

## VIV 해석을 위한 이산 보오텍스방법의 이용

김유철\*, 임창규†\*

동경대학교 생산기술연구소\*

### Use of Discrete Vortex Method for VIV Response Analysis

Yoo-Chul Kim\* and Chang-Kyu Rheem†\*

Institute of Industrial Science, The University of Tokyo\*

#### Abstract

DVM (Discrete Vortex Method) is a numerical scheme that handles discrete vortex particles to express continuous vorticity field. This scheme is proper to VIV (Vortex Induced Vibration) analysis because there is no need to generate field grids and VIV is caused by separated vorticity from the body. When DVM is applied to VIV analysis, there are some applicable schemes such as using vortex blobs, integral method for computing induced velocity, etc. In this study, the influences of these schemes are investigated and the practical scheme that is appropriate for VIV analysis is proposed.

※Keywords: VIV(보오텍스 유기 진동), DVM(이산 보오텍스방법)

#### 1. 서론

라이저(riser)는 해저자원 채취를 위해 설치되는 긴 실린더형 구조물로, 최근 수심이 깊은 해역에서의 라이저의 이용이 늘어나고 있다. 이처럼 라이저의 길이가 길어지면 상대적 강도가 감소하며,

조류나 파도에 의해 복잡한 거동을 보이게 된다. 이러한 진동 현상은 구조물의 피로 강도에 영향을 미치며, 심할 경우 구조물의 파괴를 가져올 수 있기 때문에 라이저 거동의 해석이 중요하게 된다. 라이저의 거동 해석 방법으로는 실린더 실험에서 얻어진 유체 동역학적 힘을 이용하여 라이저의 거동을 예측하는 준실험적 방법(semi empirical method)이나 CFD 를 이용한 방법이 제안되고 있다. 그 중에서 CFD 를 이용한 방법은 계산 조건에 대한 제약이 적은 반면, 라이저의 큰 종횡비(aspect ratio)로 인해서 3 차원 구조물

접수일: 2009년 1월 27일, 승인일: 2009년 5월 24일

†교신저자: rheem@iis.u-tokyo.ac.jp,

+81-3-5452-6208

전체를 직접 다루는 것에 제한이 따른다. 따라서 strip 이론을 이용한 준 3 차원(quasi-3D) 방법이 주류를 이루고 있다. 준 3 차원 방법에서는 라이저를 길이 방향으로 여러개의 요소로 나누고 각 노드점이 위치한 평면에서 2 차원 실린더의 유동을 해석한 후, 이 유체력을 이용하여 3 차원의 구조 해석을 수행하게 된다. 따라서 CFD 를 이용한 방법에서는 2 차원 실린더의 VIV (Vortex Induced Vibration) 거동해석이 중요하게 된다.

2 차원 실린더의 거동을 다루는 계산 방법에는 여러가지 방법이 있을 수 있지만, 이산 보오텍스 방법은 공간 격자가 필요하지 않기 때문에 경계면이 이동하는 유체장의 해석에 적합한 방법이다. 또한, VIV 는 물체 표면에서 박리된 보오텍스에 기인한 진동 현상이므로 보오텍스 자체를 변수로 하는 보오텍스방법이 적합하다고 할 수 있다. 보오텍스방법에는 대류항의 속도를 계산하는 방법, 점성 확산을 계산하는 과정에 있어서 그 구현 방법에 차이가 있다. 일반적으로 보오텍스방법에서는 대류항의 속도를 계산하기 위해 비오사바 법칙(Biot-Savart law)을 이용하지만, 입자간 상호 작용을 계산하기 위해서 필요한 소위 N-body 문제의 특성상 입자수가 많아지면 계산 시간이 그 제곱에 비례하여 커지는 단점이 있다. 이런 점을 극복하기 위해, 멀티폴 전개에 의한 가속화 알고리즘(Greengard and Rokhlin 1997)이나 그리드 시스템을 접목한 vortex-in-cell 방법(Cottet and Poncet 2003) 등이 사용되고 있다. 또한 점성 확산을 표현하기 위해, 여러 방법들이 제안되고 있는데, 통계적 방법인 random walk 방법(Chorin 1973), 입자의 코어(core)의 크기를 변화시키는 core spreading 방법(Greengard 1985), 점성 확산을 일종의 대류항처럼 취급하는 diffusion velocity 방법(Ogami and Akamatsu 1991), 입자간 와도 세기를 교환하는 PSE (Particle Strength Exchange)방법(Degond and Mas-Gallic 1989) 등이 사용되고 있다. 하지만 일반적인 라이저의 설치 환경인 그레이놀즈수에는 diffusion velocity 방법이나 PSE 방법은 그 적용에 실용적 한계가 있다. 따라서 본 연구에서는 random walk 방법을

활용한 확산 계산과 비오사바 법칙을 이용한 대류항 계산을 이용한 랜덤 보오텍스방법을 채택한다. 그런데, 랜덤 보오텍스방법을 이용한 VIV 해석에 있어서, 보오텍스 입자의 취급, 물체 표면 압력의 계산 등의 과정에서 제안된 몇몇 방법들이 있으며, 이러한 방법들에 따라 계산 시간 및 결과에 차이가 발생할 수 있다. 본 연구에서는 2 차원 보오텍스방법을 VIV 해석에 사용함에 있어서 이러한 방법들이 결과에 미치는 영향을 조사하고, 가장 실용적인 방법을 제안한다.

