

<論 文>

圓筒型 容器的 非定常溫度解析

(銃身設計와 關聯하여)

趙 星 煥* · 全 雲 鶴** · 李 興 周**

(1979年 7月 21日 接受)

**Analysis of Unsteady Temperature Distribution
in a Cylinder for Rifle Barrel Design**

Sung Hwan Cho, Un Hack Chun, and Hung Joo Lee.

Abstract

Temperature distribution in a hollow cylinder has been analyzed mathematically. Unsteady condition considered assumed a constant heat flux input from the inside. The results are compared with experimental results of surface temperature rise of a gun barrel during continuous firing. Their agreements are acceptable. Effects of various dimensionless parameters on the surface temperature rise are discussed. For small Biot numbers, the external surface temperature approaches more rapidly to the steady temperature. Temperature difference between internal and external surfaces becomes greater for small Biot number.

Steady solution assumed that the gas temperature inside the cylinder varies periodically. Relative amplitude and phase angles between the gas temperature and the internal or external surface temperature are obtained. Phase angles become smaller for large radiancy of gas temperature variation, small external Biot number, or large internal Biot number. Relative amplitudes become smaller as radiancy of gas temperature variation and internal Biot number become smaller, or external Biot number becomes larger.

The solution obtained in this paper can be applied to gun barrels, heat pipes used in heat exchangers, and reciprocating engines.

p : 내부 기체온도 변화의 주기
 q : 단위면적당의 열전달률
 r : 반지름 변수
 T : 온도
 T_m : 가스의 최고온도
 t : 무차원화된 시간
 u : 식(5)에 의해 정의되는 무차원 변수
 x : 식(6)에 의해 정의되는 무차원화된 반지름 변수
 $y_n(x)$: 식(15)에 의해 정의되는 eigenfunction
 $J_0(x), J_1(x)$: 제 1종의 Bessel 함수
 $Y_0(x), Y_1(x)$: 제 2종의 Bessel 함수
 $ber(x), bei(x), kei(x)$: kelvin 함수

부호설명

$A(x)$: 식(32)에 의하여 정의된 진폭비
 $a(x)$: 식(32)에 의하여 정의된 함수
 B : 식(9)와 식(28)에 의하여 정의되는 Biot 수
 $b(x)$: 식(32)에 의하여 정의된 함수
 f : 식(26)에 의하여 정의되는 무차원화된 온도
 h : 열전달계수
 k : 열전도계수

* 正會員, 陸軍士官學校 機械工學科
 ** 正會員, 陸軍士官學校 兵器工學科

Greek letters

- α : 열확산계수
- τ : 시간
- λ : eigenvalues
- ϕ : 원통내부 기체온도와 원통온도와의 위상차
- ω : 온도변화의 각진동수

Subscripts

- i : 내부
- o : 외부
- ∞ : 주위조건

I. 序 論

圓筒型 容器가 週期的인 熱入力을 받아서 加熱되는 경우는 小銃의 銃身, 往復式 內燃機關의 실린더 및 熱管등 그 實用例는 많이 있다. 特히 銃身에서 連發射擊을 할 때 총열이 加熱되면 熱應力뿐만 아니라 銃身內面的 溫度가 變態點 以上으로 加熱되는 경우에는 그 磨耗率이 顯著히 增加하여 銃身の 壽命을 短縮시키는 要因이 된다 [1, 2]. 따라서 銃身の 設計와 壽命增加를 위해서는 銃身の 溫度變化를 알지 않으면 안 된다. 이에 관한 外國의 研究는 상당히 오래전부터 現在까지 계속 進行되고 있으나 많은 部分이 保安措處가 되어 大衆에게 發表되는 것은 극히 制限되고 있다[1-5]. 그러나 이런 報告書들은 單純히 實驗的으로 銃身の 溫度만을 測定하였을 뿐 理論的인 解析은 實施되지 않았다.

우리나라는 1970년대에 들어와 自主國防과 關連하여 現在 小銃 및 野砲등을 國內生産하고 있다. 따라서 本 研究는 이런 兵器의 國內設計에 必要한 基本資料를 提供하고, 또 나아가 이런 分野의 研究를 刺戟하는 促進劑가 되기를 바란다.

本 研究에서는 小銃射擊을 通하여 銃身の 表面溫度를 實驗的으로 測定하였으며 理論的인 解析을 通하여 銃身 材料의 物理的인 特性 및 其他 因子들의 效果를 分析하였다. 本論文은 理論解析만을 다루고 實驗部分은 保安關係上 別途로 다루며 本論文에서는 理論解析과 實驗의 比較를 위해서는 이미 널리 公開된 Elbe[5]의 實驗結果를 利用하였다. 여기서 다룬 圓筒型 容器의 非定常 溫度 解析 方法은 銃身뿐만 아니라 內燃機關의 실린더와 같은 週期的인 熱入力을 받는 一般的인 圓筒型 容器에 대하여도 適用할 수 있다. 理論的인 解析은 初期의 溫度 上昇 期間과 長期間 週期的인 熱入力을 받아 定常狀態에 到達하는 경우로 나누어 實施하였다.

II. 數學的인 解析

가. 假 定

理論的인 解析을 위한 假定은 圓筒型 容器의 非定常 溫度解析을 위한 一般的인 假定과 小銃射擊 初期의 圓筒型 容器가 內部로 부터 一定한 熱入力을 받아서 溫度가 上昇하는 期間에 일어나는 過渡解를 위한 追加假定 및 長期間連續해서 射擊하는 경우에 圓筒型 容器가 週期的인 熱入力을 받아서 定常狀態에 到達하며 이 定常狀態의 溫度 또한 週期的으로 變한다고 생각하여 解를 求하는 週期解 追加假定으로 나누어 設定되었으며 解析中 使用된 一切의 符號는 別途로 說明되었다.

