

원주형 기공에 대한 초음파 산란 해석 Analysis of Ultrasonic Scattering from Side-drilled Holes

정현조*[†], 박문철**

Hyunjo Jeong*[†] and Moon-Cheol Park**

초 록 원주형 기공(SDH: side-drilled hole)의 초음파 산란장 해석을 두 가지 방법으로 수행하였다. 근사해석법인 Kirchhoff 근사법과 변수분리에 의한 엄밀해법으로 구한 원거리 산란진폭 식을 제시하고 시간영역에서 그 결과를 서로 비교하였다. 수직회파(SV)의 SDH 입사를 고려하였으며, 원거리 산란 진폭을 주파수와 시간영역에서 각각 구하였다. 엄밀해법은 직접 산란파뿐만 아니라 잠행성 파를 나타내었으며, Kirchhoff 근사법은 잠행성 파를 예측하지 못하는 것을 제외하고 엄밀해의 결과와 잘 일치하였다. 수침, 펄스-에코 시험법에서 SDH의 수신 신호 응답을 예측할 수 있는 두 가지 측정모형을 소개하였고, 수침 회파가 45도로 입사할 때 지름 1 mm SDH의 수신신호를 계산하고 그 결과를 실험과 비교하였다.

주요용어: 원주형 기공, Kirchhoff 근사, 변수분리, 원거리 산란진폭, 잠행성 파, 측정모형

Abstract Two different methods were used for the scattering analysis of side-drilled holes(SDH). The scattering models include an explicit model based on the Kirchhoff approximation and the solution of the exact separation of variables. The far-field scattering amplitude was calculated and their time-domain results were compared for the case of shear vertical wave. The exact solution predicts the existence of the creeping wave. The Kirchhoff approximation agreed to the exact solution, except the case of the creeping wave. Two measurement models were introduced to predict the response from the SDHs for the case of immersion, pulse-echo testing. The received voltage was calculated for the case of the shear vertical waves with the incident angle of 45° to the SDH with the diameter of 1 mm, and compared with the experimental results.

Keywords: side-drilled hole, Kirchhoff approximation, separation of variables, far-field scattering amplitude, creeping wave, measurement model

1. 서 론

Side-drilled hole(SDH)은 초음파 탐상 검사 현장에서 탐상 시스템의 민감도를 결정하거나 거리-진폭 보정 곡선을 얻기 위한 표준 반사체로 널리 사용되고 있다[1]. SDH의 산란 특성을 이해하고 측정 시스템에 대한 이론적인 모델링을 통하여 수신 신호

를 예측하는 연구들이 몇몇 연구자들에 의해 수행된 바 있다[2,3].

초음파가 결함과 만날 때 발생하는 산란파는 결함의 특성에 대한 정보를 포함하며, 산란음장 계산을 위하여 근사해법, 엄밀해법, 수치해법 등이 제안되었다. 산란음장 계산의 대표적인 근사법인 Kirchhoff 근사법은 고주파수 근사이론으로서 산란

체의 표면을 밝은 부분과 어두운 부분으로 나누고 밝은 면의 각 점을 거울과 같이 반사하는 무한 평면 반사체로 가정하며, 어두운 면에서는 전체 음장을 0으로 가정한다. 이 근사법은 체적형 및 균열형 결합의 원거리 산란진폭 계산에 폭 넓게 사용되고 있으며, 결합의 크기(flaw sizing)를 구하는데도 이용되고 있다[4]. SDH에 대해서는 변수 분리를 이용하여 엄밀해를 구할 수 있으며[5], 경계요소법과 같은 수치해법을 이용하여 원거리 산란 진폭을 구할 수 있다[6].

최근에 Schmerr와 Sedov[3]는 SDH에 대한 초음파 수신 신호를 예측할 수 있는 2가지 측정모델을 제시하고 있다. 이 중 하나는 SDH의 단면에 걸쳐 입사 속도장의 변화를 고려하는 것이며 다른 하나는 단순화된 모델로서 이 변화를 무시한다. 이러한 측정 모델을 앞에서 언급한 산란모델 및 빔 방사음장 모델과 결합시키면 필요한 초음파 탐상 시스템의 응답을 계산할 수 있을 뿐만 아니라 현장 비파괴검사자의 교육과 검사의 최적화 등에 활용될 수 있다[7].

