. 7. Geoid height changes due to water mass loading. The areas of loaded mass (shown by blue rectangles) and the depth of the loaded water are; $10^\circ \times 10^\circ$ and 100 cm for (a); $30^\circ \times 30^\circ$ and 10cm for (b) ; $1^\circ \times 1^\circ$ and 10cm for (c), respectively. The contour intervals are 1mm for (a) and (b), and $1 \mu\text{m}$ for (c). The maximum value in (c) is 0.017 mm.

全球大気モデルによる 陸水貯留変動量の推定

仲江川 敏之¹

Tosiyuki NAKAEGAWA

¹気象研究所 研究官 (〒 305-0088 つくば市長峰 1-1, tnakaega@mri-jma.go.jp)

Land water storage is a important variable in the water cycle of the Earth system that has never been adequately monitored globally. Since variations in water storage on land affect the time dependent component of Earth's gravity field, a satellite which can accurately monitor the gravity field at monthly scale intervals, may soon provide global data on temporal changes in land water storage such as the NASA Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) satellite mission. The present study explore the water storage changes at 280km spatial resolution with different time scales. It reveals that most part of the land have a significant signals in both seasonal and interannual variation.

1. はじめに

陸水貯留変動量を直接計測することが重力ミッション衛星により可能となりつつある。これまでは地点でしか観測できなかった貯留変動量を全球規模で観測できるという点では大きな進展といえるが、NASAのGravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) ミッションでは 1000km 程度の空間解像度しか得られない。水文分野で近年行われている全球水循環に関する研究¹⁾では 250km 程度の解像度であり、GRACE ミッションの解像度はかなり粗いと言える。しかし、初めて陸水貯留変動量観測できると言う点は大きく、新たな領域の創出、既存成果の見直しなどがなされるかもしれない。

Rodell and Famiglietti によってすでに陸水貯留変動量の全球的なモデルによる見積りや²⁾ 地点観測による研究なども行われている³⁾。昨年行われた「新時代の衛星アルティメトリおよび衛星重力ミッションについての研究集会」(平成 13 年 11 月 30 日~12 月 1 日、メルパルク東京)で、自然的陸水貯留量と人為的陸水貯留量を資料から推定した結果について報告を行った⁴⁾。本稿では大気全球モデルを用いた陸水貯留量変動を算定した結果を報告する。

2. モデルと実験

(1) モデル概要

実験に用いたモデルは気象研究所/気象庁全球スケクトルモデル (MRI/JMA98) で、水平分解能はおおよそ 280km の T42、鉛直層数 30 で、最上層は 10hPa である⁵⁾。物理過程は以下のパラメタリゼーションを用いている。積雲対流は Prognostic Arakawa-Schubert (PAS) 方式⁶⁾、放射は 2 方向近似法^{7),8)}、大気境界層はリチャードソン数に依存したフラックス算定法⁹⁾、陸面モデルは植生、積雪、土壌から構成され、温度、水分量を予報する Simple Biosphere (SiB)^{10),11)}を改良した L3SiB である^{12),13),14)}。

a) 陸面モデル

陸水貯留量を算定している陸面モデルについて詳しく述べる。MJ98 の陸面過程に用いられているものは SiB に基づいている。このモデルは、GCM 用に開発された陸面水文過程モデルで、以下の過程をモデル化している。

- 葉の気孔の開閉による蒸散の制御
- 根からの土壌水の吸収
- 葉による降水の捕捉 (遮断降水) と大気への直接蒸発 (遮断蒸発)
- 土壌水の移動と流出
- 土壌水の凍結融解
- 積雪と融雪
- アルベードの日変化

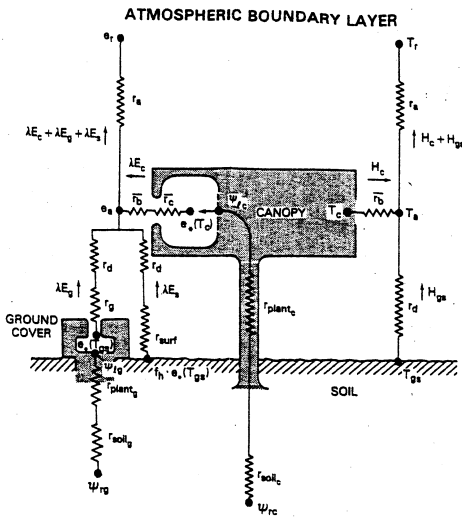


FIG. 1. Schematic diagram of the Simple Biosphere model (SiB). The transfer pathways for latent and sensible heat are shown on the left- and right-hand sides of the diagram, respectively.

図-1 SiBの模式図。Sellers and Dolman より引用。

土壌として扱っているのは表層から 2.5m 程度の部分だけで、表層 2cm、第 2 層 50cm、第 3 層 200cm と、3 層に分けて計算している。土壌の空隙は 30%~50% 程度なので、2.5m の厚さに最大で 1250mm 程度貯留されることになる。地下水は現在取り扱っていない点が本当の意味での陸水貯留量変動を算定しているとは言えない。しかし陸上での平均降水量は 720mm 程度で、しかもその大半は蒸発して陸水貯留量に影響を与えないことを考えると、1250mm の貯留量を持つ土壌は陸水貯留量変動の大半を表現できていると考えられる。

(2) 実験概要

上記モデルを用いて、1949 年から 1998 年までの 50 年積分を行った。水平解像度は T42(約 280km) で、鉛直レベルは 10hPa を上端とする 30 層である。海面水温と海水は、英国気象局 Hadley センター製作の Global Sea-Ice and Sea Surface Temperature Data Version 2.2(GISST2.2)¹⁵⁾を用いた。温暖化ガス増加や火山噴火によるエアロゾル等は考慮されていない。

3. 解析

(1) 季節変化

モデルの積分により得られた土壌水分量(液相 + 固相)と積雪量の和を陸水貯留量と考え、まず 50 年間の平均的な陸水貯留量を算定した。そして、3 月を年の始まりと考え、2 か月、4 か月、6 か月平均した陸水貯留量も算定した。そのうち 1 か月と 6 か月平均した陸水貯留量の年最大値と年最小値の差の地理的分布を表したのが、図 3 である。

1 か月平均で見ると、サハラ砂漠、アラビア半島の一部、アルゼンチン北部、オーストラリアの一部に 10mm 以下、即ち重力ミッション衛星で計測できない領域が見える。その他、シグナルの弱い地域はユーラシア東部の内陸部、アリゾナ州周辺等に見られるが、それ以外の地域では陸水貯留量は 100mm 以上あり、十分に重力ミッション衛星で探知できる程度のシグナルはあると言える。一方、6 か月平均となると、上記の地域を中心に変動量が 10mm 以下に抑えられる領域が多くなる。ユーラシアではヨーロッパから中国までの内陸部でシグナルが弱い領域が広がっている。

砂漠を始めとした乾燥地域でシグナルが弱いことは容易に想像が付く。また高緯度は降水量が少ないが、雨と異なり雪は冬季、流出すること無く積分されていくため、比較的シグナルが高い地域となっている。



図-2 土地被覆の地理的分布図。T42 の水平解像度の場合。各記号は土地被覆を表している。

- 葉面積、樹高等を考慮した風速
- 葉による放射の減衰

これらから、土壌の温度、葉温、土壌水分量、積雪量等を予報し、地表面における顕熱、潜熱、正味放射量等を計算している。SiB の模式図を図 1 に示す。

地表面被覆として扱っているのは 13 種類で、熱帯雨林、広葉樹林、タイガ、草原、砂漠、氷床等があり、被覆が決まると陸面モデルに必要なパラメータが全て決まるようにしている。また、植生域では葉の量を表す葉面積指数(LAI:m²/m²)が季節変化するように与えている。図 2 に土地被覆の地理的分布を示す。

(2) 年々変化

ここでは異なる年で同期間の変動が計測可能かについて調べる。その指標として、各期間毎の年々変動に対する標準偏差を計算し、その平均値を求めた。図4にその地理的分布が示されている。

季節変化の場合と一番異なる点は1ヵ月平均と6ヵ月平均とで余り異ならないという点である。年々変動の方では80mmを越える地域が殆ど無く、仮に重力ミッション衛星の陸水検知精度が40mmとすると大半の地域で有意なシグナルが得られなくなることが分かる。また、季節変化で有意なシグナルを得ることが難しいと考えられていたサハラ砂漠などでは弱いながらもシグナルが見えている。即ちこうした地域では、平均的な季節変化のシグナルは弱い、年々変動は大きいと言うことを示している。

4. まとめ

本稿では大気GCMを用いて、陸水貯留量変化のシグナルの大きさが、平均時間スケールの違いによってどのように変化するかを簡単に調べた。ここで示した結果は水平スケール300km程度であり、GRACE follow-onで期待される程度の水平スケールである。1000kmという平均操作によって、今見えているシグナルが失われる可能性は十分にあり、今後は平均する時空間スケールによって、季節変化、年々変動のシグナルの大きさがどのように変わるかを調べていく必要がある。

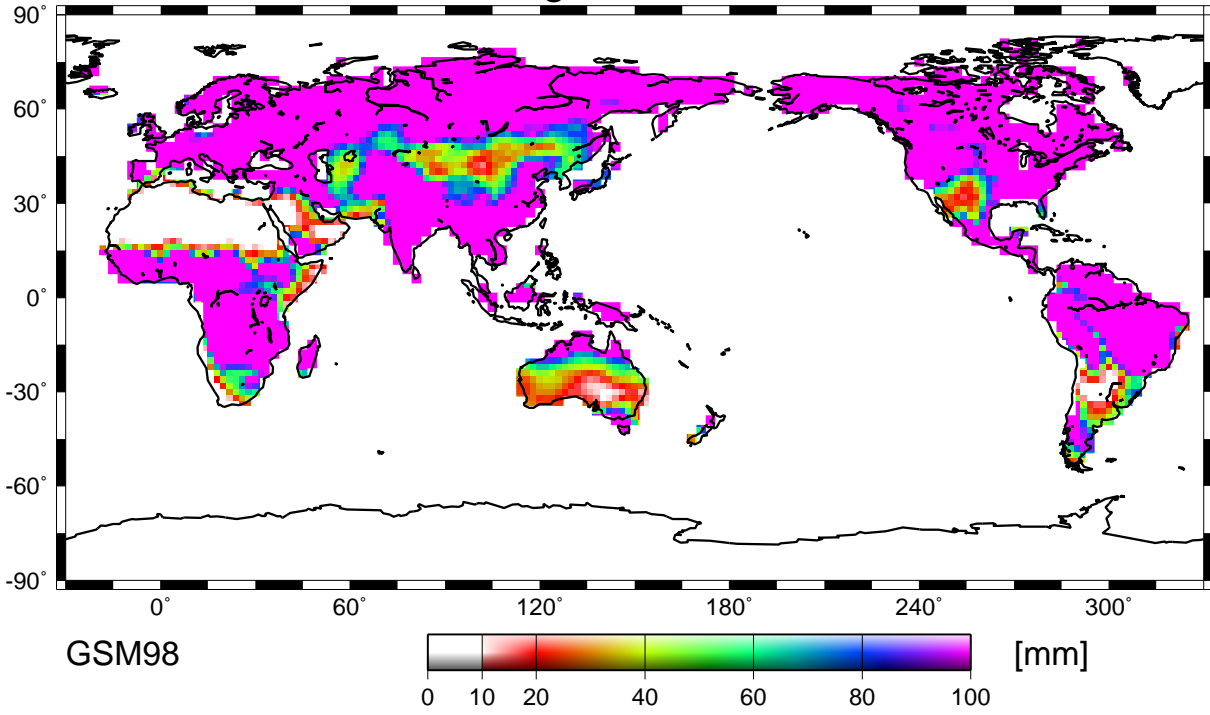
参考文献

- 1) T. Oki and K. Musiak. Global atmospheric water balance and runoff from large river basin. In J. D. Kalma and M. Sivapalan, editors, *Scale Issues in Hydrological Modelling*, pp. 411–434. Wiley & Sons, Inc., 1995.
- 2) M. Rodell and J. S. Famiglietti. Detectability of variations in continental water storage from satellite observations of the time dependent gravity field. *Wat. Resour. Resear.*, Vol. 35, No. 9, pp. 2705–2723, 1999.
- 3) M. Rodell and J. S. Famiglietti. An analysis of terrestrial water storage variations in Illinois with implications for the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE). *Wat. Resour. Resear.*, Vol. 37, pp. 1327–1339, 2001.
- 4) 仲江川敏之. グローバル水循環と重力ミッション. 新時代の衛星アルティメトリーおよび衛星重力ミッションについての研究集会, pp. 29–32, メルバルク東京, 2001.
- 5) Numerical Prediction Division. Outline of the operational numerical weather prediction at the japan meteorological agency. Technical report, Japan Meteorological Agency, Tokyo, Japan, 1979. Appendix to progress report on numerical weather prediction.
- 6) D. Randall and D. M. Pan. Implementation of the arakawa-shubert cumulus parameterization of cumulus convectin in numerical models. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 46, pp. 137–144, 1993.

- 7) M. Sugi, K. Kuma, N. Hasegawa, T. Iwasaki, S. Yamada, and T. Kitade. Description and performance of the jma operational global spectral model (jma-gsm88). *Geophys. Mag.* 105–130, Meteorological Research Institute, Japan Meteorological Agency, Tsukuba, Japan, 1990.
- 8) A. A. Lacis and J. E. Hansen. A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 31, , 1974.
- 9) J. Louis. A short history of PBL parameterization at ECMWF. In *Workshop on planetary boundary layer parameterization*, pp. 59–80. ECMWF, 1982.
- 10) P. J. Sellers, Y. Mintz, Y. C. Sud, and A. Dalcher. Simple biosphere model (SiB) for use within general circulation model. *J. of Atmos. Sci.*, Vol. 43, pp. 505–531, 1986.
- 11) N. Sato, P. J. Sellers, D. A. Randall, E. K. Schneider, J. Shukla, J. L. Kinter III, Y-T Hou, and E. Albertazzi. Effects of implementing the simple biosphere model (SiB) in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 46, pp. 2757–2782, 1989.
- 12) 大泉三津夫, 保坂征宏. 陸面過程. Technical report, 気象庁予報部, 2000.
- 13) 仲江川敏之. AGCM 陸面土壌水分移動スキームがモデル気候値に与える影響. 水文・水資源学会 2000 年研究発表会要旨集, pp. 8–9, 琵琶湖博物館, 京都大学大学院農学研究科, 2000.
- 14) 仲江川敏之, 保坂征宏, 杉正人. 土壌水分鉛直移動駆動力の地域的特徴に関する基礎的検討. 水工学論文集, Vol. 45, pp. 337–342, 2001.
- 15) N. A. Rayner, E. B. Horton, D. E. Parker, C. K. Folland, and R. B. Hackett. Version 2.2 of the global sea-ice and sea surface temperature data set, 1931–1994. Climate research technical note, Hadley Center, Meteorological Office, 1996.

Max.-Min. of Water Storage at Land

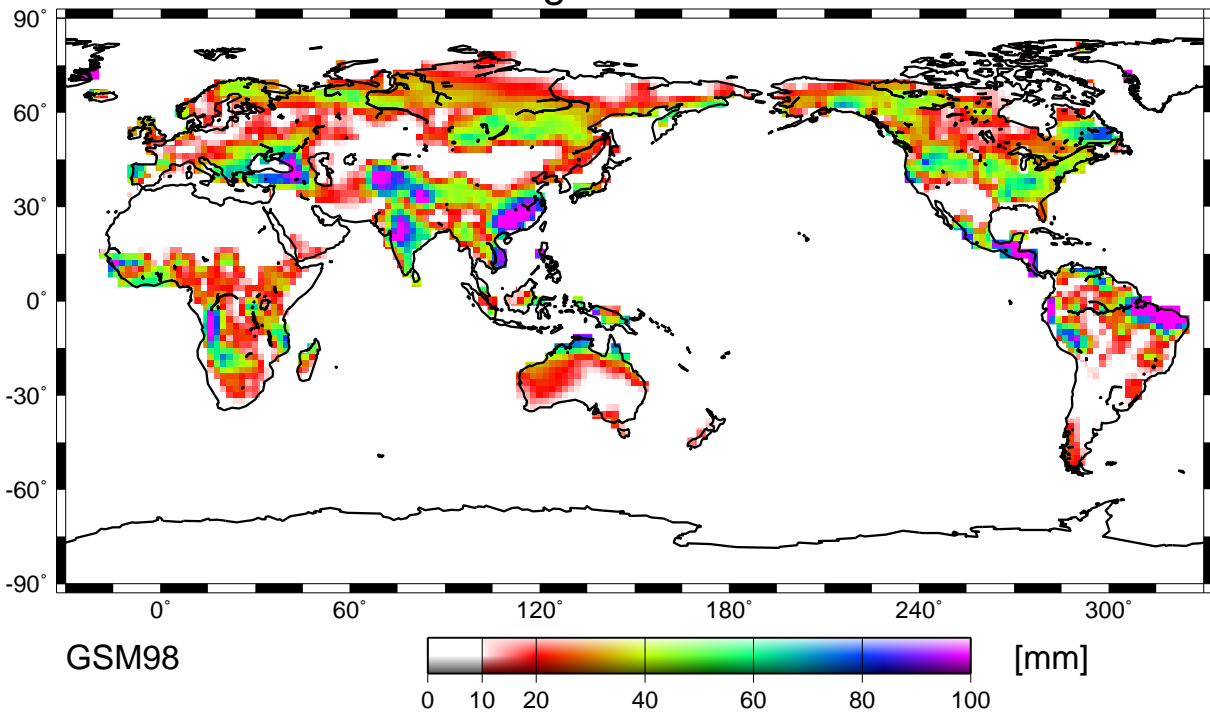
1 Months Mean



(a) 1ヵ月平均

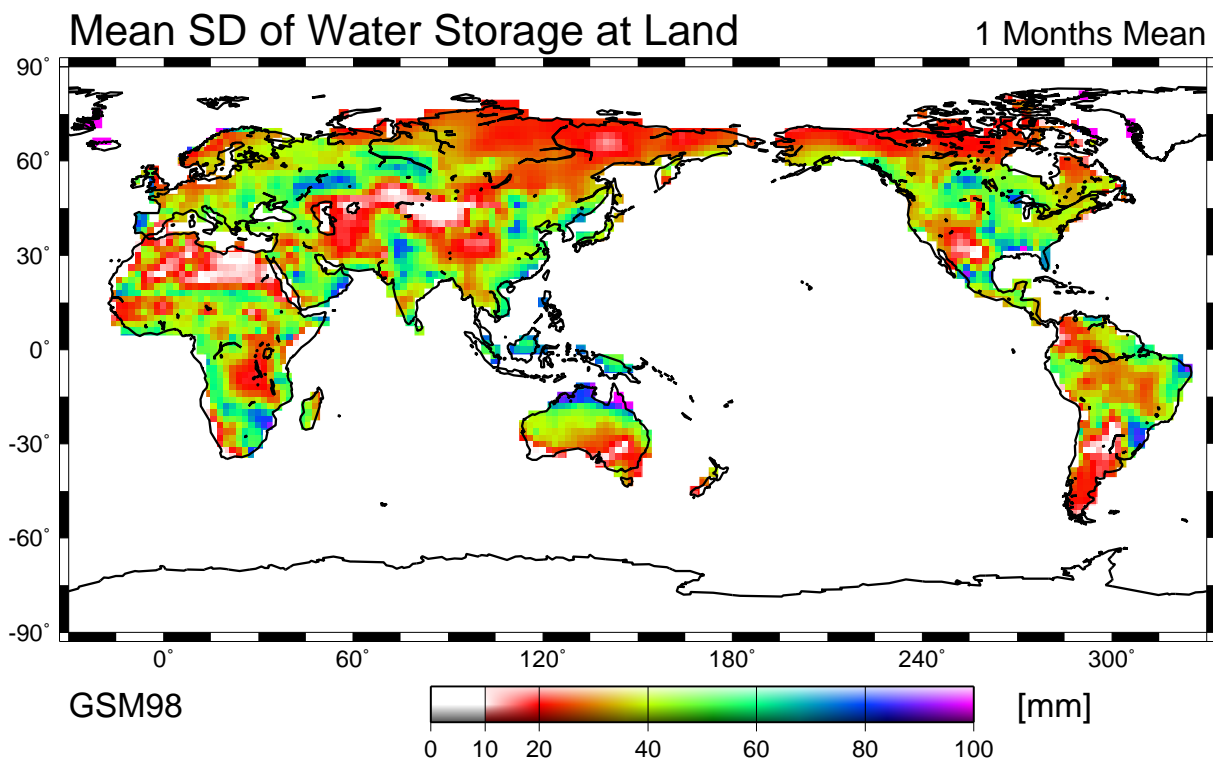
Max.-Min. of Water Storage at Land

6 Months Mean

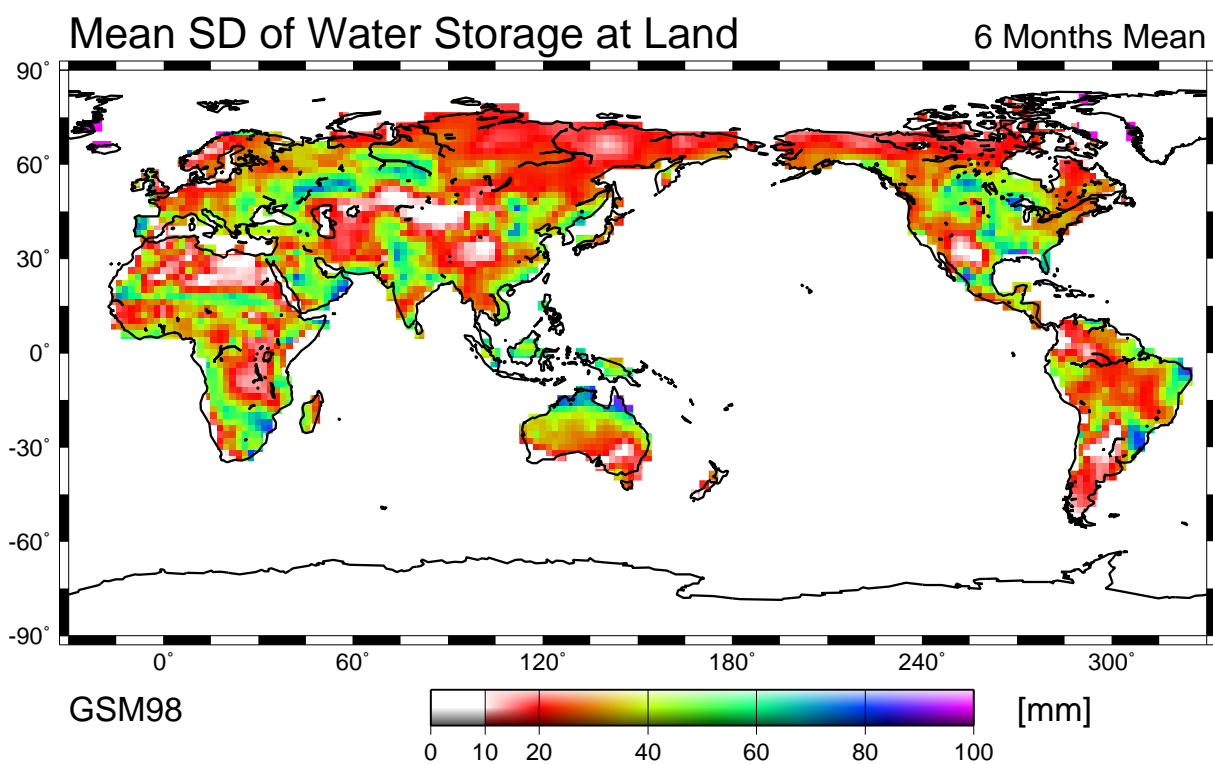


(b) 6ヵ月平均

図-3 陸域貯留量の季節変化。(a)1ヵ月平均、(b)6ヵ月平均。



(a) 1ヵ月平均



(b) 6ヵ月平均

図-4 陸域貯留量の年々変動の標準偏差平均。(a)1ヵ月平均、(b)6ヵ月平均。

海洋研究とGRACEミッション

市川 香
(九州大学応用力学研究所)
ichikawa@riam.kyushu-u.ac.jp

Abstract

The precious contributions of the altimetry to oceanographic researches are first reviewed. Then, some difficulties in use of the altimetry data are examined whether they can be resolved by forthcoming GRACE mission data; these difficulties are, capturing fast-moving signals, description in the absolute sea surface dynamic topography field, and estimation of vertical density structure of the ocean.

1. はじめに

自然科学の分野では、実験・観測技術が向上することで新しい事実が発見され、これを基にして学問領域が飛躍的な発展を遂げることが多い。近年の海洋研究、特に海洋物理学の分野では、人工衛星海面高度計が、こういった革新的な観測技術の一つであった。

そこで本稿では、海面高度計が海洋研究の発展に果たした役割を、まず簡単に振り返る。同時に、高度計の観測だけでは解明できなかった課題点が何かについても言及する。本稿の後半では、新たな革新的観測として期待される GRACE ミッションで、これらの海洋研究上の課題が解決できるか否かを検討することにする。

2. 海面高度計が海洋研究に果たした役割

現在までに海洋研究に使用されてきた人工衛星海面高度計は、1978 年の Seasat、1986 ~ 1989 年の Geosat Exact Repeat Mission (ERM)、そして 1992 年以降の TOPEX/POSEIDON (T/P) と ERS-1、ERS-2 がある。ここでは、それぞれの高度計が、その時代で明らかにしてきた海洋学的な知見と、当時の観測では明らかにすることができなかった事項について振り返ることにする。

2.1. Seasatによって得られた知見

Seasat は、初めての本格的な人工衛星海面高度計であるが、電気系統の故障により、わずか 3 ヶ月で観測が終了してしまっただけでなく、さらに、期間の前半は約 17 日でほぼ元の位置に戻る軌道パターンで、後半では約 3 日の繰り返し軌道パターン (ERM) に変わったため、ある地点の海面高度の時系列を考える上では扱いにくい観測データであった。

Seasat の観測データで明らかになった最も重要な知見は、(当時の) 海上ジオイド・モデルは、海洋物理学で要求される精度を満たしていないことが明らかになったことだろう。Seasat の海面高度データとジオイド・モデルから求めた絶対海面力学高度場は、明らかにジオイド・モデルの誤差が支配的で、その勾配に海流の痕跡を探し出すことすら難しかった。むしろ、海洋の密度場の現場観測から力学計算を使って求めた力学高度と Seasat 高度計データを併用することで、海上ジオイドの誤差を補正することができるほどであった。

一方、ジオイド・モデルの誤差の影響を受けない海面力学高度の時間変動成分に関

しては、数 10cm 程度の振幅を持った顕著な海洋現象なら Seasat 当時の観測技術でも充分検出できることが明らかになった。例えば、西岸境界流や南極周極流などの強流の蛇行や、それらから切離した渦などに関しては、海面力学高度の時間変動成分の凹凸として認識できることが示された。ただし、ジオイドの空間的变化が激しい海溝や海山付近では、海面力学高度の時間変動成分にまでジオイド・モデルの誤差が含まれてしまうことがあった。これは、観測期間の前半が ERM ではないので、観測地点が空間的にややずれるためである。

2.2. Geosat ERMによって得られた知見

Geosat では、上記の Seasat の問題点のうち、2 年以上にわたる観測期間の長期化と、ERM による繰り返し観測によって、海面力学高度場の時間変動成分を正確に抽出することが可能となった。この結果、海洋には数百～数千 km スケールの中規模の擾乱が非常に多数存在していることが明らかになり、その多くは内部ロスビー波の位相速度程度で西に進む性質があることもわかった。

ただし、これよりも空間スケールの大きな現象に関しては、Geosat 高度計の観測は不十分であった。これは、衛星軌道の誤差がまだ存在していて、長波長の信号と分離できなかったためである。また、Geosat の観測パターンでは潮汐のエリアジングで長周期の偽の信号が作られることも指摘されており、この意味でも長周期・長波長の信号の信頼性は低かった。

2.3. T/PとERS-1/2によって得られた知見

T/P は、海面高度変動を高精度に観測することを目的に打ち上げられた衛星で、衛星軌道高度を高くして軌道決定精度を向上したり、潮汐のエリアジングの影響が小さくなるような観測パターンを選択してある。また、観測期間も 9 年を超え、非常に長期間継続している。このため、Geosat では取り扱えなかった長周期・長波長の現象を対象とすることができるようになった。特に、海表面の年周期の熱膨張にともなうステリック・ハイト（以下 SH と略記）の変動が意外と大きく、風応力などに起因する変動と同程度、あるいはそれ以上の振幅を持ちうるということが明らかになった。その他にも、El Nino のような経年変動や、潮汐モデルの飛躍的な改良も、T/P の長期間の高精度観測によるものである。

また、T/P の観測期間中には ERS-1/2 も観測を行っており、複数の衛星海面高度計による同時観測が初めて行われた期間でもある。このため、単位時間あたりの観測回数は増加し、中規模スケールの擾乱に対してもより詳細な観測を行うことができた。

さらに、T/P の観測期間中には、人工衛星マイクロ波散乱計が全球の海上風の観測を行っていた。良質な海上風のデータが T/P や ERS-1/2 の海面高度データと併用できたため、海洋表層の力学的な応答に関する理解が進んだ。と同時に、風応力の変動に応答して速い速度で伝搬する海洋の擾乱（「順圧応答」と呼ばれる）は、衛星の直下しか計測できない高度計のサンプリングでは正しく捕捉できないことも明らかになった。この順圧応答の強度は中規模渦などに比べればずっと小さいが、高度計の観測精度そのものが向上してきたために、誤差の対象として議論されるようになったと言える。

2.4. 海面高度計のみでは明らかにできない事象

これまでの節でも言及してきたが、海面高度計のデータのみでは明らかにできない事象が、依然いくつか残っている。まず、すぐ前の節で述べたように、衛星直下しか計測できない海面高度計の観測法では、順圧応答などの伝搬速度の速い信号はうまく

捕捉できない。

また、海面力学高度は、依然として時間変動成分のみが研究対象となっている。海上ジオイド・モデルは Seasat の時代からかなり改善されており、特に長波長成分の精度は充分高いが、海洋の典型的な空間スケールである内部ロスビー変形半径の数倍（中緯度で数十～数百 km 程度）まで細かい構造はまだ正確に表現することができていないため、絶対海面力学高度場での記述ができないのが実情である。

さらに、これは人工衛星海洋観測全般に言えることだが、得られる知見が海洋表層に限定されてしまう。風応力の変動で生じる海面力学高度の変動成分と SH 成分とを正しく分離するなど、海洋物理学的に質の違う現象を鉛直方向の構造の違いに留意して区別することが今後最も必要とされるだろう。

以下の節では、これらの課題が、GRACE ミッションの観測データを使用することで改善されるか否かを検討する。

3. GRACE ミッションによる改善の可能性

3.1. 順圧応答などの速い擾乱の捕捉

ある瞬間における観測の空間的範囲が非常に限定されている海面高度計の測定法では、順圧応答などの速く伝搬する擾乱はうまく捕捉できない。しかし、実はこの状況は GRACE ミッションの場合でも同じであるから、GRACE のデータを用いてもこの問題を解決することはできないだろう。むしろ、海面高度計と同様に、海上風データと数値モデルを使った「補正」を GRACE ミッションのデータに施すことになる。

3.2. 絶対海面力学高度の絶対場の記述

海洋での典型的な空間スケールでジオイド・モデルの精度が高ければ、海面高度計データから絶対海面力学高度場が直接に記述できる。GRACE ミッションの時間平均データを用いれば、海上ジオイドは大幅に改善されると期待できるため、数百 km のスケールの海洋現象は絶対海面力学高度の絶対場で詳細に記述できるだろう。

実は、海洋表層の流れの分布は、南大洋や太平洋中央部などでは、たとえ気候学的な長期平均を取ったとしても、良くわかっていないのが実情である。Fig.1 に示したように、深部までの観測がまだ一度も行われたことがない海域は、意外と多く存在している。こういった海域では、周辺の観測データを内挿して海面力学高度の推定が行われているが、GRACE ミッションによって改良されたジオイド・モデルと海面高度計を用いれば、この内挿スケールよりもずっと細かい空間分解能で海面力学高度の観測値が得られるだろう。

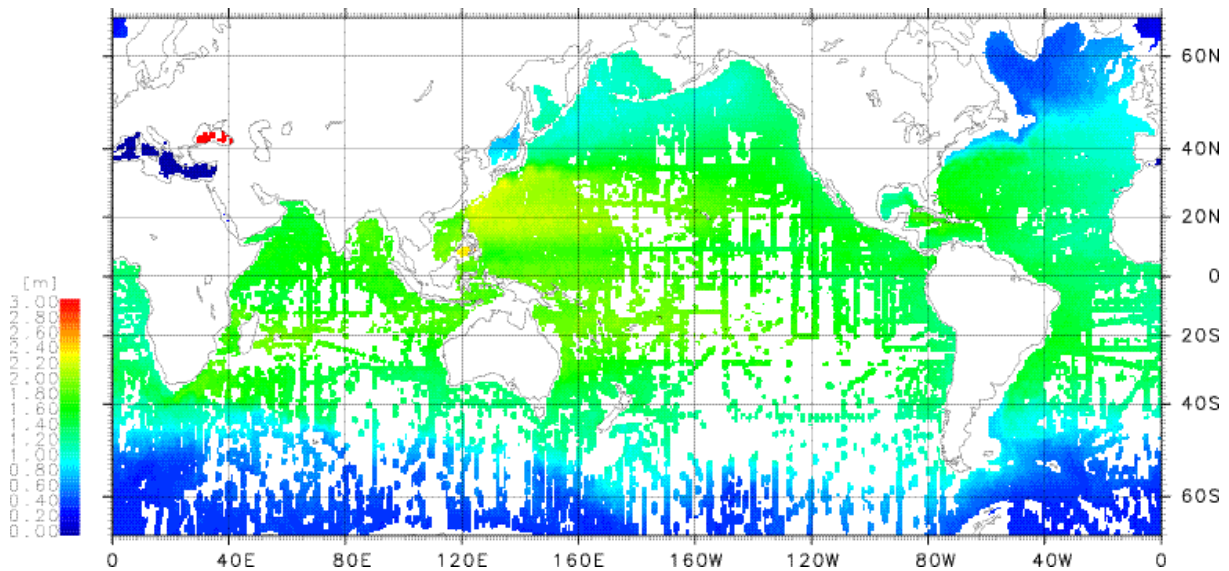


Fig.1: 1000db を無流面とした海面力学高度の気候学的平均値の分布．ただし， 0.25° 格子の中で 1 回も現場観測が行われていない場合は，色を付けていない．南大洋や太平洋・インド洋の中央部などで欠測域が目立つ．

こういった観測の少ない海域の他に，南極周極流や黒潮など時間平均流が大きい海域でも，絶対海面力学高度場が利用できると我々の理解は大幅に改善される．これは，時間変動場のみでは，流れが蛇行しているのか，切離した渦が存在しているのかの区別がつかないためである．

ただし，西岸境界流の幅は約 100km 程度であるため，GRACE ミッション単独の空間分解能では若干不足してしまうだろう．さらに，西岸境界流はその名の通り海洋の西岸近くを流れるため，すぐ周辺で大陸斜面など海底地形の空間的な変化が大きくなり，必然的にジオイドは短波長成分が支配的になってしまう．実は，海山列や海嶺など海底地形が急変するところは，（西岸に限らず）地形に捕捉された局所的な流れが生じやすい場所であり，かつ海洋の擾乱が生じやすい場所でもある．つまり，海洋学的に興味深い現象の多くは，地形が急変する海域に集中する傾向がある．従って，GRACE ミッションで改善されるジオイド・モデルの分解能に限界があるという問題は，海洋学への応用を考える上では存外影響が大きくなる．

3.3. 密度の鉛直構造の推定

海面高度の変動を海洋物理学的に分類すると，SH，傾圧成分，順圧成分から成ると考えられる (Fig.2)．このうち，SH は海面での熱フラックスによるもので，季節温度躍層（水深およそ数十 m）の上層で温度が変化し，その熱膨張によって海水柱の高さが変化する．この過程には本質的に水の移動を伴わないため，季節温度躍層の上層の質量は変わらず，その下層での圧力に変化はない．一方，順圧と傾圧の成分は，主に主温度躍層（水深およそ数百 m）の上層で水が収束・発散し，それにともなって躍層と海面が上下動することで生じている．このうち順圧成分は，海面と主温度躍層が平行になっていて，海表面から海底まで圧力の水平勾配が同じになる．対して傾圧成分では，海面と主温度躍層の凹凸が逆転してアイソスタシーが成立しており，下層では圧力の水平勾配がなくなる．

ところで，海洋の場合，圧力の水平勾配とは地衡流を表しているから，以上の議論は地衡流の鉛直分布としても解釈できる．すなわち，SH にともなう地衡流は海表面の

ごく近くの季節温度躍層までに限定される．傾圧成分の地衡流は主温度躍層の上に集中しており，下層では流れがなくなる．対して順圧の地衡流は海面から海底まで同じ流速が続く．従って，海底での流速は順圧成分のみになる．

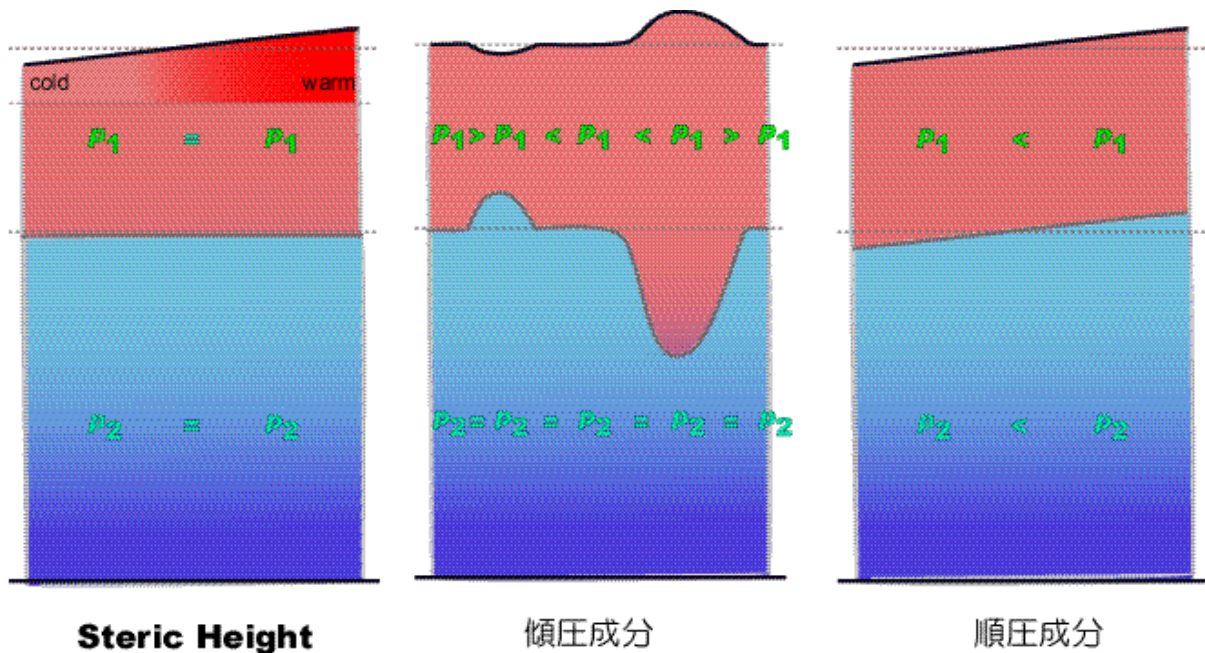


Fig.2: SH,傾圧成分,順圧成分の各々の密度と圧力の分布の概念図. p_1 は季節温度躍層より深部, p_2 は主温度躍層より深部の圧力. SH と傾圧成分は, それぞれ季節と主温度躍層の上部でアイソスタシーが成立しているのので, それより下層の圧力には水平勾配がない.

GRACE ミッションによって, 重力場の時間変動が計測できるようになる. 大気の補正が正しく行われたとすると, 比較的短い時間スケールの重力場の変化は, 海洋の質量変化による寄与が大きい. 海洋の質量変化とは, すなわち海水柱の海底での圧力変化だから, 結局 GRACE ミッションによる重力場の時間変動成分とは, 海底圧力計を無数に展開したものと同種であると考えられる. Fig.2 で見たように, 海底での圧力勾配の変化に参与するのは順圧成分のみで, SH と傾圧成分はともに海底圧力には影響しない. 従って, GRACE ミッションによって得られる海洋の鉛直構造の情報は, 順圧成分を他の2つから分離するところであり, 傾圧成分と SH との分離は行えない.

では, 順圧成分が分離できることに, 海洋学的にはどんな意義があるだろうか. Fig.3 に示した日本南岸の水温と地衡流の鉛直分布図を見ると, 水深 200 ~ 600m 付近に等温線の混んだ主温度躍層があり, 地衡流速が大きいのはそれよりも上層に限られている. 対して, 順圧流速である海底付近の流速は, ほとんどの海域で数 cm/s 以下しかない. しかし, 流速を鉛直積分して流量を求める場合には, 積分距離が長いので順圧流量の寄与が大きくなり, 流速は大きい表層の数百 m に限定された傾圧流量と同程度と, 順圧流量を無視することはできなくなる. ところが, 深くて弱い順圧流を現場観測から求めるのは非常に困難である. 従って, GRACE ミッションのデータを用いることで順圧成分が分離できるのであれば, 水や熱などの輸送を考える上で, 非常に有効な情報となる.

