

침선어초 주위의 유동특성에 관한 연구

양찬규 · 김현주
한국해양연구소 선박해양공학분소

A Study on the Characteristics of the Flow around a Sunken Vessel

CHAN-KYU YANG AND HYEON-JU KIM

Korea Research Institute of Ships and Ocean Engineering / KORDI, Yusung P.O. BOX 23, Taejeon, 305-600, Korea

KEY WORDS: Sunken vessel 침선어초, CFD code 전산유체 프로그램, Finite volume method 유한체적법, Standard $k-\epsilon$ model 표준 $k-\epsilon$ 모형, Circulating water channel 회류수조, Particle image velocimetry technique 입자영상 유속계측기술, Two axis load cell 2방향 분력계, Velocity distribution 유속분포, Drag force 유체항력

ABSTRACT: This paper deals with the numerical and experimental study on the characteristics of the flow around a sunken vessel. Numerical simulation of the two dimensional steady flow on the midship section are carried out by the CFD code which is developed by using finite volume method and which includes the standard $k-\epsilon$ model with standard wall function. A experimental study is also carried out for the 1/100 scale model in circulating water channel. A velocity fields around the ship are measured by using particle image velocimetry technique. And the fluid forces acting on the ship hull by uniform current are measured by two axis load cell. The computed and measured velocity fields on the midship section are compared with each other in the view point of velocity dstrubution and reattachment length, which shows good agreement in quality. The drag force acting on the vessel also showed the same tendency in both computational and experimental results. However, the quantitative disagreements are shown due to the three dimensional effect of the experiment. The results are used to determine the functional efficiency and stability of the vessel as a artificial reef.

1. 서 론

해양분할관리 원칙에 따른 조업가능해역의 축소 및 공해에서 조업규제등으로 인해 이용가능 수산자원이 크게 축소됨에 따라, 세계각국에서는 200해리 수역 내 자국의 수산자원을 적극적으로 이용 및 보전하기 위한 장기적 대책이 강구되고 있다. 우리나라에서도 70년대 초부터 인공어초를 이용한 어장의 조성과 인공적 종묘생산과 방류를 통한 자원의 증대를 모색해 왔으며, 최근에는 이를 좀더 체계화하고 다양화하기 위한 노력이 경주되고 있다.

최근 어업의 구조조정에 의한 감척어선의 증대와 함께 이의 재활용에 대한 요구가 늘어남에 따라, 강제어선의 인공어초화에 대한 논의가 활발하게 이루어지고 있다. 일반적으로 난파선 주위에 어류가 유집한다는 것은 어부 및 잠수부들에게 널리 알려진 이야기이며, 이것이 인공어초 어장조성사업의 발상이 된 것으로 알려지고 있다.

그러나 강제어선의 인공어초화를 위해서는 선결되어야 할 문제가 많이 남아 있다. 우선 선박잔류물질의 제거를 통한 생태계 환경의 안전성을 확보하여야 하고, 예인시 어초의 안정성 확보 및 설치시 위치유지 기술의 정립이 그것이다. 이에 앞서, 강제어선의 인공어초화 가능성 및 유동 중의 안정성은 간과되어서는 안될 중요한 요소이다.

Fig. 1과 같이 균일 유동장 중에 침설된 어초는 유동장을 교란하여 국부적으로 와류성분을 형성하게 된다. 특히 후류부에는 박리로부터 재부착에 이르는 역류(recirculating flow)부와 역류성분과 주흐름방향의 성분이 간헐적으로 존재하는 자유전단층(free shear layer)이 존재하게 된다. 역류부와 자유전단층은 평균류에 비해 속도가 작아지는 특성을 가지고 있다. 이러한 후류영역이 넓을수록 어초로서의 기능성은 강해지게 된다. 유동장 중에 놓인 어선은 상류부와 후류부의 압력차이에 의해 유체력을 받게 된다. 이러한 유체력에 대해 원하는 위치에 안정하게 유지되어야 한다.

본 논문에서는 어선의 침설 후 어초로서의 기능성과 유체력에 대한 안정성을 중심으로 하여, 계산 및 실험결과를 통해 논의하였다. 우선, 침선어초 주위의 유동특성을 살펴보기 위해

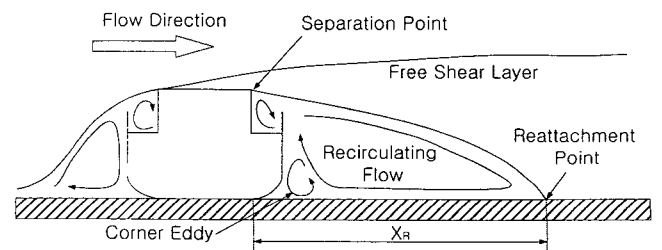


Fig. 1 A flow pattern around the midship section

선체 중앙단면에 의해 교란되는 유동장의 특성을 2차원 수치 점성해석 프로그램을 이용해 해석하고, 회류수조에서 3차원 모형의 PIV에 의한 속도분포와 2축 분력계에 의한 유체력을 비교함으로써 3차원효과에 의한 차이점을 논의하였다. 본 결과를 종합하여 강제어선의 인공어초화에 있어서 기능성 및 안정성을 검토하였다.

2. 수치계산

2.1 지배방정식

비압축성, 점성 유체의 2차원 정상상태 유동에 대한 지배방정식은 질량보존과 운동량보존식인 연속방정식과 운동량방정식이다. 난류확산의 결정에는 표준 $k-\epsilon$ 모델이 사용되었다 (Rodi, 1984). 지배방정식을 Cartesian 좌표계($x_i, i=1,2$)에 대해 써보면 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G - \epsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho u_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4)$$

여기서, u_i : mean velocity($i=1,2$),

C 's and σ 's : empirical coefficients,

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t,$$

$$G = \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial x_2} + \frac{\partial v}{\partial x_1} \right)^2 \right]$$

그리고, 에디점성(eddy viscosity; μ_t)은 다음과 같이 계산된다.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

식(2)-(4)는 이송방정식(transportation equation)의 형태로서 대류-확산항과 재차항(source term)으로 구분되고, 이송방정식을 일반 좌표계($\xi_i, i=1,2$)로 변환하면 다음과 같다(Karki *et al.*, 1988).

