

〈論文〉

# 電子計算機에 의한 海溢을 予測하는 数值計算 Program 開發에 關한 研究

Study on Application Program Preparation of the High  
Tide Prediction for the Electronic Computer

金 治 弘\*

by Kim, Chi Hong

## ABSTRACT

It is very important thing that the high tide prediction along the sea-side before the typhoon landing.

In Korea, every year somewhere of the near sea-shore has been suffered much damages by the high tide during typhoon season, and the government has to spend much of the reserved budget to rescue and reconstruction the damaged facilities in the seas-shore area. In this point of view, as none of the high tide prediction program in Korea, the author aims to develop this kind of study, so that this application program may dedicate the concerned organizations such as Ministry of Construction, Commerce and Industry, and Agriculture Forestry and Fishery, etc.

Due to developed the software of high speed electronic computer in recently, the complicated numerical analysis can be solved very conveniently. So the author tries to prepare the high tide prediction program using the equation of motion and continuous in the fluid dynamics by the constant time and distance of the differentiation method. The input data for this program are the weather chart and depth data of the mattered bay, inner-sea or outer-sea.

This program has been applied on the Pohan inner harbor as a model and find out the program computation results is coincide with the observed values of "FRAN" typhoon in 1976 at the Pohang harbor.

## 要 旨

台風末襲前に 바다 沿岸에서의 海溢(高潮)을 豫測하는 것은 매우 重要한 일이다.

台風期에 韓國에서는 海溢被害를 어느 곳인가 每年 입고 있고 이로 因한 被害復旧를 爲해 政府에서는 莫大한 豫備費를 消費하고 있다. 우리나라에서는 아직 海溢 豫測 프로그램이 全無하므로 이 豫測 프로그램을 開發하므로써 建設部, 商工部, 農林部 등에 寄與할 수 있을것이다.

最近 高速電子計算機의 發展으로 複雜한 数值解析이 쉽게 할 수 있게 되었다. 그래서 著者は 流體力學에서의 運動 및 連統方程式의 定時差, 定距離의 差分化法을 써서 海溢豫測프로그램을 作成하였다. 入力資料로서는 天氣圖와 懸案地點의 外海, 內海의 水深만을 쓰게 했다.

1976年 후란台風時를 對象으로 하여 모델로서 浦項 內港에 本 프로그램을 適用한 結果 實測値와 거의 一致함을 알았다.

1. 0. 序 言

우리나라는 三面에 바다로 圍繞되고 있으며 高度經濟成長과 더불어 干拓地의 開發, 大單位臨海 工業地造成이 活潑히 進行되고 있는 이때 最近海溢로 인한 被害가 漸次 增加하고 있는 實情에 있다. 그러나 海溢高라든가 時時刻刻의 浸入되는 海溢來襲經路에 對하여는 現今까지도 實測值가 없고 다만 被害를 받은後 被害狀態만을 가지고 事後對策을 講究하는 形使에 있다. 이리하여 現實的으로 海溢을 當한後에 國庫에서 莫大한 災害復旧費를 支出하게 되는 現況을 勘案하여 조금이라도 이러한 不幸을 事前에 豫知할 수 있는 方法은 없을 것인가를 檢討하게 되었다.

國內에서는 波浪에 對한 統計的研究을 實施한 論文은 있으나 이와 같은 것을 取扱한 研究論文은 아직 없는것 같다. 隣近의 日本에서는 1959年 伊熱灣을 強打한 台風 5915 號의 解析을 始點으로 하여 活潑히 數值解析에 專念을 하고 있다. 그리하여 日本에서는 그以後 主要한 港灣이라든가 內海에서 海溢(高潮)의 解析을 電子計算機를 動員해서 實施하고 있어 日本의 各研究所에서는 優秀한 研究論文이 많이 發表되고 있다.

그래서 우리나라에서도 重要한 海岸에 對하여는 沿岸바다의 水深과 氣壓配置, 風速을 알면 伺時라도 또는 高潮의 來襲進路와 海溢高 또는 高潮를 豫測할 수 있는 汎用 Program을 開發하므로써 海岸防災의 一翼을 擔當하는 한편 貴重한 人命, 財産保護에 이바지 하고자 하는 것이다.

2. 0. 理論的 考察

2. 1. 1. 運動方程式과 連續의 式

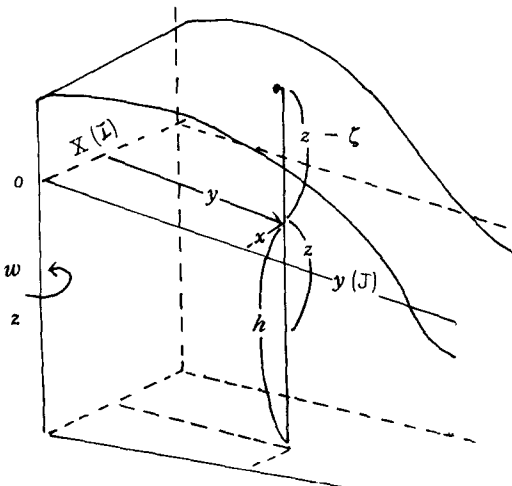


그림 1 座標系說明圖

地球를 包含한 靜上水面上的 0를 原點으로하고 이것으로부터 右方向回轉으로  $x, y$ 軸, 鉛直下方으로  $z$ 軸을 取한다. (Fig. 2) 이座標系는  $z$ 軸周圍에 Fig. 2에 表示한 方向의 角速度  $\omega$ 로 回轉하고 있다고 할때 이系內의 粘性流体에 對한 運動方程式은

