



Title	赤道での年周期の海面変動における風応力の寄与の東西分布
Author(s)	見延, 庄士郎; MINOBE, Shoshiro; 竹内, 謙介 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 56, 41-47
Issue Date	1992-09-10
DOI	<a href="https://doi.org/10.14943/gbhu.56.41">https://doi.org/10.14943/gbhu.56.41</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/14218">https://hdl.handle.net/2115/14218</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	56_p41-47.pdf



## 赤道での年周期の海面変動における風応力の寄与の東西分布

見延庄士郎

北海道大学理学部地球物理学教室

竹内 謙介

北海道大学低温科学研究所雪氷気候物理学部門

(平成4年6月15日受理)

## Zonal Distribution of Wind Forcing Contributions to Annual Period Sea-Level Displacement at the Equator

Shoshiro MINOBE

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

Kensuke TAKEUCHI

Cryosphere Climate Physics Section, Institute of Low Temperature Science,

Hokkaido University.

(Received June 15, 1992)

### Abstract

In the frame-work of linear dynamics, sea-level displacement is given by the superposition of the wind forcings at various locations. In order to investigate zonal distribution of the contributions for the annual harmonic of the sea-level displacement at the equator, the linear model is forced by the wind stress which is non-zero at a specific longitude.

The zonal variations of amplitude and phase of the annual cycle sea-level displacement by the linear model are characterized by amplitude maxima between  $160^{\circ}\text{E}$  and  $150^{\circ}\text{W}$  and around  $90^{\circ}\text{W}$ , amplitude minima and corresponding about  $180^{\circ}$  phase jumps at  $140^{\circ}\text{E}$  and  $120^{\circ}\text{W}$ .

From the analysis of the contributions of the wind forcing, it is found that direct waves account for the major features of the zonal variations of amplitude and phase for the annual harmonic of the sea-level displacement. The broad maximum in the sea-level displacement from  $160^{\circ}\text{E}$  to  $150^{\circ}\text{W}$  is a consequence of the in-phase contributions from two wind stress maxima centered about  $140^{\circ}\text{E}$  and from  $160^{\circ}\text{W}$  to  $100^{\circ}\text{W}$ ; the latter wind stress region also causes another sea-level maximum at  $90^{\circ}\text{W}$ . The amplitude minima and about  $180^{\circ}$  phase jumps at  $140^{\circ}\text{E}$  and  $120^{\circ}\text{W}$  are due to wind stress maxima at these longitudes which excite Kelvin and long Rossby waves those are  $180^{\circ}$  out of phase for the sea-level displacement at

the equator.

## I. はじめに

赤道付近では赤道波によって東西方向には情報が遠方まで伝播し得る (Matsuno, 1966)。そこである変動が局所的な外力によって生じているのか、距離の離れた地点に働く外力によって生じているのかを理解することが重要である。本研究では、線形モデルに基づき、太平洋の赤道上のある経度の年周期海面水位変動を引き起こす、風応力の寄与の東西分布を求めた。

海洋の変動として海面水位変動を選んだのは、熱帯太平洋において最もよく研究されている海洋変動の一つであり、また熱帯域で観測された海面水位変動を線形モデルによって再現できることが知られている (e. g., Busalacchi et al., 1983; McPhaden et al., 1983) ためである。これらのモデルでは、海面水位変動は風応力の変動によって生ずる。従来は、モデル海面水位変動が再現できても、そのモデルで生じている因果関係、つまりある地点に働いた風応力が他のある地点の水位変動をどのように引き起こしているか、を論じるのは赤道域ではさまざまな位相速度を持った赤道波が情報を伝達するために困難であった。

線形モデルにおいては、海面水位変動はさまざまな場所に働く風応力によって生ずる水位変動の重ね合わせとして表現され得る。従って、ある地点に働く風応力によって他の地点に生ずる水位変動を求めることによって、水位変動に対する局所的小よび遠隔的な風応力の寄与を定量的に求めることができる。このような定量的な寄与の評価によって、年周期水位変動の振幅と位相の東西変化がどのようにしてもたらされているかを調べるのが本研究の目的である。

