

< 논문 >

2 차원 경계요소법에 의한 초음파 산란음장의 해석과 응용

정 현 조[†]

(2004년 7월 10일 접수, 2005년 10월 6일 심사완료)

Analysis of Ultrasonic Scattering Fields by 2-D Boundary Element Method and Its Application

Hyunjo Jeong

Key Words : Side-Drilled hole(원주형 기공), Boundary Element Method(경계요소법), Shear Vertical Wave(수직횡파), Far-Field Scattering Amplitude(원거리 산란진폭), Leading Edge Wave(선단파), Creeping Wave(잠행성 파), Measurement Model(측정모델)

Abstract

A two-dimensional boundary element method was used for the scattering analysis of side-drilled hole(SDH). The far-field scattering amplitude was calculated for shear vertical(SV) wave, and their frequency and time-domain results were presented. The time-domain scattering amplitude showed the directly reflected wave from the SDH leading edge as well as the creeping wave. In an immersion, pulse-echo testing, two measurement models were introduced to predict the response from SDHs. The 2-D boundary element scattering amplitude was converted to the 3-D amplitude to be used in the measurement model. The receiver voltage was calculated for SV wave incidence at 45° on the 1 mm diameter SDH, and the result was compared with experiment.

1. 서 론

초음파가 결함과 만날 때 발생하는 산란파는 결함의 특성에 대한 정보를 제공하므로 결함의 산란장(더 구체적으로 표현하면 “원거리 산란 진폭”)을 구하는 일은 대단히 중요하다. 원거리 산란 진폭은 초음파 비파괴 검사 시스템의 수신 응답을 예측하기 위한 측정모델에서 핵심적인 요소이며, 실험적으로 측정된 수신 응답의 이해와 평가에 큰 도움을 줄 수 있다. 구형 및 원주형 결함과 같은 표준 산란체를 제외하고 변수분리법과 같은 해석적 방법으로 산란장에 대한 엄밀해를 구하기는 거의 불가능하며, 여러 가지 근사해법과 수치해법이 사용되고 있다. 근사해법은 “kb” (k는 파수, b는 결함의 크기)의 범위에 따라 나눌 수 있으며, 높은 kb(또는 고주파수) 영역에서 Kirchhoff 근사⁽¹⁾가 있으며, 낮은 kb 영역에서는 Born 근사⁽²⁾가 있다. 그

러나 근사 해법은 결함의 형태가 복잡하거나 입사파의 파장이 결함의 크기와 동일 차수인 중간 kb 범위에서 제한이 있다. 이를 극복하기 위하여 경계요소법⁽³⁾과 같은 수치해법이 많이 사용되고 있다.

산란장 계산의 대표적인 근사법인 Kirchhoff 근사는 고주파수 근사이론으로서 산란체의 표면을 밝은 부분과 어두운 부분으로 나누고 밝은 면의 각 점을 거울과 같이 반사하는 무한 평면 반사체로 가정하며, 어두운 면에서는 전체 음장을 0으로 가정한다. 경계요소법은 경계적분방정식(BIE)을 계산하기 위한 방법으로 폭넓게 응용되고 있다. 경계요소법의 장점은 무한 매질에 대하여 인공적인 경계 영역을 도입할 필요가 없다는 것이며, 유한 요소법과는 달리 결함의 경계만을 고려하므로 문제 해석의 차원이 낮아진다는 것이다.

원주형 기공(side-drilled hole, SDH)은 초음파 탐상 검사 현장에서 탐상 시스템의 민감도를 결정하거나 거리-진폭 보정 곡선을 얻기 위한 표준 반사체로 널리 사용되고 있다.⁽⁴⁾ SDH의 산란장을 구하고 측정 시스템에 대한 이론적인 모델링을 통하여 수신 신호를 예측하는 내용의 연구가 최근에 발표

[†] 회원, 원광대학교 기계자동차공학부
E-mail : hjeong@wonkwang.ac.kr
TEL : (063)850-6690 FAX : (063)850-6691

되었다.^(5,6) SDH 에 대해서는 변수 분리에 의한 엄밀해,⁽⁷⁾ 경계요소법에 의한 수치해,⁽⁸⁾ 그리고 Kirchhoff 근사해⁽⁹⁾를 모두 구할 수 있다.

