

기술해설

비선형 파라메타를 이용한 초음파 영상법 (Ultrasound Imaging by Nonlinear Parameter)

최종호* 최종수**
(Jong Ho Choi, Jong Soo Choi)

*상남대학교 전산리 전공강사

**중앙대학교 전자공학부 교수

I. 서론

초음파는 생체조직에 대해 무해, 무통하고 연부조직에서는 우수한 분석력을 가진다는 점등의 특징때문에 체외로부터 무침습적으로 체내 조직의 형태나 기능을 관찰하는 진단장치의 에너지원으로 널리 사용되고 있다. 초음파를 이용한 대표적인 영상기술로는 반사파를 이용하는 펄스-에코법을 들 수 있다.

초음파 펄스-에코법은 체내를 향하여 초음파 펄스를 입사시켜 음향 임피던스가 다른 경계면으로부터의 반사파를 수신하여 그라운단 상에 표시하는 방법으로 소형이며, 실시간 영상이 가능하다는 장점 때문에 널리 사용되고 있다. 그러나 이 방법에 의한 영상은 경계면의 존재 유무를 나타내는 점선적인 것으로 조직의 병리학적 상태를 진단하는 것은 불가능하다. 따라서 조직의 병리학적 상태를 음파에 관한 물리량으로 표현하여 정량적인 영상을 얻고자 하는 조직의 정량화 (tissue characterization) 연구에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다.

조직의 정량화에 관한 접근방식의 하나는 음향 임피던스, 흡수, 감쇠계수등의 영상으로 수직적인 층래의 초음파 영상 기술을 개발하는 것이며, 이 방법 하나는 기존의 영상 시스템에서 큰 취급되지 않았던

비선형 파라메타와 같은 새로운 음향적 특성을 이용하는 방법이다. 의용 초음파 영상 기술의 개발 방향을 그림1에 나타냈다.

생체조직 내에서의 초음파의 전파는 선형적으로 모델링되어 왔으나, 음파의 전파에 관한 기본적인 메카니즘은 비선형성임으로 비선형 파라메타 B/A 는 실시간으로 높은 분해능을 갖는 영상을 산출할 수 있는 가능성을 내포하고 있다. 비선형 파라메타 B/A 의 측정을 위한 대표적인 방법으로는 신호자체의 압력 변화로 인한 파형의 왜곡을 관찰하는 방법과 또다른 외부의 에너지원으로 압력변화를 유발시켜 신호의 위상 천이량을 얻는 방법을 들 수 있다. 전자의 방법으로는 조직내에서의 초음파의 전파에 수반되는 제2 고조파를 수신하여 비선형 파라메타의 분포를 구하는 2nd harmonic detection법¹⁾과 2개의 주파수성분의 혼합성분을 관찰하는 parametric array법²⁾을 들 수 있다. 후자의 방법으로는 수신된 고주파 성분인 probing wave의 입력을 고진폭 저주파 성분인 pumping wave에 의해 변화시켜 probing wave의 위상천이량을 관찰하는 변형-pumping wave법³⁾이 있다.

비선형 파라메타를 이용한 단층 영상법은 반사파와 위상차로 나타낼 수 있다. 반사파는 편광성인 예시 매우 위력적이다, 반사면이 불규칙하게 존재하

II. 유한 진폭 음파의 전파 이론

고 다중반사에 의한 영상 열하 요인이 있으므로 많은 연구가 진행되어야 할 것으로 생각된다. 본고에서 대상으로 하고자 하는 투과모드에서의 비선형 파라메타 B/A를 이용한 단층 영상법은 앞에서 서술한 세가지 방법에 의해 모두 가능하다. 그러나, 2nd harmonic detection법과 parametric array법을 적용할 경우에는 굴절률과 감쇠계수를 파라메타로 하는 기존의 초음파 CT와 마찬가지로 압력 변화에 의한 비선형 파라메타 B/A의 선적분을 얻은 후에 역투영 (backprojection) 하여 단층상을 얻게 된다^{9,10}. 따라서 이 방법은 180°의 투영 데이터를 얻어야 함으로 데이터의 수집시간과 계산시간이 길므로 실시간 영상이 불가능하며, 인체의 기하학적 특성 때문에 진단부위가 제한될 수 밖에 없다. 또한 신호의 감쇠현상으로 인한 영상열하요인을 보정하기 위해서는 감쇠에 관한 단층영상을 부수적으로 얻어야 함으로 임상에 응용하기에는 부적합하다. Ichida 등은 impulsive pumping wave를 이용하여 단층영상을 얻는 방법을 제안하였다¹¹. 이 방법은 위상 전이량을 이용하기 때문에 감쇠보상을 필요로 하지 않으며 실시간 영상을 얻을 수 있다는 장점이 있으나, 굴절 매질내에서의 ray bending으로 인한 회절의 영향을 고려하지 못하고 있다.