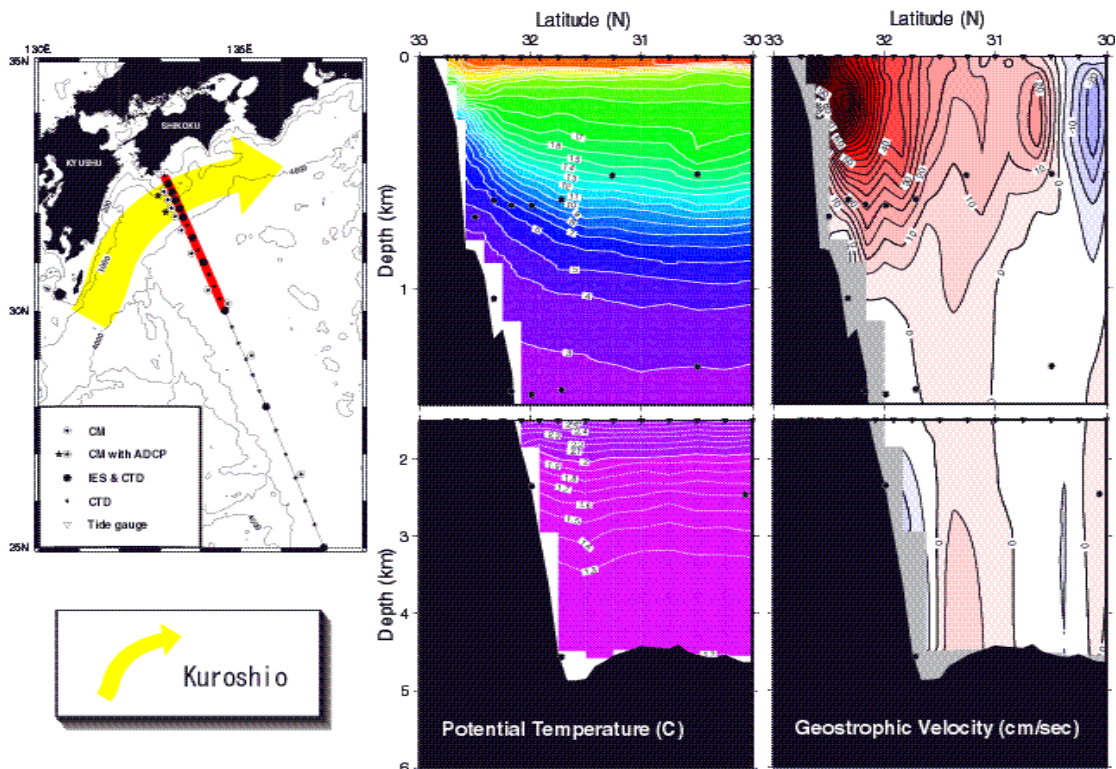


Fig.3: 四国沖の観測線（左図）沿いに見た黒潮の水温（中央）と、測線を北東に横切る方向の地衡流（右）の鉛直断面図（内田，私信）. 水温と地衡流の鉛直分布図では，上層の 1500m を拡大して表示してある．

ところで，順圧流は海底付近でも流れるため，下層に流れがない傾圧流よりも海底地形を感じやすい．順圧流には，海水柱の高さをあまり変えたがらないという性質があるので，海山や海膨などが存在していると，流れがそれを乗り越えて水柱を縮ませるよりも，迂回しようとする傾向がある．その結果，順圧の流れは地形の影響を受けて流路が曲がる．前節で考慮したように，GRACE ミッションの空間分解能には制限があるため，海底地形に捕捉されやすい順圧流が，GRACE のデータでどの程度表現できるかが，実用上の問題となるであろう．

4. まとめ

海面高度計によって海洋研究にもたらされた知見を振り返りつつ，今後の発展が必要な事項を考察し，これらが GRACE ミッションによってどの程度明らかにされていくかを検討した．

特に期待されるのは，主に二つの事項である．一つは，GRACE ミッションによる重力場の時間平均データを用いて海上ジオイド・モデルを改善すると，海面力学高度場を（時間変動成分のみでなく）平均まで含めた絶対高度で記述することが可能になる点である．もう一方は，重力場の時間変動を精度良く計測することで，海洋の順圧成分の変動が計測できる可能性がある点である．

ただし，どちらの場合にせよ，海洋学的に興味深い現象は，海底地形に凹凸がある，すなわちジオイドが空間的に急変するような海域に限定されている場合が多い．GRACE ミッションの空間分解能は，これらを精度良く表現するには不足しているので，海洋研究のためには，GRACE のデータと現場での重力観測などを併用してゆく必要があるだろう．

Glacial Rebound と重力・地殻変動の時間変化：南極とグリーンランド氷床の最近のマスバランスの推定方法について

中田 正夫(1), 奥野 淳一(2)

(1) 〒812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1 九州大学理学研究院地球惑星科学部門

E-mail: mnakada@geo.kyushu-u.ac.jp

(2) 〒113-0032 文京区弥生 1-1-1 東京大学地震研究所

E-mail: okuno@eri.u-tokyo.ac.jp

Abstract

It is very important to investigate the present mass balance of the Antarctic and Greenland ice sheets. In these regions, however, the postglacial rebound (viscous deformation) and the elastic deformation due to the recent melting cause crustal movement and gravity change. It is therefore important to estimate the magnitude of geophysical signals for each phenomenon. In this study, we show that the separation is possible by using both the gravity change and the change of crustal movement.

1. はじめに

2 万年前から 6 千年前の氷床の融解に伴う固体地球の変形 (Glacial Rebound) と、最近の地球温暖化に伴う南極やグリーンランド氷床の融解 (例えば Mitrovica et al. 2001; Thomas, 2001) による変形を評価することは非常に重要である。つまり、観測された重力や地殻変動の時間変化から各々現象に対する成分を見積もることにより、南極やグリーンランド氷床の現在のマスバランスを推定することができる。この小論では分離方法について議論を行い、かつモデル計算の結果を示す。なお、基本的な考えは、Wahr et al. (1995) によって提案されている。

2. Postglacial rebound 域における重力と地殻変動の時間変化

氷床融解後 (postglacial phase) による地球の変形は粘性変形である。氷床中心域、点 A における地殻変動と重力 (solid surface gravity) の時間変化を考えよう。postglacial phase の氷床域の地殻の隆起 (h_v) は海面 (ジオイド) の変化 (ζ_v) に比べ十分大きい。つまり相対海面変化 (ξ_v) はほぼ地殻の隆起量に等しい ($\xi_v \approx h_v$)。この隆起に伴う free-air gravity 補正は $0.3086\mu\text{Gal}/\text{mm}$ である。また、隆起に伴う Bouguer 補正は、隆起した部分へのマントル物質の流れ込みを考えると $0.154\mu\text{Gal}/\text{mm}$ である (Wahr et al., 1995)。つまり、点 A における地殻変動の時間変化 dh_v/dt と重力の時間変化 dg_v/dt の関係は式(1)で表現できる。

$$dg_v/dt = -0.15dh_v/dt \quad (1)$$

図 1, 2 に氷床モデル ARC3+ANT4b(Nakada and Lambeck, 1988), 粘弾性地球モデル (弾性モデルは PREM) は弾性リソスフェアの厚さ(H_1)が 100km, 上部マンツルの粘性率(η_{um})が 5×10^{20} Pa s, 下部マンツルの粘性率(η_{lm})が 10^{22} Pa s に対する地殻変動と重力の時間変化を示す。以下の計算ではすべてこのモデルを用いた。

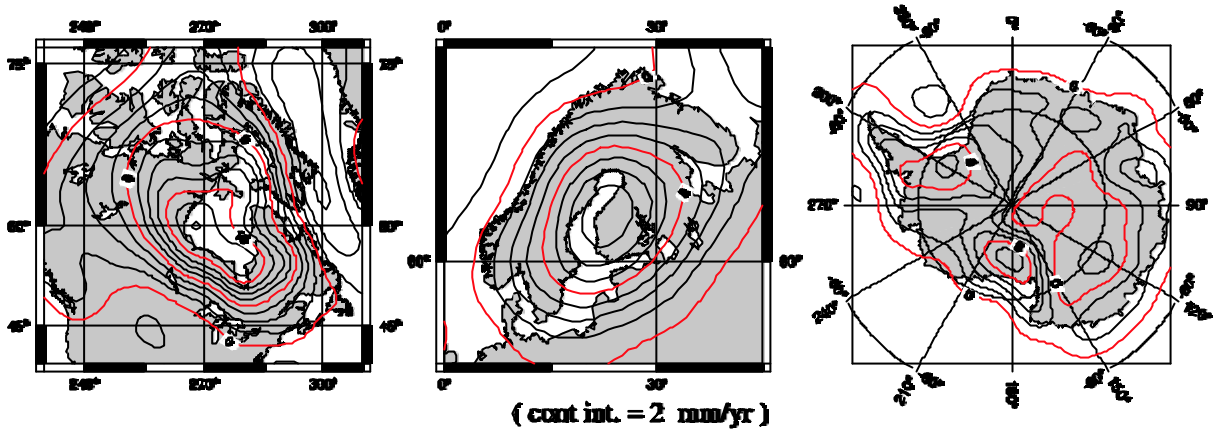


図 1 : Postglacial rebound 地域における鉛直方向の地殻変動の時間変化

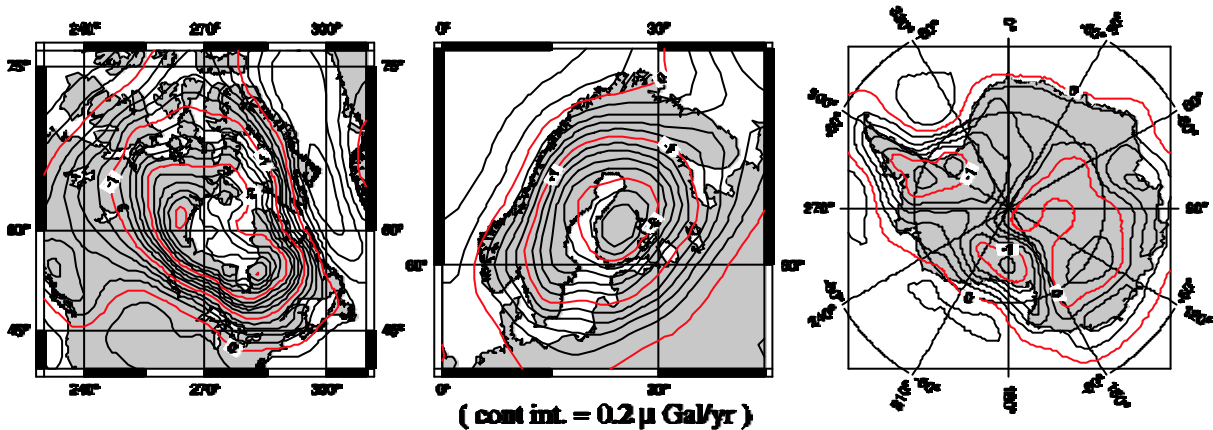


図 2 : Postglacial rebound 地域における重力の時間変化

次に free-air gravity と地殻変動の時間変化の関係を調べよう。A での地殻隆起に伴う free-air gravity の変化は、隆起した部分へのマンツル物質の流れ込みが原因であり、関係式(2)が成立する。

$$dg_{fa, v}/dt = 0.15dh_v/dt \quad (2)$$

図 3 に free-air gravity の時間変化の計算値を示す。また、図 4 には水平方向の地殻変動の時間変化を示す。図 1 と図 4 を比較すると、水平方向の地殻変動は垂直地殻変動の 1/10 1/3 であることがわかる。これらの諸量は、ハドソン湾やスカンジナビア域の重力異常が

glacial rebound 起源か，マントル対流起源かに対して大きな制約を与え，マントルの粘性率の研究に関して非常に重要である (Milne et al., 2001) .

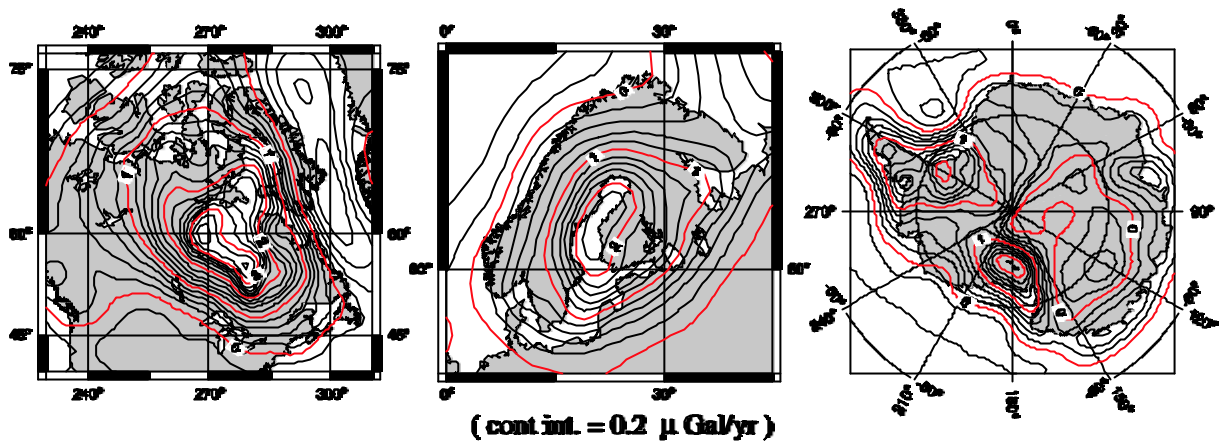


図 3 : Postglacial rebound 地域における free-air gravity の時間変化

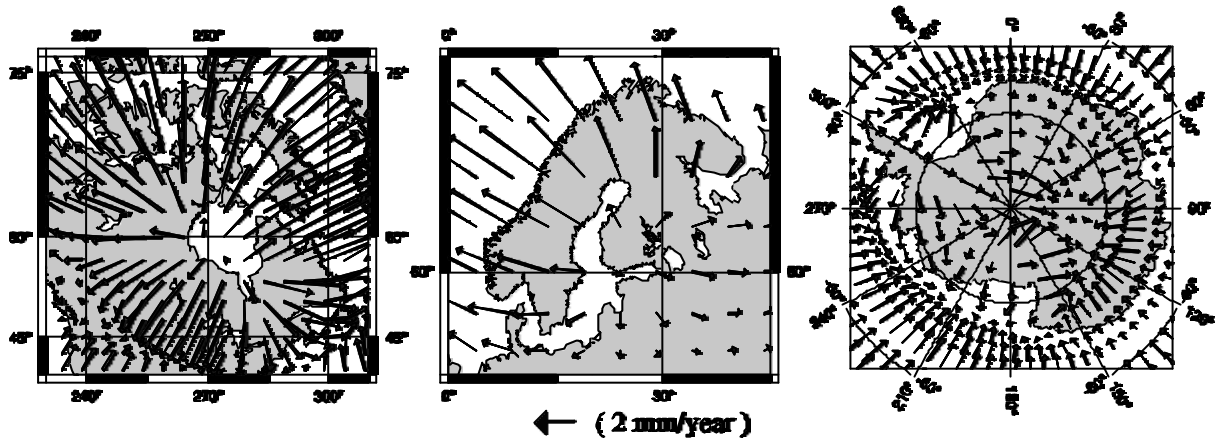


図 4 : Postglacial rebound 地域における水平方向の地殻変動の時間変化

3. 氷床の融解が現在のみ生じている場合の重力と地殻変動の時間変化

氷床の融解が現在のみ生じている場合を考えよう．この場合は弾性変形の効果のみを考えればよい．南極やグリーンランドでのこれらの時間変化は postglacial rebound の寄与も含むので，このケースは仮想的である．Bedrock 上の点 A で地殻変動と重力を測定したとする．この場合の重力変化は，重力変化の kernel の評価 $[-1/2-(n+1)k_n^E]/2h_n^E$ (0.1 0.2)より，関係式(3)が得られる． h_n^E , k_n^E は弾性ラブ数， n は次数である．

$$dg_e/dt = -0.25dh_e/dt \quad (3)$$

(3) の重力変化は free-air gravity 補正項が主である．図 5, 6 に，簡単なモデルによる隆起速度と重力の時間変化の図を示す．モデル計算に使用したモデルは，半径が 5° の disk load の氷床が 200 mm/yr で一様に薄くなるモデルで，このモデルによるユースタティック海

面上昇は 0.5 mm/yr である . この図は関係式(3)を支持する . つまり , disk load の中心域で , $dh_e/dt = 6 \text{ mm/yr}$, $dg_e/dt = -1.5\mu\text{Gal/yr}$ である .

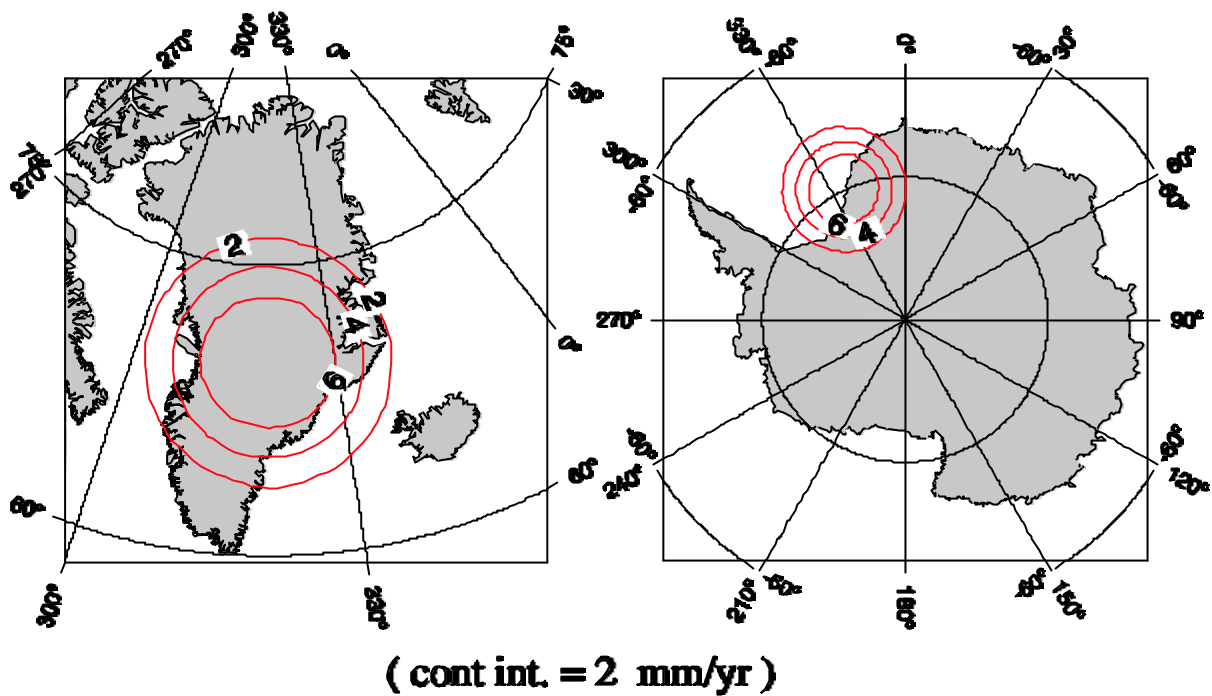


図 5 : 現在の氷床の融解による鉛直方向の地殻変動の時間変化

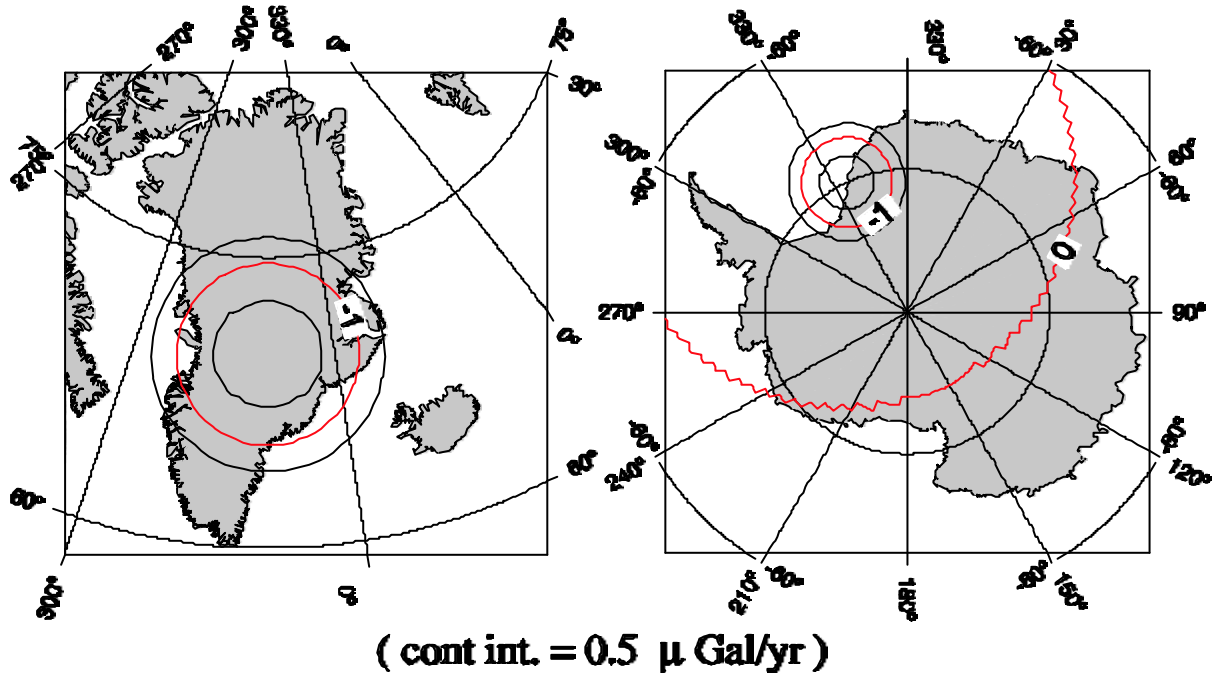


図 6 : 現在の氷床の融解による重力の時間変化

また , free-air gravity の時間変化は氷床が重力的に引き付けていた海水の解放による海面低下 (ζ_e) を考慮し , 関係式(4)が得られる . ζ_e は正とする .

$$dg_{fa,e}/dt=0.3d\zeta_e/dt + 0.05dh_e/dt \quad (4)$$

モデル計算の結果は示さないが、氷床の薄化によるジオイドの低下 (ζ_e) は 2mm/yr, 地殻の隆起 (h_e) は 6mm/yr で free-air gravity の時間変化は 0.9 μ Gal/yr となる。

4. Postglacial rebound と最近の氷床融解を考慮した重力と地殻変動の時間変化 - West Antarctica や Greenland 氷床のケース -

このケースは postglacial rebound による粘性変形と、最近の氷床融解に伴う弾性変形を考慮する必要がある。観測を bedrock で行った場合の solid surface gravity の観測量を g_{obs} , vertical uplift を h_{obs} , free-air gravity $g_{fa,obs}$ とすると、以下の関係式(5) (7)が得られる。

$$d(g_{obs})/dt = d(g_v)/dt + d(g_e)/dt \quad (g_v:\text{viscous}, g_e:\text{elastic}) \quad (5)$$

$$d(h_{obs})/dt = d(h_v)/dt + d(h_e)/dt \quad (6)$$

$$d(g_{fa,obs})/dt = d(g_{fa,v})/dt + d(g_{fa,e})/dt \quad (7)$$

(1), (3)を(5)に代入すると(8)式がえられる。

$$d(g_{obs})/dt = -0.15d(h_v)/dt - 0.25d(h_e)/dt \quad (8)$$

(6)と(8)の関係式は、観測された重力と地殻変動の観測値を用い、粘性変形による成分 (postglacial) と弾性変形による成分 (最近の氷床融解) を分離することが可能であることを示している。(2),(4)を(7)に代入すると式(9)がえられる。

$$d(g_{fa,obs})/dt = 0.15d(h_v)/dt + 0.3d(\zeta_e)/dt + 0.05d(h_e)/dt \quad (9)$$

また、tide gauge が利用可能な場合は、海面変化 (相対海面変化: ξ_{obs}) も使用できる。粘性変形に関する海面変化は h_v (地殻の隆起), 弾性変形のそれは ($h_e + \zeta_e$) である。ただし, $\zeta_e > 0$ 。つまり, $d\xi_{obs}/dt$ は式(10)となる。

$$d\xi_{obs}/dt = d(h_v)/dt + d(h_e)/dt + d(\zeta_e)/dt \quad (10)$$

5. 最後に

観測された重力や地殻変動の時間変化において、本小論で述べた方法を用いることによ

り, postglacial rebound と南極やグリーンランド氷床の最近の氷床融解に伴うそれぞれの成分を分離することができ, 最近の両氷床のマスバランスを議論することができる。また, postglacial rebound 域 (ハドソン湾やスカンジナビア域) での観測された重力や地殻変動の時間変化においては, postglacial rebound 成分のみを推定することも可能である。つまり, これらの観測量は, マントル対流, テクトニック運動, マントルの粘性構造の研究等 (Milne et al., 2001) に大きな制約を与えることができる。

文献

Milne, G.A., Davis, J.L., Mitrovica, J.X., Scherneck, H.G., Johansson, J.M., Vermeer, M. and Koivula, 2001. Space-geodetic constraints on glacial isostatic adjustment in Fennoscandia, *Science*, 291, 2381-2385.

Mitrovica, J.X., Tamislea, M.E., Davis, J.L. and Milne, G.A., 2001. Recent mass balance of polar ice sheets inferred from pattern of global sea-level change, *Nature*, 409, 1026-1029.

Nakada, M. and Lambeck, K., 1988. The melting history of the late Pleistocene Antarctic ice sheet, *Nature*, 333, 36-40.

Thomas, R. H., 2001. Remote sensing reveals shrinking Greenland Ice Sheet, *EOS*, 82, 369-371.

Wahr, J., DaZhong, H. and Trupin, A., 1995. Predictions of vertical uplift caused by changing polar ice volumes on a viscoelastic earth, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 977-980.

東南極沿岸域における海水位と地表面の季節変動

青木 茂 (国立極研究所・南極圏環境モニタリング研究センター)
〒173 8515・東京都板橋区加賀 1-9-10 E-mail:shigeru@nipr.ac.jp
市川 香 (九州大学・応用力学研究所)
小澤 拓 (極地研究所)

Seasonal variation of sea level along the coasts of East Antarctica, and its impact on vertical crustal deformation

Shigeur Aoki (Center for Antarctic Environment Monitoring,
National Institute of Polar Research)

Kaoru Ichikawa (Research Institute of Applied Mechanics,
Kyushu University) ·

Taku Ozawa (National Institute of Polar Research)

Abstract

Seasonal variations of sea surface height and current and their possible on crustal displacement have been studied for the continental margin of East Antarctica. Tide gauge data at four coastal stations and offshore satellite altimetry data were used. Atmospheric observations were also used.

Seasonal variations of sea surface height at the coasts showed basically the same pattern with high in autumn-early winter and low in spring. The range of the variation increases westward. Offshore sea surface height showed the variations well out of phase (high in summer and low in winter) with those at the coasts. These temporal and geographical patterns of seasonal variations were qualitatively consistent with those expected from Ekman convergence due to the alongshore wind stress over the coasts from around 150 ° E to the west.

Seasonal vertical displacement at Syowa, derived from DORIS data, was compared with the oceanic variations. The pattern was consistent with that expected with loading effect of coastal sea surface height. However, contributions should be studied quantitatively together with the loading effects of atmospheric pressure and snow.

1. はじめに

南極大陸の陸棚上には西向きの流れがある (Deacon, 1937; Gill, 1973)。この流れは Antarctic Surface Front (Ainly and Jacobs, 1981) と呼ばれるフロント構造を伴う。この陸棚上の流れは南極域の海洋循環の中でも重要な位置を占めるが、顕著な季節変動を伴うことが、ある側線における係留観測から示されている (Fahrback et al., 1994)。そのため、循環の実態を捉えるには、そうした季節変動の実態把握が不可欠である。

一方、南極は周囲を海洋に囲まれているため、沿岸に近い固体圏はこうした海洋変動の大きな影響を受け得るものと考えられる。衛星重力ミッションを利用するうえでも、重力の変化や地殻変動に対する大気や海洋などの影響を正確に把握することは、主要な課題のひとつであると考えられる。Mangiarotti et al. (2001) は、DORIS により得られた地殻変動の結果を、海洋大循環モデルや大気大循環モデルから求めた水圧・気圧・降水量を用いて検討した。しかしながら、こうした大循環モデルが沿岸域での局所的な実際の物理過程をどの程度正確に再現し得るのか不明であり、外洋域と沿岸域との相違に十分な注意が払われていない。

ここでは、主として海洋の変動についての実態とそれが地殻変動に対する影響について考察を行なう。東南極沿岸基地における潮位計データと外洋の海面高度計データにより、海面高度の季節変動の変化を調べた。また海洋成分と同時に、地殻鉛直変位に対して影響を与えられられる大気成分についても評価を行なった。昭和基地における気圧観測のデータを用い、また積雪の変動については季節を通じたデータがないため、簡単な季節変動を仮定した。上記の変動により予測される変化を地殻変動のデータと比較した。

2. データ

潮位計データについては、昭和基地 (39.6 ° E, 69.0 ° S)、Mawson (62.9 ° E, 67.6 ° S)、Davis (78.0 ° E, 68.6 ° S)、Casey (110.5 ° E, 66.3 ° S) におけるデータをそれぞれ利用した (図 1)。昭和基地については 1990 年 2 月から 1996 年 1 月までの 7 年間のデータ、Mawson については 1993 年 4 月から 1999 年 4 月までの 6 年間のデータ、Davis については 1993 年 5 月から 1999 年 4 月までの 6 年間のデータ、Casey については 1996 年 4 月から 1999 年 4 月までの 3 年間のデータをそれぞれ利用した。昭和基地のデータについては、JARE Data Report (例えば、Nakamura and Noguchi, 1993 など) により公開されたデータを参照した。上記のデータに BAYTAP-G (Ishiguro et al., 1981; Tamura et al., 1991) を用いて日周潮と半日周潮を除去し、昭和については同時に気圧の影響を除き、Mawson、Davis、Casey の 3 基地については月平均の気圧を用いて気圧補正を行なった。

海面高度計のデータについては、ERS-1/2 の 35 日回帰軌道の 1992 年 10 月から 1999 年 10 月までの 7 年間のアノマリーデータ(AVISO, 1995)を用いた。このデータには CSR3.0 潮汐モデルによる潮汐補正と、ECMWF モデルによる気圧補正が施されている。

昭和基地においては大気や積雪の情報もある程度利用できる。気圧については、気象庁の観測による海面気圧(例えば Japan Meteorological Agency, 1999)を用いた。積雪のデータについては十分な観測がないが、過去の二、三の観測例から 5 月から積もり始め、10 月までに 80cm 程度の雪が降るといふ季節変動を仮定した。

こうした大気・海洋・雪氷圏変動に関する現実的なデータと、昭和基地において実際に観測された地殻の鉛直変動との比較を試みた。地殻の鉛直変動には、DORIS システムによる 1993 年 3 月から 1998 年 3 月までのデータを使用した。DORIS の鉛直変動の値については、CLS/CNES により解析がなされ、Web 上 (http://ids.cls.fr/html/doris/legos-cls_solutions.html)で公開されている。

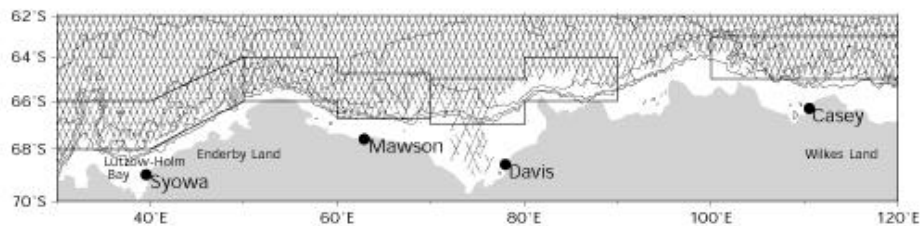


図 1 . 潮位計データを利用した東南極域における沿岸 4 基地。沖側の実線で囲まれた範囲において、高度計データを平均した。ERS-1/2 の 35 日回帰軌道を示す。

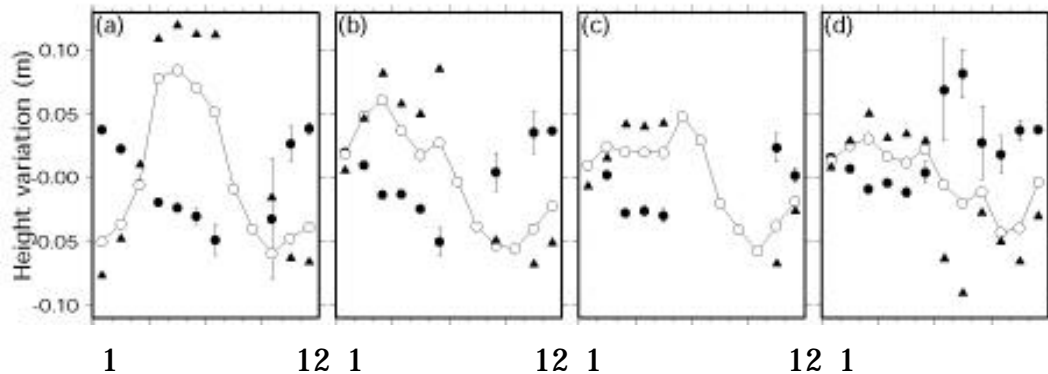


図 2 . a)昭和基地における沿岸潮位計の季節変動 (\blacktriangle) とアルティメータによる沖側水位の季節変動 (\circ) および両者の差 (\square)。 b)Mawson、 c)Davis、 d)Casey における同様の変動を示す。

3 . 結果

沿岸 4 基地における潮位計から求めた水位は、ほぼ一様に秋 初冬にかけて高く、春に低いというほぼ同じ位相傾向を示した (図 2)。変動の振幅は、Casey では 7cm 程度であったものが、Davis で 11cm、Mawson では 12cm、Syowa では 14cm へと西に行くにつれて増加している。しかしこの増加の割合はゆるやかなため、昭和基地近傍に限れば、水位変化は沿岸域一帯でほぼ一様である (空間構造を持たない) と考えられる。

アルティメータにより求めた沖側の高度変動では、すべての基地で 11 月や 12 月といった夏に高く、冬に向けて低くなるという変動を示している。これは、海面水温の変化により予測される変動の位相と類似しているが、上記の岸側の変動とは全く位相が異なる。

上記のような状況は Enfield and Allen (1980) により示された東部太平洋沿岸域における状況と類似している。この沿岸側の水位変化は、基本的には沿岸の東風が季節変化することによるエクマン収束の変化 (Ohshima et al., 1996) が原因であると考えられる。

DORIS から求められた地殻の鉛直変位は 6mm 程度の変化を持つが、単純な年周期の正弦関数にはならない (図 3)。昭和基地周辺における海洋などの変化などが及ぼす影響を考える第一段階として、Farrell の方法を用いて、基地近傍の海洋・気圧・積雪による荷重の影響を推定した。 [70° S 以北、0° から 80° E] の範囲で 1000m 以浅を沿岸域とし、その上の水柱すべてが一様に变化してい

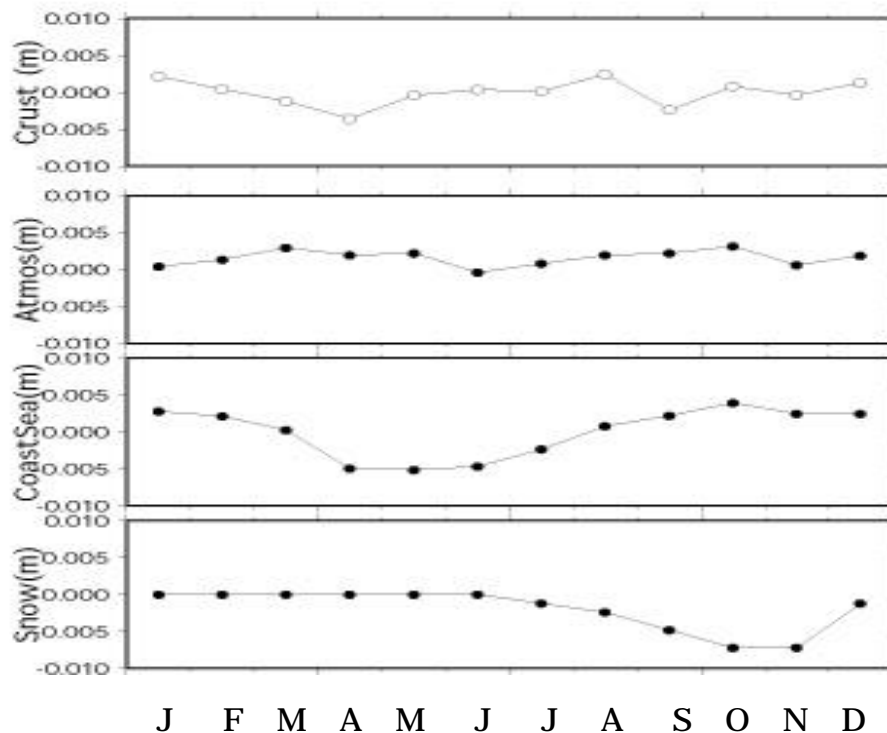


図3 . (上から)DORISにより観測された鉛直地殻変動、気圧変化により予想される成分、沿岸海洋による成分、仮想的積雪による成分。単位はm。

るとすると8mm程度の変化になる。水位による4月の極小は、地殻の変動傾向と整合的である。また内陸沿岸域における気圧や積雪の変化も無視できない可能性があることが示唆される。

4 . 議論と結論

昭和基地において求められた季節変動の振幅は14cm程度となった。この値は、80年代に行なわれた観測の結果とは10cm程度も異なるが、Aoki et al.(accepted)でGPSを用いて確認された変動と整合的であり、1-2cm程度の精度で妥当であると考えられる。

沿岸水位の変動で地殻変動をある程度説明できる可能性が示唆された。しかし、実際にはここで調べた水位には傾圧成分も含まれており、このすべてが荷重として効くわけではない。また外洋域ではほぼ逆センスの変動がみられるが、このうち順圧的な成分がどの程度含まれているのかによって、結果が変わる可能性がある。今後は、大気などの成分も含めたより定量的な比較に向け、海洋

順圧成分の見積もりを正確に行なうための海底圧力観測などが必要となる。各種モデルの精緻化とともに、よりいっそうの観測の充実が不可欠である。

参考文献

Ainley, D.G., and S.S. Jacobs, Sea-bird affinities for ocean and ice boundaries in the Antarctic, *Deep-Sea Res.*, 28, 1173-1185, 1981.

Aoki, S., K. Shibuya, A. Masuyama, T. Ozawa, and K. Doi, Evaluation of seasonal sea level variation at Syowa Station, Antarctica, using GPS observations. accepted.

AVISO, AVISO User Handbook Sea-level Anomaly files, AVI-NT-011-312-CN Edition 1, 17 pp., Toulouse, 1995.

Deacon, G.E.R., The hydrology of the Southern Ocean, *Discovery Rep.*, 15, 3-122, 1937.

Enfield, D.B., and J.S. Allen, On the structure and dynamics of monthly mean sea level anomalies along the Pacific Coast of North and South America, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 557-578, 1980.

Fahrbach, E., G. Rohardt, M. Schroder, and V. Strass, Transport and structure of the Weddell Gyre, *Ann. Geophys.*, 12, 840-855, 1994.

Gill, A.E., Circulation and bottom water production in the Weddell Sea, *Deep-sea Res.*, 20, 111-140, 1973.

Ishiguro, M., H. Akaike, M. Ooe, and S. Nakai, A Bayesian approach to the analysis of earth tides. *Proc. 9th International Symposium on Earth Tides*, 283-292, 1981.

Japan Meteorological Agency, Antarctic Meteorological Data 1998, Tokyo, 1999.

Mangiarotti, S., A.Cazenave, L.Soudarin, J.F.Cretaux, Annual vertical crustal motions predicted from surface mass redistribution and observed by space geodesy, *J. Geophys. Res.*, 106, 4277-4291, 2001.

Nakamura, H. and K. Noguchi, Oceanographic Data of the 32nd Japanese Antarctic Research Expedition from November 1990 to March 1991, *JARE Data Rep.*, 187, 50 pp., Tokyo, 1993.

Ohshima, K.I., T. Takizawa, S. Ushio, and T. Kawamura, Seasonal variations of the Antarctic coastal ocean in the vicinity of Lutzow-Holm Bay. *J. Geophys. Res.*, 101, 20,617-20,628, 1996.

Tamura, Y., T. Sato, M. Ooe, and M. Ishiguro, A procedure for tidal analysis with a Bayesian information criterion. *Geophys. J. Int.*, 104, 507-516, 1991.

Numerical Simulation and Satellite Altimeter Data Assimilation of the High-Frequency Barotropic Signals

順圧海洋モデルによる短周期変動のシミュレーションと 衛星高度計データ同化

Naoki Hirose (広瀬直毅)

Dynamics Simulation Research Center, Research Institute for Applied Mechanics,
Kyushu University

〒816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1

九州大学応用力学研究所力学シミュレーション研究センター

e-mail: nick@riam.kyushu-u.ac.jp

Ichiro Fukumori, Victor Zlotnicki

Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology

Rui M. Ponte

Atmospheric and Environmental Research, Inc.

Abstract

This study examines high-frequency sea level variations forced by changes in surface atmospheric pressure and wind by way of numerical simulation and data assimilation using a barotropic ocean model. Optimal model performance, defined in terms of the explained variance in satellite altimeter and bottom pressure data, is found when using relatively strong friction, equivalent to a damping time scale of only a few days over the deep ocean, and topography with minimal smoothing. Spatial variations of the optimal friction parameter seem to reflect the roughness of bottom topography. The satellite altimeter data is then assimilated into the barotropic ocean model to estimate the high-frequency signals as a consistent component between the data and the model. The simulation/assimilation demonstrates high skill by simulating and assimilating the wind-driven response as well as the nonequilibrium response to atmospheric pressure variations.

1. Introduction

High-frequency (HF) sea level signals at periods shorter than several weeks have been the focus of recent studies. Fukumori *et al.* [1998] noted that sea level variability associated with wind-driven barotropic motion could be aliased in altimeter observations at high latitudes based on their model and data comparisons. Fukumori *et al.* [1998] also reported that the HF variability is not uniform in space but can be enhanced in some semi-enclosed regions. Stammer *et al.* [2000] showed that a wind-driven ocean general circulation model can successfully simulate a significant part of the HF sea level signals measured by TOPEX/POSEIDON (T/P).

Besides wind forcing, air pressure variations can also drive HF signals. Ponte [1993] simulated the barotropic ocean response to realistic pressure forcing and found large deviations from a static (or inverted barometer, IB) response at periods shorter than a few

days and at large spatial scales. Ponte and Gaspar [1999] and more recently Mathers and Woodworth [2001] showed that the larger deviations from IB in the tropics seen in the T/P data are indeed related to a dynamic ocean response to pressure. Tierney *et al.* [2000] used a pressure- and wind-driven ocean general circulation model to predict HF sea level signals and found better consistency with T/P data when using pressure plus wind forcing rather than wind forcing alone, for periods between 5 and 20 days.

The HF variability is clearly present and of detectable amplitude in the altimeter observations, but the satellite's sampling pattern will alias it in a complicated way into longer periods. Thus, one cannot easily distinguish the HF signals from lower frequency variability in the altimeter data. The HF signal includes three distinct components:

$$h_{HF} = h_{IB} + h_p + h_w \quad (1)$$

where h is the sea level, subscripts HF , IB , p , and w indicate high-frequency, inverted barometer, pressure- and wind-driven dynamic components, respectively. The IB signal (h_{IB}) will be estimated from local air pressure minus the average pressure over the global ocean as in Ponte [1993]. This study aims at estimating h_w and h_p , particularly their HF signals, using a barotropic ocean model.

This study examines the sensitivity of the barotropic model to several important factors. How much variance of the HF signals is explained by the wind and/or pressure forcing? Does the pressure-driven component (h_p) really help in explaining the altimeter observations? How is the simulation improved by the use of finer resolution topography? What is the optimal friction parameter for the barotropic model? While addressing these questions, we seek model solutions that maximize the explained variance in T/P and bottom pressure records (BPRs).

The HF signals can be more accurately estimated by way of data assimilation that is a combination of the observation and the model. This study tackles to the assimilation of T/P data into the barotropic model with near-optimal method. Successful estimation of HF sea level variations will contribute to dealiasing signals at frequencies higher than the Nyquist frequency in altimetry (e.g., T/P, Jason-1, ERS-2, and ENVISAT) or gravity missions (e.g., GRACE). The concept is similar to the treatment of tidal aliasing. A relatively simple, shallow water model is chosen for this study. Previous studies concluded that the density stratification does not make much difference in modeling sea level HF signals because the response is essentially barotropic [e.g., Tierney *et al.*, 2000].