## 2. 랜덤 보오텍스방법

랜덤 보오텍스방법은 보오텍스 입자의 위치와 세기를 변수로 하여 유체장을 해석하는 방법으로, Chorin(1973)이 점성이 약한 유체에 대해 보오텍스 입자와 random walk 에 의한 점성 확산 방법을 제안하였다. 지배 방정식은 와도 이송 방정식이며, 대류항과 확산항을 분리해서 계산 하는 점성분리(viscous splitting)법을 사용한다. 대류항은 비오사바 법칙을 이용하여 계산되며, 확산항은 보오텍스 입자들의 위치를 점성을 고려하여 조정하여 구현한다. 격자를 사용하지 않는 순수 Lagrangian 방법이기 때문에 Eulerian 방법에서 나타나는 수치 확산이 발생하지 않는다.

### 2.1 지배 방정식

비압축성 Newtonian 유체는 질량과 모멘텀 보존식으로 표현 가능하다. 또한 이 관계식은 Eulerian 과 Lagrangian 프레임에서 다른 형태로 표현된다. 랜덤 보오텍스방법에서 사용되는 Lagrangian 프레임에서의 질량과 모멘텀 보존식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \\ \rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} &= -\nabla P + \mu \Delta \mathbf{u} \end{aligned} \quad (1)$$

위의 모멘텀 보존식에서 속도와 와도의 관계식

을 이용하면 압력항이 사라진 보오텍스 방법의 지배 방정식인 와도 이송 방정식을 얻을 수 있다 (Cottet and Koumoutsakos 2000).

$$\rho \frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \rho \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla \mathbf{u} + \mu \Delta \boldsymbol{\omega} \quad (2)$$

입자의 와도의 변화량은 속도의 변화량과 점성 확산의 영향에 의해서 결정되는 것을 알 수 있다. 여기서  $\nabla \mathbf{u}$  는 dyadics 를 의미한다. 3 차원 계산에서 와도는 벡터로 표현되며, 2 차원의 계산에서는 z 성분만이 남아서 스칼라양처럼 처리될 수 있다. 또한 2 차원에서는 와도 스트레칭항인 식(2)의 우변 첫째항이 사라진다.

**2.2 점성분리(Viscous splitting)**

유체장은 매 시간단계(time step)에서 와도장이 이동하고 확산함으로써 발전된다. 점성분리는 대류 과정과 확산 과정을 단계적으로 구현하는 방법으로 Lagrangian 프레임에서는 다음과 같은 식으로 표현된다(Cottet and Koumoutsakos 2000).

convection :

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_p), \quad \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = 0 \quad (3)$$

diffusion :

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = 0, \quad \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \nu \Delta \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}_p)$$

즉, 첫번째 부시단계(sub-time step)에서 확산이 일어나지 않는다는 가정하에 대류항을 풀고, 그 후의 부시단계에서 대류가 일어나지 않는다는 가정하에 확산항을 풀게된다. 이 방법은 각 시간 단계에서 2 차의 정확도를, 전체적으로 1 차의 정확도를 갖게 된다.

대류항은 각 보오텍스 입자를 국부 속도를 이용해서 움직임으로써 간단히 구현된다. 여기서 국부 속도는 유입류 성분( $U_\infty$ ), 물체 표면 판 요소에 의

한 포텐셜 성분( $u_\phi$ ), 그리고 비오사바 법칙에 의해 구해지는 다른 보오텍스 입자에 의해 유기되는 회전 속도 성분( $u_\omega$ )으로 구해진다.

본 연구에서 사용한 랜덤 보오텍스방법에서 확산항은 보오텍스 입자의 위치를 조정함으로써 구현된다. 각 입자들은 대류항의 계산이 끝난 후, 임의의 방향으로 움직이는 브라운 운동을 통해서 와도장을 변화시킨다. 입자들의 이동거리는 확산식의 Green 함수의 해가 평균이 0 이고, 표준 편차가  $\sqrt{2\nu\delta t}$  인 Gaussian 확률 밀도 함수인 점을 이용해서 구한다.

