

論 文

大韓造船學會誌
第18卷 第3號 1981年 9月
Journal of the Society of
Naval Architects of Korea
Vol. 18, No.3 September 1981

集中特異點分布法을 이용한 線型自由表面問題의 解析

姜 昌 求* · 梁 承 一* · 李 昶 燮*

Solution of the Linear Free Surface Problem by a Discrete Singularity Method

Chang Gu Kang* · Seung Il Yang* · Chang Sup Lee*

Abstract

In this paper, it is demonstrated that, with the distribution of lowest order concentrated (discrete) singularities of delta function nature, the solution to the linear free surface problem can be obtained with a remarkable degree of accuracy. The linearized boundary value problem is formulated subject to boundary conditions for the determination of strengths of singularities; the simple sources above (not on) the free surface and the vortices on the body surface. Three sample calculations were performed; the flow about a submerged vortex of known strength, the flow past a submerged circular cylinder, and the flow around a hydrofoil section. The convergence of the numerical procedure is achieved with a relatively small number of elements. The final results are compared with those of the published works, and are considered very satisfactory.

記 號

a : 圓筒의 半徑이나 特性長
 c : 水中翼斷面의 코오드(chord)
 C_R : 抵抗係數, $R/\rho g \pi a^2$, 단 水中翼의 경우는
 $R/\frac{\rho}{2} U^2 c$
 C_L : 揚力係數, $L/\rho g \pi a^2$, 단 水中翼의 경우는
 $L/\frac{\rho}{2} U^2 c$
 d : 物體나 볼텍스(vortex)의 沒水
 \vec{F} : 深物體에 作用하는 힘벡터
 F_a : a 에 의한 Froude數,
 F_d : 沒水深 Froude數
 I : 自由表面 높이의 自乘의 合
 L : 揚力
 ii : 物體속으로 向한 法線 單位벡터
 $ii_{1/2}$: 翼 뒷 날에서 2等分線(bisector)에 대한 法線單
 位벡터
 N_{1s} : 1區當 最少自乘法이 適用되는 點의 數
 N_s : 自由表面 위에 分布된 湧出點(source)의 數
 N_v : 物體表面에 分布된 vortex의 數

$N_{v,p}$: 最少自乘法이 適用되는 區間數
 N_λ : 1波長當 湧出點의 數
 p : 壓力
 Q, q : 湧出點의 세기
 R : 抵抗
 U : 無限遠方의 上流에서의 均一流速
 u, v : 교란速度
 \vec{V} : 全速度벡터
 x, y : 下流方向을 陽의 x , 上方을 陽의
 y 로 擘하는 座標系
 x_1 : 上流 境界의 x 座標
 Δx : 湧出點 사이의 거리
 Δy : $y=0$ 에서 湧出點까지의 거리
 λ : 波長
 Γ, γ : 보오텍스 세기
 η : 自由表面 높이
 ϕ : 速度포텐셜

1. 序 言

自由水面이 存在하는 流體力學 문제를 解析하는 데

接受日字: 1981年 9月 1日

* 正會員, 韓國機械研究所 大德船舶分所

있어서 Green函數 方法이 다른 方法보다 보편화되고 있는데, 그 까닭은 이 방법이 船體와 같이 複雜한 형상을 갖는 物體주위의 流動을 解析하기에 적합하기 때문이다.

高速컴퓨터의 발달과 더불어 特異點(singularity)의 連續分布(piecewise continuous distribution)와 같은 높은 次數의 方程式에 대한 解析技法을 開發하는데 많은 노력이 경주되어 왔다. 반면에 本報에서는 delta函數의 特性을 갖는 가장 낮은 次數의 集中特異點(discrete concentrated singularity)의 分布로도 같은 정도의 正確性을 갖는 解를 구할 수 있다는 것을 보여준다.

特異點의 세기를 결정하기 위해서 自由表面에서 線型化된 境界條件이 사용되고, 物體表面에서 正確한 境界條件이 사용된다. 自由表面境界條件은 Webster [1]와 비슷한 方法으로 自由表面에서 떨어진 自由表面위에 集中湧出點(source)를 분포시키므로써 만족되었고 不透透性(impemeability)의 物體境界條件은 物體의 表面에 分布된 보오텍스(vortex)의 세기를 決定하는데 사용된다. 本報에서는 3가지의 경우 1既知의 세기를 갖는 1點沒水보오텍스, 沒水圓筒 및 水中翼(hydrofoil) 斷面一의 流動에 대한 數值計算이 수행된다.

여기서는 無限水深의 경우만 고려되었으나 有限水深의 경우로 확장하는 것은 많은 計算時間의 增加없이도 가능할 것이다.

數值計算에서 1波長當 5개의 湧出點分布로서의 10% 誤差밖에 없어 相對的으로 적은 個數의 特異點分布로서도 收斂이 可能하다. 計算時間(CPU)은 mini-computer PDP 11/70으로 단 10~20초 정도밖에 안되어서 다른 方法들에서 소요되는 計算時間에 비해서 거의 무시할 수 있을 정도이다. 이는 아주 적은 비용으로도 완전 3次元문제를 쉽게 시도할 수 있는 長點이 된다. 또한, 이 방법은 부분적으로 캐비테이션이 발생하는 水中翼문제로 확장될 수 있을 것이다.

