한국소음진동공학회지 제 4 권 제 3 호, pp. 295~305, 1994.

〈論 文〉

입사각에 따른 흡음재의 반사 계수 측정 방법론 및 오차에 대한 고찰

Measurement of Reflection Coefficient of Sound Absorbent Material with Respect to Angle of Incidence and Its Associated Errors

이 수 열* · 김 상 렬** · 김 양 한***
Lee Soo-Yeol, Kim Sang-Lyeol and Kim Yang-Hann

〈1994년 3월 7일 접수 ; 1994년 8월 1일 심사완료〉

ABSTRACT

The reflection coefficient of a material at oblique incidence is measured in a free field. The sound pressure distributions are measured at discrete points on two measurement lines and then decomposed into plane wave components by using spatial Fourier transform. The inciedent and reflected plane wave components are obtained from a set of "decomposition equations" of which uses the plane wave propagation theory. Numerical simulations and experiments have been performed to see the effect of finite size of measurement area. To reduce this effect, a window fuction has been performed to see the effect of finite size of mesurement area. To reduce this effect, a window function has been proposed and its effect on the measurement of sound absorbing material property has been studied as well. The reflection coefficient obtained by this method is compared with those obtained from other methods ; 2-microphone method in a duct and an expirical equation of which determines the characteristic impedance ρc and propagation constant k of a material from flow resistance information.

1. 서 론

소음을 줄이려는 목적으로 사용되는 여러가지의 음향학적 기구 중 흡음재는 그 사용상의 편이성 및 가격의 저렴함으로 인하여 보편적으로 쓰이고 있다. 이러한 흡음재의 소음제어 성능은 흡음율 또는 반사계수로 나타내며 이들의 정확한 값은 설계상 기본적이고도 중요한 것임은 자명하다. 따라서 흡음율을 정확히 측정하기 위한 방법이 상당한 기간동안 제시되고 연구되어왔고 또한 그 보편성을 위하여 국제적인 공인방법 또한 채택되어 있다[1~8]. 현재까지 보편적으로 사용되는 방법은 정재파 방법(standing wave method)[4]과 2마이크로폰 방법[5]을 대표적으로 들 수 있는데 이들 방법은 모든 수직입사 성분에 대한 음압반사계수 측정에 목적이 있으며 경사입사(oblique incidence) 성분에 대해서는 음압 반사 계수를 구할 수 없는 단점이 있다. 임의의 입사각도에 따른 흡음재의 음압반사계수를 자유 공간에서 측정하려 한다면 이론적으로는 흡음재에 입사하는 음파를 평면파로 만들어 줄 수 있어야 하는데 이는 음원에서 형성되는 임의의 복소음압분포를 여러 각도에서 입사하는 평면파 요소들의 중첩으로 등가시키는 공간상의 Fourier 변환을 이용하면 가능함을 쉽게 이해할 수 있다[6,7]. 즉 임의로 선정한 측정 평면에서 입사되는 음파성분의 크기와 위상을 알고 또한 흡음재에서 반사되는 성분을 구할 수 있으면 이로부터 입사각도별 음압반사계수를 구할 수 있을 것이라 생

*대우자동차(주) 기술연구소
**한국과학기술원 기계공학과
***정회원, 한국과학기술원 기계공학과

각할 수 있다. 구체적으로는 흡음재 앞에 2개의 측정 평면을 설치하고 각 마이크로폰에서 측정한 음압을 공간상의 Fourier 변환을 이용해서 입사하는 음파와 반사되는 음파를 분리하여 흡음재의 음압반사계수를 측정하는 방법을 가상할 수 있다. 이 방법은 결국 임의의 음압 분포를 무한한 입사각에 해당하는 평면파 요소들로 중첩되어 있는 것으로 생각하는 것이고 따라서 음원에 대한 특별한 제한조건이 필요없게 되는 특성이 있다.

본 연구에서는 임의의 복소음압분포를 무한 평면에서 공간상의 Fourier 변환을 하여 평면파 요소들의 중첩으로 해석하는 방법을 살펴보고 실제 적용시 발생하게되는 문제들을 음원의 주파수에 대한 모의실험을 통하여 고찰하고 있다. 모의 실험에서는 구체적 검증을 위하여 해석적인 음장해가 알려진 단극음원을 이용하였고 측정 영역의 제한성 즉 마이크로폰 사이의 간격 및 측정평면의 크기 등으로 인하여 발생할 수 있는 각종 오차를 창문함수의 영향과 함께 고찰하고 있다. 실험적인 검증을 위하여 단단한 시편(hard panel)과 스폰지(sponge)를 채택하여 전술한 방법의 적용가능성을 살펴보았으며, 구체적으로는 2-마이크로폰 방법으로 수직 입사에 대한 반사계수를 측정하고 다공성 물질인 스폰지에 대해서는 이와함께 유동 저항을 측정하여 실험식으로부터 재질의 특성 임피던스(characteristic impedance)와 파수(propagating constant k)를 구하여서 반사계수를 추정하여 본 연구에서 제안하는 방법을 사용한 결과와 비교하였다.

2. 이 론

2.1 이론적 배경

임의의 위치에서 시간에 대하여 주기적인 음을 방사하는 음원 $f'(x, y, z, t)$과 임피던스(impedance) Z를 갖는 무한한 크기의 흡음재가 있는 경우 비동차(inhomogeneous) 파동 방정식 및 경계조건은 잘 알려진 바와 같이 다음과 같다.

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{C^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = f'(x, y, z, t) \tag{1}$$

여기서, $f'(x, y, z, t) = f(x, y, z)e^{-i\omega t}$, $p'(x, y, z, t) = p(x, y, z)e^{-i\omega t}$이고 경계조건은 $\left.\frac{p}{\nu_n}\right]_{z=0} = Z$이다. ν_n는 입자속도의 법선(normal) 성분이고 Z는 벽면의 임피던스(impedance)이다. 임의의 복소음압분포를 $z=z_j$ 평면에서 알고 있으면 그 평면에 대하여 공간상의 Fourier 변환을 하여 존재하는 음장을 평면파 요소로 분해할 수 있다. 즉 (x, y) 공간상의 Fourier 변환을 이용하여

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z)\, e^{-i(k_x x + k_y y)}\, dxdy \tag{2}$$

과 같이 각각 x방향의 파수성분(k_x) 및 y방향의 파수성분(k_y)으로 분해할 수 있다. 잘 알려진 바와같이 식 (2)의 역변환은

$$p(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} = \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}(k_x, k_y, z)\, e^{i(k_x x + k_y y)}\, dk_x dk_y \tag{3}$$

과 같이 표현할 수 있다.

임의의 음원에 의해서 형성되는 음장 $p(x, y, z)$는 음원에서 직접 전파되는 성분과 벽면에 맞고 반사되어서 나오는 성분의 합으로 생각할 수 있고 이를

$$p(x, y, z) = p_i(x, y, z) + p_r(x, y, z) \tag{4}$$

과 같이 표현할 수 있다. 여기서 하첨자 i 및 r은 각각 입사음압(incident pressure) 및 반사음압(reflected pressure)을 나타낸다. 식 (1)을 시간에 대하여 Fourier 변환을 하면

$$(\nabla^2 + k^2)p = f(x, y, z) \tag{5}$$

이고, 이 식을 (x, y) 공간상의 Fourier 변환을 하면

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - k_x^2 - k_y^2\right)\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \tilde{f}(k_x, k_y, z) \tag{6}$$

과 같다. 여기서 $\tilde{p}(k_x, k_y, z)$는 $z=z_j$에서의 복소음압분포를 파수(wave number)성분별로 나타낸 것이다.