**2.3 수치해석 과정**

랜덤 보오텍스방법을 이용한 2 차원 실린더의 운동 해석은 다음 과정으로 구현된다(Fig. 1).



**Fig. 1** Overall process for VIV analysis using random vortex method

- 1) 실린더 표면을 m 개의 보오텍스 판 요소로 나눈뒤, 요소 표면에서 no-slip 조건을 적용하여 각 요소의 와도를 계산한다.
- 2) 판 요소의 순환량과 동일한 세기를 갖는 보오텍스 입자를 요소의 법선 방향의 일정 거리상에 놓는다.
- 3) 바깥 와도장에 의해 유기되는 판 요소 상의 속도를 구하고, 다시 no-slip 조건을 만족하는 판 요소의 와도를 계산한다.
- 4) 유입류의 속도, 보오텍스 판 요소가 유기하는 속도, 다른 보오텍스 입자들이 유기하는 속도를 더하여 최종 이동 속도를 구하고, 이 속도를 이용하여 입자의 위치를 이동한다. 이 과정은 4 차 Runge-Kutta 방법을 이용하며, 각 부시단계에서 2 개의 자유도를 갖는 질량-스프링 시스템으로 표현되는 운동 방정식을 동시에 풀어서 실린더의 변위를 Runge-Kutta 방법으로 계산한다.

- 5) Random walk 방법을 이용하여 각 보오텍스 입자의 위치를 조정한다.
- 6) 상호간의 거리가 가까운 입자들은 하나의 입자로 통합하여 전체 입자의 수를 조절한다.
- 7) 과정 1)로 돌아가 다음 시단계를 계산한다.

위의 과정 중에 물체 안쪽으로 들어가는 입자들은 물체 바깥쪽으로 모두 반사시키고, 각 입자의 와도 세기는 매 시단계에서 일정 비율로 감소시켜서 마찰에 의한 와도 소산을 적용한다.

### 3. 수치 해석 기법

본 연구에서는 앞서 설명한 랜덤 보오텍스방법을 기준으로 코어를 갖는 보오텍스 입자, 판 요소 적분법, 소산율, 고체벽 확산, Poisson 식에 의한 압력 계산이 VIV 진동 예측에 미치는 영향을 살펴본다.

#### 3.1 Vortex blob

기존 방법인 랜덤 보오텍스방법에서는 보오텍스 입자가 Dirac delta 함수 형태로 표현되기 때문에 입자 중심에 가까운 위치에 유기되는 속도 성분의 크기가 매우 커지게 되는 단점이 있다. 이는 주변 입자들의 과도한 이송을 야기시킬 수 있기 때문에 근래에는 보오텍스 입자가 어느 정도의 코어를 갖도록 하여 과도한 유기 속도를 방지하는 방법이 적용되고 있다. 일반적으로 보오텍스 입자의 중심으로부터 반경 방향으로 Gauss 분포를 갖는 Gauss 보오텍스 입자(Ploumhans and Winckelmans 2000)가 사용되며, 유기되는 속도는 다음 식으로 표현된다.

$$\mathbf{u} = \frac{\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{r}}{2\pi|\mathbf{r}|^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|^2}{2\sigma^2}\right) \right\} \quad (4)$$

여기서  $\boldsymbol{\alpha}$ 는 와도의 세기,  $\mathbf{r}$ 은 거리 벡터,  $\sigma$ 는 코어의 크기를 의미한다. 본 연구에서는 Gauss

입자 이외에 식 (5)와 같이 거리가 0이 되는 경우도 일정한 속도를 갖도록 속도항의 분모에 코어 크기의 제곱을 더해주는 방법도 사용한다.

$$\mathbf{u} = \frac{1}{2\pi} \frac{\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^2 + \sigma^2} \quad (5)$$

#### 3.2 판 요소 적분법

기존 방법에서는 보오텍스 입자가 물체 표면에 유기하는 속도를 계산할 때와 보오텍스 판 요소가 보오텍스 입자에 유기하는 속도를 계산할 때, 거리가 먼 경우는 판 요소를 중심에 놓여진 하나의 입자로 치환하여 계산하고, 거리가 가까운 경우는 그 거리에 따라 요소를 여러개의 작은 요소로 분할한 후, 그 중심에 놓여진 여러개의 입자로 치환하여 각각 유기하는 속도를 평균하여 계산한다. 하지만 2 차원의 경우, 일정 세기를 갖는 판 요소가 임의의 위치에 유기하는 속도를 수학적으로 계산할 수 있다.

