

## 초음파 감쇠가 원형관의 공명 산란에 미치는 영향

이종포, 최명선, 주영상, 임형택  
한국원자력연구소

**요 약** 재료의 초음파 감쇠가 유체속의 원형관으로부터의 공명 산란 특성에 미치는 영향을 분석하였다. 이를 위하여, 실수 파수 대신에 복소수의 허수부가 초음파 감쇠를 나타내는 복소수 파수(complex wave numbers)를 도입하였다. 유체가 들어있는 원형관에 대해 재료의 감쇠를 고려했을 때, 연속 평면파에 의한 물속에서의 공명 산란 특성을 분석하는 수치 해석 프로그램을 완성하였다. 프로그램의 타당성을 검증하기 위하여 감쇠를 무시한 경우의 수치 해석 결과를 기 보고된 수치 해석 결과와 비교하였다. 알루미늄 및 아크릴 원형관의 감쇠가 이들 원형관의 산란 특성에 미치는 영향을 해석한 결과, 공명피크의 폭이 좁고 예리할수록, 또한  $k_1 a$ 가 클수록 감쇠의 영향이 뚜렷하였다. 원형관의 공명 산란 특성이 초음파 감쇠에 크게 좌우되었다.

### 1. 서 론

원형관은 전열관, 핵연료 피복관 등 여러가지 용도로 사용되고 있으며, 이들 관으로부터의 누설이나, 방사성 물질의 누출은 내용물의 유실뿐만 아니라 오염등의 심각한 환경문제를 야기시키므로 관에 대한 건전성 확인은 매우 중요하다. 원형관에 대한 품질을 비파괴적으로 평가하기 위해, 음파(acoustic wave)의 산란에 대해 이론적 또는 실험적 연구가 많이 이루어지고 있다. 초기에는 여러가지 형상의 산란체에 대한 연구가 군사적 목적으로 진행되었으며, 후에 비파괴검사 또는 기타 목적으로 산란문제가 연구되기에 이르렀다.

Faran<sup>1)</sup>은 유체속의 무한히 길고(infinite), 탄성(elastic)인 환봉(solid cylinder)으로부터의 평면음파 산란에 대한 해를 구하였으며, Doolittle and Uberall<sup>2)</sup>은 유체가 들어 있는 원형관이 또다른 유체속에서 연속 평면음파에 의한 산란음장(scattered field)의 일반해를 구하였다. 탄성 원형관에 대한 산란 음압

을 구하는 방법은 여러가지가 있다. 가장 많이 사용되는 방법은 Rayleigh normal mode series에 대한 합을 구하는 것이며, 얻어진 결과를 해석하기 위해 Watson-Sommerfeld Transformation(WST)<sup>3)</sup>을 종종 적용하기도 한다.

이는 복소수 평면에서 이루어지며, 공명영역에서는 해석에 많은 어려움이 존재한다. 따라서, 핵물리학 분야에서 잘 알려진 공명산란이론(Resonance Scattering Theory : RST)<sup>4,5)</sup>의 도입으로 인하여, 원주파를 쉽게 해석할 수 있었으며, 또한 산란 음압을 background term과 공명피크(resonance peak)로 분리할 수 있게 되었다.

WST 또는 RST를 이용하여, 원형관에 대한 산란 문제가 연구되었으나, 재료의 감쇠를 무시하고 해석되었으며, 이는 문제를 단순화 시킴으로써 해석이 간편하게 되기 때문이다. 그러나, 대부분의 재료는 다소간의 차이는 있지만, 초음파 감쇠가 존재하며 고체의 감쇠계수(attenuation coefficient)는 입사파의 주파수에 의존한다. 초음파 감쇠를 고려했을 때의

산란파의 진폭 및 공명피크는 이를 고려하지 않았을 때의 그것과는 다를 것으로 추정된다.

본 논문에서는 재료의 초음파 감쇠가 원형관의 후방산란 음압과 공명산란에 미치는 영향을 알기 위해, 복소수 부분(imaginary part)이 초음파 감쇠 계수인 복소수 파수를 도입하여 산란문제를 해석하였다. 컴퓨터 해석 프로그램을 완성하였으며, 프로그램의 타당성을 검증하기 위해 알루미늄에 대해 복소수 파수의 허수부를 0으로 놓고 계산한 결과를 기존의 Gaunard and Werby<sup>6)</sup>의 결과와 비교하였다. 또한 초음파 감쇠를 고려한 알루미늄과 아크릴 원형관으로 부터의 산란문제를 해석한 결과, 감쇠가 공명산란에 크게 좌우됨을 알 수 있었다.

2. 이 론

2.1. 문제의 구성

외경이 2a 이고, 내경이 2b 인 원형관의 축을 원통좌표계(r, θ, z)의 z 축과 일치되게 잡고, 원형관의 외측과 내측을 각기 1, 3으로, 원형관 재료를 2로 표시한다. 원형관의 좌표와 각 물성치에 대한 표시는 Fig. 1과 같다.

