

펄스 타입의 음향신호를 고려한 음향표적강도 이론식 개발

Derivation of Acoustic Target Strength Equation Considering Pulse Type of Acoustic Signal

김기준* · 홍석윤† · 권현웅*
Ki-June Kim, Suk-Yoon Hong and Hyun-Wung Kwon

Key Words : Acoustic Target Strength, Sonar Cross Section, Time pattern, Time Domain, Physical Optics, Kirchhoff-Helmholtz Equation, Rayleigh's Integral Equation

ABSTRACT

Acoustic Target Strength (TS) is a major parameter of the active sonar equation, which indicates the ratio of the radiated intensity from the source to the re-radiated intensity by a target. This research provides the time pattern of TS in time domain, which is applicable to pulse modulated acoustic pressure field. If the time pattern of TS is predicted by using TS equation in frequency domain, it takes long time and difficult since time function pulsed acoustic wave may be decomposed into their frequency domain components. But TS equation in time domain has a convenience. If the expression for pulsed acoustic field has been obtained, the problem can be solved. Furthermore this paper introduces about mathematical equivalence quantities between EM wave and Acoustic Wave.

1. 서론

현대 수중 무기체계는 음파를 이용하여 상대방의 정보를 획득하며, 적극적인 수단의 하나인 능동 소나(active sonar)를 이용한 탐지 수단을 사용한다. 이를 위해서는, 표적의 상태 및 사용 주파수에 따라 송신된 음파가 산란되어 되돌아 올 때 실리는 표적의 정보가 다양하므로 이에 대한 파악이 수중 무기 체계에서의 작전에 반드시 필요하다. 그러므로 표적의 음파에 대한 산란 특성을 정확히 규명할 필요가 있으며, 또한 피탐 대상체 입장에서는 탐지되기 않기 위해서 적절한 감소 대

책의 수립이 필요하다. 이러한 반향음 감소 설계 및 반향음 특성 파악을 통한 정확한 표적에 대한 인식을 위해서는 물수체에 대한 음파 산란 해석이 필요하다. 이러한 표적의 음파에 대한 산란 특성을 대표하는 중요한 변수가 바로 표적 강도(Target Strength : 이하 TS)이다. 이러한 표적 강도는 기하학적 형상에 의해서 결정이 되기 때문에 수치해석을 통한 해석 및 예측이 가능하다 할 수 있다. 수치해석 기법은 현재 BIE (Boundary Integral Equation), GTD (Geometrical theory of diffraction), BEM (Boundary Element Method), FEM (Finite Element Method), Kirchhoff approximation 등이 이용되고 있다.

수중 소나의 경우 고주파수를 다루기 때문에

† Dept. of Naval Architecture and Ocean Engineering,
College of Engineering, Seoul National Univ.
E-mail : syh@snu.ac.kr
Tel : +82-2-880-8757, Fax : +82-2-888-9298
* Dept. of Naval Architecture and Ocean Engineering
College of Engineering, Seoul National Univ

TS 와 SCS(Sonar Cross Section)의 예측기법은 고주파수의 영역에서 이루어진다. 이러한 고주파수 대역에서의 TS 예측기법에 대한 국내 연구로는 이 등 [1], 조 등 [2] 이 있다. 이 등 [1]은 유체력과 보강재의 효과, 회절효과, 원거리 다중 반사 효과, 그리고 내부구조물 효과 등을 고려하여 잠수함 형상의 모델에 대해서 TS 식과 프로그램을 개발하였으며, 조 등 [2]은 근접장 효과를 고려한 TS 식 및 근접장 다중 반사 효과를 고려한 TS 예측 프로그램을 개발하여 수치해석 결과에 대한 검증 시 직사각형 평판 형상의 표적과 실린더 형상의 표적에 대해서 표적 강도 계산이 수행하고 신뢰성을 확보하였다. 그리고 간단한 구조물인 이면체 평판(dihedral plate)와 삼면체 평판(trihedral plate)에 대하여 좀더 정확한 TS 를 추정할 수 있는 기법을 적용하여 살펴보고, 보다 복잡한 구조물인 잠수함 형상의 구조물에 대한 표적 강도 계산을 수행하였다.

