한국소음진동공학회 2014년 춘계학술대회논문집, pp. 644~649

보강 원통형 쉘에 탄성 지지된 기계류에 의한 수중 음향 방사

Acoustic radiation from resiliently mounted machinery in fluid loaded infinite cylindrical shell with periodic ring supports

배수룡†·정우진*

Soo Ryong Bae and Woo Jin Jung

Key Words : Acoustic radiation(음향 방사), Resiliently mounted machinery(탄성 지지 기계류), Fluid loaded infinite cylindrical shell(접수된 무한 원통형 쉘)

ABSTRACT

Analytical model is derived for the far-field acoustic radiation from machinery installed inside cylindrical shell. The analytical model includes the effect of fluid loading and interactions between periodic ring supports. Transmitted force from machine to a shell can be different by the impedance of shell. In this paper the transmitted force from machinery to a infinite shell through vibration isolator is considered by the impedance of shell. The effect of the shell impedance for acoustic radiation is investigated.

1. 서 론

보강 원통형 쉘은 많은 구조물에서 사용된다. 원통형 쉘의 진동 및 음향방사는 Junger[1] 이래로 계속 연구되어져 왔다. Feit[2]는 점 가진(point excited)된 원통형 쉘에 대하여 고주파수 영역에서 진동해석을 하였으나 주위 유체로 인하여 발생되는 영향은 고려하지 않았다.

Burroughs[3]는 두 종류의 링 보강재(ring stiffener)를 가진 무한 원통형 쉘에 대하여 길이 방향 및 원주방향 Fourier 변환을 사용하여 음향 방사를 계산하였다.

El-Raheb와 Wager[4]는 내부 구조물을 가진 원통형 쉘의 음향방사를 전달행렬을 이용하여 해석하였다. 전달행렬에 의한 쉘의 진동해석은 쉘의 고유치를 이용한다는 점에서 장점이 있다.

Harari와 Sandman[5]은 유체 속에 잠긴 유한한 보강 원통형 쉘의 방사 및 진동 특성에 관하여 연구하였다.

배 등[6]은 Burroughs[3]의 방법을 이용하여 Donnell-Mushtari 쉘 방정식을 적용한 몰수체의 수중 음향방사를 연구하였으며, 추가적으로 FFT 기법을 도입하여 쉘의 진동을 해석하였다.

접수된 보강 원통형 쉘 내부에 힘이 직접적으로 작용하는 모델의 음향 방사에 대해서는 여러 저자들에 의하여 연구되었으나 보강 원통형 쉘에 기계류가 탄성지지 된 경우에 대한 연구는 수행되지 않았다.

보강 원통형 쉘에 기계류가 탄성지지 된 경우는 여러 가지 구조물에서 매우 실제적이다. 본 논문에서는 보강 원통형 쉘에 탄성 지지된 기계류에 의하여 발생되는 음향 방사에 대한 연구를 수행하고 그 결과를 고찰하였다.

† 교신저자; 정회원, 국방과학연구소
E-mail : baespeed@gmail.com
Tel : 055-540-6416, Fax : 055-542-3737
* 국방과학연구소

2. 이 론

2.1 무한 원통형 쉘의 음향방사

무한 길이의 보강 원통형 쉘은 Fig. 1과 같이 보

강재(ring)가 거리 d의 간격으로 무한히 있다고 가정한다. 원통형 셸은 반지름 a, 두께 h 이고 $a \gg h$로 가정한다. 원통형 셸의 밀도 ρ, Young 계수 E, Poisson 비 ν, 주위 유체의 밀도 ρ_0, 음속은 c_0이다. 보강 원통형 셸의 음향방사 유도과정에서 기본적인 가정은 참고문헌[3]과 [6]이 동일하나 사용한 원통형 셸의 운동방정식은 서로 다르다.

