HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	津軽海峡の大潮小潮に同期して励起される浅海潮
Author(s)	菊入, 夏海; 磯田, 豊
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 76, 24-38
Issue Date	2026-09-01
DOI	https://doi.org/10.14943/bull.fish.76.24
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/100329
Type	departmental bulletin paper
File Information	bull.fish.76.24.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北 大 水 産 彙 報
76, 24–38, 2026.
DOI 10.14943/bull.fish.76.24

津軽海峡の大潮小潮に同期して励起される浅海潮

菊入　夏海[1)]・磯田　　豊[2)*]

(2026 年 3 月 31 日受付，2026 年 7 月 23 日受理)

Shallow-Water Tides Excited Synchronously with the Spring/Neap Tidal Cycles in the Tsugaru Strait

Natsumi KIKUIRI[1)] and Yutaka ISODA[2)*]

Abstract

After mathematically explaining the periodicity and amplitude modulation of shallow-water tides (over-tide and compound tide) resulting from the combination of four major astronomical tides (K1, O1, M2, and S2), these characteristics were found in the coastal sea level records (Hakodate, Shimokita, and Tappi) in the Tsugaru Strait. Numerical experiments on realistic topography around the strait are carried out to identify where shallow-water tides excite. The forcing of this model is both of the passage flow through the strait and the four major tidal currents, reproduced by sea level oscillations at the western and eastern open boundaries. The shallow-water tides were excited near the narrowing areas, and the observed periodical cycles of 8-hour and 6-hour at Tappi were explained as being linked to the spring/neap tides. If nonlinearity is dominant, the four major astronomical tides in any ocean may all be contaminated by shallow-water tides. For example, compound tide generating from diurnal tides K1 and O1 (denoted as M2' in this study) is excited with exactly the same period as the astronomical tide M2. Using the same model, we demonstrated that M2' signal with nearly opposite phase overlapped with the true M2 signal at the narrowing areas.

Key words : Shallow-water tide, Over-tide, Compound tide, Tsugaru Strait, Numerical experiment

緒　　言

波の運動が激しくなると，波運動の非線形性のため，波は変形しながら高まり，最後には砕波する。このような波の変形を周波数分解すると，元の波の基本周波数に対して高調波が発生する。潮汐波の場合，外洋から浅い海に伝播し，潮位及び潮流の振幅が大きくなることで生じる高調波のことを浅海潮 (shallow-water tides) と呼ぶ (宇野木，1993)。一般に，外洋や沖合域では浅海潮の振幅は天文潮に比べて十分に小さいが，沿岸域では強い非線形性のために歪んだ潮汐波がみられ，浅海潮が天文潮に対して無視できない振幅をもつことがある。そのため，正確な潮汐予報のためには天文潮だけでなく，浅海潮の大きさを正しく見積もる必要がある。

日本国内における浅海潮に関する研究は，半日周潮が卓越し，さらに複雑な海岸及び海底地形をもつ瀬戸内海を中心に行われてきた。例えば，Odamaki (2002) は明石海峡における海峡の北側と南側の M4 潮 (主太陰半日周潮 M2 の倍潮) の振幅の違いを曲率半径による遠心力の差として説明している。Guo et al. (2013) は瀬戸内海の高解像度な数値シミュレーションを用いて，浅海潮である M4, MS4 (M2 と主太陽半日周潮 S2 の複合潮) の潮位及び潮流を再現し，それらの空間的な特徴を記述している。津軽海峡を対象とした浅海潮の研究は Matsuura and Isoda(2020) が数値実験を用いて行い，日月合成日周潮 K1 と主太陰日周期潮 O1 の非線形性から生じる「見かけの Mf 潮 (本論文では Mf' で表記)」の存在を指摘した。なお，Mf は太陰半月周期潮 (長周期潮のひとつ) である。

海洋潮汐の周期は，月や太陽の天体位置に起因し，月齢に従った半日周期 (M2 と S2) の大潮小潮，赤緯に従った日周潮 (K1 と O1) の大潮小潮と長周期潮，それらに加えて，振幅は小さいものの，地球と月の楕円軌道から生じる大潮小潮の変調 (季節変化や月変化) を表現するための数多くの分潮 (例えば，主太陰楕率潮である Q1 や N2 など) で構成される。これらの天文潮と同様に，理論的に予測される浅海潮の周期を用いて，長期の観測データ (水

[1)] 北海道大学大学院環境科学院
(*Graduate School of Environmental Sciences, Hokkaido University*)
[2)] 北海道大学大学院水産科学研究院海洋生物資源科学部門海洋環境学分野
(*Laboratory of Marine Environmental Science, Division of Marine Bioresource and Environmental Science, Faculty of Fisheries Sciences, Hokkaido University*)
*連絡著者：磯田　豊 (ku3sora3@gmail.com)

位記録など) を調和解析すれば，調和定数 (振幅と位相) として，浅海潮は容易に抽出できる。ところが，浅海潮は天文潮とは異なり，潮汐振幅の大きな大潮期に集中して励起されると考えられる。すなわち，天文潮の大潮小潮という時間的なうなりの中で浅海潮は生じ，調和定数が求まったとしても，その数学的意味と物理的意味 (物理機構) を考える必要がある。

そこで，本研究では最初に，天文潮 (主要 4 大分潮) の大潮小潮に同期して励起される浅海潮が数学的には，どのように表現されるのかを調べた。この数学的知見をもとに，本論文の前半では，津軽海峡の沿岸水位記録の中に大潮小潮に同期した浅海潮の存在を明らかにする。津軽海峡は東側が北太平洋に，西側が日本海に接続した水路地形であり，海底は起伏にとんだ凹凸地形をもつ。海峡内の東向き通過流は平均 1.5 Sv (1 Sv = 10^6 m^3s^{-1}) と大きく (四竈，1994)，大潮時には通過流と同程度の大きさとなる日周潮流が卓越する (小田巻，1984)。本論文の後半では，津軽海峡通過流と潮汐を考慮した数値実験を実施し，モデル再現された浅海潮と観測された浅海潮との整合性について検討する。また，この実験では主要 4 大分潮の 1 つである M2 潮が，真の天文潮である M2 と浅海潮から生じる M2 (本論文では M2’と表記) の重ね合わせとなる海域の存在を証明する。最後に，大潮小潮強制による多数の浅海潮の発生を避けるために，K1 潮のみを強制した数値実験を用いて，海峡狭窄部で発生する浅海潮の基本的な物理機構を調べる。

浅海潮が生じる数学的説明

倍潮と複合潮

天文潮のように複数の分潮 (基本波による波列) が存在する場合には，単一の分潮で生じる非線形作用に比べて，より短時間，短距離で非線形効果が現れてくる可能性がある (田中，2017)。いま，ある天文潮の流速 $u(x, t)$ が，

$$\begin{aligned} u(x,t) &= A + B \\ &= (a_1 e^{(i\theta_1)} + c.c.) + (a_2 e^{(i\theta_2)} + c.c.), \\ \theta_i &= k_i x - \omega_i(k_i)t \ (i = 1, 2) \end{aligned} \tag{1}$$

のように，2 つの分潮 A と B の重ね合わせで構成されているとする。ここで，x は空間，t は時間，a_i は複素振幅 (i = 1, 2)，k_i は波数，ω_i は周波数，$c.c.$ は複素共役 (complex conjugate) である。潮汐波の運動方程式には，$u(x, t)$ の非線形項や 2 次の海底摩擦項が含まれているので，

$$\begin{aligned} u^2 &= (A+B)^2 = \underline{\left[A^2 + B^2\right]} + \left[2AB\right] \\ &= \underline{\left[a_1^2 e^{2i\theta_1} + a_2^2 e^{2i\theta_2} + 2\left(|a_1|^2 + |a_2|^2\right)\right]} \\ &\quad + \left[a_1 a_2 e^{i(\theta_1+\theta_2)} + a_1 a_2^* e^{i(\theta_1-\theta_2)}\right] + c.c. \end{aligned} \tag{2}$$

となる。これは 2 つの分潮 $\theta_1(k_1, \omega_1)$，$\theta_2(k_2, \omega_2)$ から作られる新しい波または振動成分 θ_3 として，$\theta_3(2k_1, 2\omega_1)$，$\theta_3(2k_2, 2\omega_2)$，$\theta_3(k_1 \pm k_2, \omega_1 \pm \omega_2)$ が生じることを示す。ここで，第 1 項 $\underline{\left[A^2 + B^2\right]}$ の $a_1^2 e^{2i\theta_1}$ と $a_2^2 e^{2i\theta_2}$ は，周波数 ω_1 と ω_2 の 2 倍の周波数をもつため，倍潮 (over-tide) と呼ばれる。同じ第 1 項内の $2(|a_1|^2 + |a_2|^2)$ は定数であり，これは潮汐残差流に対応する。第 2 項［$2AB$］において，$a_1 a_2 e^{i(\theta_1+\theta_2)}$ は $\omega_1 + \omega_2$ の和の周波数，$a_1 a_2^* e^{i(\theta_1-\theta_2)}$ は $\omega_1 - \omega_2$ の差の周波数をもち，本論文では「音」の表現を借りて，それぞれ和音，差音と呼んで区別する。なお，和音と差音の両者を合わせて複合潮 (compound tide) と呼ばれる。

しかし，このような非線形性によって生み出される θ_3 の波数と周波数の組み合わせは，ほとんどの場合，波の分散関係を満足しない。分散関係を満足しない θ_3 は「波」ではなく，この場合の θ_3 は 2 つの天文潮 (基本波) θ_1 と θ_2 があってこそ存在できる「振動成分 (波ではないが，「束縛波」とも呼ばれる)」となる (田中，2017)。逆に，θ_3 が波の分散関係を満たすことがあり，この場合は $k_1 + k_2 = k_3$ と $\omega_1(k_1) + \omega_2(k_2) = \omega_3(k_3)$ の条件が同時に成り立ち，3 波間でエネルギーのやり取りが生じる (例えば，McComas and Bretherton, 1977)。これを 3 波共鳴といい，それらの「波」は必ず分散性を有し，さらに $k_1 + k_2 = k_3$ を満たす広い空間内の非線形相互作用が必要である。潮汐波として議論される重力長波 (またはケルビン波) はそもそも非分散波 ($\omega^2 = gHk^2$；g は重力加速度，H は水深) であり，ポアンカレ波は分散波 ($\omega^2 = f^2 + gHk^2$；f はコリオリパラメータ) であるが，12 時間の潮汐周期から概算される波長 (1,000 km 以上) は津軽海峡の長さ (～100 km) を越える。後述する数値実験で示すように，津軽海峡内で生じる非線形領域は，数十 km 幅の狭い狭窄部に限られており，海峡内の浅海潮は「波」ではなく，「振動成分」として解釈すべきである。

以下の説明では，周波数 ω ではなく，その逆数の周期 T を用いて考える。いま，2 つの潮汐波 (分潮) の周期をそれぞれ T_A と T_B とすると，複合潮による和音と差音の周期 T は

$$\frac{1}{T_A} \pm \frac{1}{T_B} = \frac{1}{T} \tag{3}$$

より

$$T = \left| \frac{T_A T_B}{T_A \pm T_B} \right| \tag{4}$$

で計算される。T_A と T_B の倍潮の周期は，それぞれ $T_A/2$ と $T_B/2$ である。

Table 1 の (a) に主要 4 大分潮である O1・K1・M2・S2 の組み合わせから計算される倍潮と複合潮の周期をまとめた。各 4 分潮の周期 (小数以下 3 桁まで) は表の上段に示した。以下の記述において，H は hour 単位，D は day 単位の時間を示す。Table 1 の (c) はそれ以外の天文潮をまとめたもので，本研究に関係した分潮の周期のみを抽出した。Table 1 の (b) は 4 大分潮の組み合わせを表現した記

Table. 1. (a) Periods of over-tides and compound tides calculating from the combination of four major tidal constituents (O1, K1, M2, and S2). (b) Symbolic notation expressing combinations of the four major tidal constituents using in this paper. (c) Periods of the other astronomical tidal constituents. The symbols H and D after the numerical values indicate the units of hour and day, respectively.

