

수치 시뮬레이션을 통한 자유표면 유동의 Sub - Breaking 해석

곽 승 현*

*한라대학교 시스템응용공학부 교수

Sub-Breaking Analysis of Free Surface Flows by the Numerical Simulation

Seung-Hyun Kwag*

*School of Applied System Engineering, Halla University, Wonju 220-712, Korea

요 약 : 선미파의 점성 상호작용과 수중고속선의 sub-breaking 현상을 해석하기 위하여 자유표면 유동을 수치적으로 시뮬레이션하였다. Navier-Stokes 방정식을 풀었으며 유한차분법, 물체적합좌표계, 벽법칙, 삼중격자법을 적용하였다. S-103 모형을 대상으로 준쇄파의 수치결과를 실험과 비교하였고 준쇄파 발생조건을 수중 고속선인 3차원 회전체에 대해 적용하였다. 준쇄파 해석결과에 의하면 M/Us 구배가 잠김 깊이에 영향을 미치고 있음을 알 수 있었다. 또한 선수파가 박리에 영향을 미쳐 선미파를 변형시킴을 확인하였다.

핵심용어 : 준쇄파현상, 유한차분법, 삼중격자, 자유표면유동, Navier-Stokes 방정식

Abstract : The free-surface flow is simulated to make clear the viscous interaction of stern waves and the sub-breaking phenomena around a high speed vehicle. The Navier-Stokes equation is solved by a finite difference method where the body-fitted coordinate system, the wall function and the triple-grid system are invoked. They are applied to study precisely on the stern flow of S-103 as to which extensive experimental data are available. Computations are extended to the submerged revolutionary body. The numerical result shows that the gradient of M/Us is greatly influenced by the submerged depth. And the stern wave is influenced by the separation due to the bow wave.

Key words : Sub-Breaking Phenomena, Finite Difference Method, Triple Grid Scheme, Free Surface Flows, Navier-Stokes Equation

1. 서 론

쇄파현상에 관한 연구는 Duncan(1993), Mori(1985), Grosen-baugh(1988), Maruo(1986), Battjes(1981), Coleman (1986), Longuet-Higgins (1974) 등이 오랫동안 수행하여 왔다. 그러나 많은 실험적 연구에도 불구하고 자유표면의 쇄파현상은 아직도 정확한 재현을 하지 못하고 있다. 이론적인 연구에 있어서도 적합한 모델을 찾으려는 시도가 이루어져 왔다. Dagan (1972)은 쇄파현상의 예측을 시도하였고 쇄파예측을 위한 불안정(instability) 해석을 수행하였다. 자유표면의 선미파 해석은 선박유체역학의 제현상을 규명하는데 대단히 중요한 역할을 해왔고, 특히 Doi(1981)는 선미부근의 광범위한 실험연구로 쇄파현상을 규명하였다. 쇄파현상은 물리적으로 점성영향을 무시할 수 없어서 지금까지 이론적인 접근이 제한적이었고 대부분의 해석이 단순한 물체주위의 유동이었다. 본 연구에서는 쇄파현상과 선미파의 점성 상호작용에 대하여 수치 실험을 수행하였고 수치계산은 MAC법에 의거한 물체적합좌표계, 정규격자이며 대류항은 3차 전진차분법을 사용하였다. 본 논문에서 정의하는 준쇄파(sub-breaking)는 plunging 또는

spilling breaker와 구별되며 발생초기의 steady breaker로 간주하고 있다. 상류속도가 증가할때 일정한 범위에서 갑자기 steady breaker가 나타나는데 이때 강한 동요(intensive fluctuation)가 동반되며 이런 경우를 일종의 자유표면 난류유동으로 가정한다.

