보강 원통형 몰수체의 음향방사 해석과 FFT 에 의한 진동 해석

○배 수 룡*, 이 헌 곤*, 홍 진 숙*

(Acoustic Radiation Analysis of Stiffened Cylindrical shell and Vibrational Velocity by FFT)

(Soo-Ryong Bae, Hun-Gon Lee, Chin-Suk Hong)

1. 서 론

원통쉘의 진동 및 음향방사는 Junger[1] 이래로 계속 연구되어져 왔다. Feit[2]는 점가진(Point-Excited)된 원통쉘에 대하여 고주파수 영역에서 진동해석을 하였으나 주위 유체로 인하여 발생되는 영향을 고려하지 않았다.

Burroughs[3]는 두 종류의 링 보강재(Ring Stiffner)를 가진 원통쉘을 무한 길이로 가정하여 길이 및 원주방향 Fourier 변환을 사용하여 방사소음을 해석하였다.

El-Raheb와 Wager[4]는 내부 구조물을 가진 원통쉘의 음향방사를 전달행렬(Transfer Matrix) 방법을 이용하여 해석하였다. 전달행렬에 의한 쉘의 진동해석은 쉘의 고유치를 이용한다는 점에서 장점이 있다.

Harari와 Sandman[5]은 유체속에 잠긴 유한한 보강 원통쉘의 방사 및 진동 특성에 관하여 연구하였다.

몰수된 원통쉘의 진동해석은 크게 두 가지로 나눌 수 있다. 하나는, 해석적인 방법이고, 또 하나는 수치적인 방법이다. 원통쉘의 진동해석시 주위 유체의 영향은 수학적인 해석을 상당히 어렵게 만든다. 이 수학적인 어려움은 Contour 적분의 어려움이다.

보강 원통쉘의 방사패턴은 원통쉘의 방사패턴과 상당히 다르다. 보강 원통쉘의 음향방사는 보강재로 인하여 구조물 파수(Structural Wave Number)가 커지므로써 원통파(Cylindrical Wave) 모형이기 보다는 원추파(Conical Wave) 모형에 가깝다.

본 연구에서는 보강 원통쉘에 대하여 주위 유체의 영향을 고려하여 진동 및 음향방사를 해석하였다. 원통쉘의 운동방정식은 Donnell 이론을 적용하였으며, Contour 적분을 풀지 않고 FFT 알고리즘(Fast Fourier Transform Algorithm)을 이용하여 원통쉘의 진동을 계산하였다. 현재 까지의 방사패턴에 관한 연구는 주로 원주 방향에 집중[1],[4]되어 왔으나, 보강 원통쉘의 방사패턴은 원추파 모형에 가까우므로 극좌표 θ 방향(Fig. 1 참조)에 대한 음향방사 패턴에 관한 연구가 이루어 져야 한다. 그러므로, 본 연구에서는 극좌표에 관한 방사패턴에 관하여 주로 고찰하였다.

2. 이 론

무한 길이의 원통쉘은 Fig. 1 과 같이 링(Ring)이 거리 d 간격으로 무한히 있다고 가정한다. 원통쉘은 반지름 a, 두께 h 이고 $a \gg h$ 로 가정한다. 원통쉘은 밀도 ρ, Young 계수 E, Poisson 비 ν 이고, 원통쉘 주위 유체는 밀도 ρ_0, 음속 c_0이다. 원통쉘의 운동방정식 및 음향방사 유도과정에서 기본적인 가정은 다음과 같다.

(1) 시간 조화운동은 $e^{-i\omega t}$ 로 가정한다. 여기서, ω 는 각주파수(Radian Frequency)이다.
(2) 압력과 원통쉘의 반경방향 변위는 원통쉘의 중심으로부터 바깥 방향을 (+)로 한다.
(3) 원통쉘의 운동방정식은 Donnell 이론을 적용한다.
(4) 힘은 점으로 가진된다고 가정한다.
(5) 링은 원통쉘에 수직방향의 힘만 작용시킨다고 가정한다. 즉, 굽힘, 전단력등에 의한 영향을 무시한다.
(6) 원거리 음장(Far Field) 조건을 만족하도록 $k_0R \gg 1$ 로 가정한다. 여기서 k_0는 주위 유체의 음향파수(Acoustic Wave Number) 이다.