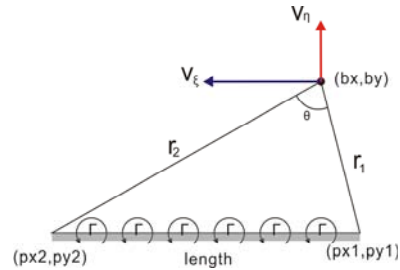


Fig. 2 Induced velocity by a vortex panel

판 요소 적분법을 사용하면, 물체 표면을 와도 세기가 일정한 요소로 분할하여 계산한다는 가정에 일치하게 된다. Fig. 2와 같이 일정 와도( $\Gamma$ )를 갖는 보오텍스 판 요소가 임의의 위치에 유기하는 속도는 다음 식으로 표현된다(Lewis 1991).

$$v_\theta = \frac{\Gamma\theta}{2\pi}, \quad v_n = \frac{\Gamma}{2\pi} \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (6)$$

**3.3 소산율**

와도는 에너지의 공급이 없으면 점점 그 세기가 약해진다. 물체의 표면에서 생성된 와도는 후류로 이동하면서 점점 약화되는데, 랜덤 보오텍스방법에서는 생성될 때의 보오텍스 입자의 세기를 변화시키는 과정이 없다. 따라서 매 시단계마다 일정 비율로 와도의 세기를 줄이는 방법을 사용한다. 소산율이 너무 클 경우 와도에 의한 유체장의 변화가 잘 표현되지 못하게 되고, 너무 작을 경우, 회전 성분이 너무 강하게 되어 후류의 형태가 발산하는 경우가 생긴다. 따라서 적당한 양의 소산율을 정하는 것이 필요하다. Rheem(2008)은 와도의 세기가 물체 중심으로부터 직경의 25 배가 되는 지점을 벗어나면 그 세기가 0 이 되도록 소산율을 정하면 양력의 예측에 큰 영향이 없다고 한 바 있다. 본 연구의 기준 방법에서는 직경의 25 배가 되는 지점에서 처음 세기의 10% 이하가 되도록 설정하였다.

**3.4 고체벽 확산**

균일 유입류의 경우, 와도는 물체의 표면에서만 발생한다. 따라서 와도를 변수로 유체장을 해석하는 보오텍스방법에서는 와도의 생성이 중요한 요소이다. 랜덤 보오텍스방법에서는 하나의 보오텍스 판 요소를 같은 세기를 갖는 한개의 보오텍스 입자로 치환하는 offset 방법(Lewis 1991)을 사용한다. 즉 하나의 판 요소에서 전파되는 와도는 한개의 보오텍스 입자에 한정된다. 보통 결정론적(deterministic) 보오텍스방법에서는 Neumann 경계조건을 만족하는 2 차원 확산식을 이용하여 주변의 보오텍스 입자에 와도를 나누어 주는 방법을 사용한다(Ploumhans and Winckelmans 2000). 본 연구에서는 결정론적 보오텍스방법에서 사용하는 확산 방법을 적용하여 그 영향을 알아본다.

**3.5 Poisson 방정식에 의한 압력 계산**

랜덤 보오텍스방법에서 압력은 Navier-Stokes 방정식에서 대류와 확산항을 제외하고 나머지 압력항만을 다루어 계산하므로 다음과 같은 식을 사용한다(Lewis 1991).

$$-\frac{1}{\rho} \nabla P = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \tag{7}$$

판 요소 위에서의 속도가 보오텍스의 세기와 같다는 조건을 적용하면 임의의 경계 요소 위에서의 압력은 식(8)로 표현이 가능하다. 즉, 각 요소의 와도세기를 이용하여 계산할 수 있다.  $s$  를 물체 표면의 접선방향 좌표,  $\gamma(s)$  를 와도의 접선방향 분포라 하면,  $m$  개의 판 요소로 분할된 물체의 압력 분포는 다음 식과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s} &= -\frac{\partial \gamma(s)}{\partial s} \\ \Delta P_n &= -\rho \frac{\gamma(s_n) \Delta s_n}{\Delta t} = -\rho \frac{\Delta \Gamma_n}{\Delta t} \\ P_m &= P_1 + \sum_{n=1}^m \Delta P_n = P_1 - \frac{\rho}{\Delta t} \sum_{n=1}^m \Delta \Gamma_n \end{aligned} \tag{8}$$

2 차원 비압축성 유체의 경우, 압력장은 물체 표면에서의 Neumann 경계조건을 갖는 Poisson 방정식으로 표현이 가능하다. 적분 형태로 표현하면 요소에서의 전압력(total pressure)을 미지수로 하는 선형식이 구해지며 하나의 요소에 대해서 다음과 같은 관계식이 구성된다(Lee et al. 2004).