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\rho q^1 \phi - \frac{\Gamma}{J} c_1 \frac{\partial \phi}{\partial \xi_1} \right) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\rho q^2 \phi - \frac{\Gamma}{J} c_2 \frac{\partial \phi}{\partial \xi_2} \right) = B_\phi \quad (6)$$

여기서, J : jacobian,

q^i : contravariant velocity

$$c_1 = C_2^1 C_2^1 + C_2^2 C_2^2, \quad c_2 = C_1^1 C_1^1 + C_1^2 C_1^2$$

$$C_i^j = \frac{\partial x_j}{\partial \xi_i}, \quad x_j: \text{cartesian coordinate}$$

ξ_i : generalized coordinate.

그리고 Γ 는 확산계수(diffusivity)로서 운동량방정식에서는 μ_{eff} , 난류에너지 방정식에서는 μ_t/σ_k , 난류에너지 소산을 방정식에서는 μ_t/σ_ϵ 이며, B_ϕ 는 소스(source)항으로써 종속변수 ϕ 에 대해 Table 1과 같이 쓸 수 있고 일반적으로 다음과 같이 선형화시킬 수 있다(Patankar, 1980).

$$B_\phi = \widehat{S}_U + \phi \widehat{S}_\phi \quad (7)$$

Table 1 Evaluation of source terms according to the independent variables

ϕ	\widehat{S}_U	\widehat{S}_ϕ
u_i	$-\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_1}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_1} - \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_2}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_2}$ $+ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\mu_{eff} \frac{c^{12}}{J} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_2} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\mu_{eff} \frac{c^{21}}{J} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_1} \right)$	0
k	$\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{c^{12}}{J} \frac{\partial k}{\partial \xi_2} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{c^{21}}{J} \frac{\partial k}{\partial \xi_1} \right)$ $+ G$	$-\rho \frac{\epsilon}{k}$
ϵ	$\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{c^{12}}{J} \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi_2} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{c^{21}}{J} \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi_1} \right)$	$\frac{C_1}{k} G - C_2 \rho \frac{\epsilon}{k}$

2.2 경계조건

본 계산영역에서 경계는 유입구, 유출구, 벽면경계 그리고 자유표면으로 나뉜다. 우선 유입구에서는 균일한 유입속도가 주어지고 난류에너지와 난류소산율은 다음 식에 의해 주어진다(Rodi, 1984):

$$k = I |\vec{q}|^2 \quad (8)$$

$$\epsilon = \frac{\rho C_\mu k^2}{\mu} \quad (9)$$

여기서, I : turbulence intensity(=0.05),

\vec{q} : inlet mean velocity.

유출구 경계에서의 물리량들은 영역내의 값들을 다음 조건에 의해 외삽함으로써 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (10)$$

여기서, ϕ : a physical property,

\vec{n} : a unit vector normal to the outlet boundary.

벽면경계에서는 2층형(two-layer form) 벽함수를 이용하였고, 다음 식과 같이 난류영역과 부층류영역(laminar sub-layer)에 대해 상이한 속도가 정의된다.

$$u^+ = \begin{cases} \text{Laminar Sub Layer} & : y^+ < 11.6 \\ \text{Fully Turbulent Layer} & : \frac{1}{x} \ln E y^+ \quad y^+ \geq 11.6 \end{cases} \quad (11)$$

여기서, κ = von Karman constant(= 0.4187),

E = wall roughness parameter(= 9.793 for smooth wall)

$y^+ \equiv yu_\tau/\nu$,

$u_\tau \equiv \sqrt{\tau_w/\rho}$,

τ_w = wall shear stress = $\mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{wall}$.

자유표면에 발생하는 파의 파고는 작다고 볼 수 있으므로, 자유표면경계는 슬립(slip)을 허용한 비투과 벽면으로 처리하여 그 변형을 무시하였다.

2.3 수치해석기법

방정식(6)을 식(12)과 같이 계산영역내의 제어체적에 대해 적분하여 이산화할 수 있다(Versteeg *et al.*, 1980).

$$\begin{aligned} & \left[\int \left(\rho q^1 \phi - \frac{\Gamma}{J} c_1 \frac{\partial \phi}{\partial x^1} \right) dx^2 \right]_e^c \\ & + \left[\int \left(\rho q^2 \phi - \frac{\Gamma}{J} c_2 \frac{\partial \phi}{\partial x^2} \right) dx^1 \right]_s^n \\ & = \int \int S_\phi J dx^1 dx^2 \end{aligned} \quad (12)$$

여기서 좌변의 대류항과 확산항은 각각 다음식과 같이 이산화할 수 있고, 하첨자로 표시된 e,w,n 그리고 s는 각각 제어체적의 면을 나타낸다(Fig. 2).

