



Title	石狩湾の津波と副振動
Author(s)	高橋, 將; Takahashi, Susumu
Citation	北海道大學工學部研究報告, 130, 17-32
Issue Date	1986-03-25
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41968
Type	departmental bulletin paper
File Information	130_17-32.pdf



石狩湾の津波と副振動

高橋 將*

(昭和60年11月20日受理)

Tsunamis and Secondary Undulations in the Ishikari Bay

Susumu TAKAHASHI

(Received November 20, 1985)

Abstract

At the innermost beaches of the Ishikari Bay, the observed wave heights of two tsunamis that occurred on 2 Aug. 1940 and 26 May 1983 were larger than those of the other shore lines in the bay. The chief reason of these phenomena is that the tsunami wave is refracted at the bay mouth where the slope of the sea floor is very steep and then their direction lines of propagation converge on the innermost beaches.

Many common period spectra are found by analyzing these tsunami records that were observed at Oshoro, Otaru and Ishikari.

The wave motions corresponding to these spectral peaks are secondary undulations of the bay.

The principal modes of these secondary undulations were cleared with the aid of the results of numerical tsunami simulations.

1. ま え が き

石狩湾は北海道日本海側の積丹岬と雄冬岬の間に、約80kmにわたる幅広い湾口を開き、南東方向に約50km湾入して延長160kmもの海岸線を有し、大略半円あるいはU字型とみなせる湾であって、湾外よりも数100m浅い平坦な水深を持つ固有の振動系を形成している。以下に石狩湾の津波と副振動について述べる。

2. 石狩湾の歴史津波

検潮儀などによって、津波波形を記録できるようになる以前の津波の調査研究が、古い文献などの記述に頼らざるを得ず、しかもそれらの多くが、直接体験者もしくは目撃者によって記されたものではなく、伝聞によっているため、津波の実態に迫ることが困難な場合が多い。石狩湾の古い津波についても、わずかに2件が古文書に記載されているのが知られているに過ぎない。

その一つは、1792年6月13日(寛政4年5月24日)の積丹半島沖地震津波に関する「北海道史」の記述である。それによると、「寛政四年五月二十四日申刻西蝦夷地、地震ありて海嘯を生じ、忍路に於いては港頭の岸壁崩壊し、海岸に引揚げ置きたる夷船皆漂流し、出流中の蝦夷五名溺死

* 共通教物 理学第一講座

せり、美国に於いても和人、夷人の溺死若干ありしといふ、」とあり、他に石狩湾内では、高島・オカムイ・積丹・古平などで被害があったことが、真澄遊覧記に記されている。現在では海嘯とは、狭い湾や河川中を段波状になって進行または遡上する津波を指す言葉であるが、ここでは湾岸を襲った津波の意なのか、石狩川を遡上する意に用いたのか明らかではない。

古い記録のその二は、1834年2月9日(天保5年1月1日)の石狩湾地震津波についての、「天保雑記」の記事である。それには、「天保五年一月一日石狩国地強く震ひ、屋舎破倒し、地裂け、泥沙噴出す、沿海の地には津波打寄せたり、この日江戸も少しく震へり」とあり、場所は特定できないが、1983年日本海中部地震の際に秋田・青森両県の砂地盤地域で生じたと同様の噴砂現象が見られたものと思われる。上記のごとく、津波の実態は不明であるが、松前郡役所報告には、津波のため家屋数十が流されたと記録されている。「石狩町誌」によれば、1822年(文政五年)における石狩地方のアイヌの定住者は332戸1158人であり、そのほとんどは漁業(石狩場所と呼ばれていた)に関連する人達であったとされている。これらの住民の大部分は、石狩川河口部の岸近くに住居を定めていたと考えられるにもかかわらず、津波の被害が極めて少ない点などから、この津波の発生を疑問視する研究者もある。他に、1863年9月20日(文久3年8月8日)天塩沿岸に起きた地震によって発生した小津波に関し、それが石狩海岸でも見られたことが、前出の「石狩町誌」にふれられているが、その状況は何も記されていない。

上記の三度の津波以前には、1741年8月23日(寛保元年七月十三日)、それ以前から続いていた渡島大島の噴火と関連するとみられる大津波があり、熊石以南の道南地方だけで溺死者1467名を出す大災害であったことが、松前藩の公文書である「福山秘府」をはじめ、多くの古文書に記されている。その津波の規模から考えて当然かなりの強さで石狩湾にも押寄せたと予想されるが、石狩湾の津波にふれている文献は見付かっておらず、その実態もまた現在まで全く不明のままである。

3. 検潮記録に見られる津波

1905年旧陸地測量部により、忍路に検潮所が設けられたのを初めとして、石狩湾内での潮位観測が始まり、1931年には北海道により小樽港で、また1983年に至って北海道開発局により、湾奥の石狩湾新港で検潮業務が開始されている。その他、一時的には、余市港と茂生でも潮位観測がなされており、余市港では1940年津波の記録が得られている。検潮儀によって記録されたのは、上述の1940年8月2日の神威岬沖地震に伴って発生した津波が最初である。石狩湾内では、余市港・忍路・小樽築港工場および石狩川河口から約3km上流の河口水位観測所で記録が得られている。このうち忍路を除き他は全て円弧式のリチャール型水位記録計による観測であるため、フーリエ解析などの各種の解析には記録精度の点で問題がある。宮部¹⁾は、これら湾内および湾外各地の検潮記録の津波の初動時刻を用いて波源域の推定を行ない、HATORI²⁾は、後年作製された詳細な海図を用いて、その再検討を行なっている。図1に、HATORIによる波源域を示す。齋藤³⁾がとりまとめた沿岸各地の津波打ち上げ高さのうち、石狩湾内の調査結果を表1の左欄に示す。高さの測定基準が明示されていないので、相互比較が難しいが、波源域に最も近い積丹半島先端の入舸の波高が大きく、それに比べて湾内の左右両岸各地では1.0~1.5m程度と小さくなり、さらに湾奥の石狩では逆に2mを越す大きな波高となっているのが注目される。

1947年11月4日には、留萌沖地震津波が起っている。羽鳥・片山⁴⁾によると、石狩湾の北方留萌の西約60kmに中心を持つ波源域とされている(図1)。気象庁技術報告⁵⁾によると、津波は波源の北側で高く、稚内地区で2m、羽幌付近で70cmであったが、波源の南側の小樽の検潮記録では、

波高数 10 cmであったとされているのみで、石狩湾内の状況は明らかでない。現在この津波の小樽の記録は所在不明である。ちなみにこの時は、第二次大戦後の疲弊した時期に当たっており、そのため十分な調査を行う余裕が無かったものと思われる。1964年の新潟地震の際の小津波は、石狩湾に影響をもたらさなかった。

1983年5月26日、秋田・青森県西方沖に発生した日本海中部地震津波は、日本海側での津波に対する沿岸住民の関心が希薄であった背景などもあり、両県を中心に大きな人的物的被害をもたらした。この津波は、石狩湾内の前記3箇所の検潮所でも極めて明瞭な記録としてとらえられた。これらの記録は、目視観測や岸壁などに残された痕跡などの証拠から見ても津波波形を正確には表わしていないと考えられるが、ともかくも石狩湾の津波を解析的に研究する資料としての、実際上の初の貴重な記録セットとなった。図2にそれらの記録の一部を示す。永井・牛鳴ら⁶⁾、末次・佐竹ら⁷⁾および札幌管区気象台⁸⁾による湾内波高の現地調査結果を、表1の右欄に示す。この津波にみられる特徴は、周