自由表面의 모양을 만들기 위해서 Dawson [2]이 사용한 特定次數를 갖는 finite difference operator와는 달리 간단한 2點 積分公式으로도 충분히 좋은 결과를 얻을 수 있음을 확인하였다. 수치계산의 最終結果는 von Kerczek and Salvesen [3,4], Dawson [2], Havlock [5,6]등과 비교되었는데 아주 만족할 만하다.

2. 數學模型

2.1. 基本假定

Fig. 1과 같이 自由表面下에 沒水되어 있는 임의의

2次元物體를 취급한다. 이 物體를 둘러싸고 있는 流體는 非粘性, 非壓縮性, 非回轉性을 갖는다고 가정한다. 그리고 本報에서는 無限水深定常狀態의 경우로 국한하여 自由表面下에 沒水되어 있는 임의의 物體에 대한 流體力學 문제를 다루기로 한다.

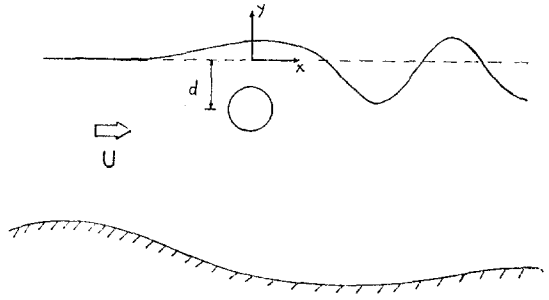


Fig. 1.

2.2. 境界值問題

前節에서 언급한 假定들에 의해 流體의 連續方程式은 다음과 같다.

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad \text{in fluid region} \quad (1)$$

여기서, \vec{V} 는 全速度벡터이다.

式(1)을 풀기 위한 境界條件들은 自由表面條件, 物體境界條件, 上流條件(upstream condition), 下流條件(downstream condition, radiation condition), Kutta條件이 있으며 다음에서 각각을 검토하기로 한다.

(가) 自由表面條件

Bernoulli方程式으로부터 自由表面에서의 dynamic condition은 다음式으로 주어진다.

$$g\eta + \frac{1}{2} \{ (U + \phi_x)^2 + \phi_y^2 - U^2 \} = 0 \quad \text{on the free surface} \quad (2)$$

여기서, g 는 重力加速度, η 는 自由表面의 變位, U 는 無限上流(infinite upstream)에서의 均一한 一定速度이다.

式(2)는 非線型方程式이다. 波長에 비해 波高가 아주 작다고 假定하여 이 式을 線型化하면 다음과 같이 쓸 수 있다

$$g\eta + U\phi_x = 0 \quad \text{on } y=0 \quad (3)$$

自由表面에서의 kinematic condition은 다음 式으로 주어진다.

$$\frac{D}{Dt} (y - \eta) = 0 \quad \text{on the free surface} \quad (4)$$

이 式을 위에서의 같이 線型化하여 다시쓰면,

$$\phi_y - U\eta_x = 0 \quad \text{on } y=0 \quad (5)$$

式(3)과 式(5)로부터 線型自由表面 條件이 구해진다.

$$\phi_{xx} + \nu\phi_y = 0 \quad \text{on } y=0 \quad (6)$$

여기서, $\nu = -\frac{g}{U^2}$ 이다.

(나) 物體 境界條件

物體境界條件은 物體表面에서 流體粒子가 物體로 浸透할 수 없다는 것이다. 즉,

$$\vec{n} \cdot \vec{V} = 0 \quad \text{on the body} \quad (7)$$

(다) 上流(upstream)條件

上流條件은 無限遠方의 上流에서 교란속도가 없다는 것이다. 즉,

$$\int^x (u^2 + v^2) d\xi \rightarrow 0 \quad (8)$$

(라) 下流(downstream)條件

下流에서 放射條件(radiation)을 만족해야 한다. 局部교란이 사라진 후에는 自由表面 위의 湧出點들의 세기를 波長마다 반복시킴으로써 이를 만족시킬 수 있다. 즉,

$$q(x) = g(x - \lambda) \quad (9)$$

여기서, λ 는 重力波의 波長, q 는 自由表面 위에 分布되어 있는 湧出點의 세기이다.

(마) Kutta條件

날카로운 뒷날(trailing edge)이 없는 物體는 全循環(circulation)이 없고, 날카로운 뒷날이 있는 水中翼과 같은 物體는 뒷날에서 流體의 速度가 有限하다는 條件이다.

$$\oint \vec{V} \cdot d\vec{s} = 0 \quad \text{for the body without a sharp trailing edge} \quad (10)$$

$$\vec{V} \cdot \vec{n}_{t,e} = 0 \quad \text{at the sharp trailing edge} \quad (11)$$

여기서, $\vec{n}_{t,e}$ 는 뒷날에서의 2등분선(bisector)에 직각인 단위벡터이다.

