

< 논 문 >

# 원형 고리와와 강체구의 상호작용에 의한 음향장 수치해석

Numerical Simulation of Acoustic Field Interacting between a Vortex Ring and a Rigid Sphere

유 기 완\* · 이 덕 주\*\*

Ki-Wahn Ryu and Duck-Joo Lee

(1996년 10월 10일 접수 ; 1996년 3월 19일 심사완료)

**Key Words :** Vortex Ring (고리와), Vortex Filament (와선), Vorticity (와도), Rigid Sphere (강체구), Parabolic Blending Curve (쌍곡선 복합 곡선), Dipole (쌍극)

## ABSTRACT

The flow and acoustic fields due to a vortex ring interaction with a rigid sphere are simulated numerically. The flow field is regarded as three-dimensional inviscid and incompressible. The vorticity is assumed to be concentrated inside the finite core of vortex filament. The vortex filament curve, described by parabolic blending curve function, is used to effectively solve the modified Biot-Savart equation. The interaction between a vortex ring and a rigid sphere using the parabolic blending curve is calculated. The trajectory of the vortex ring is obtained with several different initial positions between the ring and the sphere. The force variations acting on the sphere are calculated by using the boundary integral method. Finally, we can also obtain the acoustic signals at the far field observation positions from the force variations acting on the rigid surface. We can find that the dipole axis of the directivity patterns are rotated during the interacting phenomena.

## 1. 서 론

Lighthill<sup>(1)</sup>이 사극음원 (quadrupole)에 대한 공력 소음식을 발표한 이후 Powell<sup>(2)</sup>, Howe<sup>(3)</sup>, Möhring<sup>(4)</sup>으로 이어지면서 자유 유동장 내에서 저 아음속 흐름에 대한 와도장 (vorticity field)의 분포에 의한 소음해석이 이루어졌다. 특히 Möhring은 벡터 Green 함수의 개념을 도입하였으며, 그의 이론의 특징은 와도장이 조밀 (compact) 하다는 가정과 와도에 대한 선형적인 형태로 표현된다는 것이다. 고체 경계면이 있는 경우의 공력 소음에 대한 이론적인 해석의 기원은 Lighthill의 공력 음향학(aeroacoustics)에

대한 식이 나온 후, 이것을 토대로 Curle<sup>(5)</sup>에 의해서 이루어졌다. Ffowcs Williams와 Hawkings<sup>(6)</sup>는 보다 더 일반적인 경우로 임의로 움직이는 고체 경계면의 효과까지 고려한 일반화된 파동 방정식을 유도하였다.

간단한 고체 경계면이 존재하는 경우에 대한 음향장 해석이 많은 연구자들에 의해서 발표 되었으며, 차원 해석을 통해 볼 때 난류 효과에 의한 사극자의 음압 강도가 유체의 특성 마하 수의 8승에 비례하듯이, Curle의 형태로 나온 물체표면 효과는 쌍극음원 (dipole source)의 형태로 표현되며, 이 음압강도는 유체 특성마하수의 6 승에 비례함이 밝혀지게 되었다. 즉 속도가 작은 흐름에서는 쌍극 음원향이 더 우세한 음원이 됨을 의미한다. 간단한 형상의 대표적인 예 중에서 흥미 있는 것으로 와류와 반무한 평판에 의한 해석이 시도되었고<sup>(7,8)</sup>, 결과적으로 볼 때

\*정회원, 한국과학기술원 기계기술연구소

\*\*정회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

이 경우와 같은 — 예를 들면 얇은 날개의 뒷전 흐름 — 특정 형태의 고체 경계면인 경우엔 특성 속도의 5승에 비례하게 됨이 알려졌다. Obermeier<sup>(9)</sup>는 벡터 Green 함수를 이용하여 구 또는 무한원통 주위에 임의의 와도장이 주어졌을 때 원거리에서 음압 변동이 어떻게 될 것인가에 대해 MAE (Matched Asymptotic Expansion) 방법을 이용해 해석적으로 표현하였다. 그의 식을 보면 와도장의 원주 방향 성분이 물체 주위의 가상적인 단위 균일 흐름장이 있을 때 가상의 등유량함수 (iso-stream function)를 자르고 지나는 시간 변화율로 표현된다. Minota 와 Kambe<sup>(10)</sup>는 원통 근처를 지나는 고리와에 의한 음향장 해석을 이론과 실험을 통해서 해석하였다. 그의 해석에서 고리와가 원통 근방을 지나갈 때 고리와의 위치 변화에 의해서 원통에 작용하는 전체 힘 벡터의 방향이 변하게 되고, 이로 인해서 쌍극음원의 방향이 바뀐다는 것을 보여 주었다.

와류와 물체의 상호작용에 관한 예를 들면 헬리콥터의 로터에서 발생한 후류가 동체에 부딪히는 현상, 와류와 웨지의 상호작용, 등에서 찾아볼 수 있으며, 이는 유동 뿐만 아니라 소음에 대해서도 매우 중요한 현상이 된다. 이러한 연구를 위하여 삼차원 와선 방법이 연구되어졌다. 삼차원 와선 (vortex filament) 에 대한 초기 해석은 Arms 와 Hama<sup>(11)</sup>에 의한 LIA (Local Induction Approximation)에 의해서 와선의 내부 핵 (core)이 대표 길이에 비해 매우 작다는 가정하에 와선의 거동이 지역적인 곡률의 크기에 비례한다고 보고 근사적으로 해석하였다. Dhanak 과 de Bernardinis<sup>(12)</sup>는 타원형 고리와에 대한 정성적인 음향장 해석을 시도하였다. 원형 고리와의 특징은 원형 고리와가 전개해 나갈 때 와도가 존재하는 와관의 중심이 한 평면상에 계속 존재한다는 것이다. 즉 2차원적인 표현이 가능하다. 원형 고리와에 대한 문제는 해석적으로 처리할 수 있다 해도 외부의 간섭에 의해서 와선상의 곡률 변화에 의한 와선의 비틀림은 완전한 3차원 흐름을 이루게 되고 해석적인 표현이 불가능 하게 된다. 이러한 완전한 3차원 거동의 대표적인 예로써 타원형 고리와를 들 수 있다. 본 연구에서는 유체의 점성 또는 다른 실제 기체에 존재하는 효과는 음향장에 미치는 효과가 무시 할만 하다고 보며, 모든 특성흐름 속도가 음속에 비해서 충분히 작고 특성 길이가 발생음의 파장보다 충분히 작다는 가정을 토대로 쌍극음원의 관점에서 해석하기로 한다.