(a)

	25.819H	23.934H	12.421H	12H
	O1	**K1**	**M2**	**S2**
O1	12.910H(O2)	12.421H(M2')	8.386H	8.192H
K1	13.661D(Mf')	11.967H(K2')	8.177H	7.993H
M2	23.936H(K1')	25.817H(O1')	6.210H(M4)	6.103H(MS4)
S2	22.420H	24.066H(P1')	14.765D(MSf)	6H(S4)

(b)

	O1	**K1**	**M2**	**S2**
O1	(+O1O1)O2	(+K1O1)M2'	(+O1M2)	(+O1S2)
K1	(-K1O1)Mf'	(+K1K1)K2'	(+K1M2)	(+K1S2)
M2	(-O1M2)K1'	(-K1M2)O1'	(+M2M2)M4	(+M2S2)MS4
S2	(-O1S2)	(-K1S2)P1'	(-M2S2)MSf	(+S2S2)S4

(c)

M3	8.280H
Mf	13.661D
P1	24.066H
Q1	26.868H
N2	12.658H
K2	11.967H

号表記 (本研究のみ) である。同じ分潮同士の組み合わせは倍潮であり，例えば，O1 の場合は「＋O1O1」で「O2」とも表記される。K1 の倍潮は「＋K1K1」で「K2」と表記されるが，K2 は天文潮にもあり，これと区別して本論文では「K2'」と表記する。同様に，M2 の倍潮＋M2M2 は M4，S2 の倍潮＋S2S2 は S4 と表記され，これらは天文潮にはない。このような倍潮は薄灰色の欄で表示した。異なる分潮の組み合わせである複合潮は，和音と差音の 2 種類あり，和音は右上側 (濃い灰色欄)，差音は左下側 (緑色欄) にまとめた。例えば，K1 と O1 の和音 (＋K1O1) の周期は 12.421H となり，これは天文潮の M2 と同じ周期になるので「M2'」と表記した。K1 と O1 の差音 (－K1O1) の周期は 13.661D となり，これは天文潮の Mf (長周期潮のひとつ) と同じ周期になるので「Mf'」(先述した「見かけの Mf 潮」) と表記した。以下同様に，天文潮に似た周期が出る組み合わせの浅海潮は，K2', M2', Mf' のように「'」を付けて区別する。

日周潮と半日周潮の各大潮小潮に同期した浅海潮

潮汐の場合，日周潮では K1 と O1，半日周潮では M2 と S2 の周期が近く，日周潮は月の赤緯に対応して周期 13.661D で大潮小潮，半日周潮は月の満ち欠けに対応して周期 14.765D で大潮小潮が生じる。ここでは日周潮の大潮小潮を例に，K1 と O1 の正弦波の重ね合わせ (振幅は任意) として，浅海潮がどのように表現されるのかを説明する。なお，日周潮の大潮小潮の正しい英語表記は tropical/equinoctial tide であるが，本論では潮汐振幅の数学的な時間的変調に着目するため，半日周潮の大潮小潮と同じ表記の diurnal spring/neap tide を用いる。Fig. 1 の (a) は周期 25.819H の O1, (b) は周期 23.934H の K1, (c) は両者を線形に重ね合わせた時系列 K1＋O1 であり，周期 13.661D の大潮小潮が表現される。海のどこかにある非線形性を考慮して，それを 2 乗した浅海潮の時系列が (f) である。なお，振幅が最も小さくなる小潮時 (neap tide) を赤太縦線で強調した。

(1) 式と (2) 式に表示した 2 つの波を A と B の記号で表現すると，K1＋O1 は A＋B，浅海潮は先にみたように $(A+B)^2=[A^2+B^2]+2AB$ の 2 つの項の重ね合わせで理解される。まず，Fig. 1 の (d) は A^2+B^2 の倍潮 (と水色横線表示の残差流) を示し，日周潮では K2'＋O2 の重ね合わせである。日周潮の小潮と小潮 (赤太線) の間には，K2'＋O2 による大潮小潮が 2 回生じる。Fig. 1 の (e) は 2AB の複合潮を示し，これは長周期の Mf' と短周期の M2' の重ね合わせになる。その結果，K1 と O1 による浅海潮には，黒の★印で示した周期 11.967H の K2'，周期 12.910H の O2, 周期 12.421H の M2', 合計 3 つの半日周潮 (12H 周期帯) が生じる。興味深いことに，これら 3 つの半日周潮汐の重ね合わせによって, 12H 周期変動が日周潮の大潮小潮 (周期 13.661D) に同期して生じることがわかる (Fig. 1(f))。そして日周期の小潮 (大潮) 時は K2'＋O2 と M2' の位相が逆位相 (同位相) となるため，振幅が減少 (増加) することが理解される。しかし，K2' は天文潮の K2 によって，M2' は天文潮の M2 によってマスクされている可能性があり，現場の潮位記録から，これらの浅海潮の存在を判断することは難しいと考えられる。

同様に，半日周潮の M2 と S2 から生じる浅海潮は，倍潮として周期 6.210H の＋M2M2 (M4)，周期 6.000H の＋S2S2 (S4)，そして複合潮として周期 6.103H の＋M2S2 (MS4)，こちらも合計 3 つの 6H (1/4 日) 周潮 (灰色の★印) が生じる。これら 3 つの 6H 周期の重ね合わせによって，半日周潮の大潮小潮 (周期 14.765D) に同期して，6H 周期変動も大潮小潮を示す。こちらの 6H 周期変動は天文潮によってマスクされる可能性はなく，観測資料でも見つか

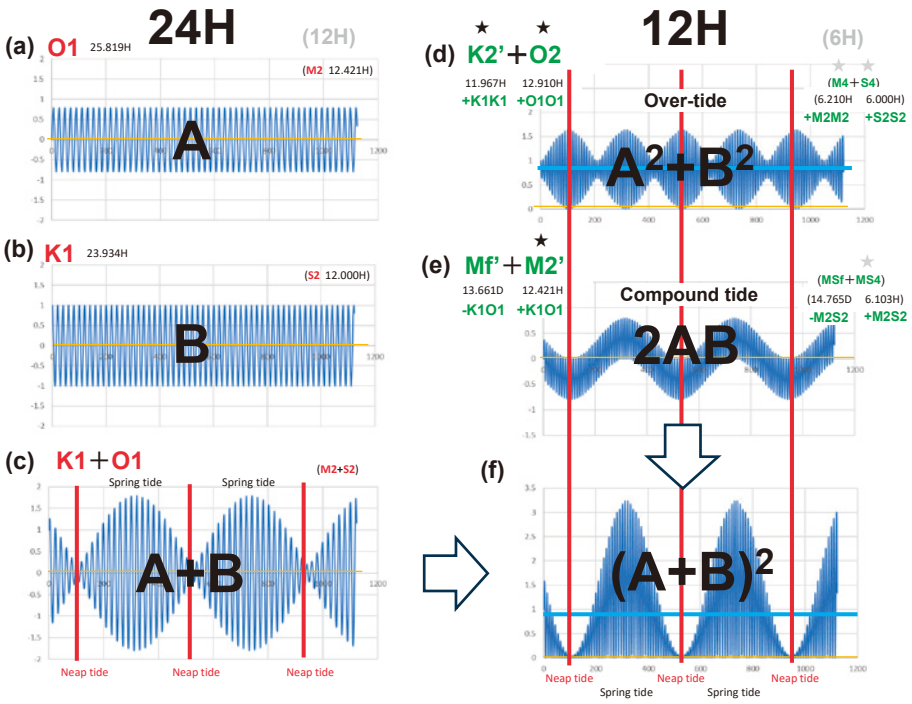

Fig. 1. Mathematical explanation of shallow-water tides using the example of diurnal tides. Time series of (a) O1 and (b) K1 tides expressed as a cosine curve. (c) K1＋O1 time-varying with diurnal spring/neap tides (period of 13.661D). The vertical red solid lines denote neap tides in which amplitude of K1＋O1 is the minimum. (d) Summation of "over-tides" generating from K1 and O1 tides (K2'＋O2). (e) Summation of "compound tides" generating from K1 and O1 tides (Mf'＋M2'). (f) Summation of over-tides and compound tides (K2'＋O2＋Mf'＋M2'), which corresponds to K1＋O1 squared. In the semi-diurnal tides, (a) corresponds to M2, (b) to S2 and (c) to M2＋S2, (d) to M4＋S4, (e) to MSf＋MS4, (f) to $(M2+S2)^2$.