본 논문에서는 SDH의 원거리 산란 진폭을 Kirchhoff 근사법과 변수분리에 의한 엄밀해법의 두 가지 방법으로 먼저 구하고 그 결과를 서로 비교하였다. 또 산란 모델과 측정모델을 결합하여 수침 시험에서 모드 변환된 45도 횡파의 SDH 입사에 의한 수신 신호를 예측하고 실험 결과와 비교한다.

2. 산란문제의 정식화

2.1. Kirchhoff 근사

산란진폭을 구하기 위해서는 적당한 경계치 문제를 풀어야 하나, Kirchhoff 근사와 같이 고주파수가정을 도입함으로써 체적형 또는 균열형 결합의 산란진폭에 대한 근사해를 구할 수 있다. k를 산란체 주위매질의 파수, D를 결합의 특성치수라고 하면, Kirchhoff 근사는 $kD \gg 1$ 의 고주파수에서 입사파가 직접 닿는 결합의 밝은 부분에서의 반사파는 동일한 법선을 갖는 평면에서의 반사와 같다고 가정하는 것이다. 산란체의 나머지 어두운 부분에서는 산란음장을 0으로 가정한다.

Kirchhoff 근사법을 적용하면 펄스-에코 모드에서 기공의 3차원 원거리 산란진폭(far-field scattering amplitude)은 아래 식 (1)로 주어진다[4]. 이 적분 값

을 구하기 위하여 Fig. 1과 같이 입사 빔의 접촉길이 L, 지름 b의 원주형 기공(SDH)에 무한대의 평면파가 입사하는 경우를 고려하자. 여기서 빔의 입사면은 SDH의 축에 수직이라고 가정한다. 먼저 표면 C'에서 $\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n} = 0$ 이므로 C_{lit} 을 SDH의 단면을 따라 무한대로 연장하여 식 (2)를 얻고, 여기에 발산정리를 적용하여 체적적분으로 바꾼 식 (3)을 얻는다.

$$A(\mathbf{e}_i^\alpha; -\mathbf{e}_i^\alpha) = -\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} \int_{C_{lit}} (\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n}) \exp(2ik_{\alpha 2} \mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x}) dC \quad (1)$$

$$= -\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} \int_{C_{lit}+C'} (\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n}) \exp(2ik_{\alpha 2} \mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x}) dC \quad (2)$$

$$= \frac{k_{\alpha 2}^2}{\pi} \int_{V'} \exp(2ik_{\alpha 2} \mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x}) dV \quad (3)$$

Fig. 1의 좌표계에서 $\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x} = z$ (\mathbf{x} 는 C_{lit} 의 한 점에서의 접선 벡터), $dV = S_z(z) dz$ (S_z 는 z축에 수직인 SDH의 단면적)이므로 식 (3)을 아래 식 (4)와 같이 나타낼 수 있다.

$$A(\mathbf{e}_i^\alpha; -\mathbf{e}_i^\alpha) = \frac{2Lk_{\alpha 2}^2}{\pi} \int_{-b}^0 \sqrt{b^2 - z^2} \exp(2ik_{\alpha 2} z) dz + \frac{2Lbk_{\alpha 2}^2}{\pi} \int_0^\infty \exp(2ik_{\alpha 2} z) dz \quad (4)$$

$x = -z/b$ 로 대체하고, 두 번째 적분의 상한에서 값을 0으로 취하면 다음을 얻고

$$A(\mathbf{e}_i^\alpha; -\mathbf{e}_i^\alpha) = \frac{2L(k_{\alpha 2} b)^2}{\pi} \int_0^1 \sqrt{1-x^2} \exp(-2ik_{\alpha 2} bx) dx + \frac{iLbk_{\alpha 2}}{\pi} \quad (5)$$

여기에 적분공식을 이용하면 Kirchhoff 근사에 의한 3차원 원거리 산란진폭을 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$[A(\mathbf{e}_i^\alpha; -\mathbf{e}_i^\alpha)]_{Kirch}^{3D} = \frac{L(k_{\alpha 2} b)}{2} [J_1(2k_{\alpha 2} b) - iS_1(2k_{\alpha 2} b)] + \frac{iL(k_{\alpha 2} b)}{\pi} \quad (6)$$

여기서 $k_{\alpha 2}$ 는 타입 α 의 파수, J_1 과 S_1 은 각각 1종 Bessel 함수와 1종 Struve 함수이다.