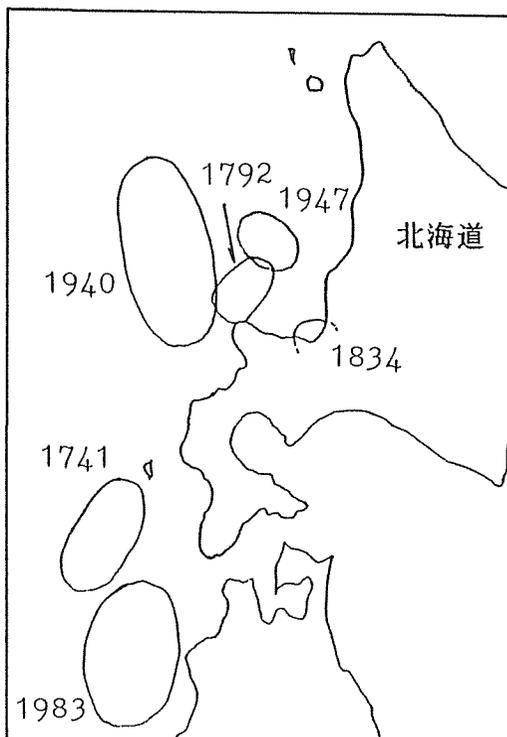


図1 北海道、東北地方日本海側に発生した津波の波源域

地点名	1940. 8. 2 神威岬沖地震津波			1983. 5. 26 日本海中部地震津波		
	最大波高 (m)	最高潮位(m) 各地のD.L.上	最大の高さ (m)	最大波高 (m)	最高潮位(m) T.P.上	最大の高さ (m)
入 舩			2.7			
幌 武 意					3.17**	
美 国			1.55		1.25**	
古 平				1.1*		
余 市		1.2		0.4*	1.56**	
忍 路	0.38	0.46		0.80**	0.84**	0.35***
塩 谷			1.2			
小 樽			1.0	0.3*	0.27**	0.17***
朝 里	0.9					
銭 函					0.20**	
石 狩			2.4			
石狩湾新港				0.9*	0.51** 1.02**	0.61***
厚 田					0.82**	
浜 益	2.1			1.1**	0.75**	

注) 最大波高: 全(両)振幅が最大となった波の、全(両)振幅の値。
最大の高さ: 各時刻の推定(予定)潮位面を基準とし、その面から最も高くなった波の、基準面高さ。
*印 文献6)による。 **印 文献7)による。 ***印 文献8)による。

表1 神威岬沖地震津波および日本海中部地震津波による石狩湾内の津波の高さ

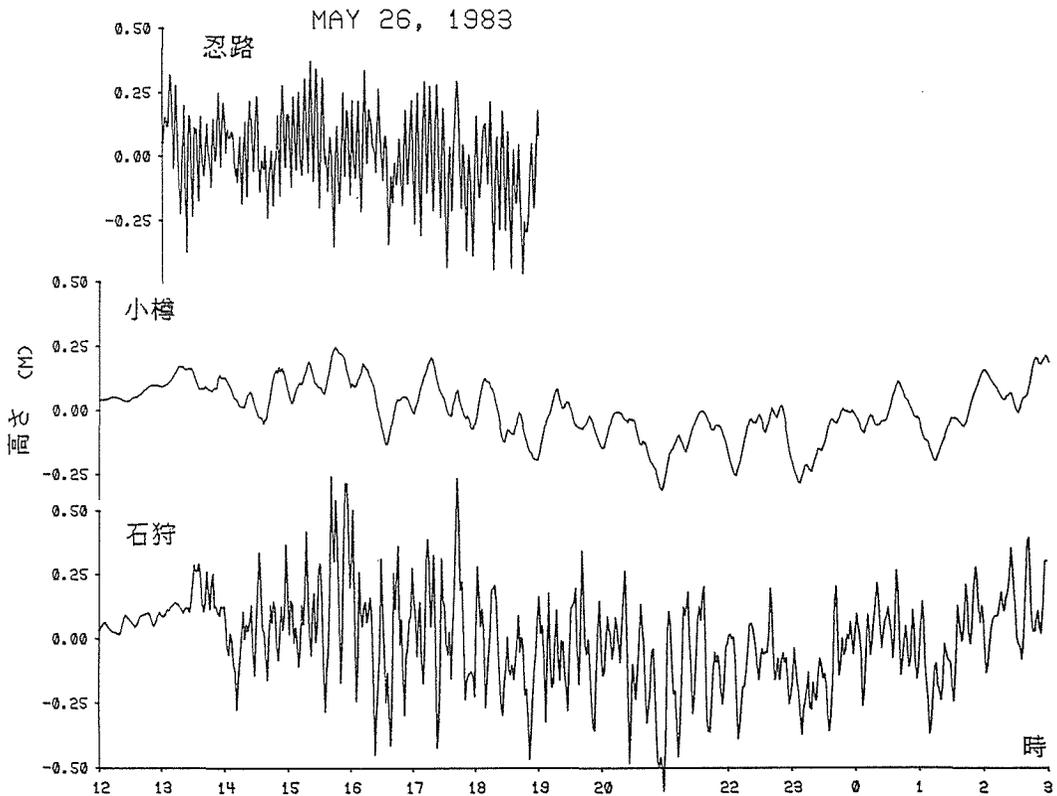


図2 1983年5月26日 日本海中部地震津波記録波形

期10分前後の短い成分波に富んでいる点である。これは太平洋側の津波にはあまり見られない現象である。ただし、図2の忍路の波形にみられる短周期波は、津波によって励起された忍路湾内の固有振動（周期6.3分）によるものである。これらの津波のFFT解析結果を図3に示す。図3において、10分よりも長い周期のスペクトル中に、同じ周期とみなせるいくつかのピークが、三地点に共通して認められる。潮汐起因の長周期成分を除くと、それらの周期は、128、56~67、37~39、26~29、15分などであるが、主要な成分波は128分および56~67分の二つである。これらの成分波は1940年神威岬沖地震津波の、忍路の記録からも見出される（図4）。このことから、これらのピークは、いずれも津波によって励起された石狩湾の副振動であると考えられる。

表1に示された波高分布を、両津波について比較すると、積丹半島先端では大差ないが、雄冬岬に近い浜益では1983年津波が小さくなっている。湾奥部を見ると、1983年津波で石狩・厚田がやや大きい値を示すが、1940年津波の場合も同様の傾向を持ち、湾奥部での波高増大がこの時も生じていた事を推測させる。

4. 石狩湾津波の地域特性

石狩湾の津波は、資料の少ない事もあって、以上のごとく極く限られた現象を明らかにできるに過ぎない。以下にこれらの現象について考察を加えてみる。

石狩湾内外の海底地形を図5に示す。概観すると、最大約800mの石狩海盆が湾外前面にあり、そこから延びて湾口に達し湾口で水深約500mとなる湾外海底斜面と、石狩沖積層の末端をなす