최근에 Schmerr 와 Sedov⁽⁶⁾는 SDH 에 대한 초음파 수신 신호를 예측할 수 있는 2 가지 측정모형을 제시하고 있다. 이 중 하나는 SDH 의 단면에 걸쳐 입사 속도장의 변화를 고려하는 것이며 다른 하나는 단순화된 모델로서 이 변화를 무시한다. 이러한 측정 모형을 앞에서 언급한 산란모델 및 빔 방사음장 모델과 결합시키면 필요한 초음파 탐상 시스템의 응답을 구할 수 있다.

본 논문에서는 2 차원 경계요소법(BEM)으로 수직횡파(SV wave)에 의한 SDH 의 원거리 산란 진폭을 먼저 구하고 시간영역 신호를 통하여 SDH 의 산란 특성을 고찰한다. 다음으로 SDH 의 초음파 검사시 수신 신호 예측을 위한 2 가지 측정모형을 소개한다. BEM 으로 구한 2 차원 산란진폭이 어떻게 3 차원 측정모델에 사용되는지를 설명하며, 수침, 펄스-에코 시험에서 모드 변환된 45 도 횡파가 SDH 에 입사하고 산란될 때 수신 신호를 예측하고, 실험 결과와 비교한다.

2. 경계요소법

2.1 경계적분방정식

BEM 은 경계적분방정식(BIE)을 계산하기 위한 방법으로 폭넓게 이용되고 있으며, 탄성파의 산란장 계산을 위한 경계적분방정식은 상호정리(reciprocal theorem)⁽¹⁰⁾로부터 유도될 수 있다. 본 논문에서는 주파수 영역에서 해석을 수행하며, 시간영역 파형은 역푸리에 변환을 통하여 얻게 된다.

무한 매질 내의 결합에 의한 산란장 해석을 위하여 먼저 전체 변위장 \bar{u} 를 입사파의 변위 \bar{u}^i 와 결합에 의한 산란 변위 \bar{u}^s 의 합으로 나타낸다:

$$\bar{u} = \bar{u}^i + \bar{u}^s \quad (1)$$

경계적분방정식은 변위 벡터 \bar{u} 와 트랙션 벡터 \bar{t} , 이들의 기본해(무한 매질에서의 Green 함수) \bar{U} , \bar{T} 와 관계되어 다음과 같이 나타낼 수 있다.⁽³⁾

$$\bar{c}(\bar{p})\bar{u}(\bar{p}) = \int_S [\bar{t}(\bar{q})\bar{U}(\bar{p}, \bar{q}) - \bar{u}(\bar{q})\bar{T}(\bar{p}, \bar{q})] dS(\bar{q}) + \bar{u}^i(\bar{p}) \quad (2)$$

여기서 q 는 결합경계 S 상의 점이며, 점 p 가 경계위치에 있을 때 \bar{c} 의 값은 1/2, 경계의 외부에 위치하면 1 이다. 기본해 \bar{U} 와 \bar{T} 는 점 p 와 q 사이의 거리와 주파수에 의존하는 함수이다. 주파수 영역에서 2 차원 동탄성문제의 변위와 트랙션의 기본해는 다음 식으로 주어진다.

$$U_{lk} = \frac{1}{2\pi\rho c_2^2} (\Psi\delta_{lk} - X_{r,l}r_{,k}) \quad (3)$$

$$T_{lk} = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\frac{d\Psi}{dr} - \frac{X}{r} \right) (\delta_{lk} \frac{\partial r}{\partial n} + r_{,k}n_l) - \frac{2X}{r} (n_k r_{,l} - 2r_{,l}r_{,k} \frac{\partial r}{\partial n}) - 2 \frac{dX}{dr} r_{,l}r_{,k} \frac{\partial r}{\partial n} + \left(\frac{c_1^2}{c_2^2} - 2 \right) \left(\frac{d\Psi}{dr} - \frac{dX}{dr} - \frac{X}{r} \right) r_{,l}n_k \right] \quad (4)$$

$$\Psi = K_0 \left(\frac{i\omega r}{c_2} \right) + \frac{c_2}{i\omega r} \left[\left(K_1 \left(\frac{i\omega r}{c_2} \right) - \frac{c_2}{c_1} K_1 \left(\frac{i\omega r}{c_1} \right) \right) \right] \quad (5)$$

$$X = K_2 \left(\frac{i\omega r}{c_2} \right) - \frac{c_2^2}{c_1^2} K_2 \left(\frac{i\omega r}{c_1} \right) \quad (6)$$