식 (4)를 (x, y) 공간상의 Fourier 변환을 하면

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \tilde{p}_i(k_x, k_y, z) + \tilde{p}_r(k_x, k_y, z) \tag{7}$$

이 되고 여기서 $\tilde{p}_i(k_x, k_y, z)$와 $\tilde{p}_r(k_x, k_y, z)$는 각각 특정 높이 z에서 각도 $\theta = \cos^{-1}\frac{k_z}{k}$로 입사하는 평면파와 반사되는 평면파를 의미한다.

또한 평면파의 경우 임피던스(impedance) Z와 각도 θ 사이에는

$$Z/\rho c = \frac{\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0) + \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0)}{\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0)\cos\theta - \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0)\cos\theta} \tag{8}$$

과 같은 관계가 성립함은 쉽게 알 수 있다. 여기서

ρ는 공기의 밀도이고 c는 음속(speed of sound)이다.

각도 θ로 입사하는 평면파에 대하여 음압반사계수를

$$C_r=\frac{\tilde{p}_r(k_x, k_y, 0)}{\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0)} \tag{9}$$

로 정의하면 식(8), (9)에 의해서

$$C_r=\frac{Z\cos\theta-\rho c}{Z\cos\theta+\rho c} \tag{10}$$

과 같이 표현할 수 있다.

위의 식 (6), (7), (8)에 의해서 음원의 특성 $\tilde{f}(k_x, k_y, z)$와 경계조건 Z를 알면 $\tilde{p}(k_x, k_y, z)$를 구할 수 있고 식(3)의 역변환을 이용해서 복소 음압분포 $p(x, y, z)$를 구할 수 있다. 이것의 역문제로 복소음압분포 $p(x, y, z)$를 측정해서 $\tilde{p}(k_x, k_y, z)$를 알아내면 경계조건인 벽면의 임피던스 Z를 알 수 있다. 본 연구에서는 벽면의 음압반사계수를 복소음압분포의 측정으로부터 구하는 것이므로 위의 역문제를 푸는 것에 해당한다.

2.2 점음원을 사용할 경우의 수학적 접근

임의의 음원에 의한 $z=z_j$ 평면에서의 복소음압분포는 (x, y) 공간상의 Fourier 변환을 통하여 평면파들의 중첩으로 생각할 수 있음을 살펴보았다. 형성되는 음장이 z축에 대하여 대칭일 경우 즉 점음원을 사용할 경우에는 앞서 기술한 표현들을 원통 좌표계(cylindrical coordinates)로 변화하면 될 것이다. 이 때 k_x, k_y파수 성분은 반경방향의 파수 성분(k_r)으로 나타나게 될 것이다.

z축에 대하여 대칭인 음압 분포를 원통 좌표계를 이용하여 $p(r, \phi, z)$와 같이 표현하고 식 (2)를 이용해서 파수 영역에서의 스펙트럼으로 표현하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\tilde{p}(k_r, z)&=\int_0^{2\pi}d\phi\int_0^{\infty}rp(r, \phi, z)\,e^{-ik_r r\cos(\psi-\phi)}dr\\&=2\pi\int_0^{\infty}rp(r, z)J_0(r\cdot k_r)\,dr\end{aligned} \tag{11}$$

여기서, $x=r\cos\phi$, $y=r\sin\phi$이고 $k_x=k_r\cos\psi$, $k_y=k_r\sin\psi$ 이다(Fig. 2 참조).

음원에 의해서 형성되는 복소음압분포가 축대칭인 경우로 국한하고 음압분포를 원통좌표계로 표현하면 식 (4)에 의해서

$$p(r, z)=p_i(r, z)+p_r(r, z) \tag{12}$$

와 같다. 식 (12)로 표현되는 음압분포를 Fourier-Bessel 변환을 하면

$$\tilde{p}(k_r, z)=\tilde{p}_i(k_r, z)+\tilde{p}_r(k_r, z) \tag{13}$$

로 쓸 수 있다. 앞에서 기술했듯이 특정높이 z에서 복소음압분포 $p(r, \phi, z)$를 측정해서 $\tilde{p}(k_r, \psi, z)$를 (Fig. 2 참조) 구하는 과정이 필요하게 되는데 음압분포를 축대칭으로 제한했으므로 Fig. 1처럼 $z=z_1$의 측정 평면에서 반경방향으로 한 개의 선에서만 음압분포를 알면 $z=z_1$의 전체 평면에서 음압분포를 아는 것과 동일하다.

Fig. 1의 $z=z_1$과 $z=z_2$에서의 복소음압분포는 식 (13)에 의해서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\tilde{p}(k_r, z_1)=\tilde{p}_i(k_r, z_1)+\tilde{p}_r(k_r, z_1) \tag{14}$$

$$\tilde{p}(k_r, z_2)=\tilde{p}_i(k_r, z_2)+\tilde{p}_r(k_r, z_2) \tag{15}$$

그리고 $\tilde{p}(k_r, z_j)$와 $\tilde{p}(k_r, 0)$는 $z=z_1$과 $z=0$에서의 평면파 요소이므로 평면파가 z방향으로 전파되어서 생긴 위상차를 고려하면 다음과 같은 관계가 있다.

$$\tilde{p}_i(k_r, 0)=\tilde{p}_i(k_r, z_1)\,e^{ik_z z_1} \tag{16}$$

$$\tilde{p}_r(k_r, 0)=\tilde{p}_r(k_r, z_1)\,e^{-ik_z z_1} \tag{17}$$

여기서 $k_z=\sqrt{k^2-k_r^2}$이다. 식 (16), (17)을 식 (14)에 대입하면

$$\tilde{p}(k_r, z_1)=\tilde{p}_i(k_r, 0)\,e^{-ik_z z_1}+\tilde{p}_r(k_r, 0)\,e^{ik_z z_1} \tag{18}$$

이고 식 (15)에 대해서도 같은 과정을 거치면

$$\tilde{p}(k_r, z_2)=\tilde{p}_i(k_r, 0)\,e^{-ik_z z_2}+\tilde{p}_r(k_r, 0)\,e^{ik_z z_2} \tag{19}$$

이 된다. 식 (18), (19)을 행렬 형태로 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix}e^{-ik_z z_1}e^{ik_z z_1}\\e^{-ik_z z_2}e^{ik_z z_2}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\tilde{p}_i(k_r, 0)\\\tilde{p}_i(k_r, 0)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\tilde{p}(k_r, z_1)\\\tilde{p}(k_r, z_2)\end{bmatrix} \tag{20}$$

식 (20)를 풀어서 $z=0$에서 입사하는 평면파 성분

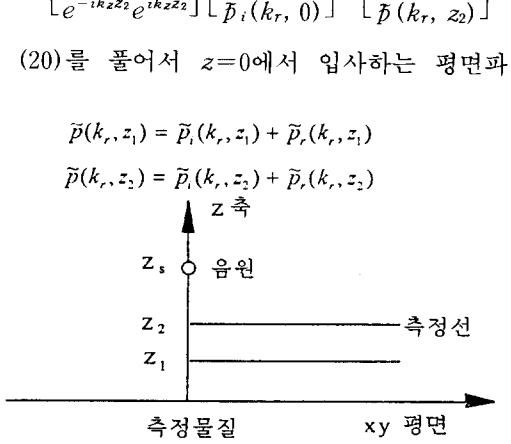


Fig. 1 측정 위치와 좌표계

$\tilde{p}_i(k_r, 0)$와 반사되는 평면파 성분 $\tilde{p}_r(k_r, 0)$을 구하면

$$\tilde{p}_r(k_r, 0) = \frac{-\tilde{p}(k_r, z_1)e^{-ik_z z_2} + \tilde{p}(k_r, z_2)e^{-ik_z z_1}}{2i\sin[k_z(z_2 - z_1)]} \tag{21a}$$

$$\tilde{p}_i(k_r, 0) = \frac{\tilde{p}(k_r, z_1)e^{ik_z z_2} - \tilde{p}(k_r, z_2)e^{ik_z z_1}}{2i\sin[k_z(z_2 - z_1)]} \tag{21b}$$