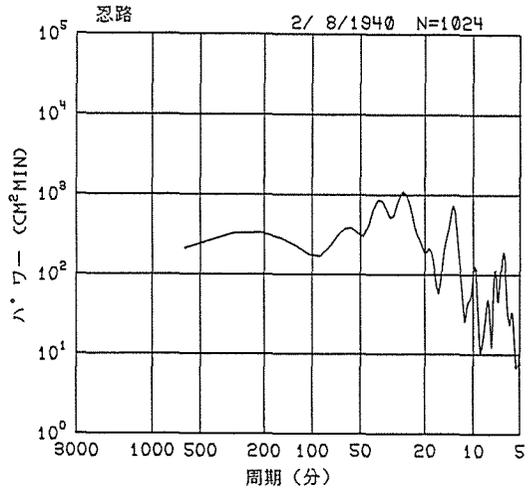
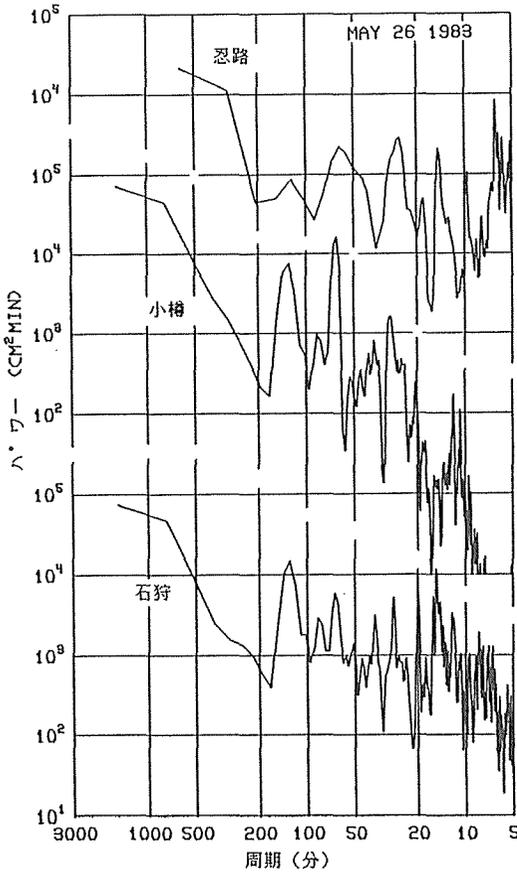


図4 1940年神威岬沖地震津波のパワースペクトル

図3 1983年日本海中部地震津波のパワースペクトル

水深 100~200 mの湾内海底斜面とが、湾口付近でぶつかり、そこに海底段丘を思わせる落差約 400 mの急斜面が形成されている。この湾口急斜面は湾口中央よりやや積丹岬側で特に急勾配を持ち、またそこには湾外海底が二条の深い谷となって台地状の湾内海底に刻み入っている。一方湾口北側の雄冬岬寄りでは、海底斜面の勾配は比較的ゆるやかとなり、特に岬の前面では石狩海盆に向って、ほぼ一定の緩勾配を成して下っている。

湾外の海底も極めて起伏に富んでおり、特に積丹岬の前面には水深 3200 mの海底から高さ約 3100 mの後志海山がそびえ立っているなど、複雑な地形が広がっている。

津波の波速 C は水深を h 、重力加速度を g として $C = (gh)^{1/2}$ で与えられるから、湾口の水深急変部で、湾外から入射する津波は減速すると共に波向も変化し、同時に反射波を生じる。この湾口での津波の波高反射率 R 、すなわち入射波高 H_i に対する反射波高 H_r の比を求めるため、湾口海底のプロフィールから水深が \tanh 型で変化していると仮定してみる。KAJIURA⁹⁾によると、水深 $h(x)$ の形が

$$\frac{1}{h(x)} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_2} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{h_1} \right) \tanh \left(\frac{nx}{2} \right) \quad (1)$$

にしたがう場合には、周期 T の津波が等深線に対して法線入射をするとき、 R は津波の波長 L に関し

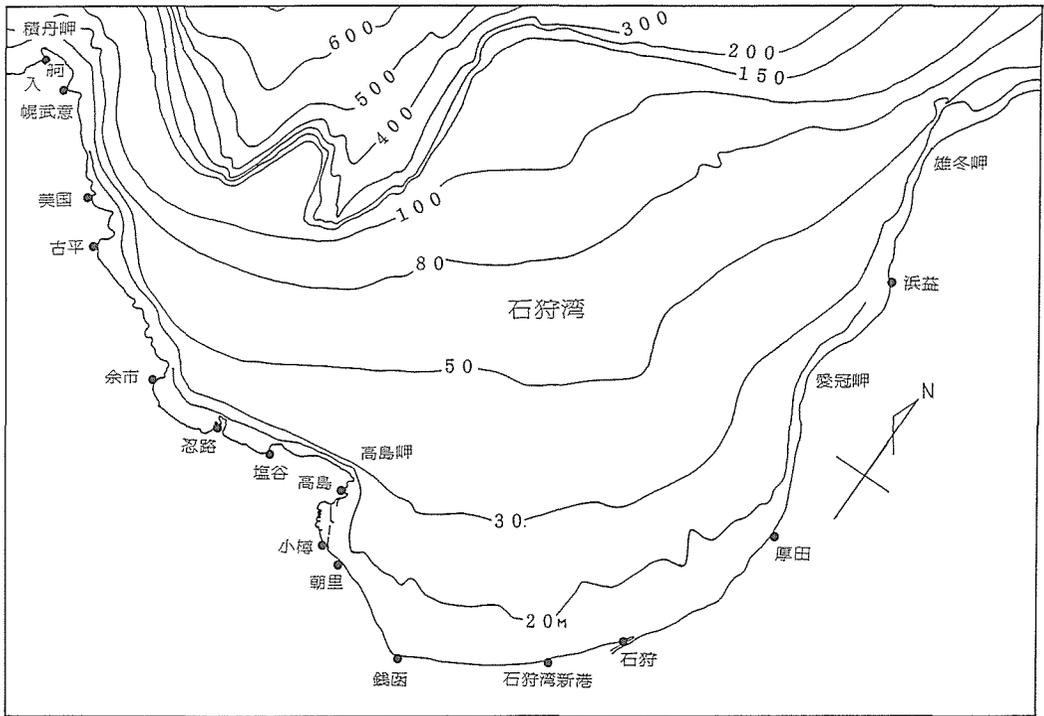


図5 石狩湾の海底地形図

$$R = \frac{H_r}{H_i} = \left| \frac{\sinh \pi \left(\frac{l}{L_2} - \frac{l}{L_1} \right)}{\sinh \pi \left(\frac{l}{L_2} + \frac{l}{L_1} \right)} \right| \quad (2)$$

とされる。ここに $L_1 = \sqrt{gh_1} T$, $L_2 = \sqrt{gh_2} T$ および $l = \frac{2\pi}{n}$ である。

石狩湾口中央部に、式(1)の曲線のあてはめを行うと図6に示すように、 $h_1 = 700 \text{ m}$, $h_2 = 100 \text{ m}$ として、 $n = 0.0006$ 程度が適当である。したがって $l = 10,470 \text{ m}$ となる。

$T = 60 \text{ min}$ では、反射率 R は周期によらず 0.45 で一定となり、 $T < 60 \text{ min}$ では T が短くなるにしたがって R は小さくなる。特に、周期 10 min で 0.20, 5 min では 0.05 と極めて小さな値となる。湾口の雄冬岬寄りの部分では、一定勾配の海底斜面と仮定して反射係数を求める Dean¹⁰⁾ の方法を用いることができ、それによると斜面勾配を 0.0176 として、 $T = 60 \text{ min}$ に対し反射率 0.42 が得られる。同じく $T = 10 \text{ min}$ では 0.1 以下となり、湾口中央部よりも小さな値となる。いずれにしても短周期波ほど反射率が小さくなるが、このことが湾内津波記録にみられるごとく、短周期成分に富む津波が観測さ