여기서 ρ , c_1 , c_2 는 각각 결합 주위 매질의 밀도, 종파 속도, 횡파 속도이며, r 은 두 점 p , q 사이의 거리, ω 는 각주파수를 나타낸다. K_0 , K_1 , K_2 는 각각 0 차, 1 차, 2 차의 수정된 제 2 종 Bessel 함수이다. δ_{lk} 는 Kronecker 델타, $r_{,l} = \partial r / \partial x_l$ 이다. 식 (2)는 주어진 경계조건과 입사장으로부터 결합표면에서의 전체 변위를 구하는데 이용된다.

2.2 대수방정식

경계적분방정식은 결합표면을 N 개의 요소로 나누어 줌으로써 대수방정식으로 나타낼 수 있다. 여기서는 상수요소(constant element)를 사용하며, 이 경우에 변위와 트랙션은 상수가 되므로 적분기호 밖으로 나오게 되고 식 (2)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\bar{c}\bar{u} = \sum_{j=1}^N \left[\int_{s_j} \bar{U} dS \right] \bar{t}^j - \sum_{j=1}^N \left[\int_{s_j} \bar{T} dS \right] \bar{u}^j + \bar{u}^i \quad (7)$$

식 (7)에서 상수요소를 사용하면 기하학적 표면 형상과 변수는 각 요소에 대한 절점 값으로 일정하게 된다. 적분은 4 점 Gauss 적분을 이용하며, 이는 상수요소에 대해서 충분히 정확한 값을 준다.

경계조건과 입사장을 고려하여 식 (7)을 재배열하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\bar{A}\bar{X} = \bar{F} \quad (8)$$

여기서 \bar{A} 는 기하학적 형상, 주파수, 재료 성질에 의존하는 계수행렬이며, \bar{X} 는 경계조건이 주어지면 구해질 변위와 트랙션의 절점 값으로 구성된

다. 우변의 \vec{F} 는 각 절점에서 입사장과 주어진 경계조건에 의한 절점 값을 포함하는 벡터이다.

2.3 경계요소모델링

SDH에 의한 산란장 계산을 위하여 Fig. 1과 같이 무한대의 폭을 갖는 시간조화 평면 횡파(SV)의 입사를 고려한다. 주파수 영역에서 입사파의 크기는 모든 주파수에 대하여 1이다. 파의 입사면이 SDH의 축에 수직이라고 가정하면 2차원 문제로 되고, 경계요소 해석을 위하여 결합의 경계만을 일정한 요소로 나누면 된다. 매질은 종파속도 $c_1 = 5900$ m/s, 횡파속도 $c_2 = 3200$ m/s, 프와송 비 $\nu = 0.29$ 인 등방성 매질을 가정하였다. SDH의 크기는 반지름 $b = 0.5$ mm 이고 사용한 요소의 개수는 128개의 상수 요소이다.

식 (8)에 의한 대수방정식의 해는 주어진 입사파에 대해 경계에서의 전체 변위와 트랙션 값을 제공하므로, 이를 이용하여 매질 내부의 임의 위치 p_0 에서의 산란 변위를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\vec{u}^S = \vec{u} - \vec{u}^I \tag{9}$$

$$\vec{u}^S(\vec{p}_0, \omega) = \sum_{j=1}^N \left[\int_{S_j} \vec{U}(\vec{p}_0, \vec{q}, \omega) dS(\vec{q}) \right] \vec{T}^j(\vec{q}, \omega) - \sum_{j=1}^N \left[\int_{S_j} \vec{T}(\vec{p}_0, \vec{q}, \omega) dS(\vec{q}) \right] \vec{u}^j(\vec{q}, \omega) \tag{10}$$

여기서 p_0 는 매질내부의 임의 위치에서의 점이며, q 는 결합경계에서의 점이다.