지금까지 연구의 대부분은 삼차원 와선에 대한 유

동장 해석 또는 와선과 구의 상호작용에 대한 유동 실험들이 계속적으로 이루어지고 있었으나 이러한 유동장에 대한 음향해석은 잘 이루어지지 않고 있는 실정이다. 또한 삼차원 사극음원 (quadrupole)의 대표적 현상인 두 동축 원형 고리와 (coaxial vortex ring)의 ‘개구리 뿔 현상’ (leap-froging motion)도 와선이 평면을 유지하는데 국한되어 있으며, 유동장에 대한 정확한 수치모사는 미흡하다 볼 수 있다. 본 연구에서는 자유로운 거동을 하는 삼차원 와선의 유동장을 효율적으로 계산하기 위한 유동해석을 수행하고, 이를 토대로 와선이 강체구와 상호 작용할 때의 유동을 이용한 음향해석을 수행함으로써, 보다 더 복잡한 물체에 와류가 부딪히는 현상에 대해서도 응용이 가능하도록 한다.

## 2. 본 론

### 2.1 음향장 지배식

자유흐름 상태에서 Lighthill의 음향 방정식은 비제차 파동 방정식 꼴이 되며

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1)$$

이다. 여기서  $\rho$ 는 원거리에서의 음향밀도 교란이고,  $a_0$ 는 주위의 음속,  $T_{ij}$ 는 유동에서 주어지는 원천항으로써 Lighthill의 응력텐서가 된다. 정지된 딱딱한 물체에 대하여 유도된 Curle의 식으로부터 밀도 교란은 아래와 같이 표현된다.

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t-r/a_0)}{r} dV(\mathbf{y}) - \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i(\mathbf{y}, t-r/a_0)}{r} dS(\mathbf{y}) \quad (2)$$

여기서  $P_i$ 는  $-l_j p_{ij}$ 이고,  $p_{ij}$ 는 압축 응력 텐서이며  $l_j$ 는 단위 수직 벡터,  $\mathbf{x}$ 는 관찰자 위치,  $\mathbf{y}$ 는 음원 위치,  $r=|\mathbf{x}-\mathbf{y}|$ 이다. 저음속 유동의 경우엔 에디 (eddy)와 물체의 특성 길이가 소리의 파장에 비해서 조밀하다고 볼 수 있고, 차원 해석을 통해 볼 때 쌍극 음원이 지배적이다. 따라서 원거리에서의 음압은 Curle의 식 (2)에서 아래와 같이 하나의 쌍극 음원만의 항으로 가정하여 표현할 수 있다.

$$p(\mathbf{y}, t) = -\frac{1}{4\pi a_0} \frac{x_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} [F_i(t-r/a_0)] \quad (3)$$

위 식에서  $F_i = \int_S n_j p_{ij} dS$ 는 물체에서 외부 유체에 가해진 힘을 나타내고, [ ] 기호는 음원위치  $\mathbf{y}$ 에서

지연시간  $t-r/a_0$ 를 고려한 기능을 갖는다.

### 2.2 유동장해석

Moore 와 Rosenhead 는 기존의 Biot-Savart 식이  $\xi=\xi_0$ 에서 특이값을 갖는 비물리적인 현상을 보완하기 위하여 아래와 같은 형태의 식을 제안하였다<sup>(12)</sup>.

$$\frac{\partial \mathbf{y}(\xi_0, t)}{\partial t} = \frac{\Gamma}{4\pi} \int \frac{\partial \mathbf{y}(\xi, t)}{\partial \xi} \times \frac{\mathbf{y}(\xi_0, t) - \mathbf{y}(\xi, t)}{\{|\mathbf{y}(\xi_0, t) - \mathbf{y}(\xi, t)|^2 + \mu^2(t)\}^{3/2}} d\xi \quad (4)$$

여기서  $\xi$ 는 와선을 따르는 지역 좌표변수 이고,  $\mathbf{y}(\xi, t)$ 는 와선상의 좌표가 된다. 이 식은  $\xi=\xi_0$ 의 와선상의 한 점에서 와선에 의해 유도되는 속도를 나타낸다. 와선 필라멘트의 거동은 초기의 코어 반경인  $c_0$ 와 와선의 형상에 의하여 크게 지배 받는다. 참고로 타원형 고리와의 Saffman의 제안식을 사용하면 다음과 같이 된다<sup>(12)</sup>.

$$c_0 = 8(ab)^{1/2} \exp\left[-\frac{\pi^2}{2\sqrt{6}} - 1 + A - (1 - e^2/2) \frac{K(e)}{E(e)}\right] \quad (5)$$