る大潮小潮が期待される。

日潮不等から生じる 24H 周期と 8H 周期の浅海潮

前節では，周期が近い 2 波の非線形相互作用を考え，24H (1 日) 周期の大潮小潮から 12H (半日) 周期の浅海潮が，12H (半日) 周期の大潮小潮から 6H (1/4 日) 周期の浅海潮が生じることを示した。ところが，この考え方では 8H (1/3 日) 周期の浅海潮を説明できない。8H 周期の浅海潮は，日周潮と半日周潮の重ね合わせである日潮不等から生じる。ここでは簡単化のために，日周潮をちょうど 24H，半日周潮をちょうど 12H としたとき，それぞれの倍潮は 24H/2=12H と 12H/2=6H，そして (4) 式を用いれば，複合潮の和音は $|24\times12/(24+12)|=8H$，複合潮の差音は $|24\times12/(24-12)|=24H$ となる。すなわち，24H と 12H の 2 つの基本波の非線形性から，これらと同じ周期帯の 24H (複合潮の差音) と 12H (24H の倍潮) が再度出現し，そして異なる周期帯の 6H (12H の倍潮) と 8H (複合潮の和音) が生じることになる。よって，主要 4 大分潮だけを考えた場合でも，24H 周期帯は K1 と O1，12H 周期帯は M2 と S2 があるため，Table 1 の (a) と (b) の黄色欄で示したように，それらの組み合わせで，複合潮の和音の 8H 周期帯では 4 種類 (＋O1M2・＋O1S2・＋K1M2・＋K1S2)，複合潮の差音の 24H 周期帯も 4 種類 (－O1M2・－O1S2・－K1M2・－K1S2) 出現してくる。

Fig. 2 上段 (a) の時系列は記号 C で表示した日周潮 K1＋O1 の重ね合わせの大潮小潮，赤太縦線がその小潮時，中段 (b) の時系列は記号 D で表示した半日周潮 M2＋S2 の重ね合わせの大潮小潮，青太縦線がその小潮時である。大潮小潮の周期は，日周潮が 13.661D，半日周潮が 14.765D であるため，両者で小潮時が少しずつずれていくことがわかる。下段 (c) は両方の大潮小潮の積 2CD から生じる複合潮である 8H と 24H の時系列である。見た目では 8H と 24H の周期変動の区別はできないものの，C と D の積なので，日周潮か半日周潮のどちらか一方が小潮のとき (赤と青の両縦線時)，複合潮の振幅も必ず小さくなることがわかる。この複合潮 2CD の周期性を調べるために，Fig. 2 下段 (c) の時系列 (データ長は $N=2^{13}=8192$ 個) を用いてパワースペクトル (FFT：Fast Fourier Transform 法) を計算したものが Fig. 3(a) である。複合潮である 24H と 8H の 2 つの周期帯が確認され，両周期帯を拡大表示すると (Fig. 3(b))，各周期帯は Table 1(a) に表示したそれぞれ 4 つのピーク周期で構成されていることがわかる。

津軽海峡内 3 地点の沿岸水位資料の解析結果

解析資料

潮流 u の 2 次の非線形性は，運動方程式またはベルヌーイ関数 (潮位 $\eta\propto u^2$) を介して潮位変動にも現れる。そこで，

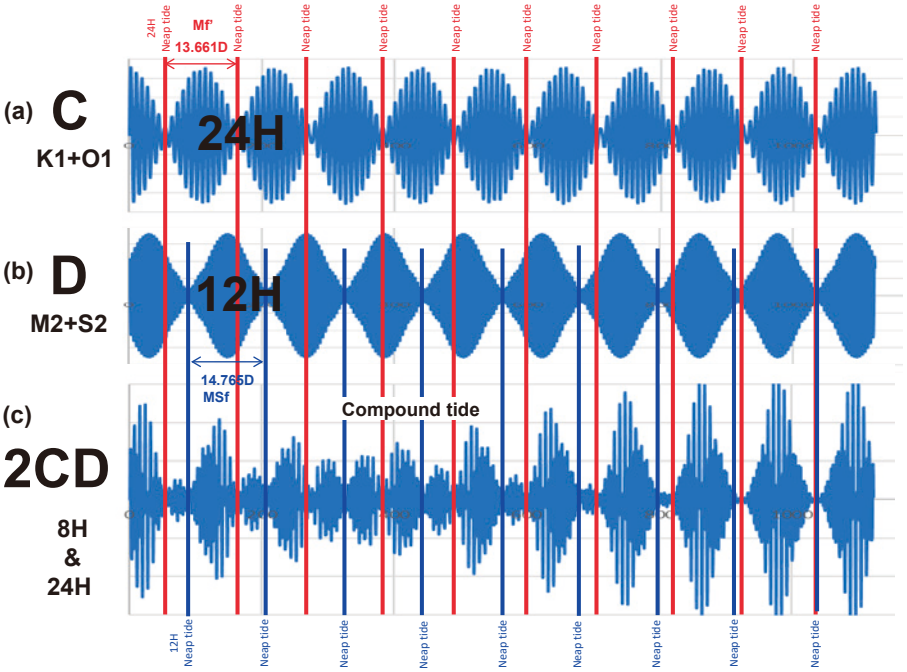

Fig. 2. Time series of the diurnal tides K1 + O1 ; C (upper panel), the semi-diurnal tides M2 + S2 ; D (middle panel), and their compound tides 2CD (lower panel). The vertical red and blue solid lines denote the dates of diurnal and semi-diurnal neap tides, respectively.

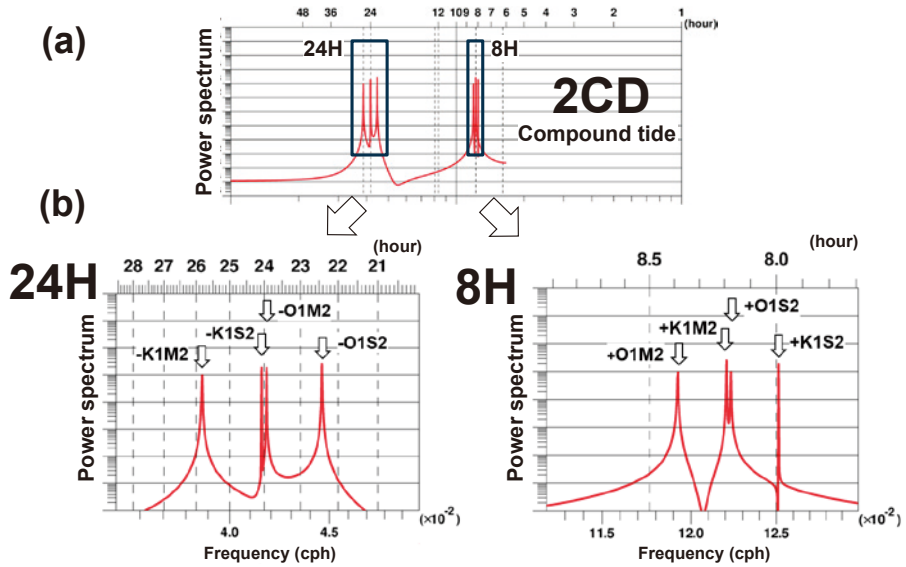

Fig. 3. (a) Power spectrum for identifying the periodicity of compound tides, comprising the time series of 2CD shown in Fig. 2. (b) Enlarged views of the power spectrum focusing on the vicinities of the 24H and 8H periods.

本節では前節で説明した「大潮小潮に同期した浅海潮」が津軽海峡内の沿岸水位記録にどのように現れているのかを調べる。日本海洋データセンター (Japan Oceanographic Data Center : JODC) の Web サイト (https://www.jodc.go.jp/vpage/tide_j.html) で公開されている毎時の水位データを使用し, 本研究では Fig. 4 の地形図に示した海峡内の 3 地点, 函館 (赤丸)・下北 (青丸)・竜飛 (緑丸) を選択した。解析期間は主要 4 大分潮 (K1・O1・M2・S2) 及び楕率潮 (Q1・N2) の分離が可能な連続データで, 3 地点の欠測数がなるべく少なかった 2020 年 4 月～2021 年 3 月の一年間とした。なお, 解析では各地点の平均水位を差し引いた偏差値を用い, 欠測には零値を内挿し, 気圧補正は行っていない。

水位のパワースペクトル

各地点の水位データから約 341 日 ($N = 2^{13} = 8{,}192$ 個) の連続した時系列を抽出し, FFT 法により卓越周期を求めた。

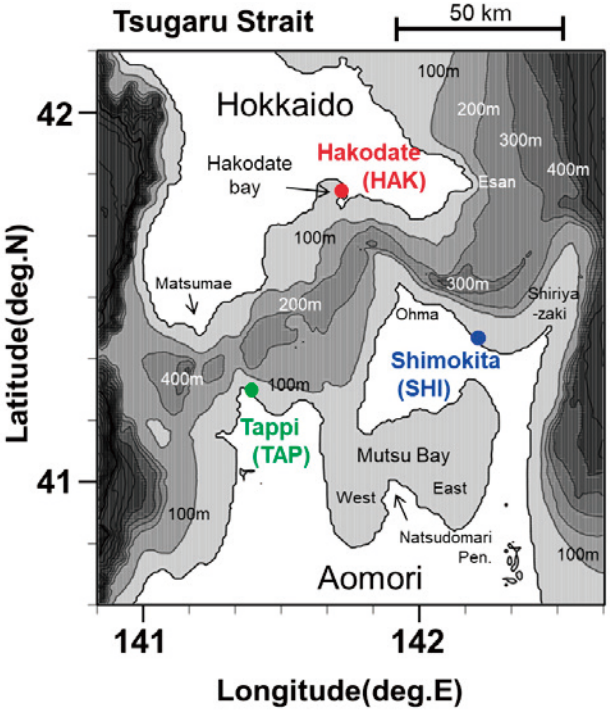

Fig. 4. Bathymetry around the Tsugaru Strait. Red, blue, and green circles denote the costal tidal stations of Hakodate, Shimokita, and Tappi, respectively.

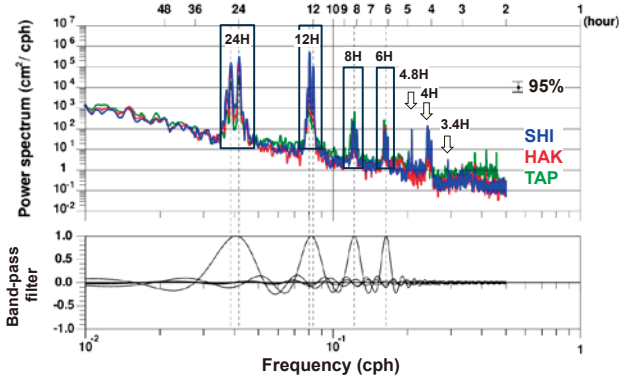

Fig. 5. (Upper panel) Power spectrum of the observed sea levels at three tidal stations. Red, blue, and green solid lines denote the spectrum of Hakodate, Shimokita, and Tappi, respectively. (Lower panel) Band-pass filter of the HAB methods to extract the periodic variations with wide frequency bands of 24H, 12H, 8H, and 6H periods.

