

〈論 文〉

## 근접음장 음향 홀로그래피를 이용한 평판내의 속도분포 예측

권오훈\* · 이효근\*\* · 박윤식\*\*\*

(1993년 3월 4일 접수)

### The Reconstruction of Structure Velocity Field Using Nearfield Acoustic Holography

Oh-Hun Kwon, Hyo-Keun Lee and Youn-Sik Park

**Key Words :** Nearfield(근접음장), Acoustic Holography(음향 홀로그래피), Propagating Wave(진행파), Evanescent Wave(감쇠파), Backward Propagation(후방음장 예측), Aperture(구경), Cutoff Frequency(한계주파수), Coincidence Frequency(임계주파수)

#### Abstract

Nearfield acoustic holography is known as a powerful tool to study sound radiation from a structure. In this work, the so called backward propagation of sound pressure field is studied to obtain the structure velocity distribution. The results, which were obtained using FFT algorithms, are presented for a finite plate excited at the frequencies above and below coincidence. These results illustrate the effect of stand-off distance and noise. An optimum cutoff frequency in wavenumber domain was suggested to reduce the effects of evanescent wave in the backward propagation. The experimental results were also included for a plate to demonstrate the effectiveness of the suggested cutoff frequency. The optimum cutoff frequency to exclude the unwanted noise in the process of reconstruction of the velocity field gives the good results in both simulations and experiments.

#### 기 호 설 명

$c$  : 음향매질의 음속  
 $d$  : 평판으로부터의 수직거리  
 $G_{vp}(x, y, z)$  : Neumann 경계조건을 만족하는 Green함수  
 $G_{pp}(x, y, z)$  : Dirichlet 경계조건을 만족하는 Green함수  
 $\tilde{G}_{vp}(k_x, k_y, z)$  : Neumann 경계조건을 만족하는 Green함수의 파수 스펙트럼

$\tilde{G}_{pp}(k_x, k_y, z)$  : Dirichlet 경계조건을 만족하는 Green함수의 파수 스펙트럼  
 $k_x, k_y, k_z$  : 파수벡터의 직교좌표성분  
 $\Delta k_x, \Delta k_y$  : 이산화된 파수성분의 간격  
 $k$  : 음향매질의 파수(= $\omega/c$ )  
 $k_b$  : 구조물의 파수  
 $k_{cr}$  : 파수영역에서의 한계주파수  
 $k_m, k_n$  : 평판의  $m$  및  $n$ 번째의 모드파수  
 $l_x, l_y$  : 평판의  $x$  및  $y$  치수  
 $L_a$  : 구경의 크기  
 $N(x, y)$  : 음압을 측정된 점에서의 잡음  
 $P(x, y, z)$  : 신호음압

\* (주)금성사 생활시스템 연구소

\*\* 한국과학기술원 기계공학과

\*\*\* 정회원, 한국과학기술원 기계공학과

- $\bar{P}(k_x, k_y, z)$  : 신호음압의 파수스펙트럼
- $R_{sn}$  : 신호대 잡음비
- $v(x, y, z=0)$  : 평판의 수직방향속도
- $\bar{v}(k_x, k_y)$  : 평판의 수직방향속도의 파수스펙트럼
- $\eta$  : 평판의 손실계수
- $\lambda$  : 음향파장
- $\gamma$  : 파수비 ( $k/k_b$ )
- $\rho$  : 매질의 밀도
- $\omega$  : 각주파수
- $\omega_{co}$  : 임계주파수

### 1. 서 론

음장을 해석하는 방법의 하나로서 음원으로부터 홀로그래프 평면이라 불리는 임의 거리의 평면에서 음압을 직접 측정하여 음장을 해석하려는 노력이 1960년대를 기준으로 꾸준히 발전해 오고 있으며 1980년대에 들어서는 Williams와 Maynard 등에 의해 측정간격을 줄이면서 나타나는 감쇠파를 고려하는 근접음장 음향 홀로그래피(nearfield acoustic holography) 방법이 연구되어 오고 있다.<sup>(1,2)</sup>

고전적인 음향학의 해석적인 방법이나 수치해석 방법이 음원 평면에서의 음압과 속도분포, 경계조건을 정확히 알수 있는 경우로 한정되는 것에 비하여, 홀로그래피 방법은 어느 한 평면의 측정된 음압분포는 음원을 포함하는 평면에 대한 모든 정보를 갖고 있기 때문에 임의 평면의 음압, 속도분포, 인텐시티(intensity) 등 음장의 모든 정보를 알 수 있는 장점이 있다. 이는 예측면의 위치에 따라서 측정된 홀로그래프 평면으로부터 음원쪽의 음장을 구하는 후방음장 예측(backward propagation)과 음파의 진행방향쪽의 음장을 구하는 전방음장 예측(forward propagation)으로 나눌 수 있다.

후방음장 예측문제는 속도분포나 가속도분포를 해석적으로 구하기 어려운 구조물, 즉 구멍이나 리벳이음 등이 있는 구조물에서 속도나 가속도분포를 구하는 데에, 혹은 음압과 속도분포로부터 구한 인텐시티로부터 가진점의 위치를 찾아내는 문제(source identification) 등에 적용되고 있다. 전방음장 예측문제의 경우는 감쇠파가 사라지게 되고, 창함수의 영향과 에일리어싱을 피하도록 구경의 크기와 측정간격을 설정하면 크게 어려움이 없으나 후방음장 예측문제는 감쇠파가 지수함수적으로 증가되어 일종의 잡음역할을 하게 되므로 음장예측이

힘들게 된다. 또한 후방예측 문제의 경우 주변 잡음이나 측정장비의 동적 허용범위(dynamic range)에 훨씬 더 민감하므로 어느 한계이상의 잡음 발생시 음장을 예측하는 것이 매우 어렵게 된다.