2.1 원통쉘의 운동방정식

쉘은 무한 길이로 가정하고 원주방향으로 링이 보강되어 있으며, 무한 음향 매질속에 잠겨있다고 가정한다. Donnell[6]에 의해 제시된 원통쉘의 운동방정식에 시간 미분을 취하고 정리하면 다음과 같다.

---

* 정회원, 국방과학연구소

$$\frac{\partial^2\dot{u}}{\partial x^2}+\frac{1-\nu}{2a^2}\frac{\partial^2\dot{u}}{\partial\phi^2}+\frac{1+\nu}{2a}\frac{\partial^2\dot{v}}{\partial x\partial\phi}+\frac{\nu}{a}\frac{\partial\dot{w}}{\partial x}+k_p^2\,\dot{u}=0$$

$$\frac{1+\nu}{2a}\frac{\partial^2\dot{u}}{\partial x\partial\phi}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2\dot{v}}{\partial\phi^2}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2\dot{v}}{\partial x^2}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial w}{\partial\phi}+k_p^2\dot{v}=0 \quad (1)$$

$$\frac{\nu}{a}\frac{\partial\dot{u}}{\partial x}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2\dot{v}}{\partial^2\phi}+\frac{h^2}{12a^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}\right)\dot{w}-k_p^2\,\dot{w}$$

$$=-\frac{i\omega}{\rho C_p^2 h}\left(f_a(x,\phi)-p^f(x,\phi)-p^r(x,\phi)\right)$$

여기서, u, v, w 는 길이방향, 원주방향, 반경방향 변위이고, • 는 시간미분을 나타낸다. f_a는 외부에서 작용하는 압력(External Pressure), p^f는 쉘 표면에 작용하는 음압, p^r은 링의 반력에 의해 원통쉘에 작용하는 압력, $k_p=\omega/C_p$, $C_p=\sqrt{E/\rho(1-\nu^2)}$, $i=\sqrt{-1}$ 로 정의된다.

Fourier 변환은 다음과 같이 정의되고

$$\hat{f}(k,\phi)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}f(x,\phi)\,e^{-ikx}\,dx \qquad (2)$$

Fourier 역변환은 다음과 같이 정의된다.

$$f(x,\phi)=\int_{-\infty}^{\infty}\hat{f}(k,\phi)\,e^{ikx}\,dk \qquad (3)$$

식(1)을 x 방향에 대하여 Fourier 변환 하면 다음과 같다.

$$(\Omega^2-\alpha^2)\,\hat{\dot{u}}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2\hat{\dot{u}}}{\partial\phi^2}+i\alpha\left(\frac{1+\nu}{2}\right)\frac{\partial\hat{\dot{v}}}{\partial\phi}+i\alpha\nu\,\hat{\dot{w}}=0$$

$$i\alpha\left(\frac{1+\nu}{2}\right)\frac{\partial\hat{\dot{u}}}{\partial\phi}+\left(\Omega^2-\alpha^2\frac{1-\nu}{2}\right)\hat{\dot{v}}+\frac{\partial^2\hat{\dot{v}}}{\partial\phi^2}+\frac{\partial\hat{\dot{w}}}{\partial\phi}=0 \quad (4)$$

$$i\alpha\nu\hat{\dot{u}}+\frac{\partial\hat{\dot{v}}}{\partial\phi}+(1-\Omega^2)\hat{\dot{w}}+\frac{h^2}{12a^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}-\alpha^2\right)^2\hat{\dot{w}}=$$

$$-\frac{i\omega a^2}{\rho C_p^2 h}\left(\hat{f}_a(x,\phi)-\hat{p}^f(x,\phi)-\hat{p}^r(x,\phi)\right)$$

여기서, $\alpha=k\,a$, $\Omega=\omega\,a/C_p$. k 는 x 방향에 대한 구조물 파수(Structural Wave Number) 이다.

