

경어뢰 입수 충격력의 근사화

김찬기*

Approximation Method to Estimate Water Entry Impact Forces Acting on Light Weight Torpedo

by

Chanki Kim*

요 약

항공기나 헬기에서 투하되어 수면으로 입수하는 경어뢰에 작용하는 충격력은 경어뢰 구성부의 손상을 유발시킬 수 있으므로 투하 속도 및 투하 고도를 제한하는 조건이 된다. 따라서, 투하 조건에 따라 입수 충격을 신뢰성 있게 추정할 필요가 있다. 본 연구에서는 선수부 형상에 대한 힘수로 입수 충격을 근사적으로 추정할 수 있는 방법을 제시하고, 그 결과를 수치 해석 결과와 비교하여 타당성을 검증하였다. 본 연구에서 제시된 근사화 방법으로 추정한 입수 충격의 크기나 작용 시간은 포텐셜 유동이나 점성 유동 해석에 의한 결과들과 비교적 잘 일치하므로 본 연구 결과는 초기 설계 단계에서 안전 발사 영역을 선정하기 위한 기법으로 유용하게 사용될 수 있다.

Abstract

The water entry forces acting on an air-dropped torpedo are one of the restrictions on launch speed and launch altitude, because it could cause the structural damage to components of torpedo. Therefore, it is necessary to estimate the water entry forces with confidence according to launch conditions. In this study, an approximation method for water entry forces is presented, and the results using this approximation are compared with those of other numerical methods. The magnitude and duration of impact forces estimated by the present approximation agree with those of impact by the analysis of ideal or viscous flow. This method can give useful tools to select the launch envelope in initial design stage.

1. 서론

경어뢰를 항공기나 헬기에서 투하하기 위한 적절한 투하 고도와 투하 속도의 범위를 안전 발사 영역(Launch Envelope)이라 하는데, 투하 속도에 따른 최대 투하 고도는 입수시 경어뢰에 작용하는 충격력으로 제한되게 된다. 따라서, 투하 속도 및 투하 고도에 따라 입수 상태를 추정하고, 이 때의 입수 충격력을 신뢰성 있게 추정할 필요가 있다.

입수 충격 추정을 위한 연구는 크게 실험에 의한 것과 수치 해석에 의한 것, 그리고 근사적인 접근에 의한 것들로 구분될 수 있다. 실험에 의한 연구는 모형 시험과 실선 시험으로 구분될 수 있는데, 정도의 차이는 있으나 공통적으로 많은 인력 및 시간과 예산을 투여하여야 한다. 또한, 경어뢰와 같이 고속으로 입수하는 경우에는 적절하게 시험 설비를 구성하기 힘들다. 수치 해석에 의한 연구는 크게 이상 유체장에서의 연구(1)[12]와 점성 유체장에서의 연구(2)로 구분될 수 있는데, 격자 생성이나 수치 계산에 필요한 시간과 전산기 기억 용량이 상당히 큰 단점이 있으며, 특히 입수시의 운동 모사에는 적절하지 않다. 따라서, 초기 설계 단계에서 여러 가지 입수 조건에 대해 간편하고 적절하게 입수 충격력을 추정하기 위해서는 해석적 방법과 경험적 방법을 적절히 조합한 단순화된 방법이 필요하다고 할 수 있다.

입수 충격을 해석하기 위한 첫 번째 시도는 Von Karman[3]이 수상항공기(Seaplane)에 대해 해석한 것이다. 그는 수직 낙하하는 운동체에 작용하는 힘을 운동량의 시간 미분으로 표현하고, 이 때의 질량을 자체 질량과 무한 원방에 놓인 운동체가 무한대의 주파수로 운동할 때의 상하동요 부가 질량의 합으로 보았다. Von Karman의 연구에서는 운동체의 전체 운동량과 부가 질량이 입수 동안 일정하다고 가정하였는데, 이것은 상하동요 속도만이 존재하고 전후동요 속도가 없는 경우에만 성립한다. Mayo[4]는 유체동역학적 세류

(Downwash) 효과를 고려하여 이를 보정하였으며, Boef[5]는 운동량 이론에 기초하여 구멍선이 낙하하기 시작하는 순간부터 완전히 물 속에 잠기는 순간까지의 전체 공정을 모형화하였는데, 그는 단면 형상이 일정한 구멍선에 대해 정식화를 수행하였다. Arai 등[6]은 구멍선의 단면이 일정하지 않은 경우에 대해 진수를 시작하는 순간부터 완전히 물 속에 잠기는 순간까지 정식화하였다. 본 연구에서는 상기의 연구들을 종합하여 경어뢰의 입수 충격 해석에 적합하도록 입수 모형을 보완/정립하였다.

2. 수학적 정식화

Von Karman[3]은 2 차원 단면의 운동체가 수직으로 입수하는 경우의 입수 충격량을 운동량 보존에 기초를 두고 유도하였는데, 본 연구에서는 이 개념을 기초로 수직면상의 2 차원 평면에서 입수 충격에 대한 근사화를 수행하였다.