본 연구에서는 측정된 음압분포로부터 평판의 속도분포를 구하는 후방음장 예측문제에 있어, 단순 지지된 평판을 대상으로 주변잡음의 영향과 측정거리의 영향, 감쇠파가 지수함수적으로 증가되어 나타나는 잡음문제를 해결하기 위한 필터(filter)의 선택을 방사(radiation)가 잘 되는 영역(coincidence frequency 위 영역)과 방사가 잘되지 않는 영역(coincidence frequency 아래 영역), 강체벽이 있는 음원(baffled source)과 강체벽이 없는 음원(unbaffled source)들에 대해서 분석하였다. 시뮬레이션 결과를 확인하기 위하여 강체벽이 없는 자유단 평판을 이용한 실험을 통하여 그 결과를 검증하였다.

### 2. 음향 홀로그래피 이론

Fig. 1과 같이 평판에서 거리  $R$ 만큼 떨어진 점의 음압은 식(1)과 같은 Helmholtz 적분식으로 나타낼 수 있다.

$$P(\vec{R}) = \int_{S_0} [P(\vec{R}_0) \frac{\partial g(\vec{R} - \vec{R}_0)}{\partial n_0} - i\rho\omega V_{ng}(\vec{R} - \vec{R}_0)] dS(\vec{R}_0) \quad (1)$$

여기서  $\rho$ 는 매질의 밀도,  $\omega$ 는 각주파수( $=2\pi f$ ),  $g$ 는 Green함수,  $v(\vec{R}_0)$ 는 음원면의 수직방향 속도,  $P(\vec{R}_0)$ 는 음원면의 음압이다. 그러나 식(1)은 경계면에서의 음압과 속도분포, 경계조건을 모두

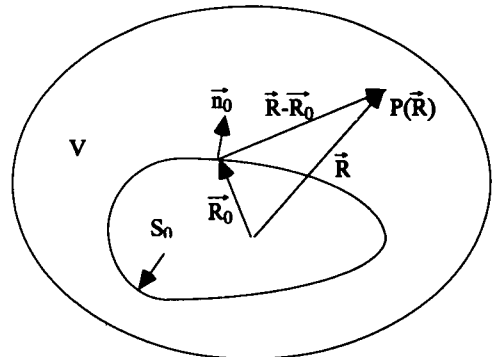


Fig. 1 Acoustic field analysis using Helmholtz integral equation.

알 수 있는 경우에 대해서만 풀 수 있는 식이며, 따라서 이 조건들이 하나라도 알려져 있지 않은 경우에는 이 식의 적용이 어렵고 또한 해를 구하는데 있어 많은 오차를 감수해야 한다. 그러나 식(1)에서 Green함수를 Dirichlet ( $g=0$ ), 혹은 Neumann 경계조건 ( $\frac{\partial g}{\partial n_0}=0$ )을 만족하도록 만들어 줄 수 있다면 우측항 중 하나가 없어지므로 컨벌루션 적분(convolution integral) 형태로 되어 해를 구하기가 쉬워진다.<sup>(3)</sup> 식(1)을 직교좌표계  $(x, y, z)$ 에서 다시 써보면

$$P(x, y, d) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x', y', 0) G_{pp}(x-x', y-y', d) dx' dy' \quad (2a)$$

$$P(x, y, d) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} i\rho\omega v(x', y', 0) G_{vp}(x-x', y-y', d) dx' dy' \quad (2b)$$

여기서,  $G_{pp} = \frac{\partial g}{\partial z}(x-x', y-y', d)$ ,  $G_{vp} = 2g$ 이고 식(2a)와 식(2b)는 각각 1차 Rayleigh 적분과 2차 Rayleigh 적분이 된다.  $G_{pp}$ 는 Dirichlet 경계조건을 만족하는 Green함수이며 음원을 포함하는 평면의 음압분포로부터 임의면의 음압을 구할때 쓰이고  $G_{vp}$ 는 Neumann 경계조건을 만족하는 Green함수로서 음원을 포함하는 평면의 속도분포로부터 임의면의 음압을 구할 때 사용된다.

식(2)는 푸리에변환(Fourier transform)을 통해 쉽게 계산될 수 있다. 즉 2차원 푸리에변환을 다음과 같이 정의하고

$$\tilde{f}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3a)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (3b)$$

식(2)를 다시 쓰면

$$P(x, y, d) = F^{-1}[\tilde{G}_{pp}\tilde{P}(k_x, k_y, 0)] \quad (4a)$$

$$P(x, y, d) = i\rho\omega F^{-1}[\tilde{G}_{vp}\tilde{v}(k_x, k_y, 0)] \quad (4b)$$

가 된다.

음원을 포함하는 평면을 기준으로 투사법(image method)을 이용하여  $G_{pp}$ 와  $G_{vp}$ 를 공간영역에 대하여 각각 구하면

$$G_{pp}(x, y, z) = z(1 - ikR) \frac{e^{ikR}}{2\pi R^3} \quad (5a)$$

$$G_{vp}(x, y, z) = \frac{e^{ikR}}{2\pi R} \quad (5b)$$

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

이며 식(5)를 푸리에변환하면 식(6)으로 표현된다.