본고에서는 유한 진폭 음파의 전파와 비선형 파라메타의 측정과 관련된 전반적 이론을 소개하고, 실시간 회절 단층 영상법을 중심으로 비선형 초음파 영상에 대해 서술한다.

중래의 초음파 영상 기술에서는 무한히 작은 진폭의 파동을 가정하여 음향 임피던스, 음속, 감쇠계수 등을 선형근사 이론에 의해 측정하는 방법이 주로 연구되어 왔다. 그러나 유한 진폭 음파는 음속이 진폭에 의존하기 때문에 매질을 통과하면서 파형이 왜곡되어 고조파를 발생시킨다.

생체 연부 조직을 전파하는 음파의 비선형성은 음압(p)과 밀도(ρ)와의 관계를 Taylor 급수로 전개하여 다음과 같이 주어진다^{12,13}.

$$p = p_0 + \left[\frac{\partial p}{\partial \rho} \right]_s (\rho - \rho_0) + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right]_s (\rho - \rho_0)^2 + \dots + \left[\frac{\partial^n p}{\partial \rho^n} \right]_s (\rho - \rho_0)^n + \dots \quad (1)$$

여기서 p₀와 ρ₀는 각각 평형 상태의 음압과 밀도이며, s는 엔트로피이다. 식(1)은 등엔트로피 조건 (s=s₀) 하에서

$$p - p_0 = A \left[\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right] + \frac{B}{2} \left[\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right]^2 + \dots \quad (2)$$

로 주어진다. 여기서 c₀를 무한히 작은 진폭의 음속으로 나타내면

$$A = \rho_0 c_0^2, \quad B = \rho_0^2 \left[\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right]_s = 2\rho_0^2 c_0^3 \frac{\partial c}{\partial \rho} \quad (3)$$

로 되고, A와 B의 비를 구하면

$$B/A = 2\rho_0 c_0 \frac{\partial c}{\partial p} \quad (4)$$

로 주어진다. 식(4)를 적분하면, 유한 진폭 음파의 음속 c를 음압 p의 함수로 나타낼 수 있다.

$$c(t) = c_0 + \frac{1}{2\rho_0 c_0} B/A \cdot p(t) \quad (5)$$

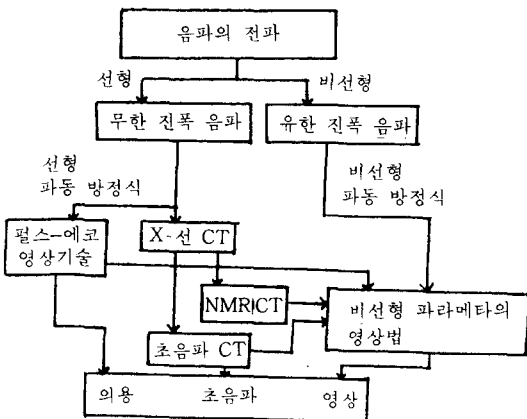


그림 1. 의용 초음파 영상 기술의 개발 방향

비선형 파라메타를 이용한 초음파 영상변
식(5)에서 알 수 있는 바와 같이 유한 진폭 음파는
음압이 (+)인 부분에서는 c_0 보다 빠른 음속으로
전파되고, 음압이 (-)인 부분에서는 c_0 보다 느린
음속으로 전파되므로 파형이 왜곡되어 고조파를
발생시킨다. 이러한 유한 진폭 음속의 왜곡 현상을
그림2에 나타냈다.

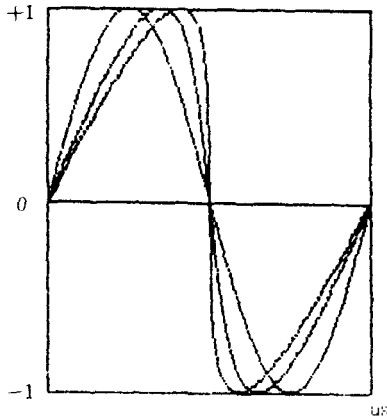


그림 2. 유한 진폭 음파의 왜곡

무손실 매질을 전파해 가던기 왜곡된 유한 진폭
음파에 포함된 고조파 성분은 Fubini¹⁴⁾에 의해
Fourier 급수식으로 부터 다음과 같이 주어진다.

$$p = p_0 \sum_{n=1}^{\infty} 0 \frac{2}{n\sigma} J_n(n\sigma) \sin n(\omega t - kx) \quad (6)$$

여기서 ω 와 k 는 각각 입력파의 각 주파수와 파수
(wave number)이고 J_n 은 n 차의 제1종 Bessel 함수이
다. σ 는 충격 파라미터 (shock parameter)이다.