이 된다. 식 (21)으로 부터 임의의 각도 $\theta = \cos^{-1}\frac{k_z}{k}$로 입사하는 평면파 요소에 대한 음압반사계수 C_r을 구할 수 있다. 즉 식 (9)에 의해서

$$C_r(k_r) = \frac{\tilde{p}_r(k_r, 0)}{\tilde{p}_i(k_r, 0} = \frac{-\tilde{p}(k_r, z_1)\cdot e^{-ik_z z_2} + \tilde{p}(k_r, z_2)\cdot e^{-ik_z z_1}}{\tilde{p}(k_r, z_1)\cdot e^{ik_z z_2} - \tilde{p}(k_r, z_2)\cdot e^{ik_z z_1}} \tag{22}$$

이며 입사 각도를 θ라 하면

$$\sin\theta = \frac{k_r}{k} \tag{23}$$

의 관계가 있다.

음원의 파수(wave number)를 k로 나타내면 음원의 주파수 f와는 $k = \frac{2\pi f}{c}$와 같은 관계가 있고 음원의 파수와 파수성분들은 직교 좌표계에서 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$이고 원통형 좌표계에서는 $k^2 = k_r^2 + k_z^2$이다.

Fig. 2에서 보듯이 평면파가 입사하는 각도 θ와 파수성분 k_r, k_z 사이에는 $\cos\theta = \frac{k_z}{k}$와 $\sin\theta = \frac{k_r}{k}$의 관계가 성립한다. 따라서 $k_r = 0$인 경우는 수직 입사하는 평면파 성분을 의미하고 $k_r = \frac{1}{2}k$는 $\theta = 30°$로 입사하는 평면파 성분들이 축대칭으로 있는 경우이며 $k_r = k$는 $\theta = 90°$로 입사하는 평면파 성분을 의미한다. 이처럼 파수영역(wave number domain)에서 $k_r \le k$인 범위는 각도 θ로 진행하는 평면파를 의미하고 $k_r \ge k$인 범위에서는 $k^2 - k_r^2 = k_z^2$이므로 k_z가 허수로 나오고 이것은 z축에 따라서 지수함수적으로 감소하는 감쇠파를 의미한다.

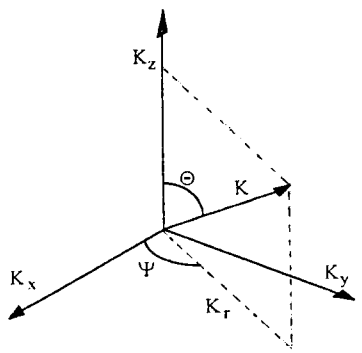


Fig. 2 파수의 직교 좌표계 성분과 원통 좌표계 성분

2.3 음원의 특성과 신호처리

공간상의 복소음압분포를 이차원 Fourier 변화를 하여서 파수영역(wave number domain)에서의 스펙트럼을 얻기 위해서는 식 (2)처럼 (x, y) 무한평면에서의 음압분포를 알고 그 평면에 대해 적분을 해주어야 한다. 여기에서 측정물질의 크기도 무한히 크다는 가정이 따른다. 그러나 측정과 관련해서는 유한한 범위에서 음압분포를 측정하고 (x, y) 공간상의 Fourier 변환을 하기 때문에 유한한 측정범위의 영향을 받게된다. 즉 측정영역 밖에서의 음압을 0으로 간주하기 때문에 생기는 영향이다. 측정영역을 구경(aperture), 이의 반경을 R_{max}라 하고 창문함수(window function)

$$w(r, \phi, z) = \begin{cases} 1 & r \ge R_{max} \\ 0 & r > R_{max} \end{cases} \tag{24}$$

를 도입하여 측정된 복소음압분포를 표시하면

$$\tilde{p}(x, y, z) = p(x, y, z)\cdot w(x, y) \tag{25}$$

과 같이 쓸 수 있다. 여기서 $p(x, y, z)$는 실제의 음압분포를 나타내며 $\tilde{p}(x, y, z)$는 창문함수를 사용해서 구한 음압분포이다. 이 음압분포를 (x, y) 공간상의 Fourier 변환을 하면

$$\tilde{\tilde{p}}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2}\tilde{p}(k_x, k_y, z) * \tilde{w}(k_x, k_y) \tag{26}$$

이다. 즉 공간영역(space domain)에서 곱으로 표현된 창문함수가 파수영역(wave number domain)에서는 컨벌루션(convolution) 형태로 나타나고 예상할 수 있듯이 유한구경의 영향이 음압분포 예측에 나타나게 된다. 축대칭음원을 사용할 경우 임의의 z 평면 위에서의 복소음압분포는 식 (2)와 식 (25)를 이용하여 표면하면

$$\tilde{p}(k_r, z) \approx 2\pi\int_0^{Rmax} rp(r, z)J_0(k_r r)\,dr \tag{27a}$$

이 되고 식(27a)을 공간상의 이산 Fourier 변환형태로 쓰면

$$\tilde{p}(k_r, z) \approx 2\pi \sum_{n=0}^{N} (n\Delta r)\, p(n\Delta r, z)\, J_0(k_r n\Delta r)\, \Delta r \tag{27b}$$

이 된다. 여기서 Δr은 측정점 사이의 간격이고 N은 R_{max}까지 측정점의 갯수이다. 식 (28)에서 공간상의 음압분포 $p(r, z)$에 2차원 창문함수(2-D window function) $w(r, z)$를 곱하여 이산 Fourier 변환형태로 표현하면 다음과 같다.

$$p(k_r, z) \approx 2\pi \sum_{n=0}^{N} (n\Delta r) \cdot p(n\Delta r, z) \cdot w(n\Delta r, z) \cdot J_0(k_r n\Delta r)\, \Delta r \tag{28}$$

이산 Fourier 변환에서 측정점 간격 Δr에 의한 에일리어싱(aliasing) 문제는 시간영역에서 발생하는 에일리어싱 현상과 동일한 방법으로 처리하여야 함은 재론의 여지가 없을 것이다.