$$\frac{DV}{Dt} + 2\omega \times V + \omega \times (\omega \times r) = K - \frac{1}{\rho_w} \text{grad } p^* + \frac{1}{3} \nu^* \text{grad div } V + \nu^* \Delta V \dots\dots\dots (2-1)$$

- 但,  $V$  : 流体의 速度 Vector 로서 그成分은  $u, v, w$
- $\omega$  : 座標系自身의 回轉 Vector 로서 그成分은  $(0, 0, \omega)$
- $r$  : 原點부터의 位置 Vector 로서 그成分은  $(x, y, z)$
- $K$  : 流体實質部分의 單位質量에 作用하는 外力으로서 그成分은  $(0, 0, g)$  ( $g$ : 重力加速度)
- $p^*$  :  $(x, y, z)$ 에 있어서의 壓力
- $\rho_w$  : 流体의 密度
- $\nu^*$  : 流体의 渦粘性係數

(2.1)式을 直接 풀다는것은 매우 困難하다. 그래서 이것을 다음과 같이 解釈하기로 하였다.

1. 非 壓縮性

지금 流体를 非壓縮性으로 한다. 그러면 다음의 2개로 된다.

$$\frac{DV}{Dt} + 2\omega \times V + \omega \times (\omega \times r) = K - \frac{1}{\rho_w} \text{grad } p^* + \nu^* \Delta V \dots\dots\dots (2-2)$$

$$\text{div } V = 0 \dots\dots\dots (2-3)$$

2. 非 線形項

(2-2)式에 있어서

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{\partial V}{\partial t} + V \text{grad } V \dots\dots\dots (2-4)$$

인데 이右邊의 第2項은 第1項의 加速度項에 比하여 적다고 해서 省略하는것이 普通인데 非線形項은 流速이 場所의으로 急變할 때에는 큰役割을 하므로 이를 考慮해 넣기로 한다면 計算 model上에는 若干 正確해질 것이다.

또한 非線形項의 다른 하나의 役割은 進行波의 變形에 있다. 지금 水深  $h$  (=一定)의  $y$ 方向으로 進水路에 對한 自由波의 非線形을 넣은 運動方程式은 後述(2-9)

式에서  $w = 0$ ,  $v^* = 0$ ,  $p = 0$  등과 같이 놓아

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \dots\dots\dots (2-5)$$

또 連結의 式은 (2-5) 式부터

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \{ (h + \zeta) u \}$$

또는 
$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial y} = - (h + \zeta) \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2-6)$$

境界条件으로서  $y = 0$  에서 万若에  $\zeta = a \cos \sigma t$   
 $\dots\dots\dots (2-7)$

라고 할수 있을때에는 逐次近似計算法으로 第 2 項까지 求해보면

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{ga}{c} \cos \sigma \left( t - \frac{y}{c} \right) \\ &\quad - \frac{1}{8} \frac{g^2 a^2}{c^2} \cos 2\sigma \left( t - \frac{y}{c} \right) \\ \zeta &= a \cos \sigma \left( t - \frac{y}{c} \right) - \frac{3}{4} \frac{g\sigma a^2}{c^3} \times \\ &\quad y \sin 2\sigma \left( t - \frac{y}{c} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots (2-8)$$

但  $c = \sqrt{gh}$

万若에 이번 case study 에서 採択한 浦項의 潮汐計算의 例이다. 挿入해보면

$$\begin{aligned} h &\doteq 2.6 \times 10^3 \text{ (cm)} \\ a &\doteq 1.95 \text{ (cm)} \quad (\text{浦項에 있어 } M_2 \text{ 와 } S_2 \text{ 의 半振幅의 合)} \\ \gamma &\doteq 2.309 \text{ (radian)} \quad (M_2 \text{ 潮 또는 } S_2 \text{ 潮의 角速度)} \end{aligned}$$

따라서

$$\begin{aligned} c &\doteq 1596.2 \text{ cm/sec} \\ a^3 &\doteq \frac{3}{4} \frac{g\sigma a^2}{c^2} = 1.58 \times 10^{-6} \end{aligned}$$

따라서 万若에 内海가 潮汐波에 依해 表示된다고 하고  $y = 10^7 \text{ cm}$ 에 該當하는 附近에서는

$$\begin{aligned} k &= \frac{y}{c} \doteq 104 \text{ min} \\ b &= a'y \doteq 15.8 \text{ cm} \end{aligned}$$

即 (2-8) 式의  $\zeta$  가 右邊第 1 項만이면  $y = 10^7 \text{ cm}$ 의 潮汐은 振幅을 그대로 있다해도 外海보다 104 分 늦게 된다는 이야기가 된다.

