

調和集中移動荷重을 받는 無限보에서의 音響放射에 關한 研究

A Study on Sound Radiation From Infinite Beams Under the Action of Moving Harmonic Point Forces

김 병 삼*, 태 신 호*, 홍 동 표**
(Byoung-Sam Kim, Shin-Ho Tae, Dong-Pyo Hong)

요 약

조화집중이동하중을 받는 무한보에서의 음향방사에 대한 연구는 선박, 비행기, 타이어 트레드 밴드 등과 같은 계의 설계 시 계의 구조물로부터 발생하는 소음에 대한 해결방안을 제시해 준다. 구조물 표면에 발생하는 음향파위는 파수변환방법을 이용하여 보의 전길이에 분포된 음향 인텐시티를 적분하여 구한다. 보의 표면에서 발생하는 음향파위는 마하수(M), 장력(T), 감쇠계수(C), 기초강성계수(K), 그리고 파수비(γ)에 의해서 결정된다. 각 인자에 따른 음향파위에 대한 정성적인 분석을 수행하기 위해 심프슨 적분방법을 이용하여 수치적분을 하였다. 무한보에 작용하는 유체하중에 따라 진동에너지가 음향에너지로 변환되는 비율이 달라진다. 민도가 큰 유체는 동가감쇠로 작용하여 보로부터 방사된 음향에너지는 빠르게 감소된다. 하중의 이동에 의하여 도플러이동효과가 발생하여 무한보의 공진부근에서의 음향파위 파크가 분리되고 보의 기초강성의 영향으로 음향에너지는 감소된다.

Abstract

The topic of sound radiation from infinite beams under the action of harmonic point forces moving at subsonic speeds is studied. The nondimensional sound power is formulated through integration of the surface acoustic intensity distribution over the entire beam by using wavenumber transformation techniques. Numerical integration is performed to determine the effects on the radiated sound power of the Mach number(M), tension force(T), damping coefficient(C), foundation stiffness(k_s), and the wavenumber ratio(γ). The results show that for beams under light fluid loading, the unique coincidence peak at $\gamma=1$ for a stationary force ($M=0$) is split into two coincidence peaks that are located in the frequency regions $\gamma < 1$ and $\gamma > 1$ due to the effects of the Doppler shift.

I. 서 론

구조물이 가진될 때 구조진동에 의한 음향방사와 관련된 연구가 최근에 중요시 되고 있다. 특히, 공기

나 물속에 있는 구조물의 진동에 의하여 생성되는 음향에 관한 연구는 기계 시스템의 분석과 구조물의 설계시 고려해야 할 중요한 요소가 되고 있다. 따라서, 구조물로부터 생성되는 음향파위에 대한 연구는 선박, 비행기, 타이어 트레드 밴드로부터 발생하는 소음 문제등에 대한 해결책을 제시해 줄 수 있다. 종래, 구조물의 소음 문제에 대한 연구는 구조물이 비교적 선형적인 특성을 가지고 미소한 처짐이 발생하는 것

*전북대학교 대학원 정밀기계공학과
**전북대학교 공과대학 정밀기계공학과
접수일자: 1993년 5월 9일

으로 가정하고 구조이론에 입각하여 해석하였다.

최근, 구조물의 음향 방사에 있어서 구조물에 작용하는 하중의 형상과 분포에 대한 중요성이 M.C. Junger, R.F. Keltie, H. Peng 등에 의해 확인되었다. M. I. Mogileskii [1]는 기초탄성이 없는 보가 조화집중이동하중을 받을 때 보로부터 발생하는 음향 방사의 분포를 연구하였다. M.C. Junger [2]는 장방향으로 분포되고 축 대칭인 하중, 일직선상으로 분포된 하중, 원형으로 분포된 하중에 의해서 가진된 무한 평판으로부터 발생하는 음압에 대하여 연구하였다. R.F. Keltie와 H. Peng [3,4,5]은 탄성보가 집중하중을 받을 때 보로부터 발생하는 음향파위를 계산하였고, 근접음상에서 공간상으로 전파되는 부분에 의해서 생성된 음향파위의 정량적인 크기를 구하였다.