2.3. 特異點 分布

§2.2에서 형성된 境界值問題를 解析하는데 있어서 여러가지 方法이 존재하지만 本報에서는 Laplace方程式(1)의 解중에서 간단한 湧出點과 보오텍스를 擇하였다. 이 2가지의 特異點 중에서 湧出點은 주로 自由表面을 표시하고 보오텍스는 주로 物體를 표시하는데 사용된다. 그렇지만, 湧出點과 보오텍스의 세기는 自由表面條件, 上流·下流條件, 物體境界條件, Kutta條件 등에 의해서 서로 聯成되어 同時에 결정된다.

이 特異點들의 세기를 결정하기 위하여 連續分布된 特異點을 集中特異點으로 代置한다. 이 特異點들이 制御點에서 境界條件을 만족하도록 함으로써 線型聯立方程式을 얻게 되며, 이 聯立方程式을 풀면 特異點들의 세기를 구하게 된다

3. 解析方法

3.1. 特異點分布方法

特異點分布法은 船舶流體力學의 포텐셜 流動을 解析하는 方法중에서 가장 유용한 方法이라 할 수 있다. 이 方法은 高速컴퓨터의 登場과 함께 船舶과 같이 복잡한 기하학적인 形狀을 갖는 物體주위의 流動을 解析하는데 많은 공헌을 해왔다.

本報에서는 特異點을 自由表面위와 物體表面에 分布시켰다. 自由表面위에는 湧出點(source)를 分布했으며 物體表面에는 보오텍스를 分布했다. 대부분 다른 方法에서는 特異點을 連續分布로 하지만 本報에서는 特異點의 連續分布를 delta函數와 같은 特性을 갖는 集中特異點(concentrated discrete singularity)으로 대치했다. 이는 連續分布를 함으로써 발생하는 문제해석의 복잡도와 計算時間의 急増과 같은 문제점들을 해결해 준다.

分布된 集中特異點과 制御點(control point)사이의 關係는 Fig. 2에서 보여지고 있다. Fig. 2에서 보는바와 같이 特異點들은 制御點의 中間에 놓여있으며 自由表面위에 分布된 特異點들의 간격은 Δx 이고, 교란되지 않은 自由表面으로부터 거리는 Δy 이다. 物體表面에 分布된 特異點과 制御點은 圓筒의 경우 一定한 角으로 나누어 位置를 결정했고 水中翼斷面의 경우 다음식과 같이 circle transformation에 의해서 位置를 決定했다. (Fig. 3)

$$\frac{x_i}{c} = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{i\pi}{N_v} \right) \quad \text{for } i=1, \dots, N_v \quad (12)$$

여기서, N_v 는 集中보오텍스의 數, c 는 코오드(chord) 길이이며, i 는 날개 뒷날에서부터 시계반대 방향으로 증가된다.

3.2. 自由表面條件

線型自由表面條件은 式(6)으로부터

$$\phi_{xx} + \nu\phi_y = 0$$

이다. 이 式을 擾亂速度(perturbation velocity)로 바꾸어 쓰면,

$$U_x + \nu v = 0 \quad (13)$$

윗식은 1次微分値를 포함하고 있다. 미분에 따른 數值解析上의 어려운 점과 큰 誤差를 방지하기 위해서 式(13)의 양변을 적분한다.