따라서 非線形項을 넣은 (2-1) 式은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad } \mathbf{V} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})$$

$$= \mathbf{K} - \frac{1}{\rho_w} \text{grad } p^* + \nu^* \Delta \mathbf{V} \dots\dots\dots (2-9)$$

### 3. 压力 勾配

(2.9) 式에 있어 流体가 重力만으로 平衡에 達한 狀態에서는

$$\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) = \mathbf{K} - \frac{1}{\rho_w} \text{grad } p^* \quad (2-10)$$

이 一般解는

$$\frac{p^*}{\rho_w} = \frac{w^2}{2} (x^2 + y^2) + gz + \text{const.}$$

또 이때의 自由表面  $z = -z_0$  에 따라서는 压力一定이므로

$$z_0 = \frac{w^2}{zg} (x^2 + y^2) \dots\dots\dots (2-11)$$

다음에 (2.9) 式의  $z$  成分에 関한 式을 보면 後出(2.51) 式부터

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} &\approx \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \approx \frac{\partial^2 M}{\partial t \partial x}, \\ \nu^* \Delta w &\approx \nu^* \Delta \frac{\partial \zeta}{\partial t} \approx \nu^* \frac{\partial^3 M}{\partial x^2 \partial t} \end{aligned}$$

이고 이 項은 다음節이 考察로부터  $g$ 에 比하여 大端히 적다.

따라서 
$$\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p^*}{\partial z} = g$$

여기서 外力作用時의 自由表面  $z = -(z_0 + \zeta)$  에 沿하는 压力(即氣压)을  $p(x, y, t)$ 로 하여 上式부터

$$\frac{1}{\rho_w} (p^* - p) = g (z + z_0 + \zeta)$$

또는 (2.6) 式부터

$$\frac{p^*}{\rho_w} = \frac{p}{\rho_w} + g (z + \zeta) + \frac{w^2}{2} (x^2 + y^2) \dots\dots\dots (2-12)$$

$$\left. \begin{aligned} \therefore \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p^*}{\partial x} &= \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + w^2 x + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p^*}{\partial y} &= \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} + w^2 y + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \end{aligned} \right\} (2-13)$$

따라서 (2.13) 式에 (2.9) 式을 쓰면  $x, y$  方向의 運動方程式은 各各

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ = 2wv - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu^* \Delta u \end{aligned} \quad (2-14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -2\omega u - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \nu^* \Delta v$$

4. 氣压 勾配

(2.4)式中的  $p$  에 後述의 (3.1)式을 쓰면

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{a}{r_0^2} T_x \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{a}{r_0^2} T_y \end{aligned} \right\} \quad (2-15)$$

여기서

$$\left. \begin{aligned} T_x &= [1 + (r/r_0)^2]^{-\frac{3}{2}} x \\ T_y &= [1 + (r/r_0)^2]^{-\frac{3}{2}} y \end{aligned} \right\} \quad (2-16)$$

5. Coriolis 項

$$f = 2\omega = 2\omega' \sin \phi \dots\dots\dots(2-17)$$

여기서  $\omega'$  는 地球自轉의 角速度,  $\phi$  는 座標原點의 緯度이다. 여기서는 浦項의 內港의 中央緯度  $36^{\circ}03'$  을 採用했다.

따라서  $f = 8.589 \times 10^{-5} \dots\dots\dots(2-18)$

$f$  는 이와같이 적으므로 一般으로 省略하고 있는데,  $x$  方向은 幅이 좁아서 運動이 없고  $y$  方向은 無限이고  $y$  方向으로 自由進行波가 있을때 自由表面의 變立  $\zeta$  는

$$\zeta = A \exp \left\{ -\frac{fx}{\sqrt{gh}} \right\} \cos \{ k(ct - y) + \epsilon \} \dots\dots\dots(2-19)$$

로 表示된다. 即 進行方向에 向하여 右岸의 振幅  $x$  의 左岸에서의 振幅은  $A \exp \left\{ -\frac{fx}{\sqrt{gh}} \right\}$  로 減少한다. 假令

$h = 30 \text{ m}, x = 40 \text{ km}$  이면

$$\exp \left\{ -\frac{fx}{\sqrt{gh}} \right\} = 0.835$$

이와같이 Coriolis 項은 相當한 影響이 있으므로 計算에 考慮하였다.