III. 비선형 파라메타의 측정법

1. 2nd Harmonic detection법

식(6)으로 부터 제2고조파 성분의 음압 P_2 는

$$P_2 = P_0 J_2(2\sigma) \cdot \sigma \quad (7)$$

로 주어지고, Bessel 함수를 역급수로 전개하여 1
차항과 2차항만을 취하면,

$$P_2(x) = P_1^2(0) \cdot X \cdot \frac{(2+B/A)\pi \cdot f}{2\rho_0 c_0^3} \quad (8)$$

로 된다. 여기서 $P_1(0)$ 는 $X=0$ 에서의 기본파 성분의
음압이다.

무손실 매질에서의 평면파 전파 이론을 가정하면
식(8)로 부터 매질의 특성 파라미터인 비선형 파라
미터 B/A 를 측정할 수 있다. 그러나 생체의 연부조
직은 감쇠 매질로 취급이 가능하므로 매질의 감쇠
효과를 고려해야 한다.

기본파 성분과 고조파 성분들의 감쇠는 서로 독립
적이고, 제2 고조파 성분의 변화는 흡수와 고조파
발생이라는 가정하에서

$$\frac{dp_2(x)}{dx} = K \cdot P_1^2(x) - \alpha_2 P_2(x) \quad (9)$$

$$k = \frac{(2+B/A)\pi \cdot f}{2\rho_0 c_0^3} \quad (10)$$

로 주어진다¹⁵⁾. 여기서 α_1 과 α_2 는 각각 기본파 성분과
제2 고조파 성분의 감쇠 계수이다.

2. Parametric Array 법

주파수가 f_1, f_2 인 두 초음파를 동시에 전파시킴으
로써 나타나는 비선형 효과를 2차파의 성분과 1차파
의 성분들의 비로 부터 관찰하는 방법이다. 이 때
사용되는 음파는 동축의 평면파로 가정한다.

감쇠가 없는 매질에서 주파수가 f_1, f_2 인 평면파를
같은 축을 따라서 전파시켰을 때 발생하는 2차파
성분을 $P_s(x)$ 라 하면,

$$P_s(x) = \frac{(2+B/A)\pi \cdot f_s}{2\rho_0 c_0^3} x P_1(0) P_2(0) \quad (11)$$

로 주어진다¹⁶⁾. 여기서 $P_1(0), P_2(0)$ 는 입력된 1차파
의 성분의 크기이다. 1차파의 음압이 비교적 작고
비선형 흡수를 고려하지 않는다면 1차파의 감쇠와
2차파의 감쇠는 서로 독립적이라고 생각할 수 있
다. 1차파가 거리 dx 를 전파하는 동안 발생하는
2차파 성분의 크기를 $dp_s(x)$ 라 하면,

$$\frac{dP_s(x)}{dx} = \frac{(2+B/A)\pi \cdot f_s}{2\rho_0 c_0^3} \cdot P_1(x) P_2(x) - \alpha_s P_s(x) \quad (12)$$

로 주어진다. 여기서 $P_1(x) = P_1(0) \exp(-\alpha_1 x)$, $P_2(x) = P_2(0) \exp(-\alpha_2 x)$ 이다. 식(12)의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$P_s(x) = \frac{(2+B/A)\pi \cdot f_s}{2\rho_0 c_0^3} \cdot P_1(0), P_2(0) \cdot \frac{\exp(-\alpha_s x) - \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)x]}{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_s} \\ = \frac{(2+B/A)\pi \cdot f_s}{2\rho_0 c_0^3} \cdot P_1(x) P_2(x) \cdot \frac{\exp[(\alpha_1 + \alpha_2)x] - 1}{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_s} \quad (13)$$

2차파의 주파수로는 $f_1 - f_2$, $f_1 + f_2$ 등을 택할 수 있으나, 차주파수 성분인 $f_1 - f_2$ 가 감쇠의 영향을 크게 받지 않으므로 일반적으로 $f_s = f_1 - f_2$ 가 선택된다. 만일 $f_1, f_2 \ll f_s$ 라면 $\alpha_1 + \alpha_2 > \alpha_s$ 가 되어 식(3-16)은 다음과 같이 근사 된다.