Fig. 5 は横軸を周波数 (Cycle per hour, 以下 cph と略す), 縦軸をエネルギー密度 $(cm^2\ (cph)^{-1})$ とした 3 地点 (赤線：函館, 青線：下北, 緑線：竜飛) のパワースペクトルである。等価自由度は 25.14 とし, 図中のエラーバーは 95% の信頼区間である。24H の周波数帯を ω としたとき, その整数倍の周波数である 2ω (12H), 3ω (8H), 4ω (6H), 5ω (4.8H), 6ω (4H), 7ω (3.4H) 付近に, 統計的に有意なピークが認められる。久田・磯田 (2024) は津軽海峡の固有振動周期を求めており, 第 1 モードが約 5 時間, 第 2 モードが約 2.4 時間, 第 3 モードが約 1.2 時間であった。それゆえ, 5ω (4.8H) よりも短い周期帯の浅海潮には, 海峡の固有振動が影響している可能性がある。よって, 本研究で扱う浅海潮は, 4ω (6H) よりも長い周期に限定した。

各周波数帯を構成する複数のピークを表現するため, Fig. 5 に太線枠で囲った 4 つの周期帯を拡大し, Fig. 6(a) に 24H と 12H, Fig. 7(a) に 8H と 6H を示した。各図の下向き白矢印は 3 地点でほぼ共通した, 統計的に有意なピーク周期である。そして Table 1(a) に表示した周期を根拠に, 天文潮と判断される分潮は赤字で, 浅海潮は黒字で表記した。

24H 周期帯 (Fig. 6(a) 左側) の天文潮として Q1, O1, K1・P1(主太陽日周潮) を表記したが, 1 年弱のデータ長では K1 と P1 の区別がつかない。さらに, K1・P1 には前節で説明したように, 数学的には, 日潮不等による複合潮の差音である −O1M2(K1') と −K1S2(P1') が重なり, O1 には −K1M2 (O1') が重なり得る。振幅は小さいものの, 周期 22.420H 付近には複合潮 −O1S2 と思われる単独ピークがみられる。12H 周期帯 (Fig. 6(a) 右側) の天文潮は N2, M2, S2・K2(日月合成半日周潮) が有意なピークとして認められる。なお, S2 と K2 も周期が近いため区別できない。12H 周期帯に示した 3 つの黒色★印の周期は, K1 と O1 から生じる 3 つの浅海潮, +O1O1 (O2) の 12.919H, +K1O1 (M2') の 12.421H, +K1K1 (K2') の 11.967H である。しかし, これらの中で, M2' は天文潮の M2 に, K2' は天文潮の S2・K2 に重なっている可能性がある。24H と 12H の両周波数帯の振幅に注目すると, 太平洋側にある下北で大きく, 函館, 竜飛の順で小さくなっている。

日潮不等による複合潮の和音から生じる 8H 周期帯 (Fig. 7(a) 左側) をみると, 統計的に有意な 4 つのピーク周期が認められる。この中で, 赤字の M3 (太陰 1/3 日周潮) で表示した 8.280H のピーク周期は複合潮にはなく (Table 1 を参照), これは潮汐ポテンシャルを 3 次の項まで考慮した際に導出される天文潮の M3 潮である (付録 A を参照)。他の 3 つのピーク周期は, 日周潮 K1・O1 と半日周潮 M2・S2 の和音から生じる複合潮であり, +K1M2 の 8.177H と +O1S2 の 8.192H は区別がつかないため 1 つのピーク, +O1M2 は 8.386H, +K1S2 は 7.993H にピークがある。M3 の振幅は, 24H や 12H の天文潮に似て, 太平洋側の下北で最も大きい。一方, +K1S2 の振幅は 3 地点でほぼ同じであるが, +O1M2 と +K1M2・+O1S2 の振幅は竜飛が他の 2 地点より 1 オーダも大きい。6H 周期帯 (Fig. 7(a) 右側) に示した 3 つの灰色★印の周波数は, 半日周潮の M2 と S2 から生じる 3 つの浅海潮, +M2M2 (M4) の 6.210H, +M2S2 (MS4) の 6.103H, +S2S2 (S4) の 6.000H である。この 3 つのみが有意なピークとして認められ, S4 は 3 地点でほぼ同振幅, M4 と MS4 は竜飛が最も振幅が大きい。

大潮小潮に同期した 8H と 6H 浅海潮のバンドパス時系列

津軽海峡内の沿岸水位のスペクトル解析が示した卓越周期から, 海峡内の 3 地点の中では竜飛付近に振幅の大き

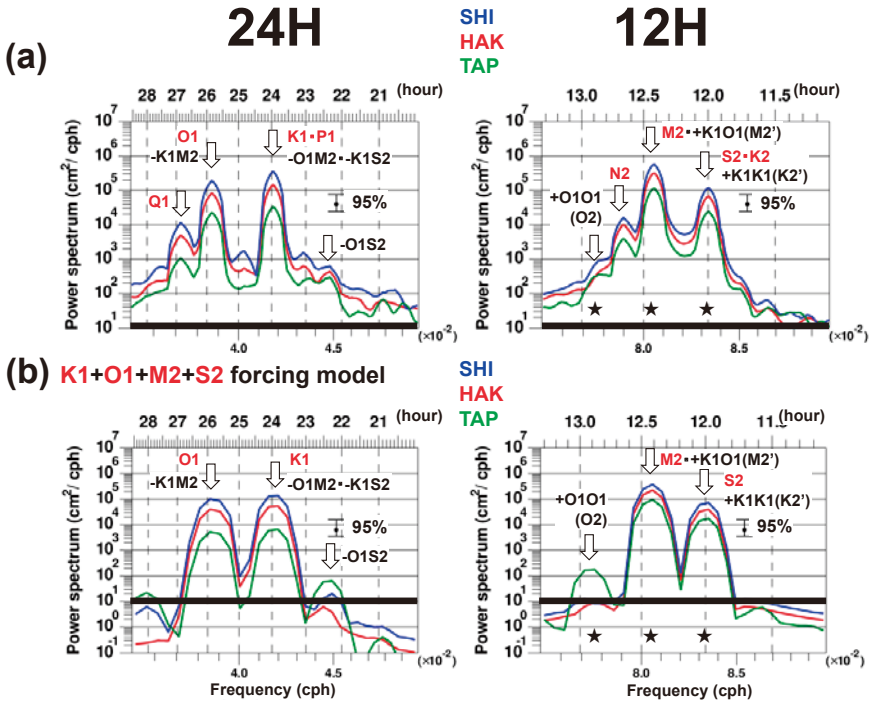

Fig. 6. Enlarged views of the power spectrum focusing on the vicinities of the 24H and 12H periods. (a) are the spectrums of the observed sea level at three tidal stations, and (b) are those of the modeled sea level at three grid points near the coastal tidal stations. Red, blue, and green solid lines denote the spectrum of Hakodate, Shimokita, and Tappi, respectively.

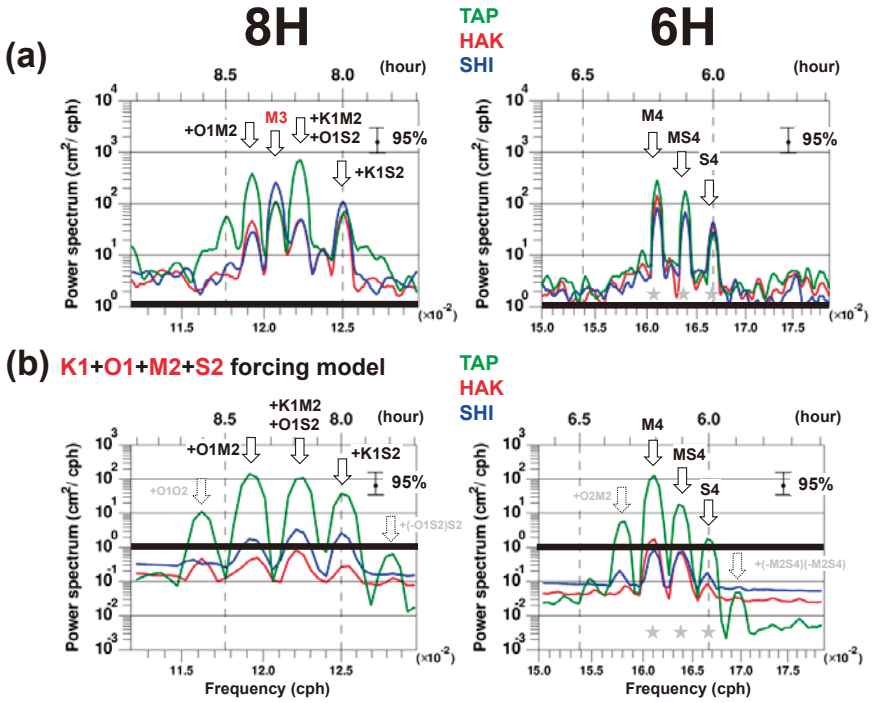

Fig. 7. Same as Fig. 6, but for the 8H and 6H periodical ranges.

な浅海潮の存在が示唆された。本節では黒田ら (2003) が提案した HAB (Harmonic Analysis Band-pass ; 調和解析を利用したバンドパス) 法によるバンドパスフィルターを用いて，大潮小潮に同期した浅海潮の時系列を抽出する。この HAB 法を用いれば，注目した周期帯変動の振幅をできるだけ減じることなく，調和解析幅 L を調整することで，任意の 1 つの分潮ではなく，分潮の重ね合わせで生じる大潮小潮の時系列を抽出することができる。抽出する周期帯は 24H・12H・8H・6H の 4 つであるが，中心の周期と調和解析幅 (L) は 24.9H (L=76H), 12.2H (L=76H), 8.2H (L=8.2H),

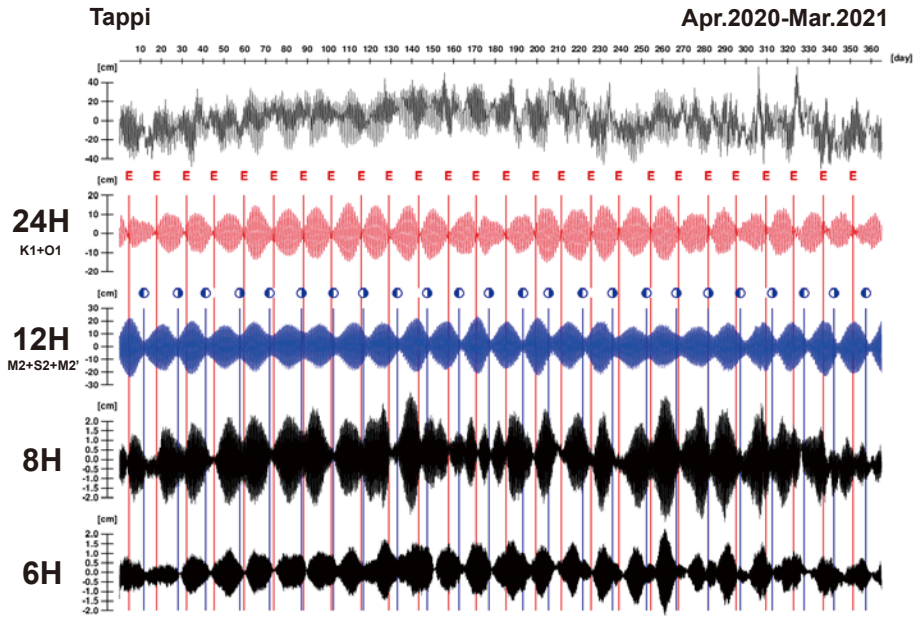

Fig. 8. Upper panel shows the time series of observed sea level at Tappi from Aprile 2020 to March 2021. Lower four panels are 24H, 12H, 8H, and 6H band passed time series calculated by the HAB method, respectively. The vertical red and blue solid lines denote the dates of diurnal and semi-diurnal neap tides, respectively.