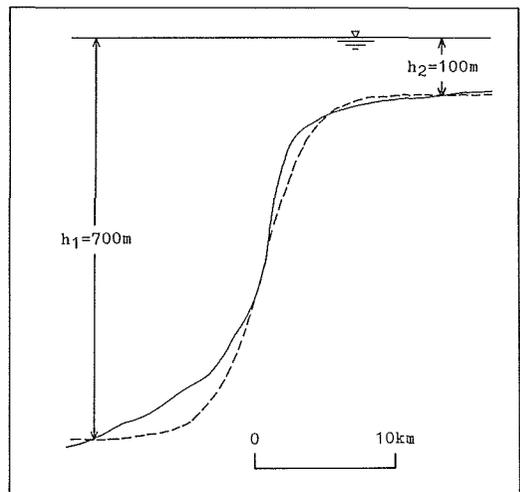


図6 石狩湾口中央部の水深断面とその tanh 形曲線による近似(実線：海底断面、破線：近似曲線)

れる原因の一つとなっていると考えられる。反射波を差引いた残りの分は湾内に透過してゆくが、透過波高は湾口での反射・透過に際して津波エネルギーの損失が無いと仮定することにより簡単に求められる。伝播に際し横方向へのエネルギー拡散を考えなければ、単位幅一波長についての入射エネルギー、透過エネルギーおよび反射エネルギーを、それぞれ E_i 、 E_t および E_r として、

$$E_t = E_i - E_r = \frac{\rho g H_i^2 L_2}{8} = \frac{\rho g H_i^2 L_1}{8} - \frac{\rho g H_r^2 L_1}{8} \quad (3)$$

が成立つ。ここに ρ は海水の密度である。これにより

$$H_t = \left[\frac{8(E_i - E_r)}{\rho g L_2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

が得られ、津波の波高透過率は

$$\frac{H_t}{H_i} = \left[\frac{8}{\rho g L_2} \left(\frac{E_i}{H_i^2} - \frac{E_r}{H_r^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{L_1}{L_2} (1 - R^2) \right]^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^{\frac{1}{4}} (1 - R^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

となる。したがって、津波の主要な成分を占める 60 min 以上の周期の波の透過率は式(5)により

$$\left(\frac{700}{100} \right)^{\frac{1}{4}} (1 - 0.45^2)^{\frac{1}{2}} \approx 1.45 \quad (6)$$

すなわち、石狩湾口を通過した津波は、この場合波長が入射波長の 38% と短くなり、波高は 1.45 倍となることになる。

また、湾口通過後の透過波が、その後反射波を生ずることなく進行するものとすれば、グリーンの定理により、任意の地点での津波の波高 H_s は

$$H_s = \left(\frac{h_2}{h_s} \right)^{\frac{1}{4}} H_t = \left(\frac{h_1}{h_s} \right)^{\frac{1}{4}} (1 - R^2)^{\frac{1}{2}} H_i \quad (7)$$

により求められる。ここに h_s は波高を求めるべき地点の水深である。湾口において、等深線に対し法線入射する周期 60 min 以上の津波の波高を基準として、湾奥の石狩湾新港 ($h_s = 10$ m) で予想される波高比を求めると、式(7)において $H_i = 1.0$ として 2.58 が得られる。同様に周期 10 min の入射波の場合には波高比は 2.83 と大きな値になる。

湾口の水深急変に伴う透過波の屈折の様子を、一例として石狩湾外に仮定した直線状の波列の進行によって見てみると、図 7 のようになる。図 7 から明らかな通り、波向の変化は主として湾口中央部の斜面、特に湾内海底が外に向かって張り出している部分で強く起り、そこを過ぎて湾内に向かう波向線は収束し、凸レンズによる光の収束と同様に、いわば湾奥海岸に焦点を結ぶ結果を生じている。図によると波向線の収束は、湾口における幅の約 1/3 にまで達する。逆に波向線が発散する場所では、最大約 3 倍にまで広がる。式(7)を用いて求めた波高比に、波向線間隔の変化によるエネルギー密度の変化の効果を加味すると、湾奥海岸での湾口に対する波高比は最大約 7.7、最小約 0.86 と場所により大きな差となることも予想される。仮定した津波の波列の向きを変えれば、焦点の位置も湾奥の海岸線に沿って左右(北東・南西)に移動する。表 1 に示された湾奥地区での波高の増大傾向は、石狩湾口で起こるこのような波の収束作用のためと考えられる。これとは別に、湾内左右両岸部で反射しながら湾奥に伝播する波が、もしそれが湾奥で同位相となることができれば、湾奥の波高を更に高くする要因となり得る。

図 7 に示した波列の例では、忍路と小樽への津波到達時間には約 10 分の差を生ずる。これに対し、1983 年津波の両地点への到達時間差は、記録から最大でも 3 分程度と読取られる。この時間差に見合う津波の伝播方向を逆に辿って作った、いわゆる逆伝播図によると、津波は西方から湾

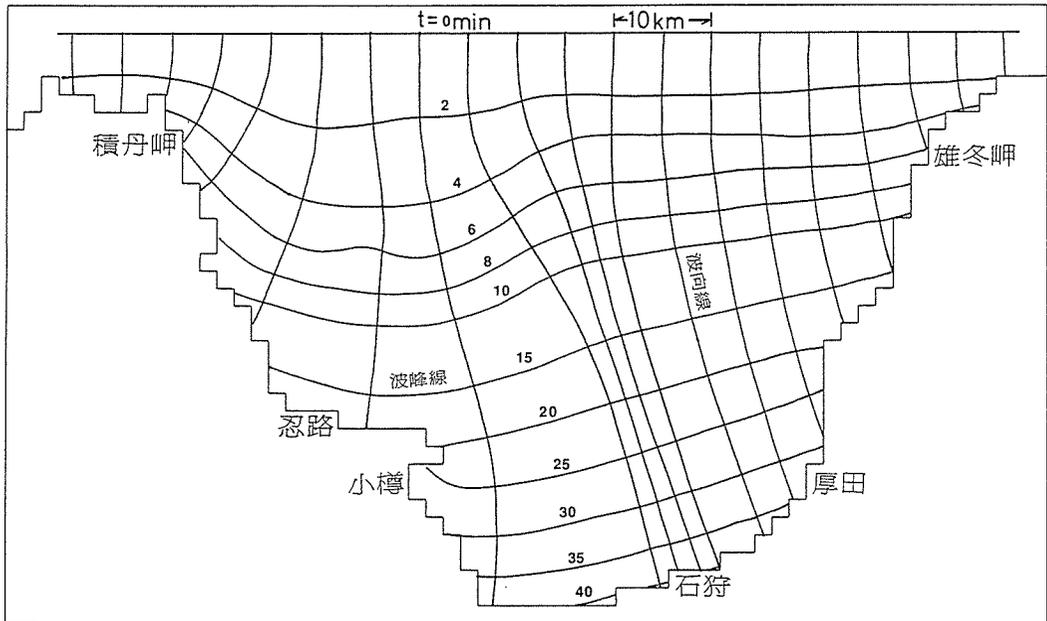


図7 直線状波峰線を持つ波の湾内での屈折

口に斜めに入射し、その一部は雄冬岬と愛冠岬の間の海岸で反射し、忍路・小樽へ達したと考えられる。もしそうであるとすれば、雄冬岬側海岸への津波第一波到達時刻は、忍路・小樽到達よりも早くなければならない。しかし、雄冬岬側で観測された津波に関する末次らの調査では、第一波の到達時刻については残念ながら明らかにされていない。一方、湾奥部へ向かった津波の波向線は、積丹岬寄りの湾口を通過し屈折はするものの、途中の海岸で反射することなしに直達したと考えられ、両者が湾内で交差した可能性も考えられる。