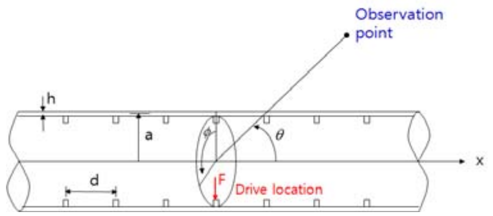

Fig. 1 Configuration cylindrical shell with periodic ribbed ring

(1) 무한 원통형 셸의 운동방정식

원통형 셸의 운동방정식에 대한 이론은 여러 가지가 있으나 본 연구에서는 Donnell-Mushtari 이론을 적용하였다. 보강 원통형 셸에 작용하는 힘은 외력, 주위 유체에 의하여 발생되는 힘, 보강재의 반력이 있다. Donnell-Mushtari 원통형 셸의 운동방정식[7]에 시간 미분을 취하고 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 \dot u}{\partial x^2}+\frac{1-\nu}{2a^2}\frac{\partial^2 \dot u}{\partial \phi^2}+\frac{1+\nu}{2a}\frac{\partial^2 \dot v}{\partial x \partial \phi}+\frac{\nu}{a}\frac{\partial \dot w}{\partial x}+k_p^2 \dot u=0\\
&\frac{1+\nu}{2a}\frac{\partial^2 \dot u}{\partial x \partial \phi}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2 \dot v}{\partial \phi^2}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2 \dot v}{\partial x^2}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial \dot w}{\partial \phi}+k_p^2 \dot v=0\\
&\frac{\nu}{a}\frac{\partial \dot u}{\partial x}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial \dot v}{\partial \phi}+\frac{\dot w}{a^2}+\frac{h^2}{12a^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2}\right)^2 \dot w-k_p^2 \dot w=\\
&-\frac{i\omega}{\rho C_l^2 h}\{f_a(x,\phi)-p_f(x,\phi)-p_r(x,\phi)\}
\end{aligned} \tag{1}$$

여기서 u, v, w는 길이방향, 원주방향, 반경방향 변위이고, $\dot{}$는 시간에 관한 미분을 나타낸다. f_a는 외부에서 작용하는 힘, p_f는 셸 외부 표면에 작용하는 음압, p_r은 보강재의 반력에 의해 원통형 셸에 작용하는 압력,

$$k_p=\frac{\omega}{C_l}\ ,\ C_l=\sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}$$

ω는 각주파수(rad/s)로 정의된다.

Fourier 변환은 다음과 같이 정의되고

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

Fourier 역변환은 다음과 같이 정의된다.

$$f(x,\phi)=\int_{-\infty}^{\infty}\tilde f(k,\phi)e^{ikx}dx \tag{3}$$

식(1)을 x 방향에 대하여 Fourier 변환하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
&(\Omega^2-\alpha^2)\tilde{\dot u}+\frac{(1-\nu)}{2}\frac{\partial^2 \tilde{\dot u}}{\partial \phi^2}+i\alpha\left(\frac{1+\nu}{2}\right)\frac{\partial \tilde{\dot v}}{\partial \phi}+i\alpha\nu\tilde{\dot w}=0\\
&i\alpha\left(\frac{1+\nu}{2}\right)\frac{\partial \tilde{\dot u}}{\partial \phi}+\left(\Omega^2-\alpha^2\frac{1-\nu}{2}\right)\tilde{\dot v}+\frac{\partial^2 \tilde{\dot v}}{\partial \phi^2}+\frac{\partial \tilde{\dot w}}{\partial \phi}=0\\
&i\alpha\nu\tilde{\dot u}+\frac{\partial \tilde{\dot v}}{\partial \phi}+(1-\Omega^2)\tilde{\dot w}+\frac{h^2}{12a^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^2}-\alpha^2\right)^2\tilde{\dot w}=\\
&\frac{-i\omega a^2}{\rho C_l^2 h}[\tilde f_a(k,\phi)-\tilde p_f(k,\phi)-\tilde p_r(k,\phi)]
\end{aligned} \tag{4}$$

여기서 $\alpha = ka$, $\Omega=\omega a/C_l$, k는 x 방향에 대한 구조물 파수(structural wave number) 이다.