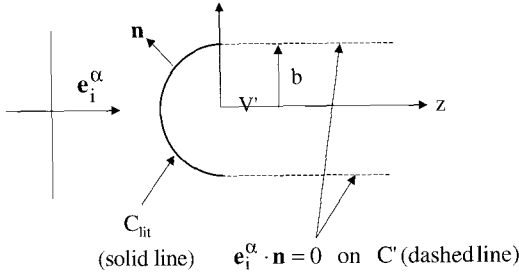


Fig. 1 Geometry for calculating the pulse-echo response of a side-drilled hole in the Kirchhoff approximation

2.2. 변수분리법에 의한 엄밀해

앞 절에서는 근사법으로 고체내부에 존재하는 SDH 결합의 산란장을 계산하였다. 구, 원주와 같은 표준형 결합에 대하여 변수분리법(separation of variables)으로 산란장에 대한 엄밀해(exact solution)를 또한 구할 수 있다. 여기서는 자세한 유도과정을 생략하고 평면파가 무한 탄성체 속에 놓여 있는 반경 b의 SDH에 입사할 때 변수분리법을 이용하여 구한 2차원 산란진폭의 결과만을 소개한다. 수직 횡파(SV)가 입사하여 같은 파로 산란하는 펄스-에코 모드($\theta = \pi$)의 경우 원거리 산란진폭은 다음과 같이 주어진다[5].

$$[A(\mathbf{e}_i^{SV}; -\mathbf{e}_i^{SV})]_{SOV}^{2D} = \left(\frac{2i}{\pi k_{s2}} \right)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n B_n k_{s2} b \cos(n\theta) \quad (7)$$

여기서

$$B_n = \frac{i}{2k_{s2}b} \left[1 + \frac{C_n^{(2)}(k_{s2}b)C_n^{(1)}(k_{p2}b) - D_n^{(2)}(k_{s2}b)D_n^{(1)}(k_{p2}b)}{C_n^{(1)}(k_{p2}b)C_n^{(1)}(k_{s2}b) - D_n^{(1)}(k_{p2}b)D_n^{(1)}(k_{s2}b)} \right]$$

$$C_n^{(i)}(x) = (n^2 + n - (k_{s2}b^2)/2)H_n^{(i)}(x) - xH_{n-1}^{(i)}(x)$$

$$D_n^{(i)}(x) = (n^2 + n)H_n^{(i)}(x) - n xH_{n-1}^{(i)}(x)$$

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & \text{for } n = 0 \\ 2 & \text{for } n \geq 1 \end{cases}$$

그리고 k_{p2} 와 k_{s2} 는 SDH 주위 고체매질에서 종파와 횡파의 파수, $H_n^{(1)}$, $H_n^{(2)}$ 는 각각 n차의 1종과 2종 Hankel 함수이다.

2.3. 원거리 산란진폭의 비교

앞에서 구한 변수분리 엄밀해법에 의한 원거리 산란 진폭은 2차원 문제에 대한 것이기 때문에 측정모델에서 사용될 3차원 산란진폭으로 바꾸어 주어야 한다. 2차원과 3차원 원거리 산란진폭에 대한 적분식을 비교하면 다음의 관계식을 얻을 수 있다[4].

$$[A(\mathbf{e}_i^\alpha; -\mathbf{e}_i^\alpha)]^{2D} = \left(\frac{2i\pi}{k} \right)^{1/2} \frac{[A(\mathbf{e}_i^\alpha; -\mathbf{e}_i^\alpha)]^{3D}}{L} \quad (8)$$

Fig. 2는 SV파의 수직입사에 대하여 앞에서 소개한 두 가지 방법으로 구한 원거리 산란진폭을 kb의 함수로 보여 준다 (여기서 k는 파수, b는 SDH의 반경). SV파 입사에 대하여 엄밀해의 진동은 밝은 표면의 선단 산란파(leading edge response)와 SDH의 원주 표면을 따라 전파하는 잠행성 파(creeping wave)의 간섭에 기인한다. 이에 반하여 Kirchhoff 근사에서의 미소 진동은 선단 산란파와 나머지 밝은 부분에서의 표면 산란파와의 간섭에 의한 것이다.

