

〈論 文〉

긴 관통자에 의한 고속충돌현상 연구

이창현* · 최준홍** · 장순남** · 홍성인***

(1993년 8월 28일 접수)

A Study on High Velocity Impact Phenomena by a Long Rod Penetrator

C. H. Lee, J. H. Choi, S. N. Chang and S. I. Hong

Key Words : Long Rod Penetrator(긴 관통자), Fluid Jet Penetration Model(유동제트 관통모델), Hydrodynamic Penetration Theory(유체동력학적 관통이론), Crater(관통구), Shock Wave(고속충격파), Dynamic Compressive Yield Strength(동적 압축항복강도), Rankine-Hugoniot Relations(Rankine-Hugoniot관계식)

Abstract

In this study, the shock characteristics for high velocity impact phenomena during the initial shock state by the long rod penetrator are calculated. From these results we re-analyze the one-dimensional hydrodynamic penetration theory by introducing the effective area ratio calculated from the mushroomed strain which is dependent on impact velocity. Calculated penetration depth and mushroomed strain show good agreement with high velocity impact experimental data. In addition we visualize the shock wave propagation in a transparent acryle block.

1. 서 론

Alekseevskii⁽¹⁾와 Tate^(2,3)는 반무한 두께(semi-infinite thickness) 평판에 대하여 긴 관통자(long rod penetrator)에 의한 일차원 관통모델을 제시하였다. 이 모델은 유동제트 관통모델(fluid jet penetration model)을 기본으로 하여 표적재와 관통자의 강도값을 도입하여 이동 경계면에서의 압력평형을 고려한 수정된 베르누이방정식(modified Bernoulli equation)이다. 일반적으로 관통자가 표적재에 충돌하여 관통할 때 관통 경계면의 압력변화 특성에 따라 Fig. 1과 같이 4단계의 관통과정을 거쳐 진행한다고 알려져 있다.⁽⁴⁾ 최초 Tate의 관통모델은

충격상태가 지속되는 시간은 수 μsec 정도로 아주 짧은 시간이므로 Fig. 1의 초기 충격상태(transient state)와 2차 정상상태(secondary steady state) 및 회복상태(recovery state)의 영향을 무시하고 정상상태(steady state)만을 고려한 일차원 해석식이다. 그러나 초기 충격상태에서 관통자 선단(nose)은 관통자와 표적재 각각의 재료강도, 충격속도, 상대밀도 등에 의해 버섯모양으로 변형(mushroom)된다. 또한 충돌초기에 발생하는 강력한 충격파에 의해 표적재에는 협소한 관통구(crater : 이하 관통구라 함.)가 형성된 후 관통자 단면적의 3~4배 이상으로 확대되면서 정상상태로 진입한다. 이후 관통자는 표적재 내를 마치 유체와 같이 진행하며 표적재의 관통저항에 의해 마멸(eroding : 이하 마멸이라 함.)되면서 감속된다. 이와 같이 초기 충격단계에서 정상상태에 도달하기까지 관통자의 변형에 의해 표적재에 형성되는 관통구 직경의 차

*정회원, 국방과학연구소

**국방과학연구소

***정회원, 충남대학교 기계공학과

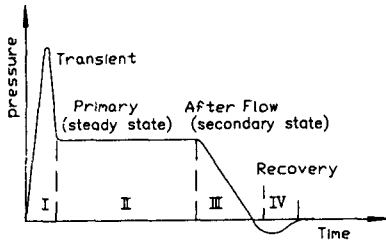


Fig. 1 Schematic diagram of the four phases of high velocity penetration, presented on a pressure-time basis

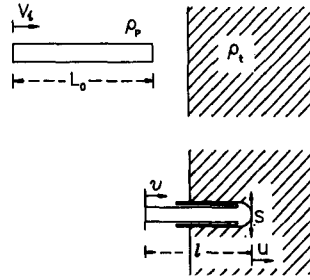


Fig. 2 Material flow in the fluid jet penetration model

이는 관통자의 관통효율 (penetration efficiency)에 영향을 미치고 이로 인해 전체 관통깊이를 좌우하게 되므로 초기 충격상태에서 정상상태로 이르는 과도기 동안의 관통자 선단의 변형 양상을 보다 상세히 규명할 필요가 있다.⁽⁶⁾ 이런 관점에서 본 연구에서는 종래의 연구결과들과 충격 해석이론을 이용하여 초기 충격상태가 유지되는 동안의 충격특성을 해석하고, 충격속도 변화에 따른 관통자 선단변형을 변화 양상을 해석하였다. 이 결과를 이용하여 관통계면에서의 힘의 평형방정식을 근간으로 하는 수정된 일차원 유체동력학적 관통모델을 제시하고, 고속충격실험을 수행하여 타당성을 검토하였다. 한편 표적재는 강소성재로 간주하고 상사재료로서 투명한 아크릴재료를 택하여 재료내부에서의 고속충격파(shock wave)의 전파거동을 가시화함으로써 고속충격 하중을 받는 재료의 동적거동을 연구하는 기본자료로 제시하였다.

2. 이 론

2.1 일차원 유체동력학적 관통이론

긴 관통자에 의한 해석적 관통모델은 용융된 금속이 6~7 km/sec의 초고속으로 제트(jet)화 되면서 침투하는 현상을 기술하기 위해 발전된 유동제트 관통모델에 그 기원을 두고 있다.^(6,7) Fig. 2와 같이 길이 L_0 , 밀도 ρ_p 인 용융된 금속제트가 초기 속도 V_t 로 밀도가 ρ_t 인 표적재에 충돌하는 경우 표적재의 재료강도는 무시되어 제트선단과 표적재의 이동계면상의 정체점(stagnation point) 압력평형은 베르누이방정식을 이용하여 아래와 같이 표기된다.

$$\frac{1}{2}\rho_p(v-u)^2 = \frac{1}{2}\rho_t u^2 \quad (1)$$

여기서, u 는 정체점의 이동속도(관통속도), v 는 미변형된 제트의 순간속도이다. 재료강도는 무시되므로 제트가 완전 소멸될 때까지 관통이 진행하며 이때의 관통깊이 z_{th} 를 유체동력학적 관통한계깊이(hydrodynamic penetration limit depth)라 하며 다음 식으로 표기된다.