$$P_s(x) = \frac{(2+B/A)\pi \cdot f_s}{2\rho_0 c_0^3} \cdot P_1(x) P_2(x) \cdot \frac{\exp[(\alpha_1 + \alpha_2)x] - 1}{\alpha_1 + \alpha_2} \quad (14)$$

식(13)과 식(14)로 부터 비선형 파라미터 B/A의 크기와 차주파수 성분 $P_s(x)$ 의 크기는 비례하는 것을 알 수 있으며, $P_s(x)$ 의 값으로 비선형 파라미터 B/A를 결정할 수 있다.

3. 감쇠의 영향

선형 근사 이론에서의 감쇠 메카니즘은 매질의 흡수에 의한 에너지 감소로 설명되고 있다. 즉 균일 매질을 전파한 음파의 세기, I는

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (15)$$

로 주어진다. 여기서 I_0 는 입사파의 세기이고, α 는 매질의 흡수계수이다. 그러나 매질을 전파하는 비선형 음파의 음속은 음압 P의 함수이므로 파형이 왜곡되어 고조파를 발생시킨다. 따라서 비선형 음파의 감쇠 메카니즘은 Shock forming process 그 자체에 의한 에너지의 감소(유한 진폭 음파감쇠)와 주파수의존성에 의한 고조파 성분 에너지의 감소(고조파 감쇠)로 나누어 설명될 수 있다¹⁶⁾.

식(6)으로 부터 유도된 유한 진폭 음파와 고조파 성분의 세기를 매질의 감쇠 계수, α 에 관한 정의 식인

$$\alpha = -\Delta I / 2I \quad (16)$$

에 대입하면, 유한 진폭 음파 감쇠, α_{lin} 와 고조파 감쇠, α_{har} 는

$$\alpha_{lin}(\sigma) = \frac{(1+B/2A)\epsilon K}{2} \cdot \frac{-\alpha/\alpha_0 \sum_{n=1}^{\infty} B_n^2(\sigma)}{\sum_{n=1}^{\infty} B_n^2(\sigma)} \quad (17)$$

$$\alpha_{har}(\sigma) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n B_n^2(\sigma) |_{x=0} e^{-\alpha x}}{\sum_{n=1}^{\infty} B_n^2(\sigma) |_{x=0} e^{-\alpha x}} \quad (18)$$

로 주어진다¹⁷⁾. 여기서 $B_n(\sigma)$ 는 비선형 음파의 Fourier 계수이고, α_n 는 고조파 성분들의 감쇠 계수이며, ϵ 은 Mach number이다. 따라서 매질을 전파하는 비선형 음파의 총 감쇠, α 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\alpha(\sigma) = \alpha_{lin}(\sigma) + \alpha_{har}(\sigma) \quad (19)$$

일반적으로 매질을 전파하는 초음파의 감쇠량은 송, 수신 트랜스듀서 사이에 매질이 있는 경우와 없는 경우에 수신된 파형의 피크값을 비교하여 결정하는 것으로 생각할 수 있다. 그러나 불균일 매질을 전파하는 초음파는 파형이 왜곡되어 파형의 비교가 불가능하게 된다. 이의 보완책으로 파형 전체의 적분

치 즉 에너지를 비교하여 감쇠량을 측정하는 방법도 있을 수 있으나, 반사와 굴절의 영향이 내포되어 정확한 측정이 어렵다. 따라서 감쇠량을 측정하는 가장 적당한 방법으로는 주파수 의존성을 고려한 감쇠계수의 측정법이다.

주파수 의존 감쇠, $\alpha(f)$ 는

$$\alpha(f) = \alpha_0 f^n \quad (20)$$

로 주어지고, 생체 연부조직에서 주파수 의존 지수 n 은 1로 가정된다

그러나 비선형 음파의 감쇠 메카니즘은 유한 진폭 음파 감쇠와 고조파 감쇠의 합으로 표현되므로 n 이 1로 되지 않는다. 따라서 $n \neq 1$ 일 경우에는 n 값에 따라 측정과정에서 발생되는 오차가 변하게 된다.