위의 연구들에서는 TS 예측시 주파수를 단일 주파수(Monochromatic) 가정을 하여 Frequency Domain 에서 해석을 하였다. Frequency Domain 에서의 단일 주파수에 대한 식을 이용하면 Pulse Modulated 된 음향신호에 대한 SCS 를 계산시에는 Pulse Modulated 된 음향신호를 여러 주파수 성분으로 분해하여 각각을 계산해야 하는 수치적 번거로움이 있어 더 나은 방법을 찾을 필요가 있었다.

이러한 수치적 어려움은 Scattered 된 전자기장 예측 시에도 존재해왔으며 그러한 수치적 어려움을 극복하기 위한 연구가 근래에 이루어져 왔다. 대표적인 기법으로 FDTD [3]와 TDIE [4], 그리고 TDPO [5]가 있다. 그 중 Sun 등이 연구한 TDPO [5] 방법은 Physical Optics 를 이용한 Free Space frequency domain Scattered Electric Field 식을 Time

Domain 에서 유도하여, Surface Magnetic field in time domain 만 알면 Scattered Electric Field in time domain 이 바로 계산이 가능한 방법이다. 그러한 전자기학에서의 TDPO 방법에 착안하여 본 논문에서는 Pulse Modulated 된 음향신호에 대해서 표적강도를 예측 가능 할 수 있도록 Frequency Domain 에서의 표적강도의 식을 Time Domain 에서의 식으로 유도하였다.

2. Time Domain Physical Optics Method

Time Domain Physical Optics(이하 TDPO) method 는 최근에 개발된 방법으로 1994 년에 En-Yuan Sun 과 W.V.T Rusch 에 의해 개발되었다.

2.1 Physical Optics about Electromagnetic Field

전자기장에 대한 Physical Optics(이하 PO)에서는 대상 Target(이하 TGT)을 Perfectly Electrical Conducting Body(이하 PEC body)로 하는 가정하에서 전자기파가 도달하지 않는 Shadow Region 에서의 Scattered Field 는 계산하지 않고 전자기파가 도달하는 lit region 에서의 Scattered field 만을 계산하며, Surface Current Density 는 Frequency Domain 에서 아래의 식과 같이 표현된다.

$$\vec{J}_s^{PO}(\vec{R}, \omega) = \begin{cases} 2\hat{n} \times \vec{H}^{inc}(\vec{R}, \omega) & \text{in the lit region} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.1.1)$$

이 식은 Time domain 에서 아래의 식과 같이 표현된다.

$$\vec{J}_s^{PO}(\vec{R}, t) = \begin{cases} 2\hat{n} \times \vec{h}^{inc}(\vec{R}, t) & \text{in the lit region} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.1.2)$$

2.2 PEC Body

PEC Body 는 적분 대상인 단위 면적을 포함한 표적의 표면이 완벽하게 매끄럽고 평평하다는 가정이다. PO 에서 PEC body 가정을 했을 때 식 (2.1.2)이 나오는 데에는 Love's Equivalence Principle [6] 이 쓰였다. Love's Equivalence Principle 에 의해서 interior field 들은 모두 0 이 되며, Tangent Plane Approximation 에 따라 Image Source 로 인해 도체 상의 Tangential Component Elastic Field 들은 방사되지 못하고, Magnetic Field 는 2 배가 된다 [그림 1,2].