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} H + \oint_C H \frac{\partial G}{\partial n} dC \\ = \oint_C [\mathbf{n} \cdot (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) - \mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{v} \boldsymbol{\omega})] G dC + \int_S \nabla \cdot (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) G dS \end{aligned} \tag{9}$$

여기서,  $H$  는 전압력,  $G$  는 Green 함수,  $C$  는 물체 표면,  $S$  는 보오텍스 입자를 나타낸다. 우변의 첫번째 항은 다른 판 요소에 의한 영향을, 두번째 항은 유체장에 존재하는 보오텍스 입자에 의한 영향을 표현한다. 각 판 요소에 대해 식(9)를 적용한 선형식을 풀어 각 요소에서의 전압력을 구할 수 있다. Poisson 방정식을 이용한 압력 계산법은 코어를 갖는 보오텍스 입자를 사용한 방법에서 적용한다.

4. 결과 고찰

3장에서 소개한 방법들을 기준 방법인 랜덤 보오텍스방법에 적용하여 VIV 특성 예측에 어떤 영향을 주는지 살펴본다. 후류 보오텍스의 형태, 환산 유속(reduced velocity)에 대한 VIV 진동의 진폭과 주파수의 특성 변화를 중심으로 비교한다. 계산 조건은 총 15 조건으로 랜덤 보오텍스방법은 원주 주변의 판 요소수 32, 시단계 0.098, 소산율 1%, 질량비 2.7로 설정한다. 여기서 질량비는 원주의 구성 물질의 물에 대한 상대 질량으로 알루미늄의 경우 2.7에 해당한다. 일반적으로 해의 분해도를 만족시키지 못하는 경우라도 보오텍스방법은 정성적으로 수렴하는 결과(Cottet and Koumoutsakos 2000)를 주기 때문에 시단계는 보오텍스 입자가 한 시단계에 하나의 판 요소 길이 정도 움직이도록 설정하였다. 계산 시간은 판 요소의 수가 32인 경우, 적용된 방법에 거의 관계없이 2.66GHz CPU에서 15분 정도 소요되었다. Table 1에 각 계산 조건을 표시한다.

일반적으로 원주의 VIV는 환산 유속으로 표현하여 세 영역으로 분류된다. 환산 유속이란 고유진동수로 무차원한 속도로 다음 식으로 표현된다.

$$U_r = \frac{U}{f_n D} \tag{10}$$

$f_n$ 은 고유진동수,  $U$ 는 유입류 속도,  $D$ 는 원주의 지름을 나타낸다. 일반적으로 환산 유속이 5미만인 경우 매우 작은 진폭으로 진동하며 initial branch라 불린다. Upper branch라 불리는 5부근에서 갑자기 커진 진폭으로 잠시 진동한 후, lower branch 영역으로 들어가서 환산 유속 10까지 약간 작아진 진폭으로 진동한다고 알려져 있다(Sumer and Fredsoe 1997). 후류 보오텍스의 형태는 initial branch에서는 원주의 윗면과 아랫면에서 번갈아 가며 보오텍스가 떨어져 나가는 2S mode를 보이며 upper branch에서는 원주의 바로 뒤에서는 2S mode가, 조금 더 후류에서는 윗면과 아랫면에서 각각 한쌍의 보오텍스가 나타나

Table 1 Calculation cases

Case	Core	Integral	Sheet Diffusion	Pressure
RDVM	Particle	X	Offset	Circ.
BLB F 0.5H	0.5H	X	Offset	Circ.
BLB F 1.0H	1.0H	X	Offset	Circ.
BLB G 0.5H	0.5H	X	Offset	Circ.
BLB G 1.0H	1.0H	X	Offset	Circ.
INT	Particle	O	Offset	Circ.
INT BLB F 0.5H	0.5H	O	Offset	Circ.
INT BLB G 0.5H	0.5H	O	Offset	Circ.
WDF	Particle	X	Wall Diffusion	Circ.
WDF BLB F 0.5H	0.5H	X	Wall Diffusion	Circ.
WDF BLB G 0.5H	0.5H	X	Wall Diffusion	Circ.
WDF INT	Particle	O	Wall Diffusion	Circ.
WDF INT BLB F 0.5H	0.5H	O	Wall Diffusion	Circ.
WDF INT BLB G 0.5H	0.5H	O	Wall Diffusion	Circ.
PRE	0.5H	X	Offset	Poisson

G : Gauss 보오텍스 입자, F : 유한 속도 유기 입자, H : 판 요소의 평균 길이

는 2P mode가 나타난다. 그리고, lower branch에서는 2P mode가 나타나는 것이 실험에서 확인된다(Fig. 3).