$$\frac{z_{th}}{L_0} = \left(\frac{\rho_p}{\rho_t}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

식(1)과 식(2)는 제트와 같이 초고속인 비압축성 정상유동(incompressible steady state flow)을 하는 경우에 적용이 되며, 긴관통자와 같이 충돌속도가 병기속도(0.8~2.0 km/sec) 범위에서는 관통과정중에 관통자가 감속되는 준정상유동(quasi steady flow)을 하므로 Tate는 관통자와 표적재의 동적강도(dynamic strength : Y_p, R_t)를 도입하여 아래와 같은 수정된 베르누이방정식으로 표기되는 일차원 유체동력학적 관통모델(hydrodynamic penetration model)을 제시하였다.

$$\frac{1}{2}\rho_p(v-u)^2 + Y_p = \frac{1}{2}\rho_t u^2 + R_t \quad (3)$$

식(3)에서 Y_p, R_t 는 고변형률속도(high strain rate) 조건에서의 관통자와 표적재의 동적강도로서 재료 고유의 물성은 아니며 평가방법에 따라 이들 값의 크기는 차이가 있다.

Tate에 의해 수정된 베르누이방정식은 긴 관통자에 의한 관통현상을 기술하기 위한 기본식으로 널리 응용되면서 많은 사람들에 의해 수정, 발전되어 왔다. 한 예로 Gillis와 Jones 등⁽⁸⁻¹⁰⁾은 Fig. 3과 같이 변형이 일어나는 관통자 선단과 강제운동을 하는 미변형된 관통자 사이의 경계면에서의 질량 이동을 고려한 수정모델을 제시하고 변형률이 관통깊이에 미치는 영향을 검토한 바 있다.

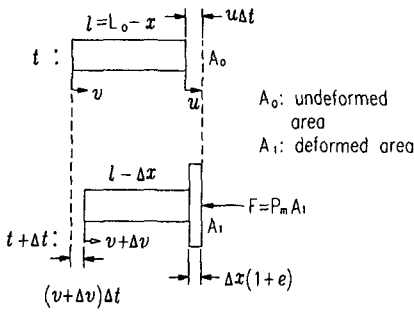


Fig. 3 Schematic diagram of the transfer of a mass element $\rho A \Delta x$ from the undeformed to the plastic portion of the rod

Fig. 3에서 길이 L_0 , 밀도 ρ , 반경 R_p , 단면적 A_0 인 원통형 관통자가 반무한 두께의 평판에 충돌하여, 시간 t 경과후 관통자는 z 만큼 관통하면서 x 만큼 소모된다. 잔류 관통자길이를 $l = L_0 - x$ 라 할때 $t + \Delta t$ 시간 경과후 관통자 선단은 관통이 진행되면서 Δx 만큼 소모되면서 감속된다. 변형부와 강체부 사이의 역적-모멘텀 평형식을 이용하면 잔류길이 l 에 대한 운동방정식은 아래와 같다.

$$-F = \rho_p A_0 \left[l \frac{dv}{dt} + \frac{dl}{dt} (v - u) \right] \quad (4)$$

관통자 선단과 표적재 계면에 작용하는 외력은 평균압력 P_m 과 관통자 선단에서의 공칭변형률(normal strain) $e = \frac{A_0}{A_1} - 1$ 을 이용하면 식(5)와 같다.

$$F = \frac{P_m A_0}{(1+e)} \quad (5)$$

이 경우 A_1 은 버섯꼴로 변형된 관통자 선단의 단면적이고, 변형률은 압축을 의미하며 음(-)의 값을 갖는다. Gillis와 Jones 등은 계면에서의 압력분포는 관통자 중심선상에서 최대이고 반경방향으로 감소된다고 가정하여 표적재의 강도 R_t 에 의존하는 무차원수(n)을 도입하여 다음과 같이 표기하였다.

$$p = P_{\max} \left(1 - \frac{r^2}{R_p^2} \right)^n \quad (6)$$

그들의 연구결과에 의하면 $n = \alpha + \frac{\beta}{R_t}$ 로 표기된다. 그들은 Al계열과 열처리를 통하여 경도를 다변화시킨 4340강에 대하여 충격속도를 변화시킨 관통시험을 수행하고, 관통구 형상을 측정된 결과들로부터 최소 사승근사법(least square curve fit)을 이용

하여 $\alpha = 9.2117 \times 10^{-2}$, $\beta = 1.8351$ GPa의 값을 도출한 바 있다. 한편 계면에서의 평균압력 P_m 은 식(7)로 표기할 수 있으므로 식(5)와 식(7)을 이용하면 식(4)는 아래와 같은 식(8)로 수정된다.

$$P_m = \frac{1}{A_0} \int p dA = \frac{P_{\max}}{(n+1)} \quad (7)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{dl}{dt} (v - u) = \frac{-P_{\max}}{[\rho_p (1+e) (1+n)]} \quad (8)$$

한편 Fig. 3에서 관통자 선단의 변형길이는 $\Delta x(1+e)$ 이고, Δt 동안 관통자 선단의 이동거리는 $u\Delta t$, 강체부의 이동거리는 $(v + \Delta v)\Delta t$ 이므로 $l + u\Delta t = (v + \Delta v)\Delta t + (l - \Delta x) + \Delta x(1+e)$ 의 관계식이 성립한다. 양변을 Δt 로 나누어 극한값을 취한 후 미소항을 무시하면 식(9)와 같은 관통자의 길이 감소율(erosing rate)을 얻는다.

$$e \frac{dl}{dt} = (v - u) \quad (9)$$

이상과 같은 Gillis 등이 제시한 관통모델은 관통 깊이를 계산하는 과정이 복잡하고 관통자 선단의 변형율은 충격속도와 무관하게 일정하다고 가정한 한계가 있다. 따라서 본 연구에서는 이 모델을 기본으로 하고 충격이론을 도입하여 충격속도 변화에 따른 관통자 선단변형률 변화를 예측한 후, 이 결과를 이용하여 유체동력학적 관통이론을 재검토했다.