$$\begin{aligned} & \left[\int \rho q^1 \phi dx^2 \right]_{w \rightarrow e} + \left[\int \rho q^2 \phi dx^1 \right]_{s \rightarrow n} \\ & = \left[\int \rho q^1 dx^2 \right]_e \phi_e - \left[\int \rho q^1 dx^2 \right]_w \phi_w \\ & + \left[\int \rho q^2 dx^1 \right]_n \phi_n - \left[\int \rho q^2 dx^1 \right]_s \phi_s \\ & \left[\int \frac{\Gamma}{J} c_1 \frac{\partial \phi}{\partial x^1} dx^2 \right]_e = \left(\frac{\Gamma}{\Delta V} \right)_e (b_1^1 b_1^1 + b_2^1 b_2^1)_e (\phi_e - \phi_p) \\ & \left[\int \frac{\Gamma}{J} c_1 \frac{\partial \phi}{\partial x^1} dx^2 \right]_w = \left(\frac{\Gamma}{\Delta V} \right)_w (b_1^1 b_1^1 + b_2^1 b_2^1)_w (\phi_p - \phi_w) \\ & \left[\int \frac{\Gamma}{J} c_2 \frac{\partial \phi}{\partial x^2} dx^1 \right]_n = \left(\frac{\Gamma}{\Delta V} \right)_n (b_2^2 b_2^2 + b_1^2 b_1^2)_n (\phi_n - \phi_p) \\ & \left[\int \frac{\Gamma}{J} c_2 \frac{\partial \phi}{\partial x^2} dx^1 \right]_s = \left(\frac{\Gamma}{\Delta V} \right)_s (b_2^2 b_2^2 + b_1^2 b_1^2)_s (\phi_p - \phi_s) \end{aligned}$$

여기서,

$$b_1^1 = \frac{\partial y^2}{\partial x^2} \Delta x^2, b_2^1 = -\frac{\partial y^1}{\partial x^2} \Delta x^2, b_1^2 = \frac{\partial y^2}{\partial x^1} \Delta x^1, b_2^2 = \frac{\partial y^1}{\partial x^1} \Delta x^1.$$

대류·확산항을 second-order upstream-weighted 근사법과 first order upwind differencing을 결합하여 계산의 정밀도를 높인 HPLA scheme을 이용하여 이산화하였다. HPLA scheme을 이용하여 하나의 cell face(w)에 대해 ϕ_w 를 나타내면 다음 식과 같다.

$$\phi_w = (U_w)^+ \phi_w + (U_w)^- \phi_p + \Delta \phi_w \quad (13)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \Delta \phi_w = & (U_w)^-(c_1 w)^+ (\phi_p - \phi_w) \frac{\phi_{w-} - \phi_{ww}}{\phi_p - \phi_{ww}} \\ & + (U_w)^-(c_1 w)^- (\phi_w - \phi_p) \frac{\phi_p - \phi_E}{\phi_{w-} - \phi_E} \end{aligned}$$

$$(U_w)^+ = 0.5(1 + |C_w|/C_w), (U_w)^- = 1 - U_w^-$$

C_w : convective coefficient at a cell face

압력항과 교차미분항은 이차 중심차분을 이용해서 이산화했다. 마찬가지로 연속방정식을 이산화하면 압력에 대한 포아송 방정식이 나오고, 연속방정식과 운동량방정식 사이에서 속도장과 압력장이 연성되게 된다. SIMPLEC 알고리즘을 이용하여 연성된 속도와 압력장을 풀었고(Jang, 1986), 특히 엇갈리지 않은 격자계에서 발생하는 압력분포의 "checker-board" 현상은 운동량 내삽법(Rie & Chow, 1983)을 이용해 해결하였다. 행렬의 계산에는 STONE solver(Stone, 1986)를 사용하였다.

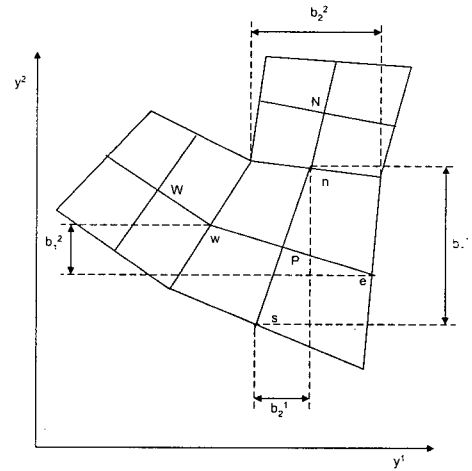


Fig. 2 A configuration of control volume

3. 실험방법

실험은 Fig. 3에서 보이고 있는 바와 같이 PIV에 의한 속도 측정 및 2축 분력계에 의한 유체력 측적으로 이루어졌다. 우선 PIV 실험을 위해서는, 300mW Argon Ion 레이저에서 나오는 레이저 광을 광섬유로 이루어진 레이저 sheet probe를 이용하여 계측위치에 두께 약 2mm의 평면광을 만들어주었다. 조류발생 후 상류부에 설치된 입자 투입구를 통해 폴리머(Polymer) 입자를 투입해 주었다. 영상입력은 Hi-8mm 캠코더를 이용하여 1/30 초 간격으로 입자의 운동을 촬영하였으며, DT 사의 DT3155 프레임 그래버(frame grabber)를 이용해 각 프레임의 이미지를 디지털화 하였다. 이렇게 해서 얻어진 영상의 한 예를 Fig. 4에 보여주고 있다. 이 영상은 기수(odd)영상과 우수(even)영상으로

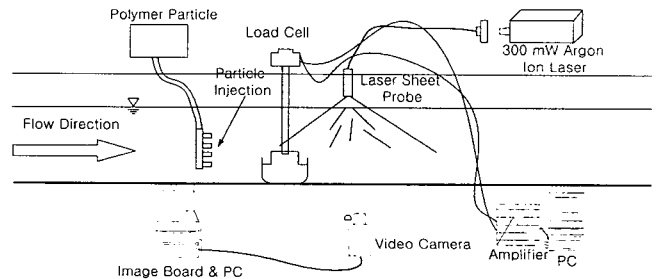


Fig. 3 A sketch of experimental setup

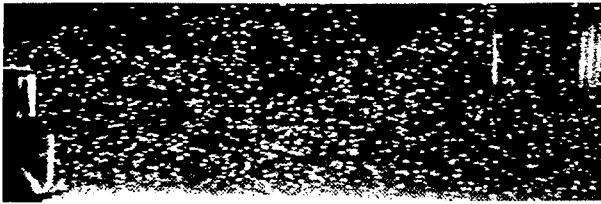


Fig. 4 An exemplified raw image (Rn = 3885)

분리되어 전처리과정을 거친 후, 상호상관법에 의해 속도벡터를 구하게 된다(Lee et al.,1998).