6. 渦粘性係數

여기 Model 로 採択한 浦項海域은 水平方向의 規模에 比하여 水深이 낮다. 따라서 鉛直方向의 渦粘性係數를  $\nu$  로하고 水平方向으로는 等方性을 假定해서 이것을  $L$  이라고 놓는다. 따라서

$$\left. \begin{aligned} \nu^* \Delta u &= \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + L \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \nu^* \Delta v &= \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + L \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2-19)$$

7. 運動 및 連續의 式

(2.14)式에 (2.15) 및 (2.20)을 쓰고 한편(2.3)을 그대로 採択해서 우리들이 求하는 運動方程式 및 連續의 式은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f v - g \frac{\partial s}{\partial x} - \frac{a}{\rho_w r_0^2} T_x + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + L \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f u - g \frac{\partial s}{\partial y} - \frac{a}{\rho_w r_0^2} T_y + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + L \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots(2-21)$$

8. 境界条件, 初期条件

沿岸 및 海底에 따라서

$$u = v = 0 \dots\dots\dots(2-22)$$

2. 1. 2. 基礎方程式

우리는 現在 流速의 鉛直分布에 關해서 充分한 知識을 갖고있지 않기 때문에 (2-21)式을 直接풀수가 없다. 그래서 外力作用時에 있어서 自由表面의 平均表面부터의 變位  $\zeta$  (鉛直上方을 +) 및 다음式으로 定義되는 流量成分

$$\left. \begin{aligned} M &= \int_{-\zeta}^h u dz = U(h + \zeta) \\ N &= \int_{-\zeta}^h v dz = V(h + \zeta) \end{aligned} \right\} \dots\dots(2-23)$$

을 써서 (2-21)式을 다시 表現한다. 여기서  $U, V$  는  $z$  에 關한 平均流速의 成分이다.

以下(2-21)의 各式을  $z$  에 關하여  $-\zeta$  로부터  $h$  까지 積分하는것을 생각한다. 但 平均値로서의 意味에서 다음과 같은것을 定義하였다.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial x} &\approx \frac{\partial F}{\partial y} \approx \frac{F}{\Delta s}, \quad \frac{\partial F}{\partial x^2} \approx \frac{\partial F}{\partial y^2} \approx \frac{F}{(\Delta s)^2}, \\ \frac{\partial F}{\partial z} &\approx \frac{F}{h}, \quad \frac{\partial F}{\partial t} \approx \frac{F}{\Delta t} \end{aligned} \right\} \dots\dots(2-24)$$

1. 運動方程式 左辺의 積分

$$\left. \begin{aligned} I_x &= \int_{-\zeta}^h \left( u \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz, \\ I_y &= \int_{-\zeta}^h \left( v \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) dz \end{aligned} \right\} \dots (2-25)$$

를 생각한다. 우선

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\zeta}^h u dz = \int_{-\zeta}^h \frac{\partial u}{\partial t} dz + u_s \frac{\partial \zeta}{\partial t}$$

로부터  $I_x$ 의 加速度項의 積分은

$$\int_{-\zeta}^h \frac{\partial u}{\partial t} dz = \frac{\partial M}{\partial t} - u_s \frac{\partial \zeta}{\partial t} \dots (2-25')$$

한편 連続의 式을 利用하면

$$\int_{-\zeta}^h w \frac{\partial u}{\partial z} dz = -w_s u_s + \int_{-\zeta}^h u \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz$$

이  $w_s$ 에 (2-47') 式을 應用하면  $I_x$ 의 非線形項의 積分은

$$\begin{aligned} \int_{-\zeta}^h \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz &= u_s \left( \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \\ &+ \int_{-\zeta}^h \left( \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} \right) dz \end{aligned}$$

$$\therefore I_x = \frac{\partial M}{\partial t} + u_s \left( u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) + \int_{-\zeta}^h \left( \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} \right) dz$$

같이하여

$$I_y = \frac{\partial N}{\partial t} + v_s \left( u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) + \int_{-\zeta}^h \left( \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} \right) dz \dots (2-26)$$

여기서 (2-24) 式을 利用하여 2項以下를  $\frac{\partial M}{\partial t}$ 와 比較해 본다.

우선  $u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} / \frac{\partial M}{\partial t} \approx \frac{U^2 \zeta}{\Delta s} / \frac{hU}{\Delta t} \approx \frac{U \zeta \Delta t}{h \Delta s} \approx 0.4 \times 10^{-3}$

한편  $u^2 = (U+u')^2 = U^2 + (U^2 \text{ 以下의 項})$

따라서  $U^2$  만을 생각하면

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\zeta}^h \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz &= \frac{\partial M}{\partial t} + (h+\zeta) \left( \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} \right) \\ \int_{-\zeta}^h \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) dz &= \frac{\partial N}{\partial t} + (h+\zeta) \left( \frac{\partial UV}{\partial x} + \frac{\partial V^2}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \dots (2-27)$$

2. 바람의 応力

$\nu$ 는  $z$ 에 無關係라고 假定하면

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\zeta}^h \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} dz &= \left[ \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{z=h} - \left[ \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{z=-\zeta} \\ \int_{-\zeta}^h \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} dz &= \left[ \nu \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{z=h} - \left[ \nu \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{z=-\zeta} \end{aligned} \right\} (2-28)$$

여기서  $\frac{1}{\rho_w} \tau_s^x = -\left[ \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{z=-\zeta}$ ,  $\frac{1}{\rho_w} \tau_s^y = -\left[ \nu \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{z=-\zeta}$