2. Model

The barotropic, shallow water model of Ponte [1993] is used in this study. The model is forced by 12-hourly surface wind stress and/or pressure from the National Centers for Environmental Prediction (NCEP) operational analysis. The 10-m wind speeds are converted to stresses using the bulk method of Kondo [1975]. The simulation is performed from July 1992 to December 1995 to overlap with the first few years of the T/P mission.

The horizontal viscous terms have a Laplacian form with a coefficient of $10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$. No-slip boundary conditions are refined to incorporate the subsurface side topography effect.

The model covers most of the global oceans from 65°N to 75°S . Excluded from the model domain are the Mediterranean Sea, other marginal seas, as well as large shallow regions such as the Patagonian Shelf and Hudson Bay; thus the results generally reflect behavior in deep waters. Bottom topography is given by ETOPO5 from the National Geophysical Data Center. The original $1/12^\circ$ mesh data is simply averaged over every 1.125° box according to the model grid resolution. The land-ocean distribution of Ponte [1993] is used but with minimum depth set at 50m; with the subsurface no-slip condition in Appendix A, large gradients in depth, as often seen near the coast, can be represented in the model. The maximum depth is limited to 6000m to keep the model time step as long as possible (1 minute); the time step is usually determined by the fastest gravity wave speed.

Dissipation is given by a linear drag form with coefficient b/H , where b is constant and H is depth. A number of simulations are carried out with various values of the friction parameter b , ranging from 0.25 to 16cm/s, to find an optimal value that minimizes the residual variance in the observations after subtracting model solutions.

3. Data

Sea level data from T/P and BPRs are used in this study. The former covers the entire global oceans except the regions shallower than 1000m or affected by sea ice, and the latter is located in the Southern Ocean as shown by Figure 1. Although a few more BPR records exist (see <http://www.pol.ac.uk/psmslh/gloup/gloup.html>) than the ones used in this study, at the time these were the only ones we had access to for the time period of interest. Most of the bottom pressure gauges are located at depths deeper than 1000m. Measurement intervals of T/P and BPRs are 9.9days and 1hour, respectively.

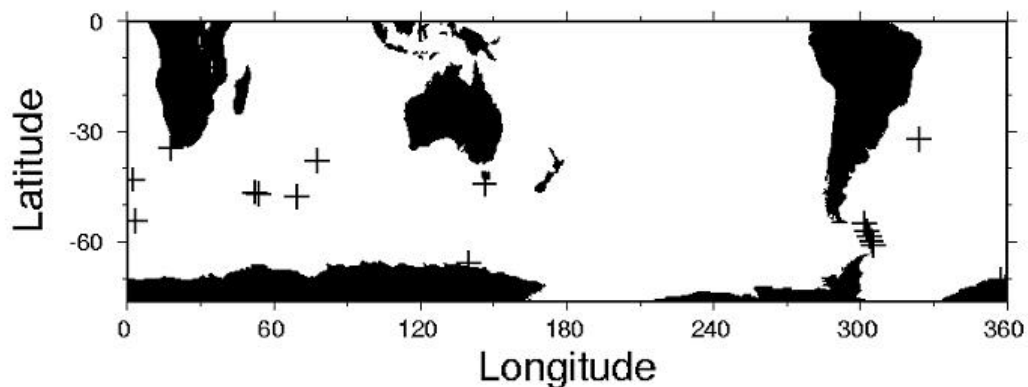


Figure 1. Bottom pressure gauge locations used in this study.

Oceanic tides are corrected using the University of Texas (CSR3.0) model [Eanes and Bettadpur, 1996] for both T/P and BPRs. Residual variabilities at tidal frequencies and trends are further removed from the BPRs by a least-squares fit. The T/P data is corrected for the IB effect estimated from the NCEP pressure data. No IB correction is applied to the BPRs since that effect on bottom pressure should be negligible.

Another dominant signal, steric height change, is also not of interest to this study. To focus on the barotropic signals, the steric effect is removed from the T/P data using NCEP surface heat fluxes. Mixed layer temperature changes are computed at each grid point by integrating the surface heat flux. Initial depth of the mixed layer is determined from Levitus [1982] climatology. Density (or volume) changes are then computed from the temperature changes assuming that salinity remains unchanged. The steric height correction reduces the sea level variance by 2.46cm^2 on a global average.

4. Sensitivity Experiments

4.1. Dependence of Friction

The amount of friction (or dissipation) is an unknown parameter in the model. This section tries to optimize the friction parameter b .

Figure 2 shows the globally averaged model sea level and explained variances as a function of b . The explained variance is a measure of the model's skill that is given by $\langle d^2 \rangle - \langle (d - m)^2 \rangle$ where d and m represent data and model, respectively, and the brackets indicate averages.. The model using *fine* topography explains more T/P variance than that with the *smooth* one for friction parameter b smaller than 4cm/s. The optimal friction parameter seems to fall between 1 and 4cm/s with either *fine* or *smooth* topography, with the maximum explained variance found at $b \sim 2\text{cm/s}$. Similar result is also obtained from BPR comparison. The dependence of model performance on b is further examined in the next section.

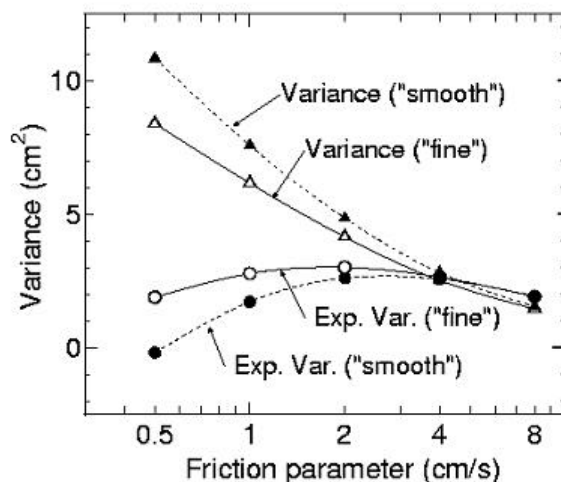


Figure 2. Dependence of model sea level skill with respect to the fine and smooth topographies and the different values of friction. The figure shows globally-averaged model sea level variance (triangles) and the T/P data variance explained by the model (circles). Units are cm^2 .

The horizontal variation of the optimal friction parameter appears to depend on topographic roughness. Figure 3 compares the standard deviation of the bottom topography with the optimal friction estimated at each model grid point. The topography's standard deviations are computed within bins defined by the model grid (1.125°) from the $1/12^\circ$ ETOPO5 data. The optimal b values are chosen among the seven different cases tested that yield the smallest residual variance in the T/P data. The results show that optimal

friction coefficients are smaller (larger) in regions of smoother (rougher) bottom topography in the Southern Ocean where the barotropic signals are dominant; e.g., optimal friction coefficients are small in the vast smooth regions south of Australia and are large along the East Pacific Ridge in the South Pacific.

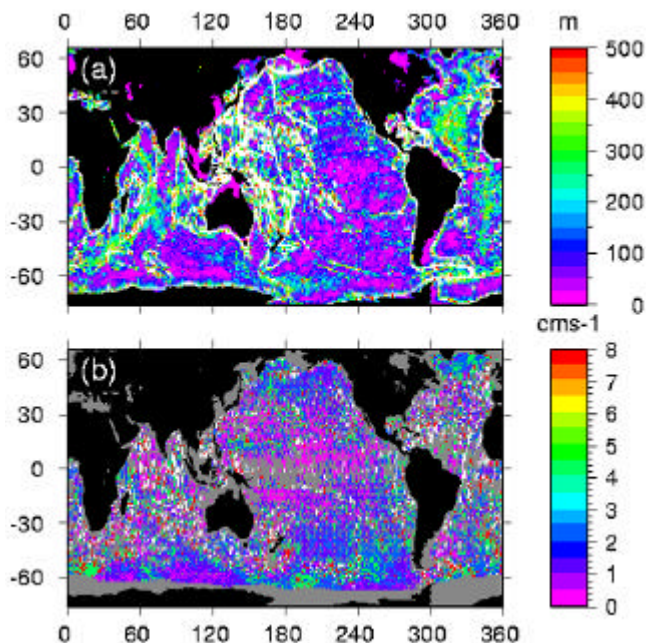


Figure 3. (a) Standard deviation of the bottom topography in every 1.125° latitude-longitude box. Original $1/12^\circ$ -meshed data is from ETOPO5. Unit are meter. (b) Friction parameter b (cm/s) that minimizes the residual variance in the T/P data. Only the friction estimates with positive explained variance are plotted. White color indicates values above the maximum values shown on the color bars.

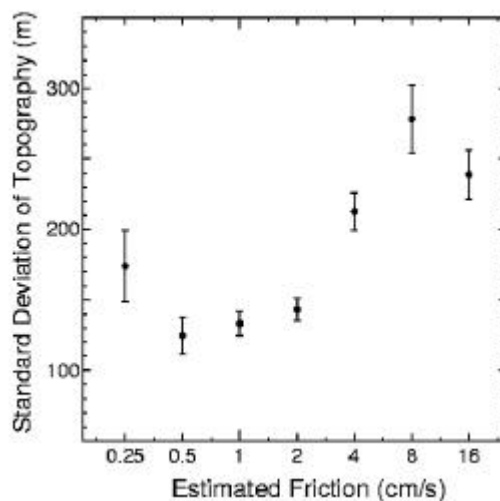


Figure 4. Optimal friction parameter versus standard deviation of the bottom topography for latitudes south of 30°S . Bars denote twice uncertainty of the averages.

The relationship between friction and the small-scale topography can be quantitatively assessed in Figure 4. The standard deviation of the bottom topography is plotted as a function of the optimal friction parameter for the Southern Ocean. In general, the optimal friction parameter is larger (smaller) for larger (smaller) topographic variability, for $0.5 < b < 8\text{cm/s}$. The reason for the different tendency at the smallest and the largest values ($b = 0.25$ and 16cm/s) is not clear.

Our findings support the idea of parameterizing frictional dissipation in terms of the local bottom roughness, as attempted for example by Mathers and Woodworth [2001]. The optimal parameter distribution may be sought by a data assimilation scheme such as the adjoint method or adaptive estimation. The variation of the bathymetry optimal for the model could also be adjusted by the assimilation. However, further optimization of the friction parameter is beyond the scope of the present study, and, for simplicity, the friction parameter is retained as a global constant in the following experiments. The challenging parameter and depth estimations as a function of space will be addressed in a future study.

4.2 Forcing

Model experiments discussed so far have been forced by both atmospheric pressure and wind stress. Further insights may be gained by analyzing the model response to pressure and wind separately. Figure 5 shows total variance accounted for by the model with $b = 2\text{cm/s}$ forced by either surface pressure or winds alone. The result for the pressure run is IB corrected. The spatial variation of the explained variance with different values of b (e.g., 1, 4cm/s) is not much different from Fig. 5. Note that the total variance explained by the combined effect of pressure and wind forcing is not simply equal to the sum of the variances explained by each forcing due to the weak but non-negligible correlation between pressure- and wind-driven signals.

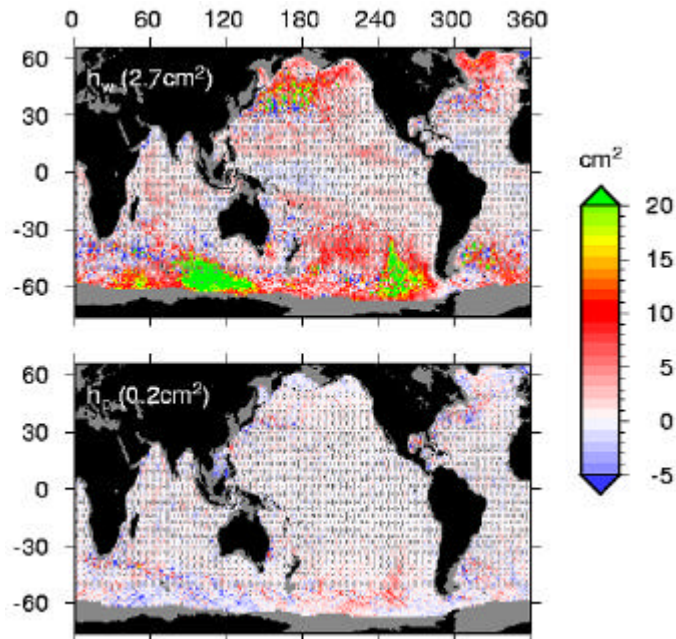


Figure 5. Variance accounted for by the model using friction parameter $b=2\text{cm/s}$ with either (a) pressure or (b) wind forcing.

The wind-forced sea level h_w explains more observed variability than that explained by pressure-forced sea level h_p (non-IB component). Thus the explained variance for the case of pressure and wind forcing is similar to that for the experiment with only wind forcing (Fig. 5a). The model forced by wind demonstrates skill in simulating sea level signals at latitudes higher than 30° .

The pressure-driven sea level h_p helps to account for the observed sea level in most of the deep oceans. Negative values of explained variance indicate the model not having measurable skill in simulating the observations. Such negative values are found in shallow regions and in the southern Indian Ocean in Fig. 5 (b), which suggest model inaccuracies such as inadequate friction parameterization, crude bottom topography data, and/or erroneous surface forcing at these locations.

The globally-averaged variance accounted for in the sea level and bottom pressure data is summarized in Fig. 6, respectively. The figures show the model skill in explaining T/P (Fig. 6a) or BPRs (Fig. 6b) as a function of b . All experiments, whether forced by pressure and

wind, or either alone, show maximum skill around $b = 2\text{cm/s}$, consistent with results in Section 4.1. The weakest value of 0.5cm/s (or smaller) yields relatively small reduction in variance or even add variance for the pressure-forced case.

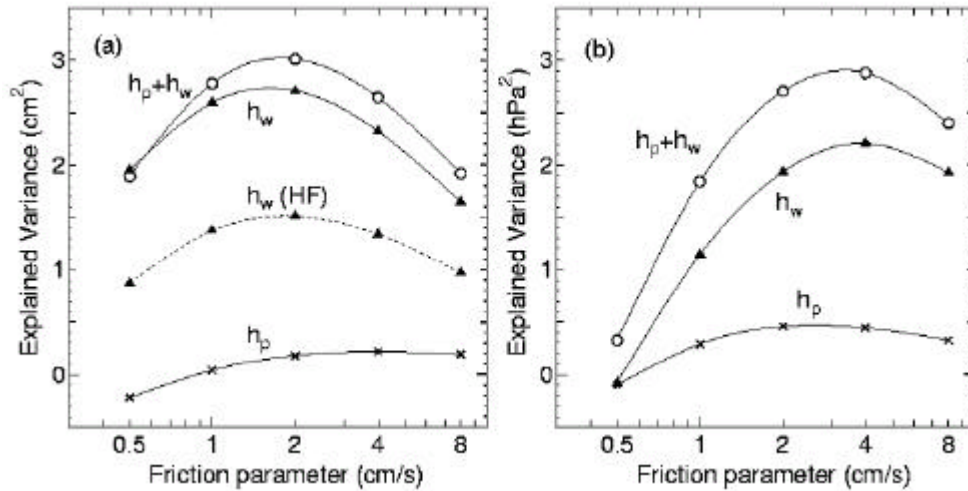


Figure 6. Dependence of explained (a) T/P data variance and (b) BPR on the value of b and the type of forcing. Dashed line indicates variance at periods <20 days.

The frequency spectrum of the model sea level is shown in Figure 7 for the near-optimal value of $b = 2\text{cm/s}$. Spectral analysis was performed at every model grid point and the power spectra were globally averaged. Some energy is present at frequencies higher than 1cpd due to linear interpolation of the 12-hourly forcing to the 1-minute model time-step. It is interesting to note that the spectral shapes are very different between pressure- and wind-driven components (h_p and h_w) as shown by Ponte [1994].

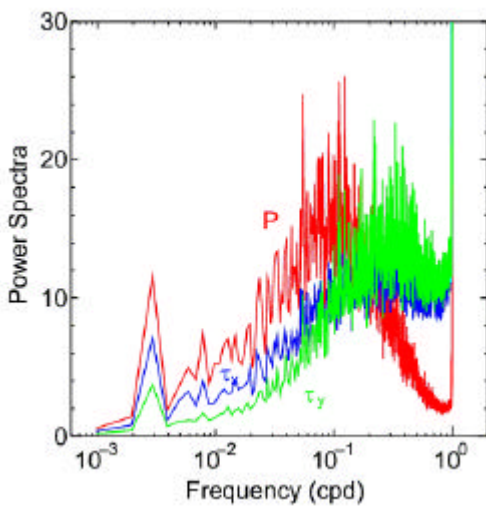


Figure 7. Globally-averaged power spectra of the simulated sea level in variance preserving form for the pressure-driven run (red curve) and for the wind-driven run (blue curve).

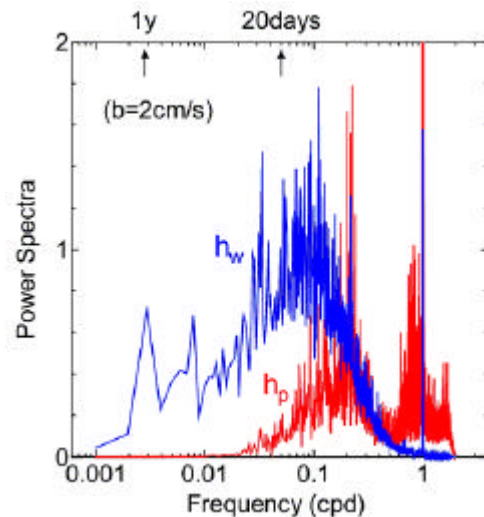


Figure 8. Same as Fig. 7 but for the spectra of pressure forcing (red) and zonal (blue) and meridional (green) components of wind stress.

Variability in h_w spreads over a wide range of timescales from a few days up to the simulation period of 3 years. The shape of the spectrum for other values of b is not much

different although the total energy does depend on the magnitude of b . The dominant energy is always found at periods between 5 and 50 days, and local peaks are found at daily, semiannual, and annual periods. The energy level of h_w increases from the lowest frequencies to about 0.1cpd, consistent with the increased energy level of the winds (Fig. 8). However, sea level is relatively insensitive to winds at periods shorter than several days, and reflects differences in the ocean's dynamics. As shown by Fukumori *et al.* [1998], long free planetary waves do not exist at periods shorter than several days at high latitudes. These high frequency winds instead generate (inertia-)gravity waves, which have kinetic to potential energy ratios larger than those of long planetary waves and are more effectively damped by friction.

High-pass filtered signals in h_w , obtained using a Hanning filter with 50% cutoff period at 25days (~65% at 20days), still account for a fair amount of variability in the T/P data as shown by the dashed line in Fig. 6. The explained variance is equivalent to the net reduction in variance when the model sea level is subtracted from the T/P data.

In comparison to h_w , the spectrum of h_p has two separate energy containing bands; one at ~1-2days and the other at 4-10days (Fig. 7). The spectral peak at 1day is due to the atmospheric S_1 tide, which has a strong signal in atmospheric surface pressure. The higher frequency band of h_p appears to reflect excitation of the normal modes of the global ocean [Ponte, 1993], whereas the lower band contains the non-IB response to the 5-day Rossby-Haurwitz wave and other large-scale pressure signals as discussed by Luther [1982], Woodworth *et al.* [1995], Ponte [1997], and Hirose *et al.* [2001]. The IB response seems to be quickly established in response to local pressure disturbances such as storms. The elevated energy content of the lower frequency band also reflects a geostrophic response to pressure forcing [Ponte, 1993] as evidenced by the near-geostrophic balance between the simulated h_p and velocity signals (not shown). Variations of h_p are negligible at periods longer than 20 to 30days.

Simulated variability in h_p at frequencies lower and higher than 1/2cpd (period of 2days) explains 0.37 and -0.07cm² of the T/P data variance, respectively. The separation is again performed by a Hanning filter with a 2-day cutoff period. There are several reasons for the limited skill of the model at periods shorter than 2 days. The simulation may be limited by the forcing interval (12 hour). The resonant nature of the response to pressure at periods <2 days may also be more difficult to simulate correctly than non-resonant signals. Ocean tide correction might also remove from the T/P data part of the pressure-driven signals associated with the atmospheric tides [Ponte and Gaspar, 1999]. Therefore, for the present model configuration, removing from the data the simulated h_p signals with periods shorter than 2 days may not be desirable for purposes of dealiasing.

5. Data Assimilation

The data assimilation is expected to provide better estimation of the HF signals than the simulation, even if the model has been tuned with respect to the friction parameter. The T/P measurement is blended into the barotropic ocean model by way of Kalman filter as an optimal method. Full application of the Kalman filter is still computationally too costly, and

a series of approximation is given by Fukumori [1995].

5.1. Error Estimation

Appropriate error covariances of data and model are required to perform the Kalman filter. If their errors are uncorrelated each other, so-called “covariance method” often gives a good measure of the error magnitude [Fu *et al.*, 1993]. In the simplest form, the covariance matching may be given by

$$q^2 = \frac{(y-x)^2 + x^2 - y^2}{2} \quad (2)$$

$$r^2 = \frac{(y-x)^2 - x^2 + y^2}{2} \quad (3),$$

where q and r are the model and data errors and x and y are the model and data themselves. However, this method does not work properly for the model error estimation in this study. The model error covariance ($\sim O(10^0 \text{ cm}^2)$) is 1-2 order smaller than the data error ($\sim O(10^{1-2} \text{ cm}^2)$) in the sea level and negative error covariances are estimated in many regions. Uncertainty of the covariance matching estimation may exceed the magnitude of the model error covariance. On the other hand, the data error covariance is estimated reasonably by the covariance matching. It is noted that the data error includes real ocean signals that is not interesting: model’s missing physics such as baroclinic variability in this study.

The model’s error covariance is then estimated by following Gasper and Wunsch [1989]. Form of the model’s error covariance matrix is given by wind forcing covariance. Total magnitude of the model error is empirically estimated by a number of preliminary assimilation experiment.

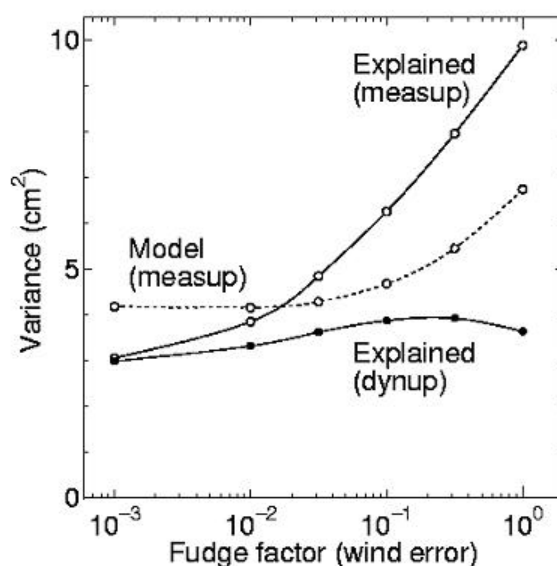


Figure 9. Dependence of model’s explained variance on different magnitude of model’s error covariance. Fudge factor indicates scale to forcing covariance. “measup” and “dynup” stand for measurement updated and dynamic updated, respectively.

Figure 9 shows dependence of the model's skill on the model's error magnitude. The factor 1 means that assumed model's error is the same as wind forcing magnitude. Assimilated (or measurement updated) estimate $\mathbf{x}(t)$ can be as close as the observation if the model's error is tuned to be large (or data error to small). However in such limit, the observation is too much overweighted and the estimated state is strongly contaminated by the observation error. By watching the forecast (or dynamically updated) estimate $\mathbf{x}(t,-)$, model and data error may be regarded as independent and the skill of the assimilation can be measured properly. In fact, the explained variance of $\mathbf{x}(t,-)$ takes maximum value near the factor 0.2 (Fig. 9). The model's signal to noise ratio of 5 ($= 1/0.2$) is a reasonable order and this study adopts $0.2 \times$ forcing covariance as a model's error covariance matrix.

Diagonal components (variance) of the estimated data and model errors are shown in Fig. 10. Model's error that is equivalent to the measurement (i.e., sea level) is obtained by integrating Riccati equation without measurement (i.e., Lyapunov equation) to reach asymptotic steady solution using doubling algorithm. See Fukumori *et al.* [1993] in detail. Data error is close but slightly smaller than the data variance reflecting large missing physics of the barotropic model. The model's error pattern is nearly the same with the model's sea level variance due to the assumption of wind form. Signal to noise ratio (Fig. 10c) tells that the measurement information is practically assimilated to the model in high latitudes only excluding Antarctic Circumpolar Current (ACC) region. Meso-scale variability related to ACC is hardly resolved by the coarse barotropic model and the strong signals of ACC measured by T/P are treated as missing physics (or model's representation error) in this study.

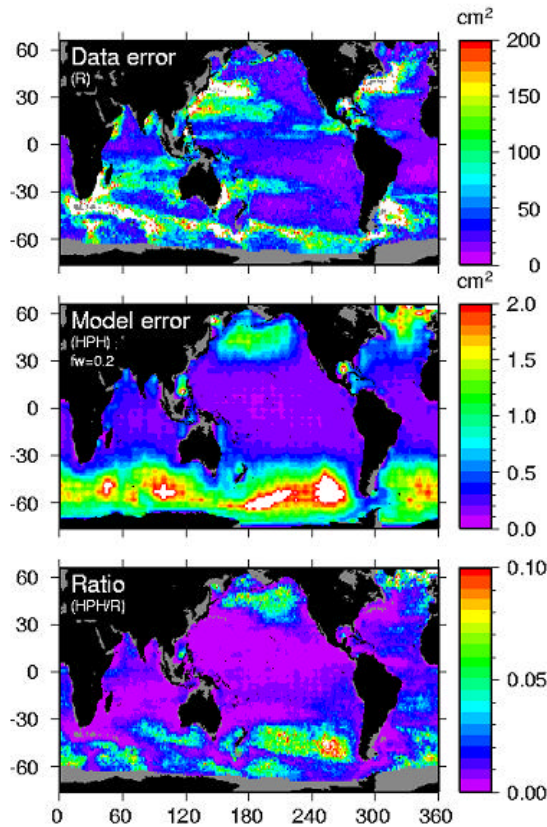


Fig. 10. (a) Data and (b) model error magnitudes used in this study. Shown here is diagonal components of the data error (\mathbf{R}) and equivalent error of the model ($\mathbf{HP}_{\text{sim}} \mathbf{H}^T$). (c) Signal to noise ratio expected to current assimilation.

5.2. Results

Table 1 shows the explained variance of the simulation, forecast, and filtered estimates for 1993. Significant update from forecast to analysis (filtered) indicates the strong damping of the HF signals where gravity wave is dominant. On one hand, much of the assimilated information remained for the lower frequency signals (>20days). Geostrophic nature may help to retain the measurement updated information for long time.

Horizontal plots of the explained variance for HF signals are shown in Fig. 11. Difference between the simulation and the forecast estimate is difficult to see in the eye. Only a small improvement may be found in southern end of the Pacific Ocean. Assimilated information of the HF barotropic signals is slightly remained in the high-latitude regions because T/P covers high-latitudes much denser than low-latitude and the repeat cycle can be 3days or shorter practically.

The filtered estimate (Fig. 11c) captures sea level measurements at most of the high-latitude basins. Further analysis of the assimilated result, especially comparison to independent observation to validate the assimilation, is expected in near future.

(cm^2)	HF	LF	All
Simulation	1.23	1.54	2.60
Forecast	1.32	2.33	3.39
Filtered	4.29	2.79	5.15

Table 1. Explained variances of the simulation, forecast, and filtered estimates in 1993. “HF” and “LF” indicate the signals at the period higher and lower than 20days. “All” means total variance.

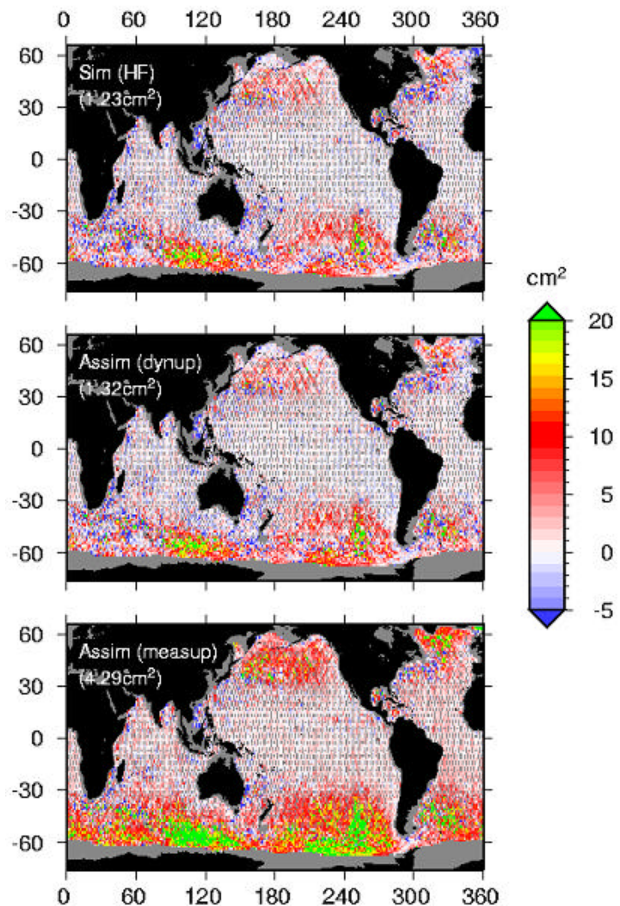


Figure 11. Explained variance of HF part of (a) simulation, (b) forecast, and (c) filtered estimates in 1993.

6. Summary and Discussion

This study has addressed several issues relevant to improving the predictive skill of a barotropic shallow water model by comparing the model output to observations. The globally-uniform optimal friction parameter b that minimizes the differences between model and observations was found to be around 2cm/s. This friction, corresponding to a damping time scale of a few days for an ocean 5000m deep, is a surprisingly large value in comparison with values previously used, as discussed, for example, by Ponte [1993, 1997].

The similarity in horizontal variations of the optimal friction parameter and the topographic roughness suggests that the friction may reflect the damping effect of small scale topography on the barotropic motion. This may be related to the scattering of barotropic motion into baroclinic waves at steep topography [e.g., Bell, 1975]. The average estimated strong damping coefficient (~ 2 cm/s) is in sharp contrast to optimal values found in relatively flat regions (0.5cm/s or smaller). Spatially varying parameterizations of bottom friction have been tried before [e.g., Mathers and Woodworth, 2001]. Parameter estimation techniques such as the adjoint method or an adaptive technique may help to obtain the optimal spatial distribution of the friction parameter as well as depth variations best suited for a given model configuration.

Wind-driven signals h_w explain a large amount of the variability in the T/P data and BPRs at mid- and high-latitudes. Model h_w signals at periods shorter than 20days account for 1.5cm² in T/P variance when averaged globally. As h_w signals have a rich wavenumber and frequency spectra, such modeling approach is likely to be more effective in correcting the potential aliasing effects of high frequency h_w variability in altimeter observations, as compared to other methods based on analytical filters.

The shallow water model driven by the NCEP atmospheric pressure accounts for a small but positive portion of the T/P data variance. Considering only frequencies lower than 1/2cpd explains a larger amount of variance (0.37cm² when averaged globally) than otherwise. The basin-scale non-IB response to the 5-day Rossby-Haurwitz wave [Woodworth *et al.*, 1995; Ponte, 1997; Hirose *et al.*, 2001] and the more general quasi-geostrophic response to pressure seem to be well simulated. However, simulation of the shortest periods (< 2 days) is not successful. The sea level signals measured by the altimeter at periods shorter than a few days consist of many elements: pressure-driven component, ocean tides, orbit error, etc. These components require further study so as to distinguish h_p signals from other effects.

The present model still leaves much room for improvement. The model domain is limited to 65°N. The Arctic Ocean should be included considering possibly large barotropic motion in this basin due to strong forcing and weak stratification. Other large marginal basins, such as the Mediterranean Sea, also need to be included to better account for the effects of barotropic motion on satellite gravity measurements. The grid spacing and forcing interval can be made much finer using modern high-end computers. Pressure and wind fields from different weather centers, or remotely-measured scatterometer winds, may produce better sea level simulations. The simulation period can be further extended to meet the operational needs of dealiasing satellite sea level and gravity measurements.

Preliminary results of T/P data assimilation with the barotropic model were also reported. The assimilation using approximate Kalman filter successfully detects 4.29cm^2 HF sea level variance on global average that is 3.5 times larger than the simulation. Smoother (backward filter) is then expected to provide more consistent estimate because the current HF assimilation quickly loses the assimilated information as demonstrated by similar skill between the forecast (1.32cm^2) and the simulation (1.23cm^2). The comparison to independent observation such as BPR or earth's angular momentum is also interesting.

References

- Bell, T. H., Topographically generated internal waves in the open ocean, *J. Geophys. Res.*, **80**, 320-327, 1975.
- Eanes, R., and S. Bettadpur, The CSR3.0 global ocean tide model: Diurnal and semidiurnal ocean tides from TOPEX/POSEIDON altimetry, *CSR-TM-96-05*, Cent. for Space Res., Univ. of Tex., Austin, 1996.
- Fukumori, I., J. Benveniste, C. Wunsch, and D. B. Haidvogel, Assimilation of sea surface topography into an ocean circulation model using steady-state smoother, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1831-1855, 1993.
- Fukumori, I., Assimilation of TOPEX sea level measurements with a reduced-gravity, shallow water model of the tropical Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **100**, 25027-25039, 1995.
- Fukumori, I., R. Raghunath, and L.-L. Fu, Nature of global large-scale sea level variability in relation to atmospheric forcing: A modeling study, *J. Geophys. Res.*, **103**, 5493-5512, 1998.
- Gaspar, P., and C. Wunsch, Estimates from altimeter data of barotropic Rossby waves in the northern Atlantic ocean., *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1821-1844, 1989.
- Kondo, J., Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, *Boundary Layer Meteorol.*, **9**, 91-112, 1975.
- Hirose, N, I. Fukumori, and R. M. Ponte, A non-isostatic global sea level response to barometric pressure near 5 days, *Geophys. Res. Letters*, **28**, 2441-2444, 2001.
- Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean, *NOAA Prof. Pap. 13*, 173 pp., U.S. Govt. Print. Office, Washington, D. C., 1982.
- Luther, D. S., Evidence of a 46 day barotropic, planetary oscillation of the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 644-657, 1982.
- Mathers, E. L., and P. L. Woodworth, Departures from the local inverse barometer model observed in altimeter and tide gauge data and in a global barotropic numerical model, *J. Geophys. Res.*, **106**, 6957-6972, 2001.
- Ponte, R. M., Variability in a homogeneous global ocean forced by barometric pressure, *Dyn. Atmos. Oceans*, **18**, 209-234, 1993.
- Ponte, R. M., Understanding the relation between wind- and pressure-driven sea level variability, *J. Geophys. Res.*, **99**, 8033-8039, 1994.
- Ponte, R. M., Nonequilibrium response of the global ocean to the 5-day Rossby-Haurwitz wave in atmospheric surface pressure, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2158-2168, 1997.
- Ponte, R. M. and P. Gaspar, Regional analysis of the inverted barometer effect over the global ocean using TOPEX/POSEIDON data and model results, *J. Geophys. Res.*, **104**, 15587-15601, 1999.
- Stammer, D., C. Wunsch, and R. M. Ponte, De-aliasing of global high frequency barotropic motions in altimeter observations, *Geophys. Res. Letters*, **27**, 1175-1178, 2000.
- Tierney, C., J. Wahr, F. Bryan, and V. Zlotnicki, Short-period oceanic circulation: implications for satellite altimetry, *Geophys. Res. Letters*, **27**, 1255-1258, 2000.
- Woodworth, P. L., S. A. Windle, J. M. Vassie, Departures from the local inverse barometer model at periods of 5 days in the central South-Atlantic, *J. Geophys. Res.*, **100**, 18281-18290, 1995.

Difference of Eddy Resolving Capacity between TOPEX and ERS

Tsurane Kuragano

Climate Research Division, Meteorological Research Institute

1- 1, Nagamine, Tsukuba, 305-0052

tkuragan@mri-jma.go.jp

Masafumi Kamachi

Oceanic Research Division, Meteorological Research Institute

Abstract

Eddy resolving capacity of altimeter in terms of different orbit configurations is a significant problem for ocean research and for future plans of altimeter missions. We evaluate space-time scales of eddy-induced sea surface height disturbances statistically for global ocean. The eddy-induced sea surface height disturbances are detected from TOPEX and ERS, respectively, by along-pass filtering. The similar space-time scales for eddy disturbances are evaluated from both TOPEX and ERS data. The spatial scales are ~60 km in high latitudes, while those are a little larger ~100 km in the mid latitudes. The timescales are large in high latitudes >50 days and very short in the equator. The persistent timescales are larger than 50 days in most regions. The altimeter data includes random noise, which is also detected in the present analysis. The random noise of the ERS data is 1 cm larger in root-mean-square (RMS) values than that of the TOPEX data. Mapping capacity for both the orbits are also tested. Gridded sea surface heights are obtained by space-time optimum interpolation (OI) applied to the along-pass sea surface height, using the estimated space-time scales and the RMS variability of eddy disturbances and the random noise of the data. The eddy fields obtained from the TOPEX have smaller structures than those from the ERS, which are derived by the large orbit spacing of TOPEX and do not reveal adequate eddies. Although the ERS data includes larger observation error than the TOPEX data, analysis error from the ERS is estimated smaller and more homogenous than that from the TOPEX. Orbit configuration of the ERS is proven to be more appropriate for mapping small-scale eddy fields than that of the TOPEX. Despite the large orbit spacing, however, the TOPEX has fairly well capacity to capture eddy fields. Additionally, eddy resolving capacities for joint TOPEX-ERS orbit and Jason-1-TOPEX tandem orbit are also investigated. Analysis error estimated smallest for the Jason-1-TOPEX tandem orbit in comparison with the orbits of the joint TOPEX-ERS, the TOPEX alone and the ERS alone.

1. Introduction

Satellite altimeters have been providing useful information for ocean research and operations by measuring sea surface height that reflects vertical structure of ocean. The ERS-1, launched in 1991, the ERS-2, the follow-on altimeter of the ERS-1, and the TOPEX/POSEIDON, launched in 1992, have been contributing recent progress of the oceanography, because of those excellent accuracy for the measurement. The current altimeter measures sea surface height just under the satellite. Exactly repeating the same orbit, the altimeter can detect temporal variation of sea surface height along the grand passes of the satellite orbit. Spacing and repeat period of the measurement depend on the orbit configuration. In case of the TOPEX/POSEIDON, repeat period is almost 10 days and spacing of the closest, parallel orbits is 315 km along the equator, while, in case of the ERS 35-day-repeat mission, spacing is 80 km along the equator. The repeat period and spacing are inversely proportional to each other in principle.

Capacity of representing eddy fields is expected to depend on the orbit configuration of altimeter. Chelton and Schlax [1994] is the pioneer who investigated resolution capacity for altimeter observation, and they showed that the spatial and temporal resolving scales are 3-degree and 30 days for Geosat that takes 17-day-repeat orbit, concluding the Geosat orbit is not appropriate to mapping eddy fields. Ichikawa and Imawaki [1996] investigated S/N ratio of optimally interpolated fields from data along the Geosat passes, and showed that wavelength of significantly detectable phenomena is >600 km. Kuragano and Shibata [1997] conducted a similar test for the TOPEX/POSEIDON, and showed that mapped fields have noise exceeding a half of given signal for the wavelength of <700 km at the equator. Their mappings were conducted by interpolation applied to the data in space coordinates or even space-time coordinates but artificially limited time span.

All their results indicate that mapping of small-scale (~100 km) eddy fields from the TOPEX/POSEIDON alone is quite difficult because of its large orbit spacing. Although the ERS may be preferable for mapping eddy fields, a large repeating period of 35 days may cause inadequate disturbance associated with rapidly varying eddy. It needs temporal interpolation for such sampling data. Then space-time OI was proposed and applied to the data in a few cycles for eddy-scale variability. The OI, which provides analysis error and makes it statistically minimum, requires statistical information for observation error and first guess error *a priori*. Many of the studies gave a space-time scale as a space scale function multiplied by an independent timescale function [Hernandez et al., 1995; Larnicol et al., 1995; Le Traon et al., 1998]. It is still impossible for such OI to mapping eddy fields using TOPEX/POSEIDON alone. Larnicol et al. [1995] showed that mapping eddy fields from TOPEX/POSEIDON alone loses 70 % of signals between passes. Therefore, multi-altimeters are used jointly to obtain better eddy maps [Hernandez et al., 1995; Le Traon et al., 1998]. DeMay and Ménard [1989] succeeded to map eddy fields from GEOS-3 alone by taking account of theoretical propagation speed of the Rossby wave. Kuragano and Kamachi [2000] (KK2000 henceforth) adopted similar idea in mapping of sea surface height from the TOPEX/POSEIDON. They used statistical propagation characteristics of disturbances, which are estimated by fitting an anisotropic space-time Gaussian function to correlation coefficients of sea surface height from the TOPEX/POSEIDON. The spatial scale was also estimated and it is ~100 km in the region where eddy activity is large, such as in the western boundary current

(WBC) and the Antarctic Circumpolar Current (ACC) regions. The sea surface height map by the space-time OI reveals eddy well in such region. This is due that they considered ‘realistic’ propagation of disturbances and then took time difference of different cycles into account appropriately. This space-time OI can provide map at any analysis time even from the ERS data of a larger repeat period. It is a big interest how much differences are caused on the resolution capacity of the space-time OI by the different orbit configurations.

The destination of this paper is to compare the resolution capacity between TOPEX and ERS in consideration of the orbit configuration and the realistic eddy disturbance. The statistical space-time scales of eddy disturbance and observation error are calculated from both altimeter data by the method of KK2000. Eddy-induced sea surface height fields and its analysis errors are calculated using the space-time OI. (The space-time scale estimated by KK2000 is that of a composite of various ocean phenomena and strongly reflects on a dominant phenomenon. Therefore, the eddy fields cannot be analyzed in the region where eddy activity is not dominant.) Synthetic eddy fields are used to investigate resolution capacity and validate the capacity for real eddy fields. Moreover, we will discuss capacity of multi-satellite orbits, such as joint TOPEX-ERS and Jason-1-TOPEX tandem mission.

Altimeter data and data processing method are explained in section 2. Space-time scales are estimated from TOPEX and ERS, respectively, and are compared with each other in section 3. Objectively analyzed eddy fields from TOPEX and ERS are compared in section 4. Section 5 devotes discussion including the capacity multi-satellite orbist.

