

## 유리판과 단일방향 탄소섬유강화 플라스틱판에서 점원에 의해 발생된 과도적 탄성파의 주파수 해석

### Spectral Analysis of Transient Elastic Waves Generated by Point Source in Glass and Unidirectional CFRP Plates

이 정 기\*, 김 호 철\*, 최 명 선\*\*, 김 영 환\*\*\*

(Jeong Ki Lee\*, Ho Chul Kim\*, Myoung Seon Choi\*\*, Young Hwan Kim\*\*\*)

#### 요 약

유리판과 단일방향(unidirectional) 탄소섬유 강화 복합재료(CFRP)판의 표면에서 연필심을 부러뜨려 발생된 과도적 탄성파를 음원으로부터 멀리 떨어진 서로 다른 위치에 둔 두개의 탐촉자로 검출하였다. 탐촉자에 검출된 과도적 신호의 스펙트럼 분석에 의해 판에서 pulse 형태로 발생된 신호는 Lamb파 분산관계를 따르며 전파하고, 유리판과 단일방향 CFRP판에서의 과도적 신호는 최저 대칭( $S_0$ ), 1차 대칭( $S_1$ ), 1차 비대칭( $A_1$ ) 모드의 최대 군속도 주변의 성분들로 형성되었다. 이러한 최대 군속도 주변 성분은 분산이 비교적 적기 때문에 과도적 신호의 초기부분은 크게 변화되지 않았으며,  $A_1$  모드 단절(cut-off)주파수 이하 영역의  $S_0$  모드가 가장 빠른 군속도로 전파되고 과도적 신호 형성에 크게 기여하는 모드이었다.

#### ABSTRACT

Spectral analysis of transient elastic waves were carried out in order to identify the propagation modes in glass and unidirectional carbon fibre reinforced plastic(CFRP) plates. Pencil leads were broken on the surface of plates to generate elastic waves, and two broad band transducers of 6.35 mm in diameter and 10 MHz center frequency were placed at the linear location from the source. The frequency spectra of detected signals showed that the wave propagation in the plates obeyed the Lamb wave dispersion relation. The transient signals were the fast propagating modes around maximum group velocity of the lowest and first order symmetric modes( $S_0$  and  $S_1$ ), and first order antisymmetric mode( $A_1$ ). The transient signals were not severely distorted due to relatively small dispersion of those modes around the maximum group velocity. The fastest propagating mode in the plates was shown to be  $S_0$  mode less the than cut-off frequency of  $A_1$  mode.

\* 한국과학기술원 물리학과

\*\* 한국원자력연구소 비파괴시험사업부

\*\*\* 한국표준과학연구원 소재특성평가센터 비파괴평가그룹

접수일자: 1994년 7월 20일

## I. 서 론

고체 내부를 전파하는 초음파는 매질의 탄성에 의존하여 전파하기 때문에 탄성파라 불리우기도 하는데 이들은 매질의 기하학적인 형상, 물리적 성질 및 화학적 성분 그리고 진행하는 탄성파의 주파수에 의존하는 분산과 감쇠에 의해 파형이 변한다. 고체에서의 탄성파의 분산은 탄성에너지를 열에너지로 전환시키는 내부 마찰이나, 매질의 불균일에 의한 산란과 같은 손실과정에 의한 감쇠, 그리고 주파수에 의존하는 매질의 물리적 특성에 관계되는데[1, 2], 판상 매질에서는 위와 같은 고체에서의 분산이외에 경계면에서의 도파관(waveguide) 분산이 더 부가된다[2, 3]. 고체에서 탄성파의 도파관 분산은 Rayleigh와 Lamb [4]이 등방성 무한평판에서 분산방정식을 세우면서 다루어졌고, 이후부터 판을 따라 전파하는 탄성파는 Lamb파로 불리워지고 있다. 최근 큰 비강도를 지니며 이방성을 갖는 신소재로서 섬유강화복합재료(FRP)가 개발되었고, 이 신소재의 기계적인 성질을 비파괴적인 평가방법의 하나인 초음파를 이용한 방법을 적용하여 평가하려는 연구가 진행되고 있는데, 판구조로 제조되고 사용되는 FRP의 경우에 판 방향의 기계적 특성을 평가하기 위해 Lamb파를 적용하는 것은 이러한 방법의 하나이다.

판에서 탄성파 전파에 대한 이론적연구로 Weaver [5] 등은 무한 유리판에 수직하게 작용하는 접원에서 멀리 떨어진 위치의 입자의 변위를 구하는 데 분산방정식과 정규 모드(normal mode)의 중첩원리를 사용하여 진폭에 기여도가 가장 큰 모드는  $A_0$  모드이고, 진폭 기여도가 작으나 가장 빠르게 도달되는 모드는  $S_0$  모드임을 구하였다. Auld[6]는 여러 종류의 결정 구조를 갖는 이방성 고체 매질에서 Christoffel 방정식을 사용하여 구한 평면탄성파의 방향에 따른 위상속도를 구하여 제시해 주고 있으며, Solie[7] 등은 Christoffel 방정식과 부분파(partial wave) 방법을 사용하여 cubic 구조의 (001)면을 갖는 이방성 판에서 방향에 따른 Lamb파의 분산방정식과 분산 곡선을 구하는 공식을 세웠다. 등방성 매질과 이방성 매질에서 Lamb파의 분산 특성은 차이가 있으나  $A_1$  모드 단절 주파수 이하에서는  $S_0$ 와  $A_0$  모드만이 판에서 형성 가능한 모드로  $S_0$  모드의 군속도가  $A_0$  모드의 군속도보다 큰것은 계산에 의해 알려져 있다.[3-8]