먼저, 상하동요 입수 충격력을 정식화하자. 단위 길이당 질량이 dM 인 물체가 w_0 의 속도로 입수하여, 임의의 시간 t 가 경과한 후 속도 $w(t)$ 로 감소하였고, 입수된 깊이인 입수량은 ζ 가 되었다고 하자. 단면의 원래 운동량은 단면과 주위의 유체로 분산될 것이므로 운동량 보존 법칙에 의해 다음이 성립한다.

$$[dM + m(t)]w(t) = dMw_0 \quad (1)$$

부가 질량 $m(t)$ 는 입수 시 단면이 느끼는 유체동역학적 관성 항이고 $m(t)w(t)$ 는 유체가 획득한 운동량이므로, 단면은 이 만큼의 힘을 느끼게 된다. 또한, 시간 t 에 따라 입수량이 변하므로 단면의 부가 질량과 속도는 입수량 ζ 의 함수로 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} dF(\zeta) &= \frac{d}{dt}[dMw(\zeta)] \\ &= -\frac{d}{dt}[m(\zeta)w(\zeta)] \end{aligned} \quad (2)$$

식 (2)를 입수하는 경어뢰의 단면에 대해 적용하면 단면에서의 상하동요 충격력 dF_{zm} 은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$dF_{zm}(\zeta) = \frac{d[m(\zeta)]}{dt} w_x + m(\zeta) \frac{dw_x}{dt} \quad (3)$$

이 때, w_x 는 식 (7)로 표현되는 각 단면에서의 상하동요 방향 유속이며, 부가 질량의 시간 미분은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\partial m}{\partial \zeta} \frac{d\zeta}{dt} \quad (4)$$

그러나 식 (3)은 물리적으로 매우 이상한 결과를 줄 수 있다. 일정한 높이에서 투하되어 입수된 단면이 양성 부력에 의해 부상하는 경우에 대해 식 (3)을 적용해 보자. 항력을 무시한 경우 출수(Water Exit)하는 동안에 단면은 부가 질량 손실에 의해 운동량을 얻게 되어 투하 높이까지 다시 상승하게 되는데, 이것은 물리적으로 타당하지 않다. 즉, 입수시 부가 질량의 증가로 운동량을 잃어버리지만, 출수시에는 부가 질량의 손실로 운동량을 얻을 수 없다. 식 (3)은 운동량이 역변환될 수 없다는 성질을 간과한 것이다. 따라서, 식 (3)을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$dF_{mz} = \frac{d[m(\zeta)]}{dt} \min[w_x(\zeta), 0] + m(\zeta) \frac{dw_x(\zeta)}{dt} \quad (5)$$

Strip 개념을 도입하여 식 (5)를 경어뢰 전체 길이에 걸쳐 적분하면 z 축 방향으로의 운동량 전달에 의한 힘을 구할 수 있다.

$$F_{zm} = \int \left\{ \frac{d[m(\zeta)]}{dt} \min[w_x(\zeta), 0] + m(\zeta) \frac{dw_x(\zeta)}{dt} \right\} dx \quad (6)$$

식 (6)을 계산하기 위해서는 침수된 각 단면에서의 부가 질량 계수 및 그 미분과 유체 입자들의 속도 및 그 미분에 대한 정보가 필요하다. 먼저, Fig. 1을 기초로 각 단면에서의 입수량과 유체 입자들의 속도들을 다음과 같이 표현하자. 상하동요 방향 속도는 원형 단면의 반이 입수되지 않은 경우에만 경어뢰의 형상 곡률에 따라 전후동요 속도에 의해 유기되는 성분도 포함시켰다.

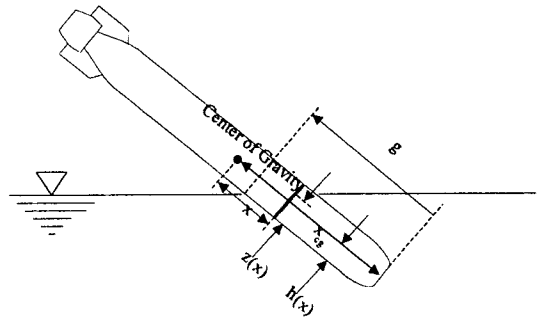


Fig. 1 Parameters of water entry

$$\zeta(x, t) = \eta(x) + \frac{Z - x \sin \theta}{\cos \theta}$$

$$u_x = -u$$

$$\text{if } \zeta \geq r, \quad w_x = -w + x \cdot q$$

$$\text{if } \zeta < r, \quad w_x = -w + x \cdot q - \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right] u \quad (7)$$

여기서 η 는 어뢰의 무게 중심을 지나는 중심선에서 선저까지의 거리이며, u 와 w 는 어뢰 고정좌표계에서의 전후동요 및 상하동요 속도를, q 와 θ 는 어뢰 고정좌표계에서의 종동요 각속도와 Euler각인 종동요각을 나타낸다. 또한, x 는 경어뢰 고정좌표계에서 무게 중심에서 선수방향으로의 단면 좌표이며, Z 는 수면 상에 원점이 놓인 공간 고정좌표계에서 중력 방향으로의 단면 좌표이다.