3. 모의실험 및 고찰

Fig. 1 처럼 $z=z_s$에 음원이 있을 때 단극 음원의 경우 음원에 의해 $z=z_1$ 평면에서 형성되는 음압분포는

$$p(r, z) = \frac{e^{ikR}}{R} \tag{29}$$

여기서, $R=\sqrt{r^2+(z_s-z)^2}$이다. 파수 영역에서의 이의 스펙트럼은 식 (11)을 이용해서 해석적으로 구하면

$$p(k_r, z) = 2\pi \cdot i \frac{e^{i|z_s-z|k_z}}{k_z} \tag{30}$$

이다. 식 (29)을 이용해서 공기를 가상의 반사체로 보고 음원의 주파수가 2500 Hz인 경우에 $R_{max}=1$ m, 음원의 위치 $Z_S=40$ cm, 측정선은 $Z_1=1$ cm, $Z_2=4$ cm(Fig. 1 참조)로 가정하여서 모의 실험을 하였다. 반사체가 공기이므로 반사계수의 실수부와 허수부는 0이 되어야 한다. 모의실험에서 식 (24)의 균일 창문함수와 2차원 Hanning 창문함수를 사용한 결과를 비교하였다. Fig. 3-1은 균일 창문함수를 사용해서 C_r을 구한 것인데 여기서는 잔 물결(ripple)

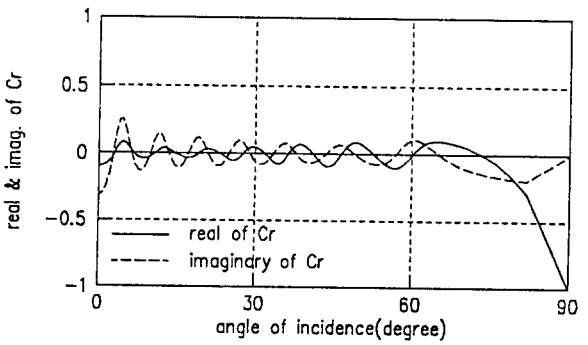


Fig. 3-1 단극음원, 평면 반사체 : 공기
주파수 : 2500 Hz, 2차원 균일 창문함수

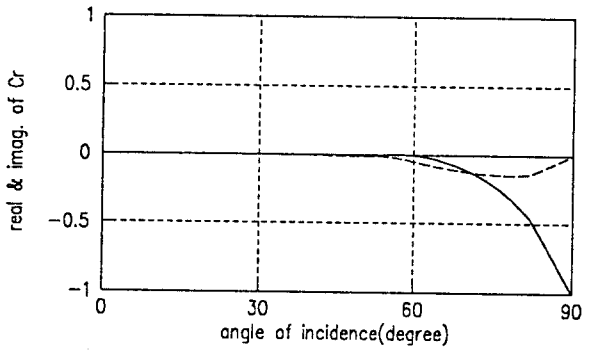
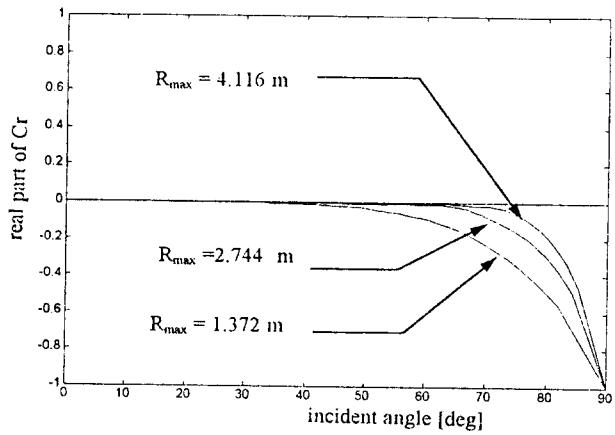
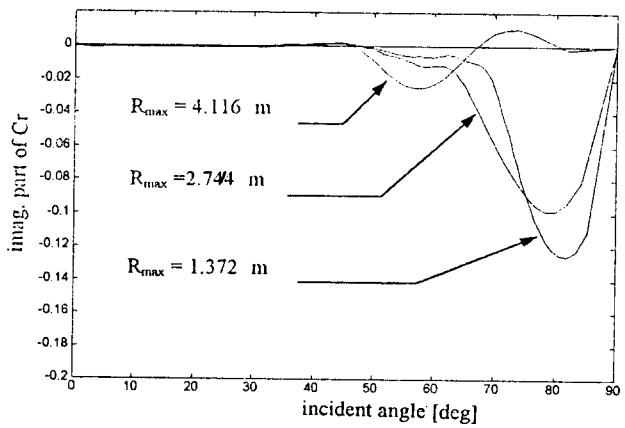


Fig. 3-2 단극음원, 평면 반사체 : 공기
주파수 : 2500 Hz, 2차원 Hanning 창문함수



(a)



(b)

Fig. 3-3 단극음원, 평면 반사체 : 공기
주파수 : 2500 Hz, 2차원 Hanning 창문함수

현상이 보인다. 이는 창문함수의 leakage 현상에 기인하며 이 오차를 해결하기 위해서 2차원 Hanning 창문함수를 도입하여 식 (28) 형태의 이산화된 Fourier 변환을 사용하면 파수 영역에서의 스펙트럼과 이것으로 추정하는 음압반수계수 C_r에서 물결(ripple) 현상의 오차를 줄일수 있었다(Fig. 3-2). 또한 입사각도가 60° 이상인 곳에서의 오차는 창문함수의 적절한 선택으로 개선된다기 보다는 근복적으로 창문함수의 크기를 늘려야 해결될 수 있음을 Fig. 3-3 의 모의실험(Z_s=40 cm, Z_1=1 cm, Z_2=4 cm)에서 알 수 있다.

4. 실험 및 결과

4.1 실험 방법

공간 상의 Fourier 변환을 이용하여 임의의 입사각에 대한 시편의 흡음율 측정방법의 타당성을 살펴보기 위하여 2-마이크로폰 방법 및 유동저항측정을 이용한 방법과의 검증을 시도하였으며 자세한 내용은 아래와 같다.

(1) 공간상의 Fourier 변환을 이용한 실험

Fig. 4처럼 시편 앞에 형성되는 음압분포를 입사성분과 반사성분으로 나누기 위하여 2개의 측정선에서 반경방향의 음압분포를 측정한다. 선정된 하나의 마이크로폰을 기준 마이크로폰으로 사용하였고 다른 마이크로폰은 옮겨가며 공간상의 음압분포를 측정하였다. 음장의 대칭성을 얻기위해서 음원으로 점음원(point source)의 성질을 가진 스피커(50 W, 8 Ω, sammi)를 사용하였다.

마이크로폰의 측정 간격은 6 cm이며 파장에 따른 측정 간격을 살펴보면 저주파 500 Hz의 경우 파장이 68 cm이므로 한 파장에 대해서 측정점이 약 11개이고 고주파 2 kHz의 경우에는 파장이 17 cm이므로 한 파장에 대해서 측정점이 약 3개이다.

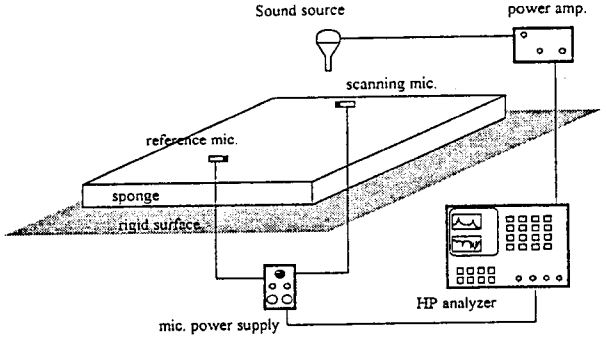


Fig. 4-1 실험 장치
(공간상의 Fourier 변환을 이용한 방법)

측정선은 시편으로 부터 높이가 각각 1 cm, 4 cm 이며 구경의 크기는 Fig. 4-2에서 처럼 R_{max}가 0.84 m이고 마이크로폰 측정 간격이 6 cm이므로 한 개의 측정선상에서 15개(n=0,1,2,…,14) 위치의 음압분포를 측정한다. 실험에 사용한 시편은 스폰지(sponge)와 단단한 판(hard panel)이다. 스폰지의 경우 크기는 1.9(m)×1.2(m)이고 두께는 0.08(m)이며 밀도는 13.2 kg/m³이다. 스폰지의 뒷면에 단단한 물질(hard wall)을 놓고 실험하였다. 단단한 판의 경우 시편 크기는 1.5(m)×0.65(m)이며 무향실에서 unbaffied 상태에서 실험하였다. 실험에서 사용한 주파수는 500 Hz부터 2 kHz까지이다.