식(10), (13)으로부터 감쇠 오차 함수 E_{2nd} 와 E_{par} 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E_{2nd} = \frac{\exp(-\alpha_2 x) - \exp(-2\alpha_1 x)}{2\alpha_1 - \alpha_2} \quad (21)$$

$$E_{par} = \frac{\exp(\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_s) x}{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_s} \quad (21)$$

여기서 E_{2nd} 와 E_{par} 는 각각 2nd harmonic detection 법과 parametric array 법의 측정 과정에서 나타나는 감쇠의 영향이다.

식(21)에 식(20)으로 표현되는 주파수 의존 감쇠를 대입하여, 정리하면

$$E_{2nd} = \frac{\exp(-\alpha_0 f^n (2^n + 2)x)}{(2 - 2^n)\alpha_0 f^n}$$

$$E_{par} = \frac{\exp(-\alpha_0(f_1^n + 2^n f_2^n)X) + \exp(-\alpha_0(f_1 - f_2)nX) - 1}{\alpha_0(2 + 2^n)f_1^n - \alpha_0(f_1 - f_2)^n}$$

(22)

로 주어진다. 따라서 n 값을 변화시키면서 계산된 E_{2nd} 와 E_{par} 를 비교하면, 각 측정 기법에 의 발생되는 감쇠의 영향을 결정할 수 있다.

IV. 비선형 파라메타를 이용한 실시간 회절 단층 영상법

1. 실시간 단층 영상법

임상진단에서 사용되고 있는 초음파의 주파수에 대해 생체의 연부조직은 점성유체로 취급 가능하고, 횡파의 감쇠가 매우 크므로 생체조직 내에서는 압축파만이 전파해간다고 생각할 수 있다. 이 때 압축파에 관계되는 물성정수인 밀도 ρ , 체적탄성률 X , 손실계수 τ 가 공간적으로 분포되어 있을 경우, 압축파가 만족해야 할 미분방정식은 다음과 같이 주어진다²⁸⁾.

$$\nabla[(X + j\omega\tau)\nabla^2 U + \omega^2 \rho U] - \omega^2 U \nabla \rho = 0 \quad (23)$$

여기서 U 는 속도 포텐셜이다. 밀도분포가 공간적으로 균일하지 않을 경우에는 식 (23)의 1항이 남게 되므로 단층영상법에서 사용되고 있는 모델에서는 음향적 특성을 기술하기가 어렵다. 따라서 조직내의 밀도의 변화는 매우 작다는 가정하에서 초음파의 전파는 다음과 같은 파동방정식으로 설명될 수 있다.

$$(\nabla^2 + k^2(\vec{r})) U(\vec{r}) = 0 \quad (24)$$

음파의 주파수가 f 일 경우, 파수(wave number)는

$$K(\tau) = \frac{\omega}{C(\tau)} = \frac{\omega}{C_0} (1 + \frac{B/A(\vec{r})}{2\rho_0 C_0} \Delta P)^{-1} \quad (25)$$

로 쓸 수 있다.

식 (25)에서 비선형 파라메타 B/A 는 C_0 에 비해 무시할 수 있을 정도로 작으므로 다음과 같이 근사적으로 나타낼 수 있다. 즉,

식(25)을 식(24)에 대입하면

$$[\nabla^2 + k_0^2(1 - \frac{B/A(\vec{r})}{2\rho_0 C_0} \Delta P)] U(\vec{r}) = 0 \quad (26)$$

로 된다. 식 (26)에서 매질의 특성을 나타내는 섭동항

$$1 - \frac{B/A(\vec{r})}{2\rho_0 C_0^2} \Delta P \text{를 } F(\vec{r}) \text{로 놓으면}$$

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + (k_0 F(\vec{r}))^2 U(\vec{r}) = 0 \quad (27)$$

로 된다.

본 고에서는 위상정보만을 대상으로 하기 때문에 식(27)로 주어지는 파동방정식의 해를 음로(Acoustical length)에 해당되는 아이코날 $\phi(\vec{r})$ 로 나타내면

$$U(\vec{r}) = \text{EXP}[jk_0 \phi(\vec{r})] \quad (28)$$

로 된다. 식 (28)을 식 (27)에 대입하면

$$jk_0^{-1} \nabla^2 \phi - (\nabla \phi)^2 + F^2 = 0 \quad (29)$$

로 되고, 여기서

$$F = 1 + F_1, \quad \phi = \phi_0 + \phi_1 \quad (30)$$

으로 놓고 식 (29)에 대입한 후에, 2차항을 무시하면

$$\nabla \phi_0 \cdot \nabla \phi_1 = F_1 \quad (31)$$

을 얻는다. 여기서 ϕ_0 는 섭동이 없는 매질에서의 아이코날이다.