2.4 원거리 산란진폭의 계산

원거리 산란진폭(far-field scattering amplitude)을 구하기 위해서는 결합으로부터 충분히 떨어진 매질 내부의 점 p_0 에서 원하는 방향으로의 산란 변위를 계산하면 된다. 여기서는 입사횡파와 반대방향의 산란 변위를 고려하며(펄스-에코 모드), SDH의 중심으로부터 p_0 까지의 거리 $r_s = 20$ mm를 취하였다. 2차원 산란문제에 대한 원거리 산란

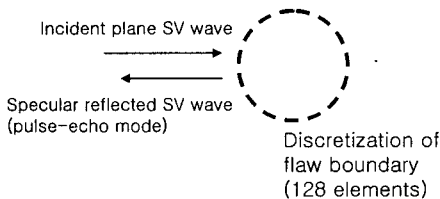


Fig. 1 Incident field modeled by plane time-harmonic displacement and scattering model by boundary element

진폭의 정의로부터 이 경우에 다음 식으로 원거리 산란 진폭을 구할 수 있다.

$$[A^{SV;SV}(\omega)]^{PD} = \frac{\vec{u}^S \cdot \sqrt{r_s} e^{-ik|r_s|}}{|\vec{u}^I|} \tag{11}$$

Fig. 2는 SV 파의 수직입사에 대하여 원거리 산란진폭을 kb 의 함수로 보여 준다 (여기서 k 는 횡파의 파수, b 는 SDH의 반경). Fig. 2에 보인 전체 주파수 범위에 걸쳐 발생하는 진동은 밝은 표면의 선단 산란파(leading edge response)와 SDH의 원주 표면을 따라 전파하는 잠행성 파(creeping wave)의 간섭에 기인한다.

원거리 산란 진폭은 결합에 대한 모든 정보를 지니고 있으므로 초음파 탐상 시스템의 다른 요소를 고려하지 않아도 결합의 초음파 신호 특성을 관찰할 수 있다. 실제 초음파 시험에서는 시간 영역의 펄스 신호가 사용되므로, 임의의 대역폭을 갖는 스펙트럼을 가정하고 이를 주파수 영역의 원거리 산란진폭에 곱한 다음 역푸리에 변환을 통하여 시간영역에서의 산란파 신호를 얻을 수 있다. 여기서는 펄스 형태의 입사파 변위를 다음과 같이 cosine 함수로 가정하였으며, 이 때 f 는 탐촉자의 중심 주파수이다. 여기서는 중심주파수 10 MHz의 펄스를 가정하였으며, 이 경우에 시간영역 신호와 그 주파수 스펙트럼은 Fig. 3과 같다.

$$V(t) = \begin{cases} (1 - \cos(2\pi ft/3)) \cos(2\pi ft), & 0 \leq t \leq 3.0/f \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}$$

Fig. 4는 SV 파 입사시에 원거리 산란진폭을 시간의 함수로 보여준다. Fig. 4에서 큰 진폭으로 먼저 관찰되는 파가 SDH의 표면에서 직접 산란된 표면 선단파이고, 뒤이어 관찰되는 작은 진폭의 파가 SDH의 원주 표면을 따라 전파되어 산란된 잠행성 파이다. 이 잠행성 파의 존재는 시간 영역에서 더 분명하게 관찰된다.