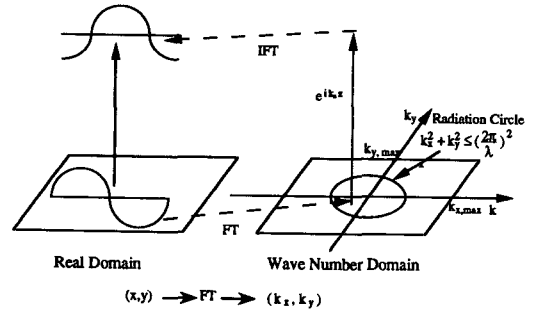
$$\tilde{G}_{pp}(k_x, k_y, z) = e^{ik_z z} \quad (6a)$$

$$\tilde{G}_{vp}(k_x, k_y, z) = i \frac{e^{ik_z z}}{k_z} \quad (6b)$$

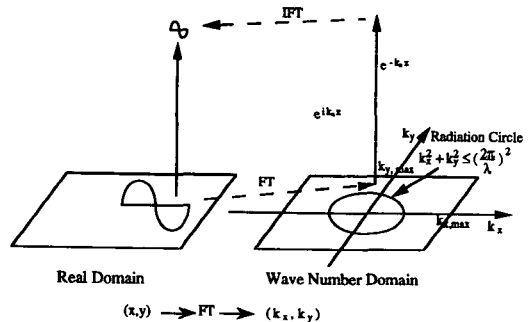
여기서,  $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ ,  $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$

$$= i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, \quad k_x^2 + k_y^2 > k^2 \quad (7)$$

$z$ 축에서의 파의 거동을 보면  $k_z$ 가 실수값을 가질 때는 음은  $z$ 축 방향으로 잘 전파한다. 이는 진행파로서 Fig. 2(a)에서 파수 푸리에변환할 때 방사원(radiation circle) 내부로 가게되고  $z$ 축으로 가면 일정한 크기를 갖고 위상만 변하게 된다. 이에 비하여  $k_z$ 가 허수값을 가질 때는 음은  $z$ 축 방향으로 잘 전파되지 못하며 음원 가까이에서만 값을 갖고 한 파장 이상의 거리에 이르면 이 값은 거의 소멸된다. 즉 이는 감쇠파로서 Fig. 2(b)에서 파수 푸리에변환할 때 방사원 외부로 가게되고 크기는 지수함수적으로 감소하게 된다.



(a) Illustrating propagating wave



(b) Illustrating evanescent wave

Fig. 2 Holographic process

식(6)을 식(4)에 대입하여 다시쓰면

$$P(x, y, d) = F^{-1}[e^{ik_x d} \tilde{P}(k_x, k_y, 0)] \quad (8a)$$

$$P(x, y, d) = \rho\omega F^{-1}\left[\frac{e^{ik_x d}}{k_z} \bar{v}(k_x, k_y, 0)\right] \quad (8b)$$

이고, 위의 두 식을 평판에 대하여 나타내면

$$P(x, y, 0) = F^{-1}[e^{-ik_x d} \tilde{P}(k_x, k_y, d)] \quad (9a)$$

$$v(x, y, 0) = \frac{1}{\rho\omega} F^{-1}[k_z e^{-ik_x d} \tilde{P}(k_x, k_y, d)] \quad (9b)$$

이 된다. 이 식들은 각각 홀로그래프 평면으로부터 음원을 포함하는 평면의 음압과 속도분포를 구하는 식이다.

이때 방사원 외부구간의 파는 전방 예측문제의 경우  $e^{-d\sqrt{k_x^2+k_y^2+k_z^2}}$ 에 따라 지수함수적으로 감소되어 어느정도 거리에 이르면 사라지게 되어 별 문제를 야기하지 않으나 후방예측 문제의 경우는 반대로  $e^{d\sqrt{k_x^2+k_y^2+k_z^2}}$ 에 따라 지수함수적으로 증가되어 식(9)를 쓰는 데에는 대부분의 경우 큰 오차가 발생하게 된다. 따라서 식(9)의 파수영역에 가중함수를 도입할 필요가 있으며 가중함수  $W(k_x, k_y)$ 를 도입하여 다시 쓰면<sup>(4)</sup>

$$P(x, y, 0) = F^{-1}[e^{-ik_x d} \tilde{P}(k_x, k_y, d) W(k_x, k_y)] \quad (10a)$$

$$v(x, y, 0) = \frac{1}{\rho\omega} F^{-1}[k_z e^{-ik_x d} \tilde{P}(k_x, k_y, d) W(k_x, k_y)] \quad (10b)$$

$$\begin{aligned} \text{여기서, } W(k_x, k_y) &\approx 1, \quad k_x^2 + k_y^2 < k_{cr}^2 \\ &\approx 0.5, \quad k_x^2 + k_y^2 = k_{cr}^2 \\ &\approx 0, \quad k_x^2 + k_y^2 > k_{cr}^2 \end{aligned}$$

이 된다. 여기서  $\tilde{P}(k_x, k_y, d)$ 는 평면파의 중첩을 나타내고 가중함수  $W$ 는 감쇠파가 너무 많이 증폭되는 것을 방지하기 위해 한계주파수  $k_{cr}$ 를 가진 필터함수이며  $\frac{k_z}{\rho\omega}$ 는 음압을 속도분포로 바꾸어 주는데 사용되는 수식으로, 이때 한계 주파수  $k_{cr}$ 의 선정에 따라 이 값이 너무 작을 경우 평면파가 잘리어 나갈수도 있고 혹은 너무 커서 잡음으로 작용할 수도 있으므로 이 값의 선택이 매우 중요하다.