평면파의 입사를 가정하여 식 (31)을 전파방향 (a→b)에 따라 적분하면

$$\phi_1(b) - \phi_1(a) = \int_a^b F_1(\tau) d\tau \quad (32)$$

로 주어진다.

섭동매질에서의 아이코날 ϕ_1 은 식 (32)에서 직선 경로에 대응되는 섭동항인 $F_1(\vec{r})$ 의 적분값임으로 직선 재구성 알고리즘인 컨볼루션 역투영 정리나 투영 절단면 정리(projection slice theorem)를 적용하면 섭동항 즉 비선형 파라메타에 관계되는 F_1 에 대한 단층상을 얻을 수 있다. 그러나 이 방법은 기존

의 초음파 CT와 마찬가지로 180°의 투영데이터를 얻어야 함으로 진단부위가 제한되고, 실시간 영상이 불가능하다. 이러한 문제점을 해결하기 위해 impulsive puming wave로 매질내에서의 압력변화를 유발시켜 probing wave의 위상천이량을 관찰하는 방법을 식 (32)에 적용하여 실시간으로 영상화하는 방법을 서술하였다.

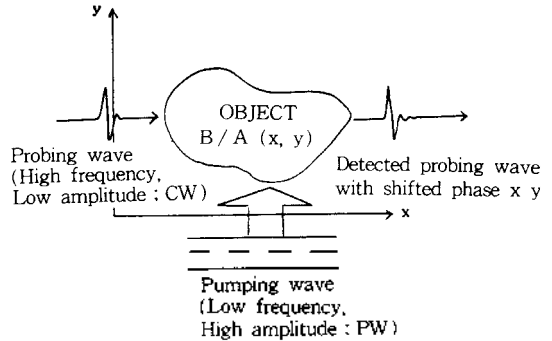


그림 3. 실시간 비선형 영상 시스템

그림 3과 같은 영상시스템에서 매질내의 압력변화는 probing wave와 pumping wave에 의해 일어남으로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Delta P = \Delta P_{\text{probe}} + \Delta P_{\text{pump}} \quad (33)$$

여기서 probing wave는 고주파 저진폭이고, pumping wave는 저주파 고진폭임으로

$$|\Delta P_{\text{pump}}| \gg |\Delta P_{\text{probe}}| \quad (34)$$

의 관계가 성립한다. ΔP_{pump} 에 의한 압력변화는 매질을 통과하는 음속의 변화를 유발시킨다. 즉, 매질의 $B/A(x, y) > 0$ 일 경우 Pump파의 압력이 높은 부분에서는 음속이 크게 되고, 낮은 부분에서는 음속이 적게 되므로 신호파의 위상천이를 얻을 수 있다.

Pumping wave가 평면파일 경우

$$\Delta P_{\text{pump}}(x, y, x, t) = a f(t - \frac{y}{C_0}) \quad (35)$$

비선형 파라메타를 이용한 초음파 영상법
로 나타낼 수 있다. 여기서 pumping wave는 임펄스
함수인 경우가 이상적이거나 실제적으로는 존재하지
않는 함수임으로 f는 pumping wave의 실제파형이
다. 또한 α 는 상수이다. 따라서 probing wave의 섭동
즉 순시 위상 천이량은

$$F_1(x, y, z, t) = -\frac{B/A(x, y)}{2\rho_0 C_0} \cdot \Delta P_{\text{pump}} - \frac{B/A(x, y)}{2\rho_0 C_0} \cdot \alpha f(t - \frac{y}{C_0}) \quad (36)$$

로 주어진다. probing waver가 x축으로 전파해가고
빔폭이 pumping wave에 비해 매우 작을 경우, 식
(36)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F_1(x, t) = -\frac{\alpha}{-2\rho_0 C_0} \cdot \frac{B}{A}(x) \cdot f(t) \quad (37)$$

$t=0$ 에서 $x=x_0$ 인 점에 위치해 있는 probing wave
를 고려하면

$$x - x_0 = C_0 t \quad (38)$$

인 관계가 성립함으로

$$F_1(x) = -\frac{\alpha}{2\rho_0 C_0^2} \cdot \frac{B}{A}(x) \cdot f(\frac{x-x_0}{C_0}) \quad (39)$$

로 된다. 식 (39)를 식 (32)에 대입하면

$$\phi_1(x) = -\frac{\alpha}{2\rho_0 C_0^2} \cdot \int_a^b \frac{B}{A}(x) \cdot f(\frac{x-x_0}{C_0}) dx \quad (40)$$