유체의 밀도와 속도는 각각 ρ<sub>i</sub>(i=1, 3), c<sub>i</sub>(i=1, 3), 이다, 탄성재료인 매질 2의 밀도는 ρ<sub>2</sub>이고, 종파 및 횡파 속도는 각기 c<sub>2</sub>, c<sub>t</sub>, 파수는 k<sub>1</sub>=ω/c<sub>1</sub>(i=l, t) 이다. 균일(homogenous)하고 등방성(isotropic)이며 탄성(elastic)인 재료(여기서는 shell) 내를 전파하는 파의 파동방정식은 운동방정식, 응력-변형을 관계식, 변형을-변위 관계식으로부터 다음의 두 파동방정식이 얻어진다.

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \dots\dots\dots (1)$$

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \dots\dots\dots (2)$$

여기서,  $c_l^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_2}$ ,  $c_t^2 = \frac{\mu}{\rho_2}$ ,  $\dots\dots\dots (3)$

μ 및 λ는 상수이며, φ 및 ψ는 스칼라 및 벡터 포텐셜을 나타낸다.

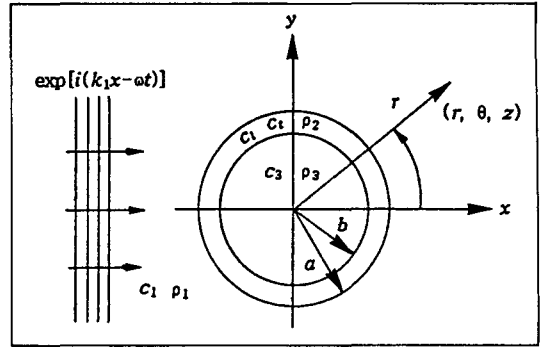


Fig. 1. The geometry of sound scattering from an infinite cylindrical shell

(1) 및 (2) 식에서 시간관계항, e<sup>-iωt</sup>을 고려하면, (1)식 및 (2)식으로 부터 Helmholtz 방정식이 얻어진다.

$$(\nabla^2 + k_1^2) \phi = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$(\nabla^2 + k_t^2) \psi = 0 \dots\dots\dots (4)$$

여기서,  $k_l = \frac{\omega}{c_l}$ ,  $k_t = \frac{\omega}{c_t}$   $\dots\dots\dots (5a, 5b)$

2.2. 입사파 및 산란파의 음장(Incident and scattered fields)

각속도가 ω 인 평면파가 -x 축에서 입사할 때, 입사파의 압력 P<sub>i</sub>가 식(6)과 같이 주어지면, 산란음압은 (7) 식과 같이, 매질 1(관 외측)에서의 총음압, P<sub>1</sub>은 (8)식과 같이 나타낼 수 있다.

$$P_i = P_0 e^{-i(k_1 x - \omega t)} = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n J_n(k_1 r) \cos(n\theta) \dots (6)$$

$$P_{sc} = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} b_n \epsilon_n i^n H_n^{(1)}(k_1 r) \cos(n\theta) \dots\dots\dots (7)$$

$$P_1 = P_i + P_{sc} = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n [J_n(k_1 r) + b_n H_n^{(1)}(k_1 r)] \cos(n\theta) \dots\dots\dots (8)$$

여기서 ε<sub>n</sub>=2-δ<sub>n0</sub>ε<sub>n</sub>은 Neumann factor, δ<sub>n0</sub>은 Kronecker delta, J<sub>n</sub>은 Bessel 함수이며, H<sub>n</sub><sup>(1)</sup>은 제1종 Henkel 함수이며, b<sub>n</sub>은 상수이다.

Helmholtz 방정식 (3) 및 (4)를 만족시키는 매질

2에서의 포텐셜(potential)은 각기 (9)식과 (10)식으로 주어진다. 또한, 매질 3인 유체에서의 음압,  $P_3$ 는 식(11)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi_2(r, \theta, t) = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [g_n J_n(k_3 r) + h_n Y_n(k_3 r)] \cos(n\theta) \dots\dots\dots (9)$$

$$\psi_{22}(r, \theta, t) = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [l_n J_n(k_3 r) + m_n Y_n(k_3 r)] \sin(n\theta) \dots\dots\dots (10)$$

$$P_3 = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n q_n J_n(k_3 r) \cos(n\theta) \dots\dots\dots (11)$$

여기서  $g_n, h_n, l_n, m_n,$  및  $q_n$ 은 상수,  $Y_n$ 은 Neumann 함수,  $k_3 = \omega/c_3$ 이다.

서  $B_n$ 은 (12a) 식과 같고  $D_n$ 은 (12b)식과 같이  $D$ 의  $6 \times 6$  행렬식이다.  $D$ 와  $E_n$ 의 elements는 부록 A에 수록하였다.