## II. モデルとその結果

本研究で用いられるモデルは、赤道  $\beta$  面近似を用いた線形モデルで、4つの鉛直モードを持ち、Florida State University (FSU) で作成された 1966年~1989年の風応力データ・セットより求められた東西風応力の年周期成分によって駆動される。この風応力データは、船舶の通報をそのデータソースとしており、データの作成方法は Goldenberg and O'Brien (1981) に述べられている。4つの鉛直モードの内部波の位相速度は  $c_1=2.9$  m/s,  $c_2=1.6$  m/s,  $c_3=1.0$  m/s,  $c_4=0.76$  m/s である。モデル海洋の東西に位置する境界は子午線に平行とし、海底および海岸地形は無視する。鉛直粘性および拡散は McCreary (1981) に従ってパラメータ化し、第1鉛直モードにおいて  $1/e$  に減衰する時間を2年に選ぶ。また、水平粘性と水平拡散は無視する。年周期はこのモデルの持つタイム・スケールよりもはるかに長いので長波近似が適用でき、モデルの変動は Kelvin波と Rossby波によって表現される (Gill and Clarke, 1974; Cane and Sarachik, 1976)。また、東西の境界における赤道波の反射は Cane and Sarachik (1981) によって示された方法によって求められる。モデルの詳しい内容および解析的な解の求め方については、見延と竹内 (1988) を参照されたい。

Figure 1 に  $2^{\circ}\text{S}$  から  $2^{\circ}\text{N}$  で南北平均を取った年周期の東西風応力の振幅と位相を示す。年周期

の成分の振幅と位相は次式で定義される。

$$\bar{\tau}^x = \text{Re}[A(x,y)e^{i(-\omega t + \varphi(x,y))}] \quad (1)$$

ここで $x$ と $y$ は東向きと北向きを正とする距離、 $\omega$ は周波数で $\omega=2\pi/\text{年}$ 、 $A$ は振幅、 $\varphi$ は位相、 $t$ は1月1日をゼロとする時間である。Figure 1より、強い風応力の振幅を持つ二つの領域があることが示される。一つは $135^\circ\text{E}$ の西太平洋においてであり、もう一つは $100^\circ\text{W}$ から $160^\circ\text{W}$ の東太平洋である。この二つの領域は、Lukas and Firing (1985)によっても指摘されている。また $100^\circ\text{W}$ から $160^\circ\text{E}$ までの位相はほぼ一様な西への増加を示している (c. f., Meyers, 1979)。

Figure 2に、モデルで再現された赤道における水位変動と、赤道付近のいくつかの島で観測された水位変動 (Wyrtki and Leslie, 1980) の年周期の位相と振幅を示す。計算で得られた位相は観測のそれと良い一致を示している。振幅は両者とも同じ程度の大きさではあるが、その空間的な構造はやや異なっている。モデルの振幅の東西変化は、 $160^\circ\text{E}$ から $150^\circ\text{W}$ と $90^\circ\text{W}$ 付近での二つの振幅の大きな領域と、 $140^\circ\text{E}$ 付近と $120^\circ\text{W}$ 付近での振幅の極小によって特徴づけられる。位相は西向きの増加を示しているが、振幅の極小となっている $120^\circ\text{W}$ 付近と $140^\circ\text{E}$ 付近で、ほぼ $180^\circ$ の位相の東西変化を見せている。同様の結果は、東西の境界での波の反射を無くした場合にも得られている (Fig. 2)。このことは、水位変動の振幅と位相の東西変化の主要な特徴は、直接波によって与えられていることを示している。

### III. 水位変動に対する寄与の解析とその結果

経度 $x_f$ における水位変動 $\eta$ にどのように影響を及ぼしているかを調べるために、モデルを次のような外力で駆動する、

$$\delta(x_f - x) \bar{\tau}^x(x,y), \quad (2)$$

ここで $\delta$ はディラックの $\delta$ 関数、 $\bar{\tau}^x$ は東西風応力の年周期成分 ( $\bar{\tau}^x(x,y) = A(x,y)e^{i(\varphi(x,y))}$ ) である。(今後 $\bar{q}$ は常に変数 $q$ の年周期の複素振幅を表すものとする。) すると、経度 $x_f$ の風によって経度 $x_e$ に生ずる赤道上での海面水位変動は次のように表される、

$$\bar{\xi}(x_e, x_f) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{G}(x_e, y_0; x_f, y_f) \bar{\tau}^x(x_f, y_f) dy_f \quad (3)$$