식(4)에서 속도와 압력을 길이방향 파수 k, 원주방향 모드 n으로 Fourier 전개하면 식(5)와 같다.

$$\begin{aligned}
&\tilde{\dot u}(k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\tilde{\dot u}_n(k)e^{in\phi},\quad \tilde{\dot v}(k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\tilde{\dot v}_n(k)e^{in\phi}\\
&\tilde{\dot w}(k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\tilde{\dot w}_n(k)e^{in\phi},\quad \tilde f(k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\tilde f_n(k)e^{in\phi}\\
&\tilde p_f(k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\tilde p_n^f(k)e^{in\phi},\quad \tilde p_r(k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\tilde p_n^r(k)e^{in\phi}
\end{aligned} \tag{5}$$

식(5)를 식(4)에 대입하면 반경방향 속도 $\tilde{\dot w}_n$의 항으로 정리할 수 있다.

$$\tilde Z_n^s(k)\,\tilde{\dot w}_n(k)=\tilde f_n-\tilde p_n^f-\tilde p_n^r \tag{6}$$

여기서 셸의 임피던스 $\tilde Z_n^s(k)$는 다음과 같이 주어진다.

$$\tilde Z_n^s(k)\ =\frac{i\rho C_l^2 h}{\omega a^2}\{-\Omega^2+\frac{h^2}{12a^2}(n^2+\alpha^2)^2$$

$$+\frac{\alpha^2(1-\nu^2)[\frac{1}{2}(1-\nu)\alpha^2-\Omega^2]}{[\frac{1}{2}(1-\nu)(\alpha^2+n^2)-\Omega^2][\alpha^2+n^2-\Omega^2]}$$

$$-\Omega^2[\frac{1}{2}(1-\nu)(\alpha^2+n^2)-\Omega^2]\} \quad (7)$$

(2) 외력

원통형 쉘 내부에 외력이 (x_0, ϕ_0)에 작용하면, 그 외력은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_a(x,\phi)=F\delta(x-x_0)\sum_{-\infty}^{\infty}\delta\{a[\phi-(\phi_0+2\pi n)]\} \quad (8)$$

여기서 F는 외력의 크기이고, δ는 Dirac 델타함수를 나타낸다.

식(8)을 x 방향에 대하여 Fourier 변환하면 다음과 같다.

$$\widetilde{f_a}(k,\phi)=\frac{Fe^{-ikx_0}}{2\pi}\sum_{-\infty}^{\infty}\delta\{a[\phi-(\phi_0+2\pi n)]\} \quad (9)$$

Poisson의 합 공식은 다음과 같다.

$$\sum_{-\infty}^{\infty}\delta(t+nT)=\frac{1}{T}\sum_{-\infty}^{\infty}e^{in\omega_0 t}, \quad \omega_0=\frac{2\pi}{T} \quad (10)$$

식(9)는 식(10)을 이용하면 다음과 같이 된다.

$$\widetilde{f_a}(k,\phi)=\frac{Fe^{-ikx_0}}{(2\pi)^2 a}\sum_{-\infty}^{\infty}e^{in(\phi-\phi_0)} \quad (11)$$

식(6)의 $\widetilde{f_n}$은 식(11)로부터 아래와 같이 구할 수 있다.

$$\widetilde{f_n}=\frac{Fe^{-ikx_0}}{(2\pi)^2 a}\, e^{i(kx_0+n\phi_0)} \quad (12)$$

(3) 유체 영향(fluid loading)

원통형 쉘 주위의 유체는 유체의 연속방정식과 운동량 방정식으로부터 유도되는 Helmholtz 방정식을 만족시킨다. 유체에 대한 Helmholtz 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\nabla^2 p_f \ + \ k_0^2\, p_f=0 \quad (12)$$

여기서 $\nabla^2=\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial}(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r})+\frac{\partial^2}{\partial x^2}$, $k_0=\frac{\omega}{c_0}$는 유체의 파수, c_0는 유체의 음속을 나타낸다.