를 單位面積의 海面을 通하여 單位質量의 流体에 끼치는 바람應力의 成分으로서, 이것에 對해서는 風速의 自乘에 比例하는 다음의 式을 假定하였다.

$$\tau_s^x = \rho_a r^2 R, \dots (2-29)$$

$$\tau_s^y = \rho_a r^3 S, \dots$$

$$R = W_x \sqrt{W_x^2 + W_y^2}, \quad S = W_y \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \dots (2-30)$$

$$r^2 = 2.6 \times 10^{-3} \dots (2-31)$$

但  $\rho_a$ 는 空氣의 密度  $W_x, W_y$ 는 風速  $W$ 의 成分이다.

$r^2$ 의 값은 最近의 研究에 依하면 風速과 함께 增加한다는 結果가 얻어지고 있지만 여기서는 風速 6~20 m/s 程度의 바람에 對하여 式을 썼다.

3. 海底摩擦

(2-28)의 右邊에 나타나는 項

$$\frac{1}{\rho_w} \tau_b^x = \left[ \nu \frac{\partial u}{\partial z} \right]_{z=h}, \quad \frac{1}{\rho_w} \tau_b^y = \left[ \nu \frac{\partial v}{\partial z} \right]_{z=h}$$

는 單位面積의 海底面을 通하여 單位質量의 流体에 끼치는 海底應力의 成分으로서 이것은 바람應力以上으로 解析이 困難하다. 潮流의 경우와 같이 表面에서의 應力이 없는 경우에는

$$\left. \begin{aligned} \tau_b^x &= \rho_w \gamma_b^2 U \sqrt{U^2 + V^2} \\ \tau_b^y &= \rho_w \gamma_b^2 V \sqrt{U^2 + V^2} \\ r_b^2 &= 2.6 \times 10^{-3} \end{aligned} \right\} \dots (2-32)$$

가 成立된다고 되어 있다.

Yamada (山田)는  $x-z$ 面에서

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + u_1 z + u_2 z^2 \\ z=0, \text{ 에서 } -\nu \frac{\partial u}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_w} \tau_s \end{aligned} \right\} \dots (2-34)$$

$z=h$ 에서  $u=0$ 의 假定으로부터

$$\tau_b = -\rho_w \frac{3\nu}{h} U + \frac{1}{2} \tau_s \dots (2-35)$$

를 얻고 있다. 또 式은 아래와 같이 變形할 수 있다.

$$\tau_b = -\rho_w r_b^2 |U| U + \frac{1}{2} \tau_s \dots (2-36)$$

$$\left. \begin{aligned} r_b^2 &= \frac{3\nu}{h|U|} \\ \nu &= \frac{r_b^2}{3} h|U| \end{aligned} \right\} \dots (2-37)$$

여기서 万若  $r_b^2$  의 값으로서 (2-33) 式의 값을 쓰면  $h=27\text{ m}$ ,  $U=70\text{ cm/sec}$  로 부터  $\nu=182$  가 된다.

또 R.O.Reid 는 마찬가지로  $x-z$  面에서

$$\left. \begin{aligned} \tau_s &= \tau_b + (\tau_s - \tau_b) \frac{z}{h} \\ \tau_z &= L^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} \\ L &= \frac{k_0}{h} (z + z_1)(h - z + z_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-38)$$

但  $k_0=0.40$  으로서 Karman 의 常数,  $z_0$  는 海底粗度  $\ll h$ ,  $z_1$  은 海面下粗度  $\approx h/3000$  의 假定으로 부터  $W < 5.7 U$  에서  $\tau_b = -\rho_w r_b^2 |U|U + 5r_b \tau_s$

$$\tau_s = 0 \text{ 이면 } \tau_b = -\rho_w r_b^2 |U|U \dots\dots\dots (2-39)$$

$$\text{但 } z_b^2 = 0.214 \left(\frac{z_0}{h}\right)^6 \dots\dots\dots (2-40)$$

을 얻었다. 여기서  $z_0 = 2\text{ cm}$ ,  $h = 30\text{ m}$  라고 하면 (2-40) 式 부터  $r_b^2 = 0.0025$ , 또  $5r_b = 0.25$  가 된다.