### 3. 모드 기여도를 통한 후방음장 예측의 시뮬레이션

#### 3.1 평판의 입력속도분포

단순 지지평판을 대상으로 모의 실험을 통해 모

드 기여도(mode contribution)가 후방예측에 주는 영향에 대하여 검토하였다. 단순 지지된 평판의  $(m, n)$ 모드에 대한 구조물의 파수( $k_0$ )는  $\sqrt{k_m^2+k_n^2}$ 이며  $k_m = \frac{m\pi}{l_x}$ ,  $k_n = \frac{n\pi}{l_y}$ , 음향파수( $k$ )는  $\omega/c$ 이다. 이 두 계수의 비( $\frac{k}{k_0}$ )를 파수비( $\gamma$ )라 정의하면 이 값이 1보다 큰 구역에서는 방사가 용이하며 1보다 작은 구역에서는 방사가 잘되지 않고 edge mode나 corner mode가 발생한다.<sup>(5)</sup>

단순지지 평판의  $(m, n)$ 번째의 모드속도는

$$v(x, y) = \sin(k_m x) \sin(k_n y), \quad 0 \leq x \leq l_x, \quad 0 \leq y \leq l_y \quad (11)$$

이며, 위 식을 푸리에변환하여 속도의 스펙트럼을 구하면

$$\begin{aligned} |\tilde{v}(k_x, k_y)|^2 &= \left[\frac{2k_m^2}{k_x^2 - k_m^2}\right]^2 \left[\frac{2k_n^2}{k_y^2 - k_n^2}\right]^2 \\ &\sin^2\left(\frac{k_x l_x - m\pi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{k_y l_y - n\pi}{2}\right) \quad (12) \end{aligned}$$

이 되고 이는 Fig. 3에 나타나있다. 즉 가진되는 모드에 해당하는 파수에서 피크가 생기고 유한평판이므로 이 값의 주변에서 부엽(side lobe)이 발생한다.

시뮬레이션에서 사용된 모델은 Fig. 4에 나타나

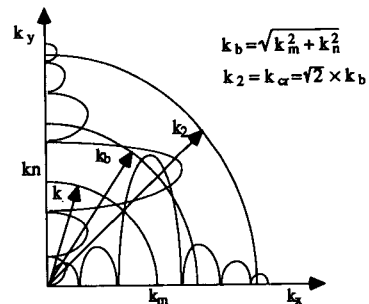


Fig. 3 Wavenumber spectrum for the plate velocity

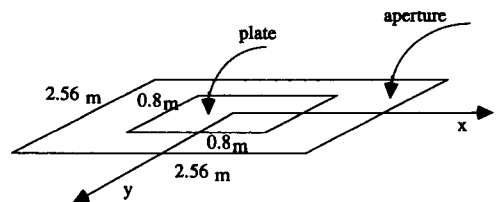


Fig. 4 Aperture and plate

있으며, 구경 (aperture)의 크기  $L_a$ 는  $(2.56\text{ m} \times 2.56\text{ m})$ 이며 평판은  $(0.8\text{ m} \times 0.8\text{ m})$ 로 정사각형이다. 평판은 12 mm 두께의 강판으로 임계주파수 ( $\omega_{co}$ )는 약 1030 Hz이다. 임의의 주파수에 대한 어느 한 모드의 기여도를 보기 위해 주파수를 800 Hz ( $k=14.65\text{ m}^{-1}$ )와 1400 Hz ( $k=25.65$ )로 모의 실험하였으며 (3,3) 모드 ( $k_b=16.66$ )에 대한 파수비 ( $\gamma$ )는 각각 0.88과 1.54이다. 강체벽이 없는 평판의 경우에는 평판 모서리에서 회절현상(Diffraction)이 생기므로 일반적으로는 풀기 어려우나 FFT (fast fourier transform) 기법을 통해 음원평면에서의 속도분포의 근사값을 구할 수 있다.<sup>(6)</sup>

Fig. 5는 각각 파수비가 1보다 작을 때와 클 때에 대하여 강체벽이 있을 때와 없을 때의 속도분포의 입력값을  $y$ 좌표를 평판의 중심으로 고정한 A-A 단면에서 그린 것이다. 강체벽이 있을 때는 강체벽의 속도는 0이므로 주파수에 상관없이 (3,3) 모드의 속도분포를 가지나 (Fig. 5(a)의  $\Delta$ 표) 강체벽이 없을 때는 주파수가 낮을수록 가장자리에서 회절이 심하여 가장자리 부근의 속도가 점프하는 현상을 볼 수 있으며 평판내에서는 (3,3) 모드의 속도분포를 가지나 평판외에서는 복소수로 나타나므로(감쇠가 있는 평면음원의 형태를 가짐)

monopole 음원이 아닌 dipole음원의 형태를 지니게 된다. 구경의 평판에 대한 면적비는 10.24로 창함수의 영향(window effect)은 거의 발생하지 않는다. 또한 전체적으로  $(128 \times 128)$ 개를 측정하였으며 측정간격( $\Delta x$ )이 0.02 m이므로 최대 파수  $k_{max}(=\pi/\Delta x)$ 는 음향파수  $k$ 에 비하여 2배 이상 커서 에일리어싱은 거의 생기지 않는다.