(2) 2-마이크로폰 방법

입사각도가 0°인 경우에 관(duct)에서 두 개의 마이크로폰을 사용하며 입사파와 반사파를 분리하여서 시편의 반사계수를 구한다. 두 개의 마이크로폰(반사물질에서의 거리 x_1, x_2)에서 측정한 스펙트럼을 $S_{11}(f)$, $S_{22}(f)$, $S_{12}(f)$ ($=C_{12}(f)+jQ_{12}(f)$)라 하면 입사파와 반사파의 스펙트럼 S_{ii}, S_{rr}, S_{ir} ($=C_{ir}(f)+jQ_{ir}(f)$)은 아래의 식과 같은 관계로 구해질 수 있고 또한 반사물질의 파워 반사계수 $\alpha(f)$, 음향임피던스 $Z(=R(f)+jX(f))$ 역시 다음과 같은 관계식으로부터 구할 수 있다.[5]

$$S_{ii}=[S_{11}+S_{22}-2C_{12}\cos k\Delta x+2Q_{12}\sin k\Delta x]/4\sin^2 k\Delta x \quad (31a)$$

$$S_{ir}=[S_{11}+S_{22}-2C_{12}\cos k\Delta x-2Q_{12}\sin k\Delta x]/4\sin^2 k\Delta x \quad (31b)$$

$$C_{ir}=[-S_{11}\cos 2kx_2-S_{22}\cos 2kx_1+2C_{12}\cos k(x_1+x_2)]/4\sin^2 k\Delta x \quad (31c)$$

$$Q_{ir}=[-S_{11}\sin 2kx_2-S_{22}\sin 2kx_1+2C_{12}\sin k(x_1+x_2)]/4\sin^2 k\Delta x \quad (31d)$$

$$\alpha(f)=S_{rr}(f)/S_{ii}(f) \quad (31e)$$

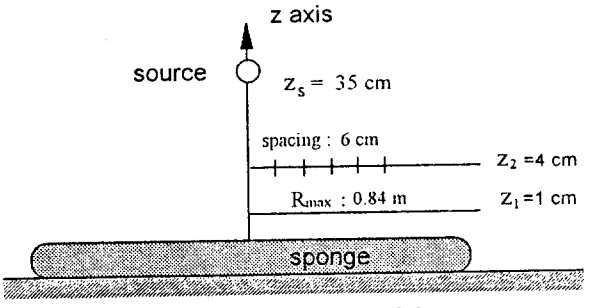


Fig. 4-2 실험 장치의 측면도

$$R(f)=\rho c[S_{ii}(f)-S_{rr}(f)]/[S_{ii}(f)+S_{rr}(f)-2C_{ir}(f)] \quad (31f)$$

$$X(f)=-2\rho cC_{ir}(f)/[S_{ii}(f)+S_{ir}(f)-2C_{rr}(f)] \quad (31g)$$

한편 2-마이크로폰 방법은 입사되는 음파가 평면파이고 마이크로폰 사이의 간격 Δx가 입사되는 음파의 반파장보다 작을 때 성립한다. 따라서 이 방법으로 측정할 수 있는 주파수 대역은 다음 식 (32)에 의해 결정되는 차단 주파수와 식 (33)에 의해 결정되는 임계 주파수 이하이어야 한다.

$$f_{cutoff}=\frac{\lambda_{mn}\cdot c}{\pi\cdot D} \quad (32)$$

여기서, c는 음속(m/sec), λ_{mn}은 Bessel 함수의 1차 미분치를 0으로 하는 해이며 D는 관의 지름(m)이다. 또한,

$$\frac{\lambda_{critical}}{2}>\Delta x \quad (33)$$

여기서 $\lambda_{critical}$은 임계파장이다.

(3) 실험식을 이용하는 방법

측정하고(Fig.5-1) Delany의 다음과 같은 실험식[8]

$$\rho_1c_1=\rho c\left[1+0.0571\left(\frac{\rho f}{R_l}\right)^{-0.754}-i\cdot 0.087\left(\frac{\rho f}{R_l}\right)^{-0.732}\right] \quad (34\text{-}1)$$

$$k_1=\left(\frac{2\pi f}{c}\right)\cdot\left[1+0.0978\left(\frac{\rho f}{R_l}\right)^{-0.70}-i\cdot 0.189\left(\frac{\rho f}{R_l}\right)^{-0.595}\right] \quad (34\text{-}2)$$

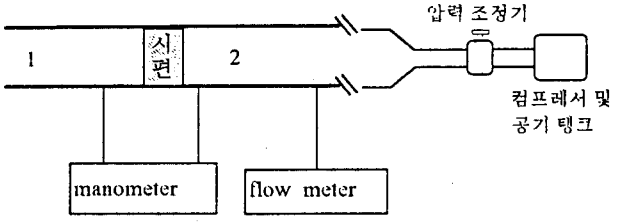


Fig. 5-1 실험 장치(실험식을 이용한 방법)

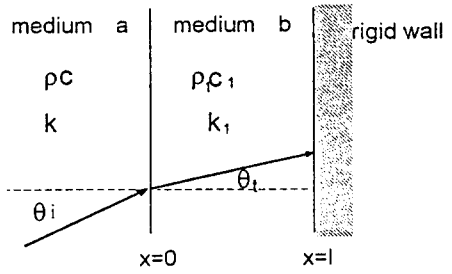


Fig. 5-2 2개의 매질과 rigid면이 접한 경우

을 이용하여 재질 스폰지의 특성치인 ρc와 파수 k를 구할 수 있다. 여기서 ρ는 공기의 밀도이고 R_l는 유동저항(flow resistivily)이며 f는 주파수이다. 이들 값들을 Fig. 5-2의 경우에 평면파에 대해서 반사계수를 구한 식

$$Cr=\frac{(\rho_1C_1)\cos\theta_i-i(\rho c)\cos\theta_t\tan(k_1\cos\theta_t l)}{(\rho_1c_1)\cos\theta_i+i(\rho c)\cos\theta_t\tan(k_1\cos\theta_t l)} \quad (35)$$

에 대입하면 평면파에 대한 반사 계수를 얻을 수 있다.

재질의 유동 저항(flow resistivity R_l)을 재질의 유동저항(flow resistivity, R_l)을 측정하기 위하여 Fig. 5-1처럼 시편을 관에 넣고 manometer로 시편 양단에서의 압력 차이 ΔP를 측정하고 위치 2에서의 입자속도 u를 유량계로 측정하여 유동저항

$$R_l=\frac{\Delta p}{l\cdot u}\left(\frac{N}{m^2}\cdot\frac{sec}{m}\cdot\frac{1}{m}\right)\quad l\text{ ; 시편의 길이(m)}$$

을 구한다.