2.4. 산란진폭 및 Background

방정식 (7)의 산란진폭에 대한 원거리음장(Far-field value)은 그 계수를 결정하고, Henkel 함수에 대해 asymptotic form을 적용함으로써 (13)식과 같이 표현할 수 있다.

$$P_\infty(r, \theta, t) \approx P_0 \left[ \frac{a}{2r} \right]^{1/2} \exp(i[k_1 r - \omega t]) f_\infty(\theta, x_1) \dots\dots\dots (13)$$

여기서  $H_n^{(1)}(k_1 r) \approx \left[ \frac{2}{\pi i k_1 r} \right]^{1/2} \exp(ik_1 r), x_1 = k_1 a$  ..... (14)

Table 1. Boundary conditions and coefficients

| Coefficients                                   | $b_n$    | $g_n$    | $h_n$    | $l_n$    | $m_n$    | $q_n$    |
|--|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\tau_{rr}^{(2)} \mid_{r=a} = -P_l \mid_{r=a}$ | $d_{11}$ | $d_{12}$ | $d_{13}$ | $d_{14}$ | $d_{15}$ | 0        |
| $u_r^{(1)} \mid_{r=a} = u_r^{(2)} \mid_{r=a}$  | $d_{21}$ | $d_{22}$ | $d_{23}$ | $d_{24}$ | $d_{25}$ | 0        |
| $\tau_{r\theta}^{(2)} \mid_{r=a} = 0$          | 0        | $d_{32}$ | $d_{33}$ | $d_{34}$ | $d_{35}$ | 0        |
| $\tau_{rr}^{(2)} \mid_{r=b} = -P_3 \mid_{r=b}$ | 0        | $d_{42}$ | $d_{43}$ | $d_{44}$ | $d_{45}$ | $d_{46}$ |
| $u_r^{(2)} \mid_{r=b} = u_r^{(3)} \mid_{r=b}$  | 0        | $d_{52}$ | $d_{53}$ | $d_{54}$ | $d_{55}$ | $d_{56}$ |
| $\tau_{r\theta}^{(2)} \mid_{r=b} = 0$          | 0        | $d_{62}$ | $d_{63}$ | $d_{64}$ | $d_{65}$ | 0        |

$$B_n = \begin{pmatrix} e_1 & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & 0 \\ e_2 & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & 0 \\ 0 & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & 0 \\ 0 & d_{42} & d_{43} & d_{44} & d_{45} & d_{46} \\ 0 & d_{52} & d_{53} & d_{54} & d_{55} & d_{56} \\ 0 & d_{62} & d_{63} & d_{64} & d_{65} & 0 \end{pmatrix}$$

$$D_n = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & 0 \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & 0 \\ 0 & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & 0 \\ 0 & d_{42} & d_{43} & d_{44} & d_{45} & d_{46} \\ 0 & d_{52} & d_{53} & d_{54} & d_{55} & d_{56} \\ 0 & d_{62} & d_{63} & d_{64} & d_{65} & 0 \end{pmatrix} \dots\dots(12a, 12b)$$

2.3. 경계조건 및 해(Boundary conditions and solutions)

6 개의 상수  $b_n, g_n, h_n, l_n, m_n,$  및  $q_n$ 은 6개의 경계조건에서 구해지며, 각 경계조건 및 계수는 Table 1과 같다. 계수는 선형방정식,  $DX_n = E_n$ 에서 구해진다.  $X_n$ 과  $E_n$ 은 열벡터이고,  $D$ 는  $6 \times 6$  행렬이다.  $X_n$ 과  $E_n$ 은  $X_n = (b_n, g_n, h_n, l_n, m_n, q_n)^T$ 이고,  $E_n = (e_1, e_2, 0, 0, 0, 0)$ 이다.  $X_n$ 은 Cramer's rule에 따라 각 성분을 구할 수 있다.  $b_n$ 을 구해보면,  $b_n = B_n/D_n$ 이다. 여기

$$f_\infty(\theta, x_1) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\theta) = \left[ \frac{2}{\sqrt{\pi i x_1}} \right] \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \frac{B_n}{D_n} \cos(n\theta) \dots\dots\dots (15)$$

Gaunard와 Werby<sup>6)</sup>는 원형관으로 부터의 산란음압은 공명피크와 smooth background로 구성됨을 보였으며, 특히 공명피크는 원형관의 형태(두께, 외경, 내경)에 적합한 rigid, soft, 혹은 intermediate background를 뺀으로써 분명하게 볼 수 있었다. 표면에 서 변위가 없어야 하는 rigid cylinder와 표면에서 음

압이 없어야 하는 soft cylinder의 경우, 식(7)에서의  $b_n$ 은 각각 다음과 같다.

$$b_n^{(r)} = \frac{|e_2|}{|d_{21}|} = - \frac{J_n'(x_1)}{H_n^{(1)'}(x_1)} \dots\dots\dots (16)$$

$$b_n^{(s)} = \frac{|e_1|}{|d_{11}|} = - \frac{J_n(x_1)}{H_n^{(1)}(x_1)} \dots\dots\dots (17)$$