또한, Fig. 3과 같이 NACA0018 단면을 갖는 봉에 매달아 বল력계에 연결하여 흐름방향 및 연직방향의 유체력을 계측하였다.

3. 결과 및 고찰

99톤급 기선저인망 어선을 대상으로 하였고, 모형은 실선의 1/100로 축소하여 제작하였다. 그 주요치수는 Table 2와 같다. 실험 및 계산은 3가지의 유속에 대해 실시했는데, 평균유속 (U_{in})과 선체의 높이(H_v), 유체의 점성계수(ν)에 기초한 레이놀즈수(R_n)는 각각 3885, 7845, 11805, 15765, 23684이다.

$$R_n = \frac{U_{in}H}{\nu} \quad (14)$$

Table 2 Principal dimensions of the vessel

Properties	Prototype	Model
L.O.A	36.75m	36.75cm
L.B.P	31.00m	31.00cm
B.MLD	6.10m	6.10cm
D.MLD	2.85m	2.85cm
D.L.W.L	2.45m	2.45cm

4.1 속도분포

선체 중앙단면의 속도분포를 2차원 CFD code에 의해 계산하였고, 3차원 선체의 중앙단면에서의 PIV 계측치와 비교하였다.

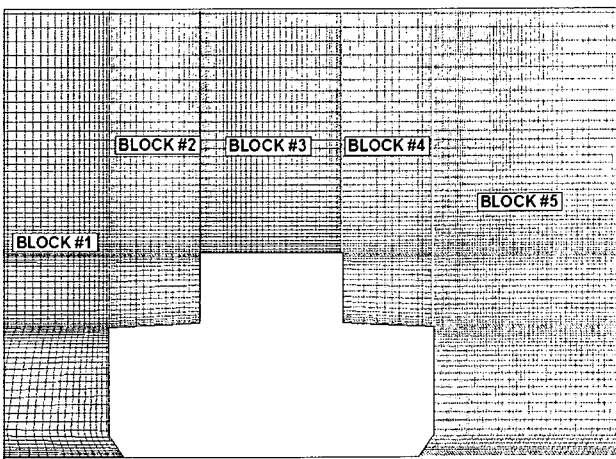
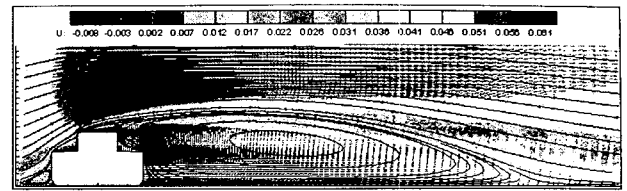
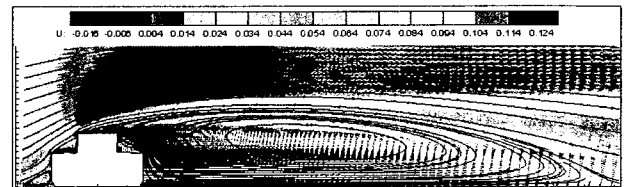


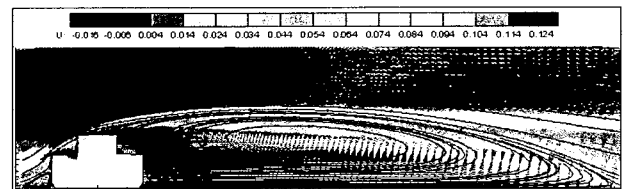
Fig. 5 A mesh configuration around the vessel



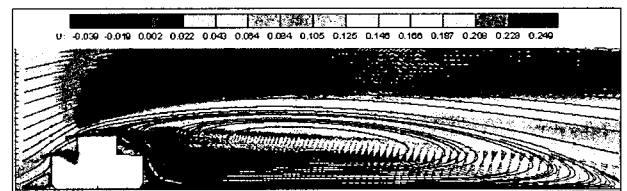
(a) Rn = 3885



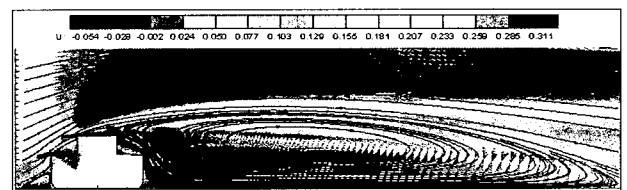
(b) Rn = 7845



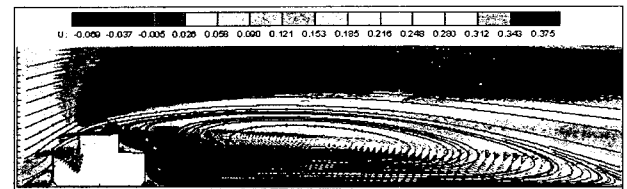
(c) Rn = 11805



(d) Rn = 15765



(e) Rn = 19725



(f) Rn = 23684

Fig. 6 Computational results of velocity distributions and streamline patterns

계산에 사용된 격자계는 Fig. 4와 같고, 5개의 블록으로 이루어진 블록 정구격자계(양찬규 등, 1998)이다. 블록 1은 선체 전방부(up stream)이고 50×140개의 격자로 구성되어 있으며, 블

록 2, 3 및 4는 선체 상부의 블록이며 각각 30×100 , 30×70 그리고 30×100 개의 격자를 갖는다. 블록 5는 후류부(down stream)의 격자이며 160×140 개의 격자로 구성되어 있다.