또한 후방 예측문제는 잡음(주변잡음, 측정오차 및 측정장비의 동적범위(dynamic range) 등)에 대해 매우 민감하므로 신호대잡음비(signal to noise ratio)를 다음과 같이 정의하고 그 영향을 검토하고자 한다.

$$R_{sn} = 20 \log \left| \frac{P(x, y)}{N(x, y)} \right| \quad (13)$$

여기서  $P(x, y)$ 는 측정편면의 신호음압이며,  $N(x, y)$ 는 잡음의 음압이다.  $R_{sn}$  값을 정량화하기 위하여  $N(x, y) = |N(x, y)|e^{i\theta(x, y)}$ 로 잡음의 절대값은  $R_{sn}$ 값에 따라 변하며 위상  $\theta(x, y)$ 는 난수발생(random number generation)하여 위치마다 다르게 하였다. 따라서 실제로 측정된 음압은 잡음이 없을 때에 비하여 전체적인 크기가 커지고 왜곡된 모습을 가지게 된다.

### 3.2 측정거리 잡음 및 한계주파수에 의한 평판의 속도분포 예측

Fig. 6은  $\gamma=0.88$ , 측정잡음이 10% ( $R_{sn}=20\text{ dB}$ ) 일 때의 예측된 속도분포이며 거리  $d$ 에 따라서 잡음이 더욱 증폭됨을 볼 수 있다. 이를 파수영역에서 본 그림이 Fig. 7(a)이다. 즉 거리에 따라서 감쇠파 영역에서 기울기를 크게 하면서 이 부분이 왼쪽으로 이동하게 되어 한계주파수 선정을 어렵게 한다.

Fig. 8은  $\gamma=0.88$ 일 때 한계주파수를 잘못 선정한 결과인데 Fig. 8(a)는 한계주파수를 음향파수 ( $k$ )로 하였기 때문에 감쇠파가 전혀 고려되지 않아 예측속도의 크기가 입력속도에 비해 너무 작아졌으며, Fig. 8(b)는 잡음이 있는 상태에서 한계주파수를 평판파수( $k_b$ )의 3배로 하여 너무 크게 하였기 때문에 잡음의 영향으로 왜곡이 많이 발생한 그림이다.

파수비가 1보다 큰 경우( $\gamma=1.54$ )는 방사가 잘 되기 때문에 측정거리와 잡음에 대해 파수비가 1보다 작은 경우보다 영향을 덜 받는다. 이를 파수영역에서 보면 Fig. 7(b)이고 진행파 영역이 파수비

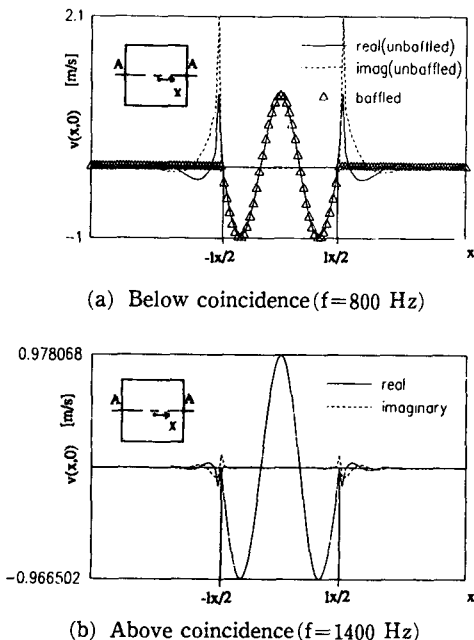
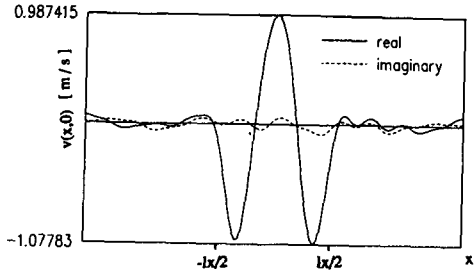
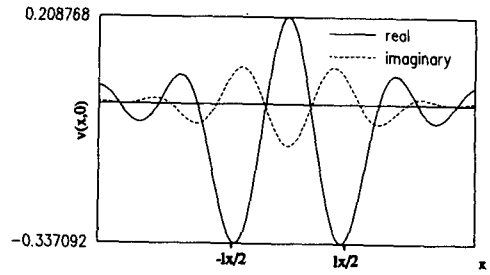


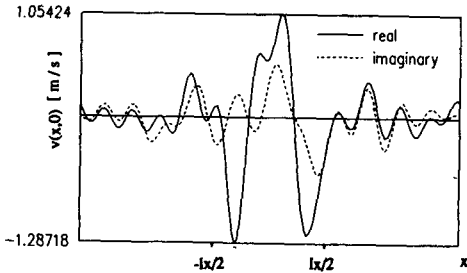
Fig. 5 True velocity of (3,3) mode for the unbaffled plate ( $\Delta$ : baffled plate)



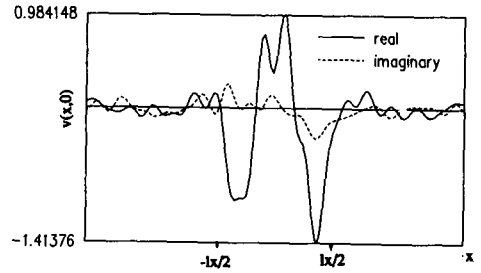
(a)  $d/\lambda=0.1$



(a)  $k_{cr}=k$



(b)  $d/\lambda=0.3$



(b)  $k_{cr}=3k_b$

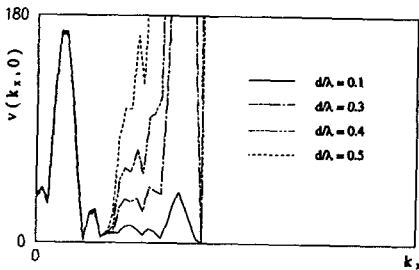
Fig. 6 Reconstructed velocity of (3,3) mode due to variations of measurement distance for the baffled plate (below coincidence ( $f=800$  Hz), S/N ratio=20 dB)