2.2 충격이론

고체가 고속으로 충격을 받는 경우 고체내에는 고속충격파가 형성되어 전파된다. Fig. 4(a)는 고속충격파의 형성과정을 도식적으로 나타낸 것으로서 b 점의 압력이 a 점의 압력보다 높은 경우 b 점에서의 응력과 속도는 a 점 보다 빠르므로 소위 overtaking 효과가 발생하여 결국 Fig. 4(a)의 (c)와 같은 불연속한 충격파면(shock wave front)이 형성된다. 충격파 전후의 경계면에서는 Fig. 4(b)와 같이 재료의 밀도, 압력, 내부에너지 및 입자속도(u_p ; particle velocity)의 불연속성이 존재하며, 이 때의 충격특성은 Rankine-Hugoniot 관계식들과 상태방정식(equation of state)을 이용하여 아래와 같이 표기된다.⁽¹¹⁾

Rankine-Hugoniot 관계식

질량보존법칙

$$\rho_0 U_s = \rho_1 (U_s - u_p) \quad (10)$$

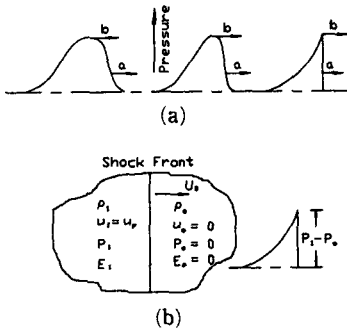


Fig. 4 (a) Schematic stages during the development of a shock wave. Disturbance advances faster at point b than a
 (b) Physical parameters associated with progress of a shock wave

운동량보존법칙

$$P_1 = \rho_0 U_s u_p \tag{11}$$

에너지보존법칙

$$E_1 = \frac{1}{2} P_1 \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right) \tag{12}$$

상태방정식(일반 금속재료의 경우)

$$U_s = C_0 + \gamma u_p \tag{13}$$

여기서, U_s 는 충격파속도, C_0 는 재료내의 음속(bulk sound wave velocity), γ 는 실험으로 구하는 충격상수(shock parameter)이며 하첨자 0, 1는 충격파 전면에서의 초기상태, 후면에서의 최종상태를 각각 의미한다.

한편, Fig. 5는 원통형 관통자가 반무한 두께의 평판에 고속으로 충돌할 때 관통자와 표적재에 나타나는 충격파의 전파거동을 도식화한 것이다. 충돌직후 관통자와 표적재 계면에서는 강력한 압축

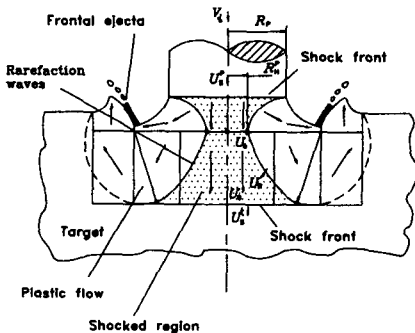


Fig. 5 Schematic configurations of the approximated wave propagation in the penetrator and target

충격파가 형성되어 표적재와 관통자 내부로 동시에 전파되기 시작하며 관통자와 표적재의 자유면(free surface)으로부터 즉시 반사되는 이완파(rarefaction wave)에 의해 충격파는 점차 소멸되기 시작한다. 그동안 관통자내의 충격파 전파 거동은 충격 초기의 단축 변형률상태(uniaxial strain state)에서 U_R 의 속도로 관통자 내부로 이동하는 이완파가 앞서 진행하는 충격파에 도달하면 단축 응력상태(uniaxial stress state)로 변화하게 된다. 본 연구에서는 단축 변형률상태가 유지되는 시간을 초기 충격상태 지속시간이라고 정의하였다.

초기 충격압력(Hugoniot pressure) P_k^0 및 표적재와 관통자 내에서의 충격파속도 U_s^0 , U_p^0 는 Rankine-Hugoniot 관계식과 상태방정식으로부터 다음과 같이 표기된다.

$$P_k^0 = \rho_i u_p U_s^0 = \rho_p (V_i - u_p) (U_s^0 + V_i) \tag{14}$$

$$U_s^0 = C_0^p + \gamma^p u_p \tag{15}$$

$$U_p^0 = C_0^p + \gamma^p (V_i - u_p) - V_i \tag{16}$$

여기서, 상첨자 p, t 는 관통자와 표적재를 각각 의미한다. 식(15)와 식(16)을 식(14)에 대입하여 얻어진 2차 방정식으로부터 입자속도 u_p 를 구하면 초기 충격압력과 각 재료내의 충격파 전파속도를 구할 수 있다. 한편, Recht⁽¹²⁾는 초기 소성유동을 일으키는 최소의 압축소성과 속도를 $C_p = (1.86B/\rho_p)^{1/2}$ 와 같이 나타내었다. 여기서, B 는 소성계수(plastic modulus)로서 브리넬경도 값으로 표기하면 $B = 4.5 \times \text{BHN}(\text{MPa})$ 의 관계가 성립한다. 본 연구에서 사용한 긴 관통자의 경우 소성파속도는 421 m/sec이다. 충격속도가 소성파의 속도보다 빠르면 관통자는 충격상태를 유지하며 이동한 관통자는 강한 충격파에 의해 소멸되면서 표적재 표면에서 파편화되어 이탈되는데 이 현상을 shock erosion에 의한 파편화이탈(frontal ejecta)이라 한다. 초기 충격상태의 지속시간 T_s 는 Ravid^(13,14)의 연구결과를 이용하면 아래의 식과 같이 표기된다.

$$T_s = \frac{L_h}{U_s^0 + V_i} = \frac{H_f}{U_s^0 + u_p} \approx \frac{\sqrt{H_f^2 + R_p^2}}{U_p^0} \tag{17}$$

식(17)에서 H_f 는 T_s 동안 충격파가 표적재와 관통자의 이동계면까지 이동한 거리이며, L_h 는 충격파가 관통자 내부로 이동한 거리로서 Gehring⁽¹⁵⁾에 의해 $L_h = 1.44 R_p$ 의 관계가 성립한다고 알려져 있다. 이와 관련하여 Ravid 등은 식(15)와 식(16)에