여기서  $a$ 와  $b$ 는 초기에 주어지는 타원형의 장축과 단축의 반경이 되는 값이고,  $K(e)$ 와  $E(e)$ 는 완전 타원 적분의 첫 번째와 두 번째 형태를 나타내고  $e$ 는 편심도이며  $A=1$ 이다.  $R=1$ 인 경우 코어 반경은 0.392514로 상당히 큰 값을 갖는다. 본 연구에서는 이 값으로 와선 표현에 대한 검증을 하고 실제 사용된 코어 반경은 0.1을 택하였다. 와도 중심은 비정상 운동 해석시 중요한 기준으로 작용한다. 본 연구에서 적용한 와도중심은 다음과 같다<sup>(12)</sup>.

$$\mathbf{y}_c(t) = \frac{\Gamma}{2} \int \frac{(\mathbf{y} \times \mathbf{t} \cdot \mathbf{I})}{|\mathbf{I}|^2} \mathbf{y} ds \quad (6)$$

이 와도중심의 시간에 따른 위치 변화가 와도 중심의 이동속도가 된다. 여기서 벡터  $\mathbf{I}$ 는 와선의 임펄스이고,  $\Gamma$ 는 와선 단면이 갖는 순환세기이며,  $\mathbf{t}$ 는 와선의 접선 단위 벡터,  $ds$ 는 와선을 따르는 미소길이이다.

### 2.3 와선의 표현

와선을 곡선식으로 표현하는 데는 여러 가지 방법이 있겠으나 일반적으로 쉽게 생각할 수 있는 것이 삼차 스플라인 곡선 (cubic spline curve) 이다. 그러나 본 연구에서 처럼 지역적인 곡률이 와류의 거동에 중요한 영향을 미치는 경우엔 스플라인 곡선은

문제가 있다고 본다. 일단 스플라인 곡선으로 완전한 원을 이룰 수 없다는 것이 기본적인 문제이며, 무엇보다도 중요한 것은 접선 방향 벡터가 비직관적인 값을 가질 성향이 있다는 것이다. 또한 와선을 정의하는 점들의 개수가 증가하는 경우엔 커다란 삼각 대각 행렬 (tri-diagonal matrix)을 풀어야 되며 특히 폐곡선인 경우엔 주기적인 경계 조건을 주어야 되므로 시간과 정확성면에서 다소 문제가 있다고 본다. 본 연구에서는 이러한 문제점을 보완하기 위해 쌍곡선 복합 함수 (parabolic blending curve)를 이용하였다<sup>(13,14)</sup>.

매개 혼합함수  $C(\xi)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$C(\xi) = (1-\xi)p(r) + \xi q(s) \quad (7)$$

여기서  $r, s$  그리고  $\xi$ 는 매개변수들이다.  $p(r)$ 과  $q(s)$ 는  $P_1, P_2, P_3$ 와  $P_2, P_3, P_4$ 를 각각 지나는 매개 포물선 (parametric parabola)들이다 (Fig. 1). 일반화된 매개혼합 곡선은 위치 매개변수  $r$ 과  $s$ 가 코드 길이로 무차원화 된 값을 가지며,  $\xi$ 에 대해서는 선형의 관계를 갖는다고 가정한다. 일반화된 매개혼합 함수이론을 따라서 식 (7)을 행렬 형태로 정리하면 다음과 같다.

$$C(t) = [\xi^3 \ \xi^2 \ \xi \ 1][A][G] = [F][G] \quad (8)$$

여기서  $[F]$ 는 혼합함수 행렬이고,  $[G]$ 는 위치벡터  $P_1, P_2, P_3, P_4$ 로 이루어지는 기하행렬이다. 이 곡선식을 식 (4)에 적용하였다. 적분은 Gaussian quadrature를 이용하였고, 와선의 길이를 매 시간마다 계산하여 와선 코어 체적의 비압축성 가정을 이용하여  $\mu(t)$ 를 계산해 준다. 연속하는 와선은 실제 적분시에는 수 개의 곡선 선분으로 나누어서 계산된다. 수치오차의 누적에 의한 불안정성을 줄이기 위해 몇 개의 점을 와선에 삽입하거나 재분포 시키는 데 이러한 곡선식이 있으면 유용하다. 본 연구에서는 와선 하나의 폐경로에 대해서 최대 점의 갯수를 160개로 제한 하였다. 그 개수까지는 필요시에 점을

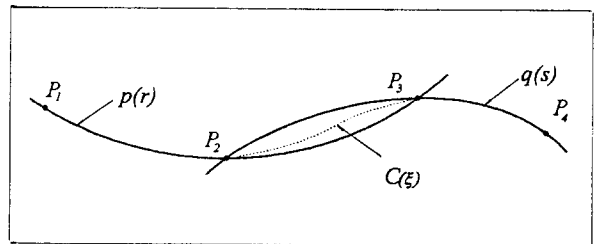


Fig. 1 Notation for parametric blending curve.

