

II-7

噴火湾の潮流並びにその他の流れ特性

室蘭工業大学 学生員 米津 仁司

室蘭工業大学 正会員 近藤 徹郎

【1】まえがき

潮汐による海水の水平流動が潮流であるが、これは振動流の性質を持っていて流れを比較的予測しやすいことから、一般的な研究が進んでいる。しかし、特定の地点すなわち地形の複雑な場所や水深の急変などによる潮流の乱れのような海象変化が湾の有効的な利用の妨げとなっており、その影響を正しく評価することは未だに困難である。今回研究対象とした、噴火湾は高潮や津波などもなく比較的穏やかな湾としての性質を持つため、沿岸地域ではホタテの養殖などが盛んに行われているが、1989年9月末には渡島管内森町などの沿岸で、潮流の乱れによりホタテの養殖施設が破損したという事例がある。これらのことを含め、最近の沿岸域を主対象とした海洋開発技術の発展に伴い、噴火湾の有する潜在的ポテンシャルを開発してこの地域の活性化を図るためにも湾内の特性を知ることが重要である。

一般に、海域で生じているような水理現象を再現するには数値計算や水理模型実験などが有力な手段として挙げられる。本研究では、噴火湾岸域の将来あるべき姿を探るための基礎的研究として湾の海洋環境特性を支配している潮流に着目し、噴火湾を対象とした小縮尺の歪模型実験及び差分法による数値計算を行い、湾内での流れの特性を調べた結果を報告する。

【2】実験装置及び実験方法

(1) 模型水槽

本研究では、実験水槽(3.6m×4.7m)に適合させた水平縮尺 $X_r=1/40000$ を用いたが、鉛直縮尺についても同じような縮尺を用いると潮位がかなり小さくなり測定不可能となるため、便宜的にその縮尺を $Z_r=1/1000$ とした歪模型を採用した。

(2) 相似則と実験周期、実験潮位

歪模型における各物理量の縮尺比は、長波を対象としたフルードの歪模型相似則に基づくものとして求めた。それに従うと時間の縮尺比は次のようになる。

$$T_r = X_r \times Z_r^{-1/2} \quad \dots (1)$$

本実験で用いる周期は、1日2回潮の場合の12時間25分を採用した。ここで(1)式により時間の縮尺比は $T_r=7.9 \times 10^{-4}$ となるため模型上における実験周期は35.31秒となる。また、潮差は海域で大きく異なり、日本海沿岸では0.15~0.25m、太平洋沿岸では1.0~2.0mである。本実験では、対象海域が太平洋側であると同時に、流速を顕著に再現する