위첨자 (s)와 (r)는 soft background와 rigid background를 나타낸다. Partial wave에 대한 background를 뺀후의 값은 (18), (19)식과 같다.

$$|f_n(\theta, x_1) - f_n^{(r)}(\theta, x_1)| = \left| \frac{2}{\sqrt{\pi i x_1}} (b_n - b_n^{(r)}) \varepsilon_n \cos(n\theta) \right| \dots\dots (18)$$

$$|f_n(\theta, x_1) - f_n^{(s)}(\theta, x_1)| = \left| \frac{2}{\sqrt{\pi i x_1}} (b_n - b_n^{(s)}) \varepsilon_n \cos(n\theta) \right| \dots\dots (19)$$

2.5. 초음파 감쇠 및 복소수 파수(Complex wave numbers)

대부분의 고체 재료는 초음파 감쇠를 갖고 있으며, 감쇠의 영향은 복소수 파수를 도입함으로써 평가할 수 있다. 식 (5a, 5b), 식의 실수 파수를 식 (20a, 20b)에서와 같이 복소수 파수로 확장하면, 감쇠가 없을 경우, 허수부가 0으로 됨으로써 일반적인 경우에 모두 적용될 수 있다.

$$k_t = \frac{\omega}{c_t} + i \alpha_t \text{ and } k_l = \frac{\omega}{c_l} + i \alpha_l \dots\dots\dots (20a, 20b)$$

여기서  $\alpha_t$ 과  $\alpha_l$ 는 종파 및 횡파에 대한 감쇠계수이다.

3. 수치해석 및 토의

3.1. 프로그램 테스트

재료의 감쇠를 고려한 원형관에서의 산란음장과 공명 특성을 해석할 수 있는 프로그램을 완성하였다. 본 프로그램의 타당성과 적절성을 시험하기 위해, 감쇠를 무시한 알루미늄 원형관의 계산결과를 기 발표된 결과와 비교하였다. 본 계산시 사용한 매질의 물성치는 Table 2와 Table 3와 같으며 Table 3에서 f는 주파수를 나타낸다. Fig. 2a)는 식(18)의 후방산란 진폭을 계산한 결과(복소수 파수의 허수부 = 0)이며, Fig. 2b)는 Gaunard와 Werby<sup>6)</sup>의 계산 결과를 나타낸다.

이 두 그림에서 보는 바와 같이, 공명특성은 거의 동일함을 알 수 있다. 단지 차이점은 Fig. 2b)에서 뚜렷하게 나타나지 않는 피크들이 Fig. 2a)에서 보다 선명하게 보임을 알 수 있다. 이는 Fig. 2a)에서 Fig. 2b)에 비해 보다 작은  $\Delta(k_1 \alpha)$  값으로 계산을 하였기 때문이다. 여기서  $k_1 \alpha$ 는 관의 외경에 대한 입사파 파장의 비이다.

Table 2. Material properties of solids<sup>6,7,8,9)</sup>

| Substance | $\rho$<br>(kg m <sup>-3</sup> ) | $c_1$<br>(m s <sup>-1</sup> ) | $c_2$<br>(m s <sup>-1</sup> ) | $\alpha/f$<br>(m <sup>-1</sup> s <sup>2</sup> × 10 <sup>6</sup> ) | $a/f$<br>(m <sup>-1</sup> s <sup>2</sup> × 10 <sup>6</sup> ) |
|-----------|---------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|---|--|
| Aluminium | 2740                            | 6380                          | 3100                          | —   | —  |
| Acryl     | 1200                            | 2640                          | 1270                          | 22  | 45   |

Table 3. Material properties of water and air

| Substance | $\rho$<br>(kg m <sup>-3</sup> ) | $c_1$<br>(m s <sup>-1</sup> ) | $c_3$<br>(m s <sup>-1</sup> ) |
|-----------|---------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| Water     | 1000                            | 1476                          | —                             |
| Air       | 1.2                             | —                             | 344                           |