Lamb파를 판에 발생시키는 방법은 여러 가지가

있으나, 음원의 형태에 따라서 크게 둘로 구분할 수가 있다. 먼저 tone burst 형태의 음원을 사용하는 것으로, 입사각을 임계각이 되도록하여 Lamb파를 발생시키는 방법이다. 이는 협대역의 주파수를 사용하므로 특정 주파수의 분산을 파악하는 데 유리하다. Dayal[8] 등은 수침법을 사용하여 ( $0^\circ/90^\circ$ ) bidirectional Graphite/epoxy 복합재료 판에서 여러 주파수에 대한 위상속도와 수신탐촉자의 출력전압을 측정하였는데 주파수의 증가에 따라 감쇠가 증가하며, Lamb파의 파수와 두께의 곱이 커짐에 따라 Lamb파의 고차 모드의 진폭이 증가됨을 제시 하였고, Rose[10] 등은 탐촉자를 판에 직접 접촉하여 600 kHz의 초음파를 Graphite/epoxy 복합재료판에 입사시켜 방향에 따른 Lamb파의  $S_0$  모드의 위상속도와 군속도를 측정한 결과 단일방향 Graphite/epoxy 복합재료판에서의 탄성파의 에너지 전파는 섬유방향으로 가장 크게 일어난다고 보고하였다. Tang[11] 등은 Graphite/epoxy 판에 결함(crack)이 판 방향에 수직으로 형성된 시편과 결함이 없는 시편에서 10 kHz-1 MHz 범위의 Lamb파의  $S_0$ 와  $A_0$  모드의 위상속도의 변화는 이론적인 계산 및 실험 결과로부터  $S_0$  모드보다  $A_0$  모드가 더 크게 나타남을 얻었다.

다음으로는 판 표면이나 모서리에 전기 spark[12], 강구의 충돌[14], 연필심 파괴[14, 15], 모세관 파괴[18], 또는 laser pulse[19] 등과 같은 충격(impulse) 형태의 광대역 음원을 사용하여 Lamb파를 발생시키는 방법이 사용되고 있다. 이러한 방법들은 저주파 성분이 많이 포함되는 광대역 음원을 사용하므로 저주파 영역의 분산을 파악하는데 장점이 있다. Press [12] 등은 알루미늄판에서 spark 점원에 의해 발생된 탄성파의 과도적 신호가 시간이 지나면서 진동 주기 및 진폭이 증가하는 특성을 가진 flexural(비대칭) 모드로 형성되어 있음을 관찰하였고, 이후 Medick[13]은 알루미늄판에 수직으로 탄환을 충돌시켜 탄성파를 발생시키는 실험에서 Press와 유사한 결과를 얻었으며, 이를 고전적 이론에 기초한 계산과 아주 큰 진폭 부분을 제외하고는 일치된 결과를 얻었으나, 대칭 모드에 대한 언급은 없었다. Takeda[14] 등은 [ $(0^\circ)_5/(90^\circ)_5/(0^\circ)_5$ ] bidirectional 유리섬유강화복합재료에 강구를 충돌시켜 탄성파를 발생시켜, 표면과 내부에 부착된 strain gauge로  $0^\circ$ 와  $90^\circ$ 방향의 대칭과 비대칭 모드의 속도를 측정하였는데, 이들의 측정값은 판이론에 의해 계산된 값과 비교하여 각각 3%

와 17%의 오차를 지니고 있었다. Prosser[15] 등은 횡적변형과 회전관성을 고려한 higher order plate 이론을 제안하여 Graphite/epoxy 복합재료 판에서 연필심을 부러뜨려 발생된 Lamb파의 비대칭모드(flexural mode)의 속도분산곡선이 고주파 영역에서 일정한 속도값으로 수렴하는 경향을 설명하고 있다. Gorman[16]은 (0°/90°) bidirectional Graphite/epoxy 복합재료 판의 표면과 모서리에서 연필심을 부러뜨려 발생된 편파를 4종류의 탐촉자를 사용하여 검출한 결과 검출된 신호의 형태가 연필심 부러뜨림의 위치뿐만 아니라 탐촉자의 종류에 따라 다르게 나타남을 보였고, 왜곡이 적은 신호를 얻기 위해서는 판을 진행하는 탄성파의 주파수보다 높은 공진 주파수를 갖는 광대역 탐촉자를 사용해야 한다고 보고 하였다.

본 연구에서는 판에서 전파하는 탄성파의 분산특성을 파악하기 위해 등방성 매질인 유리판과 이방성 매질인 단일방향 CFRP 판에서 점원으로부터 멀리 떨어진 지점을 지나는 과도적 탄성파의 스펙트럼을 분석하였다. 본 실험에서는 저주파 성분을 많이 포함하며 광대역인 신호가 발생하는 점원으로 판 표면에서 연필심을 부러뜨리는 방법을 사용하였다.

## II. 이론적 배경

### 2.1 등방성 무한 평판에서 Lamb파의 분산

고체 매질에서 종파가 유체 또는 진공과의 경계면에 경사지게 입사하면 모드 변환(mode conversion)에 의해 반사파는 종파 뿐만 아니라 수직횡파도 나타난다. 따라서 판의 경우에는 두개의 경계면을 가지고 있기 때문에 종파와 수직횡파가 결합된 Lamb파가 형성되어 진행하게 된다. Lamb파는 판을 진행하는 편파의 일종으로 판에 수직인 입자 변위 성분에 의해 대칭과 비대칭의 두 종류의 고유 모드로 구별되고, 이러한 대칭과 비대칭 모드는 종파와 횡파의 파장에 대한 두개의 바에 의해 여러 모드들로 나누어진다. 등방성 판에서의 탄성파의 파동방정식을 풀면 Lamb파의 전파특성을 알 수 있는데, 등방성 무한 평판에서 탄성파의 파동방정식은 다음과 같다.

$$(\lambda + G)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + G\nabla^2 \mathbf{u} = \rho \ddot{\mathbf{u}} - F(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

여기서  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ 는 입자의 변위이고,  $F(\mathbf{x}, t)$ 는 외부에서 가하는 힘이며,  $\rho$ 는 질량밀도이고,  $\lambda$ 와  $G$ 는 Lamé

constants이다.