서 구한 충격파속도와, 식(17) 및 Gehring에 의해 제안된 반사파속도 관계식 등을 이용하여 $L_h \approx 1.43 R_p$ 로서 관통자 반경만의 함수로 표기되는 것을 보였다. T_s 동안에 관통자가 shock erosion에 의해 감소되는 길이(L_s) 및 표적재의 관통깊이(P_{tr})는 다음 식으로 각각 표기된다.

$$L_s = (V_i - u_p) T_s \quad (18)$$

$$P_{tr} = u_p T_s \quad (19)$$

초기 충격상태가 지속되는 동안 미변형된 관통자의 꼬리속도(tail velocity)는 감속이 일어나지 않으며, 관통속도 u 는 이동계면에서의 입자속도 u_p 와 같다고 가정하면, 속도 V_i 로 충격하는 관통자 선단변형률은 식(8)과 식(9)에 $v = V_i$, $u = u_p$ 를 대입한 후 $\frac{dl}{dt}$ 을 소거하여 정리하면 아래와 같이 충격속도, 입자속도 및 최대압력의 함수로 표기된다.

$$e = - \frac{(V_i - u_p)^2}{(V_i - u_p)^2 + \frac{P_{max}}{\rho_p(n+1)}} \quad (20)$$

초기 충격압력은 정상상태에서의 압력 P_s 보다 상대적으로 매우 높은 값을 갖는다. 따라서 표적재 전면에 나타나는 관통구는 초기 충격상태에서의 관통자 선단변형률 e_0 에 대응하는 단면적 A_0 인 좁은 관통구가 형성된 후, 정상상태에 도달하는 동안 변형률 e_1 에 대응하는 단면적 A_1 인 관통구로 확대되고, 이후의 관통자 선단 변형률은 일정하게 유지되면서 관통과정이 진행한다고 가정할 수 있다. 이때 e_0 와 e_1 은 초기 충격상태와 정상상태에서 계산되는 최대압력에 대응하는 값이 된다. T_s 시간 이후에 관통과정은 정상상태로 진입하므로 관통자와 표적재 사이의 유체동력학적 압력 평형을 이루는 정체점압력과 관통자의 변형을 고려한 순간 유효단면적비 S (effective area ratio)를 이용하면 식(3)의 수정된 베르누이방정식은 아래와 같이 계면에서의 힘의 평형방정식으로 표기할 수 있다.

$$\frac{1}{2} \rho_p (v - u)^2 + Y_p = S \left(\frac{1}{2} \rho_p u^2 + R_t \right) \quad (21)$$

여기서, $S = A_1/A_0 = 1/(1 + e_1)$ 의 관계가 성립한다. 정상상태에서의 관통속도 u 는 식(21)에서 파라미터 μ 와 λ 를 아래와 같이 정의하고 u 에 대해 정리하면 식(22)와 같이 꼬리속도 v 의 함수로 표기할 수 있다.

$$u = \frac{v - \mu \sqrt{(v^2 + \lambda)}}{(1 - \mu^2)} \quad (22)$$

$$\text{여기서, } \mu^2 = S \frac{\rho_t}{\rho_p}, \quad \lambda = \frac{2(SR_t - Y_p)(1 - \mu^2)}{S\rho_t}$$

식(21)로 부터 관통자와 표적재의 강도값 Y_p 와 R_t 의 상대 크기에 따라 유효 단면적비를 고려한 임계속도(critical velocity) V_c 와 V_r 을 얻는다. 즉,

$SR_t > Y_p$ 일 때,

$$V_c = \sqrt{\frac{2(SR_t - Y_p)}{\rho_p}} \quad (23)$$

이 경우 V_c 는 식(21)에서 관통속도 $u=0$ 일 때의 미변형된 관통자의 꼬리속도 v 로서 이 값이 V_c 보다 크면 관통자는 유체역학적 관통거동을 하지만 V_c 이하로 감속되면 관통저항 관성으로 작용하는 표적재의 재료강도를 이기지 못하게 되므로 관통자는 더 이상 표적재를 관통시키지 못하고 관통이 멈추게 된다.

$SR_t < Y_p$ 일 때,

$$V_r = \sqrt{\frac{2(Y_p - SR_t)}{S\rho_t}} \quad (24)$$

여기서, V_r 은 관통자가 더 이상 변형되지 않는 속도로서 식(21)에서 $v=u$ 인 경우이다. 미변형된 관통자의 꼬리속도가 V_r 까지 감속되는 동안 관통자는 유체역학적 관통거동을 보이게 되고, V_r 이하의 속도에서는 관통자는 더 이상 변형되지 않고 관통속도가 0으로 될때 까지 강체관통(rigid body penetration)을 하게 된다. 정상상태에서의 관통깊이 z 는 식(25)를 수치적분하여 구하며 $SR_t < Y_p$ 의 경우에는 잔류 관통자에 의한 강체관통 깊이가 추가되어야 한다.

$$z = \int u \, dt \quad (25)$$

위에서 재료강도 R_t 와 Y_p 는 재료의 고유물성을 나타내는 것은 아니며 실험적으로 보정되는 값으로서 1945년 Hill이 제안한 동공확장이론(cavity expansion theory)를 기본으로 하여 연구자에 따라 그 값을 표기하는 방법에 차이가 있다.^(16~19) 본 연구에서의 Y_p 는 Tate가⁽²⁰⁾ 제안한 결과식을, R_t 의 값은 Forrestal과 Luk⁽²¹⁾이 제안한 구형(spherical) 동공확장이론을 적용하였다. 즉,

$$\sigma_{yp} = 4.2 \text{BHN (MPa)} \quad (26)$$

$$Y_p = 1.7 \sigma_{yp} \quad (27)$$

$$R_t = \frac{2\sigma_{yt}}{3} \left[1 + \ln \frac{2E_t}{3\sigma_{yt}} \right] \quad (28)$$

여기서, σ_{yp} , σ_{yt} 는 Taylor⁽²²⁾가 제시한 관통자와 표적재 각각의 단축 응력상태의 동적 압축항복강도 (dynamic compressive yield strength)이며 단축 변형률상태의 동적 항복강도인 HEL(hugoniot elastic limit) 값보다 작은 값이다.