이번에는 식 (7)을 미분해 보자. 이 때 주의할 점은 식 (7)의 나머지 x 들은 단면의 위치로 시간에

무관한 변수이나, $\zeta < r$ 일 때 w_x 의 우변 마지막 항에 포함된 x 는 경어뢰 표면에 위치하는 유체 입자의 위치를 나타내는 변수로 시간에 종속된다는 것이다.

$$\begin{aligned} \zeta(x,t) &= \frac{Z}{\cos \theta} + \frac{Z - x \sin \theta}{\cos^2 \theta} \sin \theta \cdot q \\ \dot{u}_x &= -\dot{u} - wq \\ \text{if } \zeta \geq r, \quad \dot{w}_x &= -\dot{w} + uq + x \dot{q} \\ \text{if } \zeta < r, \quad \dot{w}_x &= -\dot{w} + uq + x \dot{q} \\ &\quad - \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right] (\dot{u} + wq) \\ &\quad - \cos \left[\tan^{-1} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right] \\ &\quad \times \frac{\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}}{1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2} u(u + wq) \end{aligned} \tag{8}$$

이번에는 식 (6)에 포함된 상하동요 부가 질량을 표현하는 방법에 대하여 살펴보자. Lockwood Taylor[7]는 포텐셜 이론으로부터 Fig. 2와 같은 원형 단면이 입수할 때에 대한 부가 질량 표현식을 제안하였다. 이 식은 $\zeta < 2r$ 까지 성립하는 것으로 다음과 같다.

$$\begin{aligned} m(\zeta) &= \frac{\rho r^2}{2} \left\{ \frac{\pi^3 [1 - \cos(2\beta)]}{6(\pi - \beta)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\pi}{3} [1 - \cos(2\beta)] + \sin(2\beta) - 2\beta \right\} \\ \frac{dm}{d\zeta} &= \frac{\rho r}{\sin \beta} \left\{ \frac{\pi^3}{6(\pi - \beta)^2} [\sin(2\beta) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1 - \cos(2\beta)}{\pi - \beta}] + \frac{\pi}{3} \sin(2\beta) \right. \\ &\quad \left. + \cos(2\beta) - 1 \right\} \end{aligned} \tag{9}$$

$\zeta \geq 2r$ 인 경우는 원 단면의 무한 유체에서의 부가 질량 $\rho \pi r^2$ 으로 가정한 $\zeta = 4r$ 에서의 부가 질량과

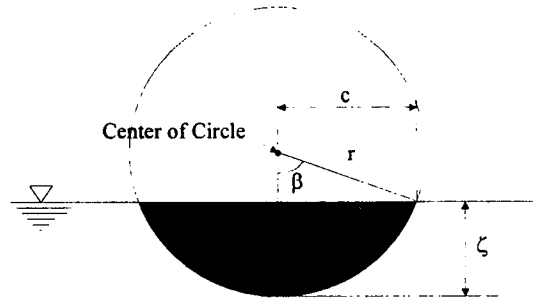


Fig. 2 Parameters of circular section

$\zeta = 2r$ 에서의 부가 질량을 가지고 내삽법으로 추정하였다. 즉, $\zeta = 2r$ 에서의 부가 질량과 기울기, $\zeta = 4r$ 에서의 부가 질량과 기울기를 사용하여 3 차 식으로 표현하였다. $\zeta > 4r$ 에 대해서는 무한 원방에서의 부가 질량 $\rho \pi r^2$ 을 사용하였다. 이 결과들을 Fig. 3에 도시하였는데, Fig. 3의 값은 원형 단면의 면적과 반경으로 무차원화한 값이다. Von Karman [3]은 단면의 부가 질량을 수면 상의 평판의 부가 질량으로 근사화하였다. 이것을 사용하여 입수 거동을 모사하면 Lockwood Taylor의 추정을 사용하는 것과는 약간 다른 입수 거동을 보이나 최대 감속은 정확하게 일치한다.

한편, 식 (6)에는 Mayo[8]가 정의한 운동량의 세류 효과가 빠져있다. 경어뢰가 양의 전후동요 속도와 상하동요 속도를 가지면, Fig. 4와 같이 운동량이 없는 새로운 부가 질량이 선수를 가속하고 운동량을 갖는 부가 질량이 선미에서 유실된다. 이것을 고려하여 식 (6)을 다음과 같이 다시 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} F_{zm} &= \int \left\{ \frac{d[m(\zeta)]}{dt} \min[w_x(\zeta), 0] \right. \\ &\quad \left. + m(\zeta) \frac{dw_x(\zeta)}{dt} \right\} dx \\ &\quad + m(\zeta)|_{x=\gamma} \min(u_x(\gamma), 0) w_x(\gamma) \\ &\quad - m(\zeta)|_{x=0} \min(u_x(0), 0) w_x(0) \end{aligned} \tag{10}$$

여기서, γ 는 Fig. 1에 도시된 바와 같이 길이 방향으로의 입수량이다.