좌측 경계면은 선체로부터 $3H_v$ 떨어진 곳에 위치하며, 유입 경계조건을 부여하여 균일 유속을 주었다. 윗쪽 면은 자유표면으로서 바닥면으로부터 $5H_v$ 의 높이에 위치하며, 슬립을 허용한 비투과 벽면 조건을 부여하였다. 아랫 면과 선체표면은 벽면조건으로 벽법칙(law of the wall)을 적용하였다. 선체로부터 $20H_v$ 하류 위치에 유출구 경계면을 두었다.

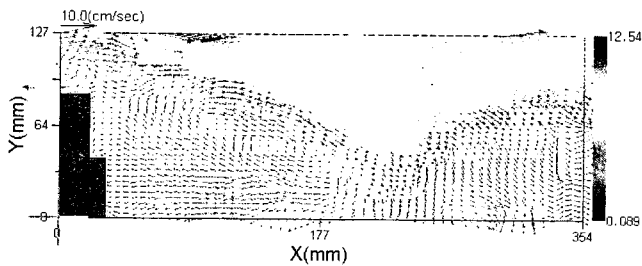
계산결과 중앙 단면부의 유동분포는 레이놀즈 수에 따라 Fig. 5와 같은 양상을 띠게 된다. 정상상태 유동을 가정한 계산이므로 비정상적인 현상의 시간에 따른 복잡한 유동변화는 얻을 수 없었고, 시간평균된 속도장을 보여주고 있다. 레이놀즈 수의 증가에 따라 후류부의 와류역의 크기가 점점 증가하지만 그 증가율은 감소하게 됨을 알 수 있다.

PIV에 의한 속도계측은 앞서 언급한 바와 같이 Hi-8mm캠코더를 이용해 1/30초간격으로 277프레임을 캡처하여 각 프레임을 기수영상과 우수영상으로 분해하여 영상처리를 거쳐 상호 상관법에 의해 속도장을 구했다. 계측된 순간속도분포의 한 예를 Fig. 7에 보이고 있다. 레이놀즈 수에 따라 그 주기나 크기

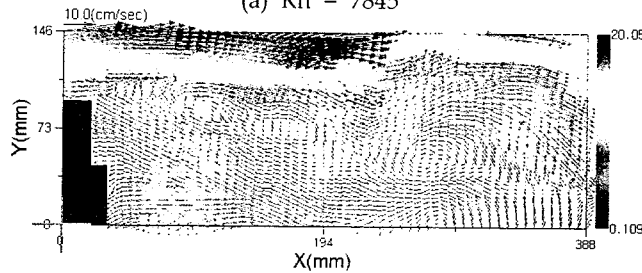
는 차이가 있지만 선체 상단부에서 박리에 의해 형성된 에디들이 불규칙적으로 하류로 진행해 가는 것을 확인할 수 있었다. 이러한 유동양상은 자유전단층(free shear layer)에서 뚜렷히 볼 수 있었고, 레이놀즈수가 증가함에 따라 그 와류가 빠르게 하류로 진행해 가고, 그 와도 또한 커짐을 알 수 있었다.

얻어진 277개의 순간속도분포를 시간평균하여 평균속도분포를 구할 수 있고, 그 결과가 Fig. 8에 도시되었다. 그림에서 볼 수 있듯이 레이놀즈수가 증가함에 따라 재부착점이 점점 후류 쪽으로 이동하여 역류부가 증가하게 되고, 역류부의 속도가 상당히 감소함을 알 수 있다. 그러나 계산결과에 비해 역류부가 작은 것을 볼 수 있다. 이것은 실험에서는 3차원 선형을 사용했으므로 3차원효과에 의한 차이로 설명할 수 있다.

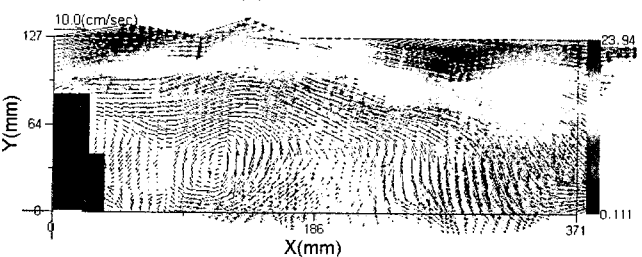
실험과 계산결과를 보다 정량적으로 비교해보기 위해 Fig. 9에 재부착길이(X_R)를 선체 높이(H_v)로 무차원화 한 값을 레이놀즈 수에 따라 도시했다. 이 값은 선체의 존재에 의해 만들어지는 어류들의 유집처로서의 역할을 하게 되므로, 어초의 기능성에 있어서 중요한 인자가 된다. 실험결과 재부착 길이가 선체 높이의 약 5.5배 까지 증가하고 2차원 계산결과에 그 두 배인 약 9.5배까지 증가하였다. 실험 및 계산 결과 모두 재부착길이가 레이놀즈 수에 대해 로그함수적으로 증가하므로 3차



(a) $Re = 7845$

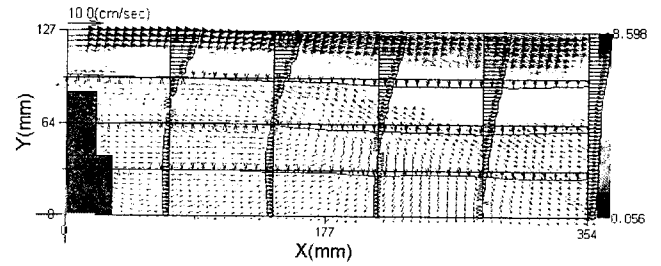


(b) $Re = 15765$

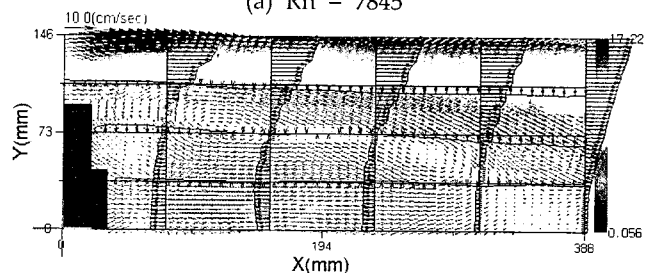


(c) $Re = 23684$

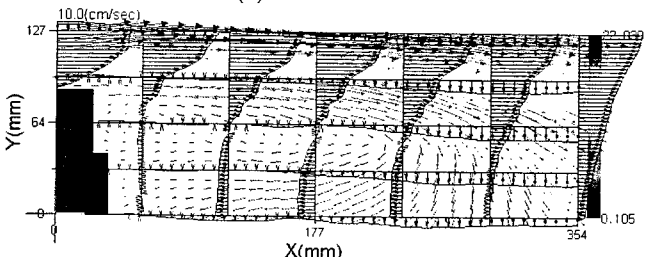
Fig. 7 Exemplified instantaneous velocity distributions measured by PIV