以上の 結果로부터 海底摩擦의 一般式은

$$\left. \begin{aligned} \tau_x^b &= -\rho_w r_b^2 U \sqrt{U^2 + V^2} + k \tau_s^x \\ \tau_y^b &= -\rho_w r_b^2 V \sqrt{U^2 + V^2} + k \tau_s^y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-41)$$

이고  $r_b^2$  은 바람의 応力과 마찬가지로  $2.6 \times 10^{-3}$ ,  $k$  는  $0.25 \sim 0.5$  程度로 생각된다.

$$\text{또 } \sqrt{U^2 + V^2} = \frac{1}{(h + \zeta)} \sqrt{M^2 + N^2} = \frac{Q}{h + \zeta}$$

$$\text{但 } Q = \sqrt{M^2 + N^2}$$

따라서

$$U \sqrt{U^2 + V^2} = \frac{Q}{(h + \zeta)^2} M,$$

$$V \sqrt{U^2 + V^2} = \frac{Q}{(h + \zeta)^2} N$$

以上の 考察로부터 (2-28) 은 (2-29) 및 (2-41) 式을 써서

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\zeta}^h \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} dz &= (1+k) \frac{\rho_a \gamma^2}{\rho_w} R - \gamma^2 \frac{Q}{(h+\zeta)^2} M, \\ \int_{-\zeta}^h \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} dz &= (1+k) \frac{\rho_a \gamma^2}{\rho_w} S - \gamma^2 \frac{Q}{(h+\zeta)^2} N \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-42)$$

가 된다. 但  $k=0.25$ ,  $\gamma^2 = 2.6 \times 10^{-3}$  이다.

#### 4. 水平混合

다음(2-21) 式의 右邊에 나타나고 있는  $\nu$  와  $L$  의 項을 比較해 보자.  $L$  의 값은 現象規模의  $4/3$  乘에 比例한다는 亂流理論의 結果 및 海域에서  $L=10^6 \sim 10^7$

라는 結果를 參考로 하여

$$L = 2 \times 10^{-7} [\Delta s]^{\frac{3}{4}} \dots\dots\dots (2-43)$$

로 假定할 수 있다. 여기서  $\Delta s'$  는 流量點間의 距離에서  $\Delta s' = \Delta s / \sqrt{2}$  의 關係가 있다. 이것을 本計算의 Program에 適用하면

$$L = 1.3 \times 10^6 \dots\dots\dots (2-44)$$

가 된다. (2-37) 과 (2-43) 式부터

$$L \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} / \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 2 \times 10^{-2} [\Delta s']^{\frac{3}{4}},$$

$$\frac{U}{(\Delta s)^2} \sqrt{\frac{2.6 \times 10^{-3}}{3}} \cdot h U \frac{U}{h^2} = \frac{10h}{\Delta s'^{2/3}} = \frac{1}{U}$$

$$\therefore L \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} / \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \approx 10^{-2} \dots\dots\dots (2-45)$$

따라서  $\int_{-\zeta}^h L \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dz$  에 있어서 (2-25) 에 나오는 2 次의 量들은 考慮할 必要가 없다. 따라서

$$\int_{-\zeta}^h L \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dz = L \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\zeta}^h u dz - L \frac{\partial^2 M}{\partial x^2}$$

라고 쓸 수가 있다. 여기로부터

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\zeta}^h L \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dz &= L \left( \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right) \\ \int_{-\zeta}^h L \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) dz &= L \left( \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-46)$$

이 水平混合項은 (2-45) 式부터 아는 바와같이 後出의 基礎方程式 (2-52) 式中的 他項에 比하여 極히 적다. 따라서 第4章에서 記述하는 것처럼 數值計算의 過程에 있어서 는 이項을 除外하고 어느程度 計算이 進展된 後에 이效果를 넣게 한다. 그때의 計算式은

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} &= L \left( \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= L \left( \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-47)$$

로 주어진다. 이 物理的 뜻은 다음과 같다.

어떤 格子를 圍繞한 4 個의 格子點上에서는 流体가 完全히 静止하고 中心의 格子點에서 어떤 時刻에  $V$  의 速度를 갖고 運動하고 있고 그以後 全然 外力이 流体에 作用을 안한다고 하자. 그러면 얼마안가서  $V$  는 周圍의 摩擦(지금 海底摩擦은 생각하고 있지 않다) 에 依해 減衰 될 것이다. 이 比率이  $L$  로 表示되며 이것은 (2-43) 에 依해 이 模型의 크기에 關係하고 있는 것을 안다. (2-44) 의 값을 本計算 例에 쓰면 (2-47) 에 따라  $V$  의 값이 半으로 減衰하는데 要하는 時

間은 約 7 時間이다.

5. 連続式的 積分

$$\int_{-\zeta}^h \frac{\partial w}{\partial z} dz = -w_s$$

또 表面을 表示하는 式은

$$F(x, y, z, t) \equiv \zeta(x, y, t) + z \equiv 0$$

을 全微分하면

$$\frac{DF}{Dt} \equiv \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + w_s = 0 \quad \dots\dots\dots(2-47)$$

$$\therefore \int_{-\zeta}^h \frac{\partial w}{\partial z} dz = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (2-48)$$

한편  $\frac{\partial}{\partial x} \int_{-\zeta}^h u dz = \int_{-\zeta}^h \frac{\partial u}{\partial x} dz + u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x}$

이므로  $\int_{-\zeta}^h \frac{\partial u}{\partial x} dz = \frac{\partial M}{\partial x} - u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(2-49)$

마찬가지로  $\int_{-\zeta}^h \frac{\partial v}{\partial y} dz = \frac{\partial N}{\partial y} - v_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (2-50)$