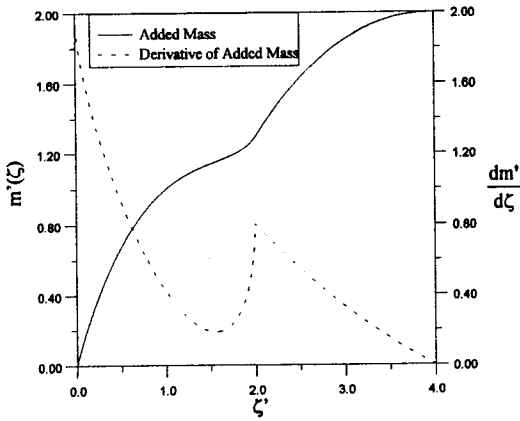


Fig. 3 Added masses & its derivatives for circular section

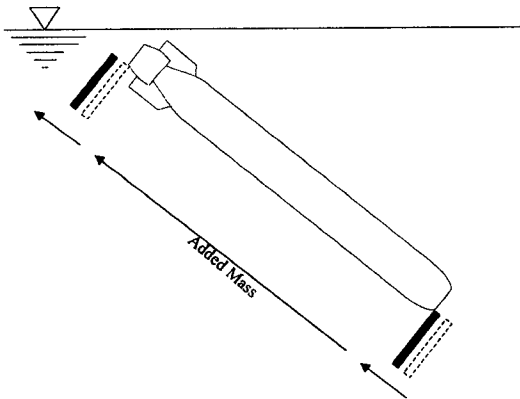


Fig. 4 Added mass effects of stern & bow

운동량 전달에 따른 전후동요 힘은 Strip 개념을 사용하지 않고 전후동요 부가 질량 m_x 와 전후동요 방향으로의 유속 u_x 를 이용하여 전체를 한번에 다음과 같이 표현하였다.

$$F_{xm} = \dot{m}_x u_x + m_x \dot{u}_x \quad (11)$$

식 (11)을 계산하기 위해 Boef[5]는 무한 원방에서의 부가 질량을 Milne Thomson[14]의 회전 타원체에 대한 부가 질량으로 다음과 같이 정

의하고,

$$m_{ax} = 1.5 \rho r_m^3 \quad (12)$$

여기서, r_m 은 최대 입수 단면적 A_{max} 를 갖는 단면의 유효 반경으로 다음 식으로 정의된다.

$$r_m = \sqrt{\frac{A_{max}}{\pi}}$$

Boef[5]는 이것을 기초로 다음과 같이 길이 방향의 입수량 γ 에 따른 입수시 전후 동요 변화량을 표현하였다.

$$\begin{aligned} 0 < \gamma \leq \frac{L}{2} : m_x(\gamma) &= 32m_{ax} \left[-\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2 + \frac{\gamma}{L} \right]^3 \\ \frac{dm_x}{d\gamma} &= 96m_{ax} \left[-\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2 + \frac{\gamma}{L} \right]^2 \\ &\quad \times \frac{1}{L} \left[1 - \frac{2\gamma}{L} \right] \\ L/2 < \gamma \leq 2L : m_x(\gamma) &= \frac{m_{ax}}{3} (\gamma + L) \\ \frac{dm_x}{d\gamma} &= \frac{m_{ax}}{3} \\ \gamma > 2L : m_x(\gamma) &= m_{ax} \\ \frac{dm_x}{d\gamma} &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

여기서, 길이 방향 입수량 γ 과 그 미분은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \gamma &= x_{cg} - \frac{Z}{\sin \theta} \\ \dot{\gamma} &= -\frac{\dot{Z}}{\sin \theta} + \frac{Z \cos \theta}{\sin^2 \theta} \end{aligned} \quad (14)$$

식 (13)의 Boef 제안 식을 사용하면 입수시의 전후동요 충격력이 과소평가 된다. 이것은 입수각이 크지 않은 구형선을 위한 식이어서 선수부 형상의 효과가 충분히 고려되지 못하였기 때문이다. 본 연구에서는 이 문제를 해결하기 위해 경상 효과가 고려된 형상에 대해 다음과 같은 경험식을

적용하였다[10].

$$m_x = k_x \nabla_i \quad (15)$$

여기서 ∇_i 는 길이 x_m 에 걸친 입수 체적이고, k_x 는 Lamb의 계수이며, x_m 은 경상 효과(Mirror Effect)를 고려하여 입수된 체적을 수면에 대해 대칭으로 복제한 길이이다. 이 식은 운동체의 길이가 직경 보다 큰 경우에만 성립하므로 입수 초기 선수 일부만이 잠긴 경우에는 적절하지 않다. 따라서 길이가 직경 보다 작은 경우는 길이를 직경으로, 직경을 길이로 하여 추정한 상하동요 부가 질량을 전후동요의 부가 질량으로 하였다. 따라서, k_x 는 다음과 같다.

$$k_x = \frac{\sigma}{2-\sigma}$$

$$\text{if } 2r_m \leq x_m, \quad \sigma = \frac{2(1-\epsilon^2)}{\epsilon^3} \times \left(\frac{1}{2} \ln \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} - \epsilon \right)$$

$$\epsilon = \sqrt{1 - \left(\frac{2r_m}{x_m} \right)^2}$$

$$\text{if } 2r_m > x_m, \quad \sigma = \frac{1}{\epsilon^2} - \frac{1-\epsilon^2}{2\epsilon^3} \ln \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}$$

$$\epsilon = \sqrt{1 - \left(\frac{x_m}{2r_m} \right)^2} \quad (16)$$

식 (11)을 계산하기 위해서는 전후동요 부가 질량의 시간 미분 값이 필요하다.

$$\dot{m}_x = \frac{dk_x}{dt} \nabla_i + k_x \frac{d\nabla_i}{dt} \quad (17)$$

먼저, 입수 체적의 시간 미분치에 대해 살펴보자. Fig. 2로부터 입수 체적은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\nabla = \int_{x_{ca}}^{x_{ca}-\gamma} A_i(x) dx \quad (18-1)$$

식 (18-1)을 Leibnitz의 법칙을 사용하여 미분하면 다음과 같이 된다.

$$\dot{\nabla} = -\frac{d\gamma}{dt} A_i(\gamma) + \int_{x_{ca}}^{x_{ca}-\gamma} \frac{\partial A_i(x)}{\partial t} dx \quad (18-2)$$

식 (18-1)과 식 (18-2)는 입수 체적에 대한 것이다. 본 연구에서는 이들을 길이 x_m 에 대한 것으로 다음과 같이 변환할 수 있다고 가정하였다.

$$\nabla_i = 2 \times \nabla$$

$$\dot{\nabla}_i = a_f \times \dot{\nabla} \quad (19)$$

a_f 는 선수부가 유선형인 경우와 절단된 형상인 경우로 구분되어 다음과 같이 정의된다.