식(12)를 x 방향에 대하여 Fourier 변환하면 다음과 같다.

$$\widetilde{p_f}(r,k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}A_n H_n^{(1)}[(k_0^2-k^2)^{1/2}r]e^{in\phi} \quad (13)$$

원통형 쉘과 유체 사이의 수직방향 변위에 대한 연속성의 관계는 다음과 같다.

$$\frac{\partial p_f}{\partial r}\mid_{r=a}=i\rho\omega\dot{w} \quad (14)$$

Fourier 변환된 음압은 다음과 같다.

$$\widetilde{p_f}(a,k,\phi)=\sum_{-\infty}^{\infty}\widetilde{Z_n^f}\ \ \widetilde{\dot{w}_n}(k)\,e^{in\phi} \quad (15)$$

여기서 원통형 쉘의 n차 원주모드에 대한 유체 임피던스는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\widetilde{Z_n^f}(k)=\frac{i\rho_0\omega H_n^{(1)}[(k_0^2-k^2)^{\frac{1}{2}}a]}{(k_0^2-k^2)^{\frac{1}{2}}H_n^{(1)'}[(k_0^2-k^2)^{\frac{1}{2}}a]} \quad (16)$$

여기서 $H_n^{(1)}$은 1종 Hankel 함수이고, $H_n^{(1)'}$는 1종 Hankel 함수의 미분을 나타낸다. 식(15), 식(16)으로부터 식(6)의 $\widetilde{p_n^f}$ 는 다음과 같이 된다.

$$\widetilde{p_n^f}=\widetilde{Z_n^f}(k)\widetilde{\dot{w}_n}(k) \quad (17)$$

(4) 보강재에 의한 반력

보강재의 반력에 의하여 원통형 쉘에 작용하는 압력은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$p_r'(a,\phi)=\overline{p_r'}(\phi)\sum_{-\infty}^{\infty}\delta(x-md) \quad (18)$$

여기서 d는 보강재의 간격이고, $\overline{p_r'}(a,\phi)$는 보강재에 의해 쉘에 반경방향으로 작용하는 단위 길이당 압력이다.

보강재에 대하여 길이방향의 변위를 무시하고, 보강재의 폭이 작아 원주방향과 수직방향의 변위가 원주방향의 함수로만 표시 가능하므로 $\dot{u}'(x,\phi)=0$, $\dot{v}'(x,\phi)=\dot{v}'(\phi)$, $\dot{w}'(x,\phi)=\dot{w}'(\phi)$, $\nu=0$로 놓을 수 있다. 여기서 $'$는 보강재에 대한 속도를 나타낸다. Donnell-Mushtari의 원통형 쉘의 운동방정식으로부터 위의 가정과 보강재의 반지름을 원통형 쉘의 반지름과 같다고 가정하면 보강재의 운동방정식은 식(1)로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \dot{v}'}{\partial\phi^2}+\frac{\partial \dot{w}'}{\partial\phi}+\Omega'^2\dot{v}'=0$$
$$\frac{\partial \dot{v}'}{\partial\phi}+\dot{w}'+\frac{h^2}{12a^2}\left(\frac{\partial^4 \dot{w}'}{\partial\phi^4}+2\frac{\partial^2 \dot{w}'}{\partial\phi^2}+\dot{w}'\right)-\Omega'^2\dot{w}'=$$
$$-\frac{i\omega a^2}{\rho_r C_l'^2 h_r b_r}\overline{p_r}(\phi) \tag{19}$$

여기서 h_r, b_r, ρ_r은 보강재의 두께, 폭, 밀도이고, C_l'는 보강재의 종방향 파속(wave speed), $\Omega'=\omega a/C_l'$, $C_l'=\sqrt{\frac{E_r}{\rho}}$ 이다.