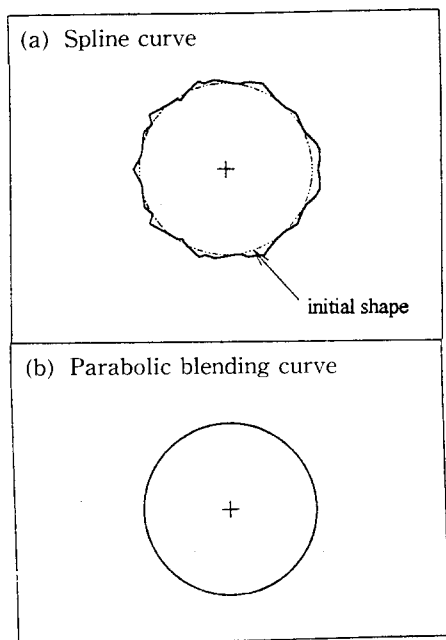


Fig. 2 Plan view of the evolution results of circular vortex ring at  $t=7$  to compare the stability for two types of curves. ( $\Gamma=4\pi$ ,  $dt=0.01$ ,  $b/a=1$ ; circular vortex ring)

삽입해가고, 제한된 개수에 도달하면 점들을 와선상에서 등 간격으로 재분포 시킨다. 점을 삽입하는 기준은 곡선 선분의 길이가 초기의 길이보다 2배 이상이 되면 삽입하도록 한다. 수치적 안정성에 대한 계산 결과를  $\Gamma=4\pi$ ,  $dt=0.01$ 인 원형 고리와의 대해 Fig. 2에 도시 하였다. 초기 원형 고리와의 동일한 조건으로 쌍곡선 혼합곡선과 스플라인 곡선의 결과를 비교한 것이다. Fig. 2(a)는 스플라인, Fig. 2(b)는 쌍곡선 혼합곡선을 나타낸다. 대략 시간이 7 즈음 되면 스플라인 곡선은 심하게 변형이 되는데 쌍곡선 혼합곡선은 초기의 형태를 그 시간 이후 까지도 잘 보존하고 있음을 알 수 있다. Fig. 3에서는 두 곡선 식에 대하여 시간에 따른 편차의 변화를 나타낸다. 여기서 편차는 다음과 같이 표현 하였다.

$$\Sigma(t) = \frac{1}{2\pi a^3 b} \oint \left( y_1 \frac{dy_2}{ds} - y_2 \frac{dy_1}{ds} \right) (y_3 - y_{c3})^2 ds \quad (9)$$

이것은 존재하는 와선이 시간에 따라서 평면에서 삼차원적으로 얼마나 이탈되어 있는가를 표현한다. 보통 스플라인 곡선은 곡선의 시작 점과 끝 점의 처리가 곤란하고 여기에서의 조그마한 오차도 곡선 전체에 퍼지게 되어 전체형상을 변화시킨다. 그러나

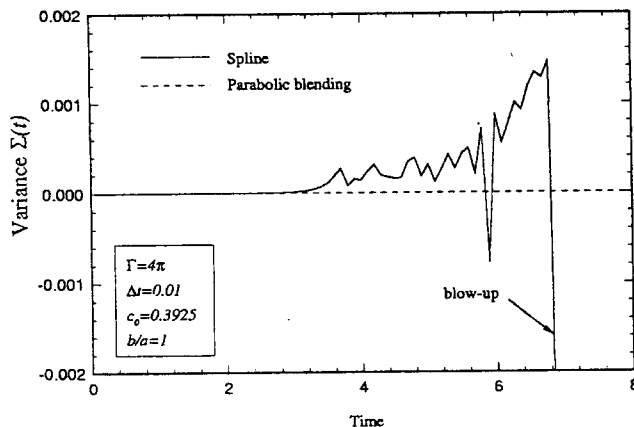


Fig. 3 Plot of variance vs. time for circular vortex ring to compare parabolic blending curve with spline.

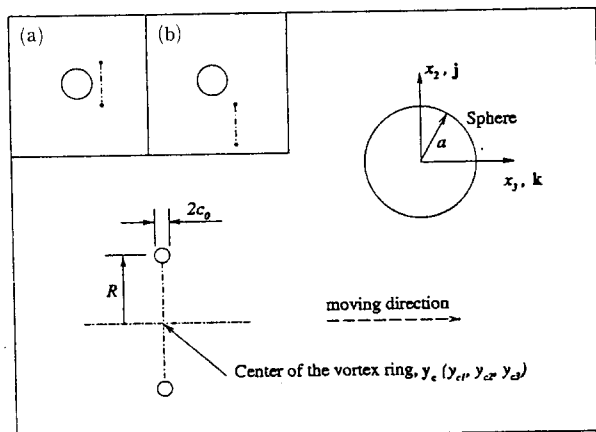


Fig. 4 Schematic view of a vortex ring and a rigid sphere.

- (a) Vortex ring passing over the sphere.
- (b) Vortex ring passing by the sphere.

쌍곡선 혼합함수는 이러한 문제가 나타나지 않으며 오랜 시간 동안 계산을 요구하는 문제에 안정적이고 매우 효율적임을 알 수 있게 된다. 시간 적분은 4차의 Runge-Kutta 방법을 이용하였다. 본 연구에서 초기 고리와의 놓이는 평면은  $x_1-x_2$  평면이 된다. 따라서 초기 고리와의 중심이 이동하는 방향은  $x_3$  방향이 된다. 이러한 곡선식을 고리와의 형태를 표현하는데 적용하기로 한다. 유동장의 변화에 의한 강체 구의 작용력 계산은 경계치 적분 방법<sup>(15)</sup>을 통해서 수행하기로 한다. 경계치 적분을 이용하여 강체에 작용하는 무차원 양력계수  $C_L$ 과 항력계수  $C_D$ 는 다음과 같다.

$$C_L = \frac{\mathbf{F} \cdot \mathbf{j}}{\frac{1}{2} \rho_0 V_0^2 S_0} \quad (10)$$

$$C_D = \frac{\mathbf{F} \cdot \mathbf{k}}{\frac{1}{2} \rho_0 V_0^2 S_0} \quad (11)$$

여기서  $\mathbf{F}$ 는 구가 받는 전체 힘이고  $\mathbf{j}$ 와  $\mathbf{k}$ 는 Fig. 4에서처럼 기본 좌표계에 대한 단위 벡터이고,  $\rho_0$ 는 밀도,  $V_0 = \Gamma/4\pi R$ ,  $S_0 = \pi a^2$ ,  $R$ 은 고리와의 반경,  $a$ 는 구의 반경이다.