2. 방정식의 수치모델 및 이산화

2.1 준쇄파의 임계(Critical) 방정식

준쇄파 발생의 임계(critical)조건은 Mori(1989)에 의한다. 준쇄파의 정의는 초기(infant) 상태의 쇄파를 자유표면 난류로 가정하는 것이다. 메카니즘은, 자유표면의 발달로 인해 파고의 정상(crest) 부근에 축적된 잉여에너지가 overturning 또는 역류(backward flow)를 하지 않고 일정범위에서 고정형상을 유지하는 자유표면의 steady breaker를 의미한다. 불안정(instability)한 준쇄파 발생 임계조건을 얻기 위해서는 속도포텐셜, 압력, 자유표면파고에 교란(disturbance)을 도입하고, 연속방정식, 압력조건, 자유표면 운동(kinematic)조건을

* 대표저자 : 곽승현(정회원), shkwag@hit.halla.ac.kr 033) 760-1233

적용한다. 그리고 모멘텀 방정식으로부터 자유표면의 곡률 κ 와 원주력 M 과의 관계를 구하면 임계조건식 C_r 을 얻을 수 있다.

$$C_r \doteq \frac{1}{2} \left(\frac{U}{M} \frac{\partial M}{h \partial s} - \frac{\partial U}{h \partial s} - \frac{U}{n_z} \frac{\partial n_z}{h \partial s} \right) > 0 \quad (1)$$

식(1)에서 U 는 유체속도이며 괄호속 둘째항은 연속방정식에 의해 $-\frac{\partial W}{\partial n}$ 로 놓을 수 있다. 여기서 M 을 $-g$ 로 근사하고, 과정에서 $n_z \doteq 1$ 로 가정하면,

$$\frac{\Delta \zeta_o}{U^2/g} - \frac{\Delta M}{g} > 0 \quad (2)$$

식(2)에서 Δ 는 미소거리 $h \delta s$ 의 증분을 의미한다. ζ_o 는 베르누이 방정식에 의해 U 대신 사용한다. 자유표면 파고증분을 국소파장 U^2/g 로 나눈값이 원주력의 법선증분 보다 커질 때 자유표면이 불안정해 짐을 보여주게 된다. M 은 원주(circumferential) 방향의 힘으로 다음과 같다.

$$M = (K U_s^2 - n_z g) n_z \quad (3)$$

여기서 s 는 자유표면의 유선방향 좌표, n 은 수직방향 벡터, h 는 metric 계수, n_z 는 z 에 대한 n 의 방향 코사인인을 의미한다. U_s 는 s -방향의 흐름의 속도성분, κ 는 자유표면의 곡률, g 는 중력가속도이고, 여기서 $n_z \doteq 1$ 및 $\partial/h \delta s \doteq \partial/\partial x$ 을 가정하면 식(1)은 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\frac{U_s}{M} \frac{\partial}{\partial x} \frac{M}{U_s} > 0 \quad (4)$$

여기서

$$M = K U_s^2 - g \quad (5)$$

M 은 항상 음수이므로 x 에 관한 M/U_s 의 음의 구배는 자유표면이 불안정하게 될 가능성을 보여주게 된다.

2.2 기초방정식의 수치모델 및 이산화

수치해석은 Navier-Stokes 방정식을 풀어서 수행하며 시간 $t=n+1$ 에서 속도 u, v, w 는 식(6)과 같이 된다. 시간 t 는 L/U_o 로 무차원화 하였고 여기서 L 은 물체의 길이이고 U_o 는 균일 흐름의 속도이다.

$$\begin{aligned} u^{n+1} &= (F^n - \Phi_x^n) \Delta t \\ v^{n+1} &= (G^n - \Phi_y^n) \Delta t \\ w^{n+1} &= (H^n - \Phi_z^n) \Delta t \end{aligned} \quad (6)$$

여기서

$$\begin{aligned} F^n &= \frac{u^n}{\Delta t} + \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 u \\ &\quad - \left(u^n \frac{\partial u}{\partial x} + v^n \frac{\partial u}{\partial y} + w^n \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_t \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G^n &= \frac{v^n}{\Delta t} + \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 v \\ &\quad - \left(u^n \frac{\partial v}{\partial x} + v^n \frac{\partial v}{\partial y} + w^n \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_t \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_t \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H^n &= \frac{w^n}{\Delta t} + \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 w \\ &\quad - \left(u^n \frac{\partial w}{\partial x} + v^n \frac{\partial w}{\partial y} + w^n \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_t \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_t \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

그리고

$$\Phi^n = p + \frac{z}{F n^2} \quad (8)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} \quad (9)$$