본 연구에서는 기초 탄성과 감쇠를 갖고 축방향으로 장력을 받으며 공기나 물과 같은 유체에 둘러싸인 무한 탄성보에 일정한 आय속 v_0 로 움직이는 조화집중하중이 작용할 때 무한 탄성보로부터 방사되는 음향파위를 해석적으로 산출하고, 무한 탄성보의 가진 주파수(ω), 장력(T), 감쇠계수(C) 그리고 기초탄성(k_s)과의 관계에 대하여 고찰하고자 하였다. 해석하고자 하는 무한 탄성보는 등방성을 갖는 베르누이-오일러 보로 가정하였고 보로부터 생성된 음향파위는 파수 비로의 변환방법을 이용하여 구하였다.

II. 음향파위의 이론

Fig.1에서 보는 것처럼 균일한 두께를 갖는 탄성보는 기초위에 스프링과 감쇠를 갖고며 축방향으로 장력을 받는 무한 길이의 보로 가정하였다. 보의 표면을 $z=0$ 으로 놓고 무한 탄성보는 일정한 आय속 v_0 로 보의 길이 방향인 x 방향으로 이동하며 조화적으로 가진되는 집중하중을 받는다.

유체의 탄성매질(공기나 물) 또는 음향매질은 $z > 0$

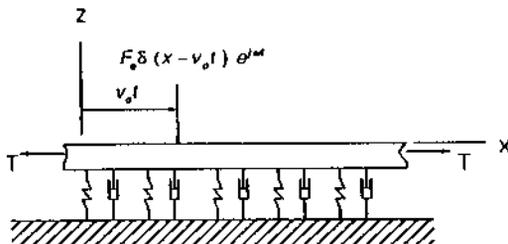


Fig 1. Vibration Model for Moving Harmonic Point Force.

공간상에서 존재하며 $z < -h$ 은 공간상에는 존재하지 않는 것으로 가정하였다. 따라서, 보로부터 발생하는 음향 에너지는 보의 표면으로부터 $z > 0$ 공간상으로 매질을 통하여 전파되는 것으로 가정하였다. 이 음향 에너지는 보의 진동에 의해서 생성되며 보의 운동방정식[6]은

$$D \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \rho_s A \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + C \frac{\partial u}{\partial t} + k_s u = F_0 \delta(x - v_0 t) e^{i\omega t} - p(x, z=0, t) \quad (1)$$

이다. 여기서 D는 보의 굽힘강성이고 $\rho_s A$ 는 보의 단위 길이당 질량을 나타낸다.

진동하는 무한 탄성보로부터 초래되는 보의 굽힘은 보에 인접한 음향매질과 상호간섭을 일으켜 압력의 변동이 발생한다. 이 압력변동 $p(x, z, t)$ 을 음압으로 표시하면 이차원 공간상에서 음파방정식을 만족한다.

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] p(x, z, t) = 0 \quad (2)$$

여기서 c_0 는 음향매질내에서의 유속으로 유체에 따라 값이 변한다. 또한, 음압은 선형방정식을 만족할 정도로 충분히 작으며 $z > 0$ 공간상에 음원이 존재하지 않는 것으로 가정한다. 식(2)의 해는 보로부터 무한히 떨어진 거리까지 음원으로 부터 방사된 에너지가 전파되어야 한다는 조건과 보와 보에 인접한 음향매질 사이의 경계에서 보의 횡변위가 같아야 한다는 조건을 만족해야 한다. 그러므로 $z=0$ 인 보의 표면에서의 경계조건은

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (3)$$

여기서, ρ_0 는 음향매질의 질량밀도이다. 일차원 또는 이차원 표면에서의 공간좌표의 후리에 변환(Fourier transform)을 이용하여 음향파위를 구할 수 있으며, 공간좌표의 후리에 변환은 다음과 같다.

$$FT(f(x)) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\xi x} dx$$

여기서, ξ 는 경계조건과 연관된 파수변수이다. 보에 작용하는 하중을 파수영역에서의 하중함수로 표시하면

$$\tilde{F}(\xi, t) = F_0 e^{j(\xi v_0 + \omega)t} \quad (4)$$

식(4)로부터 공간좌표의 후리에 변환에 의하여 변
환된 변위 $\tilde{U}(\xi, t)$ 와 음압 $\tilde{p}(\xi, z, t)$ 은 좌수영역에
서 함수 $e^{j(\xi v_0 + \omega)t}$ 을 갖는다.