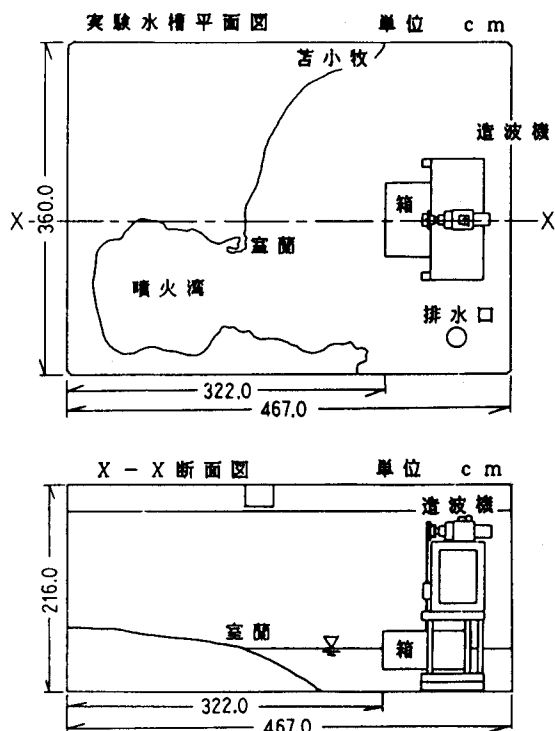


図-1 模型水槽

The Tidal Current and the other Current Characteristic of Funka Bay

by Hitoshi YONETSU and Hideo KONDO

ために潮差2.0mを採用した。よって、模型上の実験潮差は2.0mmとなる。

(3) 地形概要と測定地点

実験対象海域の地形概要及び等深線は図-2に示す。また、測定地点については、流れの様子を視覚的に捉えることを考え図-3に示すとおりに決定した。

(4) 実験方法

実験は、造波機により前述において決定した実験周期35.31秒で、潮差2.0mmの潮汐振動を起こし流速及び潮位の測定を行なう。潮汐振動は、図-1に示したようなアクリル製の中空の箱(25cm×55cm×70cm)を造波機で周期的に上下させることにより再現した。データの記録に際して、流速は電磁流速計、潮位については短いステンレス丸棒を用いた自家製の抵抗線式波高計を設置し、得られたデータはそれぞれアンプとADコンバーターを介してPC9801に接続し磁気ディスクに保存した。データとして得られた値はキャリブレーションを行なって、実際の流速、潮位に換算する。流速及び潮位の測定にあたって、まず図-3に示された1地点から91地点までの全ての点について測定を行ない、その後流速の変化が顕著に現れその変化が激しいと思われる部分において、新たに測点92~99を設定し(図-3参照)同様の実験を行ないデータを補うものとする。

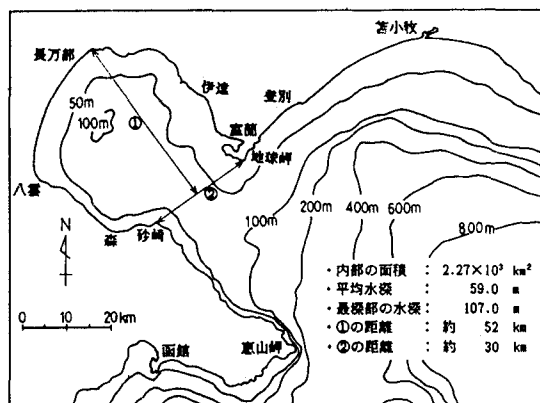


図-2 地形概要及び等深線図

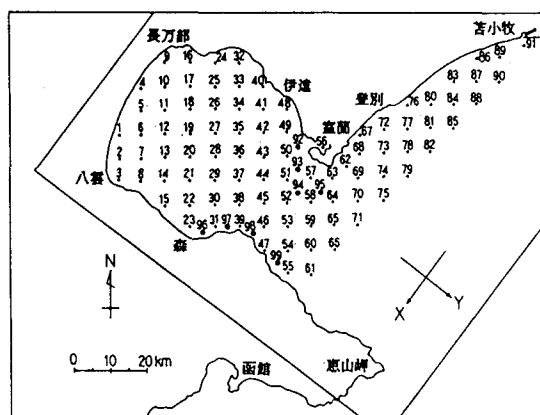


図-3 模型の対象とする海域と測定地点

【3】数値計算

先にも述べたように、噴火湾を将来に向けて有効に活用するためにも、その特性を明らかにすることが重要である。よって、小縮尺歪模型での水理実験に對しもう一つの試みとしてモデル潮汐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。

計算には広い領域を取り扱うということもあり、流れ問題で最も多く用いられている差分法を用い、基本的な流れを確認するために二次元流体運動として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を基本式とする。

(1) 基本式

x, y 軸を水平面に取り鉛直下向きに z 軸の正の向きを取り静水面からの海面の変位を $z = \eta$ とすると長波の運動方程式は

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

$$\frac{Dv}{Dt} = -fu + \tau_y - g \frac{\partial}{\partial y} (\eta + z) + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad \dots (3)$$

となる。海面($z=-\eta$)の鉛直方向速度 w_s 及び連続の方程式は

$$w_s = -\frac{D\eta}{Dt} = -\frac{\partial\eta}{\partial t} - u\frac{\partial\eta}{\partial x} - v\frac{\partial\eta}{\partial y} \quad \dots (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots (5)$$