위 식(1)에서 점원에 의해 발생되어 전파하는 Lamb파를 분석하기 위해 원통 좌표계를 도입하고,  $F(\mathbf{x}, t) = 0$ 로 하여 일반해를 구한 뒤에 판의 두께를  $2h$ , 판 표면을  $z = \pm h$ 로 하여, 각 표면의 자유단 경계 조건인  $\sigma_{zz} = \sigma_{rz} = 0$ 를 적용하면 두 고유 모드의 분산 관계식이 다음과 같이 구해진다[7].

#### (1) 대칭모드의 분산방정식

$$(\kappa^2 - \beta^2)^2 \cos \alpha h \sin \beta h + 4\alpha\beta\kappa^2 \sin \alpha h \cos \beta h = 0 \quad (2)$$

#### (2) 비대칭모드의 분산방정식

$$(\kappa^2 - \beta^2)^2 \sin \alpha h \cos \beta h + 4\alpha\beta\kappa^2 \cos \alpha h \sin \beta h = 0 \quad (3)$$

여기서  $\kappa$ 는 판과 평행한 방향의 파수로서  $\alpha$ ,  $\beta$ 와는

$$\alpha^2 = (\omega/C_t)^2 - \kappa^2, \quad \beta^2 = (\omega/C_s)^2 - \kappa^2 \quad (4)$$

의 관계를 가지며, 여기서  $\omega$ 는 각진동수이고,  $C_t$ 과  $C_s$ 는 각각 종파와 횡파의 위상속도이다.

그리고, 식(2)와 (3)에서  $\kappa = 0$ 인 경우는 판을 따라 에너지 전파가 없는 두께 공명이 일어나는 경우로, 이 때의 주파수를 단절 주파수라 하고, 두 고유모드의 단절 주파수는 다음과 같이 주어진다.

#### (1) 대칭모드의 단절 주파수

$$f_c = \frac{1}{2} \frac{C_t}{d}, \quad \frac{3}{2} \frac{C_t}{d}, \quad \frac{5}{2} \frac{C_t}{d}, \quad \dots \quad (5)$$

$$f_c = \frac{C_s}{d}, \quad 2 \frac{C_s}{d}, \quad 3 \frac{C_s}{d}, \quad \dots$$

#### (2) 비대칭모드의 단절 주파수

$$f_c = \frac{1}{2} \frac{C_s}{d}, \quad \frac{3}{2} \frac{C_s}{d}, \quad \frac{5}{2} \frac{C_s}{d}, \quad \dots \quad (6)$$

$$f_c = \frac{C_t}{d}, \quad 2 \frac{C_t}{d}, \quad 3 \frac{C_t}{d}, \quad \dots$$

여기서  $d$ 는 판의 두께이다.

그리고, 판을 진행하는 Lamb파의 위상속도  $V_p$ 와

군속도  $V_g$ 는 식(2)와 (3)의 분산관계 식을 만족하는  $\kappa$ 와  $\omega$ 에 의해

$$V_p = \frac{\omega}{\kappa}, \quad V_g = \frac{d\omega}{d\kappa} \quad (7)$$

와 같이 정의되며, 점원에 의해 발생된 탄성파는 광대역의 파동이며, 이러한 파동의 에너지는 군속도로 전파하므로, 군속도가 실험에서 측정이 가능한 속도이다.

그림1은 프와송의 비,  $\nu$ 가 0.245이고 종파와 횡파의 속도가 각각 5820 m/s와 3380 m/s인 유리판의 Lamb 파 군속도 분산곡선으로 Weaver[5]가 구한 군속도 분산곡선과 같은 형태를 보인다. 여기서  $A_1$  단절 주파수이하의 주파수 영역의  $S_0$  모드는 DC에서 군속도가 가장 크고, 주파수가 증가하면서 약간 감소하나 다른 모드들에 비해 분산이 적다. 그리고 이 영역의  $A_0$  모드는 주파수가 낮아지면서 군속도도 작아지는 분산이 매우 심한 모드이다. 만일  $A_1$  단절 주파수 이하의 주파수 성분을 갖는  $S_0$ 와  $A_0$  모드로 구성된 Lamb파가 펄스 형태로 판을 전파한다면,  $S_0$  모드는  $A_0$  모드보다 큰 군속도 값을 가지므로  $S_0$  모드가 먼저 전파하고, 전파거리가 길어질수록  $S_0$ 와  $A_0$  모드는 속도차에 의해 분리된다. 또  $A_0$  모드는 주파수가 낮아질수록 속도도 감소하므로 특정지점에 도달되는  $A_0$  모드는 시간이 지나면서 저주파 성분으로 변한다.

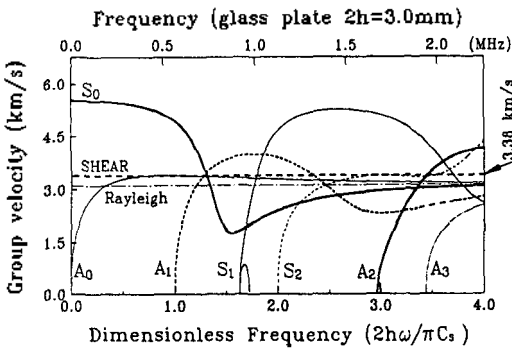


그림 1. 유리판에서 Lamb파 각 모드의 군속도 분산곡선 ( $\nu=0.245$ )

2.2 단일방향 CFRP판에서 Lamb파의 분산  
CFRP와같은 이방성 재료의 탄성계수는 최소한 5

개의 독립요소를 갖는 4계 텐서(tensor)이고, 방향에 따라 전파속도가 다르다. 이러한 이방성 매질에서 파동방정식의 해는 구하기가 어렵기 때문에 분산관계식을 구하는 방법으로 부분파 방법(partial wave method)을 적용하는 것이 편리하다[8]. 단일방향 CFRP 판은 orthotropic symmetry가 있으므로 응력-변형(stress-strain) 관계는 Voigt의 원리를 사용하여 다음과 같이 쓸 수 있다[17].

$$\sigma_{ij} = C_{ij}^{lm} \epsilon_{lm} \quad (8)$$

여기서 strain은  $\epsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$ 로 정의되며,  $u_{i,j} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$  이다. 그리고 탄성매질에서의 입자의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^3 \sigma_{ij,j} = \rho \ddot{u}_i, \quad i=1, 2, 3 \quad (9)$$

여기서  $\sigma_{i,j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$  이다.