5. 石狩湾の副振動

湾の副振動を考える場合には、外海の振動に対する湾の線型共振だけではなく、湾内浅海域での、異なる周期を持つ波動間の非線型相互作用によって生ずる波動も考慮しなければならない。しかし、平常時においても副振動を維持する主要な駆動源であると考えられる潮汐波が、石狩湾では年間最大でも 35 cm 程度の潮差を持つに過ぎず、湾の海況に影響をおよぼすほどの副振動を起こすことは無い。冬季の北西の季節風や、低気圧の通過に伴う強風が吹続する際には、副振動の発生が確かめられている。一例として、低気圧の通過に伴って風速 10~15^m/sec の南南東の風が吹続した 1972 年 6 月 26 日~27 日の二日間にわたる、石狩川河口水位観測所の水位記録のフーリエ解析結果を図 8 に示す。現

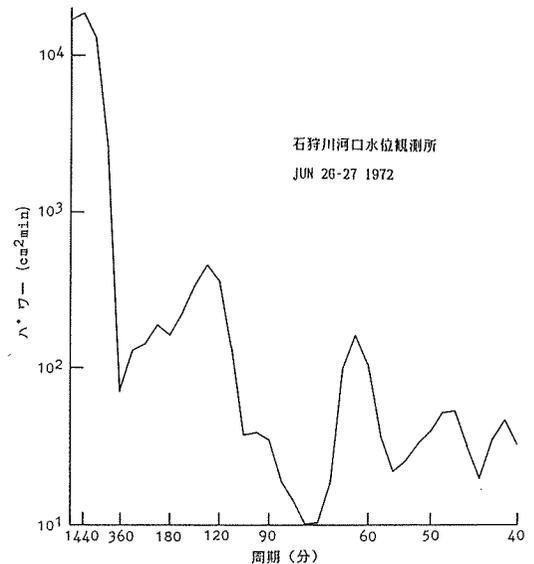


図8 低気圧通過に伴う強風により励起された副振動のパワースペクトル例

われているスペクトル群中、周期 131, 63, 41 分のスペクトルは調和関係を満たしており、後二者は前者の第二、第三高調波であると考えられる。基本周期 131 分は津波記録の解析結果に現れる周期 128 分の副振動スペクトルに相当するものである。図 8 には、他に 205, 96, 46~48 分などのスペクトルも認められるが、これらが石狩湾の副振動にもとづくものかどうかは今のところ不明である。石狩湾の幅広い湾口は、津波などによって一時的に発生した強い副振動の湾外への漏出を容易とし、そのため先述した湾口での反射の効果はあるとしても、副振動が長期間にわたっては持続しにくい海域である。

6. モデル津波による数値シミュレーション

前述した通り、1983 年日本海中部地震津波の際には、忍路・小樽・石狩湾新港の全てに共通する多くの周期スペクトルが見出されたほか、忍路における 1940 年神威岬沖地震津波の記録の解析によっても、同様のスペクトルが得られているので、これらのスペクトルを示す振動が湾内で、どのような振動形態を持っているのかを知ることは、津波防災上からも重要であり、一つの試みとしてモデル津波による数値シミュレーションによってそれを明らかにする。用いる津波のモデルは 1834 年石狩湾地震津波である。この津波は、石狩湾奥部に震央を持つと考えられる地震によって湾内に生じた津波であって、湾外へ向って進行したと考えられている。この津波をモデルとしたのは、この津波自体文献が少ないために不明点が多く、その実態を明らかにすることも、シミュレーションを行なう目的の一つであるためである。

計算のための基本式は、流速について鉛直方向に積分し二次元化した、長波近似のナビエ・ストークス方程式を差分化したものである。 x, y 軸を水平面にとり、鉛直下向きに z 軸の正の向きをとる。静水面からの海面の変位を $z = -\eta$ とする。

長波の運動方程式

$$\frac{Du}{Dt} = fv + \tau_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu + \tau_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (9)$$

$$g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (10)$$

において、 $f = 2\omega \sin \varphi$ 、 ω は地球の対恒星自転角速度、 φ は緯度、 τ_x, τ_y は海水と海底の間の摩擦抵抗 $\boldsymbol{\tau} = \rho \gamma^2 |\mathbf{V}| \mathbf{V}$ の x, y 方向成分、 γ は海底の抵抗係数、 \mathbf{V} は流速で u, v はその x, y 方向成分、また ν は海水の粘性係数、 P は圧力である。ここでは $\gamma = 0.00026$ を用いる。

圧力 $P(z)$ は、 $P(-\eta) = P_0$ とすれば

$$P(z) = P_0 + \int_{-\eta}^z g \rho dz = P_0 + g \rho (\eta + z) \quad (11)$$

したがって(8), (9)は

$$\frac{Du}{Dt} = fv + \tau_x - g \frac{\partial}{\partial x} (\eta + z) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (12)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu + \tau_y - g \frac{\partial}{\partial y} (\eta + z) + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (13)$$

となる。海面 ($z = -\eta$) の鉛直方向速度 w_s は

$$w_s = -\frac{D\eta}{Dt} = -\frac{\partial\eta}{\partial t} - u\frac{\partial\eta}{\partial x} - v\frac{\partial\eta}{\partial y} \quad (14)$$

一方、連続の方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (15)$$

で、式(12)~(15)が、長波としての波動の基礎方程式になる。

長波の水粒子速度は、海面から海底まで水平方向に一定と考えて良いから、 z 方向に水平流速の変化は無いものとして、式(12)~(15)を二次元化する。すなわち、流速を $z = -\eta$ から海底 $z = h$ まで積分し、

$$M = \int_{-\eta}^h u dz, \quad N = \int_{-\eta}^h v dz \quad (16)$$

を得る。 M, N は単位幅を持ち、海底から海面までの高さを持つ垂直断面を通過する流量であって、これらを線流量と呼ぶ。これから z によらない水平流速として改めて u, v を用いて、

$$u = \frac{M}{h+\eta}, \quad v = \frac{N}{h+\eta} \quad (17)$$

が定まる。式(15)の積分は、

$$\int_{-\eta}^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dz = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (h+\eta)u \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (h+\eta)v \right\} = 0 \quad (18)$$

となる。

一方、式(12)の積分は、

$$\begin{aligned} \int_{-\eta}^h \frac{Du}{Dt} dz &= \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial y} + v\frac{\partial u}{\partial y} \right) (h+\eta) \\ &= \int_{-\eta}^h \left\{ f v + \gamma^2 u(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} - g \frac{\partial}{\partial x} (\eta + z) + v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right\} dz \\ &= \left\{ f v + \gamma^2 u(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\} (h+\eta) \end{aligned}$$

故に、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = f \cdot v + \gamma^2 u(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (19)$$

同様に式(13)の積分は、

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -f u + \gamma^2 (u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} - g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (20)$$