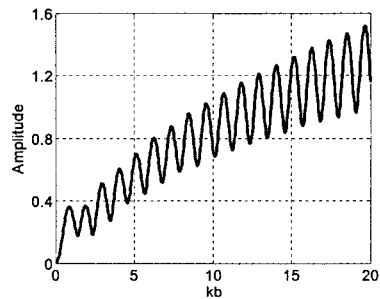


Fig. 2 Frequency domain far-field scattering amplitude calculated as a function of kb

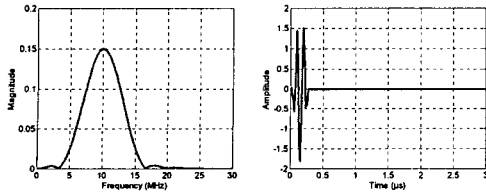


Fig. 3 A band-limited spectrum of 10 MHz center frequency and its time domain signal

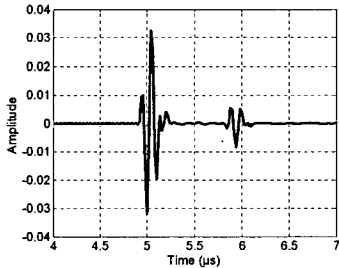


Fig. 4 Time domain far-field scattering amplitude obtained by the boundary element method

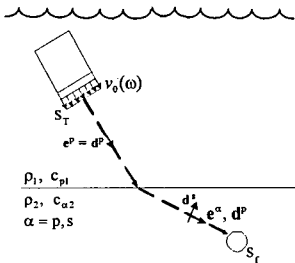


Fig. 5 Pulse-echo immersion set-up to predict the response from SDH at an oblique incidence

3. 측정모델

Fig. 5 는 수침, 경사 입사 시험을 나타낸다. 종파 탐촉자에서 경사지게 나온 빔은 물-고체 경계에서 횡파로 굴절하여 SDH 에 수직으로 입사하여 횡파로 산란된 후 (펄스-에코 모드) 동일한 탐촉자에 의해 수신된다. 빔의 입사면은 SDH 의 축에 수직이라고 가정한다. 주파수 영역에서 수신 신호 V_R 을 두 가지 문제 a 와 b 에서 산란체 표면의 속도와 응력으로 표시하기 위하여 전기-기계 상호관계를 이용한다. 문제 a 는 산란체가 존재할 때 탐촉자의 방사이고, 문제 b 는 산란체가 없는 경우이다.⁽¹⁰⁾

$$V_R(\omega) = \frac{\beta(\omega)}{2\rho_1 c_{p1} v_0^2 S_T S_f} \int (\tau_{ij}^{(a)} v_j^{(b)} - \tau_{ij}^{(b)} v_j^{(a)}) n_i dS \quad (12)$$

여기서 $\tau_{ij}^{(m)}, v_j^{(m)}$ 은 $m = a, b$ 에서의 응력과 속도장, S_T 는 탐촉자의 면적, S_f 산란체의 표면, n_i 는 산란체 표면의 법선 성분, ρ_1 과 c_{p1} 은 물의 밀도와 속도, v_0 는 피스톤 소스로 가정한 탐촉자 표면에서의 속도이다. $\beta(\omega)$ 는 시스템 효율인자로서 펄스/리시버, 케이블, 탐촉자에서 발생하는 전기-기계, 기계-전기 변환 과정을 고려하기 위함이다.⁽¹⁰⁾

문제 b 에서 입사파를 준평면파의 형태로 가정하면 속도장을 $v_j^{(b)} = v_0^{(b)} \hat{V}^\alpha d_j^{(b);\alpha} \exp(ik_{\alpha 2} e^{(b);\alpha} \cdot x)$ 로 표시할 수 있다. 문제 a 에서 산란체에서의 총 속도장은 정규화 속도 $\hat{v}_j^{(\alpha)}$ 의 향으로 표시할 수 있고 여기서 $v_j^{(a)} = u_0^{(a)} \hat{V}^\alpha \hat{v}_j^{(a)}$, $-i\omega u_0^{(a)} = v_0^{(a)}$ 이다. 이러한 가정하에서 수신 신호를 다음과 같이 쓸 수 있다.⁽⁶⁾

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} r^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \times \int \int_C (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 G^\alpha \exp(ik_{\alpha 2} e^\alpha \cdot x) dS(x) \quad (13)$$

여기서 $e^{(b);\alpha}$ 와 $d^{(b);\alpha}$ 는 고체에서 입사파 $\alpha = P$, 또는 SV 의 전파방향과 분극을 나타내는 단위벡터, ρ_2 는 고체의 밀도, $c_{\alpha 2}$ 는 고체에서의 P 또는 SV 파의 속도, $k_{\alpha 2} = \omega/c_{\alpha 2}$ 는 상응하는 파수이다. \hat{V}^α 는 빔 전파와 회절 효과를 설명하는 정규화된 속도 진폭이다. 여기서는 펄스-에코 모드를 다루므로 문제 a, b 를 나타내는 상첨자를 무시할 수 있다.