$$u + \nu \int^x v d\xi = 0 \quad \text{at } y=0 \quad (14)$$

式(14)를 無次元化하여 다시 쓰면,

$$F^2 u' + \int^x v' d\xi' = 0 \quad (15)$$

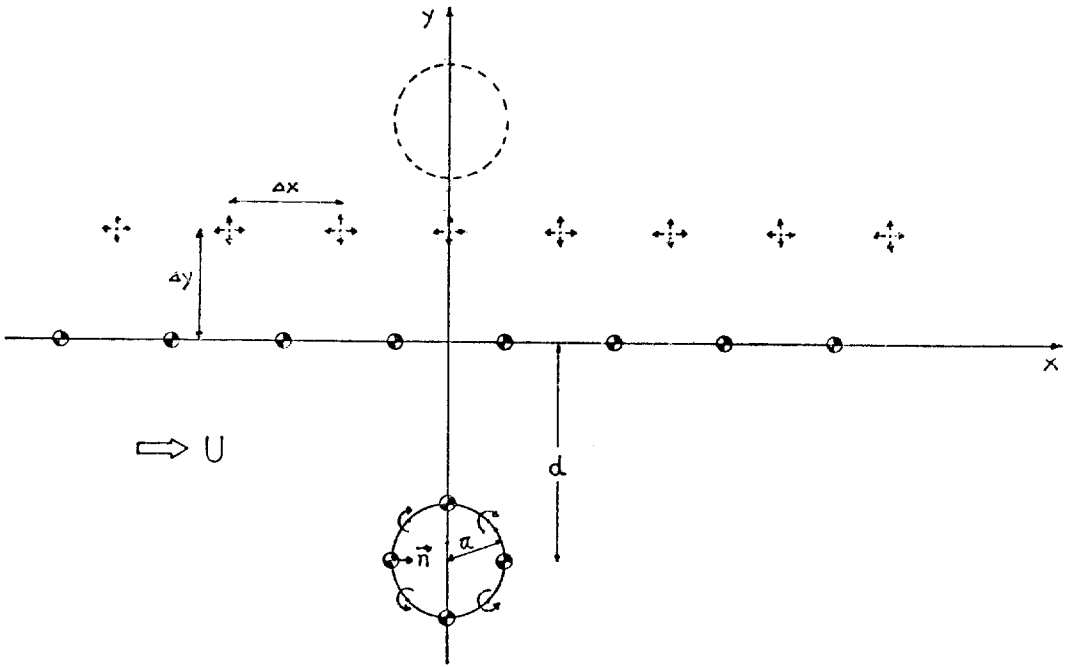


Fig. 2.

에서의 速度로 바꾸어 쓰면 다음과 같이 된다. 이 메
式(15)중에서 積分項은 點積分式을 사용했다.

$$\begin{aligned}
 & F_a^s \left(\sum_{j=1}^{N_s} Q_j U_{ij}^s + \sum_{j=1}^{N_o} \Gamma_j U_{ij}^s \right) \\
 & + \frac{\Delta x}{2} \sum_{i=1}^i \left\{ \sum_{j=1}^{N_s} Q_j (V_{ij}^s + V_{i-1,j}^s) \right. \\
 & \left. + \sum_{j=1}^{N_o} \Gamma_j (V_{ij}^s + V_{i-1,j}^s) \right\} = 0 \\
 & \text{for } i = N_{sp} + 1, \dots, N_s \tag{16}
 \end{aligned}$$

여기서

$$\begin{aligned}
 U_{ij}^s &= \frac{1}{2\pi} \frac{x_i - x_j}{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \\
 V_{ij}^s &= \frac{1}{2\pi} \frac{y_i - y_j}{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \\
 U_{ij}^o &= -\frac{1}{2\pi} \frac{y_i - y_j}{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \\
 V_{ij}^o &= \frac{1}{2\pi} \frac{x_i - x_j}{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \tag{17}
 \end{aligned}$$

3.3. 上流條件

無限遠方의 上流에서는 교란이 없기 때문에 波가 發
生하지 않는다. 그렇지만 數值解析上 無限遠方의 上流
까지 境界를 연장할 수 없기 때문에 物體로부터 一定
한 거리만큼 떨어진 上流에서 교란이 없다는 條件을

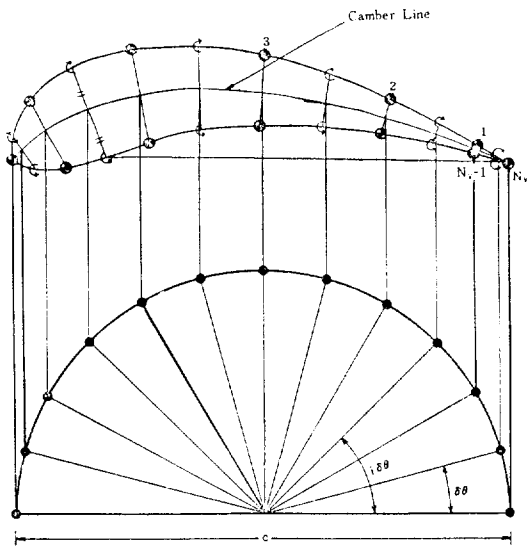


Fig. 3. Circular transformation for pivotal point distribution about a 2-D hydrofoil.

여기서,

$$u' = u/U, x' = x/a, F_a = U/\sqrt{ga}$$

앞으로는 無次元을 나타내는 1를 생략하기로 한다. 式
(15)를 集中湧出點이나 보오텍스에 의한 制御點(x_i, y_i)

부여한다. 本報에서는 自由表面 높이를 最少自乘(least square)의 전지에서 最少化하는 方法을 써서, 즉 $N_{u,p}$ 개의 구간에 걸쳐 매구간당 N_{is} 개의 점에서 각기 계산된 自由表面높이에 最少自乘法을 적용하여 만족시켰다

$$I = \sum_{i=1}^{N_{is} \cdot N_{u,p} + 1} \left[\left(F_a^2 \left(\sum_{j=1}^{N_{is}} Q_j U_{ij}^s + \sum_{j=1}^{N_u} \Gamma_j U_{ij}^g \right) \right)^2 + \left\{ -\frac{4x}{2} \sum_{k=1}^i \sum_{j=1}^{N_{is}} Q_j (V_{kj}^s + V_{k-1,j}^s) + \frac{4x}{2} \sum_{k=1}^i \sum_{j=1}^{N_u} \Gamma_j (V_{kj}^g + V_{k-1,j}^g) \right\}^2 \right] \quad (18)$$

I 를 極少化하기 위해서 Q_j 로 편미분하여, $-\frac{\partial I}{\partial \theta_i}$ 을 零

으로 놓으면 다음과 같은 線型方程式을 얻는다.