3. 실험방법

실험에 사용된 발사장치는 구경이 50 mm인 활강 포로서, 고체추진장약 (solid propellant powder)의 연소시 발생하는 추진압력을 이용하며, 추진체의 무게를 가감하여 충격속도를 조절할 수 있다. 관통자는 직경이 50 mm인 폴리에틸렌으로 가공한 새보 (sabot) 결합체와 함께 가속된 후 기체역학적 분리 방법 (gas dynamic separation technology)에 의해 분리된다. 본 연구에서 사용한 긴 관통자는 머리형상이 반구형 (hemi-spherical) 이고 직경이 7 mm, 길이는 75 mm인 텅스텐 중합금재이며, 표적재로는 RHA(rolled homogeneous armor plate) 및 연강 (mild steel)을 사용하였다. 표적재는 무한두께로 적용하였으며 관통자는 표적재에 수직하게 충돌한다. 관통자의 충격속도는 표적재 전방에 일정한 간격으로 설치한 2조의 He-Ne 레이저 (0.5 mW)와 오실로스코프 (HP 5183A)를 이용하여 측정하며 측정오차는 1% 이내이다. 관통자와 표적재의 제반 관련물성은 Table 1과 같다. 관통길이는 연강판재의 경우 시편을 절단하여 측정하고 RHA 판재의 경우 X-ray 사진 판독값을 취하였다. 한편 고속카메라 (IMACON 792)를 이용하여 재료내의 충격파 전파거동을 가시화하였다. 이때 표적재의 상사재료

로 65×65×50 mm인 투명한 아크릴 블록을 사용하였고 frame간격은 2 μsec (500,000 frames/sec)로 하였다.

4. 결과 및 고찰

Fig. 6은 정상상태에 도달했을 때 관통자 선단의 압축 변형률과 충격속도. 의존성과의 관련성을 보인 것으로 충격이론을 통해 계산된 결과이다. 실험값은 회수된 잔류관통자 선단과 연강 표적재 전면의 관통구 직경을 측정하여 환산한 값으로서 관통자 선단에서의 변형률은 본 연구 결과와 잘 맞으나 관통구 변형률은 큰 차이가 있다. 그 이유는 관통자가 강체거동에 의해 관통이 진행되는 경우에는 주로 전단변형에 의해 관통자 직경과 거의 같은 직경을 갖는 plug가 배출되지만^(23,24) 긴 관통자에 의한 주관통기구 (main penetration mechanism)는 Photo 1에서 설명하는 바와 같이 유체유동에 의한 마멸이 지배적으로 나타나기 때문이라고 생각된다.

Photo 1은 1553 m/sec로 연강표적재에 충돌후 회수된 잔류관통자와 표적재 제면에서의 전형적인 단면의 확대 조직사진 (etchant : Nital 5%)으로서 잔류관통자 형상과 표적재의 제면을 나타낸 것이다. 버섯모양으로 변형된 선단부의 직경은 9.2 mm, 표적재 전면에 나타난 관통구 직경은 15.9 mm로서 압축변형률은 각각 -0.41, -0.81이었다. 텅스텐 관통자는 관통자선단에서 버섯모양으로 변형되고 제면에는 선단부위의 텅스텐합금이 심하

Table 1 Material properties

Materials	Density		Shock data			Strength property	
	ρ_0 (g/cc)	C_0 (m/sec)	γ -	Hardness (BHN)	Y_p (GPa)	R_t (GPa)	
WA alloy (rod)	16.5	4040	1.45	350	2.5	-	
Mild steel (target)	7.8	3574	1.92	150	-	2.7	
RHA (target)	7.8	4510	1.43	280	-	4.5	

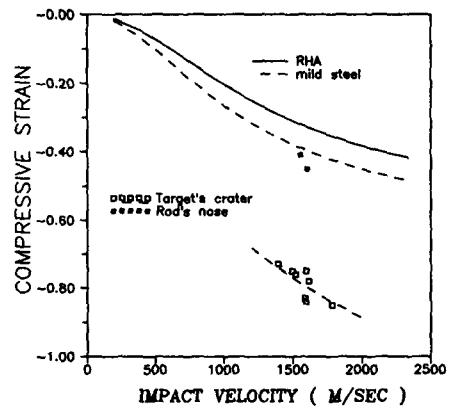


Fig. 6 Compressive strain of nose and crater as a function of impact velocity (closed and opened marks are experimental data in mild steel)

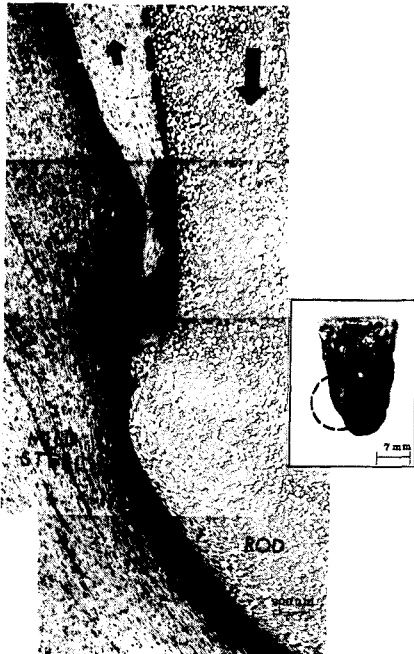


Photo 1 Typical cross section of mild steel target and residual rod. (nose dia. ; 9.2 mm, front crater dia. ; 15.9 mm)

계 전단변형을 일으키면서 마치 얇은 유막(thin film)처럼 마멸되어 관통자의 진행과 반대방향(Photo 1에서 위로 향하는 방향)으로 배출된 결과를 보이고 있다. 이로부터 초기 충격상태에서 정상상태로 진입하는 순간에 버섯모양으로 나타나는 관통자 선단의 직경은, 전체 관통과정이 종료된 후 표적재에 나타나는 관통구 직경과 큰 차이가 있고, 이 결과로 인하여 Fig. 6에서 보인 관통구의 압축 변형률은 본 연구에서 제시한 관통자 선단의 압축 변형률과 차이가 있음을 알 수 있다.