로 주어진다. 식 (40)의 우변은 $\frac{B}{A}$ 와 f의 컨볼루션
임으로 양변을 후리에 변환하면

$$F[\phi_1(x)] = -\frac{\alpha}{2\rho_0 C_0^2}$$

$$[F[\frac{B}{A}(x)] \cdot F[f(-\frac{x}{C_0})]] \quad (41)$$

로 된다. 식 (41)에서 비선형 파라메타 $\frac{B}{A}(x)$ 는
inverse filtering 과정을 통해 얻을 수 있다.

$$\frac{B}{A}(x) = -[\frac{\alpha}{2\rho_0 C_0^2}]^{-1} F^{-1}[F[\phi_1(x)] / F[f(-\frac{x}{C_0})]] \quad (42)$$

2. 회절 단층 영상법

전절에서 유도된 식 (32)는 1) 피검체내의 밀도
변화는 작고, 2) 고차항 즉 $(\nabla \phi_1)^2$ 과 N_1^2 을 무시할
수 있으며, 3) 파장이 매우 짧다는 가정하에서 성립
한다. 일반적으로 2)와 3)의 가정으로 인한 오차는
정량화 되지는 못하였으나, 매우 크다는 것이 실험적
으로 증명되었다. 따라서 본 연구에서는 회절의 영향
에 의한 오차를 보정하는 방법을 기술하였다.

섭동법에 의한 가공의 변수 ϵ 을 가정하여, 비선형
파라메타 B/A에 관계되는 섭동항 F와 아이코날
 ϕ 를 멱급수(power series)로 나타내면

$$F(\tau, \epsilon) = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} \epsilon^j F_j(\bar{r})$$

$$\phi(\tau, \epsilon) = \sum_{j=0}^{\infty} \epsilon^j \phi_j(\bar{r}) \quad (43)$$

로 쓸 수 있다.

식 (43)을 식 (29)에 대입하고 ϵ 에 관해 계수비교
하면 다음과 같다.

$$j \cdot \nabla \phi_1(\bar{r}) = F_1(\bar{r}) \quad (a)$$

$$(44)$$

$$j \cdot \nabla \phi_2(\bar{r}) = F_2(\bar{r}) - \frac{1}{2} (\nabla \phi_1(\bar{r}))^2 - F_1^2(\bar{r}) \quad (b)$$

그림 1과 같은 영상시스템에서 식 (44)의 해는

$$\phi_1 = \int_a^b F_1(x) \cdot dx \quad (a)$$

$$\phi_2 = \int_0^x F_2(x) \cdot dx$$

$$-\frac{1}{2} \int_0^x [(\nabla \phi_1)^2 - F_1^2(x)] dx \quad (b) \quad (45)$$

로 주어진다.

1차만의 섭동해를 고려하면 비선형 파라메타 $\frac{B}{A}$ (x)가 만족해야 할 방정식은 식 (45-a)로 직선 전파를 가정한 경우와 일치한다. 2차항을 무시함으로써 발생하는 ray-bend의 영향에 기인한 오차를 보정하기 위해

$$\phi_2=0 \quad (46)$$

를 만족하는 수정항 $F_2(x)$ 를 식 (45-b)로부터 유도하면

$$\int_x^x F_2(x) \cdot dx = \frac{1}{2}$$

$$[\int_0^x (\nabla \phi_1)^2 dx - \int_0^x F_1^2(x) \cdot dx] \quad (47)$$

와 같다.

식 (47)의 좌변은

$$\int_x^x F_2(x) \cdot dx = -\frac{\alpha}{2\rho_0 C_0}$$

$$\frac{B}{A}(x) \Big|_{2nd} * f\left(\frac{x-x_0}{C_0}\right) \quad (48)$$

로 쓸 수 있으므로

$$\frac{B}{A}(x) \Big|_{2nd} = -\left[\frac{\alpha}{2\rho_0 C_0} \right]^{-1}$$

$$F^{-1} \left[\text{변수 (39)의 좌변} \right] F\left(\frac{x-x_0}{C_0}\right) \quad (49)$$

로 주어진다. 따라서 식 (49)에 의해서 얻어지는 수정항 $\frac{B}{A}(x) \Big|_{2nd}$ 와 식 (42)에 의해 1차근사를

적용하여 얻은 $\frac{B}{A}(x) \Big|_{1st}$ 로부터 수정된 비선형 분포, $\frac{B}{A}(x)$ 를 결정할 수 있다.