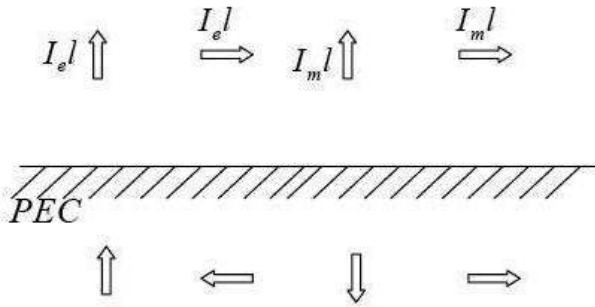


그림 1. PEC Body 에서의 Image Source

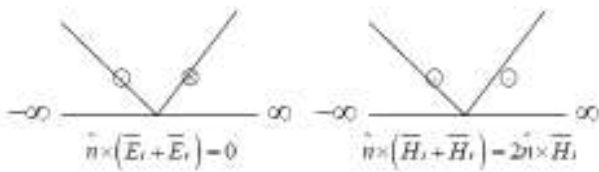


그림 2. PO 에서의 PEC Body

2.3 Geometry of PO Scatterer, The Scatterd Field in the Time Domain

PO Scatterer 에 대한 Geometry 는 그림 3. 과 같으며, Scattered Field 는 Free Space 에서의

Green Function 을 이용한 적분 식의 형태로 Frequency Domain 에서는 식 (2.3.1)과 같이 나타내어진다.

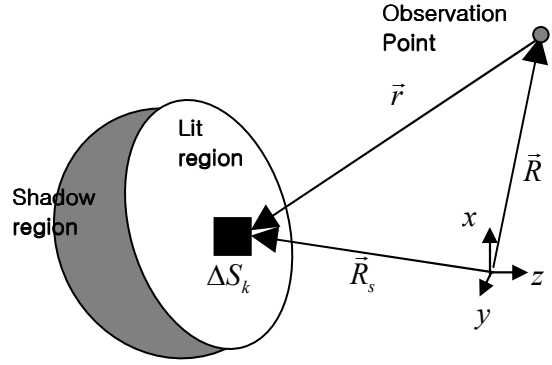


그림 3. Geometry of PO Scatterer

$$\vec{E}^{PO}(\vec{r}, \omega) = -\frac{j\omega\eta_0}{4\pi Rc} \iint_S \vec{J}_{st}^{PO}(\vec{R}, \omega) e^{-jk r} dS$$

$$\text{and } \vec{J}_{st}^{PO}(\vec{R}, \omega) = \vec{J}_s^{PO}(\vec{R}, \omega) - [\vec{J}_s^{PO}(\vec{R}, \omega) \cdot \hat{a}_r] \hat{a}_r$$

(2.3.1)

식 (2.3.1)을 Inverse Fast Fourier Transform 을 통하여 Time Domain 에서의 식으로 바꾸어주면 아래의 식이 되며,

$$\vec{e}^{PO}(\vec{r}, \omega) \approx -\frac{\eta_0}{4\pi Rc} \iint_S \left[\frac{\partial \vec{j}_{st}^{PO}(\vec{R}, t)}{\partial \tau} \right] dS$$

$$\text{and } \vec{j}_{st}^{PO}(\vec{R}_k, \tau) = \vec{j}_s^{PO}(\vec{R}_k, \tau) - [\vec{j}_s^{PO}(\vec{R}_k, \tau) \cdot \hat{a}_r] \hat{a}_r$$

(2.3.2)

(2.3.2)식은 (2.1.2)식을 이용하여 (2.3.3)식으로 나타내어 줄 수 있다.

$$\vec{e}^{scat}(\vec{R}, t) \approx -\frac{\eta_0}{4\pi Rc} \iint_S 2 \left[\hat{n} \times \frac{\partial \vec{h}^{inc}(\vec{R}_k, \tau_2)}{\partial \tau_2} \right] dS$$

$$\text{and } \left[\hat{n} \times \vec{h}^{inc}(\vec{R}_k, \tau_2) \right]_T$$

$$= \hat{n} \times \vec{h}^{inc}(\vec{R}_k, \tau_2) - \left[\left\{ \hat{n} \times \vec{h}^{inc}(\vec{R}_k, \tau_2) \right\} \cdot \hat{a}_r \right] \hat{a}_r$$

(2.3.3)