(a) $Re = 7845$



(b) $Re = 15765$



(c) $Re = 23684$

Fig. 8 Exemplified time averaged velocity distributions around the vessel measured by PIV

원 유동에서 실선스케일의 레이놀즈 수에서의 재부착 길이가 선체 높이의 6-7배 정도로 예측 가능하다.

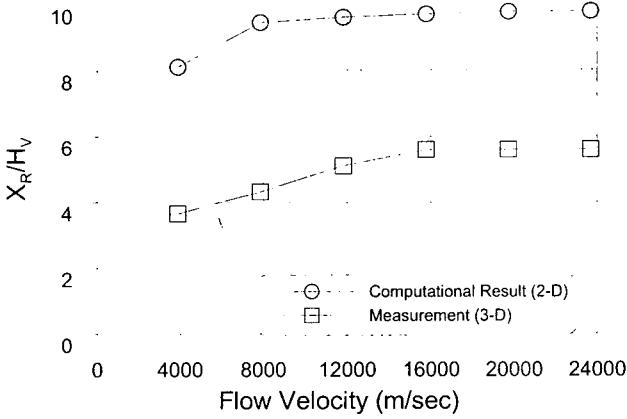


Fig. 9 A comparison of the reattachment length

4.2 압력분포 및 유체력

선체 주위에 걸리는 유체력은 침설된 선박의 안정성과 관련된 부분이므로 정확하게 산정되어야 한다. 따라서 본 연구에서는 전술한 바와 같이 수치계산 및 실험에 의해 선체 주위에 걸리는 유체력을 산정하여 비교하여 보았다. 수치계산이 2차원 해석에 국한되어 있으므로 수치결과는 중앙단면에 걸리는 2차원적 하중이 된다.

우선 유체력 산정을 위한 자료로서 Fig. 10과 같이 단면 주위의 압력분포를 살펴보았다. 레이놀즈 수에 따라 절대적인 값의 차이는 있지만 경향은 비슷하다. 단 후류부의 재부착 길이 및 보오텍스 중심의 위치 등과 같은 유동특성에 따라 압력등고선의 형상이 약간씩 차이가 있다. 전반적으로 선체 좌측에 가장 많은 압력이 작용하고 반면에 우측면에서는 후류의 영향으로 압력이 상당히 감소하는 것을 볼 수 있다. 선체 표면의 압력을 선적분하여 2차원 유체력을 산정할 수 있었다.

실험에 있어서는, 선체전체에 걸리는 힘을 2축 분력계를 이용하여 계측하였고, Fig. 11에 그 계측 장치를 보이고 있다. 수면 위에 분력계를 장착한다음 NACA0018 단면을 갖는 봉으로 분력계에 모형선을 매달아 흐름 중의 유체력을 계측하였다. 흐름방향에 대한 선수각을 90도(beam sea)인 경우 뿐만 아니라 0도(head sea) 와 45도(quarter sea)인 경우도 계측하였다. 2차원 유체력과 달리 3차원 유동의 영향으로 선미 및 선수 부에서 상방향의 부상력이나 하방향의 침하력을 가질 수가 있으므로 이에 대한 고찰을 위해 연직방향 힘 또한 계측하였다.

계측된 힘을 다음 식과 같이 항력계수 및 양력계수로 환산하여 Fig. 13과 Fig. 14에 도시하여 보았다.

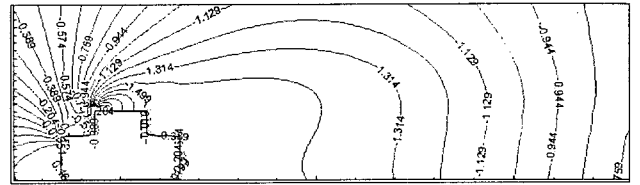
$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 A_D} \quad (15)$$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 A_L} \quad (16)$$

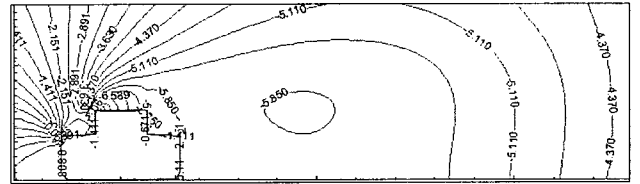
여기서 D와 L은 각각 항력과 양력이고, ρ는 유체 밀도, A_D

와 A_L은 각각 항력과 양력을 받게되는 방향의 투영면적이다. 수치계산의 경우는 항력값이 선적분해서 얻어진 값이므로 A_D 선저부터 갑판위 구조물 상단까지의 높이(H_v)가 된다.