で(2)~(5)式が長波としての波動の基礎方程式になる。ここで、 $f=2\omega\sin\phi$ 、 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 $\tau=\rho\gamma^2|V|V$ の x, y 方向成分、 γ は海底の抵抗係数、 V は流速で u, v はその x, y 方向成分、 ν は海水の粘性係数である。一般には $\gamma^2=0.0026$ を用いる。

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、 z 方向に水平流速の変化はないものとして(2)~(5)式を二次元化する。すなわち、流速を $z=-\eta$ から海底 $z=h$ まで積分し次式を得る。

$$M = \int_{-\eta}^h u dz, \quad N = \int_{-\eta}^h v dz \quad \dots (6)$$

これらは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り、これらを線流量と呼ぶ。よって

$$u = \frac{M}{h+\eta}, \quad v = \frac{N}{h+\eta} \quad \dots (7)$$

となり、(2),(3),(5)式を鉛直方向に積分し(7)式を用いて水平二次元化した運動方程式が導かれる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{(h+\eta)} \left\{ \frac{\partial M^2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (MN) \right\} = fN - \frac{\gamma^2 M}{(h+\eta)^2} (M^2 + N^2)^{1/2} - (h+\eta) g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad \dots (8)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{(h+\eta)} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (MN) + \frac{\partial}{\partial y} N^2 \right\} = -fM - \frac{\gamma^2 N}{(h+\eta)^2} (M^2 + N^2)^{1/2} - (h+\eta) g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad \dots (9)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad \dots (10)$$

次に、計算領域を x, y 方向に Δs の間隔で格子に区切る(図-4参照)。時間も Δt の刻みで数えるものとし、格子番号 $(j, k)=(x/\Delta s, y/\Delta s)$ 、時間ステップ $n=(t/\Delta t)$ での変数 M, N, η の値をそれぞれ次のようにする

$$M_{jk}^n, N_{jk}^n, \eta_{jk}^n \quad \dots (11)$$

(8)~(10)式を計算安定理論に基づき(11)を用いて差分化すると次式が得られる。(津波や潮流計算には次のような差分式が安定であることが証明されている。)

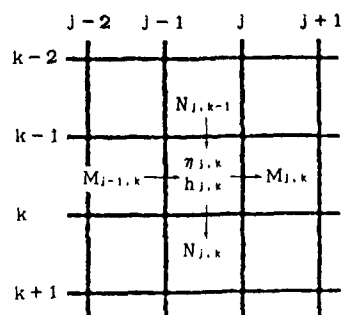


図-4 格子のとり方(水深, 潮位, 流れを与える位置)

$$M_{jk}^{n+2} = \frac{1}{1 + 2 \cdot \Delta t \cdot d(x, y) \sqrt{(M_{jk}^n)^2 + (N_{jk}^n)^2}} \times \left\{ M_{jk}^n + f N_{jk}^n + 2 \cdot \Delta t \cdot d(x, y) \sqrt{(M_{jk}^n)^2 + (N_{jk}^n)^2} - a(x, y) (\eta_{j+1, k}^{n+1} - \eta_{j-1, k}^{n+1}) - I_M \right\} \quad \dots (12)$$

$$N_{jk}^{n+2} = \frac{1}{1 + 2 \cdot \Delta t \cdot d(x, y) \sqrt{(M_{jk}^n)^2 + (N_{jk}^n)^2}} \times \left\{ N_{jk}^n + f M_{jk}^n + 2 \cdot \Delta t \cdot d(x, y) \sqrt{(M_{jk}^n)^2 + (N_{jk}^n)^2} - a(x, y) (\eta_{j, k+1}^{n+1} - \eta_{j, k-1}^{n+1}) - I_N \right\} \quad \dots (13)$$

$$\eta_{jk}^{n+3} = \eta_{jk}^{n+1} + e(M_{j+1, k}^{n+2} - M_{j-1, k}^{n+2} + N_{j, k+1}^{n+2} - N_{j, k-1}^{n+2}) \quad \dots (14)$$