수치 실험의 결과, 본 연구에서 사용한 거의 모든 방법이 initial branch와 upper branch 영역에서 2S mode의 후류 보오텍스를 보여주었다. 하지만 코어를 갖는 보오텍스 입자를 사용한 경우, 다른 방법들에 비해 후류 보오텍스의 형태를 확실하게 보여주지 못했다. Lower branch에서의 2P mode는 본 연구에서 어떤 방법도 확실하게 재현하지 못했다. RDVM과 BLB G 0.5H 정도가 2P mode를 비슷하게 재현하였다(Fig. 4).

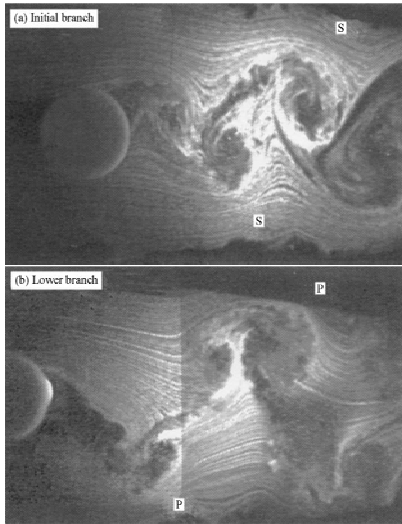


Fig. 3 Hydrogen-bubble flow visualization of the 2S mode and 2P mode (Khalak and Williamson 1999)

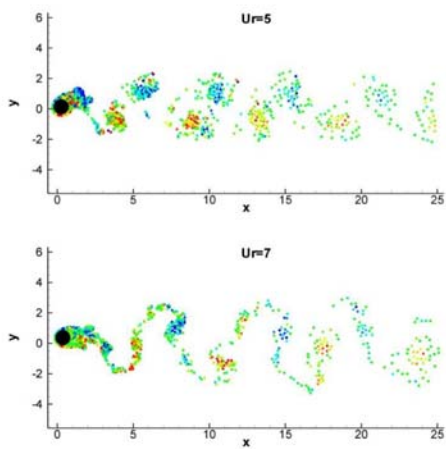


Fig. 4 2S and 2P mode of BLB G 0.5H at  $Ur=5$  (upper) and  $Ur=7$  (lower), respectively

일반적으로 진폭의 경우, upper branch 에서 가장 큰 진폭을 보이며 그 크기는 원주의 직경에 달하고, lower branch 영역에서는 0.5D 정도의 진폭이 실험에서 관찰된다. 본 연구에서 사용한 방법들은 모두 실험에서 관찰되는 직경 정도의 최대 진폭을 보여주지 못했다. 계산 결과는 upper

branch 와 lower branch 의 진폭이 거의 비슷한

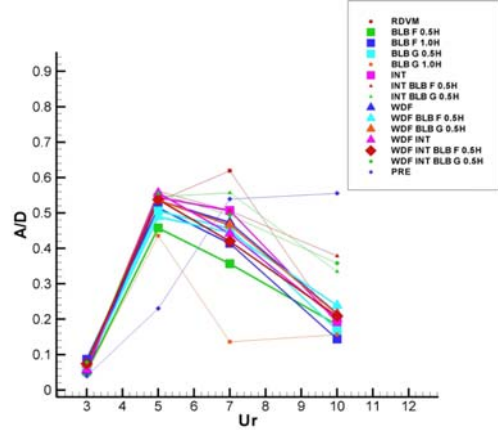


Fig. 5 Amplitude responses for different schemes

수준으로 나왔다. 다른 2 차원 계산 결과들도 이와 유사한 경향을 보인다(Zhou et al. 1999, Wanderley et al. 2007). Poisson 식을 이용하여 압력 계산을 한 경우는 lower branch 에서 가장 큰 진폭을 보이고, 환산 유속이 10 인 경우도 큰 진폭이 나타나는, 다른 결과들과 완전히 다른 경향을 보였다(Fig. 5). 이는 Poisson 식을 이용한 압력 계산 방법이 순환량을 이용하여 계산한 결과와 비교해 볼때, 항력은 더 크게, 양력은 더 작게 계산되는 것에 기인한다. 각 판 요소에서의 전압력을 계산할 때, 주변 입자들의 영향이 포함되는데 물체 주변의 입자들의 수가 충분하지 않을 경우 적절한 값을 주지 못하는 원인으로 생각된다. Fig. 6 은 결정론적 보오텍스방법(Ploumhans and Winkelmans 2000)에 기반하여 레이놀즈수 550 의 원주에 대하여 Poisson 식을 사용한 항력 계수와 보오텍스 impulse 를 사용한 항력 계수를 비교한 것이다. 그림에서와 같이 같은 조건의 계산에서 판 요소의 수를 적게하여 입자의 공간 해상도가 작은 경우 Poisson 식을 이용한 계산 결과가 항력 계수가 크게 나타나는 것을 확인할 수 있다. 여기서 P100 은 판 요소의 수가 100 개인 경우, P300 은 판 요소의 수가 300 개인 경우를 나타낸다.