6.1H (L=90H) に設定した。このように設定したバンドパスフィルターの周波数応答関数を Fig. 5 の下段に表示した。それぞれのバンドパス周期帯は他の周期帯に重なっておらず，中心周期の応答関数は 1.0 であり，複数のピーク周期で構成される各周期帯をほぼカバーしている。

8H と 6H 周期帯において，浅海潮が最も卓越していた竜飛の水位変動を例に，各バンドパス時系列を Fig. 8 に示した。横軸は 2020 年 4 月 1 日を 1 日目とした通し日であり，上段から順に，生の水位記録，24H，12H，8H，6H の各周期帯のバンドパス時系列である。E 印の赤縦実線は月の赤緯が赤道上にくる日を示しており，日周潮 24H の小潮時である。半日周潮の小潮印の青縦実線は月が上弦，下弦となる日を示しており，半日周潮 12H の小潮時である。月の赤緯は 13.661D 周期，地球に対する月の位置は 14.765D 周期で変化するため，赤と青の縦実線が重なる時期 (日周潮と半日周潮の大潮小潮が一致する青の横矢印の時期) と，赤と青の縦実線が離れる時期 (日周潮の大潮時と半日周潮の小潮時が一致する赤の横矢印の時期) が年に 2 回程度生じる。また，日周潮 (24H) と半日周潮 (12H) はともに，振幅が数 cm 程度の約半年周期の変化を示している。一般に，この周期変化は日周潮では K1 (竜飛の振幅 7.4 cm) と P1 (同 2.5 cm)，半日周潮では S2 (同 5.9 cm) と K2 (同 1.6 cm) の重ね合わせで説明される (振幅値は海上保安庁 (1983) より引用)。

ここでは小潮時を示す赤と青の縦実線に注目して，大潮小潮に同期した 8H と 6H の浅海潮の振幅変調をみる。8H 周期帯の振幅変化をみると，日周潮 24H の小潮時 (赤縦実線) と半日周潮 12H の小潮時 (青縦実線) の両方に同期して振幅を減じているケースが多い。これは先に説明したように，8H の浅海潮が日潮不等から生じるためである。一方，6H 周期帯の振幅変化は，M2 と S2 の大潮小潮にのみ同期するため，半日周潮 12H の小潮時 (青縦実線) に限って振幅を減じているケースが多い。ただし，小潮のタイミングと完全には一致していないケースもある。その原因を個々に指摘することは困難であるが，HAB 法では完全に除去できない低周波及び高周波の影響 (Fig. 5 下段の周波数応答関数を参照)，生の水位記録にみられるスパイクやノイズ等の非定常な擾乱の影響 (Fig. 8 上段)，8H に関しては大潮小潮に同期しない天文潮 M3 の影響 (付録 A) が考えられる。

数値実験で再現される津軽海峡の浅海潮

モデルの概要

津軽海峡周辺の現実的な潮汐を再現するためには，北太平洋と日本海の起潮力で励起される潮汐波の伝播を正しく表現した海盆・大洋スケールの計算領域が必要となる。しかし，本研究では津軽海峡の通過流と潮汐を模した「数値実験」という立場で浅海潮を再現し，その周期性及び調和定数の空間分布を根拠に，沿岸水位に現れた浅海潮の確からしさの考察を加える。この目的のために使用した数値モデルは，静水圧近似の f 平面単層の MIT-gcm (Massachusetts Institute of Technology general circulation model) であり，モデル地形は海峡周辺のみとし (Fig. 9)，それゆえ，起潮力や大洋の潮汐伝播は考慮せず，海峡を中央に挟んだ人工的な東西開境界 (破線表示) の水位強制

によって海峡内の通過流と潮汐を再現した。このとき，水位強制による擾乱をできるだけスムーズに海峡東西口へ伝播させるために，黒い太実線で示した南北境界を人工壁 (閉境界) とし，東西の深い海盆域 (西側は日本海，東側は北太平洋) を深度 500 m の一定水深とした。基本ケースでは主要 4 大分潮である K1＋O1＋M2＋S2 を重ね合わせて水位強制として与える。各分潮とも東西開境界上で与える調和定数 (振幅と位相) は一定値を仮定し，それらの値は海峡東西口付近の調和定数ができるだけ観測値へ接近するように試行錯誤で調節して，Table 2 の各定数を決定した。それゆえ，海峡内の潮汐はある程度再現されるものの，海峡外の潮汐の再現性は低い。日本海側から太平洋側へ向かう海峡通過流は，西側開境界における平均水位差 $\Delta\eta$ を一様に上昇させて強制した。その上昇量は東向き海峡通過流の時間平均流量が 1.5 Sv となるような $\Delta\eta$ の値を，予備実験で求めており，$\Delta\eta = +17$ cm に設定した。

計算時間ステップは CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 条件を満たす 10 秒，コリオリパラメータ f (= $9.62\times10^{-5}s^{-1}$) は海峡中央付近の緯度である北緯 41 度 15 分の値とした。本モデルの水平閉境界では全て slip 条件を課し，海底摩擦を考慮して 2 次の海底摩擦係数 $C_d = 0.0025$ を与えた。水平渦粘性係数は数値的な発散が起こらず，できるだけ観測に似た流速場が再現されるように試行錯誤で求め，$A_h = 10^2\ m^2s^{-1}$ の一定値を採用した。数値積分期間は 90 日間とし，主要 4 大分潮や浅海潮の調和解析には 5 日目から 60 日目までの結果を使用し，FFT 法によるスペクトル解析は N＝2^{11}＝2,048 個 (毎時出力値の約 86 日分) のデータ数 (2 の n 乗) に依存するため，調和解析よりも少し長い 5 日目から 90 日目までの結果を使用した。

K1＋O1＋M2＋S2 水位強制のモデル再現性

1) モデル水位のパワースペクトル

はじめに，観測結果との比較において，海峡通過流と 4 大分潮の水位強制によるモデル再現性を確認する。本節では沿岸水位観測点である函館，下北，竜飛に最も近いモデル格子 (Fig. 9 の丸印を参照) の水位を 1 時間間隔で出力し，FFT 法を用いて卓越周期を調べた。Fig. 10 は Fig. 5 の観測結果と同じ表示で, 3 格子点のパワースペクトル (等価自由度は 15.09) を示した。モデル強制は 24H 周期帯の K1 と O1，12H 周期帯の M2 と S2 の計 4 分潮のみであるにもかかわらず，観測結果によく似た数多くの浅海潮が 8H，6H，4.8H，4H…の周期帯に励起されている。そこで，モデル結果においても 24H，12H，8H，6H の 4 つの周期帯のパワースペクトルを拡大し，観測結果に対応させて，Fig. 6 と Fig. 7 の下段 (b) に表示した。また，エネルギーレベルの目安として，12H と 24H では 10^1 cm^2/cph，8H と 6H では 10^0 cm^2/cph の値を太横線で示した。4 つの周期帯はともに，上段の観測スペクトルピークに比べて，モデルの方は少し幅広いピークである。これはモデルの FFT 解析に用いたデータ個数が少ないため (平滑フィルターにも依存するものの)，基本的には周波数分解能が落ちたことを原因とする。その一方で，モデルには観測にはみられる背景ノイズがないため，強制した K1，O1，M2，S2 のエネルギーピークが幅広であっても明瞭であり，どの 4 大分潮も観測と同レベルの 10^4〜10^5 cm^2/cph のオーダで再現されている (Fig. 6)。8H と 6H の浅海潮のエネルギーは，観測に比べて小さめに再現されてしまい，定量性には問題があるものの, ピーク周期は十分に分解できている (Fig. 7)。

24H と 12H の周期帯では，強制した天文潮が支配的であるため，下北，函館，竜飛の順に振幅が減少し，浅海

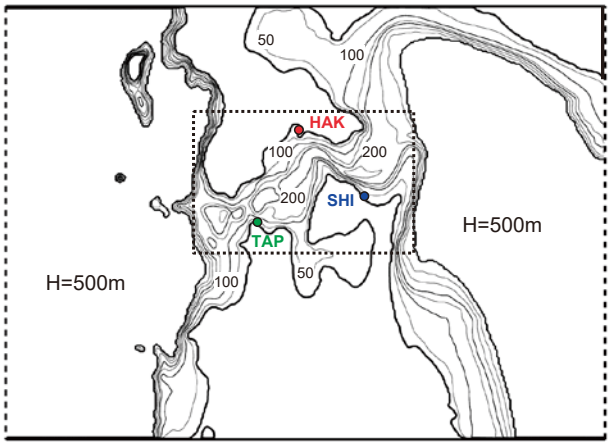

Fig. 9. Model bathymetry around the Tsugaru Strait. The northern and southern boundaries (thick black line) are artificially closed, and the western and eastern boundaries (dashed line) are opened. Water depths of regions deeper than 500 m are set to be constant 500 m. Model results only show the square area indicated by the dashed line box.

Table. 2. Tidal amplitudes and their phases for the four major tides given on the western (a) and eastern (b) boundaries of the model.

(a) Western boundary

	Amp.(cm)	Phase(deg)
K1	4.5	356
O1	4.2	341
M2	6.1	110
S2	1.8	148

(b) Eastern boundary

	Amp.(cm)	Phase(deg)
K1	22.0	165
O1	18.7	150
M2	30.6	106
S2	13.7	144

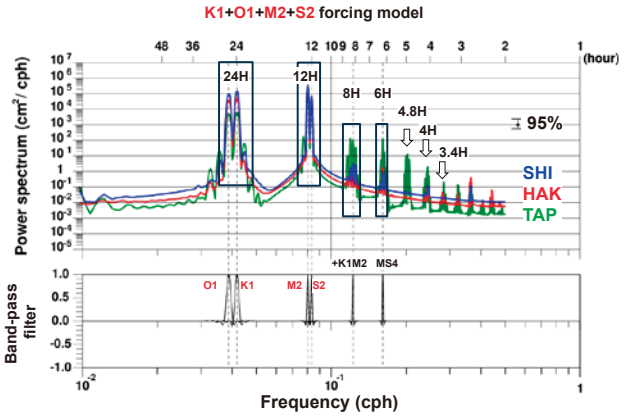

Fig. 10. Same as Fig. 5, but for the modeled sea level at three grid points near the coastal tidal stations. Band-pass filter of the HAB methods to extract periodic variations with K1, O1, M2, S2, +K1M2, and +M4 tides.