식(4)에서 속도와 압력을 길이방향 파수(Wave Number) k, 원주방향 모드 n으로 Fourier 전개하면

$$\hat{\dot{u}}(k,\phi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{\dot{u}}_n(k)\,e^{in\phi},\quad \hat{\dot{v}}(k,\phi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{\dot{v}}_n(k)\,e^{in\phi}$$

$$\hat{\dot{w}}(k,\phi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k)\,e^{in\phi},\quad \hat{f}_a(k,\phi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{f}_n(k)\,e^{in\phi} \quad (5)$$

$$\hat{p}^f(k,\phi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{p}_n^f(k)e^{in\phi},\quad \hat{p}^r(k,\phi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{p}_n^r(k)\,e^{in\phi}$$

와 같고 이를 식(4)에 대입하여 반경방향 속도에 관하여 정리하면 다음과 같다.

$$\hat{Z}_n^s(k)\,\hat{\dot{w}}_n(k)=\hat{f}_n-\hat{p}_n^f-\hat{p}_n^r \qquad (6)$$

여기서, 원통쉘의 임피던스 $\hat{Z}_n^s(k)$는 다음과 같이 표시된다.

$$\hat{Z}_n^s(k)=\frac{i\rho C_p^2 h}{\omega a^2}\Big\{-\Omega^2+\frac{h^2}{12a^2}(n^2+\alpha^2)^2$$
$$+\frac{\alpha^2(1-\nu^2)[\frac{1}{2}(1-\nu)\alpha^2-\Omega^2]-\Omega^2[\frac{1}{2}(1-\nu)(n^2+\alpha^2)-\Omega^2]}{[\frac{1}{2}(1-\nu)(n^2+\alpha^2)-\Omega^2]\,[n^2+\alpha^2-\Omega^2]}\Big\} \quad (7)$$

2.2 외 력

원통쉘 내부로 부터 외력이(x_o,ϕ_o)에 작용하면, 외력은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_a(x,\phi)=F\,\delta(x-x_o)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta\{a[\phi-(\phi_o+2\pi n)]\} \qquad (8)$$

여기서, F는 외력의 크기이고, δ 는 Dirac 델타함수(Delta Function)를 나타낸다.

식(8)을 x 방향으로 Fourier 변환하고, Poisson 합 공식을 이용하면 식(6)의 $\hat{f}_n$ 은 다음과 같다.

$$\hat{f}_n=\frac{F}{(2\pi)^2a}\,e^{-i(kx_o+n\phi_o)} \qquad (9)$$

2.3 유체 영향(Fluid Loading)

원통쉘 주위의 유체 압력은 아래의 Helmholtz 방정식을 만족한다. 즉,

$$\nabla^2 p_f+k_o^2\,p_f=0 \qquad (10)$$

여기서, $\nabla^2=\frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial x^2}$.

$k_o=\omega/c_o$ 이고 주위 유체의 파수(Wave Number)를 나타낸다.

식(10)을 x 방향에 대하여 Fourier 변환한 후, 구조물과 유체의 연속성을 이용하여 미분방정식을 풀면 식(6)의 $\hat{p}_n^f$ 는 다음과 같다.

$$\hat{p}_n^f=\hat{Z}_n^f(k)\,\hat{\dot{w}}_n(k) \qquad (11)$$

여기서, 원통쉘의 원주방향 n 차 모드 유체 임피던스는 다음과 같이 정의된다.

$$\hat{Z}_n^f(k)=\frac{i\,\rho_o\,\omega\,H_n^{(1)}[(k_o^2-k^2)^{1/2}a]}{(k_o^2-k^2)^{1/2}\,H_n^{(1)\prime}[(k_o^2-k^2)^{1/2}a]} \qquad (12)$$

식(12)에서 $H_n^{(1)}$은 1종 Hankel 함수이고, $H_n^{(1)\prime}$는 1종 Hankel 함수의 미분을 나타낸다.

2.4 링에 의한 반력

링에 의하여 쉘에 작용하는 압력은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$p_r'(a,\phi)=\bar{p}_r'(\phi)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(x-md) \qquad (13)$$

여기서, d는 링의 간격이고, $p_r'(a,\phi)$는 링에 의해 원통쉘에 반경방향 수직으로 작용하는 단위 길이당 압력이다.