Fig. 8 Reconstructed velocity of (3,3) mode due to variations of cut off frequency for the baffled plate (below coincidence ( $f=800$  Hz))

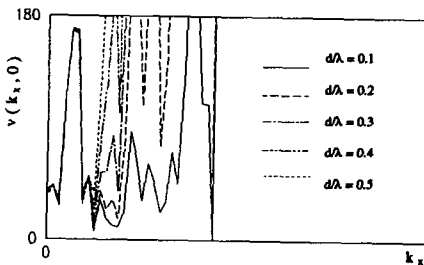
가 1보다 작은 경우에 비해 상대적으로 크기 때문에 감쇠파 부분에서 발생하는 잡음의 증폭되는 현상이 파수비가 1보다 작은 경우에 비하여 서서히 나타난다. 따라서 한계주파수를 선정하는 데에 비교적 큰 어려움이 없다.

### 3.3 최적 한계주파수 결정

$\gamma < 1$  영역의 후방 예측문제에서, 한계주파수가 너무 작은 경우에는 속도분포의 크기가 너무 작게 되고 한계주파수가 너무 큰 경우에는 속도분포의 크기가 너무 크고 찌그러진 형상을 갖게 된다. 따라서 진행파와 감쇠파를 모두 포함하면서 거리와 잡음에 의해 발생하는 오차를 줄이는 방법이 필요하다. Fig. 7을 보면 가진 모드를 중심으로 진동 에너지가 집중(main lobe)되어 있고 측정거리가 클수록 파수영역에서의 잡음이 부엽(side lobe)에서 크게 증가하면서 오차가 생기기 시작함을 알 수 있다. 이러한 사실에 기반을 두고 Fig. 3의 속도 스펙트럼을 보면 평판파수  $k_b$ 는  $\sqrt{k_m^2 + k_n^2}$ 이 되고  $x, y$ 축 각각에 대하여  $(m, n)$ 번째 가진 모드에서 피크를 갖고 이 값을 중심으로 거의 대칭인 모습을 알 수 있다. 따라서 평판파수의  $\sqrt{2}$ 배 정도이



(a) below coincidence ( $f=800$  Hz)



(b) above coincidence ( $f=1400$  Hz)

Fig. 7 Wavenumber spectrum of (3,3) mode due to variations of measurement distance for the baffled plate (S/N ratio=20 dB)

면 그림의  $k_2$ 가 되어 이 값은 감쇠파를 포함하는 대부분의 진동에너지를 포함하게 되므로 한계주파수  $k_{cr}$ 를  $k_2(=\sqrt{2}k_0)$ 로 결정할 수 있다. 이때 음향파수  $k$  내부의 면적은 진행파 성분이 되고  $k$ 과  $k_{cr}$ 사이의 면적은 감쇠파 성분이 된다. 이 경우는  $m$ 과  $n$ 이 같은 경우이나( $k_m=k_n$ ), Fig. 9에서 보듯이  $m$ 과  $n$ 이 많이 차이 나는 (1,9)모드에서도 대략적으로 한계주파수를 평판파수의  $\sqrt{2}$ 배로 결정하면 실제속도와 거의 유사한 예측속도를 구할 수 있다.

한편 강체벽이 없는 경우에는 Fig. 10에서 보듯

이 예측된 속도분포의 전체적인 경향은 강체벽이 있을때와 크게 다르지 않으며 회절현상 때문에 평판 외부에서는 다소 실제값(Fig. 5(a))과 다르나 평판 내부에서는 유사한 값을 갖게 되므로 강체벽의 유무에 관계없이 위에서 정한 한계주파수를 이용하여 평판의 속도분포를 예측할 수 있다. 또한 공진주파수가 아닌 임의의 주파수로 평판이 가진다고 있을 때에도 한계주파수를 같은 값으로 사용할 수 있다.

#### 4. 실험 및 결과

전술한 바와 같이 제안된 한계주파수를 적용한 결과, 속도분포의 시뮬레이션 결과는 잡음이 포함된 경우( $R_{sn}=20$  dB)에도 이론과 잘 일치하고 있다. 그러나 실제 상황에서 파수영역에서의 잡음은 시뮬레이션에서 가정한 잡음의 스펙트럼과 다르며, 실험시 오차 요인들(마이크로폰의 크기에 의한 정현파 발생 및 감도 오차, 측정거리 오차, 구조물의 재질특성의 오차 등)로 인해 실험에 의한 후방 예측 결과는 시뮬레이션 결과보다 더 나빠지게 된다.

따라서 여러 오차들의 영향을 구분할 수는 없으나 모든 오차들의 영향이 포함된 실험을 통하여 제안된 한계주파수의 유용성을 입증하고자 한다. 실험모델로써 강체벽이 없는 자유단 정방형평판을 선정하였다. 평판의 치수는  $0.4\text{ m} \times 0.4\text{ m}$ 이며 임계주파수  $\omega_{co}$ 는 약  $8250\text{ Hz}$ (평판두께= $1.5\text{ mm}$ )이다. 자유단평판의 이론적 해는 구하기 힘들므로 유한요소법과 충격망치를 이용한 모드 실험결과를 결합하여 구한 진동속도 분포(Fig. 2(a)는 변위로 환산한 것임)를 이론적 해로 선택하였다.