上式を用いた差分計算は、いわゆる Leap flog 法と呼ばれる陽解法によるものである。ここで

$$a(x, y) = g(h + \eta) \Delta t / \Delta s$$

$$d(x, y) = \rho \gamma^2 / (h + \eta)^2 \quad e = \Delta t / \Delta s$$

また、 I_M, I_N は(12),(13)式の左辺第二項の非線形項の差分形式でM, Nの正負により違った式となる。

(2) 対象海域への適用

計算領域は図-5に示すものとし、この間の地形を一辺3000mの正方形格子で近似分割した。水深、潮位、線流量を与える位置は、図-4に示すように水深 h 、潮位 η は格子中央の値を取り、その格子内では一定の値とし線流量M, Nは格子上で与えその線上では一定として用いる。

境界条件として、海岸線ではその法線方向の流れはないものとする。すなわち

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

外洋境界上では、時々刻々の潮位駆動を与えるものとする。すなわち、 a を潮汐の半振幅、 σ を朝夕振動の角速度とすると

$$\eta(t) = a \sin \sigma t$$

初期条件は

$$M = N = \eta = 0$$

数値計算の安定条件は

$$\Delta t < \frac{\Delta s}{\sqrt{2 g h_{max}}}$$

で与えられるので $\Delta t < 25.0 \text{sec}$ であれば良い。ここでは Δt を10secとし約900000secすなわち約20周期分(10日間)の計算を行ない、後半の定常状態となった時点の結果について考察する。

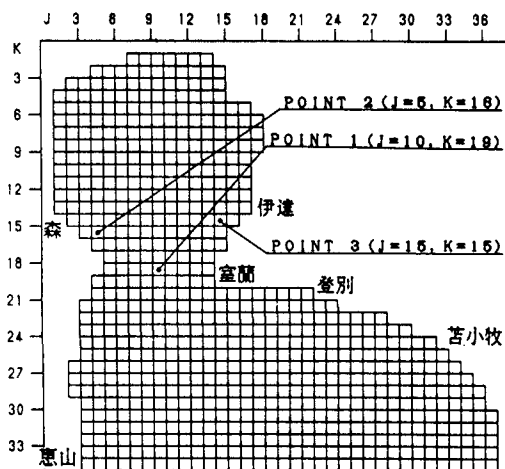


図-5 計算対象海域格子図

【4】結果と考察

図-6は湾口に相当する地点(図-3におけるNo52, 図-5におけるPOINT 1)での流速および潮位の周期的な変化を、実験によるものと数値計算によるものとに分けて表わしたものである。流速において実線はY方向、破線はX方向の変化を示す。Y方向の変化について、実験、計算のいずれにおいても潮位に対応した周期的な変化がみられる。X方向の変化については計算の方に周期性が見られるが、Y方向に比べて小さいものである。このことは、湾の入口が狭くあり流れが一方すなわちY方向にほぼ制約されるであろうということから解釈できる。また、計算の図においてY方向の値がピークの時X方向の値が0、X方向がピークの時Y方向が0となる傾向があるが、このことからY方向が0すなわち満・干潮時には苫小牧方面からのX方向の流れが1/4周期分位相がずれて生じると推定できる。

図-7は湾内室蘭付近の断面が広がった地点(図-3におけるNo92,図-5におけるPOINT 3)での変化を表わしたものである。図において、実験、計算のいずれもX方向の流れとY方向の流れがほぼ同位相で生じているが、これは地形に沿った流れを考えれば解釈できる。しかし、実験の場合には室蘭港の影響を無視できないために若干の渦が生じ、流れがやや乱れることが実験中に確認された。

図-8は、図-7の対岸にあたる砂原、森付近の地点(図-3におけるNo97,図-5におけるPOINT 2)での変化を表わしたものである。これは、図-7とは逆に実験、計算いずれの図においてもX方向、Y方向ともほぼ半周期ずれているすなわち逆位相の流れが生じているが、このことは図-7の場合と同様に地形から解釈できる。また、図-7の場合と同様に実験においては砂崎から森にかけての断面の急変による影響が強く流れに乱れが生じているようである。