### 3. 결과 및 토의

본 연구에서 사용된 유동장을 위한 변수들은 무차원화된 변수들을 사용하였다. 무차원화는 길이 단위는 고리와의 반경  $R$ 로, 속도차원은  $V_0 = \Gamma/4\pi R$ , 시간은  $R/V_0$ 로 무차원화 하였다.

와선을 수학적인 곡선식으로 표현했을 때엔 여러 가지 장점을 가지며 특히 곡률의 커다란 변화가 있을 때 해상도를 증가시키기 위한 점의 삽입이 매우 용이할 뿐만 아니라, 음향장 해석시의 체적 적분을 선적분으로 바꿀 때 그 계산이 용이하다는 것이다. 본 연구에서 다루고자 하는 모델의 개략도는 Fig. 4에 나타내었다. 세기가  $\Gamma = 4\pi$ 인 고리와의 반경  $a = 0.7$ 인 강체 구에 부딪힐 때엔 정확도와 해상도의 증가를 위해서 와선상에 새로운 점들을 넣어주게 된다. 고리와의 반경은  $R = 1$ 이고, 초기 고리와의 중

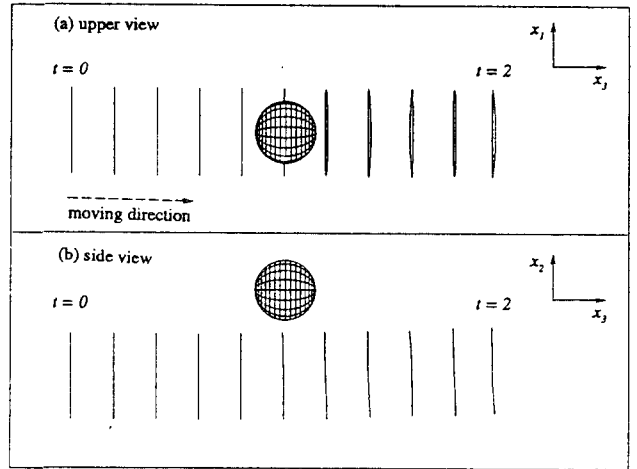


Fig. 6 Views of the interaction of a vortex ring with a rigid sphere; the initial center of the vortex ring is located at  $(0, -2, -5)$ . The visual time interval is 0.2.

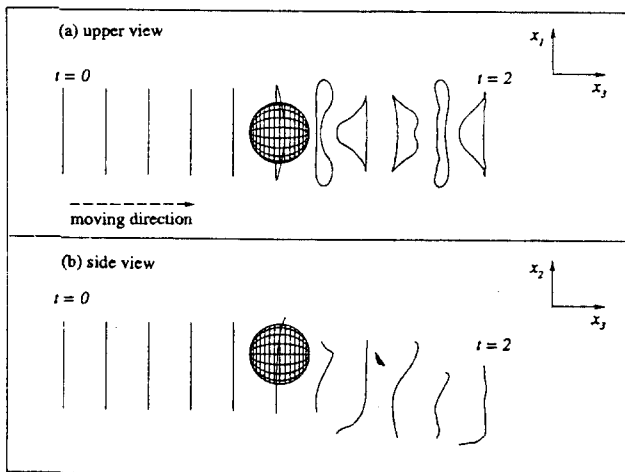


Fig. 5 Views of the interaction of a vortex ring with a rigid sphere; the initial center of the vortex ring is located at  $(0, -0.3, -5)$ . The visual time interval is 0.2.

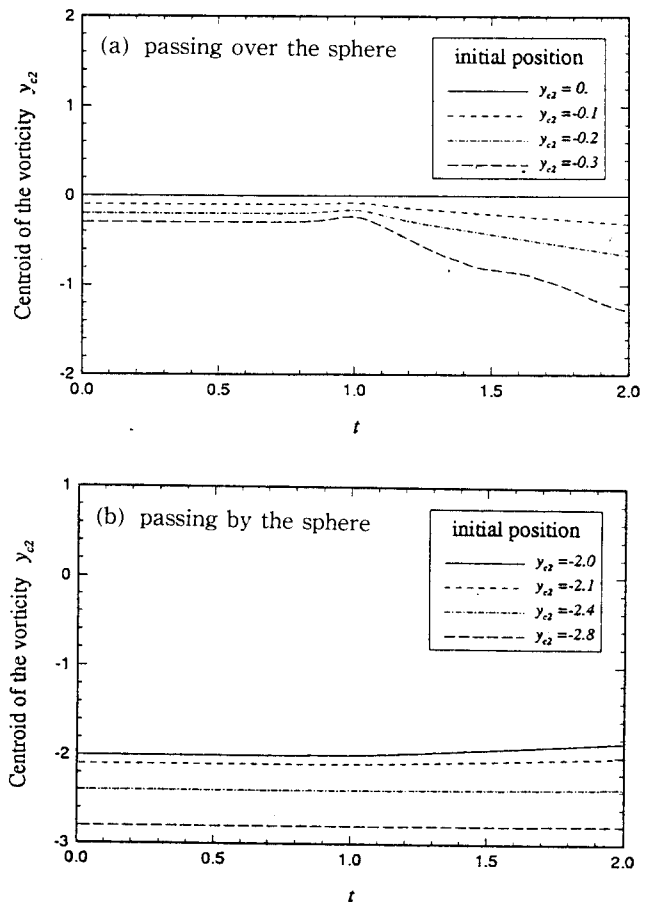


Fig. 7 Time variation of the vorticity centroid for various initial ring positions.