식(6)을 x, y, z 에 관해서 미분하면 다음을 얻는다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= F_x + G_y + H_z \\ &\quad - (u_x^{n+1} + v_y^{n+1} + w_z^{n+1}) / \Delta t \end{aligned} \quad (10)$$

식(10)의 마지막 항은 연속방정식을 만족하면 0이 되며 Poisson 방정식은 이완(relaxation)법을 적용하여 푼다. $t=n+1$ 에서 자유표면은 식(11)에 의한 격자이동에 의해 수행된다.

$$\begin{aligned} x^{n+1} &= x^n + u^n \Delta t \\ y^{n+1} &= y^n + v^n \Delta t \\ z^{n+1} &= z^n + w^n \Delta t \end{aligned} \quad (11)$$

계산영역을 단순화하기 위해 변환이 필요한데 식(12)는 수치 계산을 위한 좌표변환을 보여준다.

$$\xi = \xi(x, y, z), \eta = \eta(x, y, z), \zeta = \zeta(x, y, z) \quad (12)$$

좌표변환을 하면 식(6)은 다음과 같이 된다.

$$q_t + U q_\xi + V q_\eta + W q_\zeta = \left(\frac{1}{Re} + v_i \right) \nabla^2 q - K - REYSF(\xi, \eta, \zeta) \quad (13)$$

여기서 U, V, W 는 contravariant 속도, K 는 압력구배, $REYSF$ (Kwag, 1991) 는 레이놀즈 응력항이다. 효율적인 계산을 위해서 격자수가 서로 다른 삼중격자법(TMM, triple mesh method)을 도입하였다. 이것은 방정식의 각 항에 서로 다른 격자를 사용하는 것을 의미한다. 첫번째는 대류항, 두 번째는 Poisson 방정식, 세 번째는 자유표면 방정식이다. 자유표면 방정식은 대류항의 4배의 격자수를 각방향으로 적용했고 Poisson 방정식은 대류항의 절반의 격자를 사용하였다. 본 TMM의 결과로 자유표면의 파고가 향상되었으며 CPU와 Memory가 감소되는 효과를 가져왔다. 본 연구는 Xu(1989)의 수치실험 결과에서 응용되었다. 사용된 수치격자 수는 $74 \times 29 \times 19$ 이고 본 격자에 TMM을 적용하였다.

3. 준쇄파의 탐지(Detection)

3.1 선미파 수치해석

유동의 메카니즘을 규명하기 위하여 S-103의 선미파를 모형으로 수치계산을 수행하였다. S-103는 Inuid 모형으로 폭/길이 비가 0.09이고 수조실험은 Doi(1981)가 수행하였다. Fig.1은 프루드수 0.30에서 물체표면의 파고를 비교한 것이다. 선미부분에서 약간의 차이를 보여주고 있으나 전반적인 계산 결과는 실험과 잘 일치하고 있다. 이것은 본 수치 프로그램이 준쇄파 메카니즘을 규명할 수 있게 해주고 있다.

3.2 점성의 영향(Interaction)에 대한 검토

Fig.2는 프루드수 0.27, 0.28, 0.30 에서의 계산된 파고를 보여 주고 있다. 첫번째 선미파정을 비교하면 프루드수 0.27의 결과가 다른 것들과 상이함을 알수 있다. 즉 선미파고가 미흡함을 보인다. 속도차이가 별로 없는 프루드수 0.28의 파고와 차이를 보이고 있다. 이것은 수조실험(Doi, 1981)에서 정성적으로 확인해 주고 있다. 반면에 프루드수 0.30에서의 파고는 좀더 예리하고 크게 형성된다. 프루드수 0.27에서의 미성숙한(modest) 선미파고는 경계층과 박리의 성장과 관계가 있음을 보여주고 있다.