링에 대하여 $u'(x,\phi) = 0$, $v'(x,\phi) = v'(\phi)$, $w'(x,\phi) = w'(\phi)$ 로 놓을 수 있고, 여기서 ' 는 링을 나타낸다. 링의 임피던스 $\hat{Z}_n^r$은 2.1절과 같은 방법으로 구할 수 있다. 즉,

$$\hat{Z}_n^r = \frac{\rho_r C_p'^2 A_r}{i\omega a_r^2}\left[\frac{h_r^2}{12a_r^2}(n^2-1^2)^2 - \Omega^2 + \frac{\Omega^2}{\Omega^2-n^2}\right] \quad (14)$$

이고, A_r, a_r, h_r, b_r, ρ_r은 링의 단면적, 반지름, 두께, 폭, 밀도를 나타내고, C_p' 는 링의 종방향 파속(Wave Speed)을 나타낸다.

식(13)의 Fourier 변환 결과와 식(14)로 부터 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\hat{p}^r(k,\phi) = \frac{1}{2\pi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{Z}_n^r \hat{\dot{w}}_n' e^{in\phi} e^{-ikmd} \quad (15)$$

x=md 에서 링과 원통쉘의 속도는 같으므로

$$\dot{w}_n' = \dot{w}_n(md), \qquad m\text{은 정수} \quad (16)$$

이고, 여기서,

$$\dot{w}_n(md) = \int_{-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k')\, e^{ik'md}\, dk' \quad (17)$$

이므로, 다음과 같은 관계식이 성립한다.

$$\sum_{m=\infty}^{\infty}\dot{w}_n' e^{-ikmd} = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k')\, e^{-i(k-k')md}\, dk' \quad (18)$$

Poisson 합 공식과 $k_d = 2\pi/d$ 를 이용하여 식(18)은

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}\dot{w}_n' e^{-ikmd} = k_d\sum_{m=-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k-mk_d) \quad (19)$$

로 된다.

식(19)를 이용하여 식(15)는 다음과 변환된다.

$$\hat{p}^r(k,\phi) = \frac{k_d}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{Z}_n^r e^{in\phi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k-mk_d) \quad (20)$$

식(20)으로 부터 식(6)의 $\hat{p}_n^r$ 은 다음과 구해진다.

$$\hat{p}_n^r = \frac{k_d}{2\pi}\hat{Z}_n^r\sum_{m=-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k-mk_d) \quad (21)$$

2.5 속도 계산

보강 원통쉘의 속도를 구하기 위하여 식(9), (11), (21)을 식(6)에 대입하면 다음과 같다.

$$\hat{Z}_n^s\hat{\dot{w}}_n = \hat{f}_n - \hat{Z}_n^f\hat{\dot{w}}_n - \hat{Z}_n^r S_d\{\hat{\dot{w}}_n\} \quad (22)$$

여기서, 연산자 $S_d\{\ \}$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$S_d\{A(k)\} = \frac{k_d}{2\pi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}A(k-mk_d) \quad (23)$$

식(22) 를 $\hat{\dot{w}}_n$ 에 대하여 풀면 다음과 같다.

$$\hat{\dot{w}}_n = \hat{Y}_n\hat{f}_n - \hat{Y}_n\hat{Z}_n^r S_d\{\hat{\dot{w}}_n\} \quad (24)$$

여기서,
$$\hat{Y}_n = \frac{1}{\hat{Z}_n^s(k) + \hat{Z}_n^f(k)} \quad (25)$$

이다.

식(24) 에 연산자 $S_d\{\ \}$ 를 취하고

$$S_d\{\hat{\dot{w}}_n\} = S_d\{\hat{Y}_n\hat{f}_n\} - S_d\{\hat{Y}_n\hat{Z}_n^r S_d\{\hat{\dot{w}}_n\}\} \quad (26)$$

연산자 $S_d\{\ \}$ 의 항등식[3]

$$S_d\{A(k)S_d\{B(k)\}\} = S_d\{A(k)\}\, S_d\{B(k)\} \quad (27)$$

를 이용하면 식(26)으로 부터 $S_d\{\hat{\dot{w}}_n\}$ 를 구할 수 있다.

$$S_d\{\hat{\dot{w}}_n\} = \frac{S_d\{\hat{Y}_n\hat{f}_n\}}{1 + \hat{Z}_n^r S_d\{\hat{Y}_n\}} \quad (28)$$

식(28) 을 식(22) 에 대입하면 $\hat{\dot{w}}_n(k)$ 를 구할 수 있다.