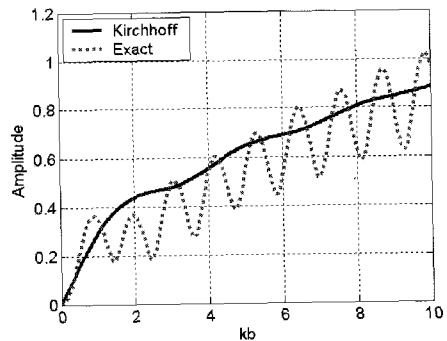


Fig. 2 Far-field scattering amplitude calculated as a function of kb: Comparison of Kirchhoff approximation and exact solution

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 시간 영역에서의 산란파 신호를 얻을 수 있다. 여기서는 펄스 형태의 입사파 변위를 다음과 같이 cosine 함수로 가정하였으며, 이 때 f는 탐촉자의 중심 주파

수이다. 여기서는 중심주파수 10 MHz의 펄스를 사용하였으며, 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 SV파 입사시에 Kirchhoff 근사법과 엄밀해법으로 구한 시간영역의 원거리 산란진폭을 보여준다. Fig. 4(b)에서 큰 진폭으로 먼저 관찰되는 파가 SDH의 밝은 부분에서 직접 산란된 표면 선파파이고, 뒤이어 관찰되는 작은 진폭의 파가 SDH의 원주 표면을 따라 전파되어 산란된 잠행성 파이다. 이 잠행성 파의 효과는 시간 영역에서 확실하게 관찰된다. Kirchhoff 근사법은 기본적으로 잠행성 파를 예측하지 못하나 엄밀해는 이 파를 잘 예측한다. 잠행성 파를 제외하면 이들 두 가지 결과는 서로 아주 잘 일치한다.

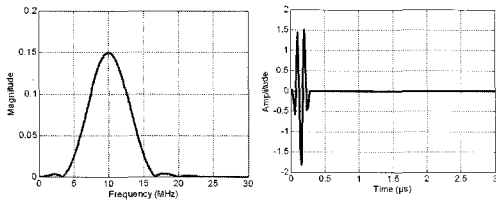


Fig. 3 A band-limited spectrum of 10 MHz center frequency and its time domain signal

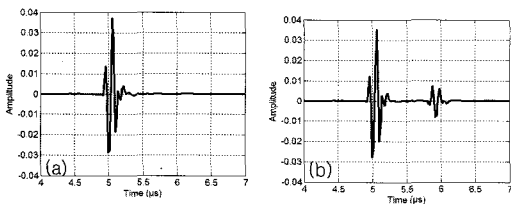


Fig. 4 Time domain far-field scattering amplitude obtained by (a) Kirchhoff approximation, and (b) separation of variables exact solution

3. 측정모델

3.1. 측정모델

Fig. 5는 수침, 경사 입사 시험을 간략하게 나타낸 것이다. 평면 탐촉자에서 경사지게 나온 빔은 물-고체 경계면에서 굴절하여 SDH에 수직으로

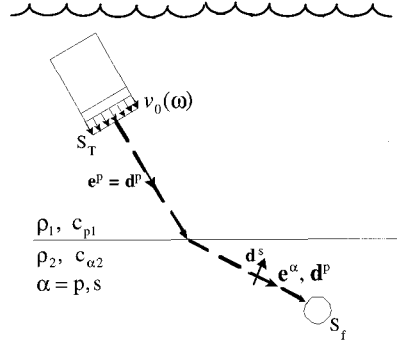


Fig. 5 Pulse-echo immersion set-up to predict the response from SDH at an oblique incidence

입사하여 산란된 후 펄스-에코 형태로 동일한 탐촉자에 의해 수신된다. 여기서 빔의 입사면은 SDH의 축에 수직이라고 가정한다. 주파수 영역에서 수신 신호 V_R 을 두 가지 문제 a와 b에서 산란체 표면의 속도와 응력의 향으로 표시하기 위하여 전기-기계 상호관계식을 사용한다. 문제 a는 산란체가 존재할 때 탐촉자의 방사이고, 문제 b는 산란체가 없는 경우이다[4]. $\exp(-i\omega t)$ 의 시간 조화를 가정하면 다음 식을 얻는다.