(2-41), (2-42), (2-43)부터

$$\int_{-\zeta}^h \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dz = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \equiv 0 \quad (2-51)$$

6. 基礎方程式

(2-21)을 z에 關하여 -ζ로부터 h까지 積分한다. 이때 上述의 (2-23), (2-27), (2-47) 및 (2-51)을 써서 結局 우리들은 처음에 쓴 式(2-1)은 다음 形으로 歸着된다.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} &= fN - g(h + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \gamma^2 \frac{QM}{(h + \zeta)^2} \\ &\quad - (h + \zeta) \left( \frac{\partial L^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} \right) - \frac{10^3}{\rho_w r_0^2} a(h + \zeta) T_x \\ &\quad + \frac{1+k}{\rho_w} \rho_a r^2 R + L \left( \frac{\partial M^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= -fM - g(h + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \gamma^2 \frac{QN}{(h + \zeta)} \\ &\quad - (h + \zeta) \left( \frac{\partial UV}{\partial y} + \frac{\partial V^2}{\partial y} \right) - \frac{10^3}{\rho_w r_0^2} a(h + \zeta) T_y \\ &\quad + \frac{1+k}{\rho_w} \rho_a r^2 S + L \left( \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= - \left( \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2-52)$$

이것이 海溢(高潮)의 數值計算에 쓰이는 基礎方程式이

고 實際의 演算形에 對해서는 第 4 章에서 記述하기로 한다.

2·3 境界條件

基礎方程式에 附隨하여 一般의 으로 成立하는 境界條件은 (2-53)부터 沿岸에서는

$$M = N = 0 \quad \dots\dots\dots(2-53)$$

이 된다.

3·0. 氣象條件

3·1. 計算의 對象이된 台風

計算의 對象이된 台風은 附錄 3의 異常波浪 觀測台帳中에서 1976年 9月 11~15日까지의 것을 採択하였다. 그 當時의 氣象概況을 略述하면 다음과 같다.

北上中이던 第 7 号台風 "Fran"은 12日 3時頃에는 中心示度 935mb로 台灣東方 300 mile 海上에 位置한 後 繼續北上하면서 勢力이 強化되어 970mb로 日本九州地方을 強打, 13日 15時에는 東海南部 海上으로 進出하면서 勢力이 多少 弱화되어 13日 21時에는 東海中部海上에 位置했다. 그 後 北北東進하면서 더욱 弱화되어 14日 3時頃에는 前線을 同伴한 低氣圧으로 된 後 東海北部海上을 걸쳐 日本北海 置西部海上으로 빠져나갔다.

台風의 影響으로 우리나라는 全國의 으로 비가 내렸으며, 5~18 m/sec의 強風이 불었다. 台風은 東海岸에서는 N-NW風이 優勢했으며 이 期間中 浦項에는 日最大風이 13日의 N23.3 m/sec를 最大로 5~23 m/sec의 바람이 불었고 울릉도에는 NE風이 20.7 m/sec까지 나타났다. 現地觀測所에서는 N風이 最大 17 m/sec까지 觀測되었다.

그런데 이와같은 海溢計算上의 台風model은 여러가지 생각되는데 氣象條件을 附与하는 技術上으로 말하자면 model은 問題海域에 어떠한 氣圧이든가 바람을 附与하는가에서 決定된다.

現實의 段階로서는 基礎方程式의 뜻도 重要하지만 지금까지 얻어진 方程式을 海溢豫報라는 緊急한 問題를 푸는데 活用됨이 要請되고 있다. 이때문에 各台風의 徑路, 中心氣圧, 暴風半徑 豫想하고 이를 要素로 부터 各台風을 模型化하여 問題 海城全面에 걸쳐 氣圧이든가 바람의 分布를 豫想하여야 한다.

3·2. 氣圧 賦与方法

日本の Fijita(藤田)의 式을 써서 台風域内の 氣壓을 表示하기로 하였다. 즉

$$p = p_{\infty} - \frac{a}{\sqrt{1 + (\frac{r}{r_0})^2}} \dots\dots\dots (3-1)$$

여기서 p는 台風域內的 어떤點에서의 氣壓(mb), p<sub>∞</sub>는 台風域外에서의 氣壓(mb), r은 台風中心부터 當該地點까지의 距離(km), r<sub>0</sub>은 台風の 規模를 表示하는 어떤 要素(km)이다. 이들의 常數는 台風에 依해 다른것은 勿論이지만 各台風の 勢力의 消長과 密接히 關係하고 따라서 時間의 函數라고 하지 않으면 안되는데 이것은 台風 推移를 豫想하는데 있어서 現實的이 아니다.

따라서 우리는 먼저 台風通過時의 沿岸各觀測所에 있어서의 氣壓을 알아야 되는데 實測值가 없어 (3-1) 式에서 推定하기로 하였다.

3·3. 바람 附与方法

台風域內的 바람의 分布는 氣壓分布보다 더욱 複雜해서 計算域內 全域에 걸친 風系를 豫想하는것은 아주 困難한 問題이다. 여기서는 台風域內的 바람은 以下記述하는것처럼 一般流와 中心對稱風의 두개로부터 成立한다고 假定했다.