Fig. 7은 연강판재와 RHA 판재의 경우 초기 충격압력과 정상상태 압력을 충격속도의 함수로 표기한 것이다. 이 경우 초기 충격압력은 식(14)~(16)을 이용하여 계산하고, 정상상태의 압력은 식(22)에서 얻은 관통속도를 식(3)에 대입하여 얻은 결과로서 충격속도가 증가함에 따라 정상상태의 압력은 완만히 증가하나 초기 충격압력은 급격히 증가함을 보이고 있다. 충격이론을 이용하여 해석한 결과의 한 예로 충격속도가 1557 m/sec 경우의 계산결과는 Table 2와 같다. 이 경우 표적재에 발생하는 초기 충격압력은 각 재료의 동적강도인 R_c 값보다

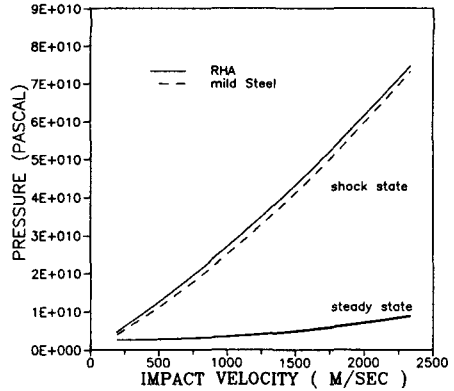


Fig. 7 Shock and steady state pressure as a function of impact velocity

Table 2 Computed results for various shock parameters in RHA and mild steel impacted by WA rods at 1557 m/sec

Symbol	Units	Materials	
		RHA	Mild steel
T_s	μsec	1.05	1.06
u_p	m/sec	980	1004
U'_s	m/sec	5911	5501
U''_s	m/sec	3192	3163
U_r^t	m/sec	5335	5318
U_r^p	m/sec	6438	5921
P''_h	GPa	45.2	43.1
P_s	GPa	5.3	5.0
L_s	mm	0.61	0.58
P_{lr}	mm	1.03	1.06

연강의 경우 16배, RHA의 경우 10배의 압력이 발생하였다. 이로 인해 연강 표적재에 형성되는 관통구 직경은 RHA 표적재의 경우보다 클 것으로 예측할 수 있다. 충격상태 지속시간은 $1 \mu\text{sec}$ 정도로 거의 동일한 값을 얻었으며 그외의 충격특성값들도 큰 변화를 보이지 않고 있는데, 그 이유로서는 표적재로 사용한 두 재료가 밀도가 같은 철강재료로서 식(13)의 상태방정식을 구성하는 특성값들이 큰 차이가 없기 때문이라고 생각된다.

Fig. 8과 9는 식(17)의 계산결과를 각각 식(18)

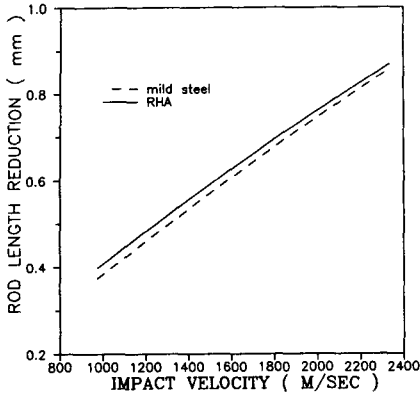


Fig. 8 Rod length reduction during shock state as a function of impact velocity

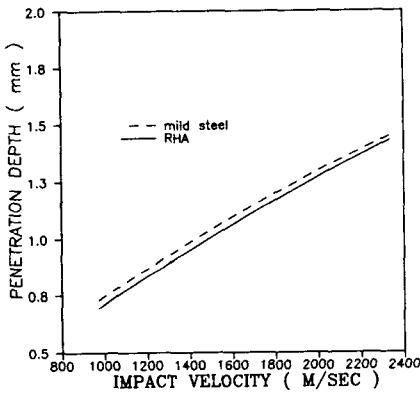


Fig. 9 Penetration depth during shock state as a function of impact velocity

과 식(19)에 대입하여 충격상태 지속시간 동안에 shock erosion에 의한 관통자의 감소길이 및 관통 깊이의 계산결과를 보인 것으로서 이 동안에 관통 속도는 일정하다는 가정하에 충격속도에 거의 선형적으로 증가하고 있다. 이 경우 강도가 낮은 연강 판재의 경우가 강도가 높은 RHA 판재에 비해 관통자 감소길이가 적으며, 반대로 관통깊이는 증가되는 경향을 보이고 있다. 또한 충격속도가 증가할수록 미세하지만 그 차이가 감소되고 있음을 알 수 있다. 그러나 이 동안의 관통자 감소길이와 관통깊이는 미미하며 Photo 2에서와 같은 고속충돌현상의 가시화시험에서 관찰되는 바와 같이 충돌 초기 섬광(impact flash)과 표적재 전면에서의 파편화이탈로 나타나게 된다.

Photo 2는 표적재의 상사재료로 택한 투명한 플

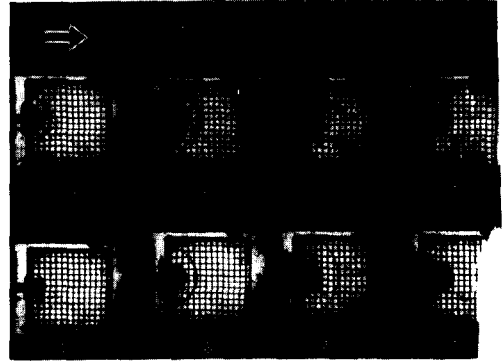


Photo 2 Penetration process and shock wave propagation in acrylic block impacted by long rod at 1500 m/sec (the actual length of grid is 5 mm)

라스틱 표적재(아크릴)에 1500 m/sec의 속도로 관통자가 충돌시 재료내의 충격파 전파거동을 고속카메라(IMACON 792)를 이용하여 가시화한 결과이다. 표적재 전면에서는 충돌섬광과 함께 충돌초기에 형성된 파편들이 부채꼴로 비산되는 것을 보이고 있다. 충격후 7 μsec부터 2 μsec 간격의 현상으로서 초기 충격상태를 지나 정상상태에서의 과정이므로 표적재 내를 이동하는 충격파는 충격계면으로부터의 거리가 증가함에 따라 구형파(spherical shock wave) 형태로서 관통자 선단보다 앞서서 진행되고 있음을 보이고 있다. 이 경우 충격파의 속도는 약 3125 m/sec, 관통속도는 약 1300 m/sec로 관통속도보다 충격파의 속도가 훨씬 빠르게 진행하고 있음을 알 수가 있는데, 실험에 사용한 RHA나 연강판재와 같이 소성변형이 일어나는 금속재료 내에서의 관통현상도 이와 속도의 절대값은 다르지만 그 양상은 유사할 것으로 판단된다.