여기서 G^α 는 다음 식으로 주어진다.

$$G^\alpha = \frac{1}{4\pi\rho_2 c_{\alpha 2}^2} \left[\hat{t}_{ij} d_j^\alpha n_i + \frac{C_{ijkl}}{c_{\alpha 2}} d_k^\alpha e_l^\alpha \hat{v}_j n_i \right] \quad (14)$$

정규화된 입사파의 진폭은 주파수뿐만 아니라 회절효과 때문에 고체에서의 위치에도 좌우된다. 즉 $\hat{V}^\alpha(\omega) = \hat{V}^\alpha(\omega, x, y, z)$. 식 (13)은 측정모델의 일반식으로서 다음에 설명할 두 가지 형태의 측정모델의 기초가 된다.

Kirchhoff 근사법에서는 결함 표면을 밝은 부분과 어두운 부분으로 나누고, 어두운 부분에서는 속도와 응력을 0 으로 가정한다. Kirchhoff 근사를 사용하면 G^α 는 다음 식으로 주어진다.⁽⁹⁾

$$G^\alpha = -\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} (e_i^\alpha \cdot n) \exp(ik_{\alpha 2} (e_i^\alpha \cdot x)) \quad (15)$$

입사 평면이 SDH의 축에 수직이라고 가정하므로 식 (12)의 산란장(G^α)은 z 축에 무관하다(Fig. 6 참조). 따라서 수신 신호를 다음 식으로 쓸 수 있다.

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} r^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \times \left[-\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} \int_{C_{lit}} (\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n}) \exp[2ik_{\alpha 2}(\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x})] \left(\int_{length} (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 dz \right) dC(\mathbf{x}) \right] \quad (16)$$

여기서 C_{lit} 은 SDH 표면의 밝은 부분에 걸친 선적분이고 $\hat{V}^\alpha(\omega) = \hat{V}^\alpha(\omega, x, y, z)$ 는 입사 빔이 닿는 SDH의 길이방향으로 적분된다. 이 모델은 SDH의 단면에 걸쳐 입사파에 의한 속도 진폭의 변화를 고려하므로 크기가 큰 SDH의 신호를 예측하는데 적합하다.

SDH의 단면적이 작아 C_{lit} 에 걸쳐 입사파에 의한 속도 진폭의 변화를 무시할 수 있는 경우 ($\hat{V}^\alpha(\omega) = \hat{V}^\alpha(\omega, 0, 0, z)$)에 \hat{V}^α 는 선적분 기호 밖으로 나올 수 있다.

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} r^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \left[\int_{length} (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 dz \right] \times \left[-\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} \int_{C_{lit}} (\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n}) \exp[2ik_{\alpha 2}(\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x})] dC(\mathbf{x}) \right] \quad (17)$$

위 식에서 마지막 항은 Kirchhoff 근사에 기초한 2차원 원거리 산란진폭이다.⁽⁹⁾ 2차원과 3차원 산란진폭의 차이는 입사빔의 접촉 길이 L에 있으므로, 3차원 원거리 산란진폭의 항으로 수신 신호를 표시하면 다음 식을 얻는다.