◎ 유선형

$$\text{if } \zeta(\gamma) < 2r, \quad a_f = 2$$

$$\text{if } \zeta(\gamma) \geq 2r, \quad a_f = 3 - \frac{x_m}{\gamma} \quad (20-1)$$

◎ 절단 형상

$$\text{if } \zeta(\gamma) < 2r, \quad a_f = 0.8 \left(1 - \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \right)$$

$$\text{if } \zeta(\gamma) \geq 2r, \quad a_f = 0.8 \left(2 - \frac{x_m}{\gamma} \right) \times \left(1 - \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \right) \quad (20-2)$$

식 (18-2)를 계산하기 위해서는 각 단면에서의 침수 단면적 시간 변화율에 대한 정보가 필요하다. 이것은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$A_i(x) = \frac{r^2}{2} (2\beta - \sin 2\beta)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial t} = r^2 \frac{\partial \beta}{\partial t} (1 - \cos 2\beta)$$

$$\text{if } r \geq \zeta, \quad \frac{\partial \beta}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r-\zeta}{r} \right)^2}}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} - \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) - \frac{r-\zeta}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right] \\ \text{if } r < \zeta, \quad \frac{\partial \beta}{\partial t} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\zeta-r}{r} \right)^2}} \\ & \times \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right) + \frac{\zeta-r}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right] \\ & \times \left(1 - \sqrt{\frac{\zeta-r}{r}} \right) \end{aligned} \tag{21}$$

식 (21)에서 $r < \zeta$ 인 경우 수정 계수를 곱해준 이유는 반경 이상이 잠긴 단면은 앞 단면에 의해 밀린 해수에 의해 부분적으로 잠기게 되기 때문에 이것을 고려해 주기 위한 것이다. Lamb 계수의 시간 미분은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \dot{k}_x &= \frac{d\sigma}{dt} \frac{1}{2-\sigma} \left[1 + \frac{\sigma}{2-\sigma} \right] \\ \frac{dr_m}{dt} &= \frac{1}{2\pi A_i} \frac{dA_i}{dt} \Big|_{\text{최대 입수 단면}} \\ \text{if } 2r_m \leq x_m, \\ \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{d\varepsilon}{dt} \left\{ \left[-\frac{4}{\varepsilon^2} - \frac{6(1-\varepsilon^2)}{\varepsilon^4} \right] \right. \\ & \quad \left. \times \left(\frac{1}{2} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} - \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon^2 + 2\varepsilon - 1}{\varepsilon^3} \right\} \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{4r_m}{\varepsilon\gamma} \left[\frac{r_m}{\gamma^2} \frac{d\gamma}{dt} - \frac{1}{\gamma} \frac{dr_m}{dt} \right] \\ \text{if } 2r_m > x_m, \\ \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{d\varepsilon}{dt} \left[-\frac{2}{\varepsilon^3} + \left(\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{3}{2} \frac{1-\varepsilon^2}{\varepsilon^4} \right) \right. \\ & \quad \left. \times \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} + \frac{\varepsilon^2 - 2\varepsilon - 1}{2\varepsilon^3} \right] \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{\gamma}{4\varepsilon r_m} \left[\frac{\gamma}{r_m^2} \frac{dr_m}{dt} - \frac{1}{r_m} \frac{d\gamma}{dt} \right] \end{aligned} \tag{22}$$

그런데, σ 의 미분치는 $x_m = 2r_m$ 부근에서 불연속인 특성이 있다. 이를 보완하기 위해 $0.7 \leq x_m/2r_m \leq 1.5$ 에서는 ε 이 곱해지는 항을 $x_m/2r_m$ 이 0.7, 1, 1.5일 때 값을 사용하여 곡선맞춤한

값을 사용하였는데, 결과를 Fig. 5에 도시하였다. 또한, 이를 이용하여 구한 k_x 과 그 미분치는 Fig. 6에 도시하였다.