위의 관계를 근거로 분산 관계식을 구하기 위해 섬유 배열 방향을  $x$ 축, 판의 두께 방향을  $z$ 축으로 잡았다.  $x$ 축 방향으로 진행하는 평면파의 경우 입자 변위의  $y$ 방향 성분  $u_2$ 는 고려하지 않아도 되므로, 식(8)을 식(9)에 대입하여 정리하면 입자 변위의  $x$ 와  $z$ 방향 성분이 다음과 같이 나타난다.

$$\rho \ddot{u}_1 = C_{11}^{11} u_{1,11} + C_{33}^{11} u_{3,31} + C_{31}^{31}(u_{1,33} + u_{3,13}) \quad (10)$$

$$\rho \ddot{u}_3 = C_{33}^{33} u_{3,33} + C_{13}^{11} u_{1,13} + C_{31}^{31}(u_{1,13} + u_{3,11})$$

여기서  $u_{k,ij} = \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j}$  이다.

이 때 입자의 변위는

$$u_1 = u_{10} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \quad (11)$$

$$u_3 = u_{30} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$$

으로 표현되며, 여기서  $u_{10}$ ,  $u_{30}$ 는 각각 입자변위의  $x$ 와  $z$ 방향 성분 진폭이다.

판의 두께를  $2h$ , 판의 표면 좌표를  $z = \pm h$ 로 하고, 각 표면의 경계조건을 자유단으로 하여  $\sigma_{33} = \sigma_{13} = 0$ 을 적용하고, 정의에 의해  $z$ 방향 입자변위의 성분이  $u_3(z) = u_3(-z)$ 일 때는 비대칭 모드이고,  $u_3(z) = -$

$u_3(-z)$ 일 때는 대칭모드이므로, 식(11)을 식(10)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 두 모드의 분산관계식을 얻는다[8].

(1) 대칭 모드

$$\frac{(k_{z+} + k_x R_+) \sin(k_2 + h) \cos(k_2 - h)}{C_{33}^{33} k_{z+} R_+ + C_{33}^{11} k_x} - \frac{(k_{z-} + k_x R_-) \sin(k_2 - h) \cos(k_2 + h)}{C_{33}^{33} k_{z-} R_- + C_{33}^{11} k_x} = 0 \quad (12)$$

(2) 비대칭 모드

$$\frac{(k_{z-} + k_x R_-) \sin(k_2 + h) \cos(k_2 - h)}{C_{33}^{33} k_{z-} R_- + C_{33}^{11} k_x} - \frac{(k_{z+} + k_x R_+) \sin(k_2 - h) \cos(k_2 + h)}{C_{33}^{33} k_{z+} R_+ + C_{33}^{11} k_x} = 0 \quad (13)$$

여기서  $k_x$ 는 판과 평행한 방향의 파수이고,  $k_{z+}$ 와  $k_{z-}$ 는 판과 수직인 방향의 파수로

$$k_{z\pm}^2 = \frac{k_x^2}{2} [-B \pm (B^2 - 4D)^{1/2}] \quad (14)$$

인 관계에 있고,  $B$ 와  $D$ 는

$$B = \frac{\left[ \frac{C_{33}^{33}}{\rho} \left( \frac{C_{11}^{11}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k_x^2} \right) - \frac{C_{33}^{11}}{\rho} \frac{2C_{31}^{31} + C_{33}^{11}}{\rho} - \frac{C_{31}^{31} \omega^2}{\rho k_x^2} \right]}{\frac{C_{33}^{33} C_{31}^{31}}{\rho^2}}$$

$$D = \frac{\left( \frac{\omega^2}{k_x^2} - \frac{C_{31}^{31}}{\rho} \right) \left( \frac{\omega^2}{k_x^2} - \frac{C_{11}^{11}}{\rho} \right)}{\frac{C_{33}^{33} C_{31}^{31}}{\rho^2}}$$

으로 주어진다. 또 식(12)와 (13)에서  $R_+$ 와  $R_-$ 는 판과 평행한 방향에 대한 수직인 방향의 변위 진폭의 비로

$$R_{\pm} = \frac{u_{30}}{u_{10}} = \frac{(\rho \omega^2 - C_{11}^{11} k_x^2 - C_{31}^{31} k_{z\pm}^2)}{(C_{31}^{31} + C_{33}^{11}) k_x k_{z\pm}} \quad (15)$$

의 관계를 갖는다.

현재까지 FRP에서 Lamb파의 위상속도 분산곡선을 구하고 이를 수치법에 의해 입증하려는 연구가 Dayal[8]이나 Chimeti[9] 등에 의해 실행되었다. 그러나 본 연구에서와 같이 점원에 의해 발생된 광대역

탄성파의 군속도에 대한 연구는 없다. 점원에 의해 발생되는 광대역 탄성파의 전파속도는 에너지 전달 속도인 군속도를 분석하기 위하여, 그림 2에 전형적인 단일방향 CFRP판에서 전파방향이 섬유방향이며 위의 분산방정식을 만족하는 Lamb파의 군속도 분산곡선을 구하여 나타내었다. 그림2에서  $S_0, S_1, S_2, A_1, A_2$  모드들의 최대 군속도 값들은  $A_0$  모드의 최대 군속도 값보다 매우 크다. 이것은 섬유방향으로의 횡파 속도에 대한 종파속도의 비가 유리판과 같은 등방성 매질에 비해 크기 때문에 판에서  $A_1$  단절 주파수 이하의 광대역 탄성파가 전파하는 경우,  $S_0$ 와  $A_0$  모드의 분리는 유리판에서 보다 더욱 현저하게 나타난다.