ここで $\xi$ は水位変動密度であり(単位は単位長さあたりの水位、ここでは経度一度あたりの風による水位変動をmmで表す)、 $\bar{G}(x,y;x',y')$ はモデルのGreen関数である。水位変動密度 $\bar{\xi}$ と、Fig. 2に示されている全領域の風応力によるモデルの応答 $\bar{\eta}$ とは次の関係を持つ。

$$\bar{\eta}(x_e) = \int_{x_w}^{x_E} \bar{\xi}(x_e, x_f) dx_f \quad (4)$$

ここで $x_E$ と $x_w$ は海洋の東と西の境界の位置である。

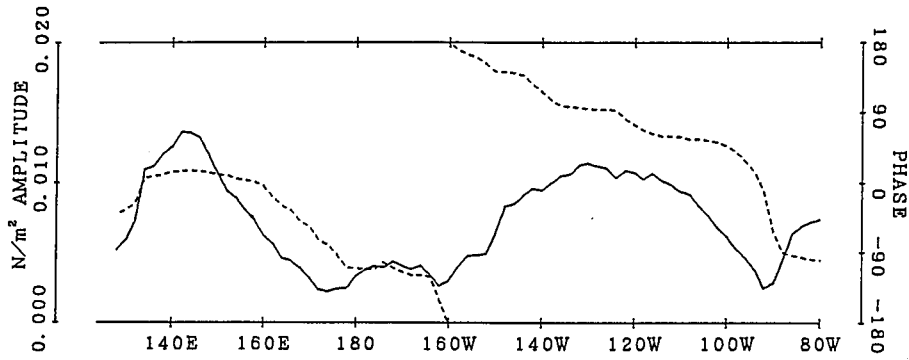


Fig. 1 Phase (dashed line) and amplitude (solid line) of the annual zonal wind stress harmonic averaged between 2°N and 2°S. Zero phase corresponds to positive eastward wind stress on 1 January.