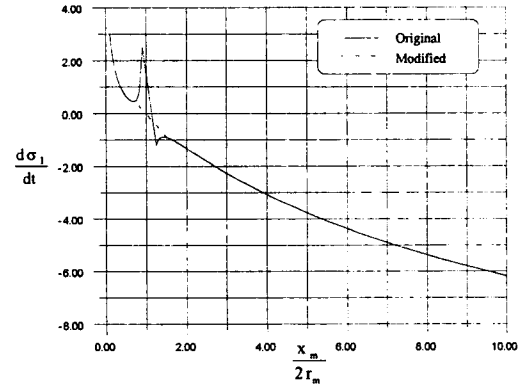


Fig.5 Component multiplied by derivatives of ε in derivatives of σ

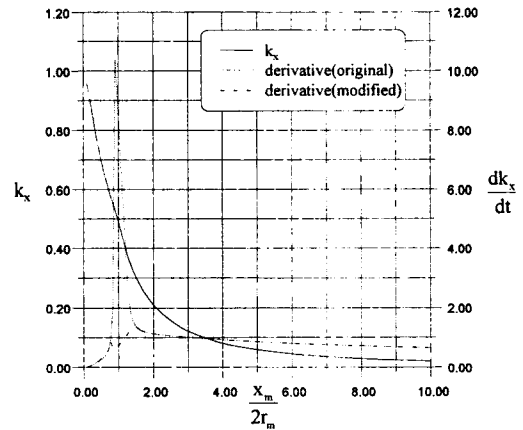


Fig. 6 Lamb coefficients & its derivatives

Fig. 5와 Fig. 6을 살펴보면 $x_m/2r_m=1$ 근처에서는 ε 이 곱해지는 σ 항이나 k_x 의 미분값들이 상당히 부드러워짐을 알 수 있다. 이와 같은 곡선맞춤은 식 (16)의 표현이 $x_m/2r_m=1$ 근처에서 특이점을 갖기 때문에 적용한 절차이다.

3. 계산 결과 및 고찰

본 연구에서는 지금까지 정립한 입수충격력에

대한 근사식의 타당성을 검증하기 위해 Fig. 7 과 같은 형상을 갖는 경어뢰가 100 kts의 입수 속도를 갖는 경우에 대해 입수각을 변화시켜 가며 제안한 근사식과 수치적 결과들을 비교하여 Fig. 8에서 Fig. 13에 도시하였다. 본 연구에서 제안한 근사식은 속도나 입수각이 변하는 실제적인 경우에 대해서도 충분히 적용될 수 있으나, 그와 같은 상태에서 수치 해석을 수행하기 어려웠기 때문에 경어뢰가 일정한 입수 속도와 입수각을 갖는다고 가정하였다. 한편, 선수부는 0.284 m까지로 식 (23)으로 표현된다.

$$r = 0.162 \left[0.62 + 0.38 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{0.284} - 1 \right)^2} \right] \quad (23)$$

여기서, 식 (23)에 사용된 단위는 [m]이다.

본 연구에서 비교를 위해 사용된 계산 결과는 B-spline법과 Green 함수를 사용하여 경어뢰의 입수 거동 충격력을 이상 유동장에서 해석한 계산 결과[1][12]를 여러 가지 입수 조건에 대해 미리 계산된 것들을 곡선맞춤[11]한 것과 유한체적법과 VOF(Volume of Fluid) 기법에 의한 비정상 점성유동장에서의 입수 현상을 해석[2]한 연구 결과에 대한 것이다.



Fig. 7 Torpedo shape for calculations

입수각이 60 °인 경우의 전후동요 충격력에 대한 Fig. 8을 살펴보면 근사식에 의한 것은 점성 유동장 해석 결과와 상당히 유사하게 나타나며, 포텐셜 해석 결과 보다는 경향은 유사하나 크기가 약간 크게 나타나고 있다. 입수각이 60 °인 경우의 상하동요 충격력에 대한 Fig. 9를 살펴보면 포텐셜 이론에 의한 결과가 충격력의 크기도 가장 크고 작용 시간도 가장 길게 추정되고 있으며, 근

사식에 의한 결과는 크기와 작용 시간 모두 수치 해석 결과들의 중간 형태이다.

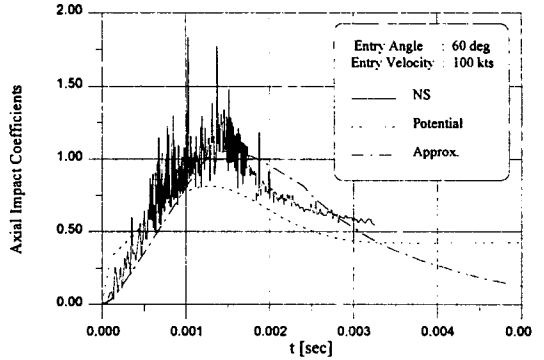


Fig. 8 Surge impact(entry angle 60 °)

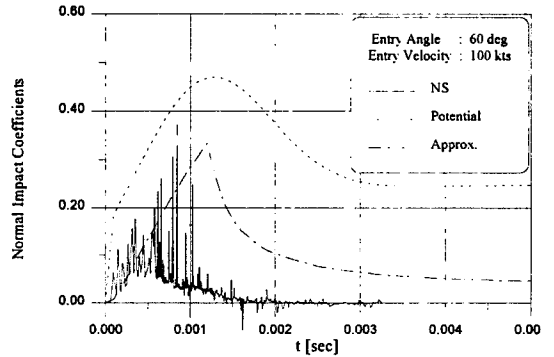


Fig. 9 Heave impact(entry angle 60 °)

입수각이 70 °인 경우의 전후동요 충격력에 대한 Fig. 10을 살펴보면 충격력의 크기는 세 경우 모두 어느 정도 유사하다. 입수각이 70 °인 경우의 상하동요 충격력에 대한 Fig. 11을 보면 포텐셜 이론의 결과가 크기와 작용 시간 모두 가장 크게 나타나며, 근사식 결과는 크기와 작용 시간 모두 포텐셜 결과와 점성 유동장 결과의 중간 형태이다.