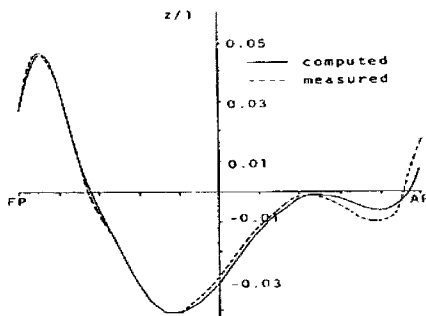


Fig. 1 Comparison of wave profile of S103

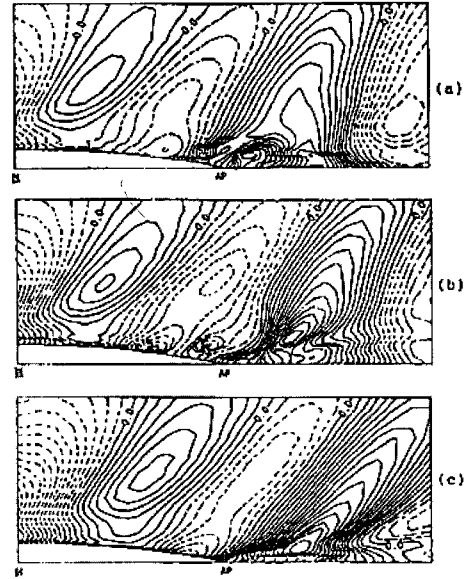


Fig. 2 Stern wave patterns of S103 (a) $Fn=0.27$ (b) 0.28 (c) 0.30 (contour interval $0.02 \times 2g\zeta/U_0^2$)

3.3 준쇄파의 탐지(Detection)

Fig.3은 프루드수 0.30의 파고형상과 속도벡터인데 실험(Doi, 1981)과 수치계산을 비교하였다. 측정된 자유표면은 파정(그림에서 I로 표시)에서 강한 파동(fluctuation)을 보이고 있지만 수치계산에서는 정상(steady)유동을 보이고 있다. 다음은 선미파에 대하여 프루드수 0.27과 0.30에서 준쇄파의 탐지를 수행하였다. Fig.4는 $y/L=0.09$ 에서 M/U_s 를 보여주고 있다. 프루드수 0.30에서 M/U_s 가 가파른 음의 구배를 보이는 반면 프루드수 0.27에서는 비교적 약한 구배를 보이고 있다. 이것은 프루드수 0.30에서 준쇄파의 탐지가 강하게 예측되고 프루드수 0.27에서는 아직 준쇄파가 성숙하지 못함을 의미한다. 이러한 결과로서 우리는 선수파가 박리에 심한 영향을 미쳐 결국 선미파를 변형시킴을 알수 있다. 따라서 준쇄파의 발생은 유동장 전반에 영향을 주게 됨을 알수 있다. 그림에서 ζ 는 자유표면의 파고이다.

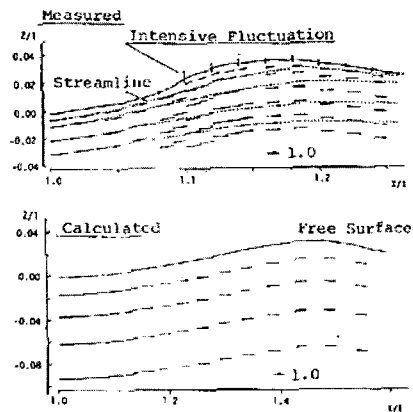


Fig. 3 Wave profile and velocity vector (x-z plane, $y/l=0.15$ for S-103)

3.4 수중고속선의 준쇄파 해석

수중고속선인 3차원 회전체에 대해 본 수치모델을 검증하였다. 잠김 깊이가 감소함에 따라 가파른 음의 구배를 보여주며 심한 준쇄파 현상을 보여준다. Fig.5는 수중 회전체의 격자형상을 보여준다. 격자수는 172×48×42 이며 자유표면의 효율적인 포착을 위해 H-H 형상의 격자를 사용하였다. 계산영역은 흐름방향으로 물체길이의 5배, 측면으로 0.8배이다. Fig.6은 프루드수 0.50에서의 자유표면 파고분포를 보여준다. 선체가 수면에 접근할수록 자유표면 파고가 조밀하게 나타남을 알 수 있다. Fig.7은 $d/h=0.16$ 에서의 준쇄파 해석결과를 보여 주는데 M/U_s 가 가파른 음의 구배를 보이는 반면 Fig.8의 $d/h=0.245$ 에서는 비교적 약한 구배를 보이고 있다. 이것은 물체가 수면 근처에 접근하면 준쇄파의 탐지가 강하게 예측되며 수면에서 깊이가 깊어질수록 준쇄파의 형성이 약해짐을 의미한다. 위의 결과로부터 우리는 수중물체가 잠김 깊이에 따라 준쇄파의 영향을 받고 있음을 알 수 있다.