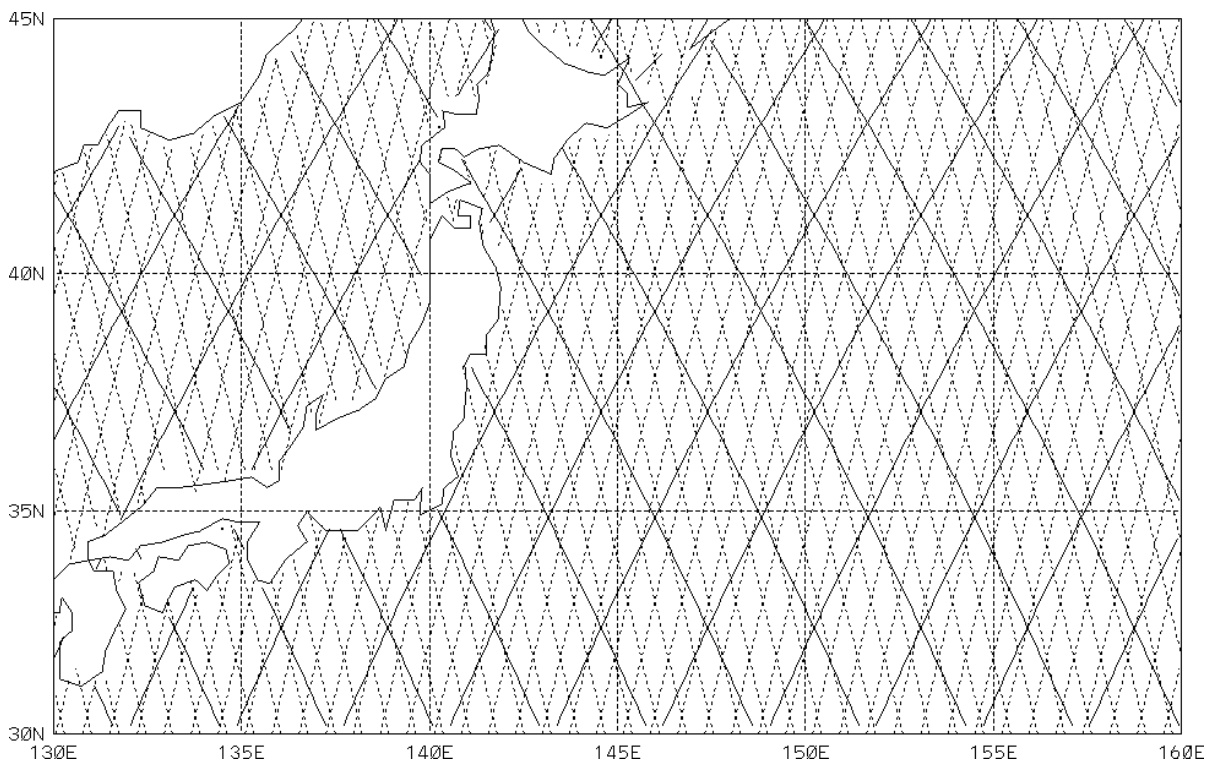


Figure 1. Ground passes of the TOPEX (solid line) and ERS (dashed line) in the western North Pacific.

2. Altimeter data and data processing method

2.1 TOPEX/POSEIDON and ERS altimeters

The TOPEX/POSEIDON takes an exact-repeat orbit, revolving the earth 127 times in 9.9156 days, and observes sea surface height along 254 passes between 66°S and 66°N (ground passes over the western North Pacific are shown by solid lines in Figure 1). This one series of observation is called 'cycle'. The TOPEX/POSEIDON has two altimeter sensors: the dual-frequency altimeter TOPEX was developed by the NASA (National Aeronautics and Space Administration), and the single-frequency altimeter POSEIDON developed by the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales). Because the two altimeters share one antenna, they do not work at the same time. The TOPEX works for most of the period, and the POSEIDON works one cycle per about 10 cycles. Though the accuracy of these two altimeters is similar to each other, there is a little bias between them. Therefore, the TOPEX altimeter data alone are used for the present analysis.

The ERS-1 takes several orbit configurations. It takes a 35-day-repeat orbit from April 1992 to December 1993 and from March 1995 to May 1996, revolving the earth 501 times in 35 days (ground passes are shown by dashed lines in Figure 1). The ERS-2 takes the same 35-day-repeat orbit from the beginning, April 1995. The data from the ERS-1 and ERS-2 are treated as a whole. The data compiled in the CORSSH provided from the AVISO (Archiving, Validation, and Interpretation of Satellite Oceanographic Data) are used for the present analysis [AVISO, 1997].

2.2 Data processing method

The TOPEX data from cycle 11 to 272 (from December 31, 1992 to February 11, 2000) are extracted from the MGD-B [Benada, 1997]. The ERS-1 data from cycle 6 to 18 of phase-c (from October 5, 1992 to December 23, 1993), and from cycle 1 to 13 of phase-g (from March 24, 1995 to June 2, 1996), and the ERS-2 data from cycle 0 to 46 (from April 29, 1995 to September 24, 2000) are extracted from the CORSSH [AVISO, 1997].

Media, tide, and electromagnetic bias corrections are applied for the TOPEX data according to Benada [1997], while the ERS data corrected for those values are compiled in the CORSSH. The mean sea surface height is subtracted with the purpose of reducing the difference of the geoid heights between measurement points. Inverse barometer is also applied.

To apply the collinear method and also to save computer resources, 27-km averages are calculated between 66°S and 66°N for the TOPEX and between 80°S and 80°N for the ERS, which is a complete span for each pass. The averaging yields a Nyquist wavelength of ~54 km.

A sea surface height anomaly (SSHA), which is an anomaly from the mean sea surface, is calculated at each 27-km along each cycle/pass with the collinear method. The mean sea surface is calculated for the period 1993-1998 for the TOPEX data, and the period December 16, 1992 – December 16, 1993 and October 8, 1995 – October 7, 1999 for the ERS data. The mean sea surface height is determined at each position where the data is obtained over 80 % of the period. If the mean sea surface height is not determined, no SSHA is available at the position.

The SSHA is smoothed along the pass using the following function,

$$\hat{h}^o(l) = \frac{\int_{-s}^s h^o(l+s) \exp(-s^2/L^2) ds}{\int_{-s}^s \exp(-s^2/L^2) ds}, \quad (1)$$

where \hat{h}^o is the smoothed SSHA, h^o the SSHA, l the coordinate along the satellite pass, L the cutoff scale for the smoothing ($4L$ represents the cutoff wavelength). The residual SSHA, $h^o(l) - \hat{h}^o(l)$, denotes eddy-induced SSHA (including random error as described in section 3.1). The length 400 km is selected for the cutoff scale L , corresponding to the wavelength of 1600 km. The reasons of this selection are as follows.

Figure 2 shows averaged wavenumber spectrum of SSHA along all passes which have SSHA series continued for >13600 km. The spectrum has a slight depression low at wavelengths 1000-2000 km on the comparison with inclination of $k^{-0.8}$. The slight peak of the spectrum at wavelength 400-900 km can be corresponding to eddy activity. Wavenumber spectra for the smoothed SSHA and the residual SSHA are also shown in the Figure 2. The residual SSHA conserves the strong spectrum peak at wavelengths 400-900 km. KK2000 estimated the space-time scales from TOPEX/POSEIDON data without scale decomposition. The estimated spatial scales are <240 km (corresponding wavelength is <1200 km: wavelength corresponds to about 5-time length of e-folding scale) in latitudinal direction in the regions where eddy activities are dominant, as mid latitudes of the western North Pacific and the North Atlantic, mid and high latitudes in the Southern Hemisphere. The estimated spatial scales are >400 km (corresponding wavelength is >2000 km) in latitudinal direction in the regions where seasonal steric variability is dominant, as the eastern North Pacific and subpolar

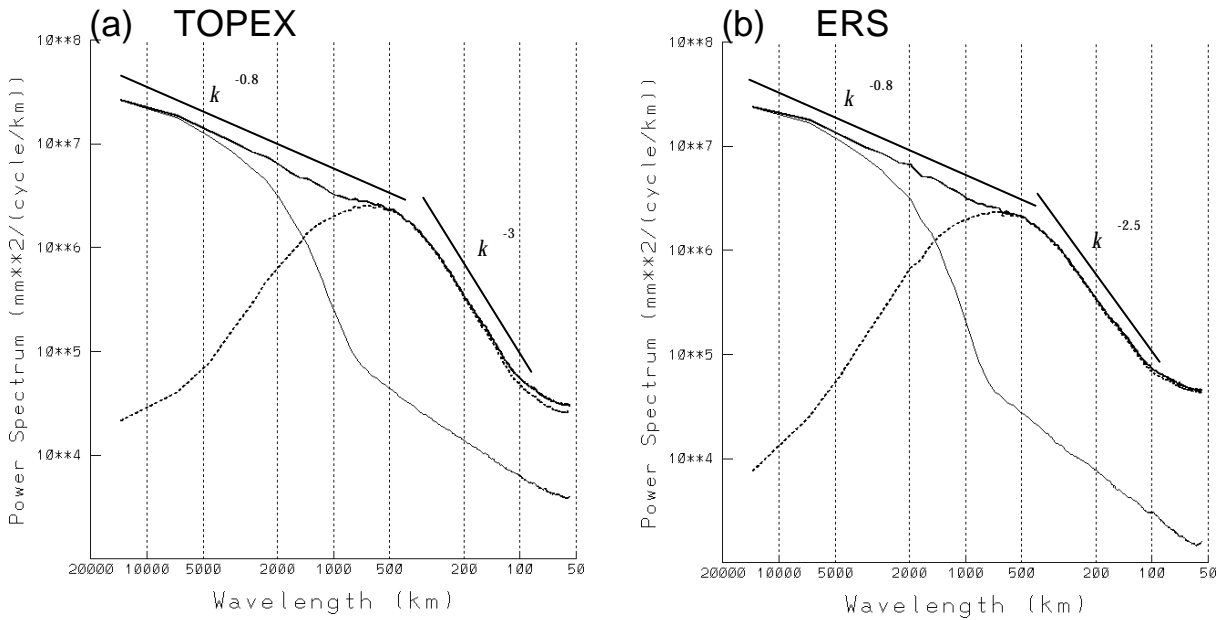


Figure 2. Wavenumber spectra of SSHA along passes. Bold line (thin and dashed lined) shows a spectrum of SSHA (smoothed and residual SSHAs). (a) Averaged spectra for total 10103 passes of TOPEX (59 passes for each cycle). (b) Averaged spectra for total 12118 passes of ERS (178 passes for each cycle).

of the North Pacific and the North Atlantic. The estimated eddy scales are influenced by steric variabilities, and the estimated scales of steric variabilities are by eddy activities. The actual scales of eddies (steric variabilities) are smaller (larger) than the estimated values. Therefore, the filter which conserves variability of wavelength <1000 km and eliminates those of wavelength >2000 km is appropriate. Moreover, studies of in situ data imply that the cutoff wavelength of 1600 km is proper to eliminate large-scale variability. Colosi and Barnett [1990] shows large-scale SST variability has an e-folding of 1600 km in the Southern Hemisphere using COADS and TOGA drifter data. They eliminate eddy scale variability by averaging 4° latitude x 4° longitude, which has the similar effect with the above smoothing.

Adopting a function $\sin(2\mathbf{p}/L)/(2\mathbf{p}/L)$ instead of Gaussian function in (1), the spectra are cut off sharply for the residual and smoothed SSHAs. This is another candidate for the smoothing function and seems more preferable for decomposition of ocean phenomena. However, the results of space-time scales are quite sensible to length of cutoff scale. Therefore, we did not adopt it.

3. Statistical space-time scales of eddy variability

3.1 Calculation Method

The present study is focused on eddy variability, and the smoothed SSHA is not discussed. Therefore, we abbreviate residual SSHA as observed SSHA hereafter. The observed SSHA is sum of eddy-induced value (true SSHA) and observation error. We estimate e-folding scale of eddy-induced SSHA using space-time Gaussian function fitted to correlation coefficients of the observed SSHA by applying the method of KK2000.

Figure 3 shows geographical distributions of longitudinal and latitudinal scales of true eddy-induced SSHA estimated from the TOPEX and the ERS, Figure 4 decorrelation and persistent timescales, Figure 5 phase speeds for longitudinal and latitudinal directions, and Figure 6 RMS variabilities of true SSHA and random error in the observed SSHA. See Figure 2 in KK2000 for definitions of the spatial scale, timescale and phase speed.

Figure 3 shows that the spatial scale is smaller as in higher latitudes, and minimum is <60 km, while it is large in the low latitudes, especially in latitudinal direction. This anisotropic spatial scale may reflect on not only eddy but also seasonally varying zonal currents system in the low latitudes. The observed SSHA, the residual of the smoothing, contains zonal current structure that is spatially small along-pass direction but quite large in zonal direction. Therefore, it may not be proper to conclude that the present spatial scale is reflected on eddy variability alone. However, it is no doubt on that eddy scale is larger in low latitudes than in high latitudes, because latitudinal scale is larger as in the lower latitudes.

Figure 4 shows that the decorrelation timescales are large, >60 days, in the high latitudes. The persistent timescales are also large except for low latitudes and western boundary current (WBC) regions. The decorrelation timescale is smaller than the persistent timescale, because eddies propagate rapidly. The relation between spatial scale and propagation speed determines decorrelation timescale. The propagation direction is generally westward and its speed is smaller in high latitudes. Eddies also appear to be transported by strong currents, such as the ACC, Kuroshio, Agulhas Current and Labrador Current, and the persistent

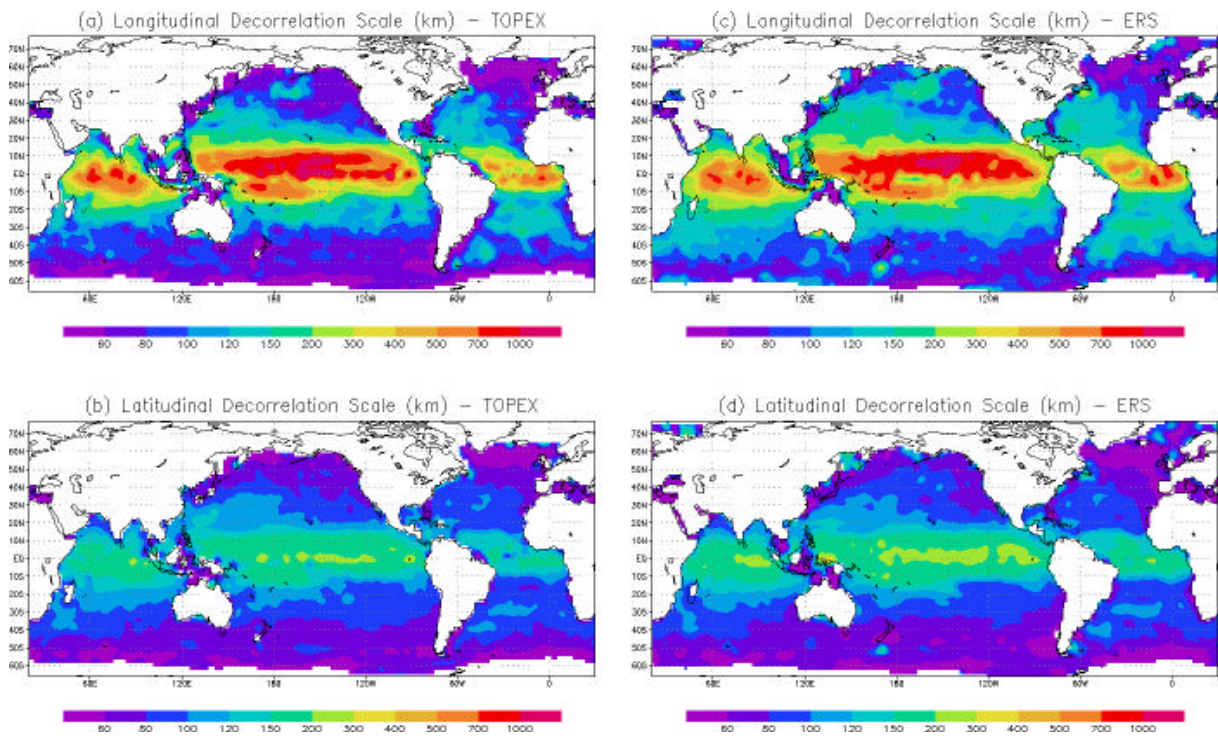


Figure 3. Spatial e-folding scales of eddy-induced SSHa disturbance (km). (a) Longitudinal scales estimated from TOPEX data, (b) latitudinal scales from TOPEX data, (c) Longitudinal scales from ERS data, and (d) latitudinal scales from ERS data.

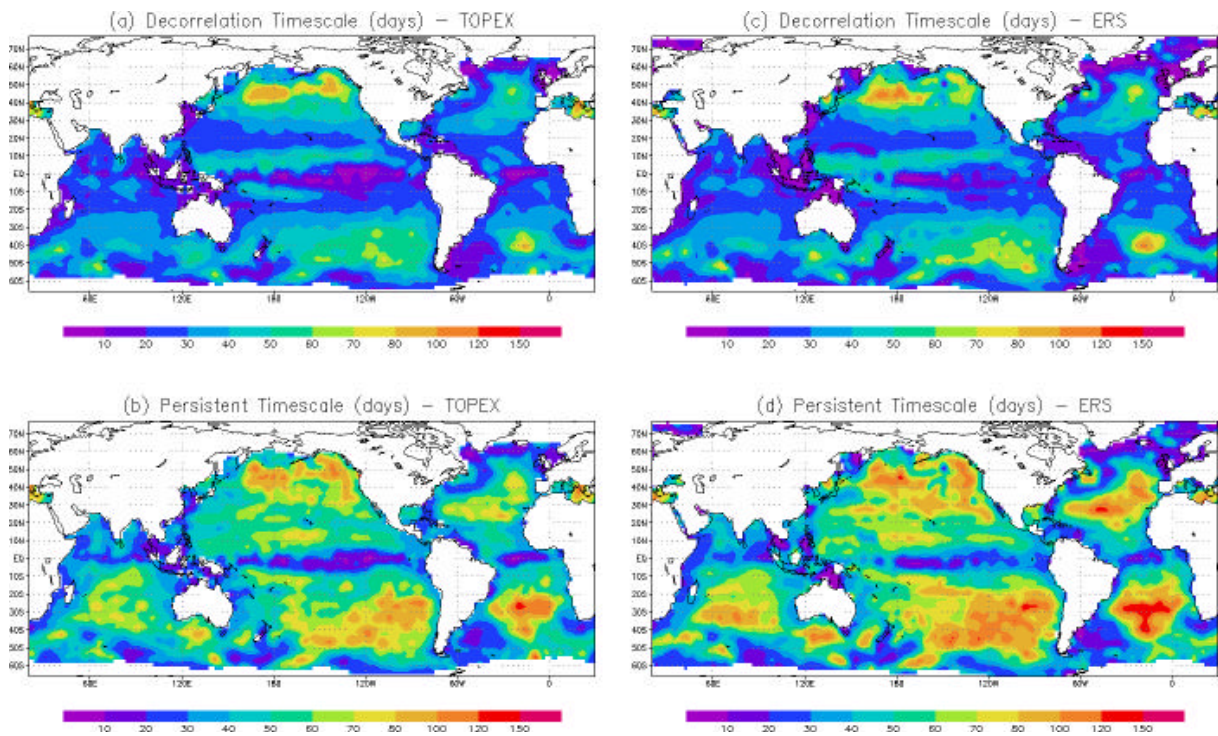


Figure 4. Temporal e-folding scales of eddy-induced SSHa disturbance (days). (a) Timescales estimated from TOPEX data, (b) persistent timescales from TOPEX data, (c) timescales from ERS data, and (d) persistent timescales from ERS data.

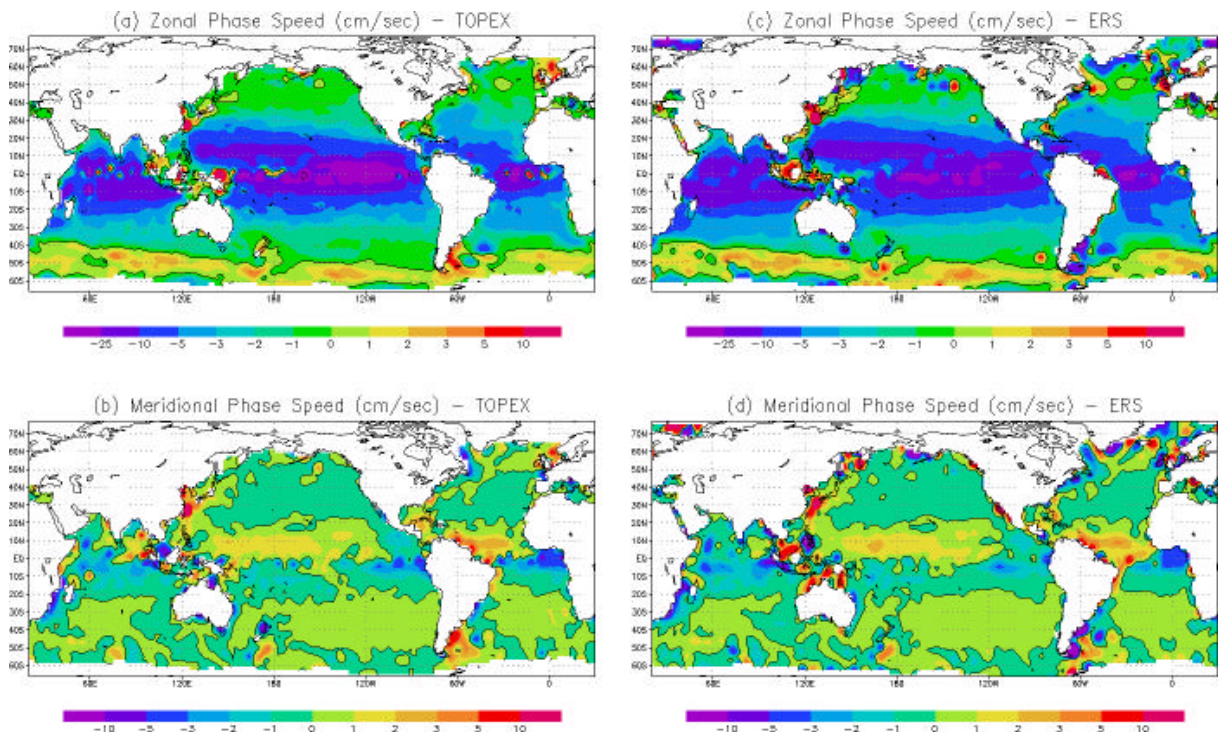


Figure 5. Phase speeds of eddy-induced SSHA disturbance (cm/sec). (a) Phase speeds for longitudinal direction estimated from TOPEX data, (b) those for latitudinal direction from TOPEX data, (c) those for longitudinal direction from ERS data, and (d) those for latitudinal direction from ERS data.

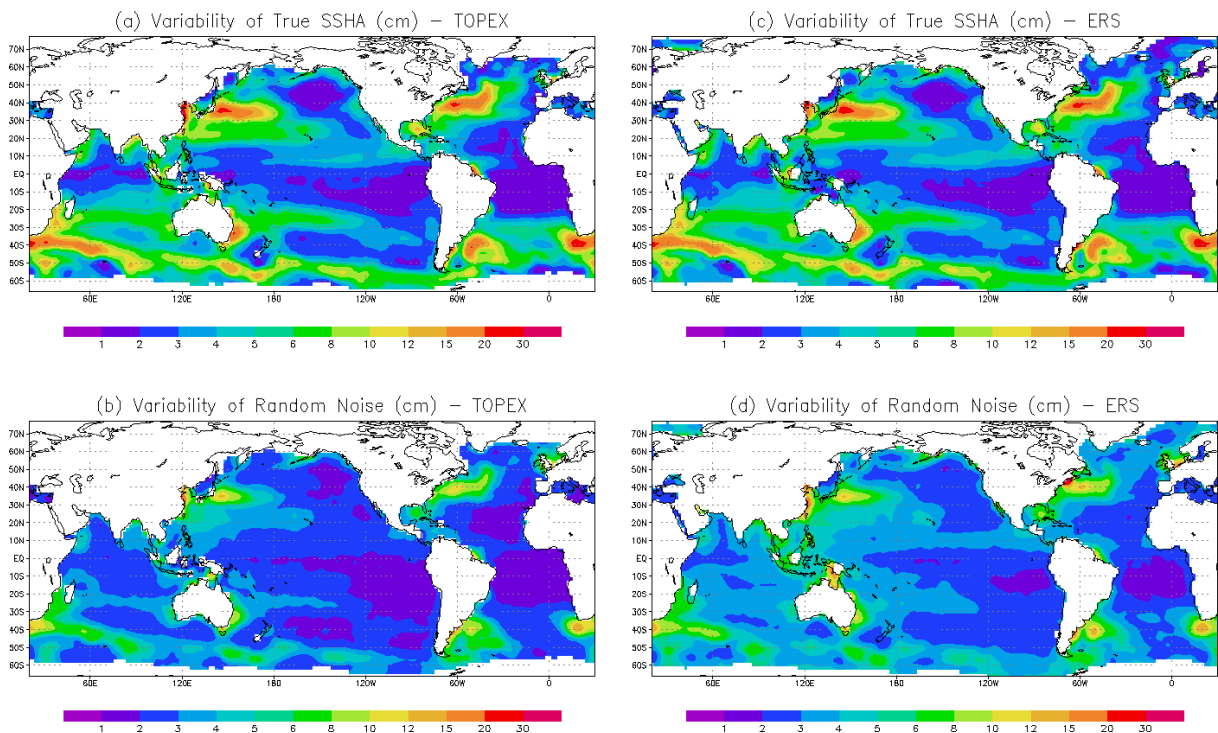


Figure 6. RMS variability of eddy-induced SSHA (cm). (a) RMS variability of true SSHA estimated from TOPEX data, (b) those of random noise among different TOPEX along pass data, (c) those of true SSHA estimated from ERS, and (d) those of random noise among different ERS along pass data

timescales are small in these regions. The direction of propagation may be unstable under the influence of the strong currents.

Chelton and Schlax [1996] estimated propagation speeds of SSH disturbances using time-longitude section of SSH of the TOPEX. Their estimated speed is larger than the theoretical speeds of freely propagating, nondispersive, linear, first-mode baroclinic Rossby waves which are estimated from the Rossby deformation radius of Emery [1984]. Chelton et al. [1998] calculated the Rossby deformation radius and the theoretical speed using the recent grid data constructed by the National Ocean Data Center. The differences still remain in the significant level, however. Killworth et al. [1997] showed the theoretical speeds of first-mode baroclinic Rossby waves becomes similar level to the speed of Chelton and Schlax [1996] by taking account of the influence of second-mode Rossby waves. The present propagation directions of the eddy disturbances are generally westward and the speeds are smaller as in higher latitudes (Figure 5). The present speeds are rather smaller than the theoretical speeds by Chelton et al. [1998]. This is due to the difference of estimating methods. Long-lifetime, over one year, disturbances are subjectively detected from the time-longitude section, while Gaussian function is fitted to the data for a few months lag. The estimated propagation speed from Gaussian fitting may be modulated propagation speeds of first-mode Rossby waves and higher-mode ones. The geographical distribution of the present speed has a similar pattern with that of theoretical speed of Killworth et al. [1997] including eastward propagating regions, though the present values are much smaller.

Figure 6 shows that large variability appears in ACC and WBC regions, such as the Kuroshio, Kuroshio Extension, Gulf Stream, Gulf Stream Extension, Agulhas Current, East Australia Current and Brazil Current. Slightly large values also appear at southern boundaries of subtropical gyres in the Southern Hemisphere. The ocean condition in these regions is characterized by varying strong currents and pinch off eddies associated with the large inclination of sea surface dynamic height. It makes sea surface height variability large. The stable eddies associated with California Current makes the SSHA variability slightly large in the eastern North Pacific. The variability is, however, quite small off west of the California Current, showing these eddies dissipate soon as propagating westward. The large variability with the Legeckis wave, instability wave, is seen along just north of the equator and Costa-Rica eddy are also estimated. The error is generally large in the region where the SSH variability is large. The error is associated with noise-level as white spectrum at high frequency, which is generally large when the total energy is large. The error for the ERS is a little larger than the TOPEX, ~1 cm in RMS. This can be presumed from the both spectrum in Figure 2, which show the larger energy in high frequency for the ERS than the TOPEX.

4. Mapping of eddy field using Optimum Interpolation

4.1 Space-time OI Method

The Optimum Interpolation (OI) is conducted in the space-time domain with the space-time scales and observation error statistically obtained in section 3 and shows differences of grid point values (GPVs) of SSHA from the TOPEX and the ERS. The ERS-1 and -2 has a tandem phase during April 1995 – May 1996. The orbit configurations are discussed for the resolving capacity of eddy. Therefore, the ERS-2 data alone is used to avoid redundancy of the passes, if a mapping time is included in the period of the tandem phase. If SSHA

of zero (cm) is adopted for the first guess, true SSHA is the error of the first guess. Therefore, the covariance of the first guess is composed of the space-time scale and RMS variability of the true SSHA. Though the instrumental and correction errors are usually adopted as the observation error for the OI, we adopt the random error estimated in section 3 as the observation error, because it is a residual of the true value in the observed SSHA. Observation error has no correlation between the data on different passes and also on different cycles even in the same pass. The observation error may have correlation only between the data on the same pass of the same cycle. One-dimensional Gaussian function is fitted to the correlation coefficients of the observed SSHA along pass. Then we can get a correlation function for the total variation of the true SSHA and a correlated error. Comparison of the one-dimensional correlation function and the space-time correlation function derives the correlation function of the observation error and its variance (see KK2000). The OI is applied to the TOPEX SSHA using statistics from the TOPEX, and to the ERS SSHA using statistics from the ERS. As the space-time scales from both the TOPEX and the ERS are similar to each other, the similar ocean phenomena must be analyzed for both altimeters. Grid point values (GPVs) at every $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ are calculated. The data in the region where the first-guess error has a correlation coefficient $> \exp(-1)$ with the grid point is selected. Number of the selected data are 100 - 200 for each grid in the region around Japan.

Figure 7 shows the SSHA maps and analysis error maps drawn on the basis of the GPVs obtained from the TOPEX and ERS, respectively. The analysis error e_g of gridded value calculated by the OI is

$$e_g = s_g^p \sqrt{1 - \sum_{i=1}^N w_i m_{gi}^p} \quad , \quad (2)$$

where s_g^p is the RMS variability of the first guess error at the grid point, w_i the weight coefficient for datum i , m_{gi}^p the correlation coefficient of the first guess error between the grid point and datum point i , i is the data number and N is the total number of the data adopted for the OI calculation for the grid point.

The map from the TOPEX includes smaller structures than that from the ERS does. Analysis error map from the TOPEX shows low values restricted to pass location and relative maximum at each center of the diamond area enclosed by the nearby passes. Though the similar characteristics are recognized on the error map of the ERS, it is not so large as the TOPEX and small error is not necessarily restricted along passes (see Figure 7d, relative maximum error is propagating westward). Although the ERS SSHA has larger observation error than the TOPEX SSHA has, analysis error from the ERS is generally smaller than that from the TOPEX. The small scale SSHA structures in TOPEX map (Figure 7a) are caused by large spacing of TOPEX passes.

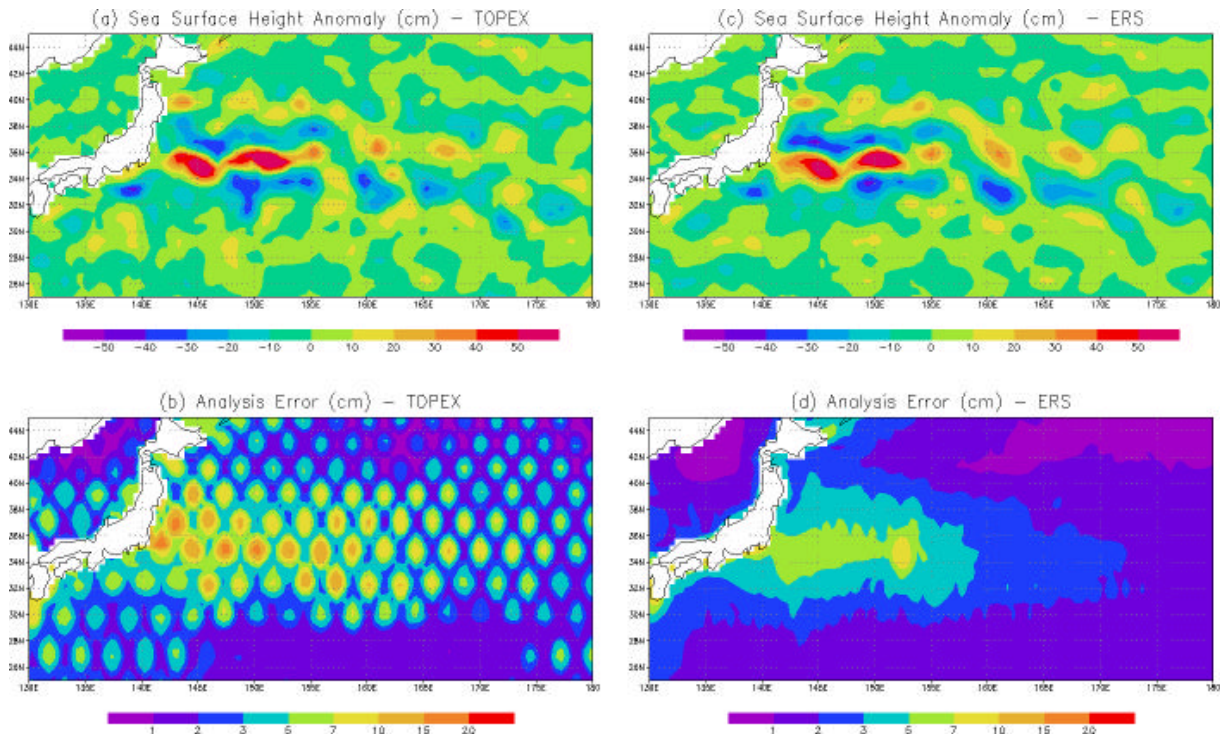


Figure 7. Results of space-time optimum interpolation (I). The eddy-induced SSHA maps are based on interpolated values at $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ grids obtained by space-time optimum interpolation applied to along-pass altimeter data. Analysis date is January 3, 1996, and unit is cm. (a) SSHA fields from TOPEX, (b) analysis error for (a), (c) SSHA fields from ERS, and (d) analysis error for (c).

4.2 Capacity of space-time OI

The main target of the present paper is to investigate how much actual eddy SSHA can be reconstructed by the statistical OI applied to the altimeter data. Figure 8 shows the global distribution of the value $\sum_{i=1}^N w_i m_{yi}^p$ ($=(\mathbf{s}_g^{p^2} - e_g^2)/\mathbf{s}_g^{p^2}$) in (2). The value means a variance ratio of the GPV to the first guess error, indicating how much rate of the true SSHA is reconstructed by the OI. The reconstruct rate is a value like an inverse of the analysis error. Figure 8 shows that SSHA is not reconstructed well in extremely high latitudes, the equatorial region, the coastal seas and northeast of the North Pacific. Except low latitudes the reconstruction rate for the TOPEX analysis shows mesh-like distribution. In such regions the reconstruction rates are $>90\%$ along the TOPEX passes and $<60\%$ at many midpoints of diamond areas. Such mesh-like distribution cannot be recognized for the ERS analysis. In the comparison with Figure 8a and 8b, it is acceptable that the ERS data is preferable to analyze eddy-induced SSHA. It is confirmed by the global mean analysis error, which is 2.15 cm for the TOPEX and 1.96 cm for the ERS. The reconstruct rate for ERS is, however, smaller than that for the TOPEX in the equatorial region and some areas in high latitudes. In the worst case, GPV is not calculated as blank in Figure 8b.

The reconstruction rate depends on the space-time scale, the degree of latitude and the orbit configurations.

In order to clarify the dependency, synthetic error covariance is assumed for the first guess and the reconstruction rate is calculated for the TOPEX and the ERS. The test site is the center of each diamond area (a midpoint between passes at latitude of cross over point), where the reconstruction rate is expected to be a minimum in the diamond area. No lack data is assumed along all passes as by land. The analysis time is selected at every 12z of continuous 10 days for TOPEX and 35 days for ERS, and the minimum rate is adopted. Figure 9 and 10 show the reconstruction rate as a function of latitude, changing first-guess error covariance, i.e., space-time scales and westward propagation speed. RMS variability of the observation error is given as the half of the first guess error. Observation error is assumed not to correlate with those for data on different passes or

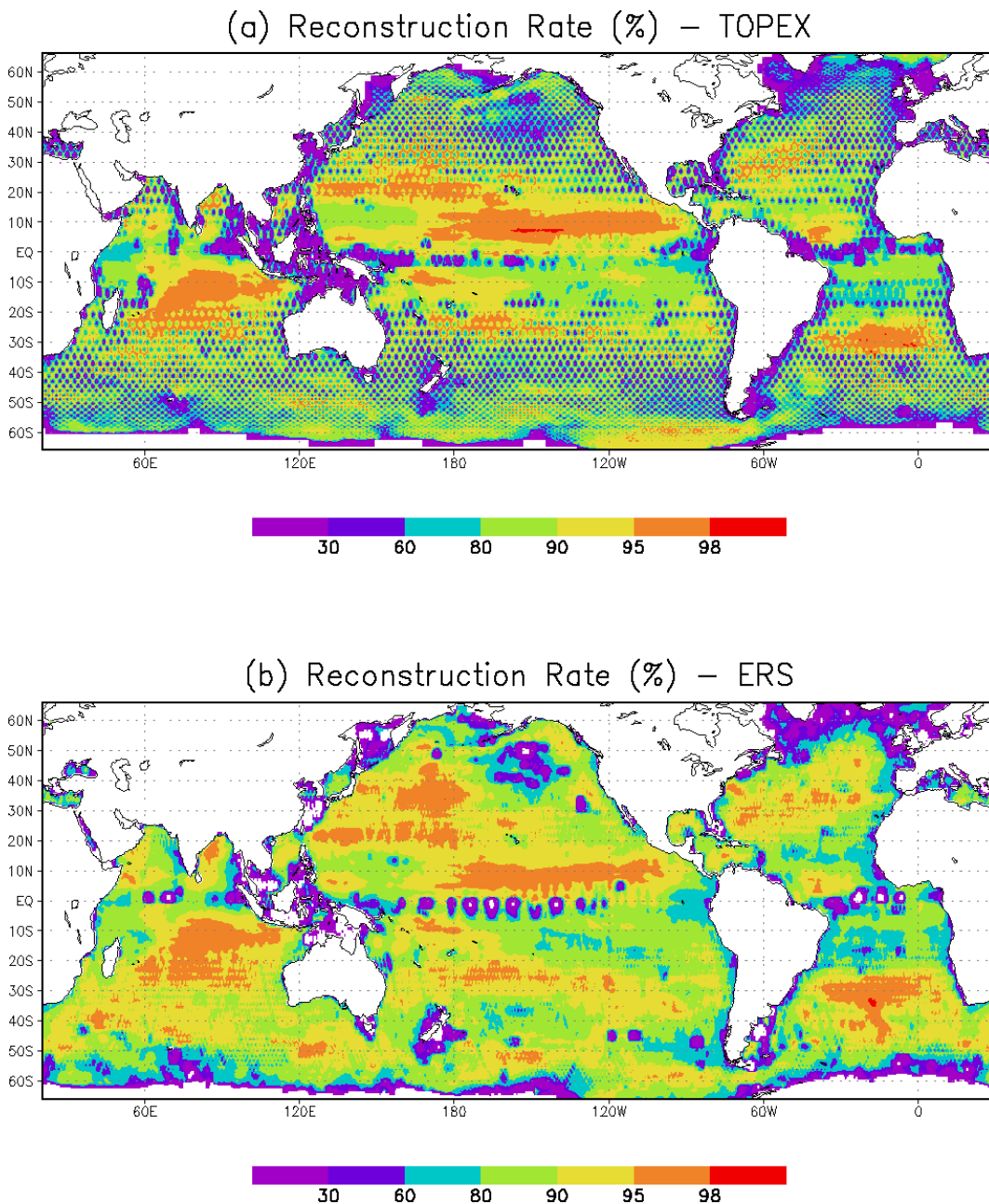


Figure 8. Global maps of reconstruction rate for realistic eddy obtained from (a) TOPEX and (b) ERS.

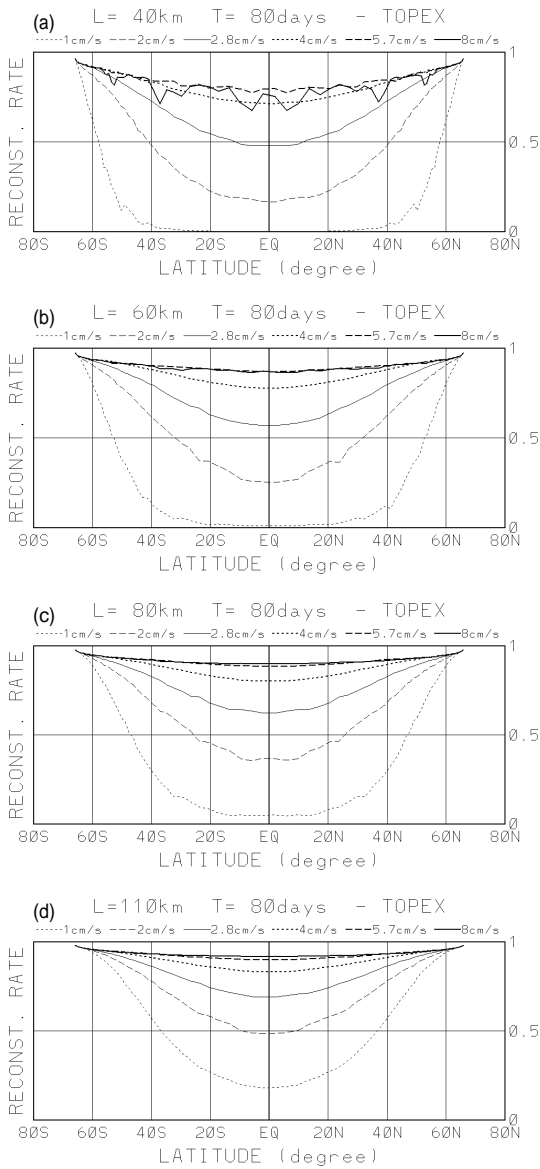


Figure 9. Reconstruction rate for TOPEX orbit. Spatial scale and persistent timescale (e-folding scales) are changed for each figures as indicated. Propagation speed are selected westward 1 (dotted thin line), 2 (broken thin line), 2.8 (thin line), 4 (dotted bold line), 5.7 (broken bold line), 8 cm/sec (bold line) also indicated in each figures. The ratio is calculated at the midpoint of diamond area enclosed by nearby 4 passes in all different latitude. The spatial scale is (a) 40 km, (b) 60 km, (c) 80 km and (d) 110 km with the same timescale of 80 days.