$$\tilde{U}(\xi, t) = U(\xi) e^{j(\xi v_0 + \omega)t} \quad (5a)$$

$$\tilde{p}(\xi, z, t) = p(\xi, z) e^{j(\xi v_0 + \omega)t} \quad (5b)$$

식(5a)와 (5b)를 보의 운동방정식과 음파방정식에
대입하고 보의 변위와 표면에서의 음압을 구하면

$$U(\xi) = \frac{F_0}{Z_b + Z_a} \quad (6)$$

$$p(\xi, z=0) = Z_a U(\xi) \quad (7)$$

여기서, 음압의 진폭 $p(\xi, z=0)$ 은 보와 매질의 접
촉영역에서의 변위와 음향 임피던스의 곱으로 표현
되며, 식(6)의 분모는 좌수영역으로의 후리에 변환에
의하여 얻어진 보의 총 임피던스로 공기나 물과 같은
음향매질의 존재에 의해서 생성된 음향 임피던스
(Z_a)와 진공상에서 진동하는 보에 의해서 생성된 구
조 임피던스(Z_b)[7]의 합으로 표현되며 음향과 구조
임피던스는 다음과 같다.

$$Z_a = \frac{j\rho_0(\xi v_0 + \omega)^2}{\sqrt{(K_0 + M\xi)^2 - \xi^2}} \quad (8a)$$

$$Z_b = \left[D\xi^4 - \rho_s A(\xi v_0 + \omega)^2 + T\xi^2 + k_s \right] + j \left[(\xi v_0 + \omega) C \right] \quad (8b)$$

음향 임피던스항은 보로부터 공간상으로 전파되는
음향에너지의 감쇠를 의미하여 유체하중은 감쇠와
같은 특성을 가지고 보에 작용한다. 식(8)에서 M 은
음향매질의 음속에 대한 하중이동속도의 비인 마하
수이며, K_0 는 음향파수(ω/c_0)이다. 음파방정식에
후리에 변환을 적용하면 좌수영역에서의 음파방정식
은 다음과 같다.

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \{(K_0 + M\xi)^2 - \xi^2\} \right] p(\xi, z) = 0 \quad (9)$$

식(9)을 풀어 진동하는 보의 표면으로 부터 공간상
으로 전파되는 평면파의 음장에서의 음압 $p(\xi, z)$ 를
구하면

$$p(\xi, z) = p(\xi, z=0) e^{-jK_z z} \quad (10)$$

식(10)에서 $-jK_z z$ 는 평면파가 보의 표면으로 부
터 공간상으로 전파되는 것을 나타내고 있다. 또한,
보의 표면을 향하여 파가 전파될 수 없기 때문에 식
(10)에서 $+jK_z z$ 는 물리적인 의미가 없으며 좌수 K_z
는 아래와 같이 구분된다.

$$K_z = \begin{cases} -j \sqrt{\xi^2 - (K_0 + M\xi)^2} & \text{if } \xi^2 > (K_0 + M\xi)^2 \\ \sqrt{(K_0 + M\xi)^2 - \xi^2} & \text{if } \xi^2 < (K_0 + M\xi)^2 \end{cases} \quad (11)$$

보에서 방사된 음향파위의 크기는 음향매질과 접
해 있는 보의 표면영역에서의 음향세기로부터 구할
수 있는데 보 표면의 음향세기는 표면음압 $p(x)$ 와 공
액 표면속도 $V^*(x)$ 곱의 실수값[8]으로 표시된다.

$$I(x) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ p(x) V^*(x) \} \quad (12)$$

보의 단위폭당 음향파위의 시간평균을 구하기 위
해서는 무한 보의 전길이에 분포된 음향세기를 적분
하면

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} p(x) V^*(x) dx \right] \quad (13)$$

식(13)은 진동하는 무한 보의 표면에서의 에너지
와 관련되어, 좌수영역에서의 표면압력과 공액 표면
속도는 아래와 같다. 또한, 공액 표면속도는 보의 횡
변위로 식(6)을 미분하여 구하면

$$p(\xi, z=0) = \frac{j\rho_0(\xi v_0 + \omega)^2}{\sqrt{(K_0 + M\xi)^2 - \xi^2}} U(\xi) \quad (14)$$

$$V^*(\xi) = -j(\xi v_0 + \omega) U^*(\xi) \quad (15)$$

음향파위 적분식(13)을 후리에 변환시키고 식
(14), (15)을 식(13)에 대입하여 좌수영역에서의 음
향파위 적분식을 구하면

$$W = \frac{\rho_0}{4\pi} \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\xi v_0 + \omega)^3}{\sqrt{(K_0 + M\xi)^2 - \xi^2}} |U(\xi)|^2 d\xi \right] \quad (16)$$