3. Reflected Acoustic Field in Time Domain

3.1 Helmholtz-Kirchhoff's Integral Equation

그림 4 에서 볼 수 있듯이 $p(\underline{r})$ 이 \underline{r} 지점에서의 acoustic pressure 이고, G 가 임의의 형태의 함수일 때, 아래와 같은 식이 성립한다.

$$\nabla \cdot (G\nabla p - p\nabla G) = G(\nabla^2 + k^2)p - p(\nabla^2 + k^2)G \quad (3.1.1)$$

Volume V 에서 부피적분을 수행한 후, Gauss integral theorem 을 적용하면, 아래 식이 된다.

$$\begin{aligned} & \iiint_V [G(\nabla^2 + k^2)p - p(\nabla^2 + k^2)G] dV \\ &= -\iint_{S_1} [G\nabla p - p\nabla G] \cdot \hat{n}_s dS + \iint_{S_R} [G\nabla p - p\nabla G] \cdot \hat{n}_R dS \end{aligned} \quad (3.1.2)$$

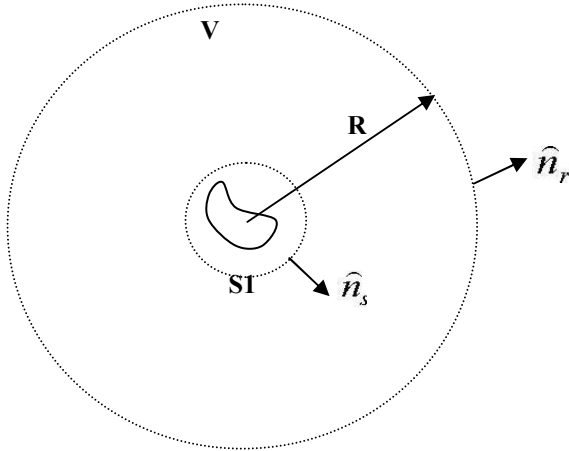


그림 4. Geometry of Helmholtz-Kirchhoff's Eqn

\underline{r}_0 에 위치한 point source 에 의한 \underline{r} 지점에서의 pressure field 를 의미하는 Green's function 은 아래 식으로 나타낼 수 있다.

$$(\nabla^2 + k^2)G(\underline{r} - \underline{r}_0) = -\delta(\underline{r} - \underline{r}_0) \quad (3.1.3)$$

(3.1.2)식에 (3.1.3)식과 아래의 Acoustic wave Equation 을 대입하면 (3.1.5)와 같이 정리된다.

$$(\nabla^2 + k^2)p = -i\omega\rho_0 q \quad (3.1.4)$$

$$\begin{aligned} & \iiint_V [-i\omega\rho_0 q(\underline{r}_0)G(\underline{r}, \underline{r}_0) + p\delta(\underline{r} - \underline{r}_0)] dV \\ &= -\iint_{S_1} [G(\underline{r}, \underline{r}_s)\tilde{\nabla}p(\underline{r}_s) - p(\underline{r}_s)\tilde{\nabla}G(\underline{r}, \underline{r}_s)] \cdot \hat{n}_s dS \\ & \quad + \iint_{S_R} [G(\underline{r}, \underline{r}_R)\tilde{\nabla}p(\underline{r}_R) - p(\underline{r}_R)\tilde{\nabla}G(\underline{r}, \underline{r}_R)] \cdot \hat{n}_R dS \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

(3.1.5)식에서 바깥쪽 boundary 의 radius R 을 infinite 로 놓게 되면, 좌변의 두번째 항이 아래 식과 같이 되고,

$$\iiint_V p\delta(\underline{r} - \underline{r}_0) dV = p(\underline{r}_0) \quad (3.1.6)$$

최종적으로 다음의 Helmholtz-Kirchhoff's Integral Equation 이 나오게 된다.

$$\begin{aligned} p(\underline{r}) &= \iint_{S_1} [G(\underline{r}, \underline{r}_s)\tilde{\nabla}p(\underline{r}_s) - p(\underline{r}_s)\tilde{\nabla}G(\underline{r}, \underline{r}_s)] \cdot \hat{n}_s dS \\ & \quad + i\omega\rho_0 \iiint_V [q(\underline{r}_0)G(\underline{r}, \underline{r}_0)] dV \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