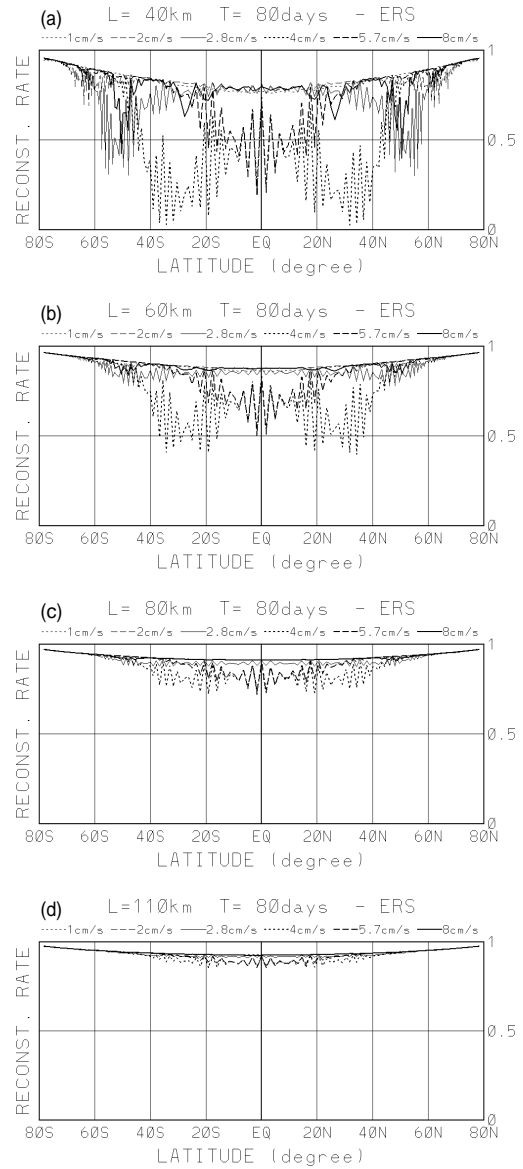


Figure 10. The same as Figure 9 but for ERS orbit.

in different cycles. Half of the observation error is assumed to correlate along pass with e-folding scale of 200 km, and the rest no correlation with those for data on the same pass of the same cycle. Note that this is not like a meridional section of the reconstruction rate in Figure 8 but an enveloped line of minimum those from diamond to diamond.

For the TOPEX, the reconstruction rate at each midpoint of diamond area changes regularly along meridian. It is lower in lower latitudes, for smaller propagation speed, for smaller spatial scale and also for smaller timescale (difference for timescale is not shown in the Figures). This shows that the reconstruction rate largely depends on the relative density of data against the scale of the first guess error. The passes of the TOPEX array almost continuously but with wide spacing in comparison with the space-time scale of the eddy disturbance (Figure 11a and 11b). The number of the data adopted for calculating GPV becomes large

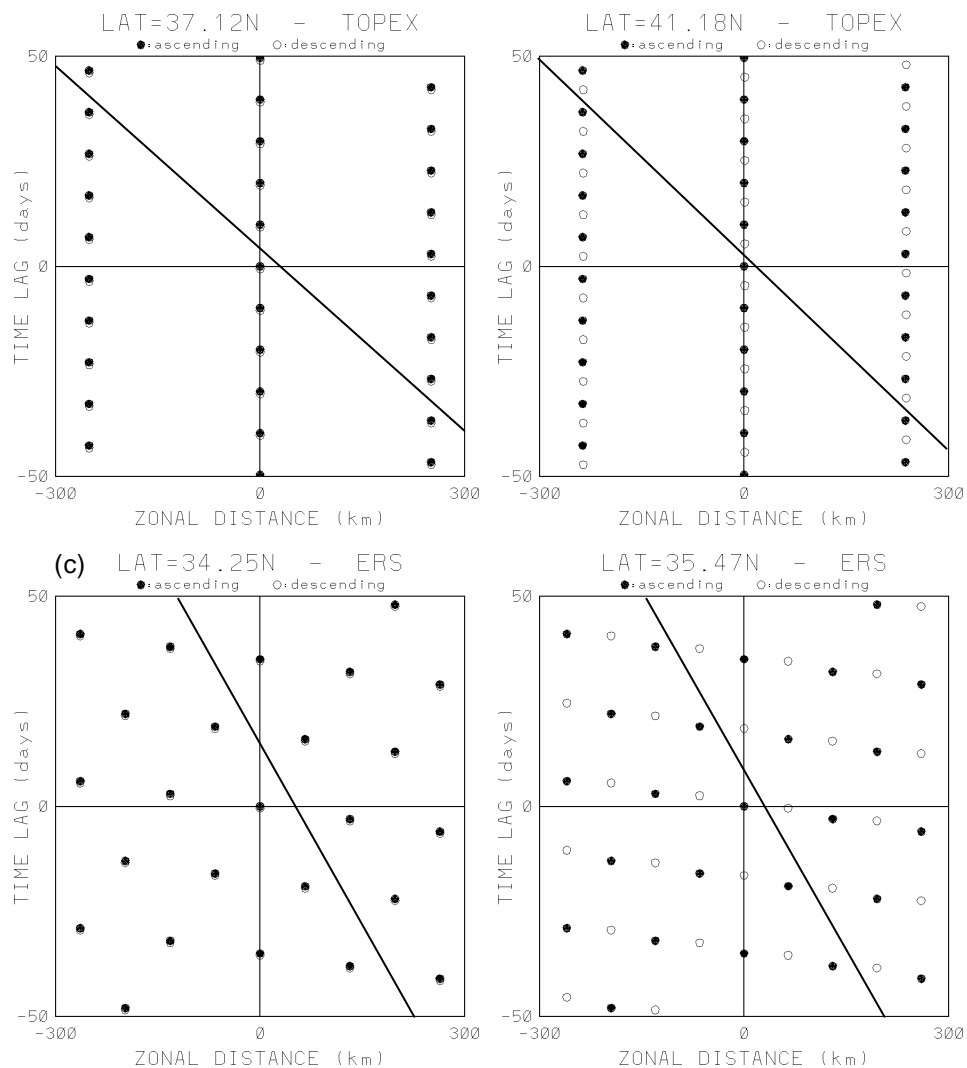


Figure 11. Time-longitude section of relative orbit locations for space-time optimum interpolation. Closed circles indicate ascending passes, and open circles descending passes. (a) Latitude of 37.12°N of the TOPEX orbit, and line indicates trail of eddy propagating westward 8 cm/sec. (b) 41.18°N of the TOPEX, and line of westward 7.5 cm/sec. (c) 34.25°N of the ERS, and line of westward 4cm/sec. (d) 35.47°N of the ERS and line of westward 4 cm/sec.

when spatial scale is large, temporal scale is large, propagation scale is large, and degree of latitude is high.

The reconstruction rate for the ERS is also higher for smaller space-time scale (Figure 10). The distribution along latitude is not so simple as that for the TOPEX. Ignoring jagged feature along latitude, the reconstruction rate has a local minimum at different latitude depending on the propagation speed (Figure 10a). For example, the minimum rate locates on the equator for propagation speed 5.7 cm/sec, latitude of $\sim 30^\circ$ for 4 cm/sec, $\sim 50^\circ$ for 2.8 cm/sec, and $\sim 60^\circ$ for 2 cm/sec. Figure 11c shows that propagating disturbance with 4 cm/sec passes all cross-over points at the same timing in a cycle at the latitude $\sim 34^\circ$. Therefore, if the disturbance locates between space-time sampling points, it cannot be detected well. As spacing between the cross over point becomes smaller in higher latitudes, propagation speed of undetectable disturbance becomes smaller in higher latitudes. Much faster propagating disturbance also happens to locate between space-time sampling points, especially small spatial scale disturbance (see 8 cm/sec in Figure 10a). The space-time sampling points (Figure 11c) indicate that disturbance with propagation speed multiplied by round number also can not be detected well at the same latitude. The half of 8 cm/sec is 4 cm/sec, one third of 8 cm/sec is 2.7 cm/sec, and one fourth of 8 cm/sec is 2 cm/sec. The reconstruction rate for propagation speed 8 cm/sec has local minimums at latitudes, $\sim 26^\circ$, $\sim 50^\circ$ and $\sim 64^\circ$ where the reconstruction rate has a local minimum for propagation speed 4, 2.8 and 2 cm/sec, respectively (Figure 10a). In terms of jagged feature, the latitude 34.25°N is where the rate has local minimum for propagation speed of 4 cm/sec. At this latitude, the ascending and descending passes almost overlies to each other (Figure 11c), therefore the sampling density is substantially a half of that at latitude of 35.47°N (Figure 11d). The cross over latitude like Figure 11c and that like Figure 11d are arrayed almost alternatively along latitude. Such orbit configuration makes the jagged feature of the reconstruction rate. The similar situation occurs for the TOPEX in case of smallest spatial scale of 40 km and larger propagation speed of 8 cm/sec (see Figure 11a and 11b in comparison with Figure 9a).

In general, spatial scale and propagation speed becomes smaller as in higher latitudes (see Figure 3 and 5). This fact makes the reconstruction rate for the TOPEX low at midpoints of diamond areas in latitudes $>20^\circ$. Nevertheless the rate is quite high along passes because of the shortly repeating observation. This results the mesh-like distribution of the reconstruction rate for the TOPEX (Figure 8a), showing difficulty of mapping eddy fields from the TOPEX observation.

The ERS has a high reconstruction capacity for small propagation speed even in high latitudes (Figure 10a). This makes the rate for the ERS remaining high. The large repeating time interval does not make the rate extremely high. These facts make a homogeneous distribution of the rate, fortunately. The ERS observation is much better to detect the realistic eddy disturbance. However, the rate is quite low in the equatorial region, where the large propagation speed and short timescale are recognized. The other area with low reconstruction rate for both TOPEX and ERS are mainly where small spatial scales are recognized. Fortunately, eddy activity in such areas is quite small (Figure 6).

5. Discussion

The aim of the present study is to clarify the capacity of the TOPEX and the ERS for detecting characteristics of eddy variability and mapping eddy fields on the relation with the orbit configurations. The space-time scales of eddy variability are obtained by fitting space-time Gaussian function to correlation coefficients of along-pass SSHAs distributed in the 2dimensional space and 1dimensional time domain. The space-time scales are obtained as an averaged value for 2° -latitude x 4° -longitude at every 2° x 2° grids in the global ocean. The Gaussian function can reveal also propagation speed of the SSHA disturbance and S/N ratio of the observed SSHA. The RMS variabilities of the true SSHA and random error of the observed SSHA, therefore, can be detected by taking account of the RMS variability of the observed SSHA. The distributions of spatial scale, timescale, propagation speed and RMS of true SSHA variability are quite similar between the results from the TOPEX and the ERS. The fitting method is tested for synthetic correlation coefficients distributed in the space-time domain according to the orbit configurations. For both TOPEX and ERS orbit configurations, the fitting does not work well for eddy variability with smaller scales and faster propagating than the realistic eddy. Fitting error may be caused in the marginal seas, because the correlation coefficients are not obtained at land. The propagation speeds have some differences in such marginal seas between the TOPEX and the ERS. Except such marginal seas, the test shows that the differences of the orbit configuration do not influence much to estimating statistical characteristics of the realistic eddy variability.

The mapping capacities of the TOPEX and the ERS orbits are investigated for the realistic eddy fields and also synthetic eddy fields. The map of the realistic eddy fields from the TOPEX is influenced by the orbit locations. Although the observation error of the ERS is larger than the TOPEX, error of the analyzed fields from the ERS is smaller than the TOPEX. The OI with synthetic eddy scales for the first guess error also shows that the ERS can map much smaller and slower propagating eddy than the TOPEX can. The ERS orbit is more appropriate for mapping eddy fields than the TOPEX orbit.

Improvement of mapping capacity is expected by combining the TOPEX and ERS. Figure 12 shows the example of the mapped fields by combined the TOPEX and the ERS, where the first guess error covariance from the TOPEX is adopted and the observation error covariances estimated from each altimeter are adopted for the respective altimeters. Though the obtained SSHA map does not so much differ from that obtained from the ERS alone, the analysis error is estimated much smaller. It might be concluded that the reliability becomes large by combining two altimeter data. However, there should be careful treatment for combining the altimeters. The observation error and the first guess error in the observed SSHA should be complements each of the other. This fact requires that the space-time scale and the RMS of the true SSHA estimated from the TOPEX and the ERS should have the same value. These statistical features do not completely coincide with each other, however. The analysis error in Figure 12b is estimated with no account of this inconsistency. Mapping from the ERS alone is simple and reliable enough, rather than overcoming the difficulty to remove the inconsistency.

The targets of the TOPEX/POSEIDON mission are to detect large-scale ocean circulation and mean sea level change. The orbit configuration of the TOPEX/POSEIDON was determined not only to match these

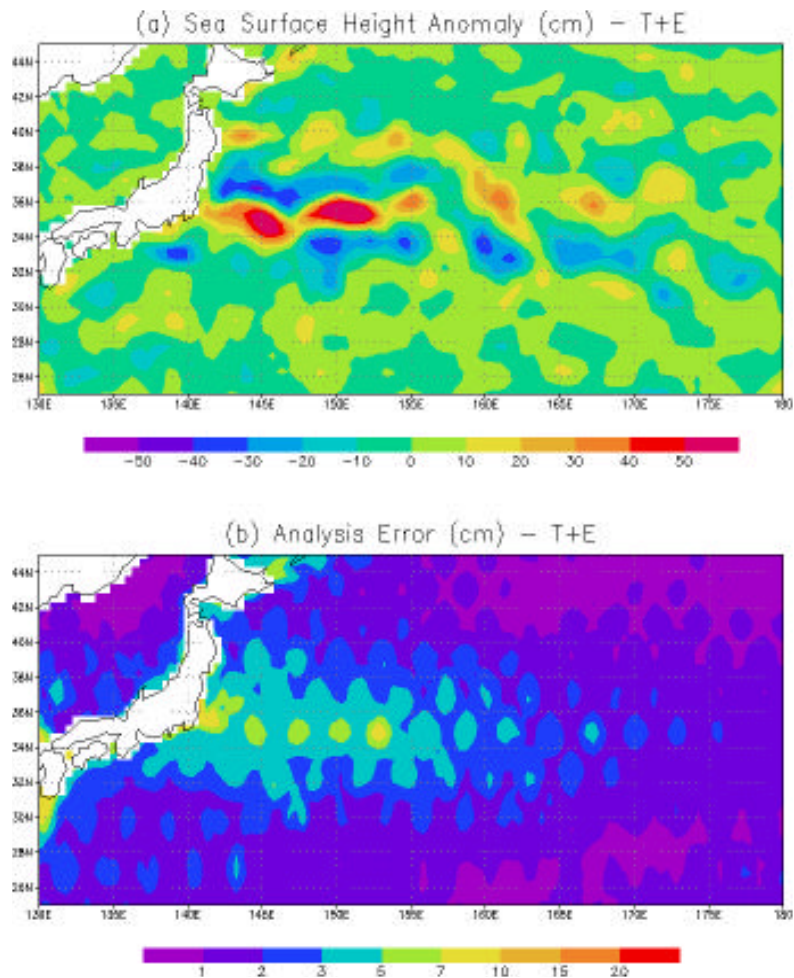


Figure 12. The same as Figure 7, but for TOPEX and ERS combined analysis. (a) SSHA map, and (b) analysis error for (a).

targets but also to reduce alias error of tide model, which was a big problem of the previous altimeters. The TOPEX/POSEIDON has contributed to the development of excellent tidal models. The developed models improved an accuracy of sea surface height of the TOPEX/POSEIDON and the ERS. Moreover, the ERS data compiled in the CORSSH refers the TOPEX data to eliminate orbit error correlated along pass [Le Traon, et al. 1995; Le Traon, and Ogor 1998]. Though the ERS orbit is more appropriate to map eddy fields even taking account of its observation error, such excellent mapping was never attained without TOPEX/POSEIDON.

Jason-1, the follow-on altimeter of the TOPEX/POSEIDON, will take the same orbit as the TOPEX/POSEIDON. The observation error is expected smaller than the TOPEX/POSEIDON, 2.5 cm RMS, which is total of orbit error and instrumental noise. The impact of this small observation error will be estimated by the Gaussian fitting scale estimation in our future work. If the TOPEX/POSEIDON still works after the calibration phase of the Jason-1, the tandem mission of the TOPEX/POSEIDON and the Jason-1 will be conducted. One of candidates for tandem orbit configuration is that locating the TOPEX/POSEIDON at

center between the Jason-1 orbit and delaying half cycle from Jason-1. The OI for this tandem orbit is also tested, where the observation error of the TOPEX is adopted for that of the Jason-1. Global map of reconstruction rate is shown in Figure 13, with those from TOPEX-ERS joint data for the comparison. The results indicate much improvement from the analysis of TOPEX alone and ERS alone, of course. The mesh-like distribution remains for the TOPEX-ERS joint orbit. The reconstruction rate is more homogeneous and higher for the Jason-1-TOPEX tandem, showing to be improved well by combining the Jason-1 and the TOPEX. Global averaged analysis errors are 1.80 and 1.71 cm RMS for the TOPEX-ERS joint and the Jason-1-TOPEX tandem, respectively, while those are 2.15 and 1.96 for the TOPEX alone and the ERS alone,

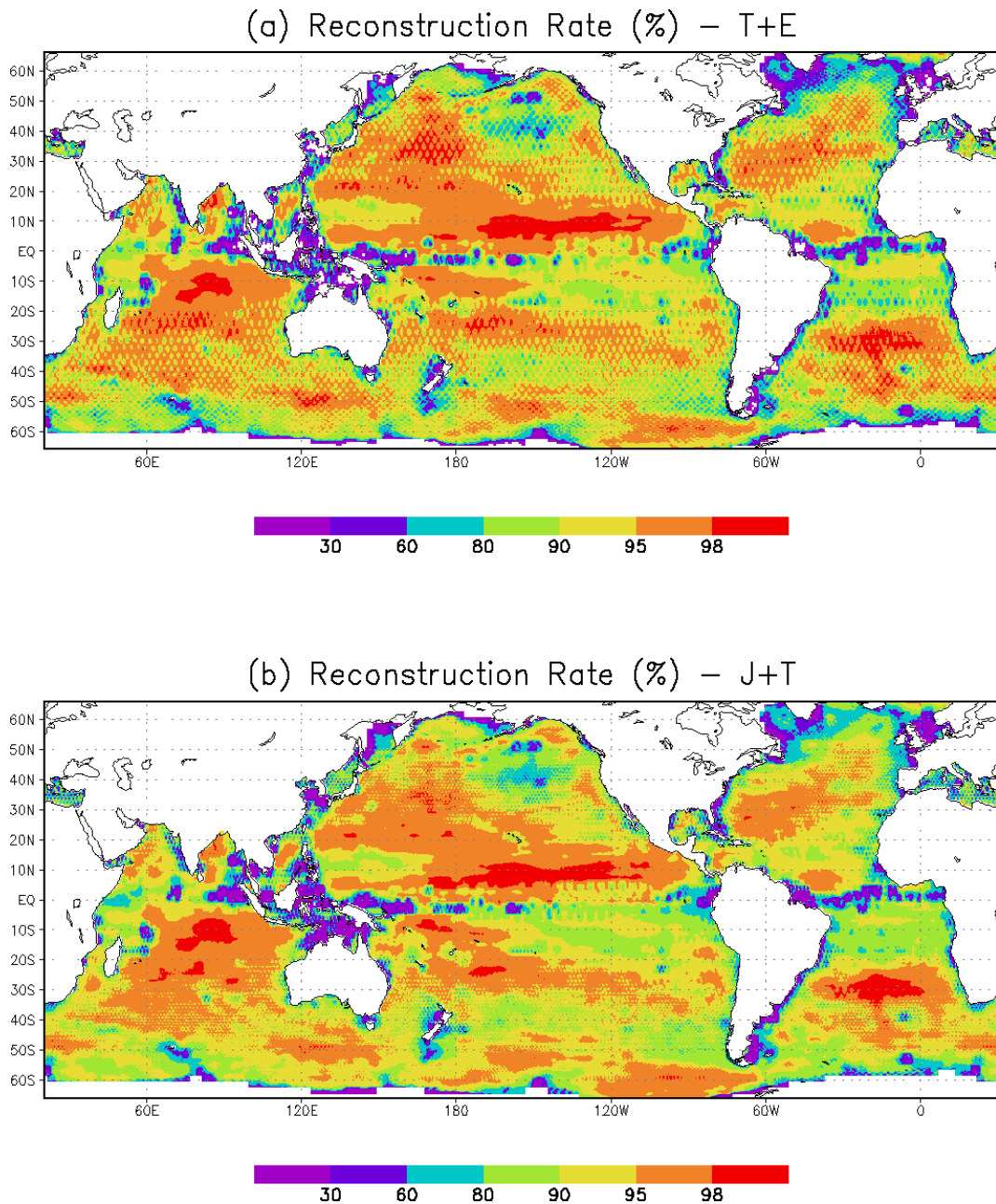


Figure 13. Global maps of reconstruction rate for realistic eddy obtained from (a) TOPEX-ERS joint, and (b) Jason-1-TOPEX tandem.

respectively. The tandem orbit shows the best performance for eddy analysis in these four orbits.

New altimeters are proposed for Jason-2 mission to attain high resolution. One of them is simultaneous operation of a few small altimeters taking their orbits shifted. Space-time relative location of these altimeters should be determined not to hide eddy disturbance among satellite passes. If these takes the same repeat period and orbit inclination as the TOPEX, at least three altimeters are appropriate to be allocated into evenly shifted orbits. Another is a wide swath ocean altimeter (WSOA) with measurement of 200 km across pass. For this altimeter the discussion in the present study may be no more problem. Though the data can provide maps for various phenomena, careful treatment of the data, such as observation error, should be required to detect required phenomenon. The authors recommend the space-time Gaussian function fitting as one of the effective methods for the error treatment.

Acknowledgments

A part of this work is supported by the Special Coordination Fund for Promoting Science and Technology from the Science and Technology Agency (STA) of Japan. A part of this work is also supported by CREST (Core Research for Evolutional Science and Technology) of the Japan Science and Technology (JST). The TOPEX/POSEIDON altimeter data were provided by the NASA Physical Oceanography Distributed Active Archive Center at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology. The CORSSH products are supplied by the CLS Space Oceanography Division, Toulouse, France. The ERS products were generated as part of the proposal "Joint analysis of ERS-1, ERS-2 and TOPEX/POSEIDON altimeter data for oceanic circulation studies" selected in the response to the Announcement of Opportunity for ERS-1/2 by the European Space Agency (Proposal code: A02.f105)." We thank anonymous reviewers who provided helpful comments.

References

- Archiving, Validation, and Interpretation of Satellite Oceanographic Data (AVISO), AVISO user handbook corrected sea surface heights (CORSSHs), 3.0 ed., AVI-NT-011-311-CN, Toulouse, France, pp21, 1997.
- Benada, R., Merged GDR (TOPEX/POSEIDON) Generation B Users Handbook, Ver 2.0, JPL D-11007, 1997, Jet Propul. Lab., Pasadena, Calif.
- Chelton D. B., and M. G. Schlax, The resolution capacity of an irregularly sampled dataset: With application to Geosat altimeter data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11, 534-550, 1994.
- Chelton D. B., and M. G. Schlax, Global observation of oceanic Rossby waves, *Science*, 272, 234-238, 1996.
- Chelton D. B., R. A. deSzoeke, M. G. Schlax, K. E. Naggar, and N. Siwertz, Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 433-460, 1998.
- Colosi J. and T. Barnett, The characteristic spatial and temporal scales for SLP, SST, and air temperature in the southern Hemisphere, *J. Applied Meteor.*, 29, 694-703, 1990.
- De Mey P., Y. Ménard, Synoptic analysis and dynamical adjustment of GEOS 3 and Seasat altimeter eddy fields in the Northwest Atlantic, *JGR*, 94, 6221-6230, 1989.
- Emery W. J., W. G. Lee, and L. Magaard, Geographic and seasonal distributions of Brunt-Väisälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 294-317, 1984.

- Hernandez F., P.-Y. Le Traon, and R. Morrow, Mapping mesoscale variability of Azores Current using TOPEX/POSEIDON and ERS 1 altimetry, together with hydrographic and Lagrangian measurements, *JGR*, 100, 24995-25006, 1995.
- Ichikawa K., and S. Imawaki, Estimating the sea surface dynamic topography from Geosat altimetry data, *J. Oceanogr.*, 52, 43-68, 1996.
- Killworth P. D., D. B. Chelton, and R. A. De Szoeke, The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1946-1966, 1997.
- Kuragano T., and A. Shibata, Sea surface dynamic height of the Pacific Ocean derived from TOPEX/POSEIDON altimeter data: Calculation method and accuracy, *J. Oceanogr.*, 53, 585-599, 1997.
- Kuragano T., and M. Kamachi, Global statistical space-time scales of oceanic variability estimated from the TOPEX/POSEIDON altimeter data, *J. Geophys. Res.*, 105, 955-974, 2000.
- Larnicol G., P.-Y. Le Traon, N. Ayoub, and P. De Mey, Mean sea level and surface circulation variability of the Mediterranean Sea from 2 years of TOPEX/POSEIDON altimetry, *JGR*, 100, 25163-25177, 1995.
- Le Traon P. Y., P. Gaspar, F. Bouyssel, and H. Makhmara, Using Topex/poseidon to Enhance ERS-1 Data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 12, 161-170, 1995.
- Le Traon P. Y., and F. Ogor, ERS-1/2 orbit improvement using TOPEX/POSEIDON: The 2 cm challenge, *J. Geophys. Res.*, 103, 8045-8057, 1998.
- Le Traon P. Y., F. Nadal, and N. Ducet, An improved mapping method of multi-satellite altimeter data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 15, 522-534, 1998.

北太平洋亜熱帯反流と中規模擾乱との相互作用

小橋史明・川村宏

東北大学大学院理学研究科 大気海洋変動観測研究センター

Two Subtropical Countercurrents in the North Pacific and Their Nature of Instability

Fumiaki Kobashi* and Hiroshi Kawamura

Center for Atmospheric and Oceanic Studies, Graduate School of Science
Tohoku University, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan

*Corresponding author: Email: fumiaki@ocean.caos.tohoku.ac.jp

Abstract

Relation between mesoscale sea surface height (SSH) disturbances and nature of baroclinic instability of the North Pacific Subtropical Countercurrent (STCC) was investigated using altimeter-derived SSH anomaly data during 1992-1999 and historical hydrographic observation data. Climatological annual and monthly mean maps of sea surface dynamic topography show two robust bands of eastward flow. One extends typically along 24°N from the Philippine Sea to around 200°E and slightly shifts to the north as it flows toward the east (northern STCC), and the other is located typically along 20°N and extends from around 150°E to just west of the Hawaiian Islands (southern STCC). It was found that an annual cycle of surface geostrophic velocity associated with the two STCCs is much different: the northern (southern) STCC is strong from winter (summer) to summer (winter) and weak in fall (spring). On the other hand, seasonal evolution of mesoscale disturbances has almost the same cycle in the two STCC regions. The eddy kinetic energy (EKE) is maximum (minimum) in spring (late fall and early winter), and dominant zonal wavelength () is the shortest in late winter and has a tendency to shift toward the longer wavelength. To understand these features, we conducted a linear quasigeostrophic stability analysis using a three-layer model. The results indicate that in both STCC regions the winter condition with large vertical velocity shear and weak stratification is the most favourable for baroclinic instability among the other season conditions. It is speculated that the seasonal evolution of EKE and is a manifestation of increasing nonlinear characteristics of the unstable waves and the inverse energy cascade process, respectively.

1. はじめに

北太平洋亜熱帯循環系内部の上層循環の最も顕著な特徴な1つとして、亜熱帯反流 (Subtropical Countercurrent: STCC) と呼ばれる東向きの流れがある。亜熱帯反流は、100-200 m 深付近の亜表層に見られる水温・密度前線に関係しており (Uda and Hasunuma 1969)、その鉛直構造は表層近くに限定されている。亜熱帯反流は、1つの南北幅の広い流れというよりは複数の前線構造をもつ流れであることが、現場海洋観測資料の解析に基づいた数多くの研究によって指摘されている (Hasunuma and

Yoshida 1978; White and Hasunuma 1982; White and Walker 1985; Kobashi and Kawamura 2001; Aoki *et al.* 2001)

人工衛星搭載の海面高度計によって観測される高頻度・高空間分解の海面高度資料は、亜熱帯反流域が渦活動の活発な領域であることを明らかにした (Kawamura *et al.* 1995; Aoki and Imawaki 1996; Qiu 1999; Ducet *et al.* 2000; Kobashi and Kawamura 2001)。Kobashi and Kawamura (2001)は、約 7 年間の海面高度偏差資料を解析し、亜熱帯反流域に海面高度変動エネルギーの大きい 2 つの東西帯状構造を見つけている。1 つは、21 -26 N の緯度帯に見られ、西岸付近から約 190 E までおよそ 22 N を中心に東西に延びる分布をしている (以後、北亜熱帯反流域と記す)。もう 1 つは、約 18 N、145 E からハワイ諸島の西岸沖まで延びる領域である (以後、南亜熱帯反流域と記す)。さらに、水温・塩分の観測資料を用いて 1000 dbar 基準の海面力学的高度を計算し、この 2 つの帯状領域が東向流の分布と非常に良く一致していることを示している。

一方、Qiu (1999)は、亜熱帯反流域の渦運動エネルギー (EKE) に明瞭な季節サイクル (4-5 月に最大、12-1 月に最小) があることを見つけている。彼は、2.5 層有効重力モデルと World Ocean Atlas 1994 (WOA94: Levitus 1994)からの海洋観測資料を用いて、表層の亜熱帯反流とその下層の主密度躍層の傾きに関係する西向流とから成る系の安定性を調べている。その結果、渦場の季節変動は、春季と秋季の傾圧不安定性の実質的な違いに関係していることを指摘している。すなわち、流速の鉛直シアが大きくかつ成層が弱い春季は、秋季に比べ、傾圧不安定にとってより好ましい状況になっている。しかしながら、Qiu (1999)の研究では、南北亜熱帯反流域の EKE の特徴を詳細に議論することなく、両海域にわたって空間平均された EKE を扱っている。さらに、空間的に強い平滑化を受けた WOA94 に基づいた海面力学的高度は、複数の東向流からなる亜熱帯反流を捉えることができていない。

本研究は、南北亜熱帯反流の傾圧不安定性の性質を明らかにし、両海域の中規模擾乱との関係を調べることを目的とする。

2. 資料

海面高度偏差資料は、フランスの Collecte Localisation Satellites (CLS) Space Oceanography Division によって作成されている Maps of Sea Level Anomalies (MSLA) Products を使用した。このデータセットでは、T/P と ERS-1/-2 によって観測された海面高度偏差資料が時空間最適内挿法 (Le Traon *et al.* 1998) によって緯度経度 0.25、10 日毎に格子化されている。期間は、1992 年 10 月から 1999 年 7 月までの約 7 年間である。

現場海洋観測資料は、World Ocean Data Base 1998 (Conkright *et al.* 1999)に含まれる品質管理済みの基準層水温資料を使用した。また、資料数を増やすために、遠洋水産研究所に提供して頂いた公庁船による水温観測資料も合わせて使用した。各月毎の水温資料を、メジアンフィルタを用いて 0.5×2 (緯度 \times 経度) に格子化した後に、ガウシアンフィルタを用いて空間的に平滑化した。使用したガウシアンフィルタは、実質的に東西波長およそ 1400 km、南北波長 300 km の特徴を平滑化している。最後に、ハニングフィルタを用いて時間方向にも平滑化した。

各月の各格子点の塩分値は、World Ocean Atlas 1998 (Antonov *et al.* 1998;

Boyer *et al.* 1998)の月毎の水温-塩分関係を用いて決定した。年平均の水温と塩分は、各月の水温と塩分を平均することによって求めた。

3. 結果

3.1. 南北亜熱帯反流の季節変動

年平均の資料から計算した 1000 dbar 基準の海面力学的高度と海面における東向き地衡流速の分布を図 1 に示す。亜熱帯循環系の内部、およそ 18 -26 N の緯度帯に 2 つの東向流が確認できる。1 つは、22 N, 130 E 付近から東に延びる東西帯状の領域で、東に向かってやや北に傾く分布を示している。もう 1 つは、およそ 20 N に沿って 150 E 付近からハワイ諸島のすぐ西岸沖まで延びる領域である。これら 2 つの東向流は、強度・空間分布ともに、Kobashi and Kawamura (2001)が水温と塩分の観測資料から検出した南北亜熱帯反流と良く一致している。

2 つの亜熱帯反流は、1 年を通して維持されるロバストな構造であるが(図無し)その強度には明瞭な季節変動があることがわかった。3 つの経度帯で東西平均した海面における東西地衡流速の季節変動を図 2 に示す。180 よりも西側の北亜熱帯反流は、およそ冬季から夏季(2-8月)に強く、秋季(10-12月)に弱くなる傾向がある。また、ハワイ諸島に近い南亜熱帯反流(図 2c)は、夏季から冬季(7-3月)に強く、春季(4-6月)に弱くなっており、北亜熱帯反流とは異なった季節サイクルを示している。興味深い特徴として、南北亜熱帯反流ともに日付変更線付近を境に東西で季節変動のパターンが異なっていることが挙げられる。南亜熱帯反流では、明瞭な季節サイクルはハワイ諸島付近に限られている。本研究では、比較的大きい擾乱のエネルギーが観測された(Kobashi and Kawamura 2001) 140 -160 E 帯の北亜熱帯反流、180 -200 E 帯の南亜熱帯反流に注目することにする。

140 -160 E で東西平均した水温と塩分から計算したポテンシャル密度(s_q)と東西地衡流速の南北断面図を図 3 に示す。北亜熱帯反流は、混合層以深のおよそ 50-150 m 深付近に中心をもつ亜表層前線を伴っており、表層付近で強化した流れとなっている。その下層には、主密度躍層の傾きに関係する西向きの流れが存在しており、表層の亜熱帯反流との間で東西流速の大きな鉛直シアを形成している。これらの特徴は、180 -200 E の東西平均断面図に基づいた南亜熱帯反流にも観察できた。

南北亜熱帯反流の中心における s_q と東西流速の鉛直プロファイルを、それぞれ 180 -200 E、140 -160 E で東西平均した南北断面図から月毎に抽出し、時系列として描いた(図 4)。亜熱帯反流の季節変動は、亜表層の前線の強度と密接に関連している一方で、冬季に混合層内に形成される前線(図 3)も冬季の強化に寄与していることがわかる。また、下層の西向流は、亜表層の前線強化時に弱化している。これは、亜熱帯反流が強化時により順圧的な性質を帯びている可能性を示唆している。

3.2. 中規模擾乱の季節発展

中規模擾乱の季節発展を EKE と卓越東西波長()に着目して調べた。海面高度偏差時系列にハーフパワーカットオフ 300 日のハイパスフィルタを適用し擾乱に關係する信号を抽出した後に、地衡流を仮定して渦流速場(u', v')を計算した。

$$EKE = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2)$$

EKE は上の式から計算し、南北亜熱帯反流の海域でそれぞれ領域平均した。一方、
は、南北亜熱帯反流域の海面高度偏差マップに 2 次元フーリエ変換を適用し、波数空間 $\mathbf{k} = (k, l)$ におけるエネルギー E を計算した後に以下の式から計算した。

$$I = \int E d\mathbf{k} / \int k E d\mathbf{k}$$

EKE と の時系列から経年変動を除去し月平均値を計算した (図 5)。

南北亜熱帯反流域で若干の違いはあるが、両海域でほぼ同じ季節サイクルを示している。EKE は春季に最大、晩秋から初冬にかけて最小となっている。一方、
は晩冬に最小になり、その後長波長方向へシフトする傾向がある。

3.3. 南北亜熱帯反流の傾圧不安定性

南北 2 つの東向流の季節変動サイクルは大きく異なっているのにもかかわらず、擾乱の季節発展のパターンはほぼ同じであった。この節では、表層の亜熱帯反流とその下層の西向流から成る系の安定性を月毎に調べ、上で得られた結果の解釈を行う。

本研究では、以下の式で定義される 3 層準地衡流渦位モデルを用いて、線形の安定性解析を行う。このモデルは、Halliwell *et al.* (1994) が北大西洋亜熱帯反流の安定性を調べるために使用したものと同じである。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\nabla^2 \mathbf{f}_1 + F_2 \frac{H_2}{H_1} (\mathbf{f}_2 - \mathbf{f}_1) \right] + \frac{\partial \mathbf{f}_1}{\partial x} \left[\mathbf{b} + F_2 \frac{H_2}{H_1} (U_1 - U_2) \right] = 0$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_2 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\nabla^2 \mathbf{f}_2 - F_2 (\mathbf{f}_2 - \mathbf{f}_1) + F_3 \frac{H_3}{H_2} (\mathbf{f}_3 - \mathbf{f}_2) \right] + \frac{\partial \mathbf{f}_2}{\partial x} \left[\mathbf{b} - F_2 (U_1 - U_2) + F_3 \frac{H_3}{H_2} (U_2 - U_3) \right] = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\nabla^2 \mathbf{f}_3 - F_3 (\mathbf{f}_3 - \mathbf{f}_2) \right] + \frac{\partial \mathbf{f}_3}{\partial x} \left[\mathbf{b} - F_3 (U_2 - U_3) \right] = 0$$

$$F_n = \frac{f_0^2}{g'_n H_n} \quad g'_n = g \frac{\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}}{\mathbf{r}_0}$$

ここで、 U_n 、 H_n 、 ρ_n 、 σ_n は n 層目 ($n=1\sim 3$) の東西流速、層厚、密度、擾乱の流線関数を示している。擾乱の流線関数を $\mathbf{f}_n = A_n \exp i(kx + ly - kct)$ として、固有値問題を解くことにより安定性を調べる。擾乱の波数 (k, l) は等方性を仮定して $k=l$ とした。

亜熱帯反流 (東向流) の大きさ U_1 、西向流の大きさ U_2 、および有効重力 g'_{12} は、図 4 の結果に基づいて月毎に決めた (図 6)。ここで、 g'_{12} は上層の成層の強さを表しており、混合層が発達する冬季に小さく、季節躍層が出現する夏季から秋季にかけて大きくなっている。 U_3 、 H_n 、 g'_{23} は 1 年を通して一定とした (表 1)。

南北亜熱帯反流の東向き流速が比較的強い冬季 (3 月) と夏季 (8 月) の成長率 (kc_i) を東西波数の関数として描いた (図 7)。南北両海域ともに、夏季に比べて冬季は kc_i が大きく、また東西波数に対して不安定な領域が広がっている。この冬季と夏季の傾圧不安定性の違いは、最大成長率の季節変化 (図 8) に明瞭に現れている。

南北亜熱帯反流ともに、最大成長率は、冬季に最大となりその後減少し夏季から初秋にかけて最小となっている。また、北亜熱帯反流の9、10月は、傾圧的に安定になっている。季節による不安定性の違いを生ずる要因を明らかにするために、最大成長率に対する U_1 、 U_2 、 g'_{12} の感度を調べた（図無し）。その結果、亜熱帯前線の強さ U_1-U_2 と上層の成層 g'_{12} の季節変動が重要な要因になっていることがわかった。すなわち、亜熱帯前線が強かつ上層の成層が弱い冬季に最も成長率が大きくなる。一方で、 U_2 は亜熱帯反流-西向流の系を不安定にさせる必要条件となっていることがわかった。 U_2 が東向きの場合、効果によって亜熱帯反流は傾圧的に安定な流れとなる。

以上の結果から、南北亜熱帯反流域の中規模擾乱の形成過程を推察する。亜熱帯反流-西向流の系は、冬季に最も傾圧不安定に適した状況となり擾乱（東西波長～300-400 km、図7）を生成する。その後、非線形の性質を帯びながら擾乱は渦へと発展し、春季の EKE 最大をもたらす。また、擾乱のエネルギーは逆カスケードにより長波長方向へ輸送され、亜熱帯反流域で実際に観測される東西波長 400-1800 km の擾乱（Kobashi and Kawamura 2001）が形成されるものと考えられる。

4. まとめ

現場海洋観測資料と衛星によって観測された海面高度偏差資料を用いて、亜熱帯反流の季節変動および中規模擾乱の季節発展を明らかにし両者の関係を考察した。

ロバストな構造を持った2つの亜熱帯反流を検出した。1つは、22°N, 130°E 付近から東に向かってやや北に傾く東向流（北亜熱帯反流）もう1つは、およそ20°N に沿って150°E 付近からハワイ諸島のすぐ西岸沖まで延びる東向流（南亜熱帯反流）である。北亜熱帯反流は、およそ冬季から夏季（2-8月）に強く、秋季（10-12月）に弱い。一方、南亜熱帯反流は、夏季から冬季（7-3月）に強く、春季（4-6月）に弱くなっており、北亜熱帯反流とは異なった季節サイクルを示していた。

南北亜熱帯反流域の中規模擾乱の季節発展を EKE と卓越東西波長（ ）に着目して調べた。EKE と は、両海域でほぼ同じ季節サイクルを示していた。EKE は春季に最大、晩秋から初冬にかけて最小となる。一方、 は晩冬に最小になり、その後長波長方向へシフトする傾向が見つかった。

亜熱帯反流-西向流の系の不安定性を、3層準地衡流渦位モデルを用いて調べた。その結果、南北両海域ともに、亜熱帯前線が強かつ上層の成層が弱い冬季が最も傾圧不安定に適した季節であることがわかった。最後に、中規模擾乱の形成過程を非線形性の増加と逆エネルギーカスケード過程の観点から推察した。

参考文献

- Aoki, S., and S. Imawaki, 1996: Eddy activities of the surface layer in the western North Pacific detected by satellite altimeter and radiometer. *J. Oceanogr.*, **52**, 457-474.
- Aoki, Y., T. Suga, and K. Hanawa, 2001: Subsurface subtropical fronts of the North Pacific as inherent boundaries in the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, in press.
- Antonov, J., et al., 1998: World Ocean Atlas 1998 Vol. 2: *Temperature of the Pacific*

- Ocean. NOAA Atlas NESDIS 28. U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 166 pp.
- Boyer, T. P., et al., 1998: World Ocean Atlas 1998 Vol. 5: *Salinity of the Pacific Ocean*. NOAA Atlas NESDIS 31. U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 166 pp.
- Conkright, M. E., et al., 1999: World Ocean Data Base 1998; CD Rom data set documentation. Ver. 2.0., *National Oceanographic Data Center Internal Report*, 14.
- Ducet, N., P. Y. Le Traon, and G. Reverdin, 2000: Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *J. Geophys. Res.*, **105**, 19477-19498.
- Kawamura, H., Y. Sawa, and F. Sakaida, 1995: Satellite observations of 36 months variation in the Kuroshio and the Subtropical front. *Umi to Sora*, **71**, 9-15 (in Japanese with English abstract and legends).
- Kobashi, F. and H. Kawamura, 2001: Variation of sea surface height at periods of 65-220 days in the subtropical gyre of the North Pacific. *J. Geophys. Res.*, in press.
- Uda, M., and K. Hasunuma, 1969: The eastward Subtropical Countercurrent in the Western North Pacific Ocean. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **25**, 201-210.
- Halliwell, G. R., Jr., G. Peng, and D. B. Olson, 1994: Stability of the Sargasso Sea Subtropical Frontal Zone. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1166-1183.
- Hasunuma, K., and K. Yoshida, 1978: Splitting the subtropical gyre in the western North Pacific. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **34**, 160-172.
- Le Traon, P. Y., F. Nadal, and N. Ducet, 1998: An improved mapping method of multi-satellite altimeter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **25**, 522-534.
- Levitus, S., 1994: World Ocean Atlas 1994 CD Rom Sets, *National Oceanographic Data Center Informal Report*, 13.
- Qiu, B., 1999: Seasonal eddy field modulation of the North Pacific Subtropical Countercurrent: TOPEX/Poseidon observations and theory. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 2471-2486.
- White, W. B., and K. Hasunuma, 1982: Quasi-stationary banded structure in the mean zonal geostrophic current regimes of the western North Pacific. *J. Mar. Res.*, **40**, 1035-1046.
- , and A. E. Walker, 1985: The influence of the Hawaiian Archipelago upon the wind-driven subtropical gyre in the western North Pacific. *J. Geophys. Res.*, **90**, 7061-7074.