潮として説明される 8H や 6H の周期帯では，逆に竜飛 (緑線) が最も振幅が大きく，他 2 地点の振幅は同程度であった。これらの振幅の周期帯による定性的な違いは，観測結果と一致する。また，当然の結果と思われるかもしれないが，このモデル結果には，強制していない 24H の Q1，12H の N2，8H の M3 のスペクトルピークはない。この結果は，観測された Q1，N2，M3 は浅海潮の影響は小さく，これらは純粋な天文潮であることを改めて支持している。一方で，4 大分潮の浅海潮として生じる 24H の－O1S2，12H の＋O1O1 (O2) が有意なピークとしてモデル再現されている。この 2 つの浅海潮が励起されていることから，他の浅海潮も本モデル内に励起されていると考えられる。すなわち，O1 には－K1M2 が，K1 には－O1M2 と－K1S2 が，M2 には＋K1O1 (M2') が，S2 には＋K1K1 (K2') の各浅海潮が重なっている。これより，非線形性が卓越している海域であれば，そこで観測される 4 大分潮はいずれも浅海潮の影響を受けている可能性がある。

8H と 6H の各周期帯には，観測結果にもみられた浅海潮が再現されている。8H 周期帯は 24H と 12H の和音の複合潮から生じる 3 つの有意なピーク (＋O1M2, ＋K1M2 と＋O1S2・＋K1S2)，6H 周期帯は天文潮の M2 と S2 から生じる 3 つの有意なピーク (M4, MS4, S4) である。両周期帯とも，竜飛 (緑線) の振幅が顕著に大きい点も観測結果と一致する。ただし，これらに比べて振幅は明らかに小さいものの，観測結果にはみられないピーク周期 (破線の下向き白矢印) も存在する。4 大分潮の組み合わせ (Table 1) だけでなく，それらから生じる浅海潮との組み合わせも数多くあり，真偽の判断は難しいものの，これらのピーク周期の数学的な説明は可能である。例えば，8H 周期帯にみられる 8.6H 付近のピーク周期は，天文潮 O1 (25.819H) と O1 の倍潮 O2 (12.910H) との和音を想定した＋O1O2 (8.607H) で，7.8H 付近のピーク周期は，O1 と S2 の差音である－O1S2 (22.420H) と天文潮 S2 (12.000H) との和音を想定した＋ (－O1S2) S2 (7.816H) で説明できる。6H 周期帯の説明は省略するが，＋O2M2 や＋(M2S2) (－M2S4) などが考えられる。おそらく，観測水位には種々の要因 (風浪・吹送流や乱流など) から発生するノイズが非常に大きいのに対し，モデルにはそのようなノイズがないために，数多くの浅海潮の発生がマスクされずに次々に出現したものと考える。

2) モデル再現された 24H，12H，8H，6H 周期帯の調和定数分布

K1 と O1 の分離，M2 と S2 の分離が可能な調和解析の周波数応答関数を Fig. 10 の下段に示し，これを用いて，半日周潮の代表として M2，日周潮の代表として K1 の調和定数 (振幅と位相) の水平分布図を Fig. 11 に示した。図の上段は Matsuura and Isoda (2020) から引用した沿岸検潮所 (沿岸潮位) の調和定数をもとに描かれた M2 と K1 の振幅・位相の水平分布である。注意として，海峡内で閉じた等値線や横断する等値線は，対岸に点在する沿岸検潮所の値を参考にして人為的に繋げたものなので，等値線の曲がり具合の精度はない。中段はモデル結果から得られた潮位の振幅･位相 (赤色濃淡で振幅，コンターで位相)，下段もモデル結果から得られた両分潮の流速楕円 (赤線が時計回り，青線が反時計回り) とその長軸流速の絶対値 (灰色濃淡) の各水平分布である。なお，本研究では K1 と O1 の複合潮から生じる M2' が，天文潮である真の M2 に重なってモデル再現されていると考えている。

M2 潮の振幅は太平洋側で大きく，海峡内で大きく減じられ，日本海側で半分以下となり，位相は海峡全体でほぼ同位相となる様子は，定量的にも観測とモデルはよく一致する。細かくみると，モデルでは位相 110° の等値線が海峡の東西狭窄部付近で海峡を横断し，北太平洋から日本海へ繋がっているが，その傾向は観測からも推測できる。K1 潮の振幅も M2 潮と同様に太平洋側で大きく，海峡内で減じており，モデルでは海峡西口に青森側に偏った無潮点が再現されている。西口の中央付近に形成される無潮点の有無は，沿岸潮位からの推測は難しいが，海峡西口が定在波の節になっている点では矛盾しない。このように潮位は M2 潮の方が大きいが，潮流は定在波的な挙動を示す K1 潮の方が大きい。K1 潮流及びここでは示さない O1 潮流も，その極大振幅は海峡東西口 2 か所の狭窄部にあり，振幅は 50 cm s^{-1} を超えている。

Fig. 7(b) でみたように，8H と 6H の周期帯には数多くのピーク周期があるが，中心周期を 8H が＋K1M2 の 8.177H，6H が＋M2S2 (MS4) の 6.210H で代表させて調和解析 (周波数応答関数は Fig. 10 下段を参照) を行った。その結果の潮位振幅の水平分布を Fig. 12 に示した。両周期帯とも振幅の極大領域は，海峡の東西狭窄部付近の 2 か所にあり，これらは日周潮流の極大域に一致する。我々が注目した 3 点の潮位観測点の中で，海峡狭窄部にある観測点は唯一，竜飛のみである。それゆえ，観測結果でもモデル結果でも，

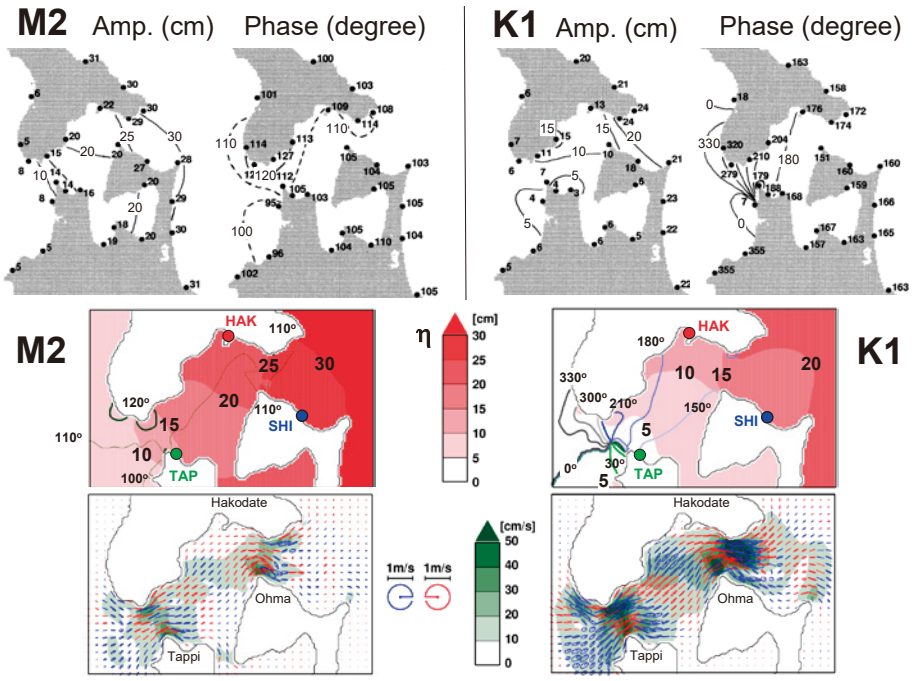

Fig. 11. Amplitude and phase charts of M2 and K1 tides estimated from tidal harmonic constants based on the coastal tide-gauge stations (Matsuura and Isoda, 2020) are shown at upper panels. Middle and lower panels are the model results for the spatial distributions of tidal harmonic constants of sea level and current. The amplitude and phase of sea level are drowned by red shading and contour lines, respectively. Tidal current is represented by the current ellipses ; clockwise is blue line, anti-clockwise is red line, and the amplitude of long axis is shown by green shading. S2 and O1 constituent charts (not shown) are almost the same patterns of M2 and K1 constituents, respectively.

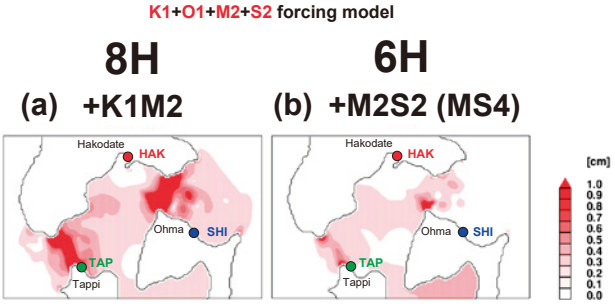

Fig. 12. Spatial distributions of tidal amplitude of (a) +K1M2 and (b) +M2S2(MS4) as representatives of 8H and 6H periodical ranges.

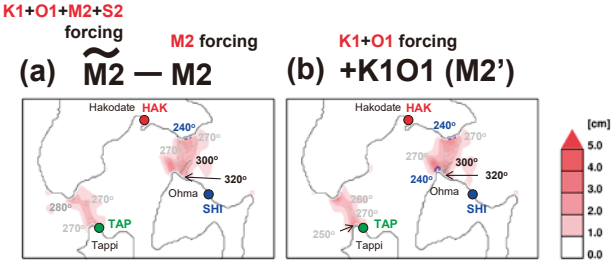

Fig. 13. Symbol $\widetilde{M2}$ implies M2 tide obtained from K1+O1+M2+S2 forcing model, M2 is the true M2 tide obtained from M2-only forcing model, and the compound tide M2' is given by diurnal K1+O1 forcing model. Spatial distributions of (a) amplitude and phase calculated from $\widetilde{M2}$ − M2 and (b) those of +K1O1(M2').

竜飛の 8H と 6H の周期帯の振幅が他の 2 点よりも極端に大きかったことが理解される。

3) K1+O1 水位強制から生じる複合潮 M2' の存在証明

非線形性が卓越する海域の主要 4 大分潮は，いずれも浅海潮の影響を受けている可能性がある。しかし，現場の潮位記録から，天文潮に重なった浅海潮の存在を証明することはできないが，数値実験ではそれができる。ここでは一例として，天文潮の M2 に重なる浅海潮+K1O1 (M2') の分離を試みる。その手順は，日周潮の K1+O1 のみを強制した数値実験から M2' の調和定数を求め，半日周期の M2 のみを強制した数値実験から真の M2 の調和定数を求め，モデル結果において，K1+O1+M2+S2 強制の $\widetilde{M2}$ が M2' の影響を受けていることを証明する。これらの追加実験では東西の開境界から与える水位強制以外は，モデルの概要で記述したものと同じパラメータを用いている。

K1+O1+M2+S2 強制で再現された $\widetilde{M2}$ が，天文潮である真の M2 と浅海潮の M2' の単純な重ね合わせであるならば，数式的な表記で M2' = $\widetilde{M2}$ − M2 となる偏差から，M2' の調和定数を間接的に求めることができる (付録 B)。求めた偏差 M2' = $\widetilde{M2}$ − M2 の振幅・位相の水平分布 (a) と K1+O1 強制実験の調和解析から直接求められた +K1O1(M2') の振幅・位相の水平分布 (b) を左右に並べて比較したものが Fig. 13 である。なお，潮位振幅が 1 cm 以上

となる領域の位相のみを表示している。潮位及び位相ともに，左右の図はほぼ同じ水平分布を示しており，$\widetilde{M2}$ は天文潮の M2 と浅海潮の M2’ の重ね合わせであることが証明される。潮位振幅の極大領域は，8H と 6H の周期帯における浅海潮と同じ狭窄部付近の東西 2 か所にある。潮位の位相は，バラツキが大きいものの，その狭窄部中央付近では 270° 前後であるが，青森側の大間岬周辺では局所的に遅れて 320°，北海道側の汐首岬周辺では局所的に進んで 240° となっている。Fig. 11 の M2 (本研究では $\widetilde{M2}$) 潮の位相が海峡全体で 100°～120° であることを考えると，東西狭窄部付近の浅海潮 M2’ との位相差は 180° 前後のほぼ逆位相とみなせる。