3.2 Helmholtz-Kirchhoff's Eqn for free space

Volume V 내에 Source 가 없는 Free Space 라면, $q(\underline{r}_0) = 0$ 이 되어 식 (3.1.7)은 아래 식과 같이 된다.

$$p(\underline{r}) = \iint_{S_1} [G(\underline{r}, \underline{r}_s)\tilde{\nabla}p(\underline{r}_s) - p(\underline{r}_s)\tilde{\nabla}G(\underline{r}, \underline{r}_s)] \cdot \hat{n}_s dS \quad (3.2.1)$$

Volume V 내의 유체를 Inviscid Fluid 라고 하면, 변위의 횡방향 성분의 Coupling 이 일어나지 않기 때문에 $\tilde{\nabla} \cdot \hat{n}_s$ 는 $\frac{\partial}{\partial n}$ 로 바꿔 써 줄 수 있다.

그리고 Free Space 이므로 함수 $G(\underline{r}, \underline{r}_s)$ 은 Free Space Green Function $G(\underline{r}, \underline{r}_s) = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R}$ 로 써 줄 수 있다. 따라서 식 (3.2.1)은 아래의 식이 된다.

$$p(\underline{r}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} \left[p(\underline{r}_s) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkR}}{R} \right) - \left(\frac{e^{-jkR}}{R} \right) \frac{\partial p(\underline{r}_s)}{\partial n} \right] \cdot \hat{n}_s dS \quad (3.2.2)$$

3.3 Rayleigh's Integral Equation

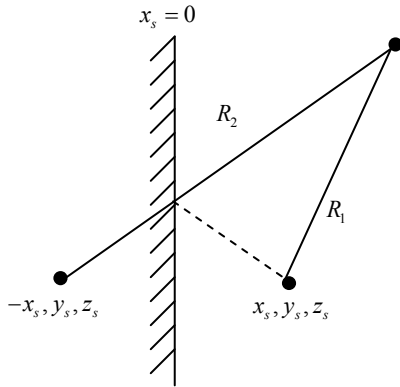


그림 5. Method of Images

그림 5의 Plane Surface 가 있다고 할 때, $x_s = 0$

에서 $R_1 = R_2$ 이므로 $G(\vec{r}, \vec{r}_s) = 2\left(\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}\right)$

이 되고 또한 $\frac{\partial}{\partial n}G(\vec{r}, \vec{r}_s) = \frac{\partial}{\partial x}G(\vec{r}, \vec{r}_s) = 0$ 이

된다. 그리고 Euler's Equation 에 의해 $-\frac{\partial p}{\partial n} = \rho_0 \frac{\partial v_n}{\partial t} = iw\rho_0 v_n$ 로 바꿔 써 줄 수 있으므로 식 (3.2.2)는 아래와 같이 정리된다.

$$p(\vec{r}) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \iint_S \left[v_n(\vec{r}_s) \left(\frac{e^{-jkR}}{R} \right) \right] dS \quad (3.3.1)$$

식 (3.3.1)을 Rayleigh's integral Equation 이라고 부르며, 물리적 의미는 Plane Surface 가 Vibration 할 때 거리 R 만큼 떨어진 곳에서의 음장의 세기를 나타낸다.

4. Mathematical Equivalence Quantities, Equation Between EM wave and Acoustic Wave

4.1 Mathematical Equivalence Quantities Between EM Wave and Acoustic Wave

Electro-Magnetic Wave 는 Wave 의 진행방향과 진동방향이 수직인 횡파이고, 매질이 없는 진공에서도 전파되는 비탄성파이며, Acoustic

Wave 는 Wave 의 진행방향과 진동방향이 평행인 종파이고, 탄성을 지닌 매질을 통해 전파하는 파동으로 역학적 파동이다. 두 wave 간에 이런 차이점이 있고, 따라서 각각의 Quantity 들이 동일하지는 않지만 수식적 관계로 보나 물리적으로나 어느 정도 등가성을 지니고 있다. 이러한 측면에서의 분석과 연구는 Acoustic Cloaking 과 같이 Acoustic Wave 와 EM wave 사이의 문제에 관해서 이루어져 왔으며, Steven, A.C. [7] 등에 의해 연구되어 왔다.