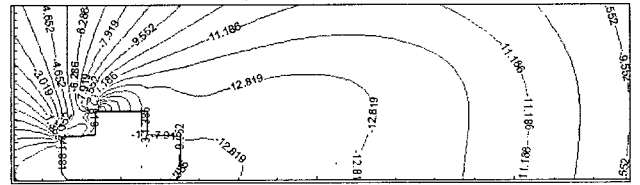
Fig. 12는 항력계수를 도시한 것으로서, 속이 빈 원형 심볼은 2차원 계산예이고, 속이 찬 원형은 선수각이 90도일 때(Beam sea), 속이 찬 마름모는 선수각이 45도일 때, 그리고 사각형은 선수각이 0도 일 때를 나타낸다. 일반적으로 사각단면의 2차원 형상에 대한 항력계수는 레이놀즈수 3.5×10⁴ 부근에서 약 2.0



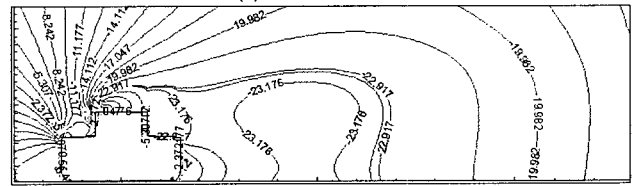
(a) Re = 3885



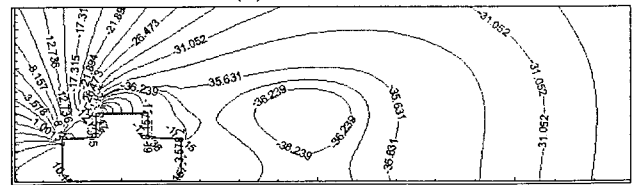
(b) Re = 7845



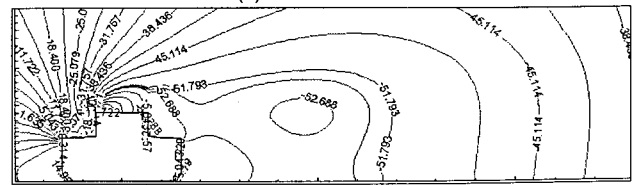
(c) Re = 11805



(d) Re = 15765



(e) Re = 19725



(f) Re = 23684

Fig. 10 Computational results of pressure distributions

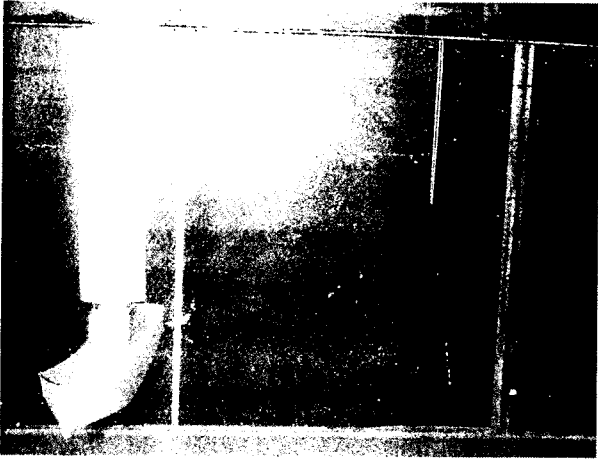


Fig. 11 The vessel attached to the load cell for the measurement of force

의 값을 갖는 것으로 알려져 있고 계산치는 약 1.7이므로 거의 일치한다 할 수 있다. 3차원실험의 경우, 저 레이놀즈 수에서 선수각 0도와 45도의 경우는 항력계수가 높게 측정되었다. 이는 박리에 의한 후류의 압력저하가 유발하는 유체력에 더해 선체 표면에 걸리는 마찰저항이 큰 몫을 차지하기 때문인 것으로 생각된다. 그러나, 레이놀즈 수가 커질수록 항력계수가 1.4에 가까운 값을 갖게 되고, 이는 레이놀즈 수 10^4 에서 10^5 사이에서 큐브(cube)의 항력계수 1.17과 유사한 값이다.

Fig. 13에는 양력계수를 도시하였다. 선체가 완전한 큐브(cube)가 아니라 수선면 아랫부분은 유선형이고 윗부분은 상부 구조물이 존재하는 비대칭 형상이기 때문에 상·하 압력차가 생기게 되고, 수직력으로 작용하게 된다. 이 힘을 수선면적(A_L)에 대한 관성력으로 나누어주어 양력계수를 구하였다. 2차원 계산은 중앙단면에 대해 수행하였기 때문에 연직력을 유발시키는 선미나 선수를 포함하지 않는다. 따라서 3차원 실험 결과만을 도시하였다. 선수각이 0도인 경우는 연직방향 힘이 거의 발생하지 않고, 선수각이 45도 인 경우는 유체력이 아랫 방향으로 작용하므로 양력계수가 음의 값을 갖는다. 양력계수는 저레이놀즈 수일 때 -1.5에서부터 레이놀즈수가 증가하면서 약 -0.2까지 변화하게 된다. 선수각이 90도일 때 상방향의 연직력이 작용하게 된다. 양력계수는 레이놀즈수에 따라 약 1.8에서 약 0.3정도로 감소한다.

5. 결 론

침선어초의 기능성 및 조류 중 안정성을 검토하기 위하여 2차원 중앙단면에 대한 수치해석과 3차원 모형에 대한 PIV 속도계측실험 및 유체력계측실험을 수행하였다. 수치결과와 실험 결과는 정성적으로는 잘 일치하지만 2차원과 3차원 유동의 차이로 보이는 정량적 차이가 있었다. 본 연구결과를 상호보완적으로 해석하여 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