しかし，再現された浅海潮 M2’ の逆位相が物理的に説明できる現象なのか否かはわからない。M2’ は K1＋O1 の日周期強制により生じる浅海潮であるが，同時に K2’ と O2 の倍潮，これら 3 つの浅海潮同士，その浅海潮と天文潮の組み合わせもあり，各周期帯には数多くの浅海潮が現れる。それゆえ，狭窄部付近で得られる複雑な波形から，M2’ のみの物理機構を議論することが困難なためである。ところが，例えば，天文潮 K1 だけの単一周期強制の場合，24H，12H，8H，6H の各周期帯には，数学的にも 1 つずつの浅海潮しか存在しない。

K1 強制による浅海潮の物理機構

24H 周期帯での強制が K1 (23.934H) のみのとき，12H の周期帯はその倍潮の K2’ (11.967H)，6H の周期帯は K2’ の倍潮の K4’ (5.984H)，(4) 式より，K1 と K2’ の複合潮において，和音から 8H の周期帯の＋K1K2’ (7.978H) が生じ，差音から 24H の周期帯の－K1K2’ (23.934H) が生じるが，これは K1 と全く同じ周期になる。M2’ 発生の物理機構の説明はできなかったものの，K1 強制実験から最も基本的な浅海潮の波形が得られ，その物理機構を議論することができる。この数値実験でも東西の開境界から与える K1 強制以外は，モデルの概要で記述したものと同じパラメータを用いた。

海峡通過流の長期平均場

Fig. 14 は計算開始後 5～60 日の 55 日間で長期平均した (a) 海面水位 η，(b) 流速ベクトルと流速値 (緑色の濃淡) の水平分布である。海峡の中央付近では，東向き通過流と水位の等高線がほぼ平行で，青森側 (流下方向をみて右手側) の水位が高く，地衡流バランスしている。一方，通過流方向の正味の水位差は海峡東西の狭窄部にあり，そこでは水位の等高線が流向きとほぼ直交し，局所的な水位低下もみられる (黒矢印部分)。飯野ら (2009) によると，海峡の東西狭窄部に存在する浅瀬地形が部分反射波を励起し，通過流の形状抵抗として働くことで，正味の水位低下が維持されることが説明されている。その狭窄部の通過流速は，日周潮流の振幅と同程度の大きさであり，

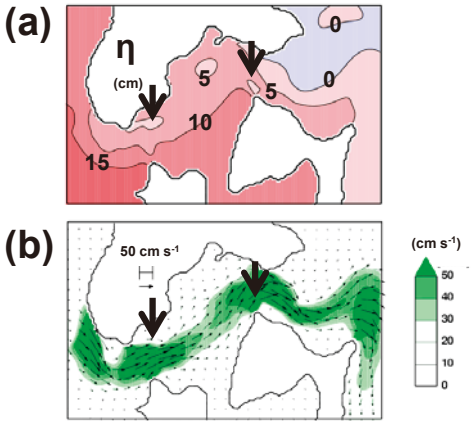

Fig. 14. Experiment for only K1 tidal forcing. Spatial distributions of (a) sea level η and (b) current vectors averaged over 55 days.

50 cm s^{-1} を超えている。

海峡通過流の流軸に沿った水位の日変化

Fig. 15 上段の図に，海峡通過流の流軸を黒太実線で表示した。これは Fig. 14(b) の平均流速場を使って，海峡を南北に横断する方向で流速の絶対値が極大となる格子を選択し，それらをつなぎ合わせたものである。その流軸上で，海峡のほぼ中央にある代表点 (黒丸印) を選び，この点における流速の東西成分 U_A の 2 周期分の時系列 (55 日目 12 時から 48 時間分) を Fig. 15 下段の左側に示した。

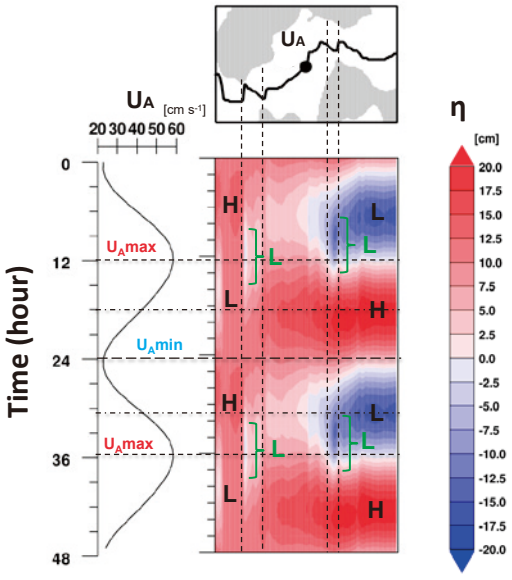

Fig. 15. Thick solid line in the upper panel indicates a flow-axis of calculated passage-flow through the strait. Lower panel show the space-time diagram of sea level variations along its flow-axis during 48 hours. Symbols H and L are sea level high and low, respectively. Left-hand side panel is time series of eastward current variation during the same 48 hours at the selected grid point of U_A, which located is indicated by a dotted point at the upper panel.

U_A 極小時を基準時刻 t = 0 時とすると，t = 12 時で極大 ($U_A$max)，t = 24 時で極小 ($U_A$min) となり，t = 36 時で再び極大となる。この時系列の右側，流軸の水平分布図の下側に，その流軸上の海面水位の空間－時間ダイヤグラム ($\eta > 0$ を赤色濃淡，$\eta < 0$ を青色濃淡) を表示した。

t = 6 時と 30 時のころの水位 η は海峡西口で極大 (High を示す黒字 H 印)，海峡東口で極小 (Low を示す黒字 L 印)，t = 18 時ころはその逆位相となる。よって，t = 12 時と 24 時のころは，東西口の水位差が最も小さくなるが，このとき，東向き日周潮流が極大 ($U_A$max)，西向き日周潮流が極大 (東向き通過流が極小：$U_A$min) となる。Fig. 11 でもみたように，水位強制した K1 潮は，津軽海峡内で定在波的な挙動を示す。このような日周期変動が繰り返される中，浅海潮が発生する東西の狭窄部に注目すると，t=12 時と 36 時のころに東向き流が極大 ($U_A$max) のときに限り，狭窄部の水位 η が局所的に低下 (Low を示す緑字 L 印) していることがわかる。

竜飛沖の浅瀬上で非線形性が卓越する理由

飯野ら (2009) は，海底摩擦を考慮しない一次元水路モデルを用いた定常通過流の数値実験を行い，浅瀬上における波の部分反射 (非線形現象) によって，浅瀬地形を挟んだ前と後とでは，ベルヌーイの定理を完全には満たさない正味の水位差が $\Delta\eta_u$ 生じることを示した。Fig. 16(a) 上段に示した模式図のように，浅瀬に至る前の流速を u_0，基準水位を 0 とし，浅瀬の水深を h，海底から基準水位までの深み水深を H とすると，浅瀬地形を通過した後の正味の水位低下量 $\Delta\eta_u$ は以下のようになる (飯野ら (2009) の (16) 式を引用)。

$$\Delta\eta_u \propto (\Delta u)^2 = -\left(\frac{H}{h} - 1\right)^2 u_0^2 \qquad (5)$$

この関係式は，形状抵抗を考慮した局所的な水位低下量 $\Delta\eta_u$ が u_0^2 に比例することを示す。日周期強制も Subcritical flow 領域 (フルード数が 1 以下) のゆっくりした振動流であることから，(5) 式の近似が成り立つと考える。そこで，u_0 は K1 周期の日周潮流と東向き定常流の重ね合わせた次式とする。

$$u_0 = u_c + u_a \cos(\omega t) \qquad (6)$$

ここで，u_c は東向きの定常流，u_a は K1 周期の日周潮流の振幅，ω は K1 潮の周期 (23.934H) の角速度である。例えば，$u_a = u_c = 0.5$ を仮定したとき，u_0 と $\Delta\eta_u$ ($\propto -u_0^2$) の定性的な時系列は Fig. 16(a) の上段と中段になる。同図の下段は $\Delta\eta_u$ (黒実線) の平均値を差し引いた後，K1 周期の正弦曲線 (緑実線) を最小二乗法でフィットした時系列であり，K1 周期の正弦曲線からの正偏差領域を赤色，負偏差領域を青色で強調した。t = 12 時と 36 時の東向き通過流極大のとき $\Delta\eta_u$ は極小，正弦波曲線よりもシャープに水位 $\Delta\eta_u$

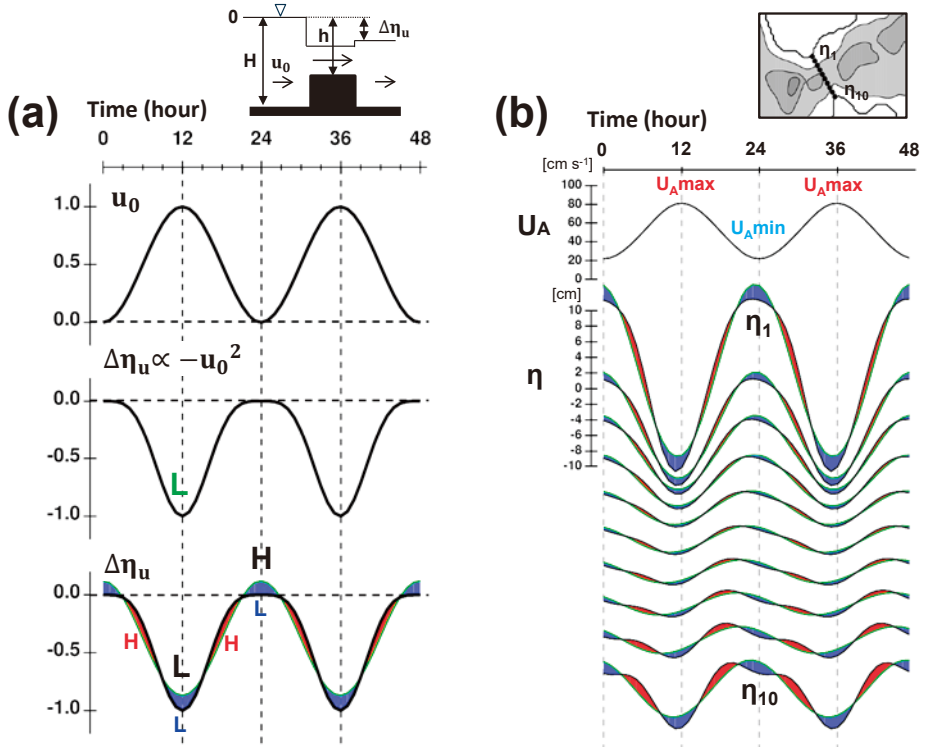

Fig. 16. Upper panel in (a) shows one-dimensional channel model for the step sill-topography (Iino et al. (2009)). (a) Time series of passage flow u_0, net sea level difference $\Delta\eta_u$, and anomaly from the sinusoidal wave of K1 tide, assuming $u_a = u_c = 0.5$. Upper panel in (b) shows bottom topography in the western part of the strait and selected grid points on the sill. (b) is the diagram similar to (a), but the model results of U_A and sea levels from η_1 to η_{10}.