보강재 반력은 다음과 같다.

$$\widetilde{Z_n^r}\dot{w}'_n=\overline{p_n} \tag{20}$$

여기서 보강재의 임피던스는 다음과 같이 주어진다.

$$\widetilde{Z_n^r}=\frac{i\rho_r A_r C_l'^2}{\omega a^2}\left[\frac{h_r^2}{12a^2}(n^2-1)^2-\Omega'^2+\frac{\Omega'^2}{\Omega'^2-n^2}\right] \tag{21}$$

여기서 A_r은 보강재의 단면적을 나타낸다.

식(20)을 식(18)에 대입하고 Fourier 변환하면 다음과 같다.

$$\widetilde{p_r}(k,\phi)=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\widetilde{Z_n^r}\dot{w}'_n e^{in\phi}e^{-ikmd} \tag{22}$$

보강재와 원통형 쉘이 접하고 있는 위치 x=md에서 보강재와 원통형 쉘의 속도는 같으므로 관계식은 아래와 같다.

$$\dot{w}'_n=\dot{w}_n(md) \tag{23}$$

$$\dot{w}_n(md)=\int_{-\infty}^{\infty}\widetilde{\dot{w}_n}(k')e^{ik'md}dk' \tag{24}$$

식(23)과 식(24)로부터 다음과 같은 관계식이 성립한다.

$$\sum_{-\infty}^{\infty}\dot{w}'_n e^{-ikmd}=\sum_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\widetilde{\dot{w}'_n}(k')e^{-i(k-k')md}dk' \tag{25}$$

식(25)는 Poisson 합 공식과 $k_d=2\pi/d$ 를 이용하면 다음과 같이 된다.

$$\sum_{-\infty}^{\infty}\dot{w}'_m e^{-ikmd}=k_d\sum_{-\infty}^{\infty}\widetilde{\dot{w}'_n}(k-mk) \tag{26}$$

식(22)와 식(26)에서 Fourier 변환된 보강재의 반력은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\widetilde{p_r}(k,\phi)=\frac{k_d}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\widetilde{Z_n^r}e^{in\phi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\widetilde{\dot{w}'_n}(k-mk_d) \tag{27}$$

식(6)의 $\widetilde{p_n^r}$ 은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\widetilde{p_n^r}=\frac{k_d}{2\pi}\widetilde{Z_n^r}\sum_{-\infty}^{\infty}\widetilde{w_n}(k-mk_d) \tag{28}$$

(5) 원통형 쉘의 음향 방사

원통형 쉘의 음향 방사는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\widetilde{p_n^f}=\frac{i\rho_0\,\omega\,\widetilde{\dot{w}_n}H_n^{(1)}[(k_0^2-k^2)^{\frac{1}{2}}r]}{(k_0^2-k^2)^{\frac{1}{2}}H_n^{(1)'}[(k_0^2-k^2)^{\frac{1}{2}}a]} \tag{30}$$

공간 좌표 상에서 음향방사를 해석하기 위하여 식(30)의 Fourier 역변환을 구할 때 정위상(stationary phase) 방법과 원거리 음장조건을 이용하면 보강원통형 쉘의 음향방사는 식(31)과 같이 유도된다. 유도과정은 참고문헌[8]에 잘 나타나 있다.

$$|\,p^f(R,\theta,\phi)\,|=|\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{i\rho_0 c_0\widetilde{\dot{w}_n}(k_0\cos\theta)e^{in\phi}(-i)^n}{R\sin\theta H_n^{(1)'}(k_0\sin\theta)}| \tag{31}$$

2.2 탄성 지지된 기계류에 의한 힘

Fig. 2와 같이 보강 원통형 쉘에 기계류가 탄성 지지될 경우 원통형 쉘과 기계류 사이에는 상호 작용이 일어난다.