となる。津波の初期条件として海底に変位(隆起量) ξ を与えることにすれば、式(18)~(20)は(16)を用いて、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\eta - \xi) + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{(h+\eta-\xi)} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} M^2 + \frac{\partial}{\partial y} (MN) \right\} - \frac{1}{(h+\eta-\xi)^2} \left\{ M \frac{\partial}{\partial x} (h+\eta-\xi) \right. \\ \left. + N \frac{\partial}{\partial y} (h+\eta-\xi) \right\} = f N + \frac{\gamma^2 M}{(h+\eta-\xi)^2} (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}} - (h+\eta-\xi) g \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned} \quad (22)$$

及び

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{(h + \eta - \xi)} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (MN) + \frac{\partial}{\partial y} N^2 \right\} - \frac{1}{(h + \eta - \xi)^2} \left\{ M \frac{\partial}{\partial x} (h + \eta - \xi) \right. \\ \left. + N \frac{\partial}{\partial y} (h + \eta - \xi) \right\} = -fM + \frac{\gamma^2 N}{(h + \eta - \xi)^2} (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}} - (h + \eta - \xi) g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (23)$$

の様に、水平二次元化した運動方程式になる。式(22), (23)中、左辺第三項は他項に比べて微小量なので、計算に際しては省略する。また波源域が深海にある場合には、 $\xi \ll h$ なので $h - \xi \approx h$ として取扱うことができる。

境界条件として、海岸線ではその法線方向の線流量を 0 とする。外海に開かれた境界上では、そこでの法線方向流速が長波の水粒子速度に等しくなるものとする。したがって、格子で近似した海岸線上で、その法線方向流量は、

$$M = 0 \quad \text{または} \quad N = 0$$

外海境界上で同じく

$$M = \eta \{(h + \eta)g\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{または} \quad N = \eta \{(h + \eta)g\}^{\frac{1}{2}}$$

とする。

差分計算は、いわゆる Leap frog 法と呼ばれる陽解法によった。

計算領域は、石狩湾内全域と積丹岬と雄冬岬を結ぶ線の外側約 10 km までの矩形領域とし、この間の地形を一辺 1.78 km の正方形格子で分割近似した。

水深 h は格子中央の値をとり、その格子内では一定として用いることとし、波高 η と海底変位 ξ も同様とする。計算領域内での最大水深 h_{max} は 795 m である。線流量 M, N は格子線上に与え、その線上では一定とする。津波の初期変位は、羽鳥¹¹⁾が推定した津波波源域を参考とし図 9 に示す様に高鳴岬と愛冠岬を結ぶ線より湾奥部分に一定傾斜の海面上昇に近い値を与える。地震波エネルギー E_0 とそのマグニチュード M_0 の間には Gutenberg and Richter¹²⁾により

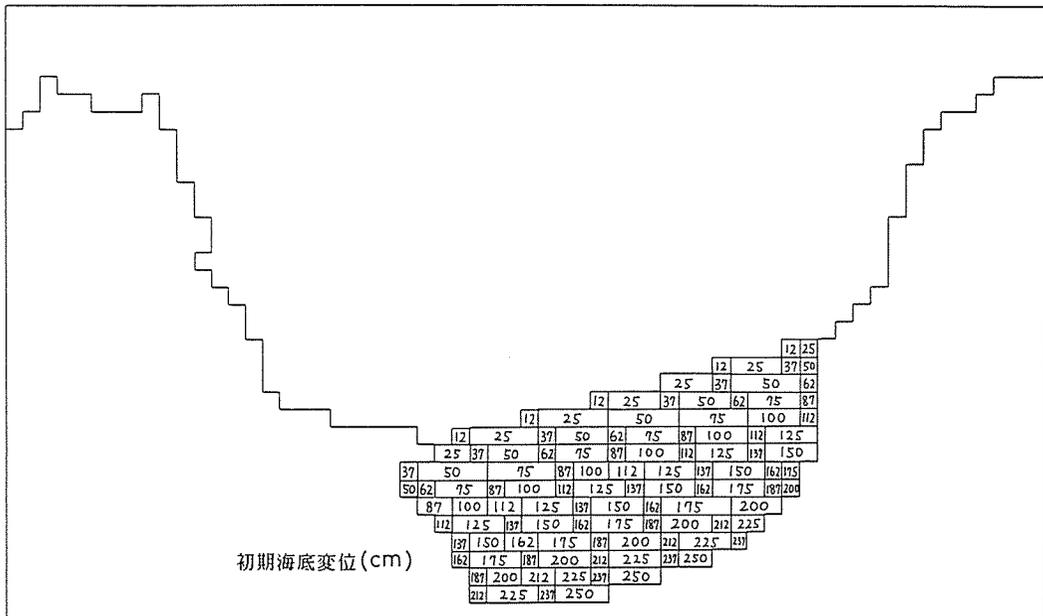


図 9 モデル津波の初期海底変位

$$\log E_s = 11.8 + 1.5 M_s$$

の関係がある。また、多くの津波エネルギー E_t と E_s の間には統計的な関係

$$E_t = 0.1 E_s$$

が見出されている。1834年石狩湾地震は、 $M_s = 6.4$ と推定されており、現在の札幌市およびその周辺町村を含む、広い範囲にわたる余震域を持っていたと推測される。150年後の今日に起きたならば、いわゆる直下型地震であるが、余震域の一部として石狩湾奥部の海域を含み、そこが津波の波源域を成していた。この波源域の余震域に占める割合がどの程度かはっきりしないが、ここでは波源域の割合を25%として、石狩湾地震津波のエネルギーを推算すると、

$$E_t = 0.025 E_s = 6.3 \times 10^{19} \text{ erg}$$

が得られる。この E_t に見合う津波を先に決定した海底で発生させるに必要な変位をもとめる。

一辺 L の正方形の海底が地震により ξ の隆起をして、その直上の海水も同形の変位をすると考えれば、海底の変位により海水に与えられるポテンシャルエネルギー E_p は、

$$E_p = \frac{\rho g L^2 \xi^2}{2}$$

である。また変位 ξ が時間に比例して時刻0から t_1 までに生じたとした場合に、直上の海水に与えられる運動エネルギー E_m は、その水深を h として

$$E_m = \frac{\rho L^2 h^2 \xi}{2 t_1^2}$$

である。海底変位は、通常数秒から数十秒で完了するので、ここでは $t_1 = 10 \text{ sec}$ とし、格子の大きさ $L = 1,780 \text{ m}$ 、 $\rho = 1,026 \text{ kg/m}^3$ を用い、 ξ として両岬を結ぶ線上で 0 m 、湾奥の石狩町海岸線で最大値 2.5 m となるような変位とし、この間が直平面的な隆起をすると想定すれば、

$$E_p = 6.53 \times 10^{19} \text{ erg}$$

$$E_m = 1.4 \times 10^{18} \text{ erg}$$

となり、前出の E_t にほぼ見合う初期変位モデルとなる。

数値計算の安定条件は計算の時間ステップを Δt として、

$$\frac{L}{\Delta t} > (2gh_{\max})^{\frac{1}{2}}$$

で与えられるので、 $\Delta t < 14.2 \text{ sec}$ であれば良い。ここでは Δt を 10 sec とし、6時間後までの波高を計算した。図10に計算された津波波形のうち三地点の結果を示す。波源域内では、海底の隆起により海面も上昇するが、同時に海岸線を含む陸上部も隆起するために、津波の第一波は隆起後の海岸線の高さに対して相対的に負の値をとり、結果として第一波初動は引き波となっている。第二波以後も振幅は海岸線の隆起量を越すことはなく、陸上への津波打ち上げは生しない。