が低下している。一方，t = 24 時の東向き通過流極小のとき $\Delta\eta_u$ は極大，比較的長い期間に渡って，一定の高水位が保たれている。すなわち，浅瀬付近の水位 $\Delta\eta_u$ の時間変化は，通過流が極大時と極小時で非対称な応答になり，その波形は極小時の水位低下がより強調され，極大時に近づくときは正弦曲線より平らでなだらかになっている。

K1 強制の実験結果を用いて，同様な時系列を同図の右側 Fig. 16(b) に作成した。ここでは竜飛沖の浅瀬に注目し，浅瀬を横断する北海道側の η_1 から青森側の η_{10} まで等間隔に並んだ計 10 点を選択し，各点での水位時系列を上から順に並べた。黒実線は海面水位，緑実線は最小二乗法でフィットした K1 周期の正弦曲線，両者の偏差領域は赤青表示とした。まず，どの地点の水位 η 時系列も，流速 U_A 時系列とは逆位相である。そして水位 η が極小時と極大時に負の偏差 (青色) がみられ，極小時には水位低下がより顕著で，極大時にはなだらかな水位変化がみられる。これらの特徴は Fig. 16(a) で示した非対称な水位変化と定性的によく似ている。「浅海潮が生じる数学的説明」の (2) 式では適当な正弦波 η の 2 次の非線形相互作用 η^2 として説明したが，上述したように，津軽海峡西口では 2 次の非線形相互作用は浅瀬上の流速 u_0^2 が担い，それに $\Delta\eta_u$ が応答し，さらに，そのような非線形性は東向き流が極大のときだけ生じていることがわかる。

このようなモデル結果の時系列を長期間でスペクトル解析すると，強制周期の 24H と赤青の偏差部分から生じる 12H，8H，6H の各周期帯に 1 つずつのピークが確認され，これらの周期は K1 強制から生じる倍潮・複合潮の予測周期に一致する (ここでは示さない)。まとめると浅海潮の正体は，物理的には，上げ潮と下げ潮で非対称な波形の歪み (正弦波関数からの偏差) を意味し，数学的には，その歪みをフーリエ級数展開したとき，強制周波数 ω 対して整数倍の振動成分 $n\omega$ に分解されることを意味する。

お わ り に

2 次の非線形性から生じる浅海潮の多くは，「波」の分散関係に従った波動ではなく，局所的な海域における時間的に非対称な波形の歪みとして現れる。現実の天文潮には，大潮小潮という時間的な「うなり」があるため，浅海潮は周波数分解された数多くの振動成分として表現される。本研究では，主要 4 大分潮の組み合わせから生じる浅海潮の周期性を数学的に説明した後，日周潮流が卓越する津軽海峡を例に，それらが実際の沿岸水位記録に現れることを示した。海峡内の 3 点 (函館，下北，竜飛) の沿岸水位のスペクトル解析から，特に竜飛では，浅海潮として理解される 8H と 6H の周期帯に有意なピークが認められた。6H の周期帯は 3 つのピーク周期 (M4，MS4，S4) で構成され，6H の周期変動が半日周潮の大潮小潮に同期していることがわかった。日周潮と半日周潮の相互作用 (日潮不等) から生じる 8H の周期帯は，4 種類の浅海潮 (本研究で提示した記号では＋K1M2，＋O1S2，＋O1M2，＋K1S2) で構成され，日周潮と半日周潮のいずれか一方の小潮時には，8H 周期変動の振幅が必ず小さくなることをみつけた。この性質は数学的説明で紹介したように，任意の海域にも適応でき，大潮小潮に同期した 6H や 8H の周期帯のバンドパス時系列の有無から，逆に，潮汐現象に関する非線形性の強さを判断することができる。

津軽海峡内で非線形性が卓越する海域 (浅海潮が発生する海域) を特定するために，海峡周辺の現実地形を用いて，東向き海峡通過流と主要 4 大分潮を水位強制した数値実験を行った。観測潮位と概ね矛盾しない日周潮と半日周潮の調和定数が確認されたモデル結果をもとに，6H と 8H の浅海潮の振幅を調べると，日周潮流が卓越した東西 2 か所の海峡狭窄部で特に大きいことがわかった。3 つの水位観測点の中で，唯一，竜飛が海峡狭窄部にあり，浅海潮の有意なピークが捉えられた理由が理解される。また，他の海域でも非線形性が卓越していれば，その場の主要 4 大分潮は，いずれも浅海潮の影響を受けている可能性がある。例えば，K1 と O1 の複合潮 (和音) から生じる 12H の浅海潮 (M2’ と表記) の周期は天文潮の M2 潮と全く同じ周期になる。本研究ではこの例を取り上げ，数値実験によって，海峡狭窄部付近で発生した M2’ の振動成分が，真の天文潮である M2 潮とほぼ逆位相で重なっていることを証明した。

津軽海峡では通過流を考慮した潮流に対して，浅瀬地形が形状抵抗 (非線形現象) として働き，流速の 2 乗に比例して局所的な水位低下が生じるという物理機構の一例を紹介した。沿岸海域には他にも，曲率半径の小さな半島を迂回する潮汐振動流，島や岬背後に潮汐周期で発生する剥離渦や水平シアー流などの非線形現象があり，今後の浅海潮の研究では，それら個々の物理機構と波形変形との関係を明らかにすべきと考える。

謝　　辞

本研究で使用させて頂いた水位資料を収集整理し，無償で提供されている気象庁と海上保安庁の職員，研究員の皆様に心より感謝する。本論を「沿岸海洋研究」に投稿した際，本研究による新しい知見の明瞭な提示，水位の解析結果やモデル結果についての説明不足，モデル再現された潮汐の定量性の考察等に関して，適切なコメントを頂いた 2 名の査読者様，そして本誌に投稿した際，いくつもの修正箇所をご指摘頂いた査読者様に感謝する。

付録 A　北日本沿岸における M3 潮の調和定数分布

Fig. A1 は海上保安庁 (1983) をもとに作成した北日本沿岸における M3 潮の調和定数分布である。丸印の大きさで振幅，数値で位相を示し，海域毎に色分けした。振幅は北太平洋側 (水色) とオホーツク海側 (紫色) で大きい (0.6 cm 前後)。位相は北太平洋の方が早くて 105～120°，オホーツ

ク海側は少し遅れて約 190°，日本海側 (赤色) の振幅は非常に小さく (0.2 cm 以下), 位相は 200° を超える地点が多い。津軽海峡 (緑色) の振幅と位相は，太平洋と日本海の中間くらいであり，M3 の潮汐波は海峡内で振幅を減じながら，北太平洋から日本海へ伝播していることがわかる。

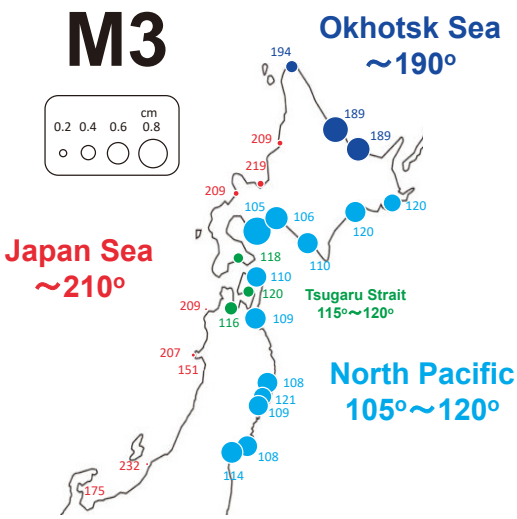

Fig. A1. Tidal harmonic constants of M3 tide at the tide-gauge stations around the northern Japan. The amplitude and phase are represented by a radius of circle and numerous, respectively, and plotted at each station.

付録 B　M2'＝$\widetilde{\mathrm{M2}}$ − M2 による振幅と位相

$\widetilde{\mathrm{M2}}$ と M2 の振幅をそれぞれ a_1 と a_2，位相を θ_1 と θ_2 とし，M2 潮の周期 (12.421H) の角速度を ω とすると，偏差である M2' の水位 η は

$$\eta = a_1 \cos(\omega t - \theta_1) - a_2 \cos(\omega t - \theta_2) \qquad \text{(A1)}$$

となり，M2' の振幅 a と位相 θ は次式で計算される。

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)} \qquad \text{(A2)}$$

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{a_1 \sin\theta_1 - a_2 \sin\theta_2}{a_1 \cos\theta_1 - a_2 \cos\theta_2} \right) \qquad \text{(A3)}$$

参 考 文 献

Guo, X., Harai, K., Kaneda, A. and Takeoka, H. (2013) Simulation of tidal currents and nonlinear tidal interactions in the Seto Inland Sea, Japan. 九州大学応用力学研究所所報, **145**, 43-52. https://doi.org/10.15017/1526096

久田雄介・磯田　豊 (2024) 津軽海峡－陸奥湾の流体振動系における固有振動モード. 沿岸海洋研究, **62**, 1-13. https://doi.org/10.32142/engankaiyo.2023.11.001

飯野恵理子・磯田　豊・矢幅　寛 (2009) 津軽海峡通過流を駆動する水位差. 海と空, **85**, 1-19.

海上保安庁 (1983) 日本沿岸潮汐調和定数, 書誌第 742 号

黒田　寛・磯田　豊・大西光代・岩橋雅行・佐藤千鶴・中山智治・伊藤集通・伊勢田賢一・西沢慶介・島　茂樹・外川織彦 (2003) 日高湾西部陸棚上における 10 日, 25 日, 60 日周期流速変動. 海の研究, **12**, 195-214. https://doi.org/10.5928/kaiyou.12.195

Matsuura, H. and Isoda, Y. (2020) Pseudo-fortnightly variation produced by interaction between passage-flow and diurnal tidal currents in the Tsugaru Strait. 北海道大学水産科学研究彙報, **70**, 13-23. https://doi.org/10.14943/bull.fish.70.1.13

Mccomas, C.H. and Bretherton, F.P. (1977) Resonant interaction of oceanic internal waves. *J. Geophys. Res.*, **82**, 1397-1412. https://doi.org/10.1029/JC082i009p01397

小田巻実 (1984) 津軽海峡の潮汐・潮流について. 沿岸海洋研究ノート, **22**, 12-22. https://doi.org/10.11306/jsmst.8.1_41

Odamaki, M. (2002) Improved co-tidal charts around Osaka bay, Seto Inland Sea.-Influence of Coriolis force on the tidal distribution. 水路部研究報告, **38**, 85-99.

四竈信行 (1994) 海底設置型 ADCP により実測された津軽海峡内の流量変動. 月刊海洋, **26**, 815-818.

田中光宏 (2017) 第 7 章　波と波の共鳴相互作用. 非線形波動の物理, 森北出版.

宇野木早苗 (1993) 潮汐と潮流　沿岸の海洋物理学. 東海大学出版会.