$$V_R(\omega) = \frac{\beta(\omega)}{2\rho_1 c_{p1} v_0^2 S_T S_f} \int (\tau_{ij}^{(a)} v_j^{(b)} - \tau_{ij}^{(b)} v_j^{(a)}) n_i dS \quad (9)$$

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 시스템효율인자로서 펄서/리시버, 케이블, 탐촉자에서 발생하는 전기-기계, 기계-전기 변환 과정을 고려하기 위함이다[4].

문제 b에서 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 a에서 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[3].

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} I^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \iint_{CL} (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 G^\alpha \exp(ik_{\alpha 2} e^\alpha \cdot x) dS(x) \quad (10)$$

여기서 $\mathbf{e}^{(b);\alpha}$ 와 $\mathbf{d}^{(b);\alpha}$ 는 고체에서 입사파 α ($\alpha=P, SV$)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, b를 나타내는 상첨자를 무시할 수 있다.

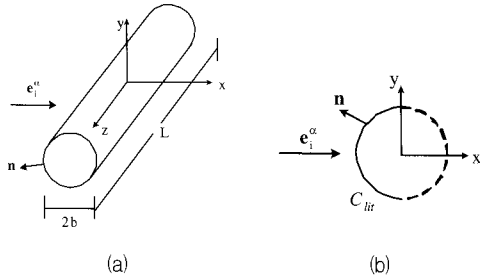


Fig. 6 (a) Geometry of the SDH, the plane of incidence is perpendicular to the axis of the SDH; (b) surface C_{lit} where \mathbf{n} is the normal pointing out on the SDH surface

여기서 G^α 는 다음 식으로 주어진다.

$$G^\alpha = \frac{1}{4\pi\rho_2 c_{\alpha 2}^2} \left[\hat{t}_{ij} d_j^\alpha n_i + \frac{C_{ijkl}}{c_{\alpha 2}} d_k^\alpha e_l^\alpha \hat{v}_j n_i \right] \quad (11)$$

정규화된 입사파의 진폭은 주파수 뿐만 아니라 회절효과 때문에 고체에서의 위치에도 좌우된다. 즉 $\hat{V}^\alpha(\omega) = \hat{V}^\alpha(\omega, x, y, z)$. 식 (11)은 측정모델의 일반식으로서 다음에 설명할 두 가지 형태의 측정모델의 기초가 된다.

산란장을 계산하기 위한 Kirchhoff 근사법에서는 결합 표면을 밝은 부분과 어두운 부분으로 나누고, 어두운 부분에서는 속도와 응력을 0으로 가정한다. Kirchhoff 근사를 사용하면 G^α 는 다음 식으로 주어진다.

$$G^\alpha = -\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} (\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n}) \exp[ik_{\alpha 2}(\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x})] \quad (12)$$

입사평면이 SDH의 축에 수직이라고 가정하므로 식 (12)의 산란장(G^α)은 z축에 무관하다(Fig. 6 참조).

따라서 수신 신호를 다음 식으로 쓸 수 있다.

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} r^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \left[\frac{ik_{\alpha 2}}{2\pi} \int_{C_{lit}} (\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{n}) \exp[2ik_{\alpha 2}(\mathbf{e}_i^\alpha \cdot \mathbf{x})] \left\{ \int_{\text{length}} (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 dz \right\} dC(\mathbf{x}) \right] \quad (13)$$

여기서 C_{lit} 은 SDH 표면의 밝은 부분에 걸친 선 적분이고 $\hat{V}^\alpha(\omega) = \hat{V}^\alpha(\omega, x, y, z)$ 은 탐촉자 빔이 닿는 SDH의 길이방향으로 적분된다. 이 측정모델은 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 $\hat{V}^\alpha(\omega) = \hat{V}^\alpha(\omega, 0, 0, z)$ 이고, 이 경우에 \hat{V}^α 는 선적분 기호 밖으로 나올 수 있다. C_{lit} 에 걸친 나머지 적분은 SDH의 3차원 원거리 산란 진폭이 되고 다음 식을 얻게 된다.