これに対し、波源域外の海岸では第一波が押し波となり、陸上への打ち上げを生じている。このため、津波による陸上部の被害は波源域内よりもむしろ波源域外、すなわち高鳴岬と愛冠岬よりも北側の海岸に集中すると推測される。1834年地震に伴って発生した津波が、このモデル津波のような海底の隆起によるものとすれば、石狩場所で被害を受けなかったことが合理的に説明し得る。

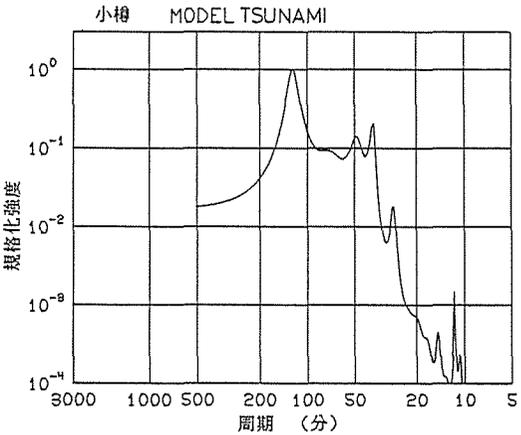
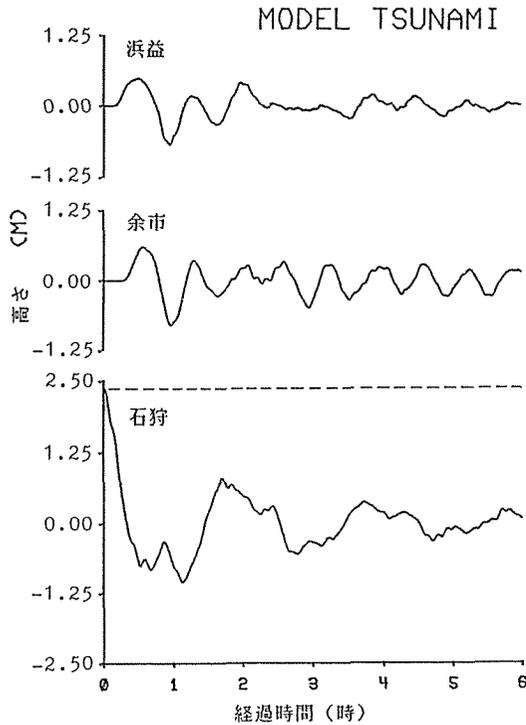


図 11 モデル津波のMEMスペクトル

図 10 モデル津波波形
(破線は隆起後の静水面)

このモデル津波による石狩湾の副振動の励起ならびにその後の推移を知るため、津波の周波数分解と、それによって得られた成分波、すなわち各副振動の湾内における空間的な振幅分布の抽出を行なった。周波数分解は数値計算時間が、得られた津波の周期に比べて十分長いとはいえないので、分解を良くするためMEM法(最大エントロピー法)を用いた。図11に小樽における津波の分解結果を示す。これによるとスペクトルが若干周期の短い側に偏る点および周期63.9 minのスペクトルが鋭いピークを示さない点を除くと、実際の津波の解析結果と良く似たスペクトル構造を持つことがわかる。したがって、この数値計算の結果を実際の津波によって励起される湾内副振動の振動形態の解明に代用しても、十分有意であると言える。

実際の津波とモデル津波のスペクトルの中に見出される二つの主要な振動が、湾内でどのような空間振幅分布を持つかを明らかにするため、計算領域内の全格子で得られた各時間波形の中から、目的とする上記二種類の振動波のみを通過する数値バンドパスフィルターを用い、それらを分離抽出する。

線形振動系の周波数応答関数を $H(\omega)$ としたとき、その単位インパルス応答関数 $h(t)$ は

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(\omega)}{2\pi} e^{i\omega t} d\omega \tag{24}$$

により与えられる。ここに ω は角周波数である。

$H(\omega)$ を任意に定めることが出来れば、不規則振動過程から、求める周波数成分を

$$S_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) S_i(t-\tau) d\tau \tag{25}$$

により抽出することが出来る。ここに $S_i(t)$ は線形系入力としての不規則振動過程であり、 $S_o(t)$ は同じく系よりの出力である。各格子におけるモデル津波の時系列波高を $S_i(t)$ とする場合には、

t は有限であり、また数値計算の時間ステップ Δt の離散値である。その場合には式(25)は

$$S_{o,m} = \sum_{n=-N}^N h_n S_{i,m+n} \quad (26)$$

また式(24)は

$$h_n = \frac{1}{2\pi f_s} \int_{-\pi f_s}^{\pi f_s} H(\omega) e^{i\omega \frac{n}{f_s}} d\omega \quad (27)$$

と出来る。ここに $f_s = 1/\Delta t$ および $-\omega_s/2 \leq \omega \leq \omega_s/2$, $\omega_s = 2\pi f_s$ である。

したがって、 h_n は希望する $H(\omega)$ を実現するための重み関数である。ここでは Ormsby¹³⁾ が与えた図 12 に示すようなバンドパスフィルターを用いる。このフィルターの特徴は、利得が 1 であつ再帰型フィルターのような位相のずれを生じない点にあるが、逆に再帰型に比べ N をはるかに大きくしなければならないのが欠点である。またカットオフ周波数 ω_c と、リジェクト周波数 ω_r の間は両端に二次曲線を持つ直線で接続し、誤差を小さくする工夫がなされているのも特徴の一つである。図 12 のような $H(\omega)$ からバンドパスフィルターの重み関数として、

$$h_n = F(n, \lambda_{c1}, \lambda_{r1}) - F(n, \lambda_{r2}, \lambda_{c2}) \quad (28)$$

を得ることが出来る。ここに

$$\lambda_c = \frac{\omega_c}{\omega_s}, \quad \lambda_r = \frac{(\omega_r - \omega_c)}{\omega_s}, \quad \omega_n = \frac{2\pi}{\Delta t}$$

である。ここでは、

$$F(n, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{\sin 2\pi n(\lambda_1 + 0.9\lambda_2) + \sin 2\pi n(\lambda_1 + 0.1\lambda_2) - \sin 2\pi n(\lambda_1 + \lambda_2) - \sin 2\pi n\lambda_1}{0.36(n\pi)^3 \lambda_2^2}$$

また $F(0, \lambda_1, \lambda_2) = 2\lambda_1 + \lambda_2$ であるような数値フィルターを採用した。

各格子の波高記録に対し、周期 110~130 min を通過するフィルターを用いて得た結果にもとずき、モデル津波発生後 225 分の時点における湾内波高分布図を描くと図 13 のようになる。また湾奥から湾口中央を結ぶ湾中心線上の波形を異なる四つの時刻について表わすと図 14 のようになる。これにより、この振動は湾全体が同位相で、湾奥が振動の腹となり湾口外で振動が 0 に漸近する（すなわち振動の節となる）陸棚セイシュに相当する形態を持つことがわかる。ただし、振動の節にあたる振幅 0 を示す線が大部分計算領域外にはみ出しているため、この振動に関与する領域が湾外でどこまで拡がっているかは明らかに出来なかった。この振動がその形態から見て明らかに、石狩湾の基本振動である。