음향파위는 실수이어야 하므로 식(16)의 분모는
실수이며 식(11)과 같이 구분된다. 또한, $\xi^2 > (K_0 + M\xi)^2$ 주좌수 영역에서 jK_z 는 실수이고 보의 표면으
로부터 거리가 멀어질수록 지수적으로 감소한다. 이

것은 근접 음장에서 에너지 손실을 의미한다. $\xi < (K_0 + M\xi)^2$ 주파수 영역에서는 지수가 허수가 되고 근접음장이 방사음장으로 변화하여 속도 진폭이 음향 매질에 의해 흡수되는 것을 무시한다면 거리에 따라 감소되지 않는다. 한편, 하중이 아음속 $M < 1$ 으로 보의 표면을 따라 이동하고 K_0 가 실수이어야 한다는 조건으로 부터 음향파위의 적분에서 적분영역을 구할 수 있다. 적분 상한과 하한의 경계는 $\xi^2 - (K_0 + M^2 \leq 0$ 의 식으로 부터 구하면 아래와 같다.

$$\xi_1 = \frac{-K_0}{1+M} \leq \xi \leq \frac{K_0}{1-M} = \xi_2 \quad (17)$$

음향파위 적분식을 무차원화하기 위하여 ξ 를 $K_0 \xi$ 로 치환하였고, 보에 작용하는 인자들을 무차원화하기 위하여 분모를 $\rho_s A \omega^2$ 로 나누어 무차원화된 인자들을 갖는 음향파위를 구하면

$$W = \frac{\rho_0 F_0^2}{4\pi(\rho_s A)^2 \omega} \Pi \quad (18)$$

여기서, Π 는 무한 탄성보에 의해서 방사된 단위폭당 무차원화된 음향파위이다.

$$\Pi = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\alpha^2 \sqrt{\alpha^2 - \xi^2} d\xi}{\left[(\gamma^4 \xi^4 + 2T_1 \gamma^2 \Psi \xi^2 - \alpha^2 + \Psi^2) \sqrt{\alpha^2 - \xi^2} \right]^2 + [2\beta \Psi \alpha \sqrt{\alpha^2 - \xi^2} + \alpha^2 \alpha^2 / \gamma^2]^2} \quad (19)$$

식(19)는 표면을 따라 이동하는 조화집중하중에 의해서 가진된 무한 탄성보의 표면으로 부터 공간상으로 방사된 에너지의 전파에 의하여 음장내에서 구한 음향파위에 관한 식으로 에너지는 평면파에 의해 결성되는 위상속도로 음원으로 부터 전달되며 이파는 시간 종속적인 하중에 의하여 생성된다. 또한, 본 연구에서는 식(19)에서 무차원화된 인자들이 방사된 음향파위에 어떠한 영향을 미치는가를 조사하기 위해서 수치적으로 계산하였고, 음향파위 적분식의 무차원화에 따른 적분구간의 하한과 상한은 $\xi_1 = -1/(1+M)$, $\xi_2 = 1/(1-M)$ 이다. 식(19)에서 $\gamma (=K_0/K_0)$ 는 압축파수에 대한 음향파수의 비로 주파수함수이며 여기서, 압축파수 K_0 는 $(\rho_2 A \omega^2 / D)^{1/4}$ 이다. $\alpha^2 (= \rho_0 c_1 / \rho_s c_0 \sqrt{12})$ 는 보에 인접한 유체에 의하여 나타나는 유체하중계수이다. α 는 $1+M\xi$ 이고 $\sqrt{\alpha^2 - \xi^2}$ 은 음향 필터이다. $\Psi (=k_0 / \rho_s A \omega^2)$ 는 기초강성을 갖는 보의