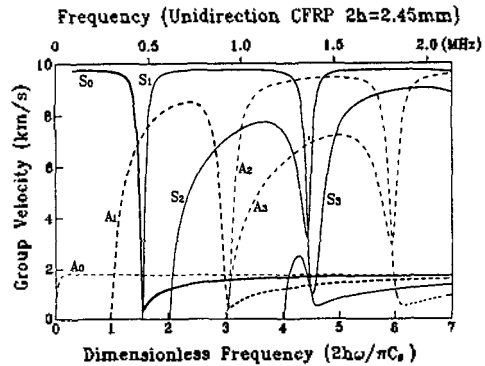


그림 2. 단일방향 CFRP판에서 섬유방향으로 전파하는 Lamb 파 각 모드의 군속도 분산곡선  
( $C_{11} = 148.8\text{GPa}$ ,  $C_{13} = 2.98\text{GPa}$ ,  $C_{33} = 11.06\text{GPa}$ ,  $C_{35} = 4.83\text{GPa}$ ,  $\rho = 1555\text{ kg/m}^3$ )

### III. 실험

420×420×3 mm인 유리판과 300×300×2.45 mm인 24 ply의 단일방향 CFRP판의 표면에서 직경이 0.5 mm이고 2H인 연필심(Pental)을 mechanical pencil에 삽입하여 부러뜨려(pencil lead breaks) Lamb 파를 발생시켰다. 그리고 직경이 6.35 mm이고 공진 중심 주파수가 10 MHz인 종파용 광대역 탐촉자 두 개를 시편 표면에 접촉하여 전파하는 Lamb파의 신호를 측정하였다. 탐촉자와 시편을 밀착시키기 위해 Dow Corning사 제품인 진공 그리스를 사용하였고, 초기의 신호에 다른 모서리에서 반사되어 오는 신호를 피하기 위해 두 탐촉자의 위치를 유리판에서는 점원으로부터 100 mm와 230 mm에, 그리고 단일방향

CFRP판에서는 점원으로부터 75 mm와 150 mm에 두었다. 탐촉자에 검출된 신호는 digital oscilloscope (Lecroy 9410)를 통하여 디지털 신호화 하여 IBM PC에 저장하였다. 검출된 신호의 시작 부분인 초기 신호의 범위를 넓혀가면서 선택하고, 선택 범위 외에는 0으로 채워넣은(padding) 뒤에 FFT하여 스펙트럼을 구하였으며, 이로부터 과도적 신호의 주파수 성분 변화를 구하였다.

#### IV. 결과 및 논의

##### 4.1 유리판에서 점원에 의해 발생한 Lamb파의 과도적 신호의 분석

등방성 판에서의 단절 주파수는 식(5)와 (6)에 나타난 바와 같이 판의 두께 공명이 일어나는 경우이다. 직경이 6.35 mm이고 중심주파수가 10 MHz인 종파용과 횡파용 광대역 탐촉자를 사용하여 펄스겹침(pulse-echo overlap) 방법으로 측정된 본 실험에 사용된 시편의 횡파와 종파의 속도는 각각 5820 m/s와 3380 m/s로 이를 식(5)와 (6)에 대입하여 구한 각 모드의 단절 주파수를 표1에 나타내었다.

표 1. 두께가 3 mm인 유리판의 단절 주파수

대칭 모드 단절 주파수 (kHz)	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$
	970	1127	2253	2810
비대칭 모드 단절 주파수 (kHz)	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
	583	1890	1940	2817

그림3은 두께가 3 mm인 유리판 표면에서 판에 수직하게 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 100 mm와 230 mm에 둔 탐촉자에 검출된 신호들이다. 여기서 1, 2, 3으로 표시된 초기에 도달된 부분은 비교적 빠른 전파속도를 갖는 모드들에 의해 형성된 것으로 이들의 스펙트럼을 그림4와 그림5에 나타내었다. 이 스펙트럼에서 첫번째 것은 600 kHz 부근의 봉우리만이 있었으나, 신호가 더 도달되면서 1200 kHz 근방의 봉우리가 형성되었다. 그림1에서 600 kHz와 1200 kHz 부근에서 빠른 균속도 값을 갖는 모드는 각각  $S_0$  모드와  $S_1$ ,  $A_1$  모드이다.

그리고 600 kHz 근방의 봉우리는 신호가 더 도달될수록 고주파쪽으로 이동하였는데, 이는 그림1의 균속도 분산곡선에서 600 kHz 부근의  $S_0$  모드는 주파

수가 증가하면 균속도가 감소하므로 신호가 도달될수록 점차 균속도가 작아지는 고주파 성분이 도달되었기 때문이다. 따라서 600 kHz부근의 봉우리는  $S_0$  모드에 의해 형성된 것이다. 또한 1200 kHz 근방의 봉우리는 신호가 더 도달될수록 저주파 쪽으로 이동하면서 갑자기 진폭이 증가 되었다. 이것은 그림1에서 보는바와 같이  $S_1$ 과  $A_1$  모드는 각각 1300 kHz와 1000 kHz 부근에서 최대 균속도 값을 가지며,  $S_1$  모드의 최대 균속도 값이  $A_1$  모드의 최대 균속도 값보다 크므로 균속도가 큰 1200 kHz 부근의  $S_1$  모드가 도달한 뒤에 균속도가 작아지는 저주파 쪽의 성분이 도달하고, 또  $A_1$  모드가 도달하였기 때문에 나타난 현상이다. 따라서 1200 kHz 봉우리는  $S_1$ 과  $A_1$  모드에 의해 형성된 것이다.

이와 같이 등방성 매질인 유리판에 수직으로 작용하는 점원에 의해 발생된 과도적 탄성파의 초기 부분은 균속도가 빠른  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $A_1$  모드가 형성되어 있는데, Weaver[5] 등이 이러한 과도적 신호의 초기부분에 진폭은 작으나 균속도가 빠른 이들 모드들에 의해 형성된 부분이 있다고 계산으로 예측한 결과와 일치하는 경향을 갖는다.