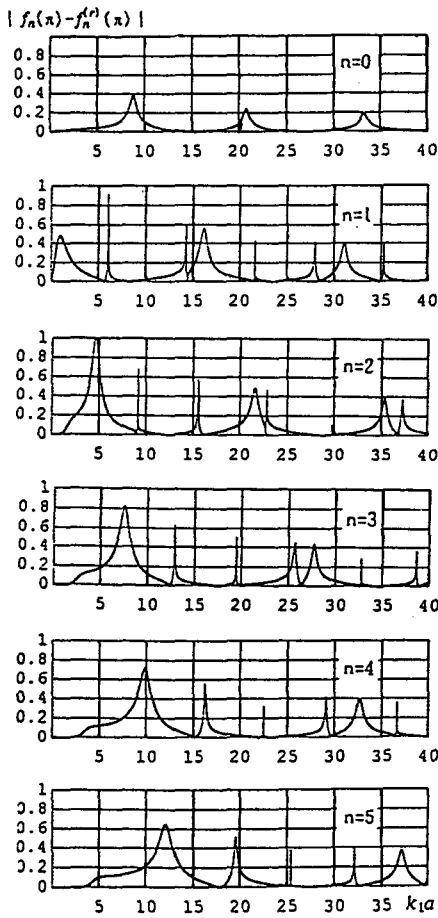
3.2. 초음파 감쇠의 영향

알루미늄은 일반적으로 감쇠가 없는 것으로 간주하고 산란문제가 다루어져 왔다. 그러나, 여기에서는 알루미늄에 대해, 감쇠계수를 3가지 경우로 가정하여 계산하였다. (1) 감쇠를 무시한 경우( $\alpha_r=0, \alpha_t=0$ ). (2) 아주 작은 감쇠의 경우( $\alpha_r=f, \alpha_t=2f$ ), (3) 작은 감쇠의 경우( $\alpha_r=2.5f, \alpha_t=5f$ ). 3가지에 대한 결과는 Fig. 3과 같다. Rigid background를 뺀 후방산란 압력은  $k_1a$ 가 비교적 작은 영역에서는 감쇠의 영향이 작으나,  $k_1a$ 가 커질수록 그 영향이 커지며, 공명피크의 형태에 따라 크게 좌우되고 있다. 특히, 공

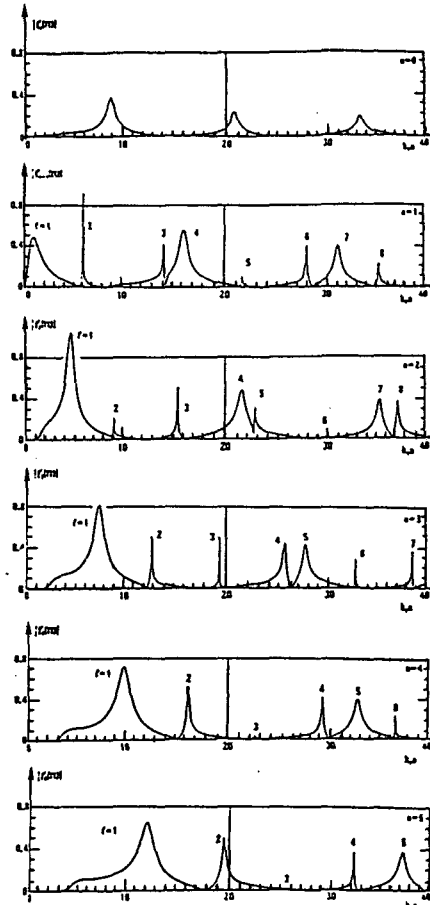
명 피크가 예리하고, 그 폭이 좁을수록 그 영향은 더욱 커짐을 알 수 있다.

이를 자세히 볼 수 있게하기 위해, 작은  $k_1a$  영역 ( $k_1a=12-20$ )과 비교적 큰  $k_1a$  영역 ( $k_1a=26-34$ )에 대해  $k_1a$ 에 따른  $|f_n(\pi, x_i) - f_n^{(r)}(\pi, x_i)|$  값을 Fig. 4에서 보여주고 있다.

초음파 감쇠가 아주 많은 아크릴 원형관( $\alpha_r=22f, \alpha_t=45f$ : Ref 7)에 대해 감쇠의 영향을 보자. Fig. 5는 감쇠를 무시했을 때의  $k_1a$ 에 대한 rigid background를 뺀 후의 산란음압을 표시한 것이다.



a) The authors results  
(attenuation :  $\alpha_r=0, \alpha_t=0$ )



b) Fig. 1 of Ref. 8 by Gaunard and Werby

Fig. 2. First six sets of modal resonances( $n=0, \dots, 5$ ) for a thick( $b/a=0.1$ ) aluminium, air filled, cylindrical shell in water. The index 1 labels the resonances within each mode  $n$

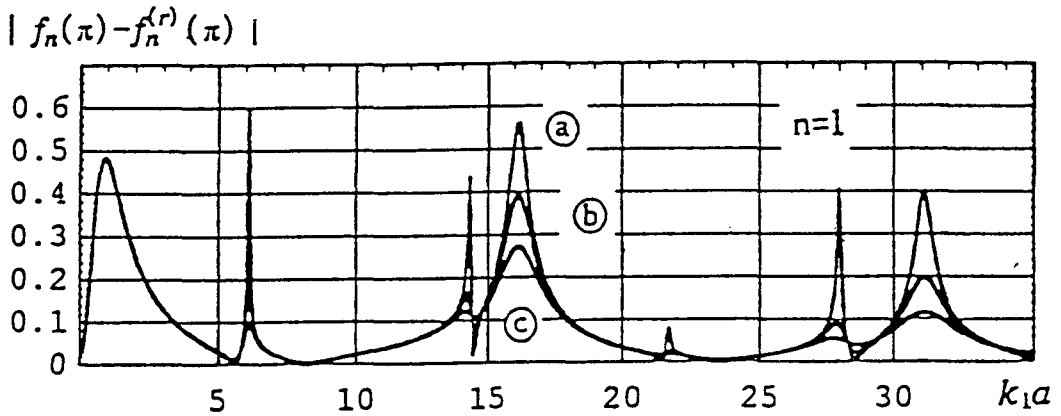


Fig. 3. The effects of material attenuation on resonances( $n=1$ ) for an aluminium, air filled, cylindrical shell ( $b/a=0.1$ ) in water. Three cases ①  $a_i=0, a_r=0$ , ②  $a_i=1 f, a_r=2 f$ , ③  $a_i=2.5 f, a_r=5 f$