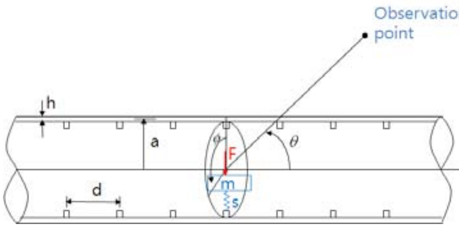

Fig. 2 Configuration cylindrical shell with periodic ribbed ring and resiliently mounted machinery

상호작용은 Fig. 3과 같이 모델링 할 수 있으며 기계류는 m, 장비를 지지하는 마운트의 스프링 상수를 s, 쉘(foundation)의 임피던스는 Z_F로 모델링 할 수 있으며 v는 속도, F는 힘을 나타낸다.

Fig. 3에서 F_2는 다음과 같이 나타 낼 수 있다.

$$F_2 = \frac{F_1}{1 + \frac{Z_m}{Z_s} + \frac{Z_s}{Z_F}} \tag{32}$$

여기서 Z_s와 Z_m는 마운트와 기계류의 임피던스로 아래와 같이 정의된다.

$$Z_s = \frac{s}{j\omega}, \qquad Z_m = j\omega m \tag{33}$$

식(32)에서 만약 쉘의 임피던스가 마운트의 임피던스가 매우 크면 기계류와 쉘의 상호작용을 고려하지 않아도 됨을 알 수 있다.

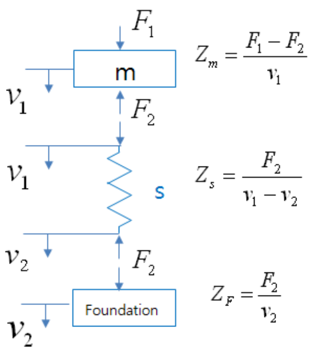

Fig. 3 Impedance model between machinery and foundation(shell)

3. 수치계산 및 고찰

수치계산에서 원통형 쉘의 반경은 0.62 m, 두께는 0.01 m, Young 계수는 2.1x10^{11} N/m^2, 밀도는 7,800 kg/m^3, 프와송 비는 0.28, 손실계수는 0.04를 사용하였다. 보강재의 반경은 0.62 m, 두께는 0.03 m, 폭은 0.02 m, Young 계수와 밀도는 쉘과 동일하다. 기계류의 질량은 10 kg, 기계류에 부착된 탄성마운트의 스프링 상수는 8,882,644 N/m, 손실계수는 0.05를 사용하였다. 원통형 쉘 주위의 유체는 물이며 밀도는 1,000 kg/m^3, 음속은 1,460 m/s 이다.

수치계산에서 원통형 쉘 또는 기계류에 작용하는 힘은 1 Newton으로 가정하였다. 원통형 쉘의 음향방사 및 진동계산에서 원주방향 모드는 $|n| \le 16$까지만 고려하였다. 원통형 쉘의 음향방사는 dB(reference=$1\mu Pa$)로 나타내었으며, 1 m 거리의 음원수준으로 환산하였다.

원통형 쉘의 감쇠는 손실계수(loss factor)를 이용하여 복소탄성계수 $E^* = E(1+i\eta)$로 나타낼 수 있다. 보강 원통형 쉘에서의 감쇠의 영향을 알아보기 위하여 손실계수 $\eta = 0.04$, $\eta = 0$ 두 경우에 대한 수치계산 결과가 Fig. 4에 있으며 고주파수에서 감쇠의 영향이 나타남을 알 수 있다.

Fig. 5는 기계류가 보강 원통형 쉘에 탄성지지 된 경우인 Fig. 2의 모델에 대하여 방사 음압을 해석한 결과이다. 그 결과를 보면 기계류의 수직방향 마운트 고유진동수인 150 Hz에서 음압이 크게 나타남을 알 수 있으며 쉘의 임피던스의 영향을 받지 않았음을 알 수 있다. 즉 이 경우에서는 쉘의 두께가 두꺼워 쉘의 임피던스의 영향을 받지 않고 있음을 알 수 있다.