심  $y_{c1}=0$ ,  $y_{c3}=-5$ 에서 여러  $y_{c2}$  높이를 달리 하여 놓여지게 된다( $y_{c2}=0, -0.1, -0.2, -0.3, -2.0, -2.1, -2.4, -2.8$ ). 이 때 고리와의 자체유도 속도에 의해서 고리와의 강체구에 다가가는데,  $0 \leq y_{c2} \leq -0.3$ ,  $-2 \leq y_{c2}$ 의 경우엔 와선이 구에 포획(capturing)되지 않고 빠져나가게 되나,  $-0.3 < y_{c2} < -2$ 에서는 강체구에 포획된다.

전형적인 두 경우에 대한 고리와의 강체구의 상호작용 결과를 Fig. 5 와 Fig. 6에 나타내었다. Fig. 5는 초기고리와의 중심위치  $(y_{c1}, y_{c2}, y_{c3})=(0, -0.3, -5)$ 이고, Fig. 6은  $(0, -2, -5)$ 이며  $dt=0.001$ ,  $N=81$ ,  $c_0=0.1$ 로 하였다. 두 고리와의 볼 때구를 지난 고리와의 약간의 변형을 동반하여 마치 타원형 고리와의 움직이는 것처럼 식 (9)에 나타난 편차가 더 이상 영을 갖지않는 거동을 하게 된다. 두 그림들을 볼 때, 고리와의 이동 경로는 초기 진행 방향과는 약간 다른 방향의 각도로 진행하게 되고 이 결과를 Fig. 7에 나타내었다. 고리와의 강체구를 감싸고 지나갈 때는 높이에 따른 진행경로가 아

래 방향으로 기울고, 고리와의 강체구의 밑을 지나갈 때는 윗 방향으로 경로가 진행됨을 관찰 할 수 있다. 일반적으로 점성이 존재하는 유동장에서는 강체구의 표면에 이차 박리유도가 발생하게 되며, 또한 와선이 가까이 근접하게 되면 와도의 상쇄 효과를 불러 일으킴을 실험을 통해서 알 수 있다

실험을 통해서 관측할 때 동축선상으로 근접하는 고리와의 강체구와 상호작용할 때 고리와의 중심이구의 중심정도를 지날 때 까지는 박리에 의한 와선의 반경 증가 현상이 거의 없음을 알 수 있다<sup>(16)</sup>. 이는 비점성 가정을 이용하여 고리와의 구에 부딪히는 초기 유동 현상을 충분히 모사가 가능하다는 것을 보여주는 것이다. 와선상의 점들을 재분포시키는 이유는 인접하는 선분끼리의 크기 차이를 줄임으로써 전반적인 오차의 감소를 이루기 위해서 이다. 본 연구에서는 초기 선분 요소의 1.5배가 된 경우엔 선분을 두 개로 나누어 주고 초기 길이 보다 0.2 배 이하인 경우엔 그 점을 제거시켜서 적당한 범위에 드는 길이를 갖는 선분들로 구성하게 된다.

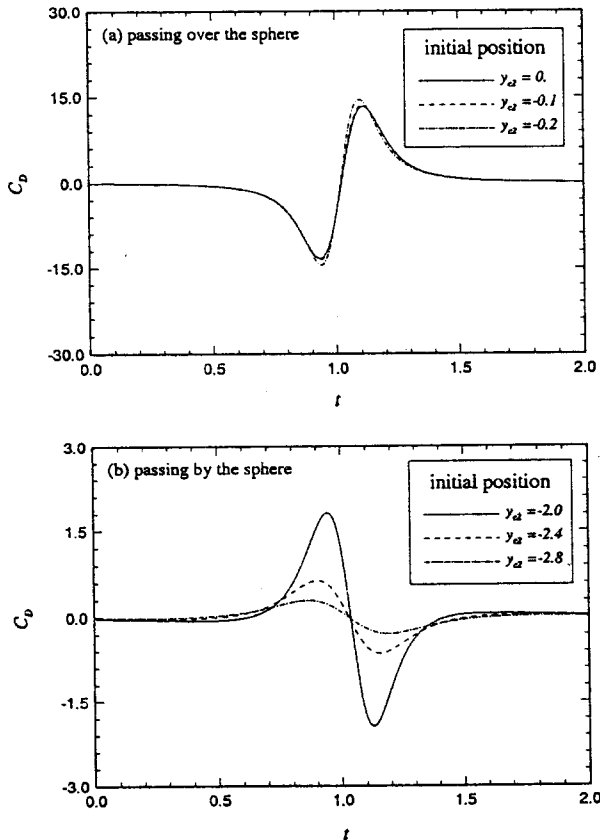


Fig. 8 Drag forces acting on the sphere for various initial ring position.