Fig. 10은 초기 충격속도가 1557 m/sec로 연강 표적판에 충돌했을 경우, 식(9), (22) 및 (25)의 연립방정식계를 이용하여 관통과정 중의 관통자 선단속도 및 미변형된 관통자의 꼬리속도 변화를 계산한 결과로서 관통이 완료되기까지의($u=0$ 또는 $l=0$)시간으로 나타낸 것이다. 전 관통과정이 완료되기까지 소요시간은 약 130 μsec 정도로 추정할 수 있고 특히 약 110 μsec까지는 관통속도와 꼬리속도는 완만하게 감속되다가 이후에 급격히 감속되는 결과를 보이고 있다. Fig. 11은 동일 계산조건에서 식(20)을 식(9)에 대입후 이를 식(22)와 식(25)를 연립하여 얻은 방정식들로부터 구한 결과로

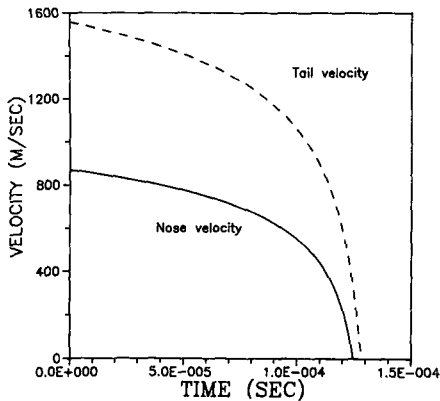


Fig. 10 Rod's nose and tail velocity versus time for penetration into mild steel (impact velocity : 1557 m/sec)

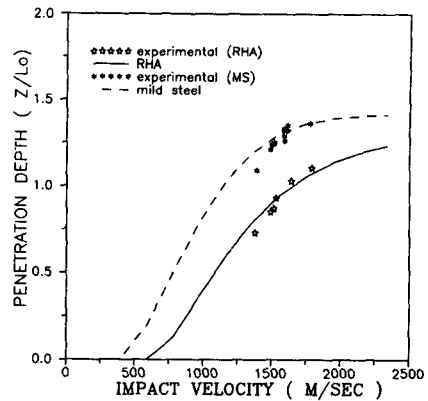


Fig. 12 Non-dimensional penetration depth as a function of impact velocity

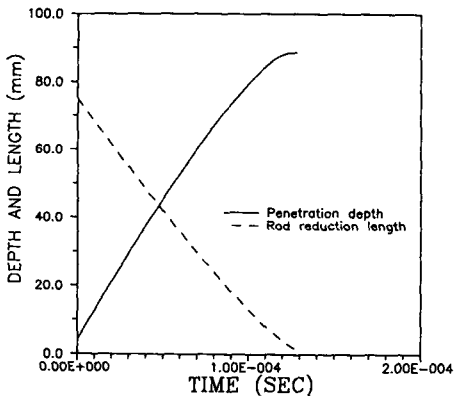


Fig. 11 Penetration depth and rod reduction length versus time for penetration into mild steel target (impact velocity : 1557 m/sec)

서, 관통깊이와 관통자의 감소길이 결과를 관통시간에 대해 나타낸 것이다. 약 110 μ sec 이후의 관통깊이는 비교적 완만하게 증가되고 있는 경향을 보이고 있다. 이로부터 본 연구 조건하에서 정상상태가 지속되는 시간은 약 110 μ sec 정도이고 그 이후에는 2차 정상상태를 거쳐 관통구의 수축을 동반하는 회복상태가 진행되면서 전 관통과정이 종료될 것으로 예측된다.

Fig. 12는 본 연구결과인 유효 단면적비를 도입하여 식(21)과 같이 관통계면에서의 힘의 평형방정식으로 수정된 관통모델로부터 계산한 무차원 관통깊이와 충격속도사이의 관계를 나타낸 것이다. 해석결과는 실험 속도범위 (1300~1700 m/sec) 내에

서 잘 일치하고 있으며, 관통이 일어나기 시작하는 속도는 연강판재와 RHA의 경우 각각 420 m/sec 및 580 m/sec 정도임을 보이고 있다. 또한 충격속도가 증가할 수록 무차원 관통깊이는 소위 S자 형태로 증가하여 식(2)의 유체동력학적 관통한계 깊이비 $Z_{th}/L_o = (\rho_p/\rho_t)^{1/2} = 1.45$ 에 접근하고 있어서 식(1)의 재료강도가 무시되는 유동제트 관통모델 경향을 따르는 것을 확인할 수 있다. 또한 관통저항능력을 나타내는 R_c 값이 작은 연강판재의 경우가 보다 빨리 접근함을 보이고 있다.

5. 결 론

Tate와 Gillis 등에 의해 수정 발전된 긴 관통자에 의한 유체동력학적 관통모델에 대해 충격이론을 이용하여 초기 충격상태에서의 충격특성을 해석하고, 고속충격실험을 수행하므로써 아래와 같은 결론을 얻었다.

(1) 초기 충격상태에서 정상상태에 이르는 과도기동안의 충격상태 지속시간, 충격압력, shock erosion 길이 등 재료의 동적거동 해석에 필요한 기본자료를 얻었다. 그러나 충격상태에서의 재료거동에 대한 보다 상세한 정보 획득을 위해서는 정교한 실험기법의 개발과 함께, 고속변형거동을 해석하는 전용 hydrocode를 이용한 수치해석 연구가 상호 보완 병행되어야 할 것이다.