Fig. 6은 Fig. 2의 모델에 대하여 쉘의 두께를 10 mm에서 2 mm로 변경하여 방사 음압을 계산한 결과로 기계류와 쉘의 임피던스에 의한 상호작용이 일어나 새로운 피크가 발생하였음을 알 수 있다.

Fig. 5와 Fig. 6의 결과를 분석하면 원통형 쉘에 기계류가 탄성지지 될 경우 방사 음압은 장비-마운트의 1 자유도계 수직방향 고유진동수와 기계류의 마운트와 쉘의 상호작용이 발생하는 주파수에서는 음압이 크게 발생하고 있다. 그러나 고주파수에서는

방사음압이 상당히 감소하고 있음을 알 수 있다.

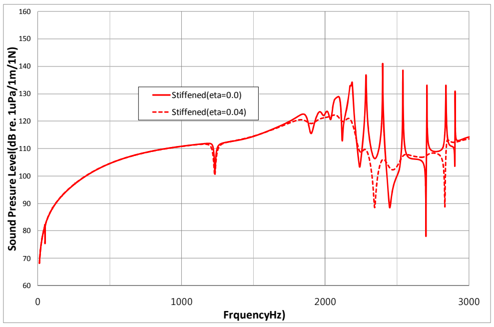

Fig. 4 Acoustic radiation from stiffened shell for fig. 1 model

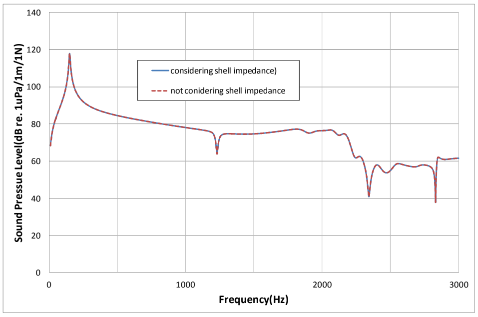

Fig. 5 Acoustic radiation from stiffened shell for fig. 2 model(shell thickness = 10 mm)

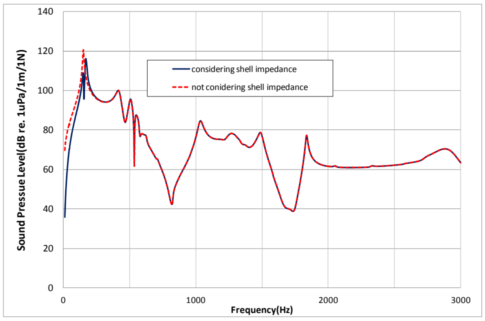

Fig. 6 Acoustic radiation from stiffened shell for fig. 2 model(shell thickness = 2 mm)

4. 결　론

본 논문에서는 접수된 무한한 길이의 보강 원통형 쉘에 기계류가 탄성지지 된 경우 음향방사에 대하여 연구하였다. 쉘의 두께가 두꺼워 쉘의 임피던스가 클 때는 장비와 기계류의 마운트 사이에서 상호작용 일어나지 않았으며 쉘의 두께가 얇을 경우 쉘의 임피던스가 작아 기계류의 마운트와 쉘 사이에는 상호작용이 발생하여 새로운 공진이 발생하여 음압이 크기 발생함을 확인 할 수 있었다. 따라서 보강 원통형 쉘에 기계류가 탄성 마운트로 설치될 경우에는 원통형 쉘의 두께가 얇으면 쉘의 임피던스를 고려하여야 함을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

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

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

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

(4) M. El-Raheb and P. Wagner, 19089, Acoustic Radiation for a shell with internal structures", JASA, 85(6), p.p. 2452-2464

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

(6) Soo Ryong Bae, Hun Gon Lee and Chin Suk Hong, 1993, Proc.. of the KSNVE Conference, pp. 128-133

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

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