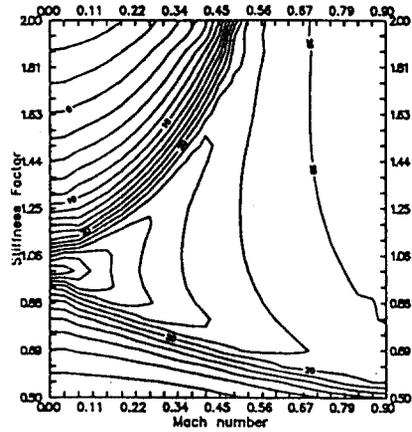
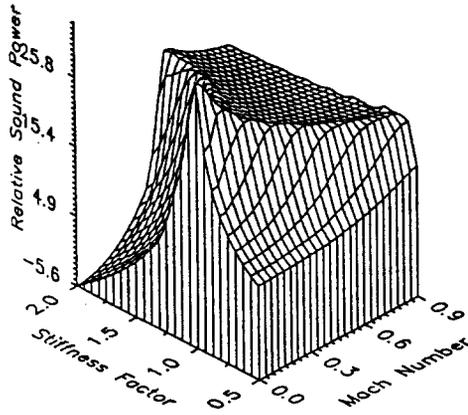
공간 주파수에 대한 가진 주파수비로 무차원 강성계수이다. $T_1 (=T/(2\sqrt{k_0 D}))$ 는 무차원 장력계수이고, $\beta (=C/(2\sqrt{\rho_s A k_0}))$ 는 감쇠비이다.

III. 수치해석 및 결과

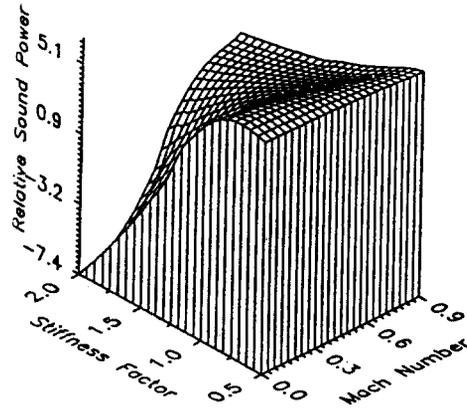
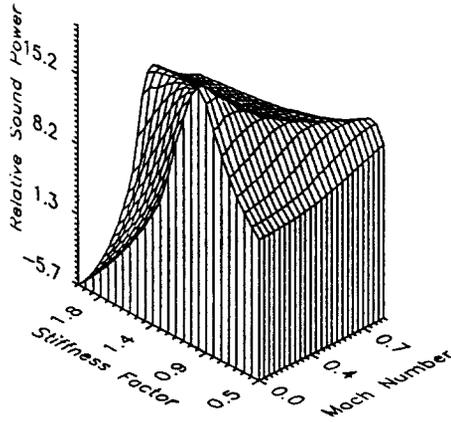
식(19)의 적분방법은 심프슨 적분을 이용하였고, 수치계산을 위해 몇가지 변수들을 설정하였으며 무한 탄성보를 강철이라고 가정하였다. 강철에 대한 영계수와 밀도는 $E = 2 \times 10^{11} (N/m^2)$, $\rho_s = 7800 (kg/m^3)$ 이다. 또한, 음향매질이 공기인 경우의 음속과 밀도는 $c_0 = 343 (m/sec)$, $\rho_0 = 1.21 (kg/m^3)$ 물인 경우에는 $c_0 = 1481 (m/sec)$, $\rho_0 = 1000 (kg/m^3)$ 이다.

보의 음향방사의 중요한 매카니즘은 보에 작용하는 하중 근처 영역인 근접음장에서 방사이다. 이때, 보의 응답은 전파되는 부분과 전파되지 않는 부분으로 나뉘어지고 전파되는 부분에 의하여 보로부터 먼 거리까지 방사되는 음향파위는 음파의 속도진폭과 같은 위상을 갖는 음압성분배에 의하여 발생된다. 따라서 식(19)는 진동응답의 전파 부분에 의해서 방사된 음향파위이고, 적분영역을 벗어난 부분은 진동응답의 전파되지 않는 부분을 의미하며 이 전파되지 않는 음파의 진폭은 하중이 작용하는 영역으로 부터 멀어질수록 지수적으로 감소하는데, 이것은 단지 보의 굽힘강성에 의하여 발생한다. 또한, 마하수(M)가 1인 경우에는 식(19)에서 적분구간의 상한값이 무한대가 되어 음향 파위의 수치적분이 불가능해지기 때문에 마하수의 범위는 마하수가 1보다 작은 아음속 영역으로 제한하였으며, 무차원 장력계수(T_1)는 보의 좌굴(Buckling) 하중의 범위를 고려하여 -1과 1 사이로 하였다.