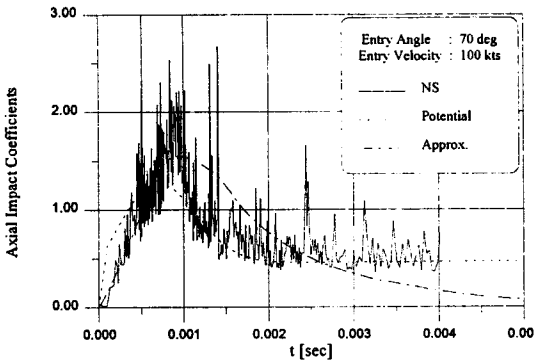


Fig. 10 Surge impact (entry angle 70 °)

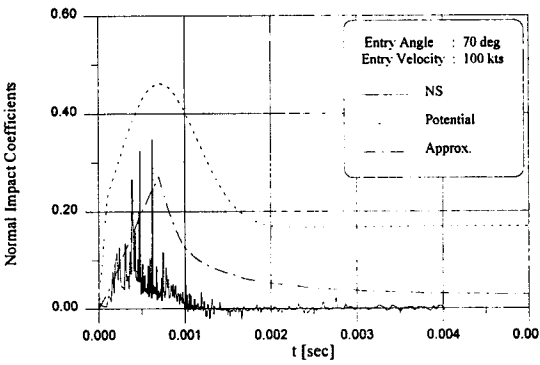


Fig. 11 Heave impact (entry angle 70 °)

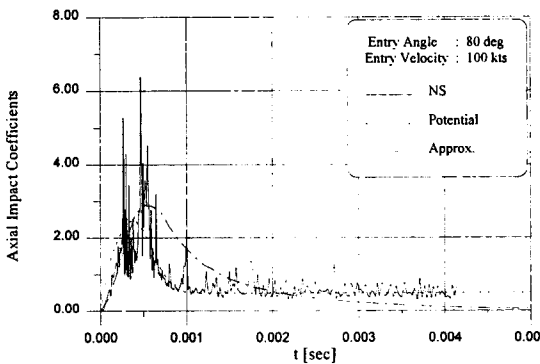


Fig. 12 Surge impact (entry angle 80 °)

입수각이 80°인 경우의 전후동요 충격력에 대한 Fig. 12를 살펴보면 크기와 작용 시간이 어느 정도 유사하다. 입수각이 80°인 경우의 상하동요 충격력에 대한 Fig. 13을 살펴보면 포텐셜 이론

의 결과가 크기와 작용 시간도 가장 크며, 근사식 결과는 수치 해석 결과들의 중간적인 형태로 나타나고 있다.

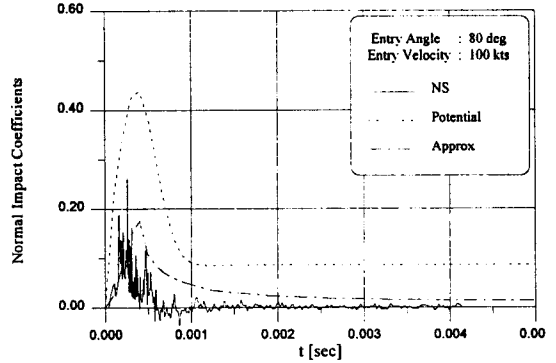


Fig. 13 Heave impact (entry angle 80 °)

본 연구의 근사식을 사용하여 상기의 입수 상태에 대한 입수 충격력을 추정된 결과는 포텐셜 이론 결과나 점성 유동장 해석을 통한 결과와 어느 정도 유사하게 나타나고 있다. 따라서, 본 연구에서 제시한 근사식은 초기 설계 단계에서 유용하게 사용될 수 있을 것으로 판단된다.

이번에는 입수각에 따른 최대 충격량을 살펴보자. Fig. 14에는 이에 대한 추정 결과가 도시되었는데, 점성 유동장 해석의 결과는 제한적인 자료만이 있어 기호로 몇 가지만 표현하였다. Fig. 14를 살펴보면 근사식에 의한 최대 충격량은 포텐셜 이론에 의한 결과와 점성 유동장 해석에 의한 결과의 중간적인 형태를 가지며 변하는 경향은 상당히 유사한 것으로 나타나고 있다. 해석 결과를 살펴보면 입수 충격량은 입수각이 60°까지 증가할 때까지는 어느 정도 선형적으로 증가하나 그 이후에는 급격하게 증가함을 알 수 있다.

근사식으로 추정한 속도별 입수각에 따른 최대 충격량을 도시한 Fig. 15를 살펴보자. MK 46 어뢰와 동일한 입수 제한 조건(최대 입수각 60°, 최소 입수각 25°, 최대 입수 속도 160 ft/sec)들을 적용한다면, 입수 충격은 최대한 약 40g 정도가 걸릴 수 있을 것으로 판단된다. 그러나, 실