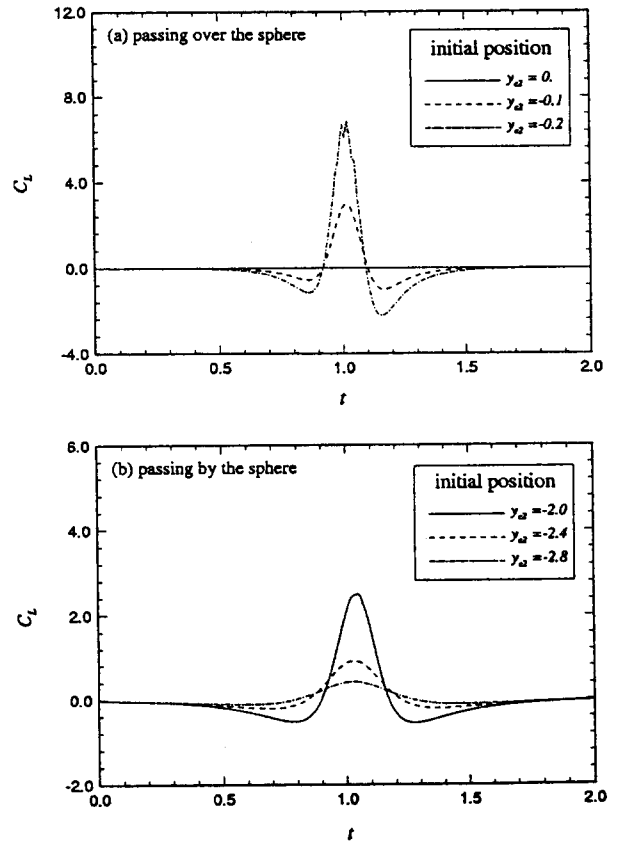


Fig. 9 Lift forces acting on the sphere for various initial ring position.

고리와의 구 주위를 지날 때의 강체구에 작용하는 무차원화된 항력과 양력의 변화를 Fig. 8과 Fig. 9에 나타내었다. 고리와의 강체구를 감싸고 지나가는 경우가 그렇지 않는 경우보다 작용력의 변화가 더 크음을 알 수 있다. 강체구에 작용하는 힘은 고리와의 접근할 때와 멀어질 때 서로 대칭을 이루지 않으며 이는 와선의 변형에 의한 작용력의 변화에 기인한다.

Fig. 10은 초기 고리와의 중심위치가  $(0, 0, -5)$ 인 경우에  $x_2-x_3$  평면상에서  $x_3$  축을 기점으로 반시계 방향으로 회전하는 회전각  $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 에서 반경  $10R$ 의 위치에서 공기중의 음압을 측정된 결과이다. 실제 감지되는 음압의 크기를 예측하기 위해  $R=1m, c_0=0.1m, \Gamma=4\pi m^2/sec$ 인 값으로 가정하고 원거리음압을 예측한다. Fig. 11은 위 경우의 방향성을 나타낸 것으로 전형적인 쌍극음원의 형태를

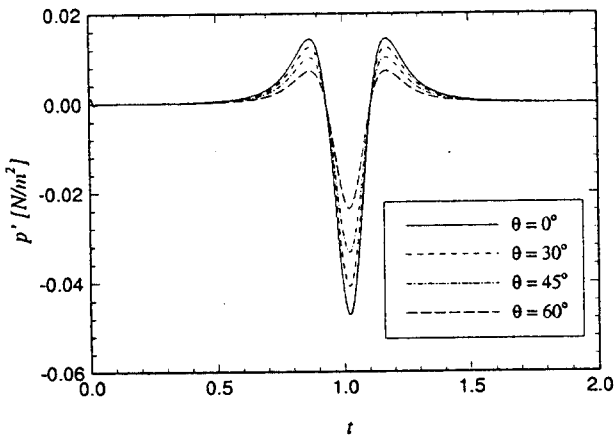


Fig. 10 Time variations of the far field acoustic pressure during the interaction of vortex ring with a rigid sphere for initial ring position,  $(x_1, x_2, x_3) = (0, 0, -5)$ .

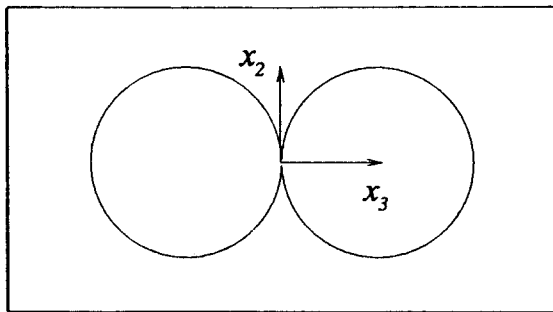


Fig. 11 Typical directivity pattern for initial ring position,  $(x_1, x_2, x_3) = (0, 0, -5)$ .

갖는다. 이 때 고리와의 진행 방향이 쌍극음원의 축과 일치함을 알 수 있다. 만일 고리와의 강체구의 아래를 지날 때의 음압신호는 어떠한가를 알아보기 위해  $y_{c2} = -2.1$ 인 경우에 대한 결과를 Fig. 12와 Fig. 13에 나타내었다. 이 때 흥미있는 현상으로 강체구에 작용하는 힘의 합성 벡터 방향이 고리와의 움직일 때마다 반시계 방향으로 변하기 때문에 이에 따라서 쌍극음원의 축도 반시계 방향으로 회전하는 것을 보이고 있다.

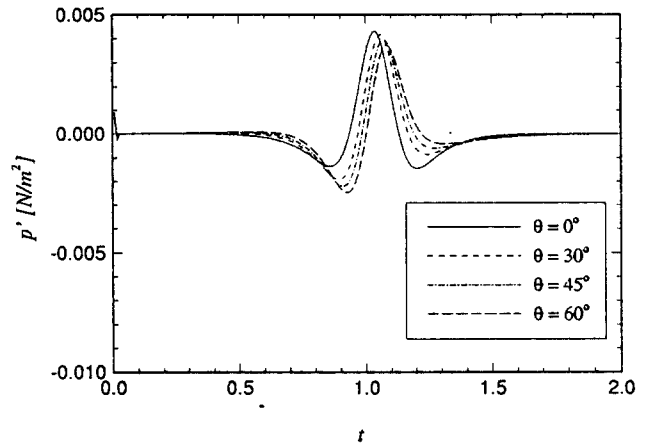


Fig. 12 Time variations of the far field acoustic pressure during the interaction of vortex ring with a rigid sphere for initial ring position,  $(x_1, x_2, x_3) = (0, -2.1, -5)$ .