図-9は、満潮時から干潮時に移行する時点、すなわち海水の湾内からの流出時

における流れの様子を実験と計算とに分けて表わしたものである。図において容易に流れの方向性を読みとることができ、特に湾口付近において一様な流れが生じている。また、砂原町・砂崎沿岸付近では湾口の他の地点に比べて流速が小さくなっているが、これは森から砂崎にかけての断面の急変により流れの一樣性が乱されていると思われる。

図-10は、干潮時から満潮時に移行する時点、すなわち海水の流入時における流れを表わしたものであるが、やはり図-9と同様に湾口付近において一様な流れが生じている。しかし、流出時に比べ流入時の場合には湾口から地球岬おきにかけて岬を回り込むような流れが目立つが(特に実験のほうで)、これは登別、白老

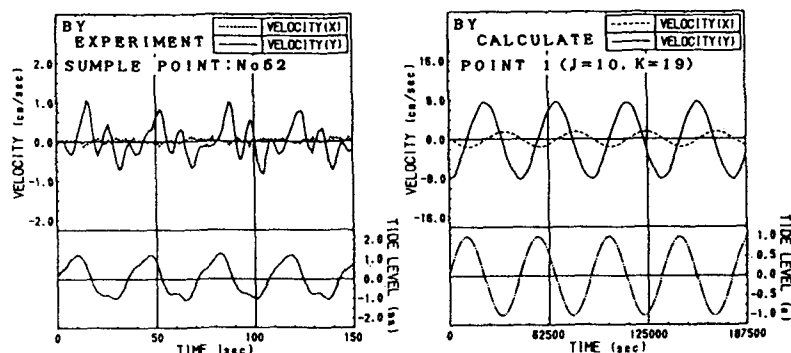


図-6 流速・潮位の周期的変化 (No 52, POINT 1)

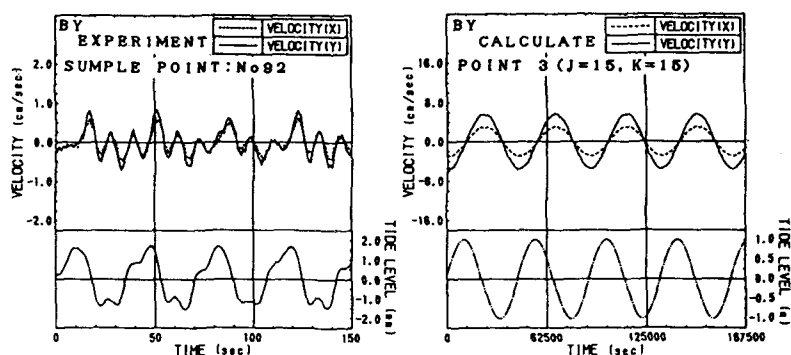


図-7 流速・潮位の周期的変化 (No 92, POINT 3)

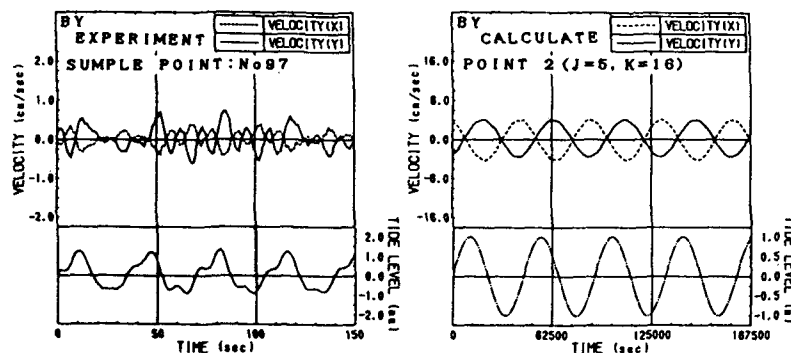


図-8 流速・潮位の周期的変化 (No 97, POINT 2)

方面から湾口に向かった海水が集中するような流れの影響を受けているものと思われる。また、地球岬を境にして噴火湾側の内浦と苦小牧側の外浦とで別々な潮流振動が生じている傾向が若干見られるようである。