V. 결 론

이상과 같이 고조파 성분을 발생시키는 유한 진폭 음파의 전파 이론과 비선형 파라메타의 제측 기법에 관해 간단히 살펴보고, 실시간 영상법에 관련된 연구 방향을 제시하였다.

초음파를 에너지원으로 하는 조직의 정량화에 관한 연구는 상당히 활발하게 진행되어 왔으나, 연구 레벨에 머물러 있는 이론들을 실용화 레벨로 끌어 올리기 위해서는 선형 근사 이론에 의한 펄스-에코 영상 기술과 더불어, 비선형 음파 이론을 적용한 새롭고도 유용한 영상 기술이 개발되어야 할 것이다.

특히, 지금까지는 제2 고조파의 발생 현상에 관심을 가져 왔으나 제3, 4, 5... 고조파 등의 발생 및 이용법에 관한 연구와 배열 진동자에서의 빔폭의 영향에 관한 연구가 있어야 할 것으로 생각된다.

참 고 문 헌

1. M. Linzer and S. Norton, "Ultrasonic tissue characterization", Ann. Rev. Biophys. Bioeng., Vol. 11, 1982.
2. C. F. Schueler et al, "Fundamentals of digital ultrasonic imaging", IEEE Trans., S-U, Vol. SU-31, No. 4, 1984.
3. F. Dunn et al, "Nonlinear ultrasonic propagation in biological materials", IEEE Ultra. Symp., 1981.
4. L. Bjorno et al, "Measurement of nonlinear acoustics parameters in tissue", TC with ultrasound, Vol. 1, 1986.
5. T. Sato et al, "Nonlinear tissue imaging", IEEE Ultra. Symp., 1986.
6. Y. NaKagawa et al, "Nonlinear parameter imaging with finite amplitude sound waves", IEEE Ultra. Symp., 1986.
7. N. Ichida et al, "Imaging the nonlinear ultrasonic parameter of a medium", Ul., 5, 1983.
8. C. A. Cam et al, "On ultrasonic techniques for

- 비선형 파라메타를 이용한 초음파 영상법
measurement of the nonlinear parameter B/A in
fluid like media", IEEE Ultra. Symp., 1986.
9. Y. Nakagawa et al, "비선형 상호 작용을 이용한 초음파 비선형 파라메타 CT", 일본 전자통신학회 논문집, Vol. J69-D, No-8, 1986.
 10. Y. Yamakoshi et al, "Experimental observation of a nonlinear characteristic fo the ultrasonic scattering", IEEE Ultra Symp., 1986.
 11. N. Ichida et al, "Real time nonlinear parameter tomography using impulsive pumping wave", IEEE Trans., S.-U., 31(6), 1984.
 12. R. T. Beyer, "Parameter of nonlinearity in fluids", J. Acoust. Soc. Am., 32, 1960.
 13. A. B. Coppens et al, "Parameter of nonlinearity in fluids II", J. Acoust. Soc. Am., 38, 1965.
 14. G. E. Fubini, "Anomalia nella propagazione di onde acustiche di grande ampezza, Alta Frequenza", 1965.
 15. F. Dunn et al, "Nonlinear ultrasonic wave propagation in biological media", Br. J. Cancer, 45, 1982.
 16. D. T. Blackstock, "Connection between the Fay and Fubini solutions for plane sound waves of finite amplitude", J. Acoust. Soc. Am., 39, 1986.
 17. E. L. Carstensen et al, "Absorption of finite amplitude ultrasound in tissue", Acustica, 51, 1982.
 18. P. Morse and H. Feshbach, "Methods of theoretical physics", McGraw-Hill, pp. 151~171, 1953.

筆者紹介

▲ 최 종 호 (정회원)



1957년 5월 17일생
1982년 : 중앙대학교 전자공학과 졸업
1984년 : 중앙대학교 대학원 졸업 (공학석사)
1987년 : 중앙대학교 대학원 졸업 (공학박사)
1988년~1990년 : 국립 과학기술원 전자공학 연구소 조교수

1990년~현재 : 강남대학 전자계산학과 전임강사

▲ 최 종 수 (정회원)



1975년 : 인하대학교 전기공학과 졸업
1977년 : 서울대학교 대학원 졸업 (공학석사)
1977년~1978년 : 서울 대학교 대학원 박사과정 중퇴
1981년 : 일본 게이오대학 대학원 졸업 (공학박사)
1981년 3월~1981년 10월 : 일본 야마가(주) 연구소 연구원

1981년 10월~현재 : 중앙대학교 전자공학과 교수