Fig.2 ((a) $T_1 = 0.4$, $\beta = 0.01$, $\gamma = 0.2$ (b) $T_1 = 0.4$, $\beta = 0.1$, $\gamma = 0.2$ (c) $T_1 = 0.4$, $\beta = 0.5$, $\gamma = 0.2$)는 보에 작용하는 유체하중이 공기인 경우 강성계수와 마하수에 대한 상대적인 음향파위의 크기를 나타낸 것으로 마하수가 0인 경우 무차원 강성 계수 1 부분에서 보의 고유진동수와 가진주파수가 일치하여 공진방사(Resonance Radiation)현상이 발생하고 방사된 음향파위의 피크는 아음속으로 이동하는 하중의 영향으로 강성계수 (Ψ)가 1보다 작은 영역과 큰 영역으로 분리된다. 음향파위의 피크는 보의 기초강쇠의 영향으로 소변되는데, 보의 기초강쇠는 보에 작용하는 임피던스중 구조 임피던스의 허수부분을 증가



(a)



(b)

(c)

Fig 2. Relative Sound Power Level Versus Stiffness Factor and Mach Number.

(a) $T_1 = 0.4, \beta = 0.01, \gamma = 0.2$

(b) $T_1 = 0.4, \beta = 0.1, \gamma = 0.2$

(c) $T_1 = 0.4, \beta = 0.5, \gamma = 0.2$

시켜 공간상의 에너지 전파를 방해한다. 또한, 보에 작용하는 유체하중의 밀도가 아주 작은 공기인 경우에는 음향 임피던스가 감소되어 음향 에너지가 잘 전파되며 감소로의 작용은 너무 작아 무시할 수 있다. 한편, 마하수가 0.5 보다 큰 경우에는 강성계수의 변화가 상대적인 음향파위의 크기에 영향을 미치지 않는데 이는 강성계수의 변화가 보로부터 방사되는 음향파위를 변화시키는데 하중의 이동에 의해 이 능력이 손실되기 때문이다.

Fig.3($\beta = 0.1, \gamma = 0.2, \Psi = 0.5$)은 보에 작용하는 유체하중의 공기인 경우 장력과 마하수에 대한 상대적인 음향파위 크기를 나타낸 것이다. Fig.3에서 보이는 것처럼 보의 축방향에 작용하는 인장력이나 압축력이 상대적인 음향파위의 크기에 큰 영향을 미치지 않았고, 마하수가 증가할수록 장력의 변화에 대한 상대적인 음향파위의 차이가 줄어들고 있었다.