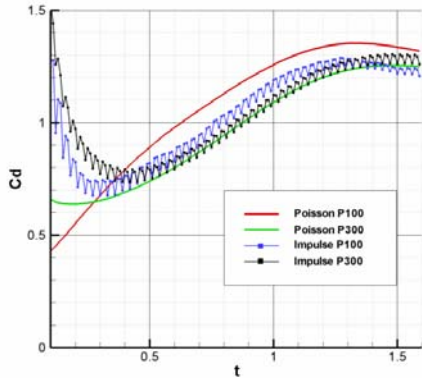


Fig. 6 Comparison of drag coefficient for a cylinder at  $Re = 550$

또 한가지의 특성으로 upper branch 에서는 진폭과 유체력(양력)의 크기가 모두 크게 나타나지만, lower branch 에서는 진폭은 비슷한 수준으로 유지되지만 유체력은 상당히 작은 값을 보여주었다. 이는 VIV 의 특성인 물체의 고유 진동 주파수와 Strouhal 주파수가 비슷하게 되어 진폭이 커지는 lock-in 현상을 설명해 주는 것으로 생각된다.

주파수의 경우, initial branch 영역에서는 물체의 진동 주파수가 Strouhal 주파수와 일치하며, upper branch 에서는 물체의 고유 진동 주파수, 물체의 진동 주파수 그리고 Strouhal 주파수가 모두 같아지며, lower branch 에서는 진동 주파수와 고유 진동 주파수의 비( $f/f_n$ )가 1 에서 1.5 사이에서 유지되는 현상이 실험에서 관찰된다. 본 연구에서 사용한 거의 모든 방법들이 initial branch 와 upper branch 의 주파수를 잘 예측하였으며 환산 유속 7 에서 주파수비가 1 에서 1.5 사이에서 나타나는 현상을, 환산 유속 10 의 경우, 고유 주파수 성분과 Strouhal 주파수 성분이 모두 나타나는 현상을 비교적 잘 보여주었다. 하지만, 환산 유속 7 과 10 의 경우, 방법에 따라서 산란된 결과를 보였다(Fig. 7).

그 밖에 코어를 갖는 보오텍스 입자를 사용한 방법이 주변에 유기하는 속도가 안정적으로 나타나기 때문에 물체 주변에서 더 깨끗한 속도 분포를

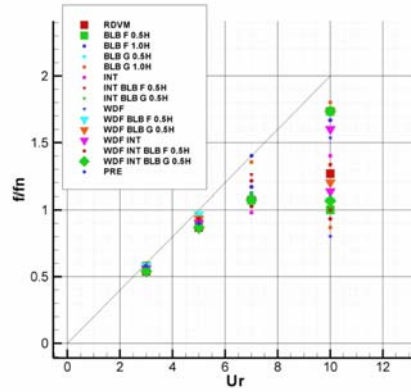


Fig. 7 Frequency responses for different schemes

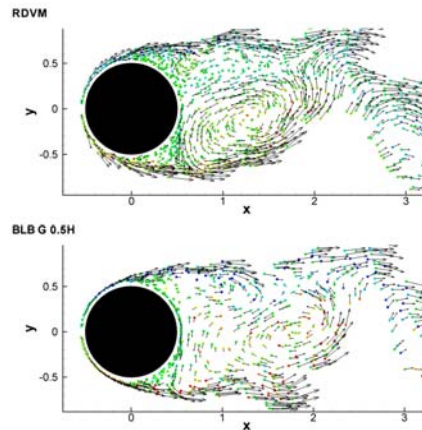


Fig. 8 Velocity field for vortex particle and blob method, respectively

보여주었다(Fig. 8). 소산율에 대해서는 판 요소의 수가 32 인 경우 매 시간계에서 1%를 적용하였는데, 시간계가 반으로 줄어든 경우 같은 시간에 소산되는 와도의 양이 2 배가 되기 때문에 그대로 1%를 적용할 경우, 와도가 과도하게 줄어드는 결과를 보이게 된다(Fig. 9). 실제로 시간계를 반으로 줄였을 경우에는 물체의 진폭이 반 정도로 줄어드는 결과를 보였다.