$$\hat{\dot{w}}_n(k) = \hat{Y}_n\left[\hat{f}_n - \hat{Z}_n^r\frac{S_d\{\hat{Y}_n\hat{f}_n\}}{1 + \hat{Z}_n^r S_d\{\hat{Y}_n\}}\right] \quad (29)$$

식(29) 의 Fourier 역변환을 취하면 공간 좌표상에서 속도는 다음과 같이 적분식으로 표시된다.

$$\dot{w}(x,\phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi}\int_{-\infty}^{\infty}\hat{\dot{w}}_n(k)\, e^{ikx}\, dk$$
$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi}\,\dot{w}_n(x) \quad (30)$$

식(30)의 적분식을 Feit[2] 는 주위 유체의 영향을 고려하지 않고 Contour 적분으로 공간상에서의 속도를 계산하였다. Contour 적분은 유체의 영향을 고려하면 Hankel 함수로 인하여 수학적으로 상당히 어려워 진다. 식(30)의 적분항은 FFT(Fast Fourier Transform) 알고리즘을 도입하면 속도을 쉽게 계산할 수 있다. FFT 알고리즘 사용시 아래와 같은 관계식을 이용한다.

$$k = 2\pi / \lambda = 2\pi\ f_s \quad (31)$$

여기서, k 는 파수(wave number), λ는 파장, f_s 는 공간 주파수(spatial frequency)를 나타낸다.

FFT 알고리즘을 사용하기 위하여 식(30)의 적분식을 이산화하면 다음과 같다.

$$\dot{w}_n(j\Delta x) = 2\pi\sum_{j=0}^{N-1}\hat{\dot{w}}_n(2\pi j\Delta f_s)\, e^{i2\pi jk_l} \qquad k_l=0,1,..,N-1 \quad (32)$$

여기서, $\Delta x = 1 / N\Delta f_s$, N 은 샘플링 수, Δf_s 는 파수영역에서 샘플링 간격을 나타낸다.

2.6 음향방사

식(11)로 부터에서 $\hat{p}_n^f(r,k,\phi)$는 다음과 같이 표시된다.

$$\hat{p}_n^f = \frac{i\,\rho_o\,\omega\,\hat{\dot{w}}_n(k)\, H_n^{(1)}[(k_o^2-k^2)^{1/2}r]}{(k_o^2-k^2)^{1/2}\, H_n^{(1)\prime}[(k_o^2-k^2)^{1/2}a]} \quad (33)$$

식(33)의 Fourier 역변환을 구할 때 정위상(Stationary Phase) 방법과 원거리 음장조건을 이용하여 원통쉘의 음향방사는 다음과 같이 구해진다. 이 과정은 참고문헌 [7]에 잘 나타나 있다.

$$|p^f(R,\theta,\phi)| = \left| \frac{i\ \rho_o c_o\ \hat{\dot{w}}_n(k_o \cos\theta)\ e^{in\phi}\ (-i)^n}{R \sin\theta\ \ H_n^{(1)\prime}(k_0 \sin\theta)} \right| \quad (34)$$

3. 수치계산 및 토의

수치계산을 위한 원통쉘의 재질은 강(Steel)이고 특성치는 Table 1. 과 같다. 특별한 다른 언급이 없는한 수치계산은 Table 1. 의 값을 사용하였다.

Table 1. Geometries and Properties of the shell

구 분	제 원 및 특 성 치
Radius (a)	0.62 m
Thickness(h)	0.01 m
Young Modulus(E)	2.1×10^{11} N/m^2
Density (ρ)	7800 kg/m^3
Poisson Ratio(ν)	0.28
Loss Factor(η)	0.04

링은 재질이 강이고 두께 3cm, 폭 2cm로 가정한다. 쉘 주위의 유체는 물로써 파라미터는 ρ_o = 1000 kg/m^3, c_o = 1460 m/s 를 사용한다.

수치계산에서 원통쉘에 작용하는 힘은 1 Newton 으로 가정하였다. 원통쉘의 음향방사 및 진동계산에서 원주방향 모드는 $|n| \le 16$ 까지만 고려하였다. 음향방사 계산결과는 dB(기준치 1 μPa)로 나타내었으며, 1 m 거리의 음향방사로 환산하였다.

원통쉘의 댐핑은 댐핑손실계수(Damping Loss Factor)를 이용하여 복소탄성계수 $E^* = E(1-i\eta)$ 로 나타낼 수 있다.