Fig. 11에서는 자유단평판 및 측정구경  $L_a(0.8\text{ m} \times 0.8\text{ m})$ , 그리고 음향실험장치가 나타나 있다. 평판의 중앙 지점을 가진기(B&K Exciter 4810)로  $600\text{ Hz}(\gamma=0.27)$ 정현가진 하였으며, 4개의 마이크로폰을 이용하여 1개를 기준 마이크로폰으로 하고 3개를 이동하면서 음향신호를 수신하였다. 모든 실험은 무향실에서 수행하였으며 수신된 음향신호는 A/D변환기를 거쳐 컴퓨터로 분석되었다. 평판과 마이크로폰 사이의 거리  $d$ 는  $1.4\text{ cm}(d/\lambda=0.025)$ , 마이크로폰의 측정간격은  $2.5\text{ cm}$ 로 하여  $(32 \times 32)$ 개의 음압을 측정하였으며 평판 내부에서는  $(17 \times 17)$ 개의 음압을 측정하였다.

식(10b)를 이용하여 평판의 속도분포를 구하기

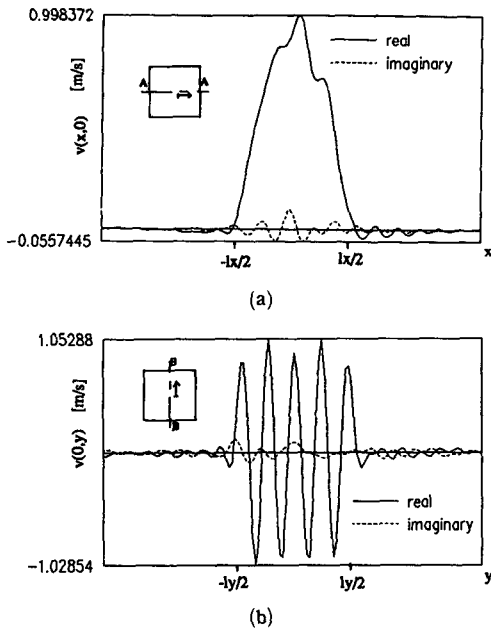


Fig. 9 Reconstructed velocity of (1,9) mode for the baffled plate(below coincidence( $f=800$  Hz), S/N ratio= $20$  dB)

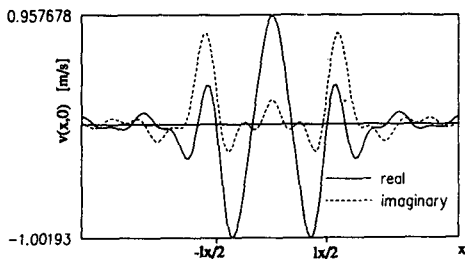


Fig. 10 Reconstructed velocity of (3,3) mode for the unbaffled plate(below coincidence( $f=800$  Hz)) [See the true velocity in Fig.5(a)]

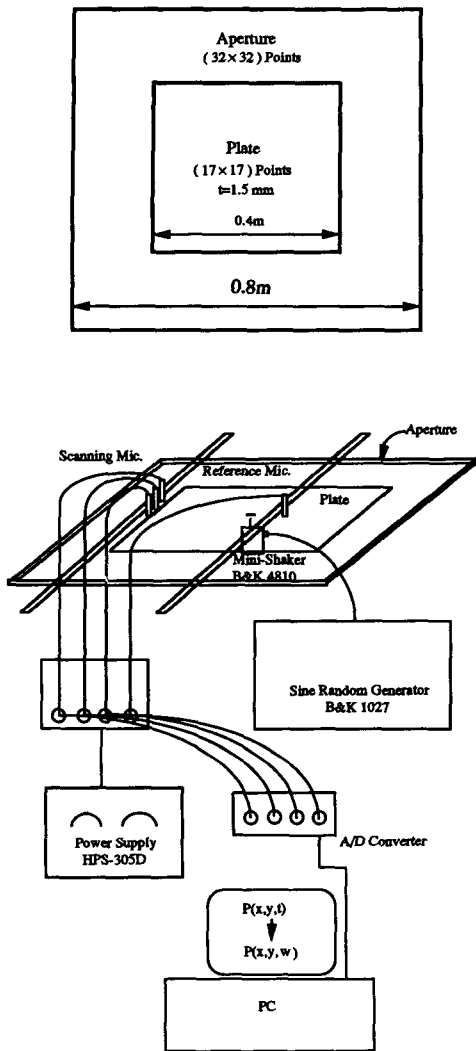
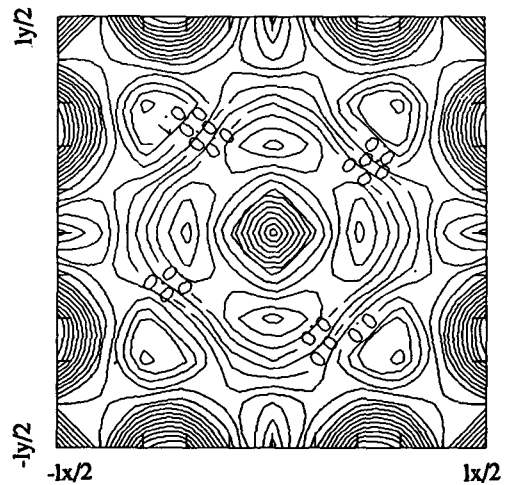
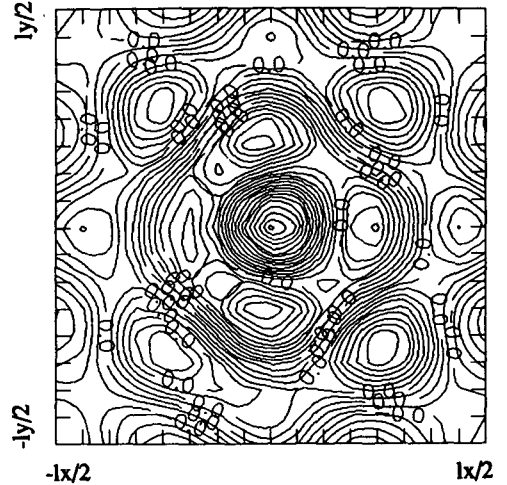