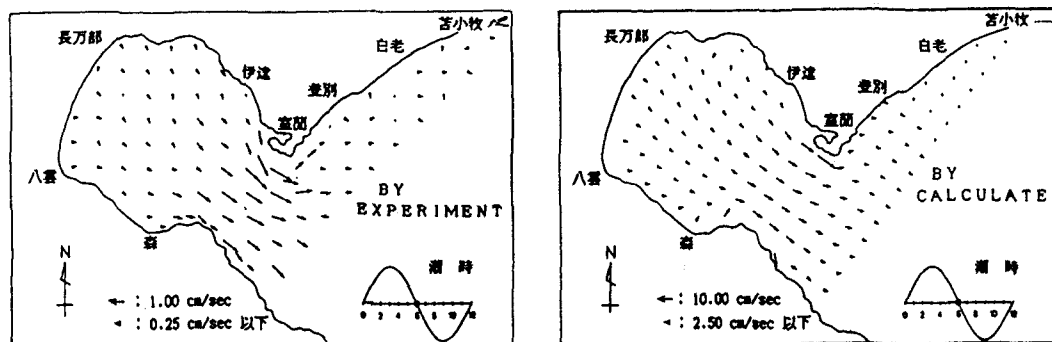


図-9 流出時における流れのベクトル (満潮時→干潮時)

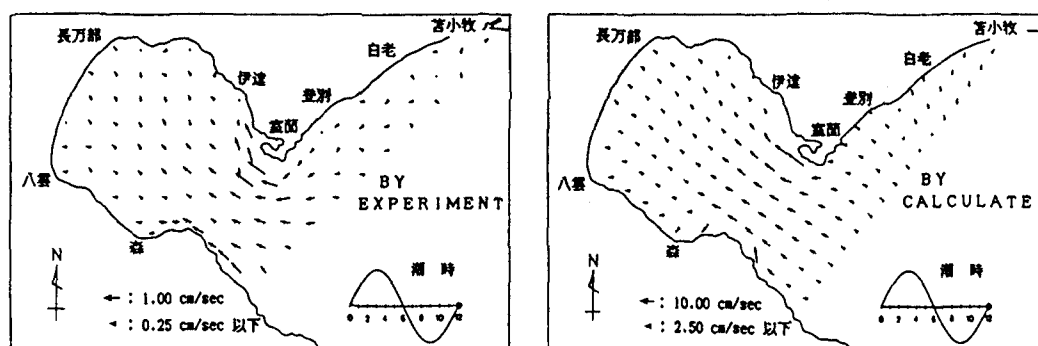


図-10 流入時における流れのベクトル (干潮時→満潮時)

【5】結び

噴火湾は、地球岬沿岸と砂崎沿岸とによる断面の急変部を有するその独特の形状が様々な水理現象に影響を及ぼし、潮汐も例外ではない。特に、流速の変化や乱れが人口の密集している沿岸域で顕著に現れていることから、これからの噴火湾沿岸域の発展にこれらが重要なつながりを持つであろう。今後は、これらの潮流のデータを基にして拡散問題を追求し水質汚濁対策の基礎としていくつもりである。

終わりに、本研究の数値計算は北大工学部 高橋 将 先生の「太平洋津波シミュレーション」プログラムを潮流用に改めて行ったことを記して謝意を表します。また、実験などの遂行にあたっては本学4年目の 吉田 敦 君の惜しめない協力があつたことを付記し感謝を致します。

《参考文献》

- 1) 近藤・竹田：『消波構造物』，森北出版，1983.
- 2) 高橋 将：石狩湾の津波と副振動，北海道大学工学部研究報告第130号，1986.
- 3) 矢野・佐藤：『拡散方程式入門』，公害研究対策センター，1978.
- 4) 大谷 清隆：噴火湾の物理環境，沿岸海洋研究ノート第19巻第1号，1981.
- 5) 近藤・米津：噴火湾の津波波高分布の推定，土木学会北海道支部論文報告集第45号，1989.