원통쉘이 650 Hz 로 가진될 때 본 연구에서 제시된 FFT 법에 의하여 구한 진동수준과 상태벡터 및 전달매트릭스를 이용하여 구한 결과[8]가 Fig. 2에 비교되어 있다. 두 방법으로 구한 결과가 거의 동일하고, 차이는 두 방법의 유체에 대한 모델링 차이로 설명될 수 있다. 원통쉘 진동 계산시 FFT 알고리즘은 IMSL 의 FFT2C 코드를 사용하였다.

원통쉘에서 댐핑의 영향을 알아보기 위하여 η = 0.04, η = 0.1 두 경우에 대하여 650 Hz로 가진될 때 원통쉘의 속도 계산결과를 Fig. 3 에 비교하여 나타내었다. 힘을 받는 곳에서 진동수준은 댐핑의 영향을 받지 않고 힘을 받는 점으로 부터 멀어질수록 댐핑의 영향이 나타나기 시작함을 알 수 있다.

원통쉘과 보강 원통쉘에 대하여 650 Hz로 가진될 때 FFT를 이용하여 계산한 속도 수준을 Fig. 4 에 비교하여 나타내었다. 보강 원통쉘이 원통쉘보다 파장이 짧은 고주파 성분을 많이 가지고 있음을 알 수 있다. 즉, 파장이 짧은 고주파 진동성분이 음향방사에서 고주파 음향방사를 크게 일으키는 원인이 된다.

원통쉘과 보강 원통쉘의 음향방사 특성을 알아 보기 위하여 댐핑손실계수 η = 0 로 놓고 주파수에 따라 계산한 결과를 Fig. 5 에 나타내었다. Fig. 5 의 결과는 $\phi = 0°$, $\theta = 90°$ 에서 계산된 결과로 원통쉘의 경우 임계주파수(Critical Frequency, 약 21 kHz)까지 피크를 발생시키지 않으나 보강 원통쉘의 경우에는 임계주파수 이하에서도 피크가 많이 발생하고 있음을 알 수 있다.

음향방사에서 댐핑의 영향을 알아보기 위하여 보강 원통쉘에 대하여 η = 0 일때 와 η = 0.04 일때의 음향방사 수준을 주파수별로 계산한 결과가 Fig. 6 에 나타나 있다. Fig. 6 으로 부터 댐핑은 음향방사의 피크를 줄이고 있음을 알 수 있고, 보강 원통쉘의 보강재로 인하여 발생되는 피크를 줄이기 위해서는 댐핑처리가 매우 효과적이라는 것을 알 수 있다.

$\phi = 0°$ 로 고정하고 극좌표 θ 에 따라 계산된 음향방사 패턴을 Fig. 7, 8 에 나타내었다. $k_o a$ = 1.22 저주파수에서는 힘이 가해지는 면과 반대면의 음향방사 수준이 원통쉘이나 보강 원통쉘이 거의 차이가 없음을 알 수 있다. 그러나 $k_o a$ = 10 고주파수 일때는 원통쉘과 보강 원통쉘 음향방사 패턴은 매우 다르다. $k_o a$ = 10 고주파수 일 때 원통쉘의 방사패턴은 지향성의 특성이 크게 나타나나 보강 원통쉘의 경우에는 지향성의 특성이 크게 나타나지 않는다. 즉, 고주파수의 경우에는 모든 방향으로 음향방사가 이루어지고 있음을 나타낸다.

Fig. 8 로 부터 중요한 사실을 알 수 있다. 즉, Fig. 8 은 보강 원통쉘의 음향방사가 원통파 모형 이라기 보다는 원추파 모형에 가깝다는 것을 보여주고 있고, 보강 원통쉘의 경우 고주파 영역에서 힘이 가해지는 전면과 반대면이 거의 같은 양의 음향방사가 이루어 지고 있음을 보여주고 있다.

4. 결 론

무한 길이의 보강 원통쉘에 대하여 FFT 방법을 도입하여 진동을 해석하였고, 음향방사는 해석적인 방법을 사용하여 진동/음향방사 두 경우에 대하여 댐핑의 영향, 보강재의 영향을 수치계산을 통하여 고찰하였다.