그림3에서 두 다른 위치에서 두 탐촉자에 의해 검출된 신호의 초기부분은 왜곡이 심하지 않았다. 이는 그림1에서 보듯이  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $A_1$  모드의 최대 균속도 부근에서 분산이 적기때문에 나타난 현상이다. 그러나 두 신호에서 F 이후의 부분은 큰 차이를 보이며, 각 신호는 시간이 경과하면서 낮은 주파수 성분으로 변화되었다. 이는 그림1에서  $A_0$  모드는  $A_1$  모드 단절 주

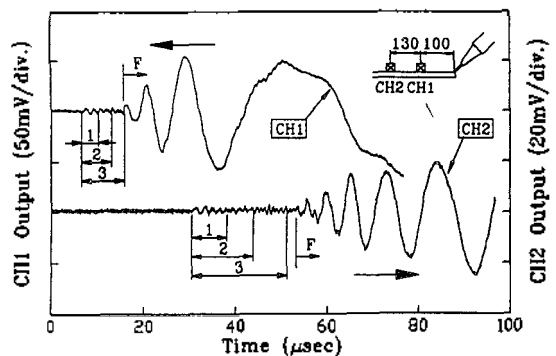


그림 3. 두께가 3 mm인 유리판 표면에서 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 100 mm와 230 mm 떨어진 탐촉자에서 Lamb파의 과도적 신호

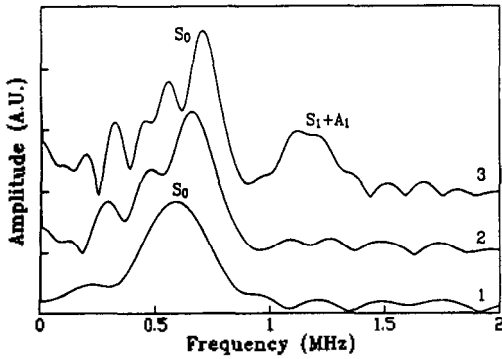


그림 4. 두께가 3 mm인 유리판 표면에서 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 100 mm 떨어진 탐촉자에 검출된 과도적 신호의 시간에 따른 스펙트럼의 변화

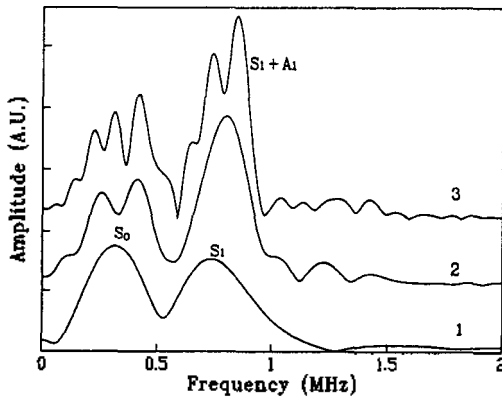


그림 5. 두께가 3 mm인 유리판 표면에서 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 230 mm 떨어진 탐촉자에 검출된 과도적 신호의 시간에 따른 스펙트럼의 변화

파수 이하에서 주파수가 감소하면 군속도도 감소하는 심한 분산 때문에 나타난 현상이다[5, 11, 12].

#### 4.2 단일방향 CFRP판에서 점원에 의해 발생한 Lamb 파의 과도적 신호의 분석

CFRP는 탄소섬유 주위에 epoxy가 둘러싼 구조를 하고 있으며, 무게에 대한 강도의 비가 크고, 금속 재료보다 충격 흡수 특성이 우수하다. 그러나 단일방향 CFRP는 섬유 방향에 대해서는 탄소의 결합력에 의존하고, 섬유에 수직인 방향은 epoxy의 결합력에 의존하는 강도에 대한 이방성이 큰 재료이다. 이와 같은 이방성이 심한 판에서도 유리판에서와 마찬가지로 단절주파수는 판의 두께 공명이 일어나는 주파수

이므로[7], 두께방향의 음파속도가 판의 단절주파수를 결정한다. 유리판에서와 같은 방법으로 측정된 실험에 사용된 단일방향 CFRP판의 두께방향 횡파와 종파의 속도는 각각 1490 m/s와 3080 m/s로, 이를 식 (5)와 (6)에 대입하여 구한 각 모드의 단절 주파수를 표2에 나타내었다.

표 2. 두께가 2.45 mm인 단일방향 CFRP판의 단절 주파수

대칭 모드 단절 주파수 (kHz)	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$
	608	628	1216	1824
비대칭 모드 단절 주파수 (kHz)	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
	304	912	1257	1520

그림6은 2.45 mm 두께의 단일방향 CFRP판의 표면에서 판에 수직으로 연필심을 부러뜨렸을 때 두 탐촉자를 섬유 배열방향과 같은 방향으로, 그리고 점원에서 75 mm와 150 mm에 두어 검출한 신호들이다. 유리판에서와 같이 여기서도 1, 2, 3으로 표시된 초기에 도달된 부분은 비교적 빠른 전파속도를 갖는 모드들에 의해 형성된 것으로 이들의 스펙트럼을 그림7과 그림8에 나타내었다.

초기에 도달된 신호의 스펙트럼은 유리판에서와는 달리 처음부터 350 kHz와 750 kHz 근방의 두 봉우리가 나타났는데, 이는 그림2의 군속도 분산곡선에 나타난 바와 같이 단일방향 CFRP판에서 섬유방향으로 전파하는 파의 단절 주파수가 608 kHz인  $S_1$  모드의 최대 군속도 값은  $S_0$  모드의 최대 군속도 값에 인접하므로, 거의 동시에 도달되기 때문에 나타나는 현상이다.