$$\frac{\partial I}{\partial \theta_i} = \sum_{j=1}^{N_{is}} Q_j \sum_{i=1}^{N_{is} \cdot N_{u,p} + 1} \left\{ F_a^2 U_{ij}^s F_a^2 U_{ij}^s + \frac{4x}{2} \sum_{k=1}^i (V_{ki}^s + V_{k-1,i}^s) \cdot \frac{4x}{2} \sum_{k=1}^i (V_{ki}^s + V_{k-1,i}^s) \right\} + \sum_{j=1}^{N_u} \Gamma_j \sum_{i=1}^{N_{is} \cdot N_{u,p} + 1} \left\{ F_a^2 U_{ij}^g F_a^2 U_{ij}^g + \frac{4x}{2} \sum_{k=1}^i (V_{ki}^g + V_{k-1,i}^g) \cdot \frac{4x}{2} \sum_{k=1}^i (V_{ki}^g + V_{k-1,i}^g) \right\} = 0 \quad \text{for } i=1, \dots, N_{u,p} \quad (19)$$

3.4. 下流條件

下流에서 自由表面條件만 적용될 경우 마지막 湧出點의 세기의 決定이 不安定하게 된다. 이러한 不安定性을 없애기 위해서 局部교란이 거의 사라졌다고 판단되는 下流에서 式 (9)를 만족시키면 된다. 卽,

$$Q_j = Q_j + N_{\lambda} = Q_j + 2N_{\lambda} = \dots \quad \text{for } N_s - N_{\lambda} + 1 \leq j \leq N_s \quad (20)$$

3.5. 物體 境界條件

物體表面에서는 kinematic 境界條件 $\vec{V} \cdot \vec{n} = 0$ 이 만족되어야 한다.

$$\sum_{j=1}^{N_s} Q_j (U_{ij}^s n_x + V_{ij}^s n_y) + \sum_{j=1}^{N_u} \Gamma_j (U_{ij}^g n_x + V_{ij}^g n_y) = -n_x \quad \text{for } i=1, \dots, N_u \quad (21)$$

그런데, 物體表面에 보오텍스를 分布시킬 경우 보오텍스에 의해서 誘導된 부분의 行列이 singular가 된다. 이

行列을 non-singular 行列로 만들기 위해서 뒷날에 대응하는 點에 Kutta條件을 만족시키면 된다. 그래서 式 (21)中에서 $i=N_u$ 인 때 $\vec{V} \cdot \vec{n}_{r,s} = 0$ 을 만족하면 된다.

3.6. 自由表面 높이 및 物體에 作用하는 힘

自由表面위와 物體表面에 分布된 特異點들의 세기가 일단 決定되면 自由表面높이나 物體에 作用하는 힘은 쉽게 구해진다. 自由表面높이와 物體에 作用하는 힘은 다음 式들에 의해서 얻어진다.

$$\eta(x) = -\frac{U_g}{g} u = \int^x v d\xi \quad (22)$$

$$F = \int p n ds \quad \text{or} \quad = \sum_{j=1}^{N_u} \rho \vec{V}_j \times \vec{r}_j \quad (23)$$

4. 計算結果 및 考察

集中特異點分布法에 대한 考察의 궁극적인 활용목적은 3次元 船舶流體力學을 解析하기 위한 것이다. 3次元船舶流體力學을 解析하기 전에 2次元문제물 취급함으로써 이 方法의 유용성을 검토하고, 3次元문제에 대한 해석기법을 얻을 수 있다.

集中特異點分布法의 유용성을 검토하기 위해서 3가지 경우, 卽 既知의 세기를 갖는 1點沒水보오텍스에 관한 流動, 沒水圓筒에 관한 流動, 水中翼斷面에 관한 流動——에 대해서 數值計算을 수행하였다.

4.1. 點沒水보오텍스

먼저 이 方法에 대한 收斂試驗으로서 von Kerczek and Salvesen [3, 4]이 計算한 바 있는 $\Gamma = 1.6965$ 인 1

Table 1. Influence of number of elements per wavelength: for the flow about a submerged vortex

N_{λ}	$C_R(SB)$	$C_R(DB)$	$\frac{\eta_{max}}{a}$ (DB)
5		0.05117	0.69811
10	0.05108	0.04898	0.74281
20	0.05028	0.04984	0.78007
30		0.05000	0.78580
40	0.04977	0.05009	0.78796
exact	0.05050	0.05050	0.7966

Test condition: $x_1/a = -30$, $d/a = 4.5$, $F_d = 0.83074$
 $\Gamma/Ua = 1.6965$
 $C_R = R/\rho g \pi a^2$

SB=Single Body
 DB=Double Body

點沒水 보오텍스에 관한 流動을 계산하여 解析의 方法에 의한 解와 비교하였다. 1波長에 분포된 湧出點 个数 N_λ 에 따른 收斂試驗은 Table 1과 같으며, $N_\lambda \geq 10$ 이면 誤差가 7% 이내임을 보여주고 있다. 여기서, 저항계수 C_R 과 양력계수 C_L 은 다음과 같이 정의되었다.