(2) 정상상태에 진입하는 순간의 관통자 선단변형률과 충격속도 의존성과의 관계를 예측하였다. 이 결과를 이용하여 관통계면에서의 힘의 평형방정

식으로 수정한 유체동력학적 관통모델로부터 관통 깊이를 계산하였으며 실험 속도범위내에서 잘 일치함을 보였다. 한편 회수된 잔류관통자 형상과 관통 단면의 미세 조직사진 관독 결과로부터 표적재 전면에 형성되는 관통구는, 관통자 선단에서 버섯모 양으로 변형되어 마멸되는 관통자 재질이 관통자의 진행방향과 반대방향으로 유동 배출되면서 확장되는 것으로 확인되었다.

(3) 충격하중을 받는 재료내부에서의 충격파 전파거동을 가시화하는 실험기법을 체계화하였다. 이 기법은 향후 초기 충격상태에서의 관통자와 표적재의 상호작용에 의한 관통기구 연구, 응력파의 특성과 재료의 동적변형 및 파괴현상과의 관련성 연구에 활용될 것이다.

참고문헌

- (1) Alekseevskii, V. P., 1966, "Penetration of a Rod into a Target at High Velocity," *Combustion, Explosion and Shock Waves*, Vol. 2, pp. 63~66.
- (2) Tate, A., 1967, "A Theory for the Deceleration of Long Rods after Impact," *J. Mech. Phys. Solids.*, Vol. 15, pp. 387~399.
- (3) Tate, A., 1969, "Further Results in the Theory of Long Rod Penetration," *J. Mech. Phys. Solids.*, Vol. 17, pp. 141~150.
- (4) Chirstman, D. R. and Gehring, J. W., 1966, "Analysis of High-Velocity Projectile Penetration Mechanics," *J. of Applied Physics*, Vol. 37, No. 4, pp. 1579-1587.
- (5) James D. Walker and Charles E. Anderson, Jr., 1991, "The Influence of Projectile Nose Shape on the Shock Phase of Impact," *Shock Compression of Condensed Matter, Elsevier Science Publishers B. V.*, pp. 943~946.
- (6) Hill, R., Mott, N. F. and Pack, D. C. 1948, "Penetration by Munroe Jets," *Armament Research Department, Theoretical Research Report 2/44*, United Kingdom.
- (7) Eichelberger, R. J., 1956, "Experimental Test of the Theory of Penetration by Metallic Jets," *J. Appl. Phys.*, Vol. 27, pp. 63~68.
- (8) Jones, S. E. and Gillis, P. P., 1987, "On the Penetration of Semi-Infinite Targets by Long Rods," *J. Mech. Solids.*, Vol. 35, No. 1, pp. 121~131.
- (9) Wilson, L. L., Joseph C. Forster, Jr., Jones, S. E. and Gillis, P. P., 1989, "Experimental Rod Impact Results," *Int. J. Imp. Engng.*, Vol. 8, No. 1, pp. 15~25.
- (10) Jones, S. E. and Cinnamon, J. D., 1992, "A One Dimensional Analysis of Rod Penetration," *Int. J. Imp. Engng.*, Vol. 12, No. 2, pp. 145~166.
- (11) John S. Rinehart, 1975, "Stress Transient in Solid," *Hyperdynamics*, New Mexico, pp. 113~120.
- (12) Recht, R. F., 1978, "Taylor Ballistic Impact Modelling Applied to Deformation and Mass Loss Determinations," *Int. J. Engng Sci.*, Vol. 16, pp. 809~827.
- (13) Ravid, M., and Bonder, S. R., 1987, "Analysis of Very High Speed Impact," *Int. J. Engng. Sci.*, Vol. 25, No. 4., pp. 473~482.
- (14) O'Donoghue, P. E., Bonder, S. R., Anderson, C. E. Jr. and Ravid, M., 1989, "Comparison of a High Velocity Impact Model with Numerical Simulation," *Int. J. Impact Engng.*, Vol. 8, No. 4, pp. 289~301.
- (15) Gehring, J. W. Jr, 1970, "Theory of Impact on Thin Targets and Shields and Correlation with Experiment," *In High Velocity Impact Phenomena*, Academic Press. N. Y., pp. 105~156.
- (16) Bishop, R. F., R. Hill and Mott, N. F., 1945, "The Theory of Indentation and Hardness Test," *Proc. Phy. Soc.* Vol. 57 p. 147.
- (17) Rosenberg, Z., Marmor, E. and Maysless, 1990, "On the Hydro-dynamic Theory of Long Rod Penetration," *Int. J. Imp. Engng.*, Vol. 10, pp. 483~486.
- (18) Charles E. Anderson, Jr. and James D. Walker., 1991, "Long Rod Penetrator and the Calculation of Target Resistance," *Shock Compression of Condensed Matter, Elsevier Science Publishers B. V.*, pp. 967~970.
- (19) Forrestal and Longcope, 1990, "Target Strength of Ceramic Materials for High-Velocity Penetration," *J. Impact. Engng.*, Vol. 10, pp. 483

- ~486.
- (20) Tate, A., 1986, "Long Rod Penetration Models-Part I," *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 28., No. 8., pp. 535~548.
- (21) Forrestal, M. J. and Luk, V. K., 1988, "Dynamic Spherical Cavity Expansion in a Compressible Elastic-Plastic Solid," *J. Appl. Mech.*, Vol. 55, pp. 275~279.
- (22) Taylor, G., 1948(b), "The Use of Flat-ended Projectiles for Determining Dynamic Yield Stress I. Theoretical Considerations," *Proc. Roy. Soc.*, London., 194, pp. 289~299.
- (23) Woodward, R. L., 1976, "Penetration of Targets by Flat Ended Projectiles," *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 18, pp. 119~127.
- (24) Woodward, R. L., 1978, "the Penetration of Metal Targets Which Fail by Adiabatic Shear Plugging," *Int. Mech. Sci.*, Vol. 20, pp. 599~607.