4.3 실험결과 및 고찰

실험에 사용한 시편은 단단한 판(hard panel)과 스폰지(sponge)이다. 측정하고자 하는 시편의 뒷면 상태에 따라서 반사계수의 값이 달라지는데 본 실험에서는 시편의 뒷면에 단단한 벽(rigid wall)이 있어서 시편을 통과해서 다른 매질로 전달되는 음향 에너지가 없도록 하였다. 따라서 시편에 입사하는 음파 성분과 반사되는 성분만으로 시편의 흡음율을 구할 수 있다.

시편으로 스폰지(sponge)를 사용한 경우에는 Fig. 5처럼 유동저항을 측정하고 식 (34)와 (35)로 부터 음파의 입사각도 θ_i에 대한 반사계수를 구하여서 공간상의 Fourier 변환을 사용하여 구한 것과 비교하였다.

Fig. 6은 단단한 시편(hard panel)에 대하여 2-마이크로폰 방법과 공간상의 Fourier 변환방법(Hanning 창문함수 사용)을 이용해서 구한 반사계수들을 비교한 것이다. 시편이 단단하므로(hard) 반사계수의 크기는 1에 가깝고 위상은 0에 가까운 값을 얻으리라 예상할 수 있다. 2-마이크로폰 방법은 시편이 rigid에 가까운 결과를 보여주나 공간상의 Fourier 변환을 이용한 방법은 반사계수의 크기가 작게 계측되었다. 특히 약 500 Hz에서 1000 Hz의 주파수 대역

에서는 고주파수 대역보다 더 작은 반사계수를 계측하였다. 이는 구경크기의 영향으로 생각되는데 이러한 영향, 즉 주파수에 대한 구경(aperture) 크기의 영향을 살펴보기 위해서 단단한 벽(rigid wall)의 경우에 단극음원을 사용하여 모의실험을 하였다. Fig. 7은 구경 크기의 변화에 대해서 단단한 시편의 반사계수의 크기를 보여준다. 같은 크기의 구경(aperture)에 대해서 저주파일수록 참값에서 많이 벗어나며 본 실험에서 사용한 구경(aperture) 반경인 R_{max} =0.84 m의 경우에 저주파에서 반사계수의 오차가 크게 나타나는 것을 확인할 수 있다. 이러한 이유로 Fig. 6의 저주파수 대역에서는 반사계수의 크기가 더 작게 나왔다고 생각된다. 그리고 고주파수 대역에서는 위치오차(position error)에 의해서 반사계수의 변화가 심하게 나타난 것으로 생각되는데 이를 고찰해보기 위해서 단극 음원과 단단한 벽(rigid wall)에 대해서 반경방향의 편차를 측정 간격으로 정규화하여 0.1(측정 간격 6 cm, 반경방향 편차 0.6 cm) 그리고 z방향의 편차를 z_1으로 정규화하여 0.15(z_1 측정높이 1 cm, z방향의 편차 0.15 cm)인 측정위치오차의 경우 반사계수를 구하였다. Fig. 8은 위의 모의실험 결과이다. 이 모의실험으로부터 저주파수 대역에서는 파장이 길어서 약간 벗어난 위치에서 음압분포를 측정하여도 위치오차의 영향이 적으나 고주파

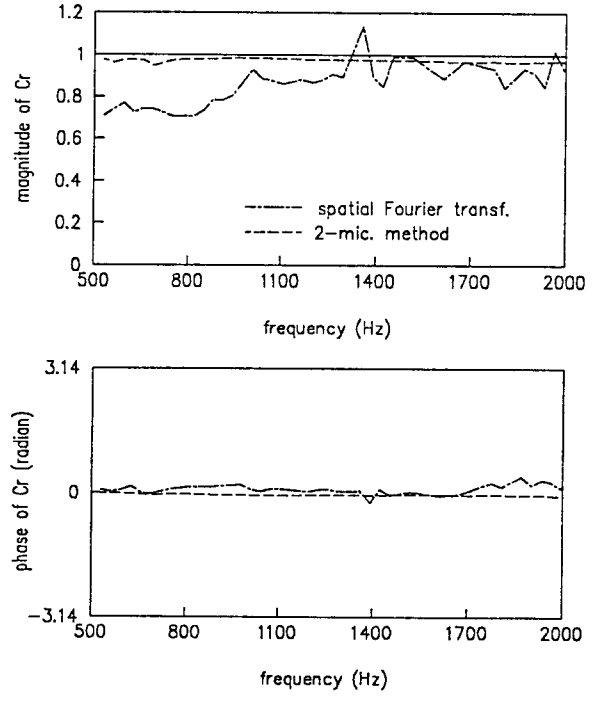


Fig. 6 단단한 판(hard panel), (0° 입사의 경우)

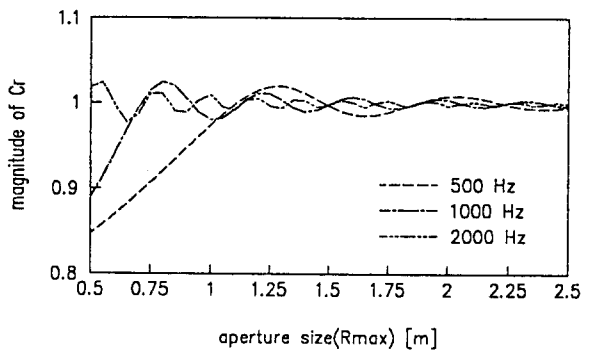


Fig. 7 구경(aperture) 크기의 변화에 대한 반사계수 단단한 시편(rigid wall)에 대한 모의 실험

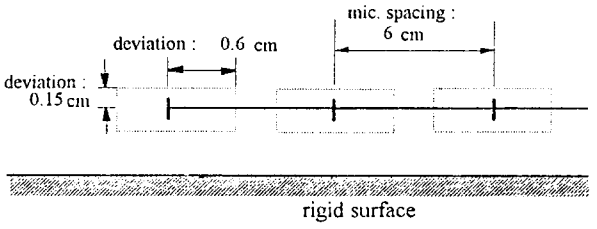


Fig. 8-1 측정간격이 6 cm인 경우 마이크로폰의 위치

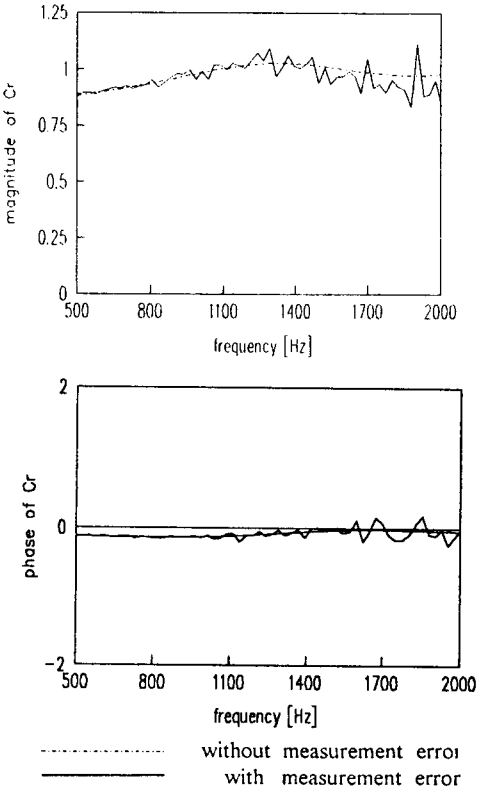


Fig. 8-2 측정간격 6 cm인 경우에 측정상의 오차를 가상한 모의 실험

수 대역에서는 파장이 짧아서 위치오차의 영향을 많이 받는 것을 볼 수 있다. 따라서 실험한 결과인 Fig. 6의 고주파수 대역에서 반사계수의 변화가 심하게 나타나는 것은 측정 위치오차 등의 랜덤 오차로 유추할 수 있다.