$$V_R(\omega) = \beta(\omega) \left[-\frac{2}{ik_{\alpha 2} r^2} \frac{\rho_2 c_{\alpha 2}}{\rho_1 c_{p1}} \right] \left[\frac{1}{L} \int_{\text{length}} (\hat{V}^\alpha(\omega))^2 dz \right] \left[A^{\alpha;\alpha}(\omega) \right]_{\text{Kirch}}^{3D} \quad (14)$$

4. 모델링 결과 및 실험과 비교

앞에서 SDH의 크기가 큰 경우와 작은 경우에 각각 더 적합한 두 가지 측정모델(식 (13)과 (14))을 소개하였다. 그러나 식 (13)을 이용하여 다양한 크기의 SDH에 대하여 입사파의 진폭 변화를 계산하고 식 (14)와 비교해 보면 그 변화는 아주 작다. 따라서 여기서는 입사파의 단면적에 의한 변화를 무시하는 식 (14)를 사용하여 수신 신호를 계산하였다.

SDH의 수신신호를 예측하기 위해 측정모델(식 (14))을 물-알루미늄 경계에 대해 적용하였으며, 사용한 재료상수는 다음과 같다: 물의 밀도 ($\rho_1 = 1.0 \text{ g/cm}^3$, 알루미늄 밀도 ($\rho_2 = 2.71 \text{ g/cm}^3$, 물의 종파속도 $c_{p1} = 1470 \text{ m/s}$, 알루미늄의 종파속도 $c_{p2} = 6374 \text{ m/s}$, 알루미늄의 횡파속도 $c_{s2} = 3111 \text{ m/s}$. 탐촉자는 중심주파수 5 MHz, 직경 6.35 mm의 평면형이다. 시스템 효율인자는 문헌 [1]의 방법을 사

용하여 계산하였고, 정규화된 속도 진폭 $\hat{V}^\alpha(\omega)$ 는 다중 가우시안 빔 모델[8]을 이용하면 다음 식으로 주어진다.

$$\hat{V}^\alpha(\omega) = \sum_{n=1}^N \mathbf{d}^\alpha \frac{A_n}{1 + \left(\frac{iB_n D_f}{x_r} \right)} T_{12}^{\alpha;\alpha} \frac{\sqrt{\det \mathbf{G}_2^\alpha(0)}}{\sqrt{\det \mathbf{G}_2^\alpha(z_2)}} \exp(ik_1 z_1) \exp(ik_2^\alpha z_2) \exp \left[\frac{ik_1 \mathbf{x}^T [\mathbf{G}_2^\alpha(z_2)]^{-1} \mathbf{x}}{2} \right] \quad (15)$$

여기서 A_n , B_n 은 개개 가우시안 빔의 높이와 폭에 관한 계수, z_1 은 탐촉자-경계면 거리, z_2 는 경계면-결합 거리, $x_r = (1/2)k_1 r^2$ 은 Rayleigh 거리, $T_{12}^{\alpha;\alpha}$ 투과계수, $\mathbf{G}_2^\alpha(0)$, $\mathbf{G}_2^\alpha(z_2)$ 행렬은 [8]에 자세히 정의되어 있다.

Fig. 7(a), (b)는 물-고체 경계면에서 모드변환된 수직횡파(SV)가 45°로 지름 1mm의 SDH에 입사할 때 측정모델을 이용하여 예측한 시간 영역 신호를 보여준다. 시스템 효율인자는 참고문헌 [1]에서와 같은 방법으로 실험적으로 구하였다. 원거리 산란진폭에서 관찰한 바와 같이 엄밀해는 잠행성파를 잘 예측하나 Kirchhoff 근사는 잠행성파를 전혀 예측하지 못한다. Fig. 7(c)에 보인 실험신호에서도 잠행성파가 잘 관찰된다. SDH 표면에서 직접 산란된 선단파의 경우 엄밀해와 Kirchhoff 근사의 원거리 산란진폭을 사용한 측정모델은 모두 실험값보다 약간 작은 피크-피크 진폭을 제공하나, 실험에서 관찰된 전체적인 파형 특성을 잘 나타내고 있다. 잠행성파의 경우 엄밀해의 산란진폭을 사용한 측정모델이 실험보다 약간 큰 값을 예측하나, 파의 도달시간은 아주 잘 일치한다.