表

Table 1. Parameter values used in the stability analysis (see the text). On the basis of the monthly mean hydrographic data (Figure 4), these were set to be constant throughout a year.

Region	H ₁ , m	H ₂ , m	H ₃ , m	U ₃ , ms ⁻¹	g' ₂₃ , ms ⁻²
Northern STCC	125	525	4150	0	0.017
Southern STCC	125	375	4300	0	0.017

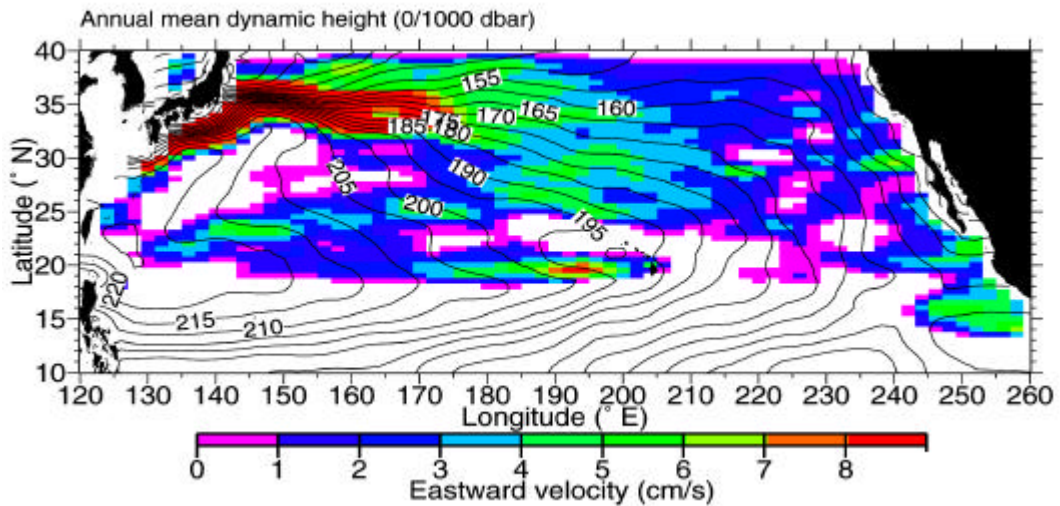


Figure 1. Climatological annual mean sea surface dynamic height referenced to 1000 dbar on a 0.5 latitude by 2 longitude grid. Contour interval is 5 cm. Eastward geostrophic velocity relative to 1000 dbar is shaded.

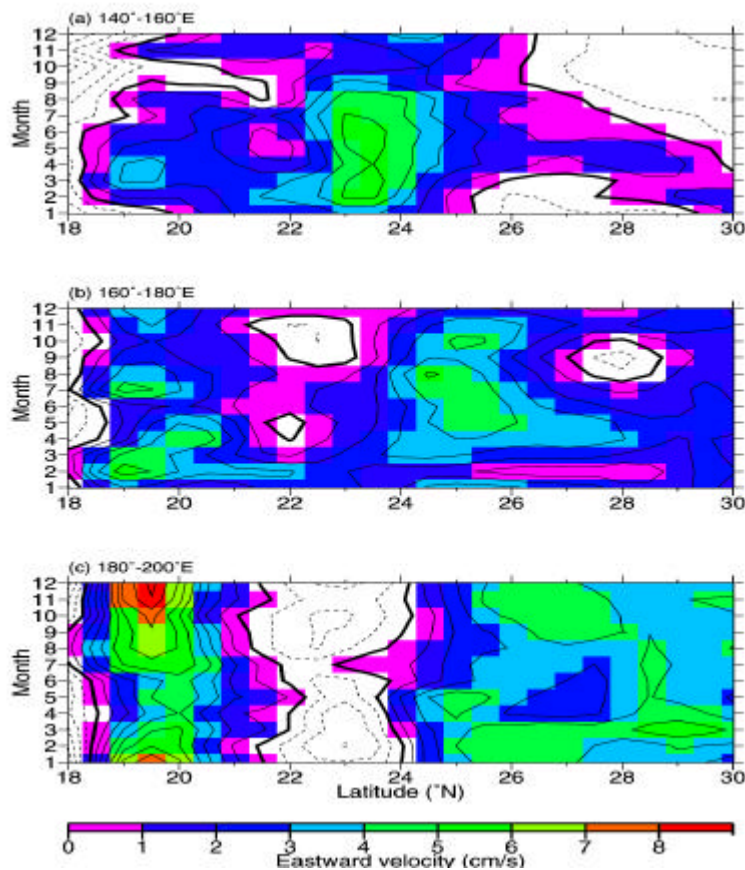


Figure 2. Surface geostrophic velocity relative to 1000 dbar, zonally averaged between (a) 140 E and 160 E, (b) 160 E and 180 E and (c) 180 and 200 E. Contour interval is 1 cms⁻¹.

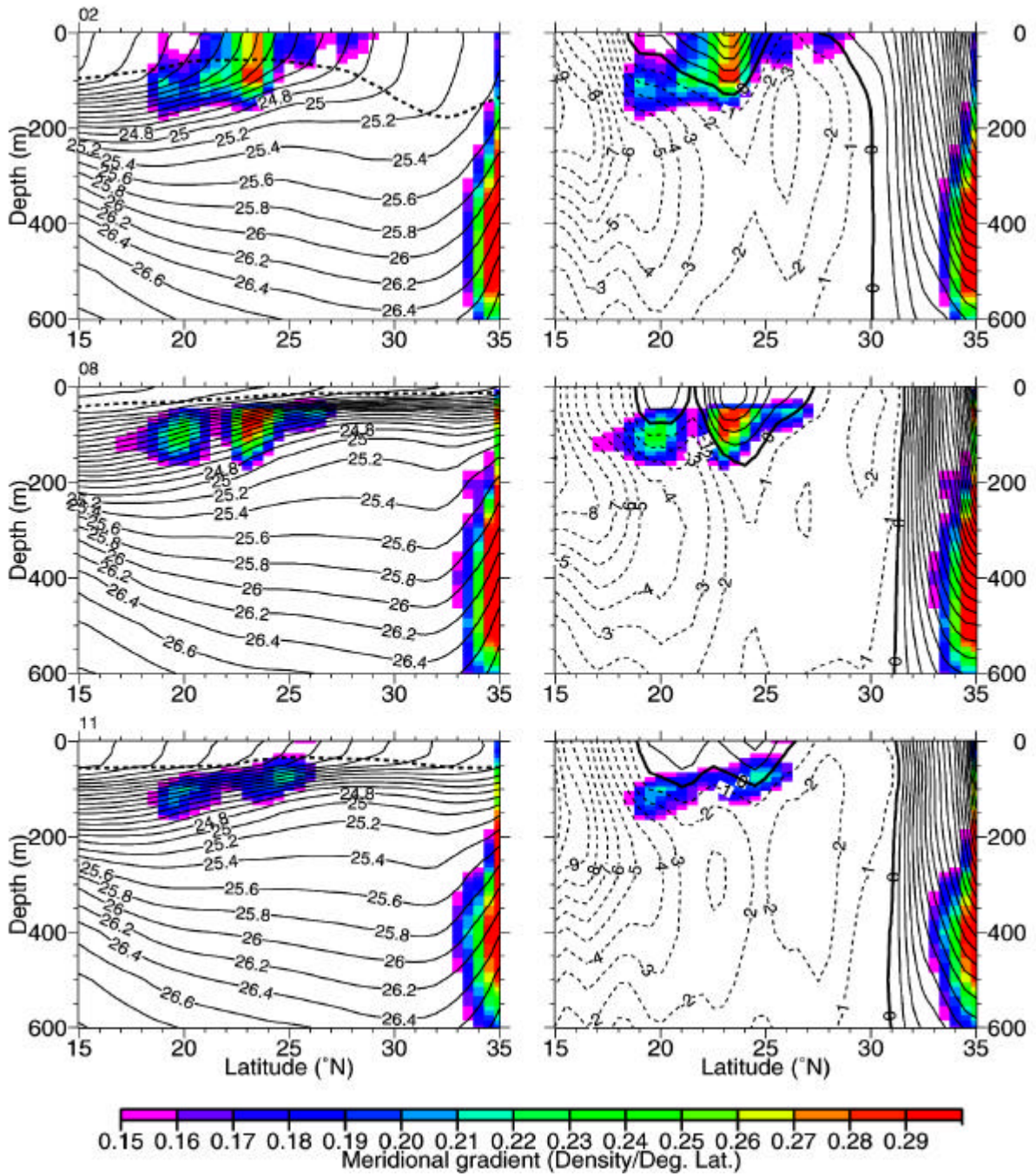


Figure 3. Meridional sections of s_q (left panels) and eastward velocity relative to 1000 dbar (right panels) in February (upper panels), August (middle panels) and November (bottom panels), zonally averaged between 140 E and 160 E. Contour interval in right panels is 1 cm s^{-1} . Color shading shows meridional gradient of s_q . The dashed line in left panels indicates the mixed layer depth defined as the depth at which s_q differs by 0.125 from the surface s_q .

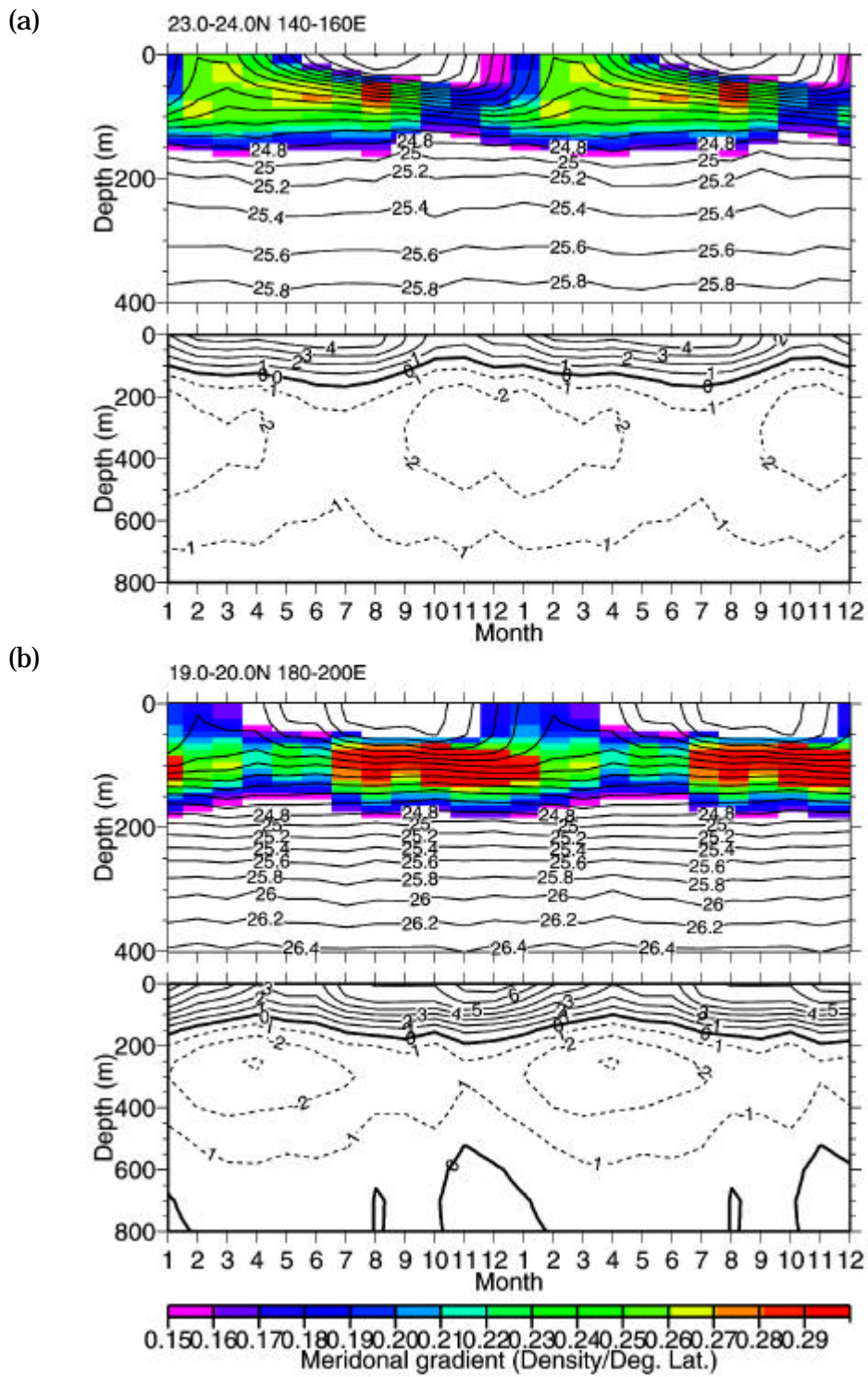


Figure 4. Seasonal variations of s_q (upper panels) and eastward velocity relative to 1000 dbar (bottom panels) associated with (a) the northern STCC between 140 E and 160 E and (b) the southern STCC between 180 and 200 E. Color shading shows meridional gradient of s_q .

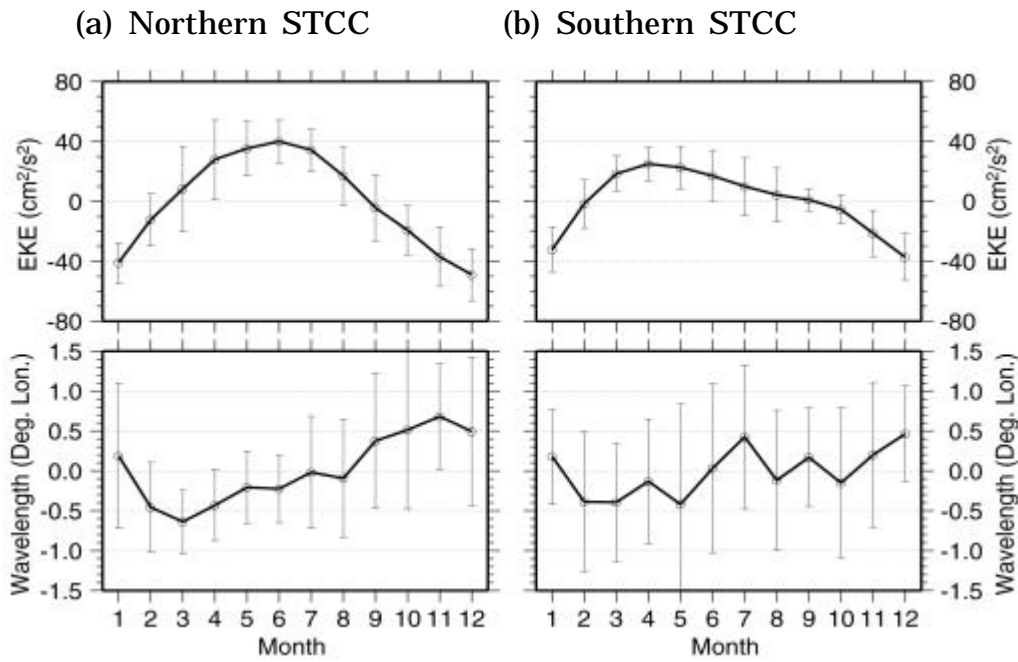


Figure 5. Mean seasonal variations of the eddy kinetic energy (EKE) (upper panels) and the dominant zonal wavelength (λ) (bottom panels) in the northern STCC region (left panels) and the southern STCC region (right panels). The error bars indicate one standard deviation of the mean values.

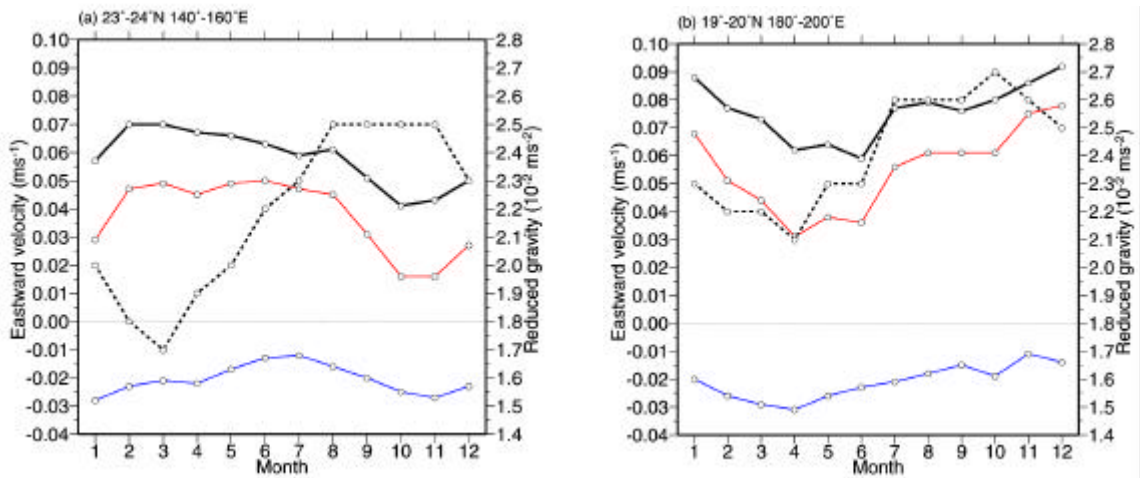


Figure 6. Parameter values used in the stability analysis for the northern STCC region (left panel) and the southern STCC region (right panel). The red and blue lines indicate the zonal velocity of the surface STCC (U_1) and its underlying flow (U_2), respectively. The black thick line indicates the vertical shear, $U_1 - U_2$. The dashed line indicates the reduced gravity, g'_2 (see text). These values are based on the monthly mean hydrographic data (Figure 4).

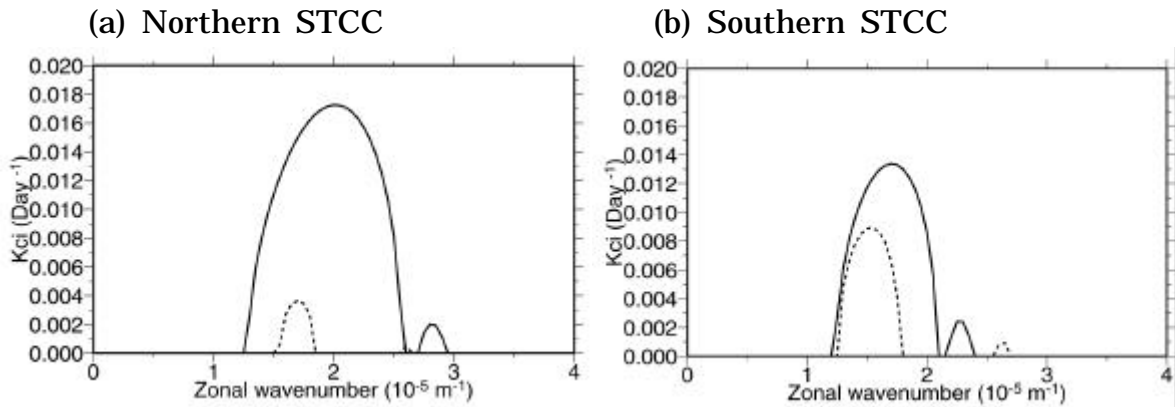


Figure 7. Growth rate (kc_i) as a function of zonal wavenumber for March (thick line) and August (dashed line). The e-folding time and the zonal wavelength of the most unstable wave for March is 58 days and 314 km in the northern STCC (left panel) and 74 days and 370 km in the southern STCC (right panel).

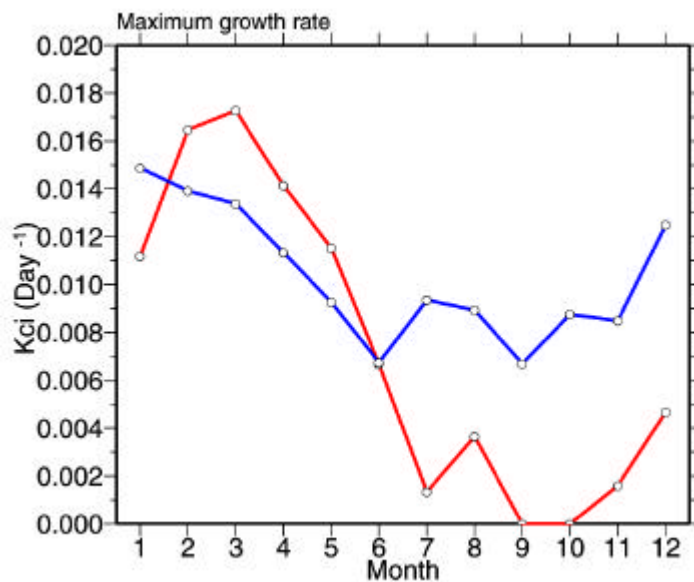


Figure 8. Maximum growth rates at each month in the northern STCC (red line) and southern STCC (blue line).

Influences of mesoscale eddies on variations of the Kuroshio path south of Japan

Naoto EBUCHI
Center for Atmospheric and Oceanic Studies
Graduate School of Science, Tohoku University
Aoba, Sendai 980-8578, Japan
ebuchi@ocean.caos.tohoku.ac.jp

and

Kimio HANAWA
Department of Geophysics
Graduate School of Science, Tohoku University
Aoba, Sendai 980-8578, Japan

Abstract

Influences of mesoscale eddies on variations of the Kuroshio path south of Japan are investigated by using time series of the Kuroshio axis location and altimeter-derived sea surface height (SSH) maps for a period of 7 years from 1993 to 1999, when the Kuroshio took non-large meander path. It is shown that both the cyclonic and anticyclonic eddies interact with the Kuroshio and trigger meanders of the Kuroshio path. There is an anticyclonic eddy revolving clockwise in a region south of Shikoku and the Cape Shionomisaki with a period about 5 - 6 months. The eddy propagates westward along about 30° N and collided with the Kuroshio in the east of Kyushu or south of Shikoku. This collision sometimes triggers meanders which propagate over the whole region south of Japan. Then the eddy is advected downstream, and generates a meander on the downstream side of the eddy in the east of the Cape Shionomisaki with a probability of about 50%. After the eddy passed the Cape Shionomisaki, it is detached from the Kuroshio and starts to move westward again. Sometimes, the eddy is merged with another anticyclonic eddies traveling from the east. Coalescence of cyclonic eddies, which are generated in the Kuroshio Extension region and propagate westward in the Kuroshio recirculation region south of Japan, into the Kuroshio in the east of Kyushu, also triggers meanders which mainly propagate only in a region west of the Cape Shionomisaki. This article will be submitted for publication in the *Journal of Oceanography*.

1. Introduction

It is well known that the Kuroshio path in the south of Japan changes with various time scales. Numerous studies by analyzing hydrographic and coastal tide gauge data have been conducted to investigate the variations of the Kuroshio path. Taft (1972) reported two stable paths, paths with and without a large stationary meander. Kawabe (1985) classified three typical paths, typical large-meander path, nearshore non-large meander path, and offshore non-large meander path. Kawabe (1986, 1989) investigated transitions between these paths. Variations of the path, velocity, and volume transport of the Kuroshio and their relationship

with formation of the large meander were discussed by Kawabe (1995). He showed dependence of the Kuroshio path on the volume transport, velocity, and the position of the axis in the Tokara Strait. Mechanisms of the transitions between the typical paths and the formation of the meander have also been investigated by many authors using theoretical and numerical models (e.g., Robinson and Taft, 1972; White and McCreary, 1976; Masuda, 1982; Chao and McCreary 1982; Yasuda *et al.*, 1985; Yoon and Yasuda, 1987; Yamagata and Umatani, 1987; Sekine 1990; Akitomo *et al.*, 1991; Kawabe 1996). Most of these studies have been concentrated on relationship between the meander of the Kuroshio path and the velocity and volume transport of the Kuroshio.

After the launch of the TOPEX/POSEIDON in 1992, altimeter-derived sea surface heights (SSH) have become widely available and enabled us to capture oceanic variations with various temporal and spatial scales including the variations of the Kuroshio path and mesoscale eddies south of Japan. Imawaki *et al.* (1996) showed that SSH variations observed by the TOPEX/POSEIDON altimeter can be used to detect short-term fluctuations of the Kuroshio axis south of Japan. Ichikawa (2001) found correlation with mesoscale eddies and the surface volume transport at the Tokara Strait, and suggested that the coalescence of the eddies to the Kuroshio in the east of Taiwan affects the Kuroshio transport. Kobashi and Kawamura (2001) also reported that SSH variations with a period of 3 - 7 months related to the mesoscale eddies propagate along the Subtropical Front region in the western North Pacific to the Kuroshio region along the southern coast of Japan.

Ebuchi and Hanawa (2000) investigated mesoscale eddies in the Kuroshio recirculation region south of Japan using surface current data from Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) measurement and SSH anomaly derived from the TOPEX/POSEIDON altimeter. They found many cyclonic and anticyclonic eddies, which are circular in shape with a typical diameter of 250 km, in the Kuroshio recirculation region. The typical maximum surface velocity and SSH anomaly associated with the eddies are 15 - 20 cm/s and 15 cm, respectively. The frequency of occurrence, temporal and spatial scales, and intensity are all nearly the same for the cyclonic and anticyclonic eddies. The westward propagation speed of the eddies is estimated to be 6.8 cm/s, which is much faster than the phase speed theoretically estimated for the baroclinic first-mode Rossby wave with or without a mean current. Ebuchi and Hanawa (2001) investigated trajectory of the mesoscale eddies in the Kuroshio recirculation region, and suggested coalescence of the mesoscale eddies into the Kuroshio in the east of Kyushu may trigger meanders which propagate along the southern coast of Japan. Mitsudera *et al.* (2001) showed an example of the formation of a meander triggered by an anticyclonic eddy using SSH data derived from the TOPEX/POSEIDON altimeter together with results of numerical experiments.

In the present study we try to investigate relationship between the formation of the meanders of the Kuroshio path and the mesoscale eddies in the Kuroshio recirculation region using time series of the location of the Kuroshio axis and altimeter-derived SSH maps in a period of seven years from 1993 to 1999. Since the Kuroshio took the non-large meander path in this period, the generation of large stable meander is not discussed in the present paper. This article will be submitted for publication in the *Journal of Oceanography*.

2. Data

2.1. Location of the Kuroshio axis

Time series of location of the Kuroshio axis south of Japan were provided by the Climate and Marine Department of the Japan Meteorological Agency (JMA). The Kuroshio axis was subjectively determined by using various sources of observations, such as

hydrographic surveys, ship reports of the sea surface temperature (SST) and ship drift, shipborne current measurements, and satellite observations of SST and SSH. Then location of the Kuroshio axis was digitized with variable spacing preserving features of the path and meanders. A typical zonal resolution is about 1° . Temporal interval of the time series is ten days. The data have been published in the Monthly Ocean Report from the JMA.

In the present study the location of the Kuroshio axis is resampled in regular zonal grids of 1° . Figure 1(a) shows mean location of the Kuroshio axis with the standard deviations calculated in a period of seven years from 1993 to 1999. At 132° E and 133° E the axis is projected to lines perpendicular to the coast line as shown in Fig. 1(a), since the mean Kuroshio path runs rather in the meridional direction. Figure 1(b) shows histograms of position of the axis.

2.2. Sea surface height (SSH) maps

A data set of SSH in the North Pacific produced using observations of the TOPEX/POSEIDON altimeter in a period of seven years from 1993 to 1999 under the Subarctic Gyre Experiment (SAGE) is utilized in the present study. The SSH anomaly was calculated using a space-time optimum interpolation method developed by Kuragano and Kamachi (2000). The absolute SSH was derived by adding the SSH anomaly to the mean sea surface dynamic height composed by Kuragano and Shibata (1997) combining the altimeter observations with hydrographic data in a period from 1993 to 1998. The data set covers the North Pacific between 10° N and 60° N and 115° E and 95° W with a resolution of $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. Temporal interval is five days. The data set is distributed in a CD-ROM from the Climate and Marine Department of the JMA.

2.3. Tide gauge data

The sea level difference between Naze and Nishinoomote, which are located south and north of the Kuroshio at the Tokara Strait (see Fig. 1(a)), has been widely used as an index of the surface transport of the Kuroshio (*e.g.*, Kawabe 1988, 1989, 1995; Yamashiro and Kawabe, 1996; Ichikawa, 2001). In the present study we also utilize the sea level difference between Naze and Nishinoomote in a period of seven years from 1993 to 1999 to represent the Kuroshio surface transport. Hourly tide gauge data at the two stations were obtained from the Japan Oceanographic Data Center (JODC). Diurnal and semi-diurnal tidal constituents are eliminated using a tide-killer filter with a cut-off period of 48 hours designed by Hanawa and Mitsudera (1985). Daily mean sea level is calculated from the tide-free sea level data. Inverse barometer correction is made by using daily-averaged sea level pressure observed at the weather stations closest to the tide gauge stations. Running average over eleven days is applied to the difference of the sea level (Naze minus Nishinoomote) to match with the time scales of the Kuroshio axis location and SSH maps described above.

3. Results and discussion

3.1. Variations of the Kuroshio axis and sea level difference at the Tokara Strait

Figure 1 shows (a) mean location of the Kuroshio axis with the standard deviations and (b) histograms of position of the axis calculated in a period of seven years from 1993 to 1999. Variation of the Kuroshio axis is relatively smaller at the Tokara Strait (130° - 131° E) and south of the Cape Shionomisaki (135° - 136° E). East of the Cape Shionomisaki (137° E -), the variation increases largely. In a region east of Kyushu, and south of Shikoku and the Cape Shionomisaki (132° - 136° E), the location of the axis does not show a symmetrical Gaussian

distribution but is more concentrated on the coastal side of the mean. Near the Izu Islands (139° - 140° E), the Kuroshio axis shows a bimodal distribution with two peaks located south and north of the Hachijojima Island. These features are very consistent with results of the previous studies (*e.g.*, Kawabe, 1986).

Time series of the location of the Kuroshio axis normalized using the mean and the standard deviation are shown in Fig. 2 together with that of the difference of the sea level between Naze and Nishinoomote. As shaded in the figure, southward displacement of the axis, which represents small meander, propagates eastward. Only sequences of the displacement whose maximum amplitude exceeds twice the standard deviation in a region between 132° and 141° E are shaded in the figure. More details will be discussed later. Some of the meanders propagate over the whole region south of Japan from the east of Kyushu (132° E) to the east of the Izu Islands (141° E). The others exist only on the upstream or downstream side of the Cape Shionomisaki (136° E). No systematic relationship between the generation and propagation of the meander and the sea level difference at the Tokara Strait, which represents the Kuroshio surface transport, is discernible in this figure.

Figure 3(a) shows lag correlation between the sea level difference at the Tokara Strait with the location of the Kuroshio axis. It is confirmed that the correlation is low with any lag time, and that no eastward-propagating signals are discernible. This result implies that variation of the Kuroshio surface transport, represented by the sea level difference at the Tokara Strait, does not directly affect the variation of Kuroshio path south of Japan at least during the period from 1993 to 1999.

The result that the sea level difference at the Tokara Strait has no correlation with the Kuroshio path is consistent with Kawabe (1988). On the other hand, Kawabe (1989) concluded that the transition from the nearshore to offshore non-large meander paths occurs when the Kuroshio velocity at the Tokara Strait is small or decreasing by analyzing tide gauge data from 1965 to 1975. However, we cannot find the same relationship in Fig. 2.

Lag correlations of the position of the axis along 129° E and 133° E with those along the downstream longitudes are also calculated and plotted in Figs. 3(b) and (c), respectively. As seen in Fig. 3(b), variation of the Kuroshio axis west of the Tokara Strait does not seem to affect the meanders which propagate south of Japan. In Fig. 3(c), on the contrary, there exists a robust signal of the meanders propagating from the south of Shikoku (133° E) to the east of the Izu Islands (141° E). On average it takes about 140 days to travel over 800 km along the Kuroshio, and these numbers give an average propagation speed of 7 cm/s.

A longitude-time diagram of southward displacement of the Kuroshio axis which exceeds the standard deviation is shown in Fig. 4 in order to recognize meanders of relatively large amplitude. Open and solid boxes represent the southward displacement greater than one and two times of the standard deviations, respectively. As indicated in the figure, we can recognize 14 meanders whose maximum amplitude are greater than twice the standard deviation in a period from 1993 to 1999. According to propagation region, the meanders can be classified into three groups; (1) meanders which departed from the east of Kyushu or south of Shikoku (131° - 134° E) and traveled to the east of the Cape Irozaki (139° E) over the whole region south of Japan, (2) those which were generated in the east of Kyushu or south of Shikoku and disappeared around the Cape Shionomisaki (136° E), and (c) those which were generated in the east of the Cape Shionomisaki and propagated to the east.

In the following subsection, we will try to investigate relationship between these meanders and mesoscale eddies, which may trigger the meanders, using altimeter-derived SSH maps.

3.2. Influences of mesoscale eddies on the Kuroshio path

Figures 5, 6, and 7 show examples of time series of SSH maps together with location of the Kuroshio axis. Mean SSH calculated over the whole region for each map is subtracted in order to remove steric variation of SSH approximately.

In Fig. 5, the meanders labeled 1 and 2 in Fig. 4 are shown in the panel dated 7 July 1993 (white downward triangles). Evolution and propagation of the meander 1 can be traced in the panels dated from 19 March 1993 to 17 July 1993. An anticyclonic eddy (white upward arrow) approached toward the Kuroshio (the panel dated 27 February 1993) and was advected along the Kuroshio axis. The meander 1 was generated in the downstream side of the eddy and propagated with it. Between 28 April and 18 May 1993, the eddy was detached from the Kuroshio and merged with another anticyclonic eddy, which propagated from the east. Then the merged eddy moved westward.

In Fig. 5, it is also shown that a cyclonic eddies (white upward arrow) propagated from the east, passed south of the anticyclonic eddy (the panel dated 28 April 1993), and coalesced into the Kuroshio (between 27 June and 17 July 1993). The coalescence generated a small meander (white downward triangle) in the east of Kyushu around 7 June 1993 as labeled 2 in Fig. 4. This meander disappeared in a short period less than two month and did not propagate to the east of the Cape Shionomisaki (Fig. 4).

Figure 6 shows another example of the interaction of an anticyclonic eddy with the Kuroshio axis. The eddy (white upward arrow) traveled westward along 29° N and collided with the Kuroshio (the panel dated 25 September 1993). Then the eddy was advected along the Kuroshio (from 4 November to 25 December 1995) and generated a meander (white downward triangle), labeled 6 in Fig. 4, on the downstream side of the eddy in a region east of the Cape Shionomisaki. The eddy was detached from the Kuroshio and merged with another anticyclonic eddy traveled from the east (from 14 December 1995 to 3 Jan 1996). Then the merged eddy started to move westward again. It took about 6 months for the eddy to revolve in the region. This revolving feature of the anticyclonic eddy will be further discussed in the following subsections.

Another example of a large cyclonic eddy, which generated a meander, is shown in Fig. 7. Ebuchi and Hanawa (2001) traced the same eddy from generation in the Kuroshio Extension region to coalescence into the Kuroshio in the east of Kyushu (see their Fig. 8). They suggested the coalescence may generate a meander propagating from the east of Kyushu to the east of Izu Islands. In Fig. 7 it is shown that the cyclonic eddy (white upward arrow) traveled from the east, passed north of the clockwise-revolving anticyclonic eddy, and approached toward the Kuroshio. A meander (white downward triangle), labeled 4 in Fig. 4, started to propagate eastward after the coalescence of the eddy (the panel dated 23 January 1994). The meander propagated to the east of the Izu Islands (Fig. 4).

In a similar way to the examples shown in Figs. 5, 6, and 7, we determined eddies which were related to generate the 14 meanders recognized in Fig. 4 by using the SSH maps. The result is shown by the labels L and H in Fig. 4, which denote cyclonic and anticyclonic eddies, respectively. Table 1 summarizes number of meanders which are classified into the three groups as described in the previous subsection and by the polarity of the related eddies. It is shown that both of the cyclonic and anticyclonic eddies are related to generate meanders propagating over the whole region south of Japan. The meander which propagated in a region east of Kyushu and south of Shikoku and did not reach to the east of the Cape Shionomisaki are mostly related to the cyclonic eddies. All of the meanders generated in the east of the Cape Shionomisaki are related to the anticyclonic eddies revolving clockwise in a region south of Shikoku and the Cape Shionomisaki as shown in Figs. 5 and 6.

3.3. Trajectory of anticyclonic eddy

The examples in Figs. 5 and 6 showed that an anticyclonic eddy, which revolves clockwise in a region south of Shikoku and the Cape Shionomisaki, contribute to the generation of meanders. Here, we try to trace the clockwise-revolving anticyclonic eddy in the region. Center of the anticyclonic eddy is defined as the highest local maximum in a region between 28° - 33° N, 133° - 139° E in each SSH map. By the definition, the center of the eddy can be traced in most of the period from 1993 to 1999, except a period from December 1994 to May 1995. Figure 8(a) shows distribution of monthly mean location of the anticyclonic eddy. Figures 8(b) and (c) show two examples of trajectory of the eddy. Cross (+) in the panels represents the mean location of the eddy (30.4° N, 135.8° E) during whole period from 1993 to 1999. In Figs. 8(b) and (c), it is shown that the anticyclonic eddy revolves clockwise in this region with a cycle of 6 - 8 months. A rotary spectrum of the position vector of the anticyclonic eddy is calculated and plotted in Fig. 9. It is clearly shown that the eddy revolves clockwise in the region. The peak period is 160 days, *i.e.*, approximately five months.

3.4. Composite features of SSH and Kuroshio axis

In the previous subsections, we pointed out the existence of an anticyclonic eddy revolving clockwise in a region south of Shikoku and the Cape Shionomisaki. In order to exhibit influence of the eddy on the generation of meanders of the Kuroshio axis, composite SSH maps for the cases when meanders were generated are produced. We selected eight meanders shown in Fig. 4 whose amplitude exceeded the standard deviation at the Cape Irozaki (139° E). Composite SSH maps with various time lags with reference to the time when displacement of the Kuroshio axis exceeded the standard deviation at 139° E are calculated from the eight cases. The result is shown in Fig. 10. It is clearly shown that the anticyclonic eddy (white upward arrow) exists on the upstream side of the meander (lag = 0, -10, and -20 days). The eddy propagates westward along 30° N (lag = -110 to -70 days), collided with the Kuroshio (lag = -60 days), and is advected downstream (lag = -50 to 0 days). The meander grows as the eddy moves downstream. This sequence of propagation of the anticyclonic eddy and evolution of the meander is consistent with that described in the preceding subsections. The scenario has also been reported by Mitsudera *et al.* (2001) for one typical case with results of numerical experiments. The result in Fig. 10 confirms the contribution of the clockwise-revolving anticyclonic eddy on the formation of meanders.

On the contrary, we also tried to make composite feature of the Kuroshio axis with reference to movement of the anticyclonic eddy. Table 2 is a list of dates when the anticyclonic eddy was located in the northernmost position in its orbit and whether a meander was generated or not. The interval between the dates varies from 2 to 10 months, and the mean is 4.7 months, which is consistent with the result of a rotary spectrum analysis described in the preceding subsection.

It is shown that meanders are not generated for all the time when the anticyclonic eddy is located in the northernmost position and approaches to the Kuroshio, but the occurrence is about a half. In other words, we might predict formation of the meanders with a probability of 50 % by monitoring the clockwise-revolving anticyclonic eddy in the region south of Shikoku.

Though we tried to investigate conditions causing difference between the cases whether meanders were generated or not, such as distance between the eddy and the Kuroshio axis, and size or strength of the eddy, we could not find any significant and conclusive relationship with them. It might be possible that other factors, such as the velocity or transport of the

Kuroshio as discussed by Kawabe (1989, 1995), govern the difference. Also there is a possibility that the resolution of the SSH maps used in the present study and spacing of the ground tracks of the TOPEX/POSEIDON altimeter may smear the relationship.

Figure 11 shows composite profiles of the Kuroshio axis with reference to the time when the clockwise-revolving anticyclonic eddy was located in the northernmost position for (a) all the cases listed in Table 2, and (b) only the cases when meanders were generated. The composite profiles are drawn by shifting downward with time in the figure. Thin lines with circles and error bars represent the mean location of the Kuroshio axis with the standard deviations shown in Fig. 1(a). Qualitative features are almost the same for the panels (a) and (b), though the composite profiles for all the cases in Fig. 11(a) show less amplitude of the meander.

Evolution of the meander of the Kuroshio axis is well exhibited in Fig. 11 (b). The displacement of the Kuroshio axis has started 20 to 10 days before the anticyclonic eddy reaches the northernmost position. In the south of the Cape Shionomisaki, the Kuroshio axis shifts toward south greater than the standard deviation. On the contrary, the Kuroshio moves to the north around the Izu Islands before meanders arrive. After the anticyclonic eddy is located at the northernmost position, the meander starts growing and propagating downstream. Amplitude of the meander reaches the maximum around the Izu Islands (140° - 141° E) in 40 - 60 days.

4. Summary and concluding remarks

Influences of mesoscale eddies on variations of the Kuroshio path south of Japan were investigated by using time series of the Kuroshio axis location and altimeter-derived SSH maps. We utilized a data set for a period of 7 years from 1993 to 1999, when no large stable meander was observed and the Kuroshio took the nearshore and offshore non-large meander paths.

By analyzing the time series of location of the Kuroshio axis south of Japan, it was shown that meanders propagate eastward along the Kuroshio south of Japan. According to propagation region, the meanders could be classified into three groups; (1) meanders which depart from the east of Kyushu or south of Shikoku and propagate to the east of the Cape Irozaki over the whole region south of Japan, (2) those which are generated in the east of Kyushu or south of Shikoku and disappear around the Cape Shionomisaki, and (c) those which are generated in the east of the Cape Shionomisaki and propagated to the east. It was also shown that the meanders are not directly affected by the variation of the Kuroshio surface transport, represented by the sea level difference at the Tokara Strait.

Relationship between the meanders and mesoscale eddies, which may trigger the meanders, was investigated using altimeter-derived SSH maps. Figure 12 shows schematic pictures summarizing the interactions of mesoscale eddies with the Kuroshio axis revealed in the present study.

There is an anticyclonic eddy revolving clockwise in a region south of Shikoku and the Cape Shionomisaki with a period about 5 - 6 months (Fig. 12 (a)). The eddy propagates westward along about 30° N and collided with the Kuroshio in the east of Kyushu or south of Shikoku. This collision sometimes generates meanders. Then the eddy is advected downstream, and may generate a meander on the downstream side of the eddy in the east of the Cape Shionomisaki with a probability of about 50%. Amplitude of the meander of the Kuroshio axis reaches the maximum around the Izu Islands in 40 - 60 days after the anticyclonic eddy is located at the northernmost position in its orbit. Around the Izu Islands, the Kuroshio shifts to the north just before the meander arrives.