Fig. 9는 스폰지를 시편으로 사용한 경우의 실험결과이다. 공간상의 Fourier 변환방법으로 구한 반사계수와 2-마이크로폰 방법으로 구한 것을 비교하면 전자의 방법으로 구한 반사계수의 크기가 작게 계측되었다. 단단한 판(hard panel)의 경우와 같이 파장에 대한 구경 크기의 영향으로 저주파수 대역에서 바이어스 오차가 크게 나타나고 고주파수 대역에서는 측정 위치오차에서 비롯된 랜덤 오차가 크게 나타났다. Fig. 10은 주파수와 음파의 입사각도에 대한 반사계수를 그린 것이다. 입사각도가 증가해서 40° 정도까지는 반사계수의 크기가 대체로 감소하는 경향을 보이고 40°를 넘어서는 각도에서는 반사계수의 크기가 점차로 증가하는 것을 볼 수 있다. 이로부터 40°부근 각도에서 시편 표면에서의 임피던스(impedance)는 리액티브(reactive)성분은 작고 리지스티브(resistive)성분이 크게 된다는 것을 나타낸다. 또한 시편 표면에서 수직임피던스(normal impedance)에 대한 그 각도로의 투영(projection. 식 (10)에서 $Z\cos\theta$)이 공기의 임피던스와 가까와져

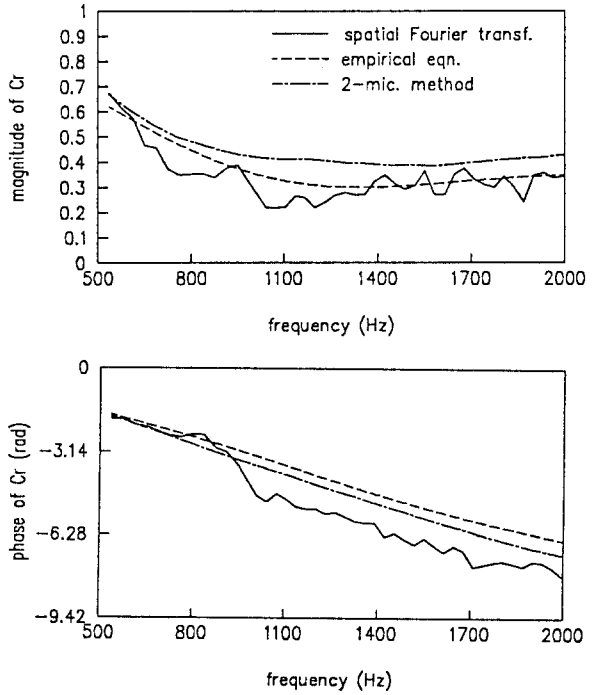
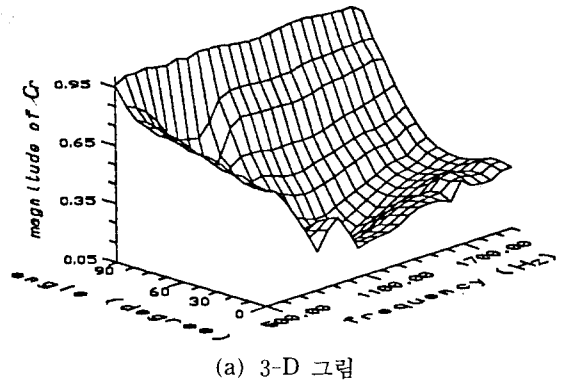
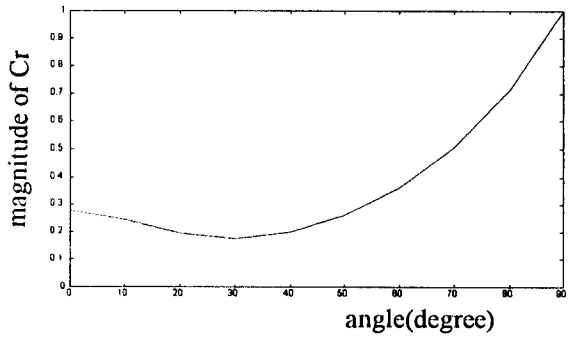


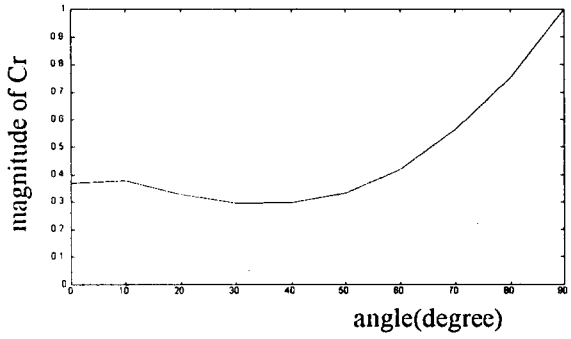
Fig. 9 스폰지(sponge) 시편(0° 입사의 경우)



(a) 3-D 그림

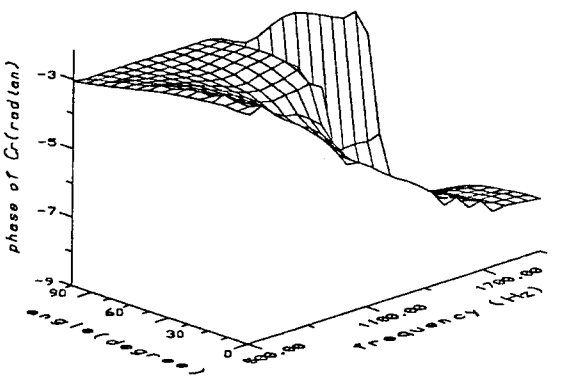


(b) 1004.4 Hz

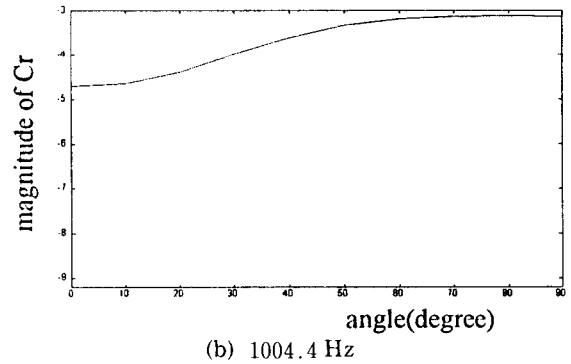


(c) 1904.4 Hz

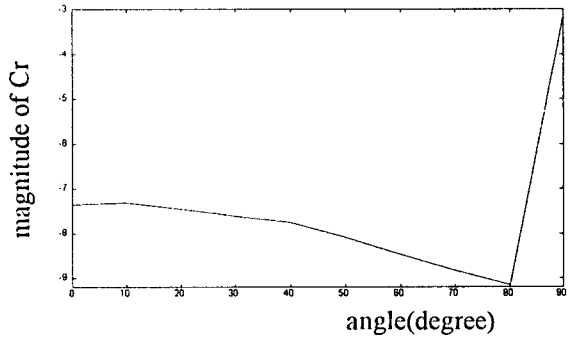
Fig. 10-1 공간상의 Fourier 변환을 이용하여 구한 반사계수
주파수와 입사각도에 따른 반사계수의 크기