또한 350 kHz 근방의 봉우리는 신호가 더 도달되면서 고주파쪽으로 이동하였는데, 이는 그림2에서 볼 수 있듯이  $A_1$  모드 단절 주파수 근방에서  $S_0$  모드는 주파수가 증가하면 군속도가 감소하므로 신호가 도달될수록 점차 군속도가 작아지는 고주파 성분도 도달되므로, 350 kHz부근의 봉우리는  $S_0$  모드에 의해 형성된 것이다. 그리고 750 kHz 근방의 봉우리는 저주파쪽 성분이 증가하면서 진폭이 크게 증가하고 있다. 이것은 그림2에서 보는 바와 같이 단절 주파수가 304 kHz인  $A_1$  모드는  $S_2$  단절 주파수 630 kHz 근처에서 최대 군속도 값을 갖고,  $S_1$  모드의 최대 군속도 값이  $A_1$  모드의 최대 군속도 값보다 크므로 군속도가 큰  $S_1$  모드가 도달한 후, 군속도가 작아지는  $S_1$  모드의 저주파 성분이 도달하고, 이후  $A_1$  모드가 도달되

기 때문에 나타난 현상이다. 따라서 750 kHz 봉우리는  $S_1$ 과  $A_1$  모드에 의해 형성된 것이다.

이와 같이 이방성이 심한 FRP판에서 접원에 의해 발생된 과도적 탄성파에 대해 Prosser 등은 flexural ( $A_0$ ) 모드로 국한된 연구를 하였고[15], Takeda 등은 검출된 신호에서 대칭 모드와 비대칭 모드의 속도 줄 구하였으나[14], 신호의 주파수 분석은 하지 않았으며, Gorman은 이러한 과도적 신호의 스펙트럼을 구하였으나, 탐촉자의 종류에 따른 비교만을 하고 있다[16]. 본 연구에서는 접원에 의해 발생된 과도적 신호의 스펙트럼을 군속도 분산곡선과 비교 분석함으로써 과도적 신호의 초기 부분은 군속도가 빠른  $S_0$ ,

$S_1$ ,  $A_1$  모드로 형성되어 있음을 확인할 수 있었다.

그림6에서 두 다른 위치에서 검출된 신호의 초기부분은 유리판에서와 같이 왜곡이 심하지 않았다. 이것은 그림2에서 보듯이 각 모드의 최대 군속도 부근에서는 분산이 적기 때문에 나타나는 현상이다. 그러나 음원으로부터 75 mm 떨어진 탐촉자에 검출된 진폭이 큰 신호가 음원으로부터 150 mm 떨어진 탐촉자에 검출된 신호에는 나타나지 않았는데, 이것은 그림2의 분산곡선에서  $A_0$  모드는  $A_1$  모드 단절 주파수 이하에서 심한 분산을 가지고  $S_0$  모드보다 약 1/5정도의 낮은 군속도 값을 가지므로 측정된 시간 범위에 나타나지 않았기 때문이다.

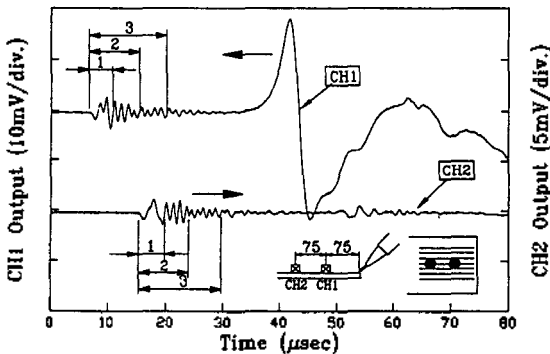


그림 6. 두께가 2.45 mm인 단일방향 CFRP판 표면에서 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 75 mm와 150 mm 떨어진 탐촉자에서 섬유배열 방향으로 전파된 Lamb파의 과도적 신호

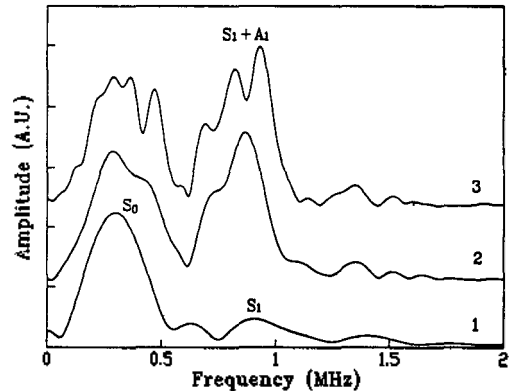


그림 8. 두께가 2.45 mm인 단일방향 CFRP판 표면에서 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 섬유배열 방향으로 150 mm 떨어진 탐촉자에 검출된 과도적 신호의 시간에 따른 스펙트럼의 변화

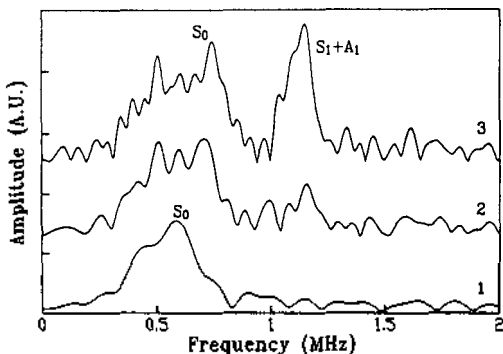


그림 7. 두께가 2.45 mm인 단일방향 CFRP판 표면에서 연필심을 부러뜨렸을 때 음원으로부터 섬유배열 방향으로 75 mm 떨어진 탐촉자에 검출된 과도적 신호의 시간에 따른 스펙트럼의 변화

## V. 결 론

유리판과 단일방향 CFRP판에서 Lamb파의 군속도의 분산곡선을 수치 계산에 의해 구하였고, 두께가 3 mm인 등방성 매질인 유리판과 두께가 2.45 mm인 이방성 매질인 단일방향 CFRP판에서 연필심을 부러뜨려 발생한 과도적 탄성파의 신호가 도달되고 있는 과정에서의 스펙트럼의 변화를 1.5 MHz 이하에서 구하고, 수치계산에 의해 구한 군속도 분산 곡선과 비교 분석하였다.