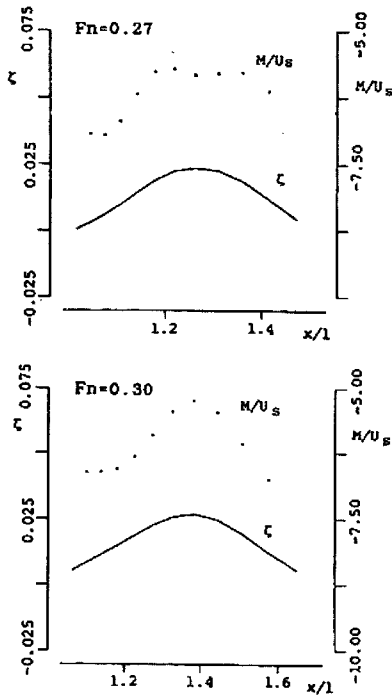


Fig. 4 Variation of M/U_s and free-surface elevation of S-103

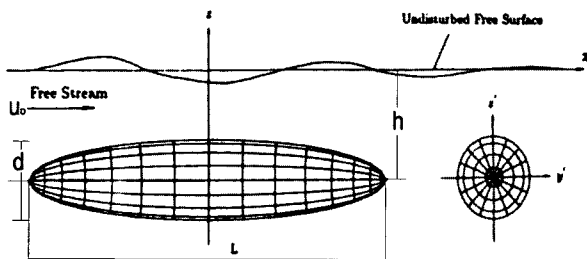


Fig. 5 Grid view of a body of revolution

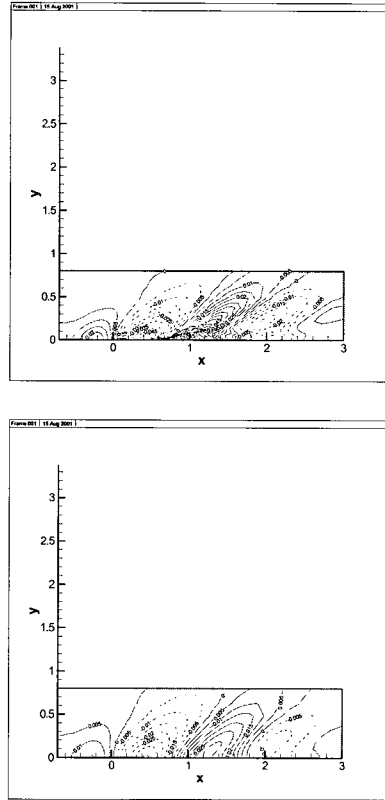


Fig. 6 Free surface waves (upper: $d/h=0.16$, lower: $d/h=0.245$)

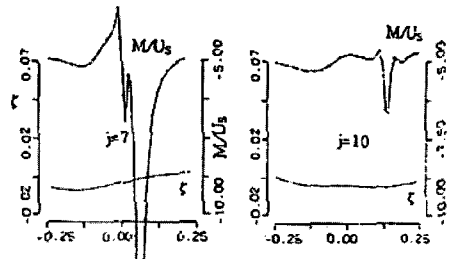


Fig. 7 Breaking analysis for $d/h=0.16$; M/U_s and free-surface amplitude

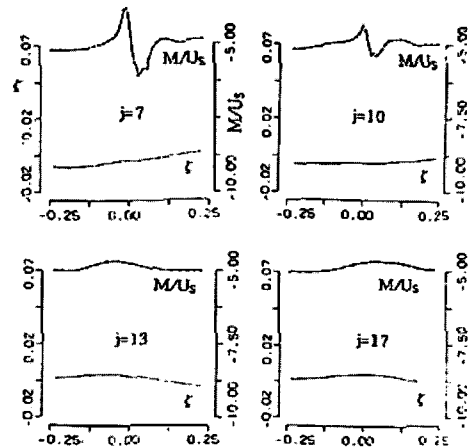


Fig. 8 Breaking analysis for $d/h=0.245$; M/U_s and free-surface amplitude

4. 결 론

선수파의 선미부 점성영향과 수중고속선의 sub-breaking 현상을 해석하기 위하여 자유표면 유동을 수치 시뮬레이션하여 다음의 결과를 얻었다. 수치계산은 Navier-Stokes 방정식을 풀었으며 유한차분법, 물체적합좌표계, 벽법칙, 삼중격자를 적용하였다.