$$C_R = \frac{R}{\rho g \pi a^2}, \quad C_L = \frac{L}{\rho g \pi a^2}$$

上流境界의 영향은 Table 2의 결과와 같이 原點으로부터 1波長이상 떨어진 上流에서부터 거의 收斂함을 보여주며, Table 3, 4로부터 上流에서 最少自乘法을 적용시킨 각 변수 N_{1s} 와 N_{np} 의 영향은 거의 없음을 알 수 있다. 또한 下流境界의 영향은 1波長만큼 下流에 설치되어도 좋은 결과를 준다는 것이 Table 5에서 보여준

Table 2. Influence of upstream boundary: for the flow about a submerged vortex

x_1/λ	C_R (SB)	C_R (DB)
0.5	0.05528	
1.0	0.05037	
1.5	0.05028	0.05100
2.0	0.05167	0.05091
3.0	0.04931	0.05135

Test condition: $N_\lambda=20$

Table 3. Influence of number of control points per element for least-square application: for the flow about a submerged vortex

N_{1s}	C_R
16	0.04898
8	0.04899
4	0.04901
2	0.04904
1	0.04915

Test cord: $N_{np}=2$ $N_\lambda=10$

Table 4. Influence of Number of element for least-square application: for the flow about a submerged vortex

N_{np}	C_R (SB)
1	0.04851
2	0.04953
4	0.05028
6	0.05081
10	0.05089

Test cond.: $N_{1s}=9$

Table 5. Influence of the truncation point of radiation boundary: for the flow about a submerged vortex

$n\lambda$	C_R (SB)	C_R (DB)
1	0.05037	
2	0.05028	0.04984
3	0.05028	
4	0.05028	

Test condition: $N_\lambda=20$, $N_{np}=4$, $x_1/a=-26$, $d/a=4.5$
 $F_2=0.83074$, $\Gamma/Ua=1.6965$, $N_{1s}=9$

Table 6. Influence of the free-surface source position: for the flow about a submerged vortex

$\epsilon(=dy/\Delta x)$	C_R (SB)
0.5	0.05380
1.0	0.04973
1.5	0.04973
2.0	0.05000

다. 自由表面으로부터 湧出點까지의 거리(dy)와 湧出點間의 거리(Δx)의 비 $\epsilon(=dy/\Delta x)$ 의 영향은 Table 6에서 보는 바와 같이 $\epsilon=1.0 \sim 2.0$ 에서 좋은 결과를 준다.

이상으로부터 上流境界는 1.5 λ , 下流境界는 1.5 λ , $N_\lambda=15$, $\epsilon=1.0$ 을 취하면 상당히 精度가 높은 解를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

1點 沒水보오텍스에 의해서 발생하는 重力波의 형상

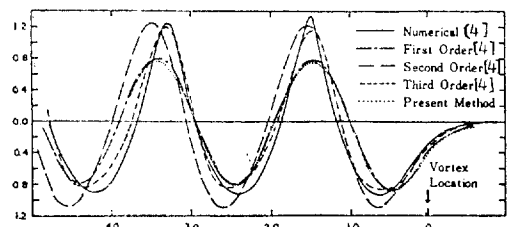


Fig. 4. Wave elevations for a submerged vortex
 $\Gamma=1.6965$, $d/a=4.5$

(profile)을 Fig. 4에서 Salvesen and von Kerczek [4]의 결과와 비교하여 보면, 본 방법에 의해서 계산된 波高와 位相은 解析의 方法에 의한 것과 거의 일치함을 보여주고 있다.

4.2. 沒水圓筒

第 4.1節에서 얻어진 결과를 이용하여 沒水圓筒에 대해서 計算을 수행하였다. 沒水圓筒에 대해서는 沒水深 $d/a=2.0$, 4.0에서 抵抗과 揚力을 계산하여 Havelock

Table 7. Influence of N_w : for the flow about a submerged circle

N_w	C_R	C_L
8	0.39877	0.06827
16	0.39772	0.06897
32	0.39772	0.06897

Test cond.: $N_s=70$, $N_{wp}=2$, $N_\lambda=20$, $x_1/a=-8$,
 $d/a=2$, $F_d=0.8$

Table 8. Influence of upstream boundary: for the flow about a submerged circle

X_1/λ	C_R	C_L
1.5	0.40106	0.04594
2.0	0.42251	0.05456
3.0	0.42297	0.05386

Test cond.: $N_w=32$, $N_s=100$, $N_{wp}=4$, $N_\lambda=20$,
 $d/a=2$, $F_d=0.8$

Table 9. Influence of N_{wp} for least-square application: for the flow about a submerged circle

N_{wp}	C_R	C_L
6	0.39989	0.04984
4	0.39870	0.04784
2	0.39731	0.04508

Test cond.: $N_w=32$, $N_s=100$, $N_\lambda=20$, $x_1/a=-20$,
 $d/a=2$, $F_d=0.8$