Wave Equation 의 측면에서 보면 EM wave 는 Vector wave Equation 인 반면에, Acoustic wave 는 Scalar wave Equation 이며, EM wave 에서의 E-Field 는 Acoustic wave 에서의 Pressure 와, H-Field 는 Particle Velocity 와 또 유전율 μ 는 매질의 밀도 ρ 와 연관지어 생각할 수 있다.

앞서 소개하였던 EM wave 에서의 PO, 즉 $\vec{J} = 2\hat{n} \times \vec{H}$ 는 Rayleigh's integral Equation 유도 과정에서 언급했던 $G(\vec{r}, \vec{r}_s) = 2\left(\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}\right)$ 과

Matching 시켜볼 수 있고, PEC 가정은 Baffled Boundary Condition 과 Matching 시켜볼 수 있다.

또 PEC Body 에서의 Image Source(그림 1, 2)는 Method of Images(그림 5)와 연관지어 볼 수 있다.

EM wave 에서의 Scattered field Eqn (2.3.1)은 Acoustic wave 에서의 Rayleigh integral Eqn (3.3.1)과 식의 형태에 있어서 유사함을 찾아볼 수 있으며 또한 두 식 모두 Wave Eqn 의 해를 Free Space 에서의 Green Function 을 이용하여 구한 것이고, Surface 에서의 H-field / Particle Velocity 를 이용하여 Scattered E-field / Acoustic Pressure 를 구하는 점에서 물리적으로도 어느 정도 등가성을 가지고 있음을 알 수 있다.

5. Reflected Acoustic Pressure Field in Time domain

5.1 Derivation Reflected Acoustic Pressure Field Equation in Time Domain

아래 식은 Rayleigh Integral Equation (3.3.1) 식의 상수를 모두 적분식 밖으로 빼어 다시 써준 식이다.

$$p(\tilde{r}) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi R} \iint_s \left[v_n(\tilde{r}_s) e^{-jkR} e^{j\omega t} \right] dS \quad (5.1.1)$$

$$p(\tilde{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p(\tilde{r}, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (5.1.2)$$

위와 같이 정의되는 Inverse Fast Fourier Transform 에 (5.1.1)식을 대입하여 주면,

$$p(\tilde{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{j\omega\rho_0}{2\pi R} \iint_s \tilde{v}_n(\tilde{r}_s, \omega) e^{-jkR} dS \right] e^{j\omega t} d\omega \quad (5.1.2)$$

(5.1.2)식은 다음과 같이 다시 정리해줄 수 있다.

$$p(\tilde{r}, t) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi R} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \iint_s \tilde{v}_n(\tilde{r}_s, \omega) dS \right\} e^{j\omega \left(t - \frac{R}{c} \right)} d\omega \right] \quad (5.1.3)$$

(5.1.3)의 exponential 항에 있는 $\left(t - \frac{R}{c} \right)$ 를 τ 로 정의하면 (5.1.2)에 의해 (5.1.3)식은 다음과 같이 Time Domain 에 대한 식이 된다.

$$p(\tilde{r}, t) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi R} \iint_s \tilde{v}_n(\tilde{r}_s, \tau) dS \quad (5.1.4)$$

다시 위 식은 Euler' s Equation 에 의해 Normal Particle Velocity 성분을 Surface Pressure 성분으로 바꿔 써 줄 수 있으므로, 아래의 식이 유도가 된다.

$$p(\tilde{r}, t) = -\frac{1}{2\pi R} \iint_s \frac{\partial}{\partial n} p(\tilde{r}_s, \tau) dS \quad (5.1.5)$$

5.2 Pulse Modulated Acoustic Field Expression

그림 6 과 같이 Source 로부터 방사되는 Acoustic Pressure Field 는 식 (5.2.1)과 같이 표현해 줄 수 있다.