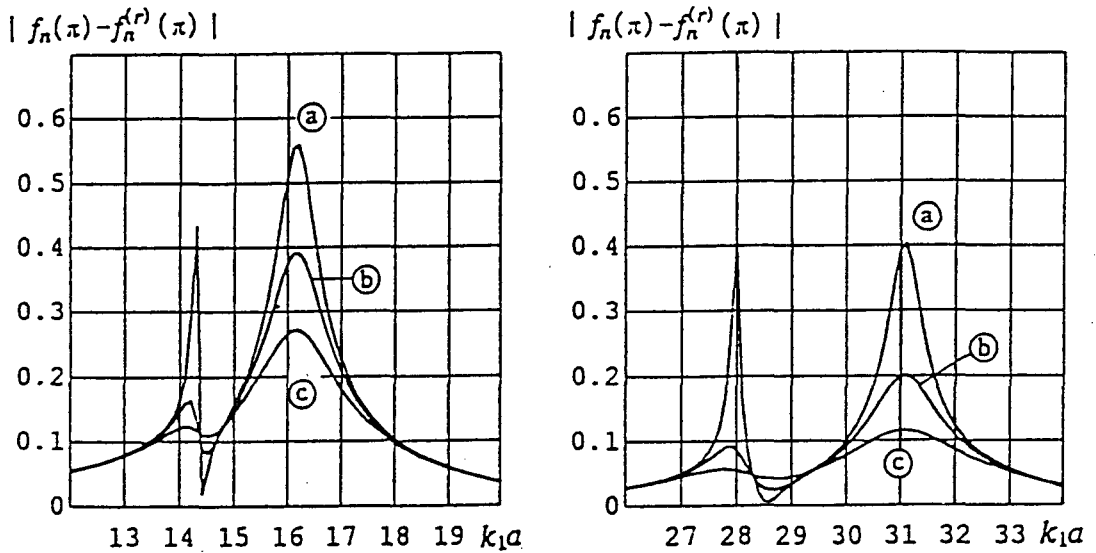


Fig. 4. The effects of material attenuation on the peaks and widths of resonances for aluminium, air-filled, cylindrical shell( $b/a=0.1, n=1$ ): Three cases ①  $a_i=0, a_r=0$ , ②  $a_i=1 f, a_r=2 f$  ③  $a_i=2.5 f, a_r=5 f$

Fig. 6는  $n=1, b/a=0.1$ 인 경우에 대해 (a) ( $\alpha_i=0, \alpha_r=0$ ), (b) ( $\alpha_i=11 f, \alpha_r=22.5 f$ ), (c) ( $\alpha_i=22 f, \alpha_r=45 f$ )인 3가지를 비교한 것으로써, 감쇠가 있는 경우, 대부분의 좁은 공명피크는 거의 사라지고 있으며, 이는 낮은  $k_1\alpha$  영역에서 보다 높은  $k_1\alpha$  에서 더욱 뚜렷하다. Fig 7은  $k_1\alpha=2.2-3.4$  영역에서 위 3가지의 서로 다른 감쇠에 대한 공명피크의 변화 양상을 자세히 보여주고 있다. 초음파 감쇠가 공명산란

의 피크는 그 폭이 넓어지면서 높이가 갑자기 떨어지고 있음을 보여준다. 초음파 감쇠가 공명산란의 피크, 폭 등에 미치는 영향 및 원인 등에 대해서는 추가적 연구가 필요하다고 판단된다.

#### 4. 결론

유체가 들어 있는 원형관이 또다른 유체속에서

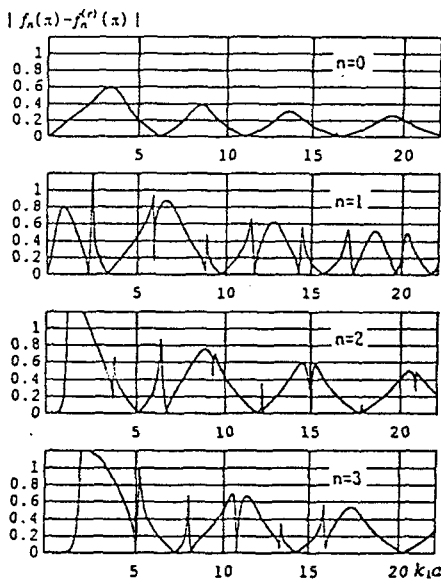


Fig. 5. First four sets of modal resonances ( $n=0, \dots, 3$ ) for a thick ( $b/a=0.1$ ) acryl, air-filled, cylindrical shell in water. (Material attenuation : neglected)