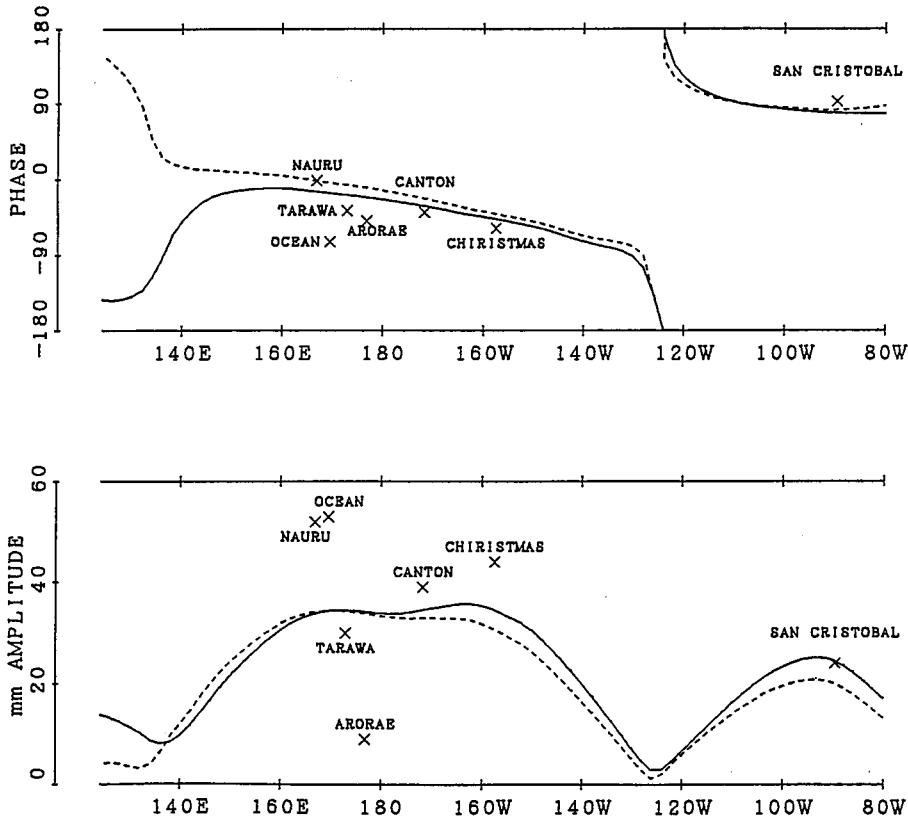
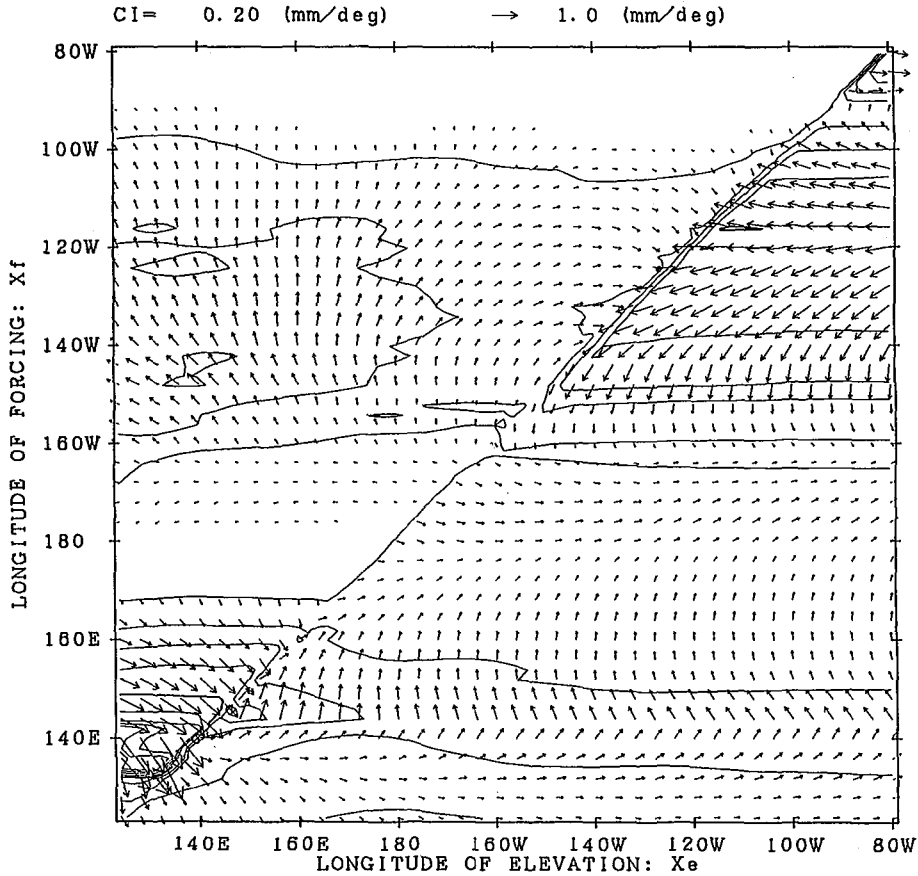


Fig. 2 Phase (upper) and amplitude (lower) of the annual harmonic of sea-level displacement at the equator. Cross marks are observations at islands near the equator. The dashed line indicates the response without reflected waves. And the real line indicates the response including reflected waves. Zero phase corresponds to positive maximum elevation on 1 January.