(a) 3-D 그림



(b) 1004.4 Hz



(c) 1904.4 Hz

Fig. 10-2 공간상의 Fourier 변환을 이용하여 구한 반사계수
주파수와 입사각도에 따른 반사계수의 위상

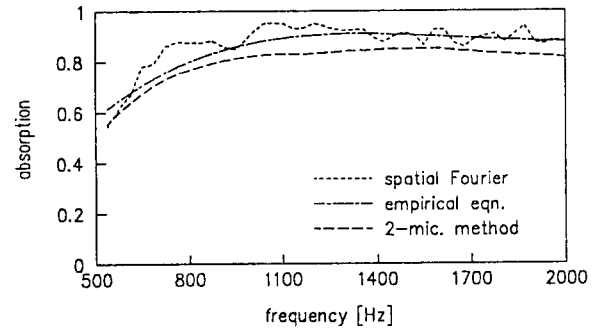


Fig. 11-1 입사각도가 0°인 경우의 흡음률

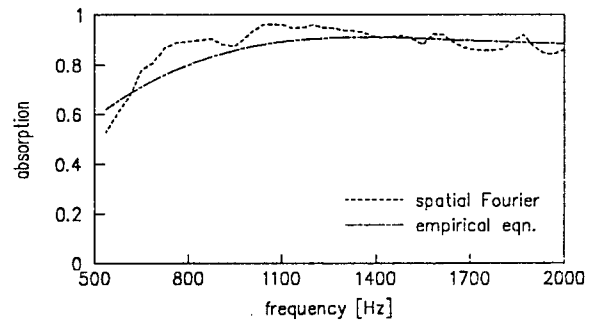
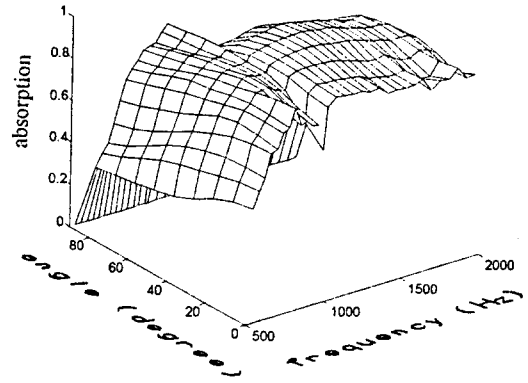
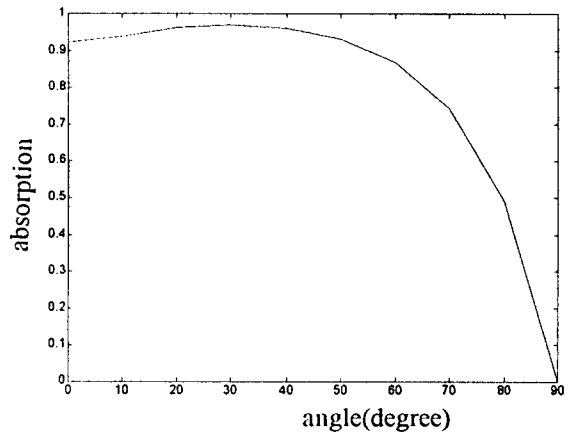


Fig. 11-2 입사각도가 10°인 경우의 흡음률

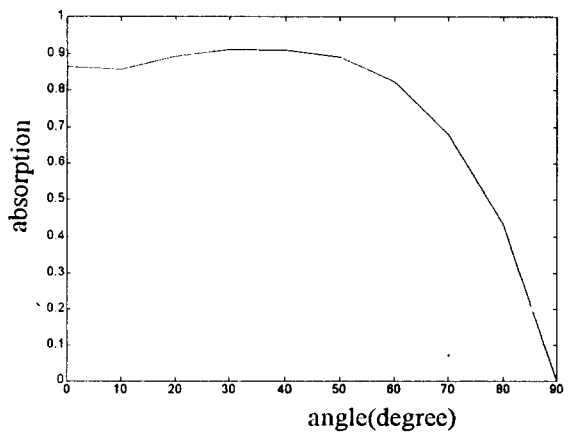
(impedance matching) 다른 각도보다 표면에서 시편 내부로 파동이 잘 전달되게 되므로 시편의 흡음이 높아지게 된다. Fig. 11은 스폰지(sponge)의 흡음율을 그린 것이다. 이는 입사되는 에너지가 시편



(a) 3-D 그림



(b) 1004.4 Hz



(c) 1904.4 Hz

Fig. 11-3 공간상의 Fourier 변환을 이용하여 구한 흡음율
주파수와 입사각도에 따른 흡음률의 크기

에 의해서 얼만큼 소산되는가를 나타내는 것이며 고주파수 대역에서 높은 흡음율을 보여주고 있다.

5. 결 론

자유공간에서 평면파의 입사각도에 대한 시편의 반사계수 측정에서 나타나는 제반문제들을 신호처리의 관점에서 이해하고 이를 해결할 수 있는 방법을 연구하였다.

본 연구에서는 제한된 측정에 의하여 나타나는 오차에 대해서 살펴보았고 측정영역의 제한성으로 나타나는 leakage의 오차를 줄이기 위하여 가중치를 달리하는 2차원 창문함수를 도입하였다. 그리고 시뮬레이션과 실험을 통하여 2차원 창문함수의 이용가능성을 보였다.

저주파수 대역에서는 구경크기에 의한 바이어스 오차가 크게 나타나며 구경반경을 음파파장의 2배 이상으로 하는 경우 반사계수의 바이어스 오차를 10% 이내로 줄일 수 있는 것을 모의실험에서 확인하였다. 실제로 이 방법의 사용시 저주파수 대역에서는 시편도 그만큼 커야되는 제약이 따른다. 고주파수 대역에서는 음압분포를 측정할 때 발생하는 마이크로폰의 위치오차에 민감함을 보였는데 이는 저주파수에 비해서 파장이 짧기 때문이다. 따라서 원하는 주파수에 대해서 구경반경은 2λ보다 크게하고 측정 간격은 $\lambda/4$보다 작게 하는 것이 오차를 적게하여 최소의 측정을 요하는 측정조건이다.

참 고 문 헌

(1) Jean F. Allard and Benita Sieben, "Measurement of Acoustic Impedance in a Free Field with Two Microphone and a Spectrum Analyzer," 1985, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 77, pp. 1617~1618.

(2) Ginn, K. B., "Architectural Acoustics," B & K.

(3) Minten, M., Cops, A. and Lauriks, W., "Absorption Charateristics of an Acoustic Material at Oblique Incidence Measured with the Two-Michrophone Technique," 1985, Journal of Sound and Vibration, Vol. 120, pp. 499~510.

(4) For the Test Procedure of SWR Method, See ANSI/ASTM C384-77, "Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials by the Tube Method," Revised 1977.

(5) Seybert, A. F., "Two-Sensor Methods for the Measurement of Sound Intensity and Acoustic Properties in Ducts," 1988, J. Acoust. Soc. Am, Vol. 83, pp. 2233~2239.

(6) Chang, Z., "Meausrement and Prediction of Sound Propagatiom Over an Absorbing Plane," Ph. D thesis, Dept. of Mechanical Engineering, Purdue University.

(7) Tamura, M., "Spatial Fourier Transform Method of Measuring Reflection Coefficient at Oblique Incidence : Theory and Numerical Examples," J. Acoust. Soc. Am. 88(5), 1990, pp. 2259~2264.

(8) Bies, D. A. and Hansen, C. H., "Flow Resistance Information for Acoustical Design," Applied Acoustics, 1980, pp. 357~391.