第二の主要な成分波である周期 56~67 min の振動の抽出結果によれば、計算開始後 99 分の時点で図 15 のような波高分布となった。この振動は、湾内左右両岸部と湾奥および湾口部が互いに逆位相の波高を示し、湾の中央部海面に鞍部を形成する複雑な形態を持つ。時間の進行に伴ってその振動形態は変わらないが、振動の腹の位置がわずかに変化する。したがってこれは、厳密には定常的な副振動とは言えない性質の波である。湾の中間から湾口側では、湾の左右両岸を結ぶ波向線を持って横断的に振動する 2 節副振動とみなされる。一方水深が小さいために波速の小さい湾中間部から湾奥側が、湾口側と同一の振動形態で湾口側と同期した振動を接続することは不可能なので、湾奥側では湾奥部海岸を第三の振動の腹とし、湾左岸と湾奥、ならびに湾右岸と湾奥の間を結ぶ波向線を持つ、二組の単節副振動として振動し、湾口側の振動と調和を保ち湾全体としての振動が維持されているものと考えられる。

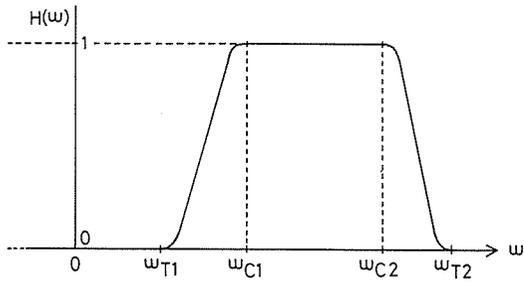


図 12 バンドパスフィルターの周波数応答関数

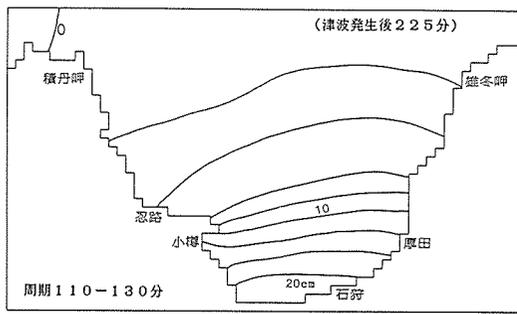


図 13 周期 110~130 分のバンドパスフィルターによって分離された波の振動形態

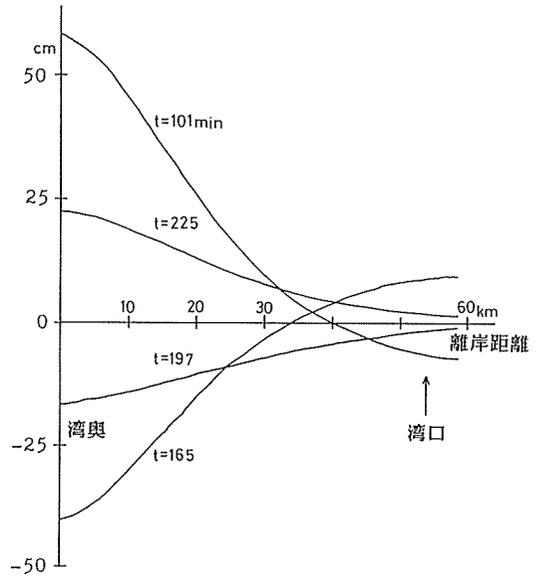


図 14

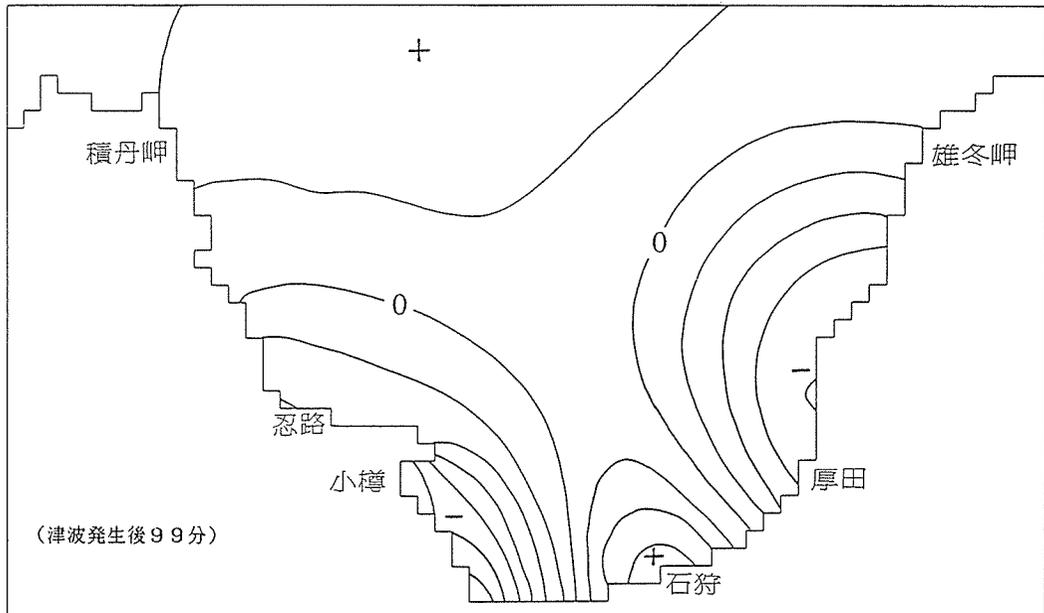


図 15 周期 56~67 分のバンドパスフィルターによって分離された波の振動形態

7. 結 論

石狩湾口では湾内外の海底に約 300 m の落差があり, 周期 60 分以上の等深線に対する法線入射波に対し, 0.42~0.45 の波高反射率を持ち, そのため湾内へ入射する津波エネルギーが大きく制限されることが期待できる。

しかし, 湾口の水深急変部による入射波の屈折により, 湾奥部に津波エネルギーの収束する場所が出来, そのため局所的に津波波高の増大が起こる。これは津波高さの調査結果にも現われている。

石狩湾内で得られた津波記録のフーリエ解析の結果から, 周期 128 min, 56~67 min などの副振動が励起されることがわかった。これらの振動は, モデル津波による数値シミュレーションにより前者は陸棚セイシュと同様の振動であり, 後者は湾内左右両岸の間を横断反射して形成される単節および二節副振動の複合したものである。

参 考 文 献

- 1) 宮部直巳: 地震研究所彙報, **19**, (1941), P. 104
- 2) HATORI, T: Bull. Earthquake Res. Inst., **47**, (1969), P. 1063
- 3) 齊藤博英: 北海道気象要報, **1** (3), (1941), P. 107
- 4) 羽鳥徳太郎, 片山通子: 地震研究所彙報, **52**, (1977), P. 49
- 5) 札幌管区気象台: 気象庁技術報告, **20**, (1962), P. 1
- 6) 永井豊, 牛嶋龍一郎, 長谷川道夫: 北海道開発局土木試験所月報, **362**, (1983), P. 16
- 7) 末次大輔, 佐竹健治, 山下済, 阿部勝征: 北大地球物理学研究報告, **43**, (1984), P. 41
- 8) 札幌管区気象台: 北海道地震火山月報, MAY (1983), P. 1
- 9) KAJIURA, K: Proc. 10th Pacific Sci. Congress on Tsunami Hydrodynamics, I. U. G.G., Monograph, **24**, (1963), P. 206
- 10) DEAN, R.G: J. Waterways & Harbors Div., 90 - WW1 (14), (1964), P. 1
- 11) 羽鳥徳太郎: 歴史津波, イルカぶっくす, **10**, (1977), P. 100
- 12) GUTENBERG, B., and RICHTER, C.F.: Q.J. Geol. Soc. London, **112**, (1956), P. 1
- 13) ORMSBY, J. F. A.: J. Assoc. Computing Machinery, **8**, 4, (1961), P. 440