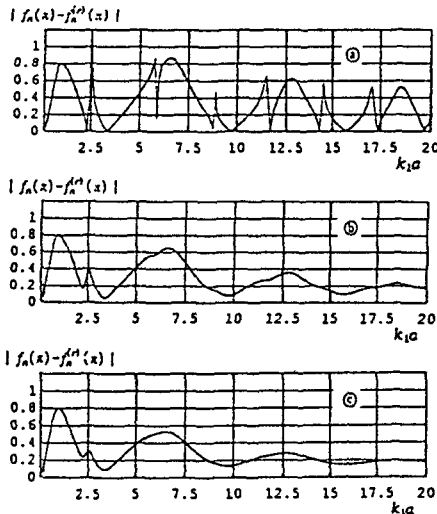


Fig. 6. The effects of material attenuation on resonances ( $n=1$ ) for acryl, air filled, cylindrical shell ( $b/a=0.1$ ) in water. Three cases ①  $a_i=0, a_r=0$ , ②  $a_i=11 f, a_r=22.5 f$ , ③  $a_i=22 f, a_r=45 f$ .

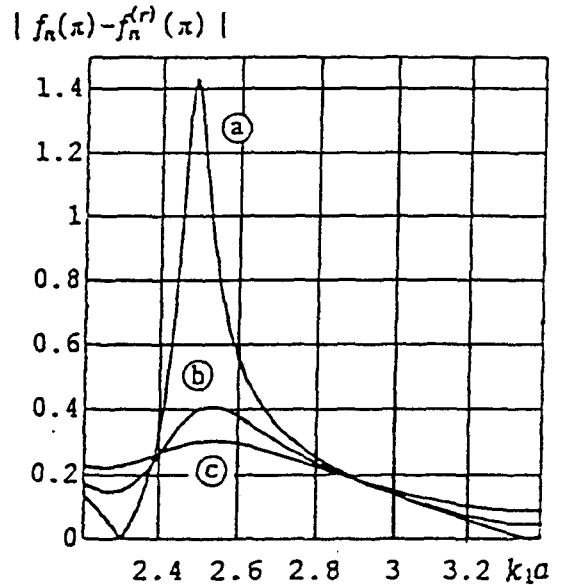


Fig. 7. The effects of material attenuation on the peaks and widths of resonances for acryl, air-filled, cylindrical shell ( $b/a=0.1, n=1$ ): Three cases ①  $a_i=0, a_r=0$ , ②  $a_i=11 f, a_r=22.5 f$ , ③  $a_i=22 f, a_r=45 f$

평면 입사파에 의해 산란을 일으킬 때, 원형관의 초음파 감쇠가 공명산란에 미치는 영향을 조사하였다. 이를 위해 복소수 파수를 도입하였으며, 공명산란특성을 해석하기 위한 프로그램을 완성하였다. 프로그램의 타당성을 검증하기 위해 알루미늄에 대해 복소수 파수의 허수부를 0으로 두고 계산한 결과를 Gaunard와 Werby의 결과와 비교한 바, 두 결과가 잘 일치함을 보여주었다. 알루미늄과 아크릴 원형관에 대해, 서로 다른 감쇠계수를 사용하여, 감쇠가 공명산란에 미치는 영향을 해석한 결과, 감쇠가 커짐에 따라 공명피크가 예리하고 공명피크의 반치폭이 좁을 수록,  $k_1 a$ 가 커질수록 공명피크 높이가 급격히 떨어지고 폭이 넓어지며, 감쇠의 영향이 커짐을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

1) Faran J. J. Jr., Sound Scattering by Solid Cylinders and Spheres, J. Acoust. Soc. Am. 23, 1951,

pp. 405-418.