(1) 준쇄파 발생의 조건(criterion)을 수치적으로 검토하였고 개발된 수치기법을 준쇄파 탐지에 적용하였다. S-103의 파고 및 속도백터를 수조실험과 비교하였다. 선미파는 경계층의 박리에 의해 상당한 영향을 받으며 박리 형성은 선수파에 기인함을 알 수 있었다. 준쇄파의 발생은 유동장을 전반적으로 변형시키며 특히 선미부의 유동현상에 영향을 미친다.

(2) 준쇄파 발생 조건(criterion)을 수중 고속선인 3차원 회전체에 대해 수치적으로 적용하였다. M/U_s 는 잠김 깊이가 감소함에 따라 가파른 음의 구배를 보여주며 심한 준쇄파의 현상을 예측가능 하게 한다. 물체가 수면근처에 접근할수록 준쇄파가 강하게 탐지되며 수면에서 깊이가 커질수록 준쇄파가 소멸되고 있다. 본 수치결과에서 수중물체의 잠김 깊이에 따른 준쇄파의 영향을 확인할 수 있었다.

참 고 문 헌

- [1] Battjes, J. A., Sakai, T. (1981), "Velocity Field in a Steady Breaker", Jour of Fluid Mech, Vol.111, pp. 421-427.
- [2] Coleman, R. M. (1986), "Nonlinear Calculation of Breaking and Non-Breaking Waves behind a Two Dimensional Hydrofoil", Proc, 16th Naval Hydro, pp.51-62.
- [3] Dagan, G., Tulin, M. P., (1972), "Two Dimensional Free-Surface Gravity Flow past Blunt Bodies", Jour. Fluid Mech., Vol.51, Part3, pp.529-543.
- [4] Doi, Y., Kajitani, H., Miyata, H., Kuzumi, S., (1981), "Characteristics of Stern Waves generated by Ships of Simple Hull Form(1st Report)", Jour. of Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 150, pp.30-39.
- [5] Duncan, J. H., (1983), "The Breaking and Non-breaking Wave Resistance of a Two-dimensional Hydrofoil", Jour. Fluid Mech., Vol. 126, pp. 507-520.
- [6] Grosenbaugh, M. A., Yeung, R. W., (1988), "Non-linear Bow Flows-An Experimental and Theoretical Investigation", Proc. of 17th Symp. on Naval Hydro.
- [7] Kwag, S. H. (1991), "Numerical Simulation of 3-D Viscous Flows with Free-Surface by Finite Difference Method", Ph.D. Thesis, Hiroshima Univ., pp. 9-14.
- [8] Longuet-Higgins, M. S., Turner, J.S. (1974), "An Entraining Plume Model of a Spilling Breaker", Jour of Fluid Mech, Vol.63, pp.1-20.
- [9] Maruo, H., Ikehata, M., (1986), "Some Discussions on the Free Surface Flow around the Bow", Proc. of 16th Symp. on Naval Hydro.
- [10] Mori, K., Doi, Y., (1985), "Flow Characteristics of 2-Dimensional Sub-Breaking Waves, turbulence Measurements and Flow Modeling", Hemisphere Pub. Co., pp. 69-78.
- [11] Mori, K., Shin, M. S.,(1989), "Sub-Breaking Wave : Its Characteristics, Appearing Condition and Numerical Simulation", Proc. of 17th Symp. on Naval Hydro., pp. 499-511.
- [12] Xu, Q., Mori, K., Shin, M.,(1989), "Double-Mesh Method for Efficient Finite-Difference Calculations", Jour. of Soc of Naval Arch. of Japan, Vol.166, pp. 1-7.

원고접수일 : 2004년 3월 31일

원고채택일 : 2004년 9월 2일