5. 결 론

본 논문에서는 SDH의 원거리 산란진폭을 Kirchhoff 근사법과 변수분리에 의한 엄밀해법으로 구하였다. 수직횡파(SV)가 SDH에 입사할 때, 원거리 산란진폭을 주파수 영역과 시간영역에서 각각 구하고 그 차이를 관찰하였다. 엄밀해와 비교할 때, Kirchhoff 근사법은 SDH에서 직접 산란된 선단파를 정확하게 제공하나 잠행성파를 예측하지 못하였다. 수침, 펄스-에코 시험법에서 SDH의 수신 신호 응답을 예측할 수 있는 두 가지 측정모델을 소

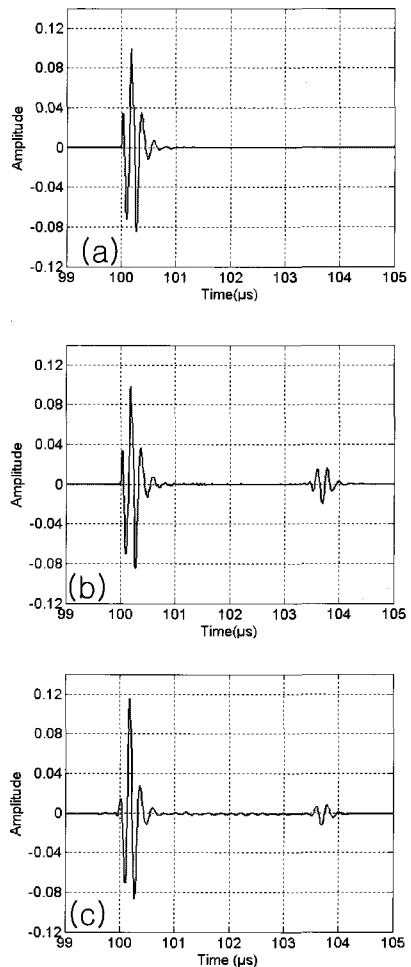


Fig. 7 Comparison of measurement model predictions based on (a) Kirchhoff approximation, and (b) exact solution with (c) experimental results

개하였고, 수직 횡파가 45도로 입사할 때 지름 1 mm SDH의 수신신호를 계산하고 그 결과를 실험과 비교하였다. Kirchhoff 근사법으로 계산한 원거리 산란진폭을 사용한 경우 측정모델은 기본적으로 잠행성파를 제공하지 못하였으나, 직접 선단파의 경우 엄밀해와 근사해를 사용한 측정모델은 실험에서 관찰된 파형 특성을 전반적으로 잘 나타내었다.

후 기

이 논문은 2002년도 한국학술진흥재단의 대학교수 해외방문연구 지원사업에 의해 수행됨.

참고문헌

- [1] H.-J. Kim, L. W. Schmerr, S.-J. Song and A. Sedov, "Transferring distance-amplitude correction curves - A model-based approach," *Journal of the Korean Society for Nondestructive Testing*, Vol. 23, No. 6, pp. 605-615, (2003)
- [2] A. Boström and P. Bövik, "Ultrasonic scattering by a side-drilled hole," *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 40, pp. 3493-3505, (2003)
- [3] L. W. Schmerr and A. Sedov, "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, (2003)
- [4] L. W. Schmerr, *Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation: A modeling approach*, Plenum Press, NY, (1998)
- [5] A. Sedov, *Scattering analysis of harmonic compressional/shear waves by a cylindrical cavity*, personal communication, (2003)
- [6] 정현조, 김진호, 박문철, "경계요소법을 이용한 결함의 초음파 산란장 해석," *대한기계학회논문집 A권*, Vol. 26, No. 11, pp. 2457-2465, (2002)
- [7] 정현조, 초음파 탐상 검사용 컴퓨터 시뮬레이터 개발, 한국과학재단 특정기초연구 최종보고서, (2003)
- [8] L. W. Schmerr, "A multi-Gaussian beam ultrasonic beam model for high performance simulations on a personal computer," *Materials Evaluation*, Vol. 58, No. 7, pp. 882-888, (2000)