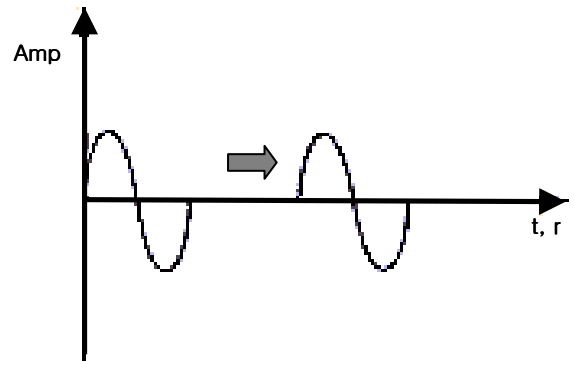


그림 6. Pulse Modulated Sinusoidal Acoustic Pressure Field

$$P_S^{inc}(\tilde{r}_s, t) = \frac{P_0}{R} \sin \omega t \left[u \left\{ t - \frac{R}{c} - \frac{\lambda}{c} \right\} - u \left\{ t - \frac{R}{c} \right\} \right] \quad (5.2.1)$$

앞서 $\left(t - \frac{R}{c} \right)$ 를 τ 로 정의하였는데, 여기서 지연 효과의 개념이 사용된다. t 는 관측점에서 음향 신호를 수신하는 시간이고, τ 는 관측점에서 수신한 음향신호가 Source 에서 발신하였던 시간이다.

따라서 $\frac{R}{c}$ 는 Δt 로써 지연시간으로 정의한다. 지연시간 Δt 는 Source 에서 음향 신호가 관측점까지 전달되는데 걸린 시간으로써, 정의된 바와 같이 음향 신호가 전달된 거리와 음향신호의 속도의 비로 나타내어진다.

(5.1.5)식이 τ 의 함수이므로, 위 지연효과 정의의 이용하여 (5.2.1)을 τ 의 함수로 바꾸어주면

아래의 (5.2.2) 식이 된다.

$$P_S^{inc}(\vec{r}_s, \tau) = \frac{P_0}{R} \sin \omega \left(\tau + \frac{R}{c} \right) \left[u \left\{ \tau - \frac{\lambda}{c} \right\} - u \{ \tau \} \right] \quad (5.2.2)$$

$P_S^{inc}(\vec{r}_s, \tau)$ 는 Surface 에서의 Pressure 이다. Pulse Modulated Acoustic Field 는 Monochromatic 상황에서의 Continuous Wave 가 아니므로 Source 가 신호를 발신하였을 때의 $P^{inc}(\vec{r}, \tau)$ 와 $P_S^{inc}(\vec{r}_s, \tau)$ 의 차이는 Wave 가 진행한 거리만큼의 지연시간 밖에 없다. 따라서 Pulse Modulated Acoustic Field 에 대해서는 $P^{inc}(\vec{r}, \tau)$ 대신 Surface 상의 Acoustic Field 인 $P_S^{inc}(\vec{r}_s, \tau)$ 를 이용하여 Reflected Acoustic Pressure 구하는 것이 가능하다.

5.3 SCS & TS Equation

소나 방정식에서 표적 강도(TS : Target Strength)는 표적의 음향 중심(acoustic center)으로부터 되돌아 나오는 인텐시티와 표적으로 입사하는 인텐시티의 비의 상용로그 값에 10 을 곱한 값으로 정의되고 아래의 식과 같이 표현된다.

$$TS \equiv 10 \log \frac{|I_r|_{R=1m}}{|I_i|} = 20 \log \frac{|U_r|_{R=1m}}{|U_i|} \quad (5.3.1)$$

여기서 I_r 은 반사되어 되돌아 나오는 인텐시티, I_i 는 입사 인텐시티를 뜻한다.