Fig. 11 Schematic diagram for experiment



(a) Using FEM



(b) Using holography

Fig. 12 Comparison between FEM and reconstructed displacement

위해, 적절한 한계주파수  $k_{cr}$ 의 선정뿐만 아니라 파수스펙트럼의 해상도  $\Delta k (= \Delta k_x = \Delta k_y)$ 의 영향이 고려되어야 한다. 파수해상도는  $\Delta k = 2\pi/L$ 로 표현되며,  $k = \Delta k$ 이면 파수영역에서 오직 한개의 절점 (lattice)만이 방사원 (radiation circle)에 기여하게 되어 많은 예측오차를 수반하게 된다.<sup>(7)</sup> 음향파수  $k$ 내에 절점수  $N$ 이 커지면 정확도가 증가하며, 이때 측정구경의 크기는  $L_a = 2\pi NC/\omega$ 로  $N=4$ 이면 2m가 되나 실험시 측정구경은 0.8 m로 제한하였다.

Fig. 12(a)는 FEM에 의한 평판의 이론적 변위분포이고, Fig. 12(b)는 측정된 음압을 파수 필터링을 통해 예측한 평판의 속도를 변위로 환산한 그림

이다. 두 결과는 형상이 비교적 잘 일치하고 있으므로 예측된 변위분포는 실제의 모드형상을 잘 묘사해 주고 있음을 알 수 있다. 그러나 예측된 변위분포는 FEM결과에 비해 평판의 중심부근에서 조밀도가 크게, 가장자리부근에서 조밀도가 작게 나타나고 있다. 이는 측정구경의 크기가 충분하지 않아(구경대 평판의 면적비는 4임) 평판으로부터 방사되는 음압의 정보가 일부 손실되었기 때문이다. 특히 강체벽이 없고  $\gamma < 1$ 인 영역에서 가장자리 모드(edge and corner mode)의 방사 및 회절현상이 크게 나타나나 실제 측정구경이 불충분하여 가장자리부근이 중심부근보다 조밀도가 작게 나타나고 있



으며 구경의 크기가 클수록 FEM결과에 근접하리라 생각된다.

### 5. 결 론

후방 예측문제를 어렵게 하는 요소는 주로 측정 거리와 측정상의 오차, 주변잡음, 전기잡음, 감쇠파의 영향 등인데 대체로 파장에 대한 측정거리비 ( $d/\lambda$ )를 0.1이하로 하고 측정오차가 10%를 넘지 않는다면 한계주파수는 평판의 경우 평판파수의  $\sqrt{2}$ 배로, 보의 경우 보파수의 2배로 하면 만족할 만한 결과를 얻을 수 있으며 측정수는 한 파장에 대해서 4개 이상이면 실제 속도분포와 비슷한 형상을 찾을 수 있다.

실제 실험시는 주변잡음이 작다고 가정(무향실 등)할 경우 측정오차를 줄이는 데 주의를 기울여야 한다. 특히 근접음장에서 음압을 측정하게 되므로 실험시 측정거리를 일정하게 유지하는 것이 중요하다. 임계주파수(coincidence frequency)보다 크게 가진 되고 있을 때에는 임계주파수보다 작게 가진 되고 있을 때에 비하여 한계주파수(cutoff frequency in wavenumber space) 선정의 폭이 커지고 측정 거리의 영향도 상대적으로 덜 받는다.

### 참고문헌

- (1) Maynard, J. D. W. C. Williams, and Lee, Y. 1985, "Nearfield Acoustic Holography: I. Theory of Generalized Holography and Development of NAH," *J. Acoust. Soc. Am.* 78., pp. 1395~1413.
- (2) Veronesi, W. A. and Maynard, J. D. 1987, "Nearfield Acoustic Holography: II. Holographic Reconstruction Algorithms and Computer implementation," *J. Acoust. Soc. Am.* 81., pp. 1307~1322.
- (3) Williams, E. G. and Maynard, J. D. 1980, "Holographic Imaging without the Wavelength Resolution Limit," *Phys. Rev. Lett.* 45., pp. 554~557.
- (4) Williams, E. G. Dardy, H. D. and Fink., R. G. 1985, "A Technique for Measurement of Structure-Borne Intensity in Plate," *J. Acoust. Soc. Am.* 76., pp. 2061~2068.
- (5) Fahy, F. 1985, *Sound and Structural Vibration*, Academic Press. London, pp. 72~89.
- (6) Williams, E. G. 1983, "Numerical Evaluation of the Radiation from Unbaffled, Finite Plate Using the FFT," *J. Acoust. Soc. Am.* 74., pp. 343~347.
- (7) Williams, E. G. and Maynard, J. D. 1983, "Numerical Evaluation of the Rayleigh Integral for Planar radiators using FFT," *J. Acoust. Soc. Am.* 72., pp. 2020~2030.

(1) Maynard, J. D. W. C. Williams, and Lee, Y.