보에 작용하는 유체하중은 보의 재질의 특성에 의해 결정된다. 음향매질의 밀도와 보의 밀도를 비교해

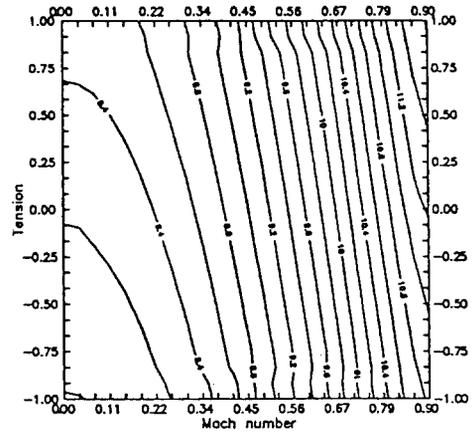
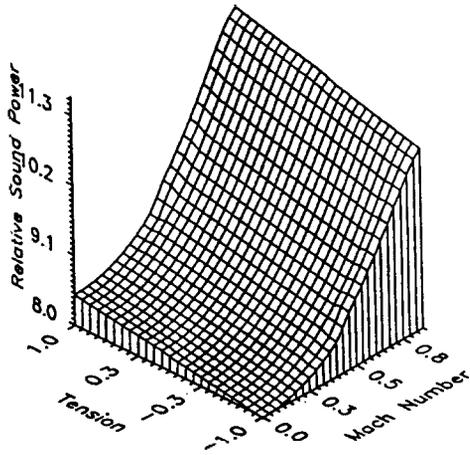
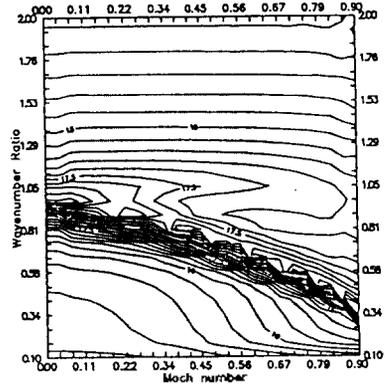
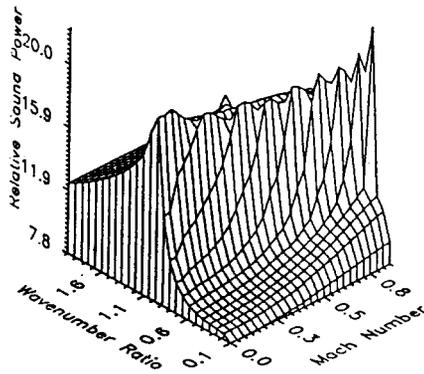
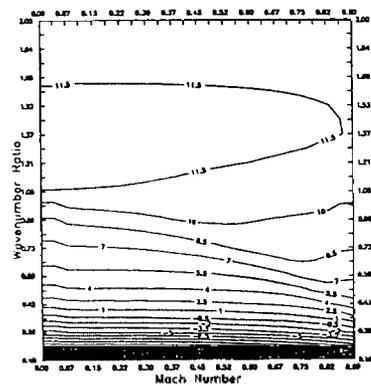
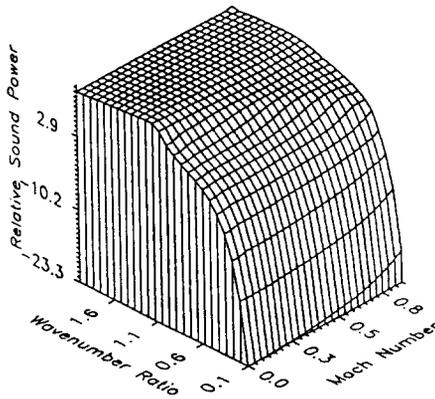


Fig 3. Relative Sound Power Level Versus Tension and Mach Number.
($\beta = 0.1, \gamma = 0.2, \Psi = 0.5$)



(a)



(b)

Fig 4. Relative Sound Power Level Versus Wavenumber and Mach Number.
(a) $\beta = 0.1, \Psi = 1.5, T_1 = 0.0$ in air
(b) $\beta = 0.1, \Psi = 1.5, T_1 = 0.0$ in water

보면 보에 작용하는 유체하중이 에너지 생성에 어느 정도 감쇠 역할을 하는가를 알 수 있다. 강철 보가 무거운 유체하중인 물속에서 존재할 때, 유체하중은 보의 진동에 의해서 생성된 음향파위에 커다란 영향을 미치는 반면, 가벼운 유체하중인 공기속에서 존재하는 경우에는 보의 밀도에 비하여 공기의 밀도가 아주 작으므로 보에 작용하는 공기하중이 음향파위를 감소시키는데 미치는 영향은 작다. 또한 보에 유체하중이 작용할 때 보의 강성이 크면 유체 하중계수의 증가로 음향 임피던스가 커지고 음향파위가 감소된다.

Fig. 4 (a) ($\beta=0.1$, $\Psi=1.5$, $T_1=0.0$)는 보에 작용하는 유체하중이 공기인 경우 파수비와 마하수에 따른 상대적인 음향파위 크기를 나타낸 것이다. 집중하중이 이동하지 않고 보의 한 지점을 가진시킬 때($M=0$), 파수 비(γ)가 1 부근에서 일치효과(Coincidence Effect)가 발생한다. 일치효과에 의한 상대적인 음향파위의 피크는 보에 작용하는 집중하중이 표면을 따라 아음속으로 이동하면, 운동학적 현상에 의해 나타나는 도플러이동효과(Doppler Shift Effect)에 의해 파수 비(γ)가 1보다 크거나 작은영역으로 양분된다. Fig. 4 (b) ($\beta=0.1$, $\Psi=1.5$, $T_1=0.0$)는 보에 작용하는 유체하중이 물인 경우 파수비와 마하수에 따른 상대적인 음향파위의 크기를 나타낸 것이다. 보에 무거운 유체하중인 물이 작용하는 경우에는 일치효과가 발생하지 않는데, 이는 음파가 매질상에서 전파되는 경우에 있어 한 과정당 보의 진동 에너지가 음향 에너지로 변환되는 비율이 공기에 비해서 밀도가 큰 물의 변환되는 비율이 빠르기 때문이다. 그러므로 유체하중이 물인 경우가 공기인 경우보다 보로부터 공간상으로 에너지를 빠르게 방사시키며 보에 등가감쇠로 작용하여 보의 진동에 의하여 생성된 음파는 공간상에서 빠르게 감쇠된다.