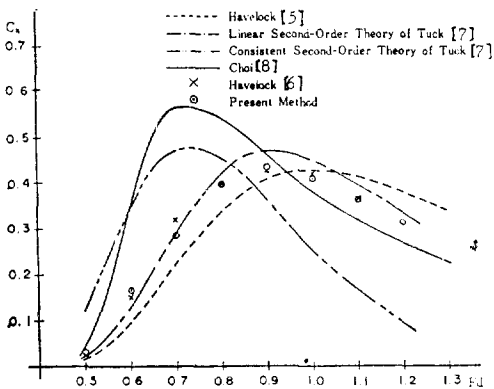


Fig. 5. Wave resistance for $d/a=2.0$

[5, 6], Tuck [7], Choi [8] 등의 결과와 비교하였다. 本方法의 결과는 Fig. 5~Fig. 8에서 보는 바와 같이 Havelock [6]의 정확한 결과와 거의 일치한다. 이는 線型自由表面條件과 精確한 物體境界條件을 사용하네

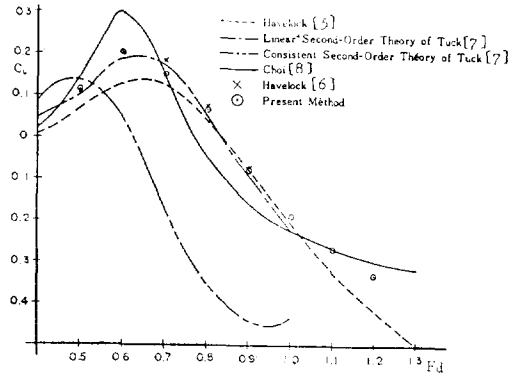


Fig. 6. Life for $d/a=2.0$

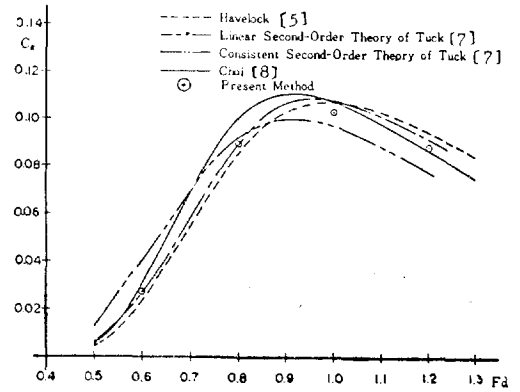


Fig. 7. Wave resistance for $d/a=4.0$.

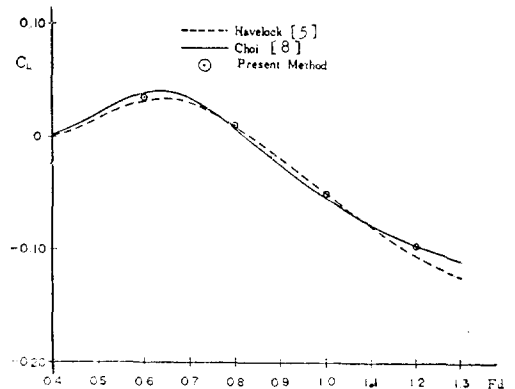


Fig. 8. Life for $d/a=4.0$.

서 이미 예견되었던 것이다. 이 경우 놀라운 것은 Giesing and Smith [9]의 경우 物體表面에 30 개이상의 特異點을 분포했으나 本報에서는 불과 8개의 보오 텍스분포로도 1%내의 誤差밖에 발생하지 않는다는 것

이다. 이는 3차원으로의 확장에 매우 고무적인 사실이다. (Table 7)

또, Table 8, 9에는 上流境界 및 N_{λ} 의 영향을 보여주고 있는데 4.1의 결과와 비슷하다.

4.3. 水中翼斷面

4.1에서의 결과를 기준으로 水面으로부터 코오드길 이만큼 沒水되어 있는 水中翼斷面 NACA 4412에 대한 流動을 計算하였다.

沒水深 Froude數 $F_d=1.0$ 일때 水中翼斷面에서의 壓力分布가 Giesing and Smith [9]의 결과와 함께 Fig.9에 보여지고 있는데, 뒷날부근을 제외하고는 두 理論에 의한 결과가 잘 일치함을 알 수 있다.

沒水深 Froude數, F_d 의 變化에 따른 揚力係數 C_L 과 抵抗係數 C_R 이 Fig. 10에 보여지고 있는데, C_L 은 처음 서서히 증가하다가 $F_d=0.6$ 근처에서 급격히 감소하기 시작하지만, C_R 은 처음 급격히 증가하다가 $F_d=0.9$ 근처에서 서서히 감소함을 보여 주고 있다. 함께 보여준 결과는 Yeung and Bouger [10]의 有限水深($H/C=4$)에 대한 결과인데, 두 결과의 크기는 약

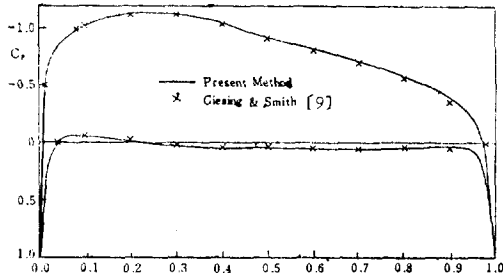


Fig. 9. Pressure distribution on a NACA 4412 hydrofoil at 5° angle of attack.