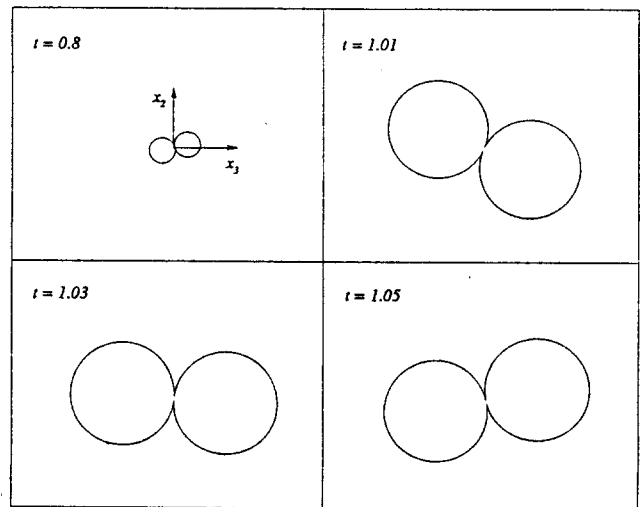


Fig. 13 Directivity changes according to time during the interaction of vortex ring with a rigid sphere for initial ring position,  $(x_1, x_2, x_3) = (0, -2.1, -5)$ .

#### 4. 결 론

본 연구에서는 와선 지배 방정식의 계산을 위해 쌍곡선 복합 함수 (parabolic blending curve)를 이용하여 와선운동의 정확한 계산을 할 수 있었고, 이 방법을 통하여 임으로 거동하는 와선이 강체구와 간섭하는 경우의 삼차원 유동장에 대한 해석과 이에 의한 쌍극 음향장 해석을 수행하였다. 경계치 적분 방법을 통해 강체구에 작용하는 힘을 계산할 수 있었고 이 방법은 물체의 형태에 구애 받지 않으므로 임의 형상에 대해서도 유동장과 음향장 계산이 가능하다고 본다. 계산 결과 중에서 고리와의 강체구의 하방을 지나갈 때는 고리와의 작용하는 힘 벡터의 방향이 시간에 따라서 변하게 되며 이에 의하여 원거리에서의 음압의 방향성이 시간에 따라서 회전하는 특성이 있음을 알 수 있었다.

#### 후 기

본 연구는 국방과학연구소의 지원으로 수행된 연구 (과제번호 : TEMD-401-961344)의 일부이며 관계자 여러분께 감사 드립니다.

#### 참 고 문 헌

- (1) Lighthill M. J., 1952, "On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory," Proc. Roy. Soc. (London), 211A, 1107, pp. 564~587.
- (2) Powell A., 1964, "Theory of Vortex Sound," Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 36, No. 1, pp. 177~195.
- (3) Howe M. S., 1975, "Contribution to the Theory of Aerodynamic Sound, with Application to Excess Jet Noise and the Theory of the Flute." Journal of Fluid Mechanics Vol. 71, 625~673.
- (4) Möhring W., 1978, "On Vortex Sound at Low Mach Number", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 85, pp. 685~691.
- (5) Curle N., 1955, "The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound", Proc. Roy. Soc. (London), 231A, pp. 505~514.
- (6) Ffowcs Williams J. E. and Hawkings D. C., 1969, "Sound Generation by Turbulence and Surface in Arbitrary Motion", Phil. Trans. Roy. Soc. A264, pp. 321~342.
- (7) Crighton D. G. and Leppington F. G., 1970, "Scattering of Aerodynamic Noise by a Semi-Infinite Compliant Plate", Journal of Fluid Mechanics Vol. 43, pp. 721~736.
- (8) Kambe T., Minota T. and Ikushima Y., 1985, "Acoustic Wave Emitted by a Vortex Ring Passing Near the Edge of a Half Plane", Journal of Fluid Mechanics Vol. 155, pp. 77~103.
- (9) Obermeier F., 1980, "The Influence of Solid Bodies on Low Mach Number Vortex Sound", Journal of Sound and Vibration Vol. 72, pp. 39~49.
- (10) Minota T. and Kambe T., 1987, "Acoustic Waves Emitted by a Vortex Ring Passing Near a Circular Cylinder", Journal of Sound and Vibration Vol. 119, pp. 509~528.
- (11) Arms R. J., and Hama F. R., 1965, "Localized-Induction Concept on a Curved Vortex and Motion of an Elliptic Vortex Ring." Physics of Fluids Vol. 8, pp. 553~559.
- (12) Dhanak M. R. and de Bernardinis B., 1981, "The Evolution of an Elliptic Vortex Ring." Journal of Fluid Mechanics Vol. 109, pp. 189~216.
- (13) Ryu K. W. and Lee D. J., 1994, "Numerical Simulation of Evolution of a Vortex Ring and Its Interactions with a Rigid Sphere." The 1st International Conference on Flow Interaction, Sep. Hong-Kong.
- (14) Ryu K. W. and Lee D. J., 1996, "Sound Generation from Evolution of Elliptic Vortex Ring and a Vortex Ring Interaction with a Rigid Sphere" AIAA 96-0876.
- (15) Maskew B., 1981, "Prediction of Subsonic Aerodynamic Characteristics: A Case for Low-Order Panel Methods", Journal of Aircraft, Vol. 19, No. 2, pp. 157~163.
- (16) Minota T., Kambe T., Murakami T., 1988, "Acoustic emission from interaction of a vortex ring with a sphere," Fluid Dynamics Research Vol. 3, pp. 357~362.