IV. 결 론

기초강성, 기초감쇠, 장력등의 영향을 받는 무한 탄성보가 공기나 물과 같은 유체하중하에서 조화집중이동하중을 받을 때, 무한 탄성보로부터 방사되는 음향파위에 대한 수치해석 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 강성계수(Ψ)는 음향파위에 커다란 영향을 미치며 특히, 조화집중하중인 경우에는 강성계수가 1.0 인 지점에서 보의 고유진동수와 가진주파수가 일치

하여 공진방사 현상이 발생하였다.

(2) 보에 기초감쇠가 작용하면 보의 구조 임피던스의 허수부분이 증가하여 음향파위를 감소시킨다.

(3) 보의 축방향에 작용하는 장력은 보에서 방사된 음향파위에 큰 영향을 미치지못하였다.

(4) 보에 가벼운 유체하중인 공기가 작용하고 조화 집중하중이 작용하면 파수 비가 1 부근에서 일치효과가 발생하고 하중이 이동하면 도플러이동효과에 의해 음향파위의 피크가 양분되나 보에 무거운 유체하중인 물이 작용하는 경우에는 일치효과가 발생하지 않는다.

본 연구는 한국타이어제조주식회사 중앙연구소의 지원으로 수행되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. M.I. Mogilevskii, "Sound Radiation from a Plate under the Action of Moving Harmonic Forces," *Sov. Phy. Acoust.*, 27(3), pp.250-251, 1981.
2. M.C. Junger and D. Feit, *Sound, Structure and Their Interactions*, The MIT press, pp.235-278, 1972.
3. R.F. Keltie, "A Note on the Acoustic Radiation from Point-Force Elastic Beams," *J. Sound. Vib.*, 92(2), pp.253-260, 1984.
4. R.F. Keltie and H. Peng, "On the Acoustic Power Radiated by Line Forces on Elastic Beams," *J. Acoust. Soc. Am.*, 77(6), pp.2033-2038, 1985.
5. R.F. Keltie and H. Peng, "Effects of Source Motion and Foundation Stiffness on the Acoustic Radiation from Submerged Structures," *Proceedings NOISE-CON88*, pp.199-204, 1988.
6. K.F. Graff, *Wave Motion in Elastic Solids*, Oxford University Press, pp.170-180, 1975.
7. R.G. White and J.G. Walker, *Noise and Vibration*, John Wiley & Sons, pp.247-249, 1982.
8. F. Fahy, *Sound and Structural Vibration (Radiation, Transmission and Response)*, Academic Press, pp.53-80, 1985.

▲김 병 삼(정회원)

1962년 10월 11일생



1985년 2월 : 전북대학교 정밀기계공학과 졸업(공학사)

1987년 2월 : 전북대학교대학원 기계공학과 졸업(공학석사)

1987년 3월 ~ 현재 : 한국타이어(주) 중앙연구소 기초연구부

1991년 3월 ~ 현재 : 전북대학교대학원 정밀기계공학과 박사과정

▲태 신 호(비회원)

1966년 11월 20일생



1990년 2월 : 전북대학교 정밀기계공학과 졸업(공학사)

1992년 2월 : 전북대학교대학원 정밀기계공학과 졸업(공학석사)

1992년 3월 ~ 현재 : 전북대학교 대학원 정밀기계공학과 박사과정

▲홍 등 표(비회원)

1956년 3월 4일생



1978년 2월 : 한양대학교 정밀기계공학과 졸업(공학사)

1980년 2월 : 한국과학기술원 생산공학과 졸업(공학석사)

1983년 2월 : 한양대학교 기계공학과 졸업(공학박사)

1983년 9월 ~ 현재 : 전북대학교 정밀기계공학과 교수