댐핑은 진동의 경우에는 힘을 받는 점으로 부터 멀어질수록 댐핑의 영향이 나타나기 시작하며, 음향방사의 경우에는 보강재 때문에 생긴 피크를 크게 줄이고 있음을 알 수 있었다. 이로 부터, 댐핑처리는 보강 원통쉘의 음향방사 제어에 매우 중요하다는 것을 알 수 있다.

보강재의 영향은 진동의 경우 일정 주파수로 가진될 때 파장이 짧은 고주파 성분이 나타나 음향방사로 나타남을 알 수 있었다. 또한, 보강재는 고주파 영역에서 모든 방향으로

거의 같은 크기의 음향방사가 이루어 지도록 하고 있음을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

(1) Miguel C. Junger, "Vibration of Elastic Shells in a Fluid Medium and the Associated Radiation of Sound", J. Appl. Mech., Vol. 74, p.p.439-445,1952

(2) David Feit, "High-Frequency Response of Point Excited Cylindrical Shell",JASA, 49(5),p.p. 1499-1504, 1971

(3) Courtney B. Burroughs, "Acoustic radiation from fluid loaded infinite circular cylinders with doubly periodic ring supports", JASA, 75(3), pp.715-722, 1984

(4) M. El-Raheb and P. Wagner, "Acoustic Radiation for a shell with internal structures", JASA, 85(6), p.p. 2452-2464, 1989

(5) A. Harari and B.E. Sandman, "Radiation and Vibrational Properities of Submerged Stiffened Cylindrical Shells", JASA, 88(4), p.p.1817-1830, 1990

(6) W. Leisa, "Vibration of shells", NASA SP-288, 1973

(7) Miguel C. Junger and David Feit, "Sound, Structures, and Their Interaction', The MIT Press, 1986