- 2) R. D. Doolittle and H. Überall, Sound Scattering by Elastic Cylindrical Shells, J. Acoust. Soc. Am. 39(2), 1966, pp. 272-275.
- 3) J. W. Dickey, D. A. Nixon, and J. M. D'Archangelo, Acoustic High-Frequency Scattering by Elastic Cylindrical Shells, J. Acoust. Soc. Am. 74 (1), July 1983, pp. 284-304.
- 4) H. Überall, Modern Problems in Elastic Wave Propagation, in Proc. of the IUTAM Symp. : Northwestern Univ., Evanston IL, Sept 12-15, 1977, edited by J Milkowitz and J D Achenbach, Wiley Interscience, New York, 1978, pp. 239 ; also, G C Gaunaurd, ibid, pp 550.
- 5) G. C. Gaunaurd, The Sonar Cross-Section of a Hollow Coated Cylinder in water, J. Acoust. Soc. Am. 61, 1977, pp. 360-368.
- 6) G. C. Gaunaurd and M. F. Werby, Resonance Response of Submerged, Acoustically Excited Thick and Thin Shells, J. Acoust. Soc. Am. 77 (6), June 1985, pp. 2081-2093.
- 7) Yu-Man Kim, Byung-Ho Lee, and Jeong-Guon Ih, Scattering of Longitudinal Waves by a Cylindrical Cavity in an Attenuating Solid, J. Acoust. Soc. Am. 93(1), Janary 1993, pp. 93-101.
- 8) L. W. Anson and R. C. Chivers, Ultrasonic Scattering from Spherical Shells including Viscous and Thermal Effects, J. Acoust. Soc. Am. 93(4), Pt. 1, April 1993, pp. 1687-1699.
- 9) M. S. Choi, H. C. Kim and M. S. Yang, Propagation Characteristics of Elastic Circumferential Waves in Nuclear Fuel Cladding Tubes, Ultrasonics 30(4), 1992, pp. 213-219.

Appendix A

Nonvanishing elements of matrices  $D$  and  $E_n$ .

Here, simplification is used as follows:

$$k_a = x_i, (i=1, l, t, 3)$$

$$k_b = y_i, (i=1, l, t, 3)$$

$$\begin{aligned} d_{11} &= \frac{\rho_1}{\rho_2} (x_i)^2 H_n^{(1)}(x_i), \\ d_{12} &= -2 x_l J_n'(x_l) + (2n^2 - x_l^2) J_n(x_l), \\ d_{13} &= -2 x_l Y_n'(x_l) + (2n^2 - x_l^2) Y_n(x_l), \\ d_{14} &= 2n [x_l J_n'(x_l) - J_n(x_l)], \\ d_{15} &= 2n [x_l Y_n'(x_l) - Y_n(x_l)] \\ d_{21} &= -x_l H_n^{(1)'}(x_l), \\ d_{22} &= x_l J_n'(x_l), \\ d_{23} &= x_l Y_n'(x_l), \\ d_{24} &= n J_n(x_l), \\ d_{25} &= n Y_n(x_l), \\ d_{32} &= 2n [J_n(x_l) - x_l J_n'(x_l)], \\ d_{33} &= 2n [Y_n(x_l) - x_l Y_n'(x_l)], \\ d_{34} &= 2 x_l J_n'(x_l) + (x_l^2 - 2n^2) J_n(x_l), \\ d_{35} &= 2 x_l Y_n'(x_l) + (x_l^2 - 2n^2) Y_n(x_l), \\ d_{42} &= -2 y_l J_n'(y_l) + (2n^2 - y_l^2) J_n(y_l), \\ d_{43} &= -2 y_l Y_n'(y_l) + (2n^2 - y_l^2) Y_n(y_l) \\ d_{44} &= 2n [y_l J_n'(y_l) - J_n(y_l)], \\ d_{45} &= 2n [y_l Y_n'(y_l) - Y_n(y_l)] \\ d_{46} &= \frac{\rho_3}{\rho_2} (y_l)^2 J_n(y_l), \\ d_{52} &= y_l J_n'(y_l), \\ d_{53} &= y_l Y_n'(y_l), \\ d_{54} &= n J_n(y_l), \\ d_{55} &= n Y_n(y_l), \\ d_{56} &= -y_3 J_n'(y_3), \\ d_{62} &= 2n [J_n(y_l) - y_l J_n'(y_l)], \\ d_{63} &= 2n [Y_n(y_l) - y_l Y_n'(y_l)], \\ d_{64} &= 2 y_l J_n'(y_l) + (y_l^2 - 2n^2) J_n(y_l), \\ d_{65} &= 2 y_l Y_n'(y_l) + (y_l^2 - 2n^2) Y_n(y_l), \end{aligned}$$

$$e_1 = - \frac{\rho_1}{\rho_2} x_l^2 J_n(x_l),$$

$$e_2 = x_l J_n'(x_l).$$



## The Effects of Material Attenuation on Acoustic Resonance Scattering from Cylindrical Tubes

J. P. Lee, M. S. Choi, Y. S. Joo, and H. T. Lim  
Korea Atomic Energy Research Institute

**Abstract** Sound scattering by cylindrical tubes submerged in water is numerically analyzed with material attenuation considered. Complex wave numbers is introduced to see the effects of material attenuation on resonance scattering. Backscattering pressures from the shells immersed in water are calculated for air-filled aluminium and acryl tubes. In order to investigate the resonance characteristics in detail, numerical analysis program has been completed which enables us to evaluate the effects of material attenuation. The testing of the program by comparison with previous results is reported and calculation results are compared and discussed for both aluminium and acryl tubes with material attenuation considered. The resonance peak and width is strongly affected by attenuation and this becomes severe as the peak is sharp and narrow and  $k_1 a$  is high.

---

*(Received : March 28, 1994)*