등방성 매질인 유리판과 이방성 매질인 단일방향 CFRP판에서 연필심을 부러뜨려 발생된 과도적 탄성파의 초기부분은  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $A_1$  모드의 최대 군속도 부근



의 성분으로 구성되어 있었으며, 이들 모드의 최대 군속도 부근에서는 분산이 작기 때문에 신호의 왜곡이 심하지 않았다. 특히 가장 빠르게 전파하여 과도적 신호의 초기 부분 형성에 크게 기여한 모드는  $A_1$  모드 단절 주파수 이하의  $S_0$  모드이었다. 또한  $A_1$  모드의 최대 군속도는  $S_0$  모드의 최대 군속도보다 작으나, 비교적 큰 값을 갖기 때문에 신호가 시작된 이후의 부분에는  $A_1$  모드가 많이 섞여 있었다.

이방성이 심한 단일방향 CFRP판에서 섬유 배열 방향으로 전파된 과도적 탄성파는 시작부분부터  $S_0$  와  $S_1$  모드가 섞여 있었는데, 이는  $S_1$  모드의 최대 군속도가  $S_0$  모드의 최대 군속도와 거의 같기 때문으로 이것은 수치 계산에 의해 구한 군속도 분산곡선에서 도 같은 경향을 갖는다.

유리판과 단일방향 CFRP판에서 연필심을 부러뜨려 발생된 과도적 탄성파의 스펙트럼 분석으로부터 Lamb파의 군속도 분산관계가 등방성 매질의 관뿐만 아니라 이방성 매질의 판에서도 적용시킬 수 있음을 확인하였다.

### 참 고 문 헌

1. L. E. Kinsler, "Fundamentals of Acoustics," 3rd ed., Chap.7, John Wiley & Sons, New York, 1982.
2. W. Sachse and Y. H. Pao, "On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids," J. Appl. Phys., 49(8), pp.4320-4327, 1978.
3. B. A. Auld, "Acoustic Fields and Waves in Solids," Vol.11, Chap.10-11, John Wiley & Sons, New York, 1973.
4. H. Lamb, "On Waves in an Elastic Plate," Proceedings Royal Soc. London, Series A. Vol.93, p.114, 1917.
5. R. L. Weaver and Y. H. Pao, "Axisymmetric Elastic Waves Excited by a Point source in a Plate," J. Appl. Mech., Vol.49, pp.821-836, 1982.
6. B. A. Auld, "Acoustic Fields and Waves in Solids," Vol.1, Chap.6, John Wiley & Sons, New York, 1973.
7. L. P. Solie, and B. A. Auld, "Elastic waves in free anisotropic plates," J. Acoust. Soc. Am., 54, pp. 50-65, 1973.
8. V. Dayal and V. K. Kinra, "Leaky Lamb waves in an anisotropic plate I: An exact solution and Experiments," J. Acoust. Soc. Am., 85(6), pp.2268-2276, 1989.
9. D. E. Chimenti and Adnan H. Nayfeh, "Leaky Lamb waves in fibrous composite laminates," J. Appl. Phys., 58(12), pp.4531-4538, 1985.
10. W. R. Rose, S. I. Rokhlin and L. Adler, "Evaluation of Anisotropic Properties of Graphite-Epoxy Composites Using Lamb waves," Rev. Prog. Quantitative NDE, Vol.6B, pp.1111-1118, 1987.
11. B. Tang and E. G. Henneke II, "Lamb-wave Monitoring of Axial Stiffness Reduction of Laminated Composite Plates," Materials Evaluation, Vol.47, pp.928-934, 1989.
12. F. Press and J. Oliver, "Model study of air-coupled Surface Waves," J. Acoust.Soc. Am., 27, pp.43-46, 1955.
13. M. A. Medick, "On Classical Plate Theory and Wave Propagation," J. Appl. Mechanics, pp. 223-228, 1961.
14. N. Takeda, R. L. Sierakowski and L. E. Malvern, "Wave propagation Experiments on Ballistically Impacted Composite Laminates," J. Composite Materials, Vol.15, pp.157-174, 1981.
15. W. H. Prosser and M. R. Gorman, "Propagation of Flexural Mode AE Signals in GR/EP Composite Plates," Acoustic Emission in Composite Materials, Vol.4, pp.418-427, 1992.
16. M. R. Gorman, "Plate wave acoustic emission," J. Acoust. Soc. Am., 90(1), pp.358-364, 1991.
17. H. F. Pollard, "Sound Waves in Solids," Chap.1-2, Pion Limited, London, 1977.
18. J. K. Lee, Y. H. Kim and H. C. Kim, "Transient Elastic Waves generated by Point Source in Carbon Fibre Reinforced Plastics Plate," in Progress in Acoustic Emission VI, edited by T. Kishi, K. Takahashi and M. Ohtsu, The Japanese Society for NDI, 1992.
19. D. A. Hutchins and K. Lundgren, "A laser study of transient Lamb waves in thin materials," J. Acoust. Soc. Am., 85(4), pp.1441-1448, 1989.

▲李 廷 鎭(Jeong Ki Lee) 1961년 2월 27일생



1991년 2월 : 성균관대학교 물리학과(이학사)  
1993년 2월 : 한국과학기술원 물리학과(이학석사)  
1993년 3월~1994년 현재 : 한국과학기술원 물리학과 박사과정 재학

▲金 鎬 鐵(Ho Chul Kim) 1929년 3월 16일생



1953년 : 서울대학교 물리학과(이학사)  
1969년 : Imperial College, University of London, Ph.D.X DIC  
1982년~1994년 현재 : Journal of Materials Science 편집위원

▲崔 明 善(Myoung Seon Choi) 1959년 6월 6일생



1983년 2월 : 연세대학교 물리학과(이학사)  
1985년 2월 : 한국과학기술원 물리학과(이학석사)  
1992년 8월 : 한국과학기술원 물리학과(이학박사)  
1985년 3월~1994년 현재 : 한국원자력연구소 비파괴시험사업부 선임연구원

1986년~1994년 현재 : Journal of Materials Science Letters 편집위원

1993년~1994년 현재 : Journal of Applied Physics와 Journal of Applied Physics Letters 논문평론가

1993년~1994년 현재 : 한국비파괴검사학회 편집위원장

1980년~1994년 현재 : 한국과학기술원 물리학과 교수

▲金 榮 煥(Young H. Kim)

제 13권 1호 참조