Figure 3 に  $\zeta(x_e, x_f)$  の分布を示す。式 (4) で示されるとおり、Fig. 3 の  $\zeta$  を  $x_e$  を一定として  $x_f$  の方向に和を取った結果が Fig. 2 であって、Fig. 3 の  $x_e$  一定の線上ではその経度の水位変動に対する寄与の分布が  $x_f$  の関数として示されている。一方  $x_f$  が一定の線上では、その経度に働く風応力が、どのような水位変動を各々の経度にもたらしているかが  $x_e$  の関数として示されている。 $x_e > x_f$  の領域では、水位変動よりも西で励起される Kelvin 波と、Kelvin 波の入射によって東岸で反射する Rossby 波が、水位変動密度に寄与している。前に述べたように、反射波の寄与はほぼ無視でき、また Fig. 3 に見られる東へ ( $x_e$  が増加する方向) 進むにつれて反時計回りに回る矢の回転からも、主に Kelvin 波によって情報が伝達されていることを示している。一方  $x_e < x_f$  の領域での水面変動密度は、主に水位変動よりも東で励起される長波 Rossby 波によっており、これは西へ進むにつれて ( $x_e$  が減少する方向) 矢印が反時計回りに回転していることと一致している。局所的な東西風によって東へ伝播する Kelvin 波と西へ伝播する長波 Rossby 波が同時に励起されるが、赤道上での水位変動の位相は Kelvin 波によるものは風と同位相に、Rossby 波によるものは  $180^\circ$  逆位相になる。この情報を伝達する波の違いとそれともなう位相の違いが、Fig. 3 の  $x_f = x_e$  から  $x_f = x_{e+}$  において振幅と位相に“飛び”をもたらすので、 $x_f = x_e$  の線上で振幅と位相の不連続が生じている。

Figure 3 には、水位変動密度の大きな二つの帯が  $130^\circ\text{E} < x_f < 106^\circ\text{E}$  と  $160^\circ\text{W} < x_f < 100^\circ\text{W}$  にあり、これらは Fig. 1 に示された東西風応力の振幅の大きな領域に対応している。Figure 2 で  $160^\circ\text{E}$  から  $150^\circ\text{W}$  において水位変動の振幅が最大値を持っているのは、これらの二つの帯での風応力による寄与の位相が一致しているためである。二つの帯からの寄与の位相が一致しているのは、それらの風応力の極大の位置とそこでの風応力の位相の値、および東から来る Rossby 波が西からくる Kelvin 波よりも位相速度が遅いことが影響している。なおこれら二つの帯での風応力の相対的な位相差は、Fig. 1 に示された風応力の位相の西向き増加によって生じている。 $150^\circ\text{W}$  よりも東に向かうと水位変動の振幅が小さくなるのは、 $160^\circ\text{W}$  から  $100^\circ\text{W}$  に働く風応力の寄与が、東に向かうにつれて  $x_e = x_f$  の線を越えて主に Rossby 波に影響される領域から Kelvin 波に影響される領域へと移り、寄与の位相が  $180^\circ$  変化するため、 $135^\circ\text{E}$  から  $160^\circ\text{E}$  に働く風応力の寄与と打ち消しあうようになるからである。同様な理由で、 $160^\circ\text{E}$  から西へ水位変動の振幅は減少している。ここでは、西へ進むにつれて  $135^\circ\text{E}$  から  $160^\circ\text{E}$  での風応力の寄与が Kelvin 波に影響される領域から Rossby 波に影響される領域へ移行しているのである。また Fig. 3 から、 $90^\circ\text{W}$  付近の水位変動の極大に影響する風応力の寄与は、 $160^\circ\text{W}$  から  $100^\circ\text{W}$  におけるものが  $160^\circ\text{W}$  の西からの寄与よりもはるかに大きいので、この水位変動の極大は  $160^\circ\text{W}$  から  $100^\circ\text{W}$  の風応力によって励起されていることがわかる。

既に述べた Fig. 2 に見られる水位変動の位相の不連続的な変化とそれに伴う振幅の極小は、上述の Kelvin 波と Rossby 波による風応力の寄与の位相が  $180^\circ$  逆になること、および風応力の強い領域の幅と位置から生じている。Figure 3 の  $140^\circ\text{W} < x_e < 100^\circ\text{W}$ 、 $x_f < x_e$  の領域の水位変動密度は、主に直接 Kelvin 波によって伝達され、ほぼ風応力と同位相である。一方、同じ  $x_e$  の範囲の



**Fig. 3** Amplitude and phase of contributions of  $\zeta$ , the sea-level density at the longitude of elevation ( $x_e$ ) forced by a "delta-function" wind along the longitude ( $x_f$ ). Amplitude is indicated by contours and by arrow length according to the scale at the top of the figure. No arrow is plotted when the amplitude is less than 1/10 of the full scale (0.1 mm/degree). Phase is indicated by the arrow direction. An arrow pointing upward indicates a maximum sea-level displacement on 1 January; an arrow pointing to the left designates a maximum of 1 April, and so on. The contour interval is 0.2 mm/degree.