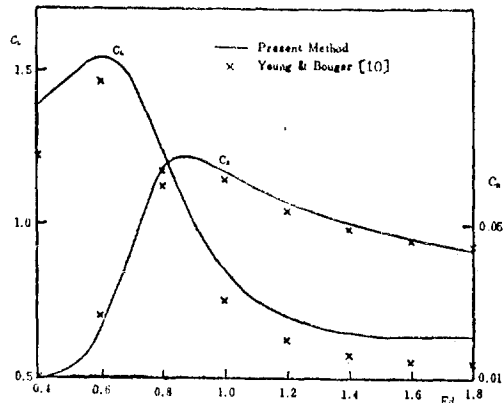


Fig. 10. Lift and resistance of a NACA 4412 hydrofoil at 5° angle of attack versus F_d .

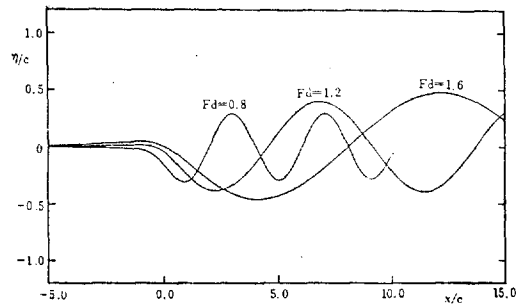


Fig. 11. Wave profiles of a NACA 4412 hydrofoil at 5° angle of attack at various Froude numbers.

간 다르지만 경향은 잘 일치함을 보여주고 있다.

沒水深 Froude數 $F_d=0.8, 1.2, 1.6$ 일때의 波形이 Fig. 11에서 보여지고 있는데, F_d 가 적어짐에 따라 上流에서 自由表面의 高이가 내려가는 현상이 있음을 보여준다.

5. 結 論

集中特異點分布法을 사용한 計算結果 및 考察로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

(가) 1點沒水 보오텍스에 대한 收斂試驗結果, 上流境界는 1.5λ 上流로, 下流境界는 1.5λ 下流로, $N_{\lambda}=15, \epsilon=1.0$ 으로 취하면 상당히 精度가 높은 解를 얻을 수 있다.

(나) 圓筒에 대한 考察結果, 날카로운 뒷날이 없는 物體의 경우 적은수(8개 정도)의 보오텍스(vortex) 분포로도 物體를 잘 표시해준다.

(다) 水中翼斷面에 대한 考察結果, 날카로운 뒷날이 있는 物體의 경우 物體를 표시하는데 상당히 많은 보오텍스(38개 이상을) 分布시켜야 한다.

(라) 이 方法은 解析方法이 간단하여 計算時間이 적게 든다.

(마) 自由表面의 모양을 만들기 위해서 간단한 2點積分公式으로도 좋은 결과를 준다.

(바) 이 方法은 有限水深의 경우나 케비테이션이 발생하는 hydrofoil문제에 확장이 될수 있으며, 또한 3次元문제로의 擴張도 가능할 것이다.

후 기

本報의 計算결과와 비교할 수 있도록 자료를 제공해 준 서울대학교 공과대학 조선공학과(崔恒洵교수)에 감

사드리고 또한 도표작성을 도와준 데릭선박분소 정능
평가실 (李昇勳씨)에 감사드린다.

參 考 文 獻

[1] Webster, W.C.; "The Flow about Arbitrary, Three-Dimensional Smooth Bodies," J.S.R., vol. 19, Dec. 1975.

[2] Dawson, C.W.; "A Practical Computer Method for Solving Ship-Wave Problems," 2nd Numerical Ship Hydrodynamics, 1977.

[3] von Kerczek, C. and Salvesen, N.; "Numerical Solutions of Two-Dimensional Nonlinear Wave Problems," 10th ONR Symp., MIT, 1974.

[4] Salvesen, N. and von Kerczek, C.; "Comparison of Numerical and Pertubation Solutions of Two-Dimensional Nonlinear Water-Wave Problems," JSR vol. 20, No. 3, 1976.

[5] Havelock, T.H.; "The Vertical Force on a Cyl-

inder in a Uniform Stream," Proc. Roy. Soc., vol. 122, 1926.

[6] Havelock, T.H.; "The Forces on a Circular Cylinder Submerged in a Uniform stream," Proc. Roy. Soc., vol. 157, 1936.

[7] Tuck, E.O.; "The Effects of Non-Linearity at the Free Surface on Flow Past a Submerged Cylinder," JFM, vol. 22, 1965.

[8] Choi, H.S.; "Wave Phase Shift of a Submerged Circular Cylinder," 大韓造船學會誌, 第17卷, 第1號, 1980.

[9] Giesing, J.P. and Smith, A.M.O.; "Potential Flow about Two-Dimensional Hydrofoils," J.F.M. vol. 28, part 1, 1967.

[10] Yeung, R.W. and Bouger, Y.C.; "Hybrid Integral-Equation Method for the Steady Ship-Wave Problem," 2nd Numerical Ship Hydrodynamics, 1977.