After the eddy passed the Cape Shionomisaki, it is detached from the Kuroshio and starts to move westward again. Sometimes, the eddy coalesces with another anticyclonic eddy traveling from the east. This coalescence may supply vorticity to the clockwise-revolving anticyclonic eddy. The interaction of the anticyclonic eddy and the Kuroshio as described above can account for eight cases of meanders, labeled 1, 5, 6, 7, 9, 10, 11, and 14 in Fig. 4, out of 14 cases observed in the seven years from 1993 to 1999.

This scenario has been introduced by Mitsudera *et al.* (2001) for the formation of meanders using a few snapshots of SSH maps and outputs from numerical experiments. In the present study, we could confirm that the clockwise-revolving anticyclonic eddy plays dominant role in triggering the meanders.

Figures 12 (b) and (c) schematically show effects of cyclonic eddies. The cyclonic eddies are considered to be generated in the Kuroshio Extension region and propagate westward to the region south of Japan (Ebuchi and Hanawa, 2001). In most of cases, the eddies pass south of the clockwise-revolving anticyclonic eddy and coalesce into the Kuroshio in the east of Kyushu (Fig. 12 (b)). After the coalescence, meanders are generated and propagate eastward. However, most of the meanders generated by the cyclonic eddies in the east of Kyushu disappear in the west of the Cape Shionomisaki. In the seven years from 1993 to 1999, five meanders, labeled 2, 3, 8, 12, and 13 in Fig. 4, out of 14 were caused by the coalescence of cyclonic eddies.

Formation of the meander labeled 4 in Fig. 4 and traced in Fig. 7 is schematically shown in Fig. 12 (c). A large and strong cyclonic eddy propagated from the Kuroshio Extension region, passed north of the clockwise-revolving anticyclonic eddy, and coalesced into the Kuroshio south of Shikoku. The coalescence generated a meander which propagated over the whole region south of Japan. The time sequence of the propagation of the eddy and the evolution of the meander was also described by Ebuchi and Hanawa (2001). This pattern happened only once in the seven years.

The results of the present study may suggest possibility of predicting formation of the meanders in the Kuroshio path by monitoring the mesoscale eddies in a region south of Shikoku. Especially, it is shown that the clockwise-revolving anticyclonic eddy causes a meander with a chance of 50 % when it approaches to the Kuroshio. Contribution of cyclonic eddies is also pointed out. However, not all of the mesoscale eddies which approached to or collided with the Kuroshio triggered the meanders. There still remains a big question, "what governs the difference whether the meander is generated or not?" The data set of the time series of the Kuroshio axis location and altimeter-derived SSH maps are probably insufficient in accuracy and spatial resolution for the detailed investigations. Further studies including in-situ and remote sensing observations and numerical experiments are needed to establish scientific basis for the prediction of meanders in the Kuroshio path.

Acknowledgments

The present study was partially supported by the NEAR-GOOS (North East Asian Regional-Global Ocean Observing System: chaired by Prof. Keisuke Taira, Ocean Research Institute, University of Tokyo) Project (project No. 11205208) from the Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology, Japan. The time series of location of the Kuroshio axis south of Japan were provided by the Climate and Marine Department of the Japan Meteorological Agency (JMA). The data set of the sea surface dynamic height in the North Pacific was obtained from a CD-ROM of the Subarctic Gyre Experiment (SAGE) published by the Climate and Marine Department of the JMA. Tide gauge data were provided by the

Japan Oceanographic Data Center (JODC). We are grateful to these data providers. We also thank Mr. Fumiaki Kobashi for his cooperation in processing the tide gauge data and preparing some of the figures in the present paper.

References

- Akitomo, K., T. Awaji, and N. Imasato (1991): Kuroshio path variation south of Japan. 1. Barotropic inflow-outflow model. *J. Geophys. Res.*, **96**, 2549-2560.
- Chao, S.Y., and J.P. McCreary (1982): A numerical study of the Kuroshio south of Japan. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 679-693.
- Ebuchi, N., and K. Hanawa (2000): Mesoscale eddies observed by TOLEX-ADCP and TOPEX/POSEIDON altimeter in the Kuroshio Recirculation region south of Japan. *J. Oceanogr.*, **56**, 43-57.
- Ebuchi, N., and K. Hanawa (2001): Trajectory of mesoscale eddies in the Kuroshio recirculation region. *J. Oceanogr.*, **57**, 471-480.
- Hanawa, K. and H. Mitsudera (1985): On the data processing of daily mean value of oceanographic data. - Note on the daily mean sea-level data. *Bull. Coastal Oceanogr.*, **23**, 79-87 (in Japanese).
- Imawaki, S., M. Gotoh, H. Yoritaka, N. Yoshioka and A. Misumi (1996): Detecting fluctuations of the Kuroshio axis south of Japan using TOPEX/POSEIDON altimeter data. *J. Oceanogr.*, **52**, 69-92.
- Ichikawa, K. (2001): Variation of the Kuroshio in the Tokara Strait induced by meso-scale eddies. *J. Oceanogr.*, **57**, 55-68.
- Kawabe, M. (1985): Sea level variations at the Izu Islands and typical stable paths of the Kuroshio. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**, 307-326.
- Kawabe, M. (1986): Transition processes between the three typical stable paths of the Kuroshio. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **42**, 174-191.
- Kawabe, M. (1988): Variability of Kuroshio velocity assessed from the sea-level difference between Naze and Nishinoomote. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **44**, 293-304.
- Kawabe, M. (1989): Sea level changes south of Japan associated with the non-large-meander path of Kuroshio. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **45**, 181-189.
- Kawabe, M. (1995): Variations of current path, velocity, and volume transport of the Kuroshio in relation with the large meander. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 3103-3117.
- Kawabe, M. (1996): Model study of flow conditions causing the large meander of the Kuroshio south of Japan. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2449-2461.
- Kobashi, F., and H. Kawamura (2001): Variations of sea surface heights with a period of 3-7 months in the subtropical gyre of the North Pacific. *J. Geophys. Res.* (in press).
- Kuragano, T., and M. Kamachi (2000): Global statistical space-time scales of oceanic variability estimated from the TOPEX/POSEIDON altimeter data. *J. Geophys. Res.*, **105**, 955-974.
- Kuragano, T., and A. Shibata (1997): Sea surface dynamic height of the Pacific Ocean derived from TOPEX/POSEIDON altimeter data: Calculation method and accuracy. *J. Oceanogr.*, **53**, 585-599.
- Masuda, A. (1982): An interpretation of the bimodal character of the stable Kuroshio path. *Deep-Sea Res.*, **29**, 471-484.
- Mitsudera, H., T. Waseda, Y. Yoshikawa, and B. Taguchi (2001): Anticyclonic eddies and Kuroshio meander formation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2025-2028.
- Robinson, A.R., and B.A. Taft (1972): A numerical experiment for the path of the Kuroshio. *J.*

- Mar. Res.*, **30**, 65-101.
- Sekine, Y. (1990): A numerical experiment on the path dynamics of the Kuroshio with reference to the formation of the large meander path south of Japan. *Deep-Sea Res.*, **37**, 359-380.
- Taft, B. (1972): Characteristics of the flow of the Kuroshio south of Japan. In *Kuroshio - Its Physical Aspects*, ed. by H. Stommel and K. Yoshida, University of Tokyo Press, Tokyo, Japan, p.165-216.
- White, W.B., and J.P. McCreary (1976): On the formation of the Kuroshio meander and its relationship to the large-scale ocean circulation. *Deep-Sea Res.*, **23**, 33-47.
- Yamagata, T., and S. Umatani (1989): Geometry-forced coherent structures as a model for the Kuroshio large meander. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 130-138.
- Yamashiro, T., and M. Kawabe (1996): Monitoring position of the Kuroshio axis in the Tokara Strait using sea level data. *J. Oceanogr.*, **52**, 675-687.
- Yasuda, I., J.H. Yoon, and N. Sugihara (1985): Dynamics of the Kuroshio large meander - Barotropic model. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**, 259-273.
- Yoon, J.H., and I. Yasuda (1987): Dynamics of the Kuroshio large meander: Two-layer model. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 66-81.

Table 1. Number of meanders which are classified into three groups according to the propagation region and by the polarity of related eddies.

Propagation region	Related eddy		
	Anticyclonic	Cyclonic	Total
Whole region over south of Japan	3	2	5
Only the west of the Cape Shionomisaki	1	4	5
Only the east of the Cape Shionomisaki	4	0	4
Total	8	6	14

Table 2. Dates when the clockwise-revolving anticyclonic eddy was located in the northernmost position in its orbit and generation of meanders

Month/Year	Generation of Meander	Label in Fig. 4
Apr. 1993	Yes	1
Aug. 1993	No	
Jan. 1994	No	
Mar. 1994	No	
Jul. 1994	No	6
Nov. 1995	Yes	
Apr. 1996	No	7
Nov. 1996	Yes	
Feb. 1997	No	9
May 1997	No	
Aug 1997	Yes	10
Jun 1998	Yes	
Oct 1998	Yes	11
May 1999	No	
Oct 1999	Yes	14

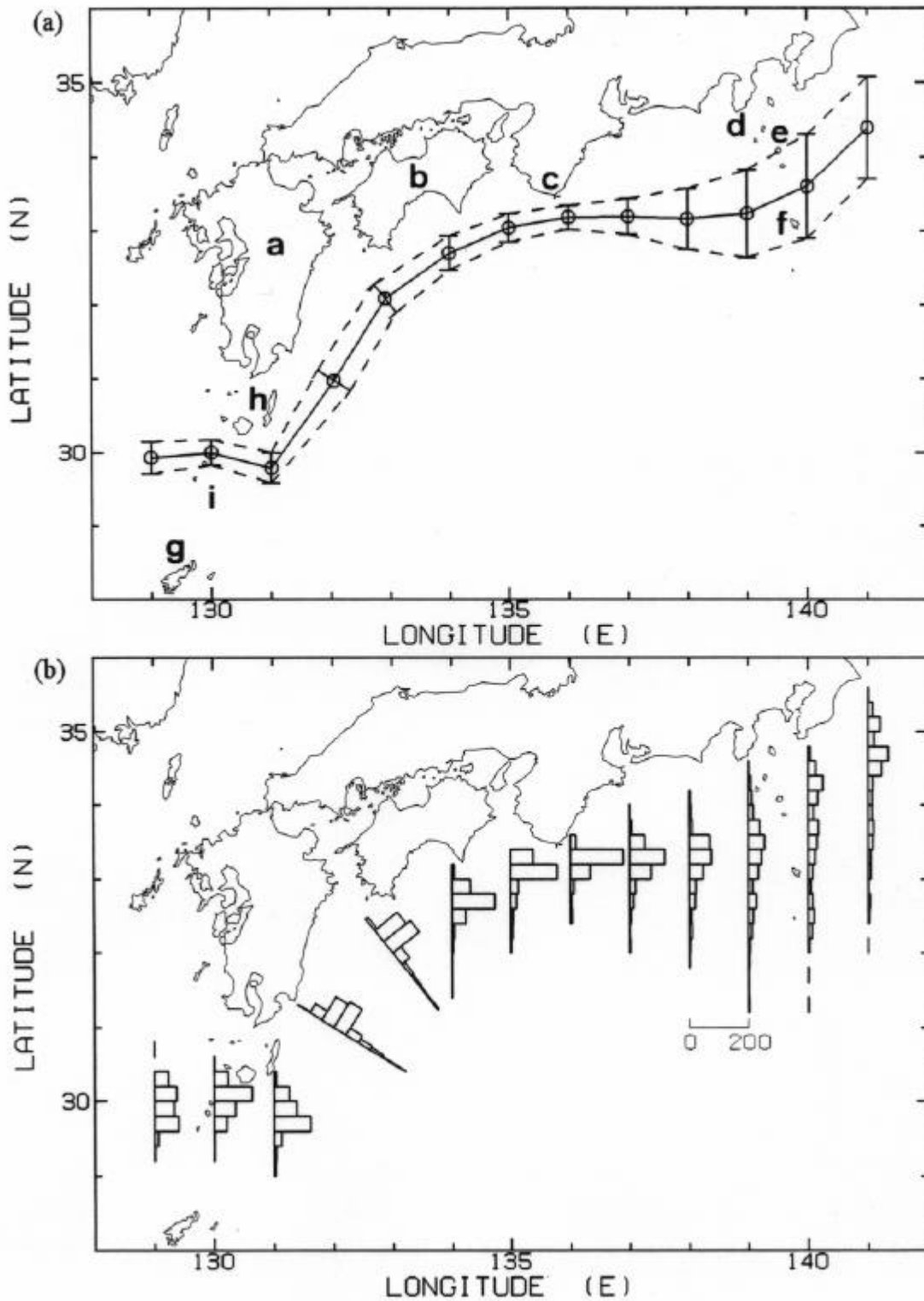


Figure 1. (a) Mean location of the Kuroshio axis with standard deviations, and (b) histograms of position of the axis, calculated in a period of seven years from 1993 to 1999. The bin is 12' in latitude. a: Kyushu, b: Shikoku, c: Cape Shionomisaki, d: Cape Irozaki, e: Izu Islands, f: Hachijojima, g: Naze, h: Nishinoomote, and i: Tokara Strait.

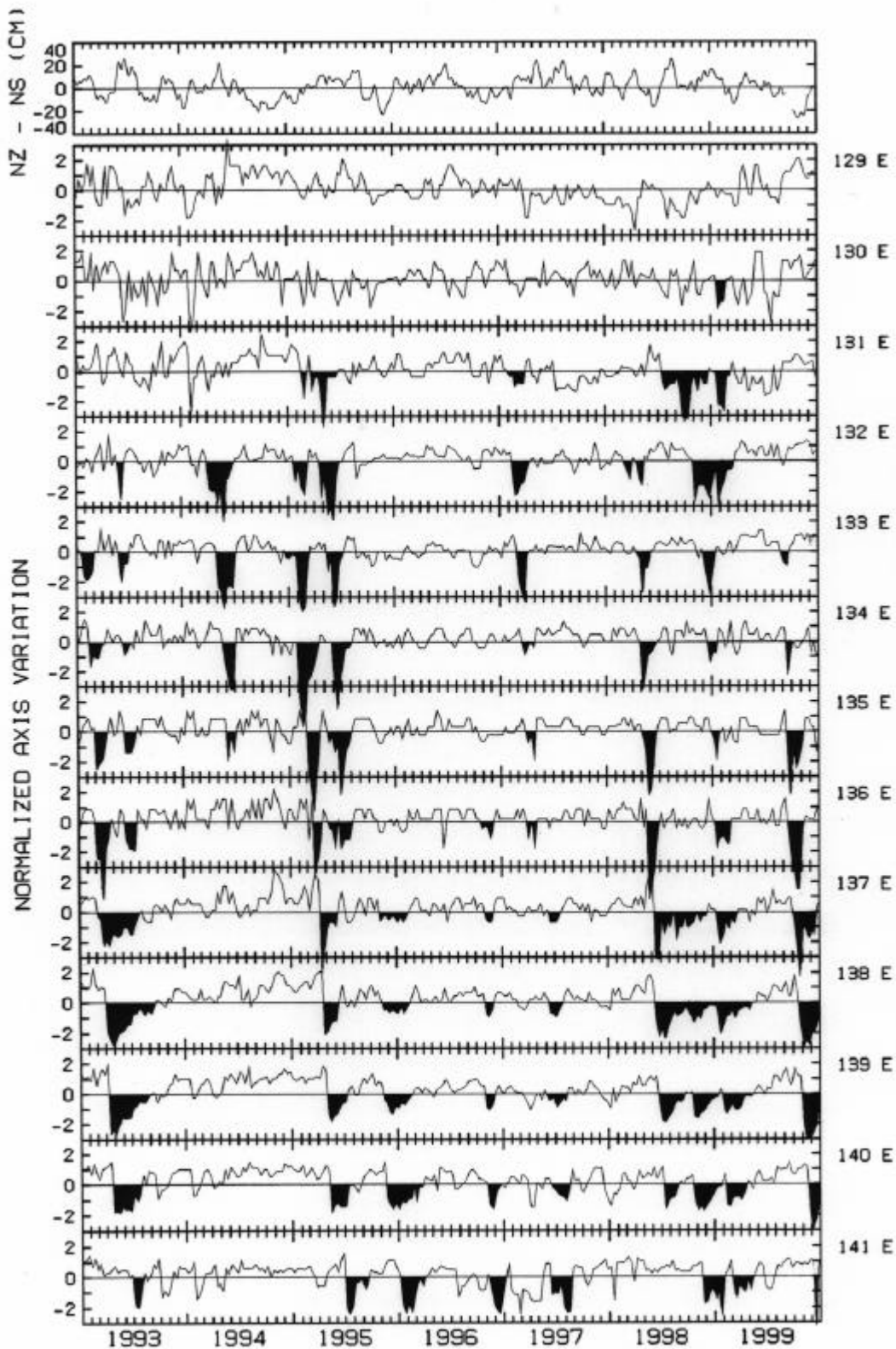


Figure 2. Time series of the location of the Kuroshio axis normalized by the standard deviations at each longitude, together with the sea level difference between Naze and Nishinoomote (top panel).

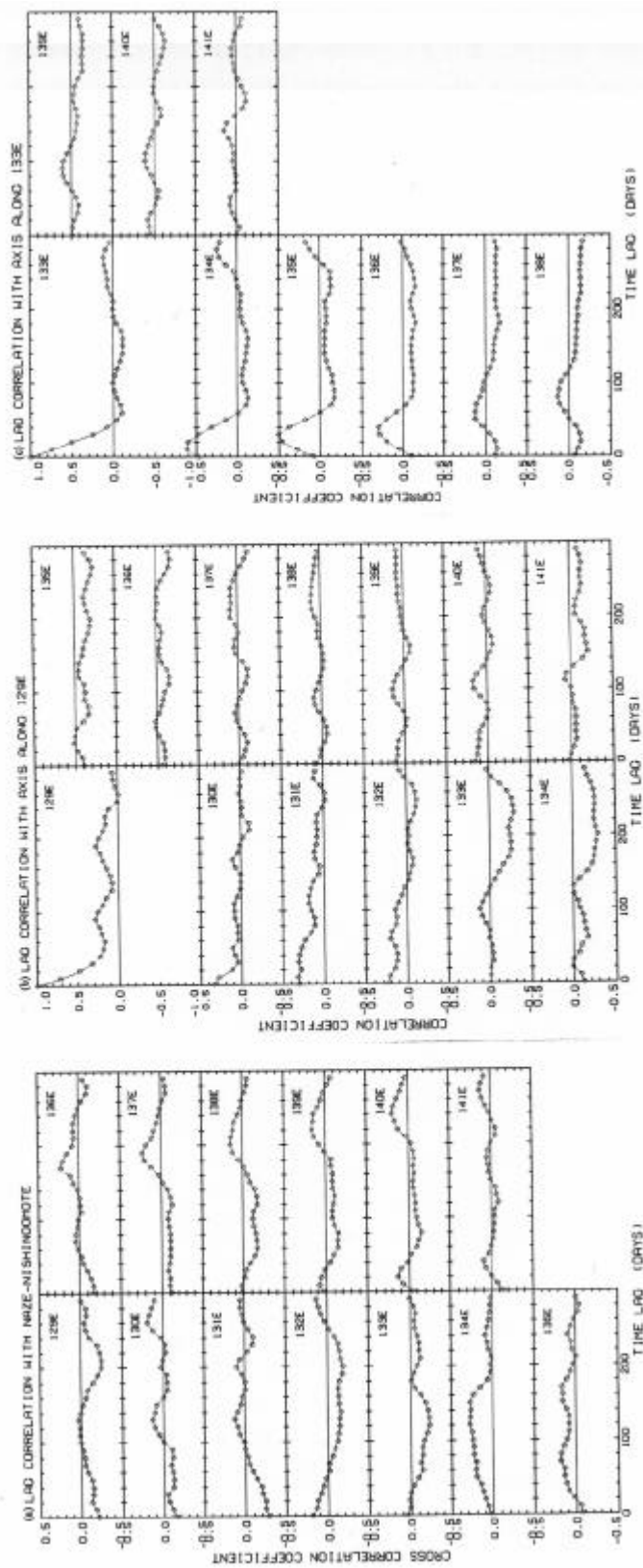


Figure 3. (a) Lag correlation between the sea level difference at the Tokara Strait with the variations of location of the Kuroshio axis, and lag correlations of location of the axis along 129° E (b) and 133° E (c) with those along the downstream longitudes.

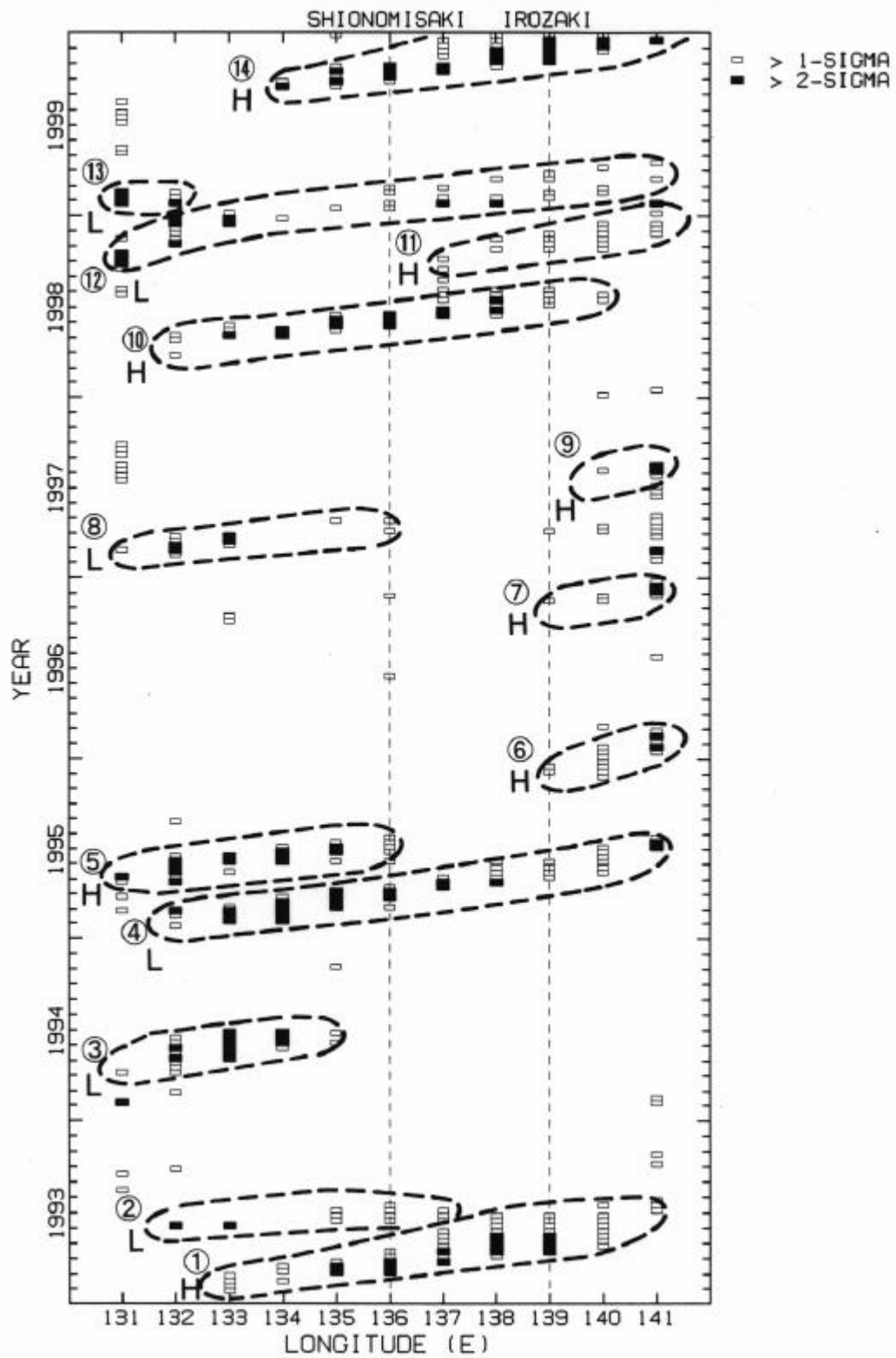


Figure 4. A longitude-time diagram of southward displacement of the Kuroshio axis which exceeds the standard deviations. Open and solid boxes represent the southward displacement greater than one and two times of the standard deviations, respectively. Labels '1' to '14' denote recognized meanders, and 'L' and 'H' denote cyclonic and anticyclonic eddies related to generation of the meander, respectively (see the text).

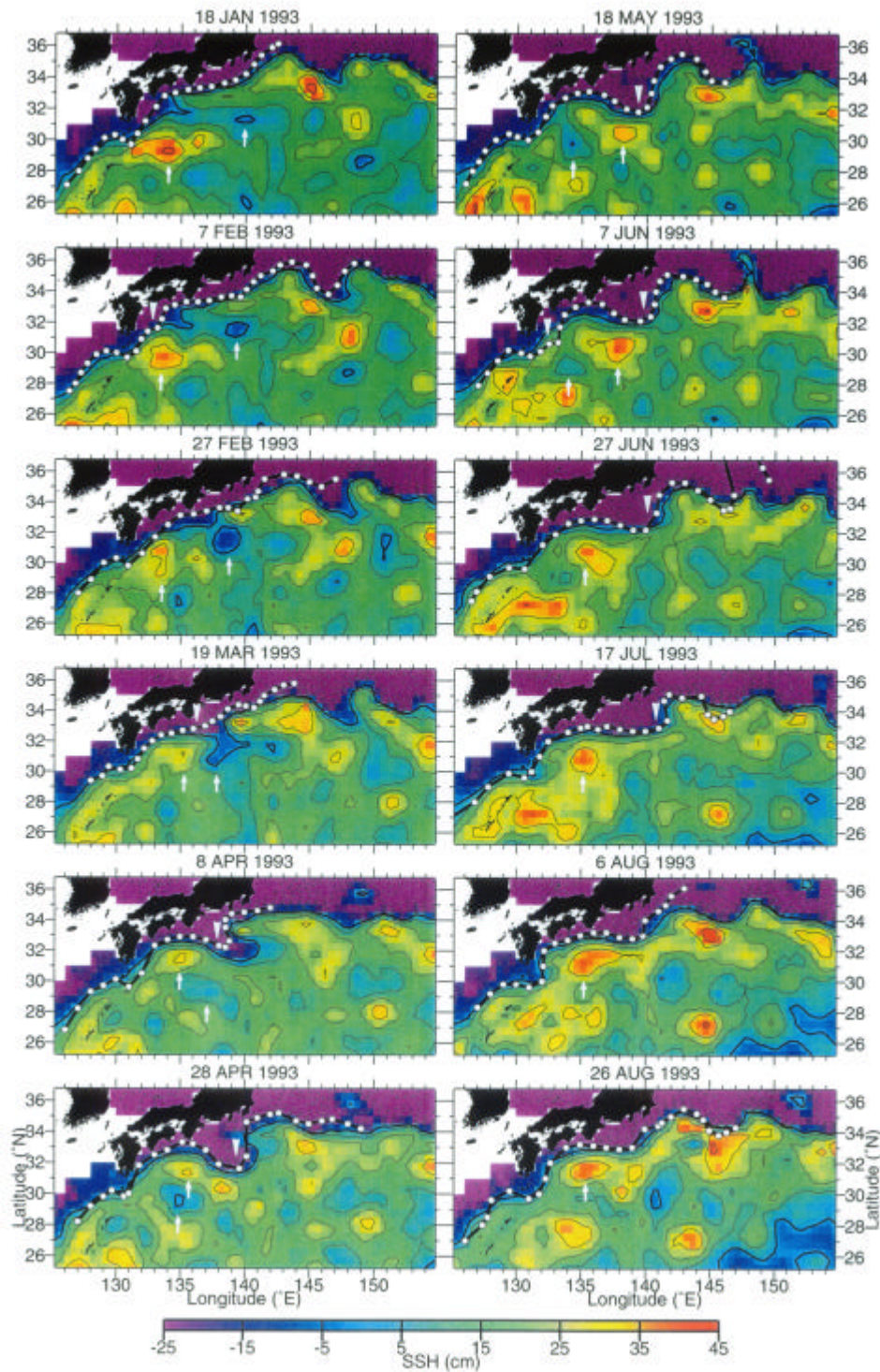


Figure 5. An example of time series of the SSH maps and location of the Kuroshio axis (open circles with a thick black line) at an interval of 20 days for a period from January 18, 1993 to August 26, 1993. Mean SSH calculated over the whole region is subtracted. Thick lines with white circles represent location of the Kuroshio axis.

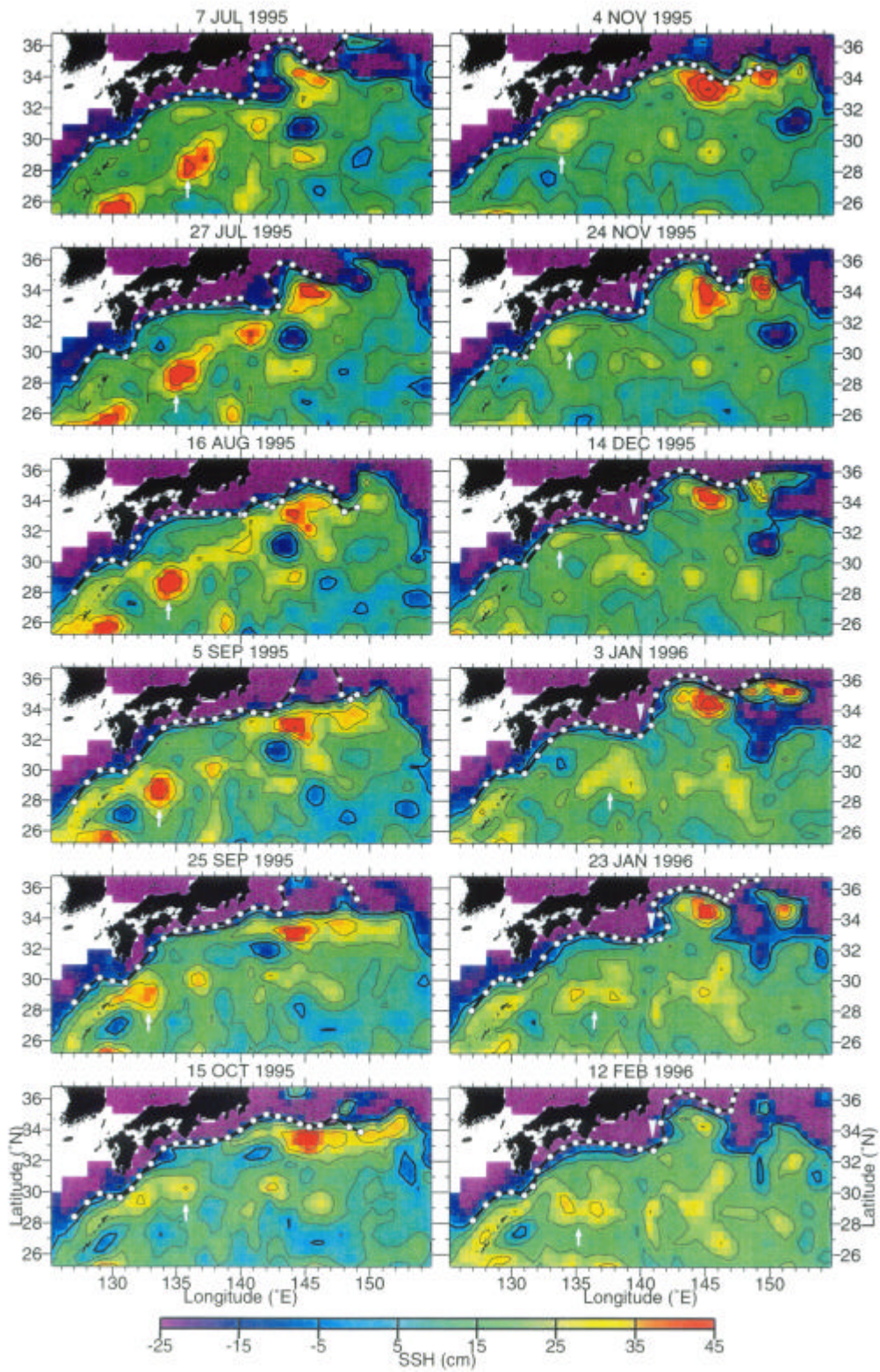


Figure 6. Same as in Fig. 5 except for a period from July 7, 1995 to February 12, 1996.

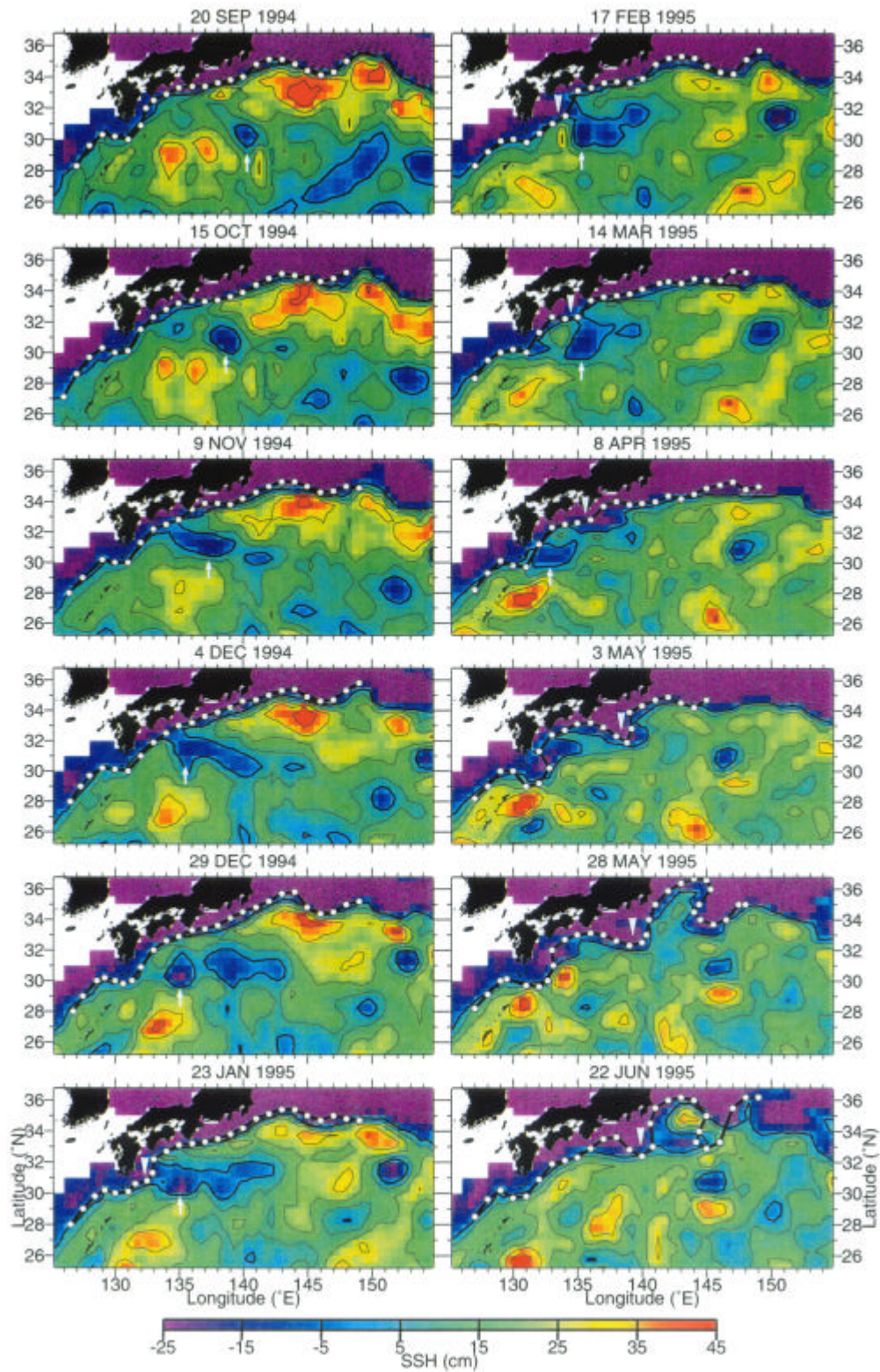


Figure 7. Same as in Fig. 5 except at an interval of 25 days for a period from September 20, 1994 to June 22, 1995.

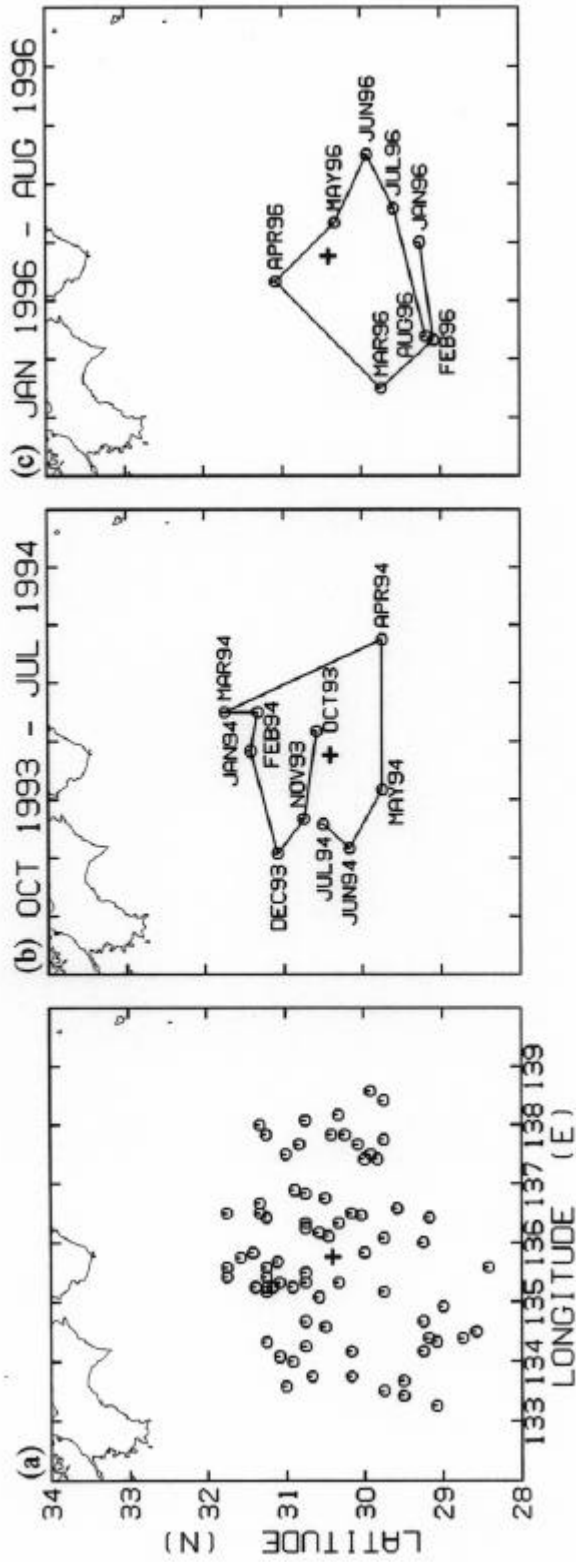


Figure 8. (a) Monthly mean location of the clockwise-revolving anticyclonic eddy, and two examples of trajectory of the eddy ((b) and (c)). Cross (+) in panels represents the mean location of the eddy (30.4° N, 135.8° E) during the whole period from 1993 to 1999.

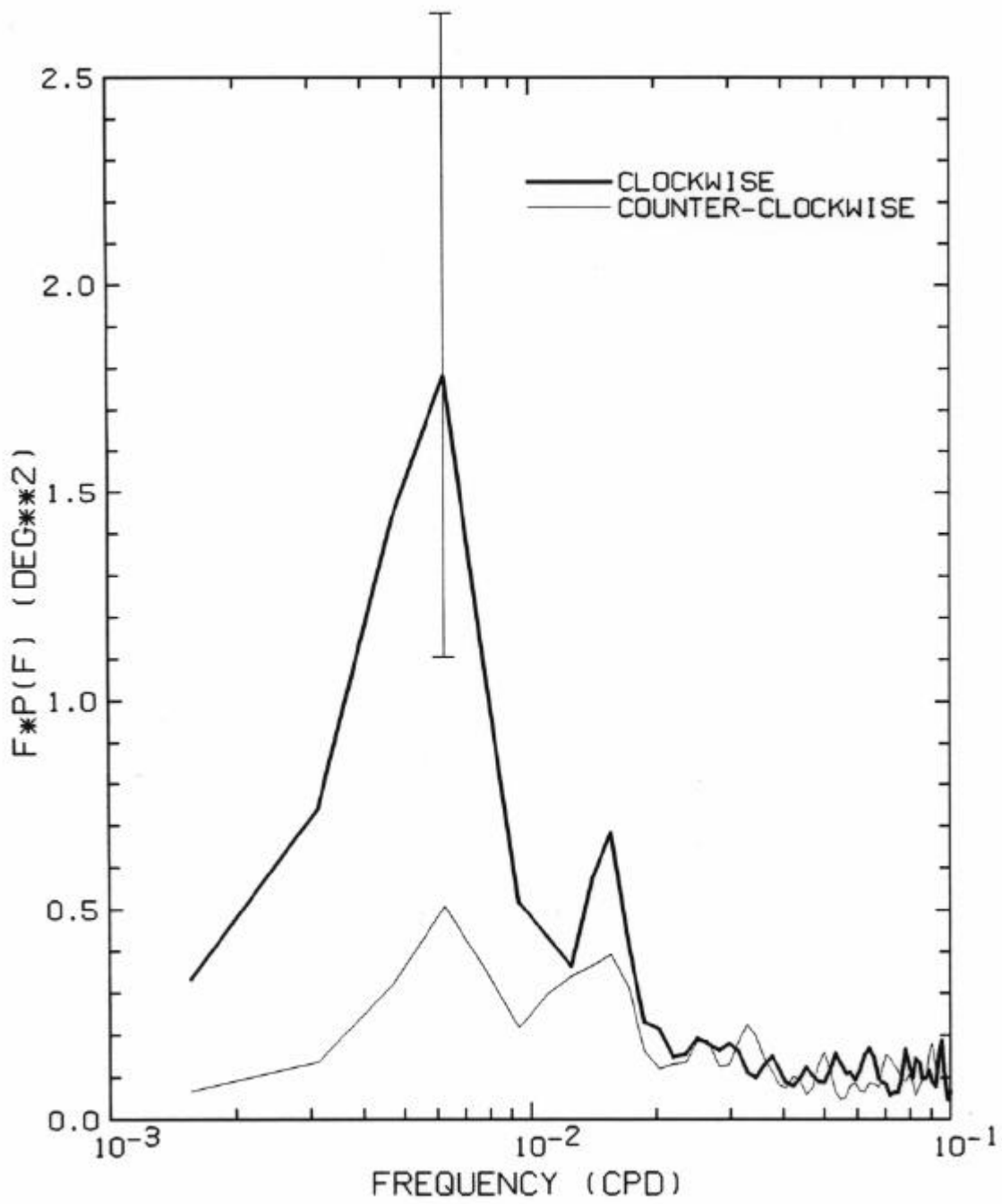


Figure 9. A rotary spectrum of the position vector of the clockwise-revolving anticyclonic eddy. Error bar shows the 95% confidence interval of the peak.