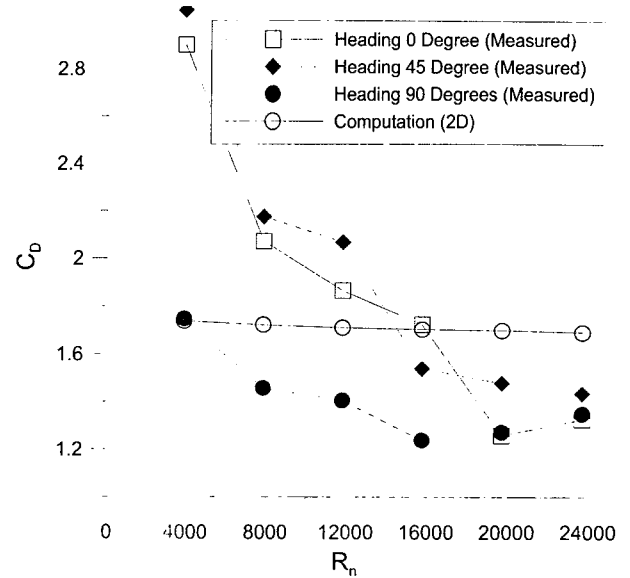


Fig. 12 A comparison of drag coefficients

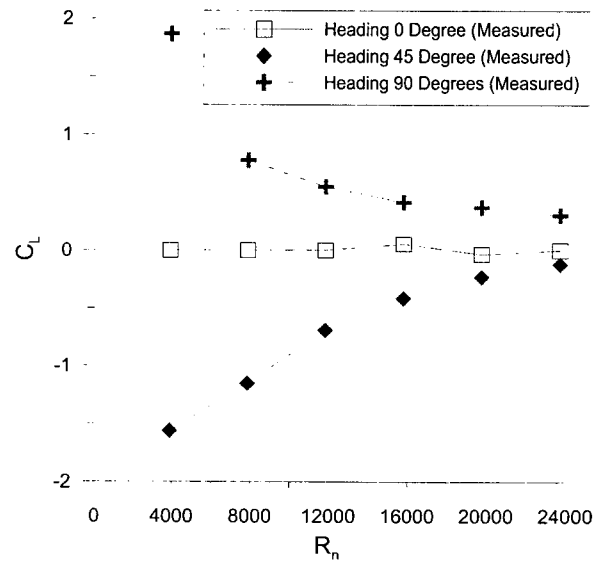


Fig. 13 A comparison of lift coefficients

레이놀즈 수가 증가함에 따라 재부착길이가 증가하고, 결국 역류부 및 자유전단층의 면적이 증가하게 된다. 2차원 수치계산 결과는 재부착길이가 구조물 높이의 9.5배까지 증가하였고, 3차원 계측결과는 5.5배 정도까지 증가하였다. 어류들은 보통이 후류역에 군집하게 되고, 어초의 3차원 배열 등에 의한 후류역 증가 방안은 차후 검토되어야 할 것이다.

선체에 걸리는 유체력은 항력과 연직력이며, 각각을 투영면적에 대한 관성력으로 나누어 계수를 구하여 비교하였다. 항력계수는 레이놀즈수가 증가할수록 감소하는 경향을 보였다. 계산결과는 약 1.75에서 1.7사이의 값을 보였고, 실험결과는 2.9에서 1.2사이로 보다 큰 폭의 변화를 보였다. 선수각 0도와 45도 일 때는 박리에 의한 후류의 압력저하가 유발하는 유체력

에 더해 선체 표면에 걸리는 마찰저항이 큰 몫을 차지하므로 저레이놀즈 수 영역에서 선수각 90도일 때 보다 훨씬 크게 나타났다. 레이놀즈수 24000 부근에서 1.4정도의 항력계수를 얻을 수 있었고, 이는 레이놀즈수 10^4 에서 10^5 사이에서 큐브의 항력계수인 1.17보다 약간 큰 값이다.

연직력은 선수각이 90도인 경우에만 상방향으로 작용하였고, 이 때의 양력계수는 레이놀즈수의 증가에 따라 1.8에서 0.3정도로 감소하는 경향을 보였다. 선수각 0도 인 경우 연직력은 거의 작용하지 않았다. 선수각 45도인 경우는 아랫방향의 연직력이 작용하고 마찬가지로 레이놀즈수의 증가에 따라 -1.5에서 -0.2로 그 절대값이 감소하게 된다.

본 결과를 강제 어선의 어초화를 위한 기능성 확인 및 안정화를 위한 중량 배치 결정에 활용할 수 있을 것이며, 추후의 연구과제로서는 기능성 향상을 위한 3차원 배열기법에 관한 연구 및 천해파 중의 안정성, 침설시 환경외력에 대한 안정성 평가 등이 있겠다.

후 기

본 연구는 해양수산부의 연구용역과제인 “강제어선의 인공 어초화 연구” 중 일부임을 밝힙니다.

참 고 문 헌

양찬규, 홍섭(1997), “블록-정규격자계를 이용한 복잡한 형상 주위 유동장의 수치해석”, 대한조선학회 1998년도 추계학술대회 논문집, pp 252~257.

- Jang, D. S., Jetli, R. and Acharya, S.(1986). “Comparison of the PISO, SIMPLER and SIMPLEC Algorithms for the Treatment of Pressure-Velocity Coupling in Steady Flow Problems”, Numerical Heat Transfer, Vol. 10, pp 209~228.
- Karki, K. C. and Patankar, S. V.(1988). “Calculation Procedure for Viscous Incompressible Flows in Complex Geometries”, Numerical Heat Transfer, Vol. 14, pp 295~307.
- Lee, Y. H, Choi, J. W., Seo M. S. and Saga, T.(1998). “Analysis of uncertainties from PIV input devices”, Proc. of VSJ-SPIE9 8 Yokohama, pp 232~233.
- Patankar, S. V.(1980). “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Hemisphere, Washington, D. C.
- Rhie, C. M. and Chow, W. L.(1983). “A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation”, AIAA Journal, Vol. 21, pp 1525~1532.
- Rodi, W.(1984). “Turbulence Models and Their Application in Hydraulics - A State of the Art Review”, University of Karlsruhe, pp 5~46.
- Stone, H. L.(1968). “Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations”, SIAM J. Numer. Anal., Vol. 5, pp 530~558.
- Versteeg, H. K. and Malalasekera, W.(1995). “An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method”, Longman Scientific & Technical, pp 101~134.

2000년 7월 8일 원고 접수

2000년 10월 23일 수정본 채택