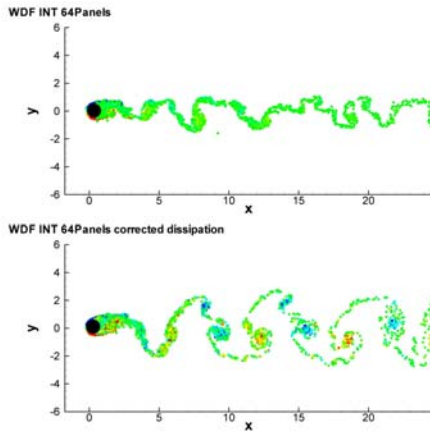


Fig. 9 Vortex particle formation of 64 panels case for uncorrected and corrected dissipation rate, respectively

### 5. 결론

본 연구에서는 VIV 응답 해석에 있어서 이산 보오텍스방법을 사용할 경우, 사용하는 보오텍스 입자, 물체 표면의 압력 계산 방법 등이 결과에 미치는 영향에 대하여 조사하였다. 본 연구에서 사용한 보오텍스방법은 VIV 진동수와 후류 보오텍스의 형태 등을 비교적 유사하게 예측하였다. 코어를 갖는 입자를 사용한 경우, 물체 주변의 속도 분포는 안정적으로 계산되지만 진동 예측의 측면에서는 좋은 결과를 보여주지 못했다. 적분을 이용한 방법과 물체 표면에서의 확산식을 이용한 방법은 랜덤 보오텍스방법과 많은 차이를 보여주지 못했다. Poisson 식을 이용한 방법은 앞에서 언급한 바와 같이 공간상의 입자의 밀도가 충분하지 않으면 다른 방법에 비해 정도가 떨어져서 진동 예측에서 전혀 다른 결과를 보여주었다. 또한 랜덤 보오텍스방법을 사용할 경우, 소산율을 적당히 정해주는 것이 중요하며 이에 대한 연구가 필요할 것으로 생각된다. 랜덤 보오텍스방법은 국부 유동의 표현에는 적합하지 못하지만 전체적인 진동 현상을 적은 수의 입자로 표현 가능하다는 실용적 이점을 갖고 있다. 하지만 랜덤 보오텍스법의 경

우 3 차원 문제로의 확장이 용이하지 못하다는 단점 역시 갖고 있으며, 현재의 준 3 차원 해석이 아닌 진정한 3 차원 해석을 위해서는 결정론적 보오텍스법에 대한 연구도 필요할 것으로 생각된다.

### 참 고 문 헌

- Chorin, A.J., 1973, " Numerical study of slightly viscous flow," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 57, pp. 785-796.
- Cottet, G.H. and Koumoutsakos, P.D., 2000, *Vortex methods: theory and practice*, Cambridge University Press.
- Cottet, G.H. and Poncet, P., 2003, " Advances in direct numerical simulations of 3D wall-bounded flows by vortex-in-cell methods," *Journal of Computational Physics*, Vol. 193, pp. 136-158.
- Degond, P., Mas-Gallic, S., 1989, " The weighted particle method for convection-diffusion equations Part I: the case of an isotropic viscosity," *Mathematics of Computation*. Vol. 53, pp. 485-507.
- Greengard, C., 1985, " The core spreading vortex method approximates the wrong equation," *Journal of Computational Physics*, Vol. 61, pp. 345-348.
- Greengard, L. and Rokhlin, V., 1997, " A fast algorithm for particle simulations," *Journal of Computational Physics*, Vol. 135, pp. 280-292.
- Khalak, A. and Williamson, C.H.K., 1999, " Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping," *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 13, pp. 813-851.
- Lee, S.J., Kim, K.S. and Suh, J.C., 2004, " Computation of Pressure Fields in the Lagrangian Vortex Method," *Journal of the Society of Naval Architects of Korea*, Vol. 41, No. 1, pp. 23-30.

- Lewis, R.I., 1991, Vortex element methods for fluid dynamic analysis of engineering systems, Cambridge.
- Ogami, Y. and Akamatsu, T., 1991, “Viscous flow simulation using the discrete vortex model – the diffusion velocity method,” Computers & Fluids, Vol. 19, pp. 433–441.
- Ploumhans, P. and Winckelmans, G.S., 2000, “Vortex methods for high-resolution simulations of viscous flow past bluff bodies of general geometry,” Journal of Computational Physics, Vol. 165, pp. 354–406.
- Rheem, C.K., 2008, “Numerical Analysis of Cylindrical Structure VIV Response by Discrete Vortex Method,” Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers, Vol. 8, pp. 249–257.
- Sumer B.M. and Fredsoe, J., 1997, Hydrodynamics around cylindrical structures, World scientific.
- Wanderley, J.B.V., Aouza, G.H.B. and Levi, C., 2007, “Two-dimensional numerical simulation of vortex induced vibration of a circular cylinder,” Proc. of the 26<sup>th</sup> International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering.
- Zhou, C.Y., So R.M.C. and Lam, K., 1999, “Vortex-induced vibrations of an elastic circular cylinder,” Journal of Fluids and Structures, Vol. 13, pp. 165–189.



< 김 유 철 > < 임 창 규 >