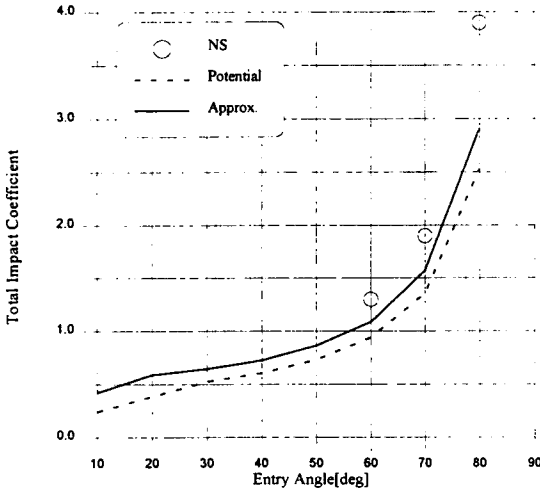


Fig. 14 Maximum impact forces versus entry angle

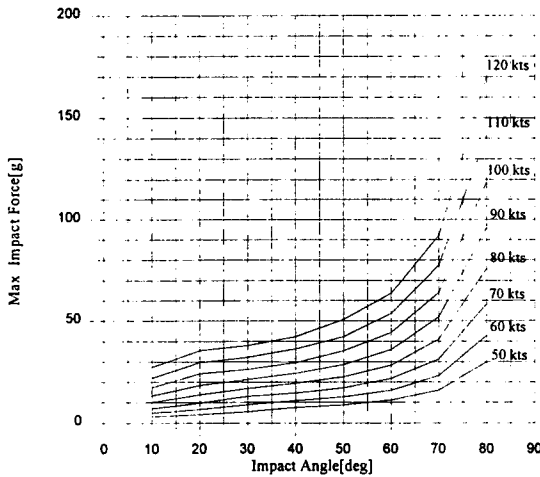


Fig. 15 Variation of maximum impact force w/ entry angle & speed

제 최대 투하 고도에서 발사되는 경어뢰 입수 속도는 최대 입수 속도 제한 보다 작을 것이므로 이 보다는 작은 입수 충격이 작용할 것으로 예상된다. 최소 입수각에서 최대 입수 속도로 진입할 때 약 25g 정도의 입수 충격이 작용함을 알 수 있다. 또한, 입수 속도가 증가할수록 입수각의 증가에 따른 충격량 증가량이 더욱 급격해짐을 알 수 있다. 특히, 60° 이상의 입수각에서는 그 증가폭

이 상당히 커지고 있는데, 이것은 MK 46의 최대 입수각 제한 조건과 어느 정도 일치하는 것으로 볼 수 있다. 일반적으로 입수 충격에 지배적인 영향을 미치는 요소는 입수 속도 보다는 입수각이 됨을 알 수 있다. 따라서, 입수시 자세 제어를 안정되게 해주어야 한다.

4. 결론

본 연구에서는 입수시 경어뢰에 작용하는 힘을 표현할 수 있는 근사식을 제시하였다. 또한, 이 식을 이용하여 경어뢰 입수 조건에 따른 입수 충격량을 추정하여 그 결과를 포텐셜 이론에 의한 해석 결과 및 점성 유동장 해석 결과와 비교하였다. 비교 결과를 살펴볼 때 본 연구에서 제시한 근사식은 충격력의 크기나 충격력 작용 시간을 상당히 신뢰성 있는 범위에서 예측함을 알 수 있었다. 또한, 최대 충격력을 입수 속도 및 입수각에 대해 조사해 보면 입수각의 영향이 입수 속도 보다 중요하므로 경어뢰 투하시 입수각을 적절하게 조절해 주어야 한다.

본 연구의 근사식은 매우 짧은 계산 시간과 무시될 만큼 작은 기억 용량만이 요구됨에도 불구하고 기존의 수치 해석 결과와 상당히 잘 일치하는 결과를 제공함으로써 초기 설계 단계에서 매우 유용한 설계 기법을 제공한다고 할 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] 강창구 외, "물수체의 수중 충돌에 따른 충격량 예측 및 2 차 필터 병렬 처리에 의한 조종 계수 추정 기법 연구", 국방과학연구소 보고서 NWSD-419-941029, 1994.
- [2] 박정기, "비정상 점성 유동 해석을 통한 경어뢰의 입수충격 및 공동현상 연구", 국방과학연구소 선임 논문, 1998.
- [3] T.Von Karman, "The Impact on Seaplane Floats during Landing", NACA TN 321, 1929.
- [4] W. L. Mayo, "Analysis and Modifications

- of Theory for Impact of Seaplanes on Water", NACA Rep. 810, 1945.
- [5] W. J. C. Boef, "Launch and Impact of Free-Fall Lifeboats. Part I. Impact Theory", Ocean Engng. Vol. 19, No. 2, 1992.
- [6] M. Arai, M.R.H. Khondoker & Y. Inoue, "Water Entry Simulation of Free-Fall Lifeboat - First Report : Analysis of Motion and Acceleration -", Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 178, 1995.
- [7] J. L. Taylor, "Some Hydrodynamical Inertia Coefficients", Philosophical Magazine, Series 9 9, 1930.
- [8] W. L. Mayo. "Analysis and Modifications of Theory for Impact of Seaplanes on Water", NACA Rep. 810, 1945.
- [9] L.M. Milne Thomson, Theoretical Hydrodynamics, Macmillan, New York, 1949.
- [10] 안창범, 김찬기, "어뢰의 비선형 조종 계수 추정을 위한 경험식", 국방과학연구소 보고서, NWS-519-990199C, 1999.
- [11] 안창범, 김찬기, 박정기, "경어뢰용 낙하산의 형상 설계기법 연구", 국방과학연구소 보고서 NWS-519-970334, 1997.
- [12] 강창구, "평면 두부 형상을 갖는 물체의 입수 시 충격력 해석", 대한조선학회 논문집 21권 2호, 1994.