$x_f < x_e$  の領域では、Rossby 波によって伝達されているために、水位変動密度の位相は風応力と逆位相となっている。結局 140°W から 100°W へ動いていくと ( $x_e$  が増加する方向)、それにつれて増加する直接 Kelvin 波による寄与が振幅の極小と位相の  $\sim 180^\circ$  の変化を 120°W 付近に引き起こす。また 124°E から 160°E では反射波の寄与のために、 $x_e = x_f$  を越えての寄与の位相差は  $180^\circ$  になっていないが、やはり直接 Kelvin 波と直接 Rossby 波によって伝えられる風応力の寄与の位相差によって 140°E 付近の振幅の極小は作られている。

## IV. ま と め

本研究では、線形モデルで再現された赤道上の年周期海面水位変動について、以下の事項が明らかになった。水位の振幅および位相の東西変化は、その主要な特徴を直接波によって与えられる。160°E から 150°W に水位変動の振幅の幅広い最大値が生じているのは、140°E 付近と 160°W から 100°W での二つの風応力の極大による寄与の位相が一致しているためである。また、後者の領域での風応力は、もう一つの水位変動の極大を 90°W 付近にもたらしめている。140°E および 120°W における、ほぼ 180° の位相の東西変化とそこでの振幅の極小は、その付近での風応力の極大が Kelvin 波と Rossby 波という 180° 位相の異なった波を励起するために生じている。

本研究では、時間的には周期解とし、時間の情報は位相変化として取り扱った。また水位変動密度の東西分布のみを論じた。これを実時間上に拡張し、また水位変動密度の南北分布を解析し得るようにするのが、今後の課題である。

謝辞 本研究をまとめるにあたり、終始御助言をいただきました海洋物理学講座の金成教授に感謝致します。

## 文 献

- Busalacchi, A. J., K. Takeuchi and J. J. O'Brien, 1983. Interannual variability of the equatorial Pacific-revisited. *J. Geophys. Res.*, **88**, 7551–7562.
- Cane, M. A. and E. S. Sarachick, 1976. Forced baroclinic ocean motions. I. The linear equatorial unbounded case. *J. Mar. Res.*, **34**, 629–665.
- Cane, M. A. and E. S. Sarachick, 1981. The response of a linear baroclinic equatorial ocean to periodic forcing. The linear equatorial periodic case. *J. Mar. Res.*, **39**, 651–693.
- Gill, A. E. and A. J. Clarke, 1974. Wind-induced upwelling, coastal current and sea-level change, *Deep-Sea Res.*, **109**, 1190–1207.
- Goldenberg, S. B. and J. J. O'Brien, 1981. Time and space variability of tropical Pacific wind stress. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1190–1207.
- Matsuno, T., 1966. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 24–43.
- McCreary, J. P., 1981. A linear stratified ocean model of the equatorial undercurrent. *Phil. Trans. Roy. Soc., London*, **A298**, 603–635.
- McPhaden, M. J., A. J. Busalacchi, and J. Picaut, 1983. Observations and wind-forced model simulations of the mean seasonal cycle in tropical Pacific sea surface topography. *J. Geophys. Res.*, **88**, 7551–7562.
- 見延庄士郎・竹内謙介, 1988. 太平洋における年周期の赤道波. 北海道大学地球物理学研究報告. **51**, 77–86.
- Wyrtki, K., and W. G. Leslie, 1980. The mean annual variation of sea level in the Pacific Ocean. *HIG-80-5*, Hawaii Inst. of Geophysics, Univ. of Hawaii, Honolulu, 159 pp.