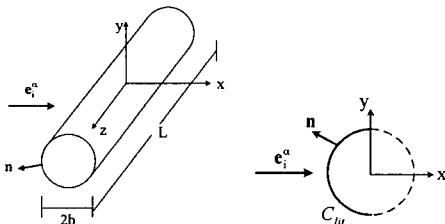


Fig. 6 (a) Geometry of the SDH: the plane of incidence is perpendicular to the axis of the SDH; (b) Surface C_{lit} where \mathbf{n} is the normal pointing out on the SDH surface

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} r^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \times \left[\frac{1}{L} \int_{length} (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 dz \right] [A^{\alpha;\alpha}(\omega)]^{3D} \quad (18)$$

4. 모델링 결과 및 실험과 비교

앞에서 경계요소법으로 구한 2차원 원거리 산란 진폭을 측정모델에서 사용하기 위해서는 3차원 산란진폭으로 바꾸어 주어야 한다. 3차원과 2차원 원거리 산란진폭을 적분 식으로 표현하면 각각 다음과 같다.⁽¹⁰⁾

$$[A^{\alpha;\alpha}(\omega)]^{3D} = \frac{1}{4\pi\rho_2 c_{\alpha 2}^2} \int_{S_r} [\hat{t}_{ij} d_j^\alpha n_i + \frac{C_{ijkl}}{c_{\alpha 2}} d_k^\alpha e_l^\alpha \hat{v}_j n_i] \times \exp(ik_{\alpha 2} \mathbf{e}^\alpha \cdot \mathbf{x}) dS(\mathbf{x})$$

$$[A^{\alpha;\alpha}(\omega)]^{2D} = \left(\frac{i}{8\pi k} \right)^{1/2} \frac{1}{\rho_2 c_{\alpha 2}^2} \int_C [\hat{t}_{ij} d_j^\alpha n_i + \frac{C_{ijkl}}{c_{\alpha 2}} d_k^\alpha e_l^\alpha \hat{v}_j n_i] \times \exp(ik_{\alpha 2} \mathbf{e}^\alpha \cdot \mathbf{x}) dS(\mathbf{x})$$

위 식에서 3차원과 2차원 원거리 산란 진폭의 차이는 자유 공간에서 Green 함수의 차이에 기인하며, 두 진폭 사이의 관계는 다음과 같이 얻어진다.

$$[A^{\alpha;\alpha}(\omega)]^{3D} = L \left(\frac{k}{2\pi i} \right)^{1/2} [A^{\alpha;\alpha}(\omega)]^{2D} \quad (19)$$

앞에서 SDH 단면의 크기가 큰 경우와 작은 경우에 각각 더 적합한 두 가지 측정모델(식 (16)과 (18))을 소개하였다. 다양한 크기의 SDH에 대하여 수신 신호를 계산해 보면 두 식의 차이는 거의 없으므로, 여기서는 단면의 변화에 따른 입사파의 속도 변화를 무시하는 식 (18)을 사용하여 수신 신호를 계산하였다.

SDH의 수신신호를 예측하기 위해 측정모델[식 (18)]을 물-알루미늄 경계에 대해 적용하였으며, 사용한 재료상수는 다음과 같다: 물의 밀도 $\rho_1 = 1.0 \text{ g/cm}^3$, 고체의 밀도 $\rho_2 = 2.71 \text{ g/cm}^3$, 물의 종파속도 $c_{p1} = 1470 \text{ m/s}$, 알루미늄의 종파속도 $c_{p2} = 5900 \text{ m/s}$, 알루미늄의 횡파속도 $c_{s2} = 3200 \text{ m/s}$. 탐촉자는 중심주파수 10 MHz, 직경 6.35 mm의 평면형이다. 시스템 효율인자는 문헌 [4]의 방법을 사용하여 실험적으로 구하였고, 정규화된 속도 진폭 $\hat{V}^\alpha(\omega)$ 는 다중 가우시안 빔 모델⁽¹¹⁾을 이용하여 구하였다.

Fig. 7(a), (b)는 물-고체 경계면에서 모드변환된 수직횡파(SV)가 45°로 지름 1 mm의 SDH에 입사

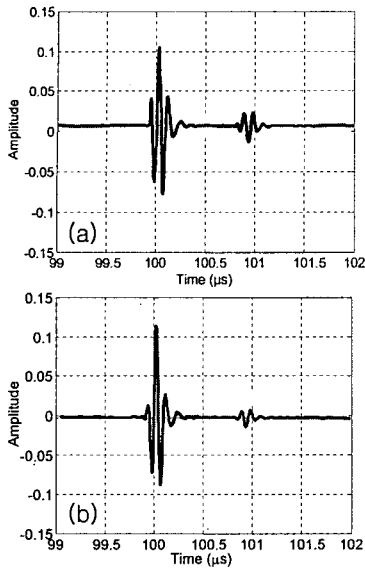


Fig. 7 Comparison of measurement model predictions based on (a) BEM and (b) experimental results