1. 一般流

이것은 台風の 運動方向에 平行한 風向을 갖고 台風中心부터의 距離와 함께 指數函數의으로 減少하는 風速을 갖는 바람이다. 따라서 一般流의 風速下의 成分 F<sub>x</sub>, F<sub>y</sub>는 다음式으로 주어진다.

$$\left. \begin{aligned} F_x &= C_1 V_x \exp(-\frac{r}{5 \times 10^7} \pi) \\ F_y &= C_1 V_y \exp(-\frac{r}{5 \times 10^7} \pi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3-2)$$

여기서 C<sub>1</sub>는 常數, V<sub>x</sub>, V<sub>y</sub>는 台風の 移動速度의 成分, r은 台風中心부터의 距離이다. (3-2)式에서는 r = 500 km의 地點에서의 一般流의 風速은 台風中心에 있어 一般風速의 e<sup>-π</sup>倍가 된다고 假定하고 있다.

2. 中心對稱風

이것은 傾度風에 比例한 風速을 갖고 그方向은 等壓線에 對하여 30°의 角을 이루고 內側으로 기울어지는 바람이다. 傾度風의 風速G는 台風の 渦運動에 依한 求心力  $\frac{G^2}{r}$ , 地球自轉에 依한 偏向力 fG 및 氣壓 傾勾配  $\frac{dp}{dr}$ 가 摩擦없이 均衡하고 있는 條件은

$$\rho_a \frac{G^2}{r} + \rho_a fG = \frac{dp}{dr} \dots\dots\dots (3-3)$$

로부터 求해진다. 여기서 f = 2w sin ϕ, w는 地球自轉의 角速度 ϕ는 計算地點의 緯度이다. ρ<sub>a</sub>는 空氣의 密度를 表示한다.

(3-3) 式에서 2次以下의 項을 省略하여 G는 다음과 같이 된다.

$$G = \sqrt{\frac{r}{\rho_a} \frac{dp}{dr}} - \frac{f}{2} r \dots\dots\dots (3-4)$$

여기서 p로서 (3-1) 式을 쓰면

$$\frac{dp}{dr} = \frac{a'r}{r_0^2} [1 + (\frac{r}{r_0})^2]^{-\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (3-5)$$

$$\text{이므로 } G = \sqrt{\frac{a'r}{\rho_a r_0}} Z - \frac{f}{2} r \dots\dots\dots (3-6)$$

이 된다. 여기서 a'는 絕對單位로서 a' = 10<sup>3</sup>, a(a: mb) 이므로

$$G = \left[ \sqrt{\frac{10^3}{\rho_a}} \frac{1}{r_0} Z^{\frac{3}{2}} - \frac{f}{2} a^{-\frac{1}{2}} \right] a^{\frac{1}{2}} r \dots\dots\dots (3-7)$$

$$Z = [1 + (\frac{r}{r_0})^2]^{-\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (3-8)$$

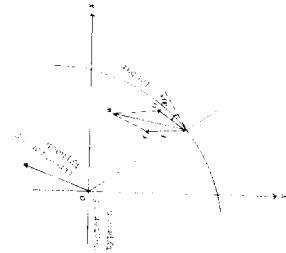


그림 3-2 台風域內的 風系模型圖

또 座標軸을 Fig. 3-1과 같이 取할때 中心對稱風의 成分 G<sub>x</sub>, G<sub>y</sub>는 다음과 같이 된다.

$$\left. \begin{aligned} G_x &= -\frac{C_2 G}{r} (0.500x - 0.8666y) \\ G_y &= -\frac{C_2 G}{r} (0.8666x + 0.500y) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3-9)$$

여기서 C<sub>2</sub>는 常數이고 本計算에서는 0.6을 採用하였다. 또 x, y는 r의 成分이다.

結局 (3-2), (3-7) 및 (3-9)로부터 台風域內的 바람의 成分 W<sub>x</sub>, W<sub>y</sub>는 다음式으로 주어진다.

$$\left. \begin{aligned} W_x &= C_1 V_x \exp(-\frac{r\pi}{5 \times 10^7}) - \left[ C_2 \sqrt{\frac{10^3}{\rho_a} \frac{1}{r_0}} Z^{\frac{3}{2}} \right. \\ &\quad \left. - C_2 \frac{f}{2} a^{-\frac{1}{2}} \right] a^{\frac{1}{2}} \times (0.500x - 0.866y) \\ W_y &= C_1 V_y \exp(-\frac{r\pi}{5 \times 10^7}) - \left[ C_2 \sqrt{\frac{10^3}{\rho_a} \frac{1}{r_0}} Z^{\frac{3}{2}} \right. \\ &\quad \left. - C_2 \frac{f}{2} a^{-\frac{1}{2}} \right] a^{\frac{1}{2}} \times (0.866x + 0.500y) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3-10)$$

< 다음호에 계속 >