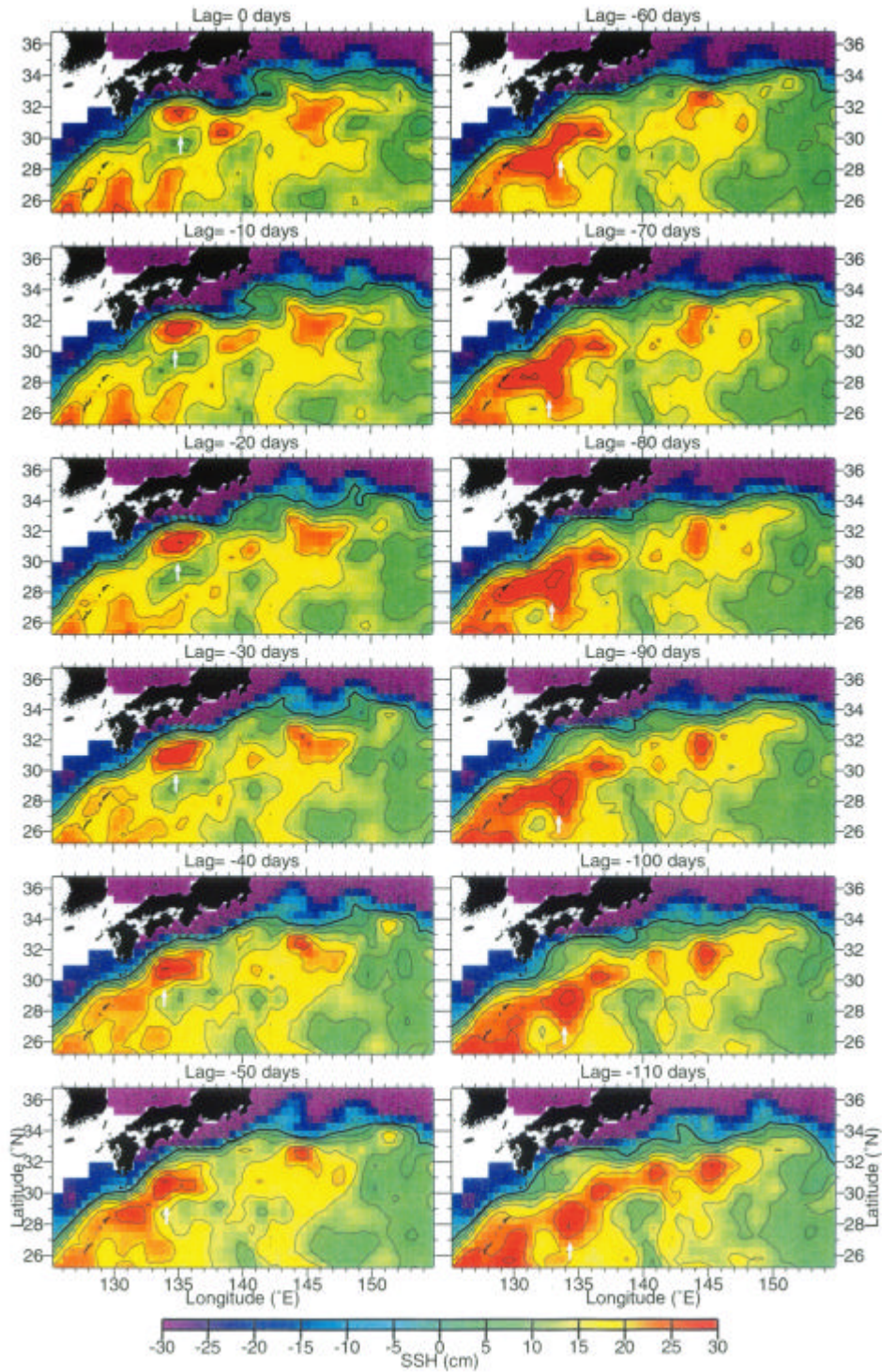


Figure 10. Composite SSH maps for various time lags with reference to the time when displacement of the Kuroshio axis exceeded the standard deviation at the Cape Irozaki (139° E).

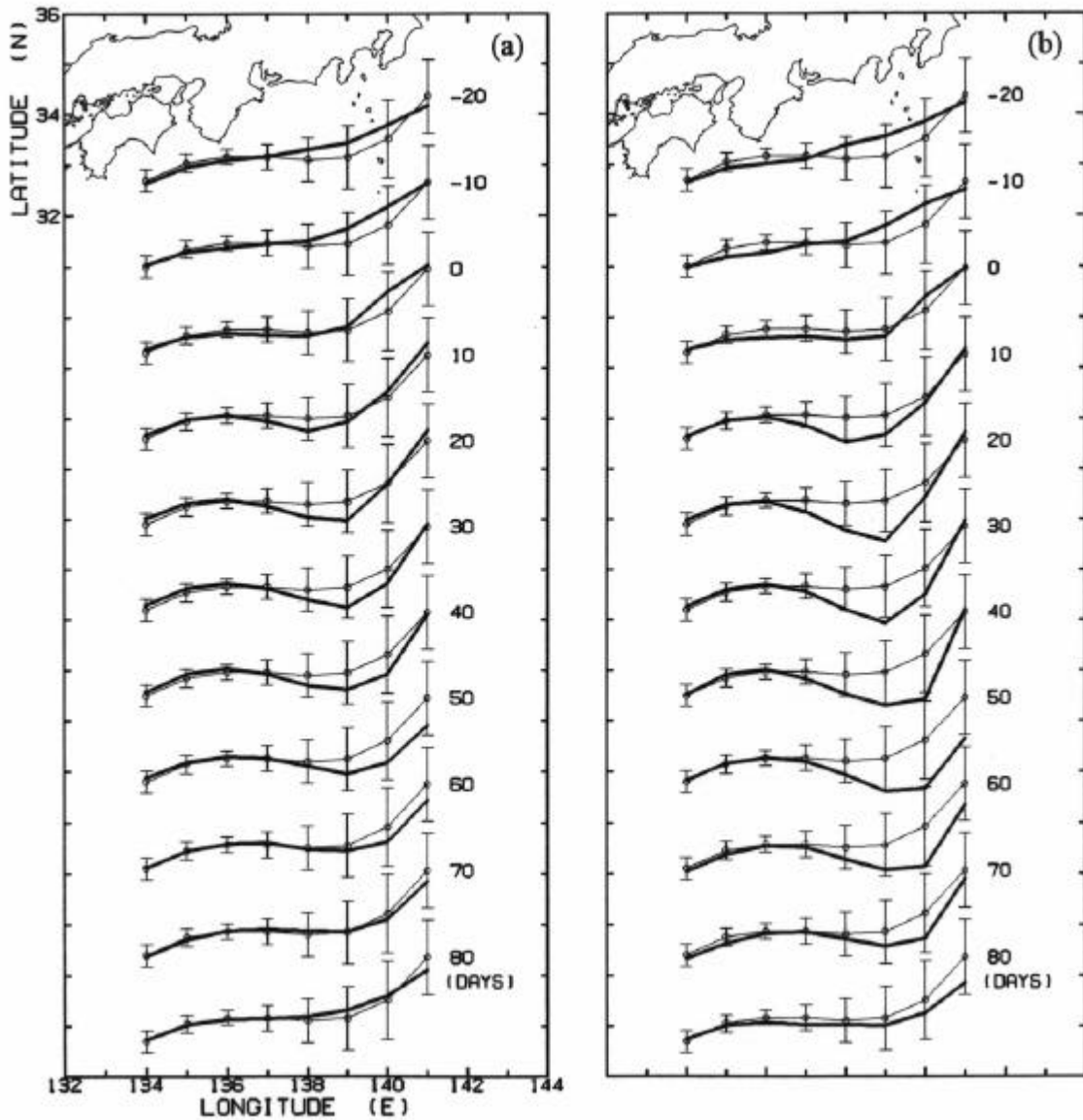


Figure 11. Composite profiles of the Kuroshio axis with reference to the time when the clockwise-revolving anticyclonic eddy was located in the northernmost position in its orbit for (a) all the cases listed in Table 2, and (b) only the cases when meanders were generated (thick lines). The profiles are drawn by shifting downward with time. Thin lines with circles and error bars represent the mean location of the Kuroshio axis with the standard deviations shown in Fig. 1(a).

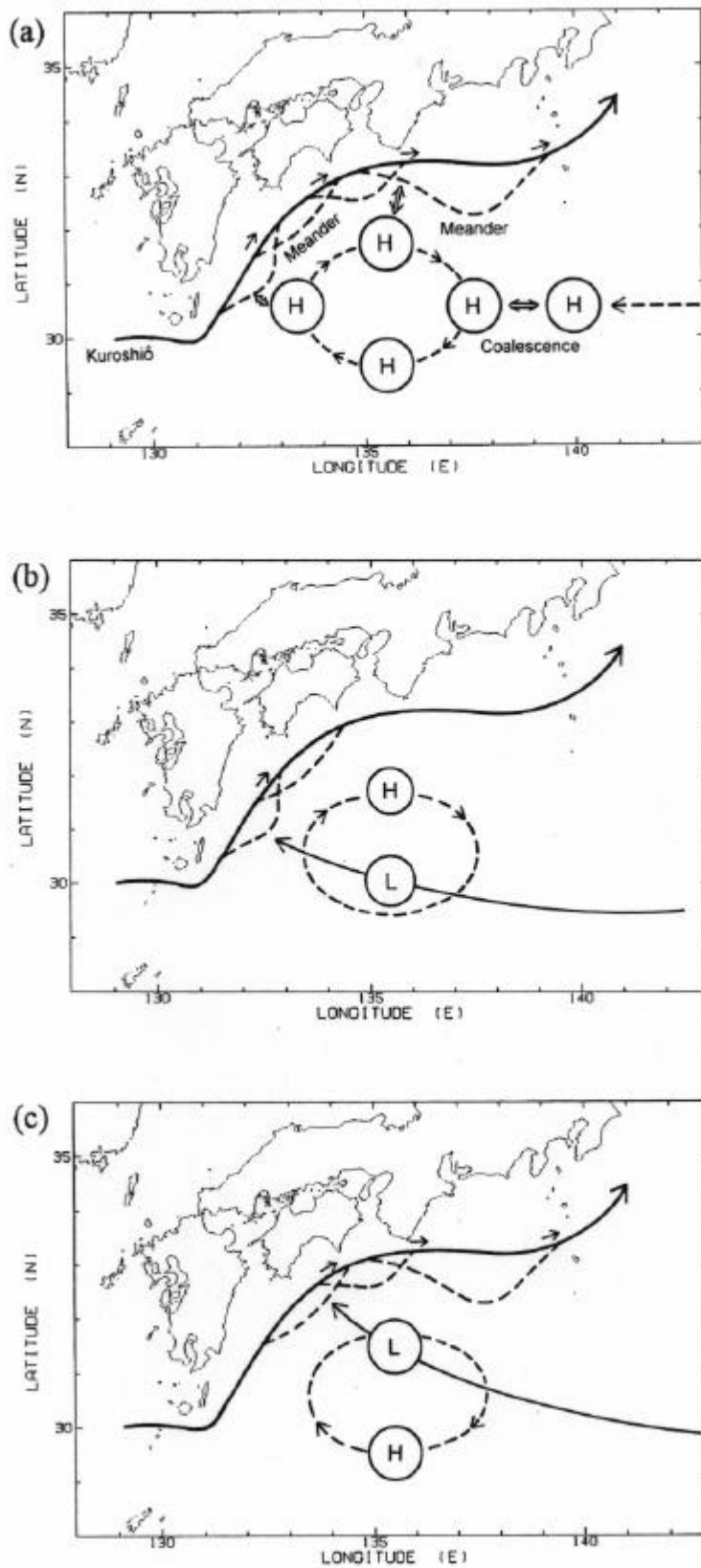


Figure 12. Schematic pictures summarizing interactions of mesoscale eddies and the Kuroshio axis (see the text).

地震研究所における高精度地震計の開発

東京大学地震研究所 新谷 昌人

113-0032 文京区弥生 1-1-1

E-mail: araya@eri.u-tokyo.ac.jp

Abstract

A wideband seismometer using a laser interferometer has been developed at Earthquake Research Institute (ERI), University of Tokyo. Advantages of laser interferometry are its displacement sensitivity, small drift, and availability for self-calibration referred to wavelength of light. The developed seismometer comprises a long-period vertical pendulum, a laser interferometer, and wideband feedback circuits. The long-period pendulum serves to attain good resolution at low frequencies, while the wideband feedback circuits provide high-gain servo, resulting in stable response of the seismometer.

From parallel observations with two laser seismometers and a STS2 seismometer, amplitude accuracy of the laser seismometers was estimated to be better than 1%. Judging from differential signal between the seismometers, we have evaluated its good resolution with which even the lowest seismic noise, i.e. Low Noise Model, can easily be detected at frequencies between 50mHz to 100Hz.

はじめに

東京大学地震研究所では所内横断プロジェクトのひとつとして、高精度地震計の開発をおこなっている。従来の差動トランスや容量型の変位センサーに代えて、レーザー干渉計を利用することにより高精度化しようとするものである。ここで、「高精度」といっている意味は、「振幅が正確」であり「分解能が高い（自己ノイズが小さい）」ということである。開発したレーザー地震計では、高い振幅精度を実現するために広帯域フィードバックとレーザー波長基準による校正を行っている。また、高分解能（低自己ノイズ）のためにレーザー干渉計測と長周期振り子をを用いている。

ここでは地震研で開発したレーザー地震計の原理や性能評価の結果について報告し、最後に衛星重力ミッションに利用する場合の課題などについて述べる。

地震計の構成

地震計の原理を考えると力学系（振り子）、検出系（変位センサー）、制御系（サーボ回路）の三つの要素に分けられる。これらのうち検出系のノイズは最終的な地震計の出力に対する寄与としては力学系との積の形で表れる。それゆえ、長周期地震波などの低周波に対する分解能を上げるには振り子を長周期化し、かつ変位センサーのノイズを低減させる必要がある。振り子の長周期化については固有周期無限大の無定位振り子を利用すれば最適化され、STS 地震計はそのようになっている。さらに高感度を目指すには変位センサーを低雑音化すればよい。

図 1 に地震計のブロック図を示す。振り子は片持ち式の垂直振子を用いている。通常このような方法で数 cm の大きさの振り子を作ると固有周波数はせいぜい 12Hz であり、長周期化は難しい。弱いばねや重いおもりを使うとばねが伸びきってしまうからである。そこで、図の振り子のように水平にさらにばねを付加して負のポテンシャルを加えて、実効的な復元力を弱め振り子の長周期化を行った。実測では、水平ばねが無い場合に 1.76Hz であったのに対し、水平ばねを加えると 0.14Hz と一桁以上の長周期化ができた。

この振り子の先端にプリズムが取り付けられており、基板に固定されたプリズムとの間でマイケルソン干渉計を構成している。レーザー干渉計はひとこと言えば、「光の波の性質を利用した変位検出法」である。この場合は振り子のおもりの動きを基板（地面）に対して測ることになる。可視光・近赤外光の場合波長が 0.4 μm 程度であるからたとえば波長の 1/100 1/1000 まで検出できれば比較的容易に nm レベルの変位検出が可能である。地震計の変位センサーとしてレーザー干渉計を利用すれば地震計の高感度化が期待できるわけである。また、波長安定化レーザーを使うことにより変位センサー自体のドリフトを著しく低減させることができるので、長周期地震観測や地殻変動観測にも有利である。さらに、波長を基準にセンサーの変位較正が現場でもできるのでデータの信頼性の向上にもつながる。

ここでは光源として近赤外（波長 850nm）の半導体レーザーを温度安定化したものを用いている。簡便な安定化ではあるが、波長の相対精度は 10^{-5} 程度ある。レーザー自体の進歩もめざましく従来のガスレーザーからこのような小型・低消費電力の半導体レーザーに置き換わりつつある。これまで半導体レーザーをそのまま干渉計光源に利用することはスペクトル広がりによるノイズの問題で難しかったが、レーザー内部に回折格子が組み込まれた狭スペクトルのタイプが安価に入手可能となり、小型高感度の干渉センサーも実現可能となってきた。さらに、干渉計の対称性や差動検出法を利用してレーザー自身のノイズの影響を低減した結果、このレーザー地震計ではガスレーザーを使った場合と同等の性能が得られている。

差動検出された干渉信号はサーボ回路を介して振り子にフィードバックされる。振り子の変位は周波数帯域約 1kHz までおもりに帰還されているため、低周波（目安

として 100Hz 以下)ではおもりはほとんど地面の運動に追随していることになる。このときの帰還信号から地面振動の加速度を読みとっている。地面と振り子はあたかも剛体のように一体となって動くので、ばねの復元力などは寄与せず、帰還信号は振り子の固有周期変動などのパラメーター変動に対して影響されないというメリットがある。さらに、サーボゲインが大きい帯域では誤差がその分抑え込まれ、加速度で平坦な出力が得られることになる。たとえばこの地震計の場合、100Hz の地面振動に対する地震計出力の振幅誤差は約 2%、位相遅れはわずかに 0.2 度である。このように、観測帯域では高い精度で加速度平坦な出力が得られるため、不確定なパラメーターは出力と加速度の比例定数(いわゆる感度係数)に集約される。これを次に述べる校正法で決定するのである。

振幅精度の評価

レーザー地震計の振幅精度を評価するために、2 台の地震計を独立に校正し比較をおこなった。まず、レーザー波長を使った校正を試みた。図 1 に示したように、固定鏡のピエゾ素子に信号を加え鏡を微小に振動させると振り子が追随して動かされ、擬似的な加速度を付加した状態になる。この擬似加速度に対する地震計出力と固定鏡の振動振幅の関係から「感度係数」が求められる。固定鏡の振動振幅はこれとは別に、マイケルソン干渉計の干渉縞を使ってレーザー波長を基準にあらかじめ求めておく。サーボ回路の(L)はこのための低ゲイン回路である。

この結果、2 台の地震計で感度係数に約 5%の差異が認められたが、STS 地震計を含めた 3 台の同時観測からそれぞれの感度係数を仮定した加速度換算値で信号比較すると、1%以内の精度で 3 台とも一致した。感度係数の差は器差をあらわしていると考えられる。DC まで加速度平坦であるから、地震計を傾けて重力変化を与え、感度係数を求めることもできるが、その結果ともやはり 1%以内の精度で一致していた。

最小分解能の評価

地震計の分解能(あるいは自己ノイズ)を評価するために、静かな環境下で 2 台の地震計の比較観測をおこなった。場所はドイツ南部の Black Forest Observatory (BFO)で、Stuttgart 大学と Karlsruhe 大学の共同利用施設である。観測坑は旧鉱山を利用したもので、花崗岩の岩盤中に掘られた 500m ほどのものである。町から 10km ほど離れていることもあり、地面振動レベルはかなり小さい。また、気圧の影響をさけるため奥の 200m ほどは気密ドアによりエアロックされているのも特徴で

ある。

図2に観測されたノイズレベルを示す。BFO Com.が観測された地面振動である。2台の地震計ともほとんど同じ信号が得られた。BFOの典型的なレベル(BFO typ.)とほぼ一致している。BFO Dif.が2台の地震計の差で、これが地震計固有のノイズレベル、すなわち最小分解能を示していると考えられる。50mHzから100Hzでは地上最低地面振動をあらわすLow Noise Modelを下回っており、十分な分解能があることがわかる。振り子の鏡を固定して測定した干渉計出力(Interferometer Noise)が約30Hz以上で分解能を決めているが、これは干渉計固有のノイズというよりも残留地面振動により固定鏡が動かされている影響と考えられる。一方、加速度出力を取り出すバッファアンプのノイズ(Amp. Noise)が1Hz以下で支配的であるが、アンプの増幅率を上げれば相対的に低減されることが可能であり、最終的にはInterferometer Noiseのレベルまでの分解能が達成できるはずである。

また、0.1Hz以下のノイズは気圧に対する応答が支配的であることもわかった。これは断熱的気圧変動による気温の変化が振り子のばね定数を変動させ等価な加速度ノイズとなっているもので、気圧変動の小さいエアロック部の測定ではこのノイズが大幅に低減した。そこで、エアロック部で比較的長期間観測をおこなったところ、潮汐を検出することができた。気圧変動を抑えれば長周期帯でも十分な分解能が得られることがわかった。

まとめ

高い振幅精度・高分解能を達成するために、レーザー干渉計・広帯域フィードバック・長周期振り子を組み合わせた高精度地震計を開発した。DCから100Hzまでの加速度平坦出力が得られ、レーザー波長を使った自己校正により1%以内の振幅精度を確認した。最小分解能としては50mHz 100HzでLow Noise Model以下を達成した。バッファアンプ増幅率の最適化、恒弾性ばねの採用、気密容器封入などをおこなうことにより、低周波ノイズの大幅な低減が見込まれる。

レーザー干渉法を採用するメリットはいくつかあるが、とくに低ドリフト特性や光波長を基準とした自己校正機能については他の方法では得られないものである。このような高性能加速度計の応用としては、重力波検出装置におけるグラウンドノイズの除去、あるいは自己校正機能を利用した「標準加速度計」などが考えられる。

最後に衛星重力ミッションへの応用について考えてみる。

高度約1000 km以下のLEO衛星の軌道決定では、大気摩擦による減速効果(大気ドラッグ)ならびに太陽・地球からの輻射圧の影響を受ける。大気摩擦や太陽輻射圧は衛星に対して 10^{-7} m/s²程度、地球輻射圧は 10^{-8} m/s²程度の加速度擾乱を生

じさせる。衛星測位による重力決定精度として $\text{nano gal}(10^{-11}\text{m/s}^2)$ を目指すならば、これらの加速度擾乱を精密に測定し、それによる衛星軌道擾乱成分を補正する必要がある。このような、非重力場起源の軌道擾乱(大気摩擦、太陽・地球輻射圧など)を補正するための衛星搭載型加速度計にレーザー地震計は利用できる可能性がある。

補正には様々な手法があるが、人工衛星は無制御として搭載加速度計のデータを用いてドラッグを補正する方法が考えられる。そのほか衛星を制御してドラッグフリーにすることも考えられるが、加速度計とは別の機体制御技術などが必要であろう。簡便な方法として前者のドラッグ補正を考えると、もちいられる加速度計は微細な重力場を求めるために高感度であるとともに低ドリフトであることが要求される。同時に衛星軌道が低いところほど空気抵抗の影響が増大するので広いレンジ特性も必要になる。レンジ特性やドリフトなどは本研究の結果を外挿して実現可能なレベルであろうと考えている。しかし、現実的な細かい点については今後十分に検討する必要がある。

地震計本体

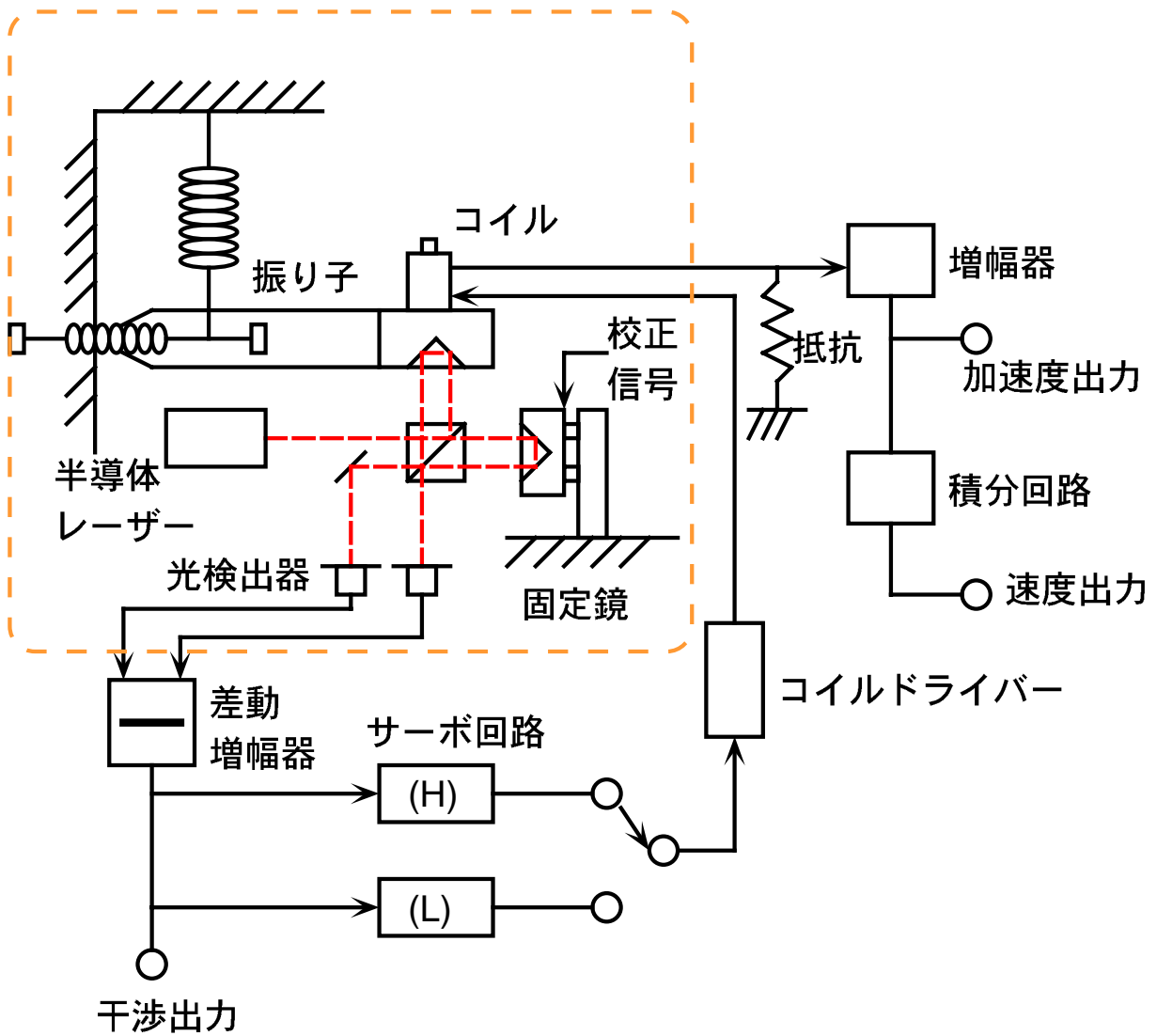
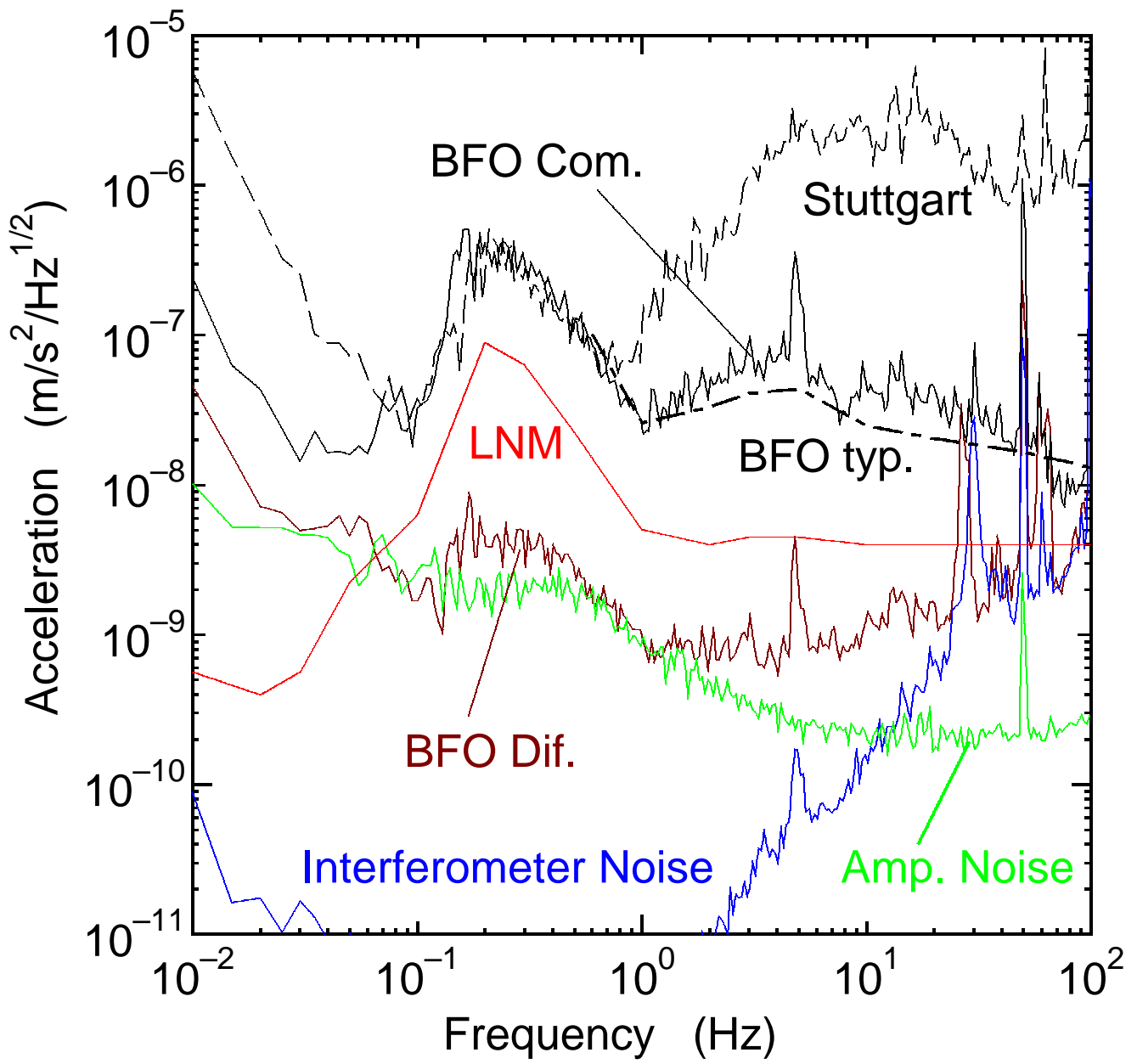


図 1 地震計のブロック図



測位衛星を利用した地球環境監視技術の開発計画

GRACE-Follow On (地球重力場変動計測) から
LISA (宇宙重力波計測) へ

内藤勲夫 (国立天文台地球回転研究系 E-mail: naito@miz.nao.ac.jp)

Abstract

The GRACE Follow On Mission using satellite to satellite laser interferometer ranging to obtain time varying global gravity field proposed by NASA and a research and development project for inter satellite ranging technologies toward observing global change being planned in Japan are briefly presented.

GPS などの測位衛星を利用した地球大気掩蔽及び地球重力場変動の観測計画 (CHAMP、GRACE など) が欧米で推進されている (NRC,1997; 他)。このうち GRACE は、GPS 大気掩蔽観測に加えて、低高度の同一軌道上の二つの衛星間の距離をミクロン程度の精度で電波計測し、衛星の運動エネルギーの変動 (従って衛星のポテンシャルエネルギーの変動) から地球重力場変動を計測しようとするもので、地球温暖化による平均海面上昇を mm 精度で監視する能力を有している。しかし、電波計測の精度限界による空間分解能の劣化によって、GRACE では大陸上の地下水を含む陸水分布変動の監視などはやや困難と考えられている。そこで、電波計測より数桁高精度のレーザー干渉計技術による GRACE - Follow On が NASA で計画されている。これは ESA と NASA が計画中の惑星空間における宇宙重力波探査計画 (LISA: Laser Interferometer Space Antenna) で開発されているレーザー干渉計による衛星間測距技術をそっくり利用して、その実用試験を兼ねて、地球重力場変動観測に利用するもので、その精度は関東平野程度の空間分解能で海面変動換算のおおよそ mm を有する。これによって大陸上の水資源分布の変動や氷床変動、海底圧力変動 (深層海流変動) などが十分な精度で計測されることとなる。GRACE Follow On の打ち上げは 2006 年、また LISA の打ち上げは 2010 年頃と予定されている。

一方、わが国ではこの分野の衛星計測技術はまったく空白に近い。そこで、遅れ馳せながら、わが国においても関連基礎技術の開発を目的とした計画「精密衛星測位による地球環境監視技術の開発」(研究代表: 津田敏隆) が進められている。添付図はその概要のポンチ絵である。

参考文献:

National Research Council, 1997: SATELLITE GRAVITY AND THE GEOSPHERE, 1-112, National Academy Press, Washington, D.C.

精密衛星測位による地球環境監視技術の開発

地球大気の変動

対流圏の水蒸気分布の変動,
地球温暖化による成層圏の寒冷化,
太陽活動による電離層擾乱(宇宙天気予報)

地球表層の水循環

地下水位変動, 土壌水分,
氷床融解, 海面上昇,
海水質量分布変動, 深層流循環

GPS掩蔽法を用いた地球大気圏モニター技術開発

測位衛星と低軌道衛星・飛行機間の精密測位に依拠したGPS掩蔽法を活用し、対流圏の水蒸気プロファイル、成層圏の温度プロファイル、精密測位の擾乱源となる電離層不規則変動等を長期間にわたり計測する。観測データを気象数値予報モデルにデータ同化し精度向上に役立てる。また、宇宙天気予報に活用する。

航空機DL掩蔽観測技術の開発

- ・航空機による観測実験
- ・電離層モデルの開発
- ・衛星航法システムでの利用

LEOによるGPS掩蔽観測の国際共同研究

- ・COSMIC(台湾・米)
- ・EQUARS(ブラジルINPE)
- ・リアルタイムデータ解析・配送システムの開発

掩蔽データの解析とデータ同化に関する研究

- ・数値モデルへのデータ同化実験
- ・メソ気象モデルの精度向上

衛星重力ミッションの基礎技術開発

地球重力場の微小な時間変動から地球表層流体の質量分布変動を推定するために、衛星の位置・相対速度変動、及び空気抵抗・太陽輻射圧による衛星軌道の擾乱の精密計測技術の評価、及び開発を行う。

衛星軌道決定精度の向上

- ・軌道解析予測ソフトウェア開発
- ・重力場決定ソフトウェア開発

光・電波による衛星間測位技術開発

- ・衛星間電波測位技術開発
- ・レーザー干渉技術開発

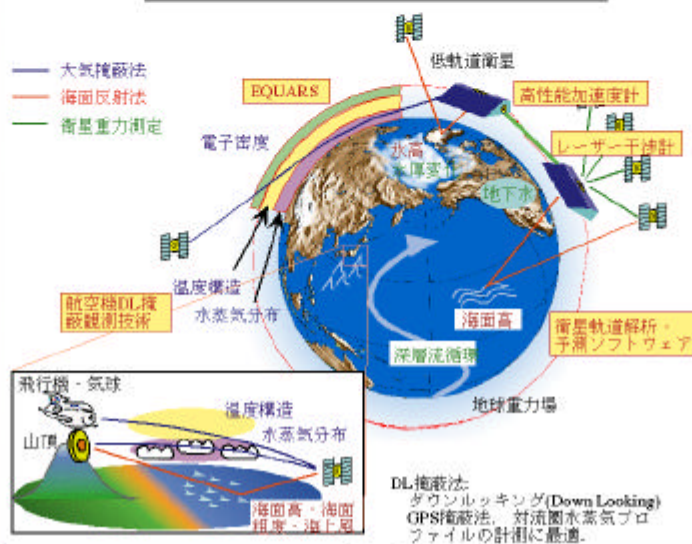
衛星搭載型加速度計の開発

- ・レーザー干渉加速度計試作
- ・無重力下での動作実験

将来の衛星観測ミッションの物理設計と応用技術開発

- ・地球表層流体変動の評価・シミュレーション
- ・観測ミッションの最適物理設計

将来的な技術の応用例



ジョイントシンポジウム「衛星重力観測と衛星アルティメトリーの新時代」

共催：東京大学地震研究所，国立天文台，地球科学技術推進機構

期間：8月6日13時～8月8日12時

場所：国立天文台水沢観測センター

住所：〒023-0861 岩手県水沢市星ガ丘町 2-12

プログラム

8月6日午後

挨拶 佐藤忠弘（国立天文台）

セッション1：現状と問題点

座長 日置 幸介（国立天文台）

松本 晃治（国立天文台）

「SELENE ミッション」

佐藤 まりこ、仙石 新（水路部）

「衛星重力観測での問題点 - SLR 観測 - 」

福島 登志夫（国立天文台）

「衛星運動の一般相対論的運動方程式」

青木 茂、渋谷 和雄（国立極地研）

「極域と衛星重力，その実情と問題点」

古屋 正人（東大・地震研）

「GRACE の時間変化重力場の地上データによる検証について」

福田 洋一（京大院・理）

「衛星重力ミッションデータを如何に利用するか」

セッション討論

8月7日午前

セッション2.1 : 地球科学への応用 座長 : 大久保 修平 (東大・地震研)

仲江川 敏之 (気象研)

「全球陸域水循環とその変動」

市川 香 (九大・応力研)

「海洋研究と GRACE ミッション」

中田 正夫 (九大院・理)、奥野 淳一 (東大・地震研)

「Postglacial rebound 研究の現状とレビュー」

セッション討論

8月7日午後

セッション2.2 : 地球科学への応用 座長 : 今脇 資郎 (九大・応力研)

青木 茂 (国立極地研)、市川 香 (九大・応力研)、小澤 拓 (国立極地研)

「東南極沿岸域における海水位と地表面の季節変動」

広瀬 直毅 (九大・応力研)、福森 一郎、Victor Zlotnicki (JPL)

Rui M.Ponte (AER)

「順圧海洋モデルによる短周期変動のシミュレーションと衛星高度計データ同化」

倉賀野 連、蒲地 政文 (気象研)

「TOPEX と ERS の軌道の違いによる中規模渦の解像能力の違い」

小橋 史明、川村 宏 (東北大院・理)

「北太平洋亜熱帯反流と中規模擾乱との相互作用」

江淵 直人、花輪 公雄 (東北大院・理)

「日本南岸黒潮再循環域の中規模渦」

セッション討論

懇親会

8 月 8 日午前

セッション 3 : 将来計画 (日本のミッションについて) 座長 : 吉野 泰三 (通総研)

岩田隆浩 (NASDA)

「日本の地球科学衛星の現状とミッション立上げについて」

新谷 昌人 (東大・地震研)

「地震研究所における高精度地震計の開発」

内藤 勲 (国立天文台)

1) 測位衛星を利用した地球環境監視技術の開発計画

2) GRACE - Follow On (地球重力場変動計測) から LISA (宇宙重力波計測) へ

総合討論

司会 : 佐藤 忠弘 (国立天文台) 福田 洋一 (京大院・理)

パネラー : 各セッションの座長

ジョイントシンポジウム 「衛星重力観測と衛星アルティメトリーの新時代」

- 2001.8.6-8 国立天文台水沢観測所 -

参加者名簿

氏名	所属	E - m a i l
青木 茂	国立極地研究所 南極圏環境モニタリング研究センター	shigeru@nipr.ac.jp
青山 雄一	京都大学 宙空電波科学研究センター	aoyama@kurasc.kyoto-u.ac.jp
荒木 博志	国立天文台 水沢観測センター	arakih@miz.nao.ac.jp
荒木田 英禎	総合研究大学院大学	h.arakida@nao.ac.jp
新谷 昌人	東京大学 地震研究所	araya@eri.u-tokyo.ac.jp
石原 操	国土地理院	misao-i@gsi.go.jp
市川 香	九州大学 応用力学研究所	ichikawa@riam.kyushu-u.ac.jp
今西 祐一	東京大学 海洋研究所	imanishi@ori.u-tokyo.ac.jp
今脇 資郎	九州大学 応用力学研究所	imawaki@riam.kyushu-u.ac.jp
岩田 隆浩	宇宙開発事業団 衛星総合システム本部	iwata.takahiro@nasda.go.jp
江淵 直人	東北大学 大気海洋変動観測研究センター	ebuchi@ocean.caos.tohoku.ac.jp
大久保 修平	東京大学 地震研究所	okubo@eri.u-tokyo.ac.jp
奥野 淳一	東京大学 地震研究所	okuno@eri.u-tokyo.ac.jp
河野 宣之	国立天文台 地球回転研究系	kawano@miz.nao.ac.jp
久保岡 俊宏	独立行政法人通信総合研究所 鹿島宇宙通信研究センター	tkubooka@crl.go.jp
倉賀野 連	気象研究所 気候研究部	tkuragan@mri-jma.go.jp
小橋 史明	東北大学 大気海洋変動観測研究センター	fumiaki@ocean.caos.tohoku.ac.jp
佐藤 忠弘	国立天文台 地球回転研究系	tsato@miz.nao.ac.jp
佐藤 まりこ	海上保安庁 水路部	mariko-sato@kaiho.mlit.go.jp
竹本 修三	京都大学大学院 理学研究科	takemoto@kugi.kyoto-u.ac.jp

玉木 崇之	東北大学大学院 理学研究科	tamaki@aob.geophys.tohoku.ac.jp
田村 良明	国立天文台 地球回転研究系	tamura@miz.nao.ac.jp
坪川 恒也	国立天文台 水沢観測センター	tsubo@miz.nao.ac.jp
出村 裕英	宇宙開発事業団 衛星総合システム本部	demura.hirohide@nasda.go.jp
内藤 勲夫	国立天文台 地球回転研究系	naito@miz.nao.ac.jp
仲江川 敏之	気象研究所 気候研究部	tnakaega@mri-jma.go.jp
中田 正夫	九州大学大学院 理学研究科	mnakada@geo.kyushu-u.ac.jp
花田 英夫	国立天文台 地球回転研究系	hanada@miz.nao.ac.jp
平岡 喜文	国土地理院	hira@gsi.go.jp
広瀬 直毅	九州大学 応用力学研究所	nick@riam.kyushu-u.ac.jp
Ping Zinsong	上海天文台	jsping@miz.nao.ac.jp
福島 登志夫	国立天文台 天文情報公開センター	toshio@nao.ac.jp
福田 洋一	京都大学大学院 理学研究科	fukuda@kugi.kyoto-u.ac.jp
藤井 陽介	気象研究所 海洋研究部	yfujii@mri-jma.go.jp
藤本 博巳	東北大学大学院 理学研究科	fujimoto@aob.geophys.tohoku.ac.jp
古屋 正人	東京大学 地震研究所	furuya@eri.u-tokyo.ac.jp
日置 幸介	国立天文台 地球回転研究系	heki@miz.nao.ac.jp
松本 晃治	国立天文台 地球回転研究系	matumoto@miz.nao.ac.jp
真鍋 盛二	国立天文台 地球回転研究系	manabe@miz.nao.ac.jp
吉野 泰造	独立行政法人通信総合研究所 電磁波計測部門	yosh@@crl.go.jp
和田 弘人	国土地理院	kwada@gsi.go.jp
Ye Shuhua	中国科学院 上海天文台	
鶴ヶ崎 勝	地球科学技術推進機構	tsuru@hq.esto.or.jp

シンポジウム風景