할 때 측정모델을 이용하여 예측한 시간 영역 신호를 보여준다. 측정모델과 실험은 모두 잠행성 파의 존재를 잘 나타낸다. SDH의 표면에서 직접 산란된 선단파의 경우 측정모델에 의한 예측 신호는 실험값보다 약간 작은 피크-피크 진폭을 제공하나, 실험에서 관찰된 전체적인 파형 특성을 잘 나타내고 있다. 잠행성 파의 경우 측정모델이 실험보다 약간 큰 값을 예측하나, 파의 도달시간은 아주 잘 일치한다.

5. 결론

2 차원 경계요소법으로 수직 횡파의 SDH 입사에 의한 원거리 산란진폭을 주파수 영역과 시간영역에서 구하고 그 특성을 관찰하였다. 시간영역의 신호를 통하여 SDH의 표면에서 직접 산란된 선단파와 SDH의 원주를 따라 전파하여 산란되는 잠행성 파를 분명하게 관찰할 수 있었다. 수침, 펄스-에코 시험법에서 SDH의 수신 신호 응답을 예측할 수 있는 두 가지 측정모델을 소개하였고, 수직 횡파가 45°로 입사할 때 지름 1 mm SDH의 수신신호를 계산하였으며, 경계요소법에 의한 원거리 산란진폭을 사용한 측정모델은 실험에서 관찰

된 파형의 크기, 도달시간과 특성을 전반적으로 잘 나타내었다.

참고문헌

- (1) Achenbach, J. D., Gutesen, A. K. and McMaken, H., 1982, *Ray Methods for Waves in Elastic Solids*, Pitman Publishing, Boston.
- (2) Gubernatis, J. E., Domany, E., Krumhansl, J. A. and Huberman, M., 1977, "The Born Approximation in the Theory of the Scattering of Elastic Waves by Flaws," *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, pp. 2812~2818.
- (3) Schafbuch, P. J., Thompson, R. B. and Rizzo, F. J., 1990, "Application of the Boundary Element Method to Elastic Wave Scattering by Irregular Defects," *Journal of Nondestructive Evaluation*, Vol. 9, pp. 113~127.
- (4) Kim, H.-J., Schmerr, L. W., Song, S.-J. and Sedov, A., 2003, "Transferring Distance-Amplitude Correction Curves - A Model-Based Approach," *Journal of the Korean Society for Nondestructive Testing*, Vol. 23, No. 6, pp. 605~615.
- (5) Boström, A. and Bövik, P., 2003, "Ultrasonic Scattering by a Side-Drilled Hole," *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 40, pp. 3493~3505.
- (6) Schmerr, L. W. and Sedov, A., 2003, "Modeling Ultrasonic Problems for the 2002 Benchmark Session," *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 22, ed. By D. O. Thompson and D. E. Chimenti, pp. 1776~1783.
- (7) A. Sedov, 2002, "Scattering Analysis of Harmonic Compressional/Shear Waves by a Cylindrical Cavity," personal communication.
- (8) Jeong, H., Kim, J.-H. and Park, M.-C., 2002, "Application of Boundary Element Method to the Analysis of Ultrasonic Scattering by Flaws," *Trans. of KSME (A)*, Vol. 26, No. 11, pp. 2457~2465.
- (9) Kim, H.-J., Schmerr, L. W. Jr., 2004, "Murement Models for Predicting the Ultrasonic Response from Side-Drilled Holes," *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 23, pp. 95~102.
- (10) Schmerr, L. W., 1998, *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation: A Modeling Approach*, Plenum Press, NY.
- (11) Schmerr, L. W., 2000, "A multi-Gaussian Beam Ultrasonic Beam Model for High Performance Simulations on a Personal Computer," *Materials Evaluation*, Vol. 58, pp. 882~888.