SCS(Sonar Cross Section)은 반사 인텐시티와 입사 인텐시티의 비를 의미하는데 개념적으로는 표적이 입사 인텐시티를 받아들이는 가상의 면적이며 아래의 식과 같이 표현된다

$$\sigma = 4\pi \frac{P_s}{P_i} \Bigg|_{r=1} \quad (5.3.2)$$

여기서 P_r, P_i 은 각각 입사 인텐시티, 반사 인텐시티를 의미하고 σ 는 SCS 를 의미한다.

TS 와 SCS 와의 관계는 식 (5.3.1)과 식 (5.3.2)에 의해 다음과 같다.

$$TS = 10 \log \frac{\sigma}{4\pi} \quad (5.3.3)$$

(5.3.3)에서 볼 수 있듯이 SCS 와 TS 는 매우 간단한 관계식을 가지고 있으므로 TS 예측 프로그램은 SCS 를 구하는 것이 최종목표이다. SCS 식은 입사 인텐시티와 반사 인텐시티의 비 이므로 Pulse Modulated 된 음향신호인 $P_S^{inc}(\vec{r}_s, \tau)$ 와 식 (5.1.5)를 이용 반사 인텐시티를 구하여 SCS 를 구할 수 있다.

6. 결론

단일 주파수에 대한 Frequency Domain 에서의 식을 이용하면 Pulse Modulated 된 음향신호에 대한 SCS 를 계산시 수치적 번거로움이 있지만, 본 논문에서 유도된 식은 Time Domain 에서 유도된 식이기 때문에 본 논문의 식을 이용하면 그러한 수치적 번거로움은 극복 가능하다. (5.1.5)식이 면적분의 형태로 되어있으므로 이를 이용, Pulse Modulated 된 음향신호에 대해서도 비교적 간단한 형상의 단일 평판, 실린더 등에 대한 TS 프로그램을 개발할 수 있다. 고주파수 영역에서는 Target 의 표면에서 element plate 간의 상호작용인 creeping wave 가 발생하지 않기 때문에 Target 의 각 부분은 독립적으로 산란을 하게 되므로 잠수함 모델과 같은 복잡한 Target 에 대해서도 Target 을 작은 element plate 로 모델링하고 각 element plate 를 독립적으로 해석할 수 있다.

참고문헌

- [1] 이태경, 보강재 효과 및 다중 반사를 고려한 물체체의 표적강도 예측, 서울대학교 조선해양공학과 석사 논문, 2005
- [2] 조병구, 근접장 음향표적 강도식 개발 및 근접장 다중반사효과를 고려한 프로그램 개발, 서울대학교 조선해양공학과 석사 논문, 2007

- [3] Kunz, K. S. and Luebbers, R. J. , The Finite Difference Time Domain method electromagnetics, CRC Press,Boca Raton FL, 1993
- [4] Liu, T.K and Mey, K. K., "A Time - Domain Integral-Equation Solution for Linear Antennas and Scatterers," , Radio Science, Vol. 8, Numbers 8, 9, Aug.-Sept. 1973, pp. 797-804
- [5] Sun, E. Y. and Rusch, W., "Time Domain Physical Optics," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 42, No.1, Jan. 1994, pp -15.
- [6] A.E.H. Love, "The Integration of Equations of Propagation of Electric Waves," Phil Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, vol. 197, pp. 1-45, 1901.
- [7] Steven, A.C.,and David, S., "One Path to acoustic cloaking," New Journal of Physics 9(2007), 2 March. 2007
- [8] William H Hayt, Engineering Electromagnetics 7th Edition, McGraw-Hill College, 2005
- [9] E.F.Knott, J.F.Shaeffler and M.T.Tuley, 1993, Radar Cross Section, Artech House,
- [10] David C. Jean, Radar and Laser Cross Section Engineering, Education Series, Ohio 1995
- [11] H.Medwin and C.S.Clay, Fundamentals of Acoustical Oceanography, Academic Press 1998, Newyork
- [12] Fahy, F. J., Sound and Structural Vibration : Radiation, Transmission, And Response, Academic Press, 1985, San Diego