(8) 정우진외, "상태벡터및 전달 매트릭스를 이용한 원통형 몰수체의 진동해석", 소음진동공학회 '93 춘계학술대회 논문집, 1993

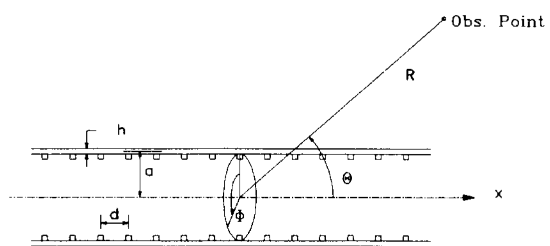

Fig. 1 Shell Geometry and Coordinate

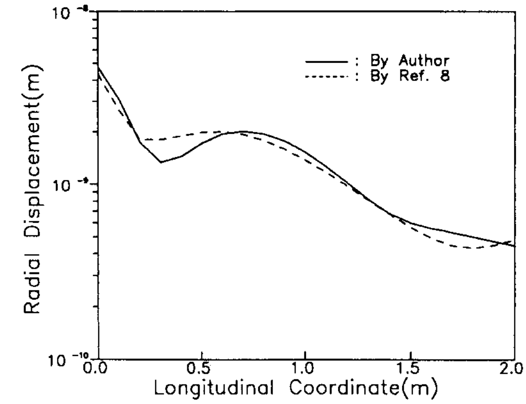

Fig. 2 Comparision of radial displacements between by FFT and transfer matrix

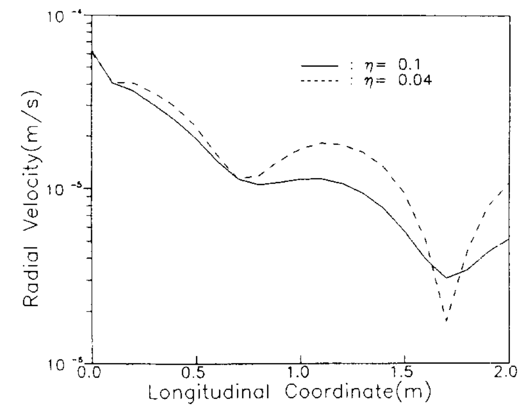

Fig. 3 Radial velocity of homogeneous shell for loss factor

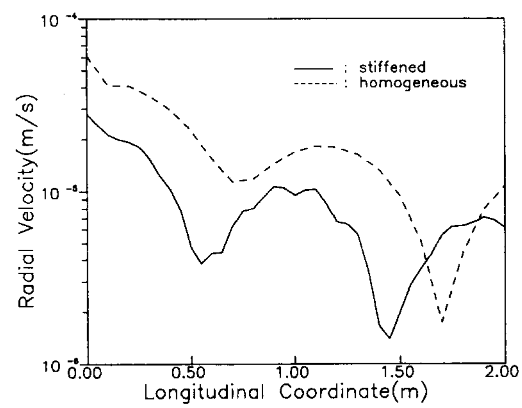

Fig. 4 Radial velocity of homogeneous and stiffened shell

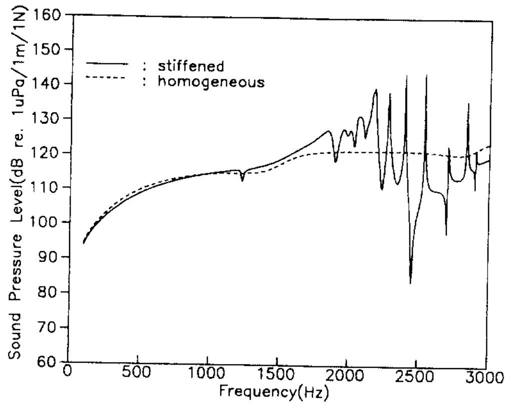

Fig. 5 Acoustic radiation from homogeneous and stiffened shell(η = 0)

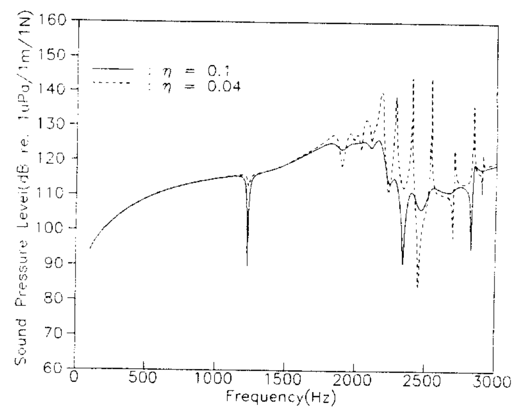

Fig. 6 Acoustic radiation from stiffened shell for loss factors

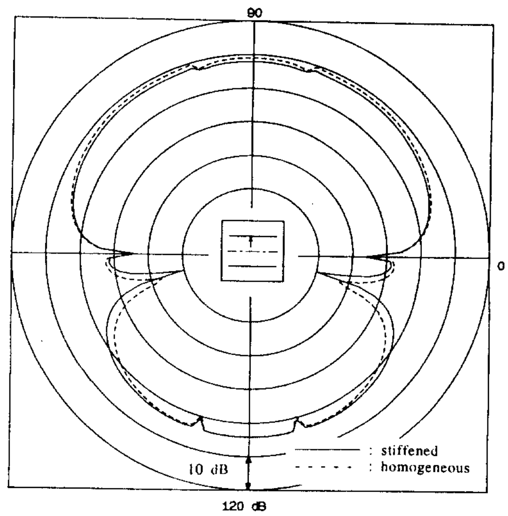

Fig. 7 Radiation patterns of homogeneous and stiffened shell for polar coordinate(θ) at $k_o a = 1.22$

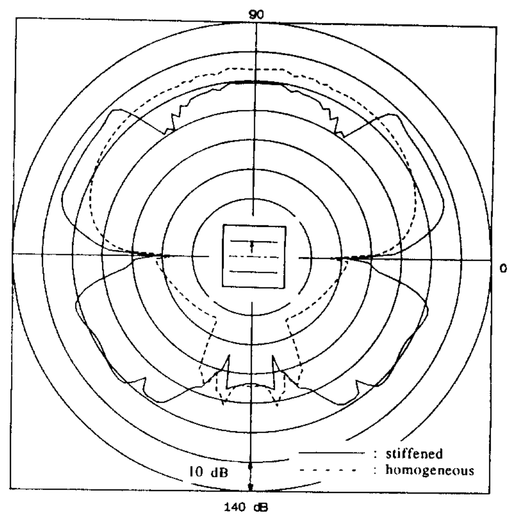

Fig. 8 Radiation patterns of homogeneous and stiffened shell for polar coordinate(θ) at $k_o a = 10.0$