(1) 一般的인 假定

(가) 圓筒材質의 物理的인 性質은 溫度에 關係없이 一定하며 相變化는 일어나지 않는다.

(나) 圓筒지름에 대한 길이의 비는 매우 크며 두께는 一定하다. 또 軸方向의 熱傳達은 無視한다. 따라서 半徑方向의 一次元 熱傳達만을 考慮한다.

(다) 內面 및 外面에서의 熱傳達係數는 一定하다.

(2) 過渡解 追加假定

(가) 圓筒의 初期溫度는 均一하며 周圍氣體溫度와 같다.

(나) 圓筒의 內面에서 一定한 熱入力을 받으며, 外部表面에서 一定한 溫度의 周圍氣體로 熱을 放出한다.

(3) 週期解 追加假定

(가) 圓筒內部氣體의 溫度가 週期的으로 變하며 圓筒壁으로 熱이 傳達된다.

(※ 本追加 假定은 一般的인 假定에 追加되는 것이며 過渡解 追加假定은 이에 包含되지 않음)

나. 過渡解

앞에서 說明한 假定下에 에너지 方程式은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \dots \dots \dots (1)$$

初期 및 境界條件은

$$\tau=0 \text{ 일 때 } T=T_{\infty} \dots \dots \dots (2)$$

$$r=r_i \text{ 일 때 } -k \frac{\partial T}{\partial r} = q \dots \dots \dots (3)$$

$$r=r_o \text{ 일 때 } k \frac{\partial T}{\partial r} + h_o (T - T_{\infty}) = 0 \dots \dots (4)$$

이제

$$u = \frac{k(T - T_{\infty})}{qr_i} + l_n(x/x_o) - \frac{1}{x_o B_o} \dots \dots \dots (5)$$

$$x = r/r_i \dots \dots \dots (6)$$

$$x_0 = r_0/r_i \dots\dots\dots (7)$$

$$t = \alpha\tau/r_i^2 \dots\dots\dots (8)$$

$$B_0 = h_0 r_i/k \dots\dots\dots (9)$$

라고 無次元 變數를 定義하면 式 (1)~(4)는 다음과 같이 變換된다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial u}{\partial x} \dots\dots\dots (10)$$

$$t=0 \text{ 일때 } u = l_n(x/x_0) - \frac{1}{x_0 B_0} \dots\dots\dots (11)$$

$$x=1 \text{ 일때 } \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (12)$$

$$x=x_0 \text{ 일때 } \frac{\partial u}{\partial x} + B_0 u = 0 \dots\dots\dots (13)$$

變數分離方法에 의하여 式 (10)의 解를 求하면

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\lambda_n^2 t} y_n(x) \dots\dots\dots (14)$$

여기서

$$y_n(x) = Y_1(\lambda_n) J_0(\lambda_n x) - J_1(\lambda_n) Y_0(\lambda_n x) \dots\dots (15)$$

이며 λ_n 은 다음 式의 根이다.

$$B_0 [J_1(\lambda_n) Y_0(\lambda_n x_0) - Y_1(\lambda_n) J_0(\lambda_n x_0)] - \lambda_n [J_1(\lambda_n) Y_1(\lambda_n x_0) - Y_1(\lambda_n) J_1(\lambda_n x_0)] = 0 \dots\dots\dots (16)$$

函數 $y_n(x)$ 는 다음 두 條件을 滿足하는 orthogonal eigenfunction 이다.

즉

$$\int_1^{x_0} x y_m(x) y_n(x) dx = 0, m \neq n \dots\dots\dots (17)$$

$$\int_1^{x_0} x y_n^2(x) dx = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\lambda_n^2 - B_0^2}{\lambda_n^2} \right) x_0^2 y_n^2(x_0) - y_n^2(1) \right] \dots\dots\dots (18)$$

式 (14)~(16)은 式 (10), (12), (13)을 滿足한다. 따라서 初期條件 (11)을 滿足하기 위하여서는 係數 C_n 의 값은

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n y_n(x) = l_n(x/x_0) - \frac{1}{x_0 B_0} \dots\dots\dots (19)$$

를 滿足하여야 한다. 式 (19)의 兩邊에 $x y_m(x)$ 를 곱한 후 $x=1$ 에서 x_0 까지 積分하고 式 (17)과 (18)의 條件을 使用하면

$$C_n = \frac{2 y_n(1)}{\lambda_n^2 y_n^2(1) - (\lambda_n^2 + B_0^2) x_0^2 y_n^2(x_0)} \dots\dots\dots (20)$$

따라서 求하는 解는 式 (20)을 式 (14)에 代入하여

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 y_n(1) y_n(x) e^{-\lambda_n^2 t}}{\lambda_n^2 y_n^2(1) - (\lambda_n^2 + B_0^2) x_0^2 y_n^2(x_0)} \dots\dots\dots (21)$$

圓筒內部表面溫度 (T_i)와 外部表面溫度 (T_0)는 式 (5)로 부터

$$\frac{h_0 r_0 (T_i - T_\infty)}{q r_i} = 1 + x_0 B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 x_0 B_0 y_n^2(1) e^{-\lambda_n^2 t}}{\lambda_n^2 y_n^2(1) - (\lambda_n^2 + B_0^2) x_0^2 y_n^2(x_0)} \dots (22)$$

$$\frac{h_0 r_0 (T_0 - T_\infty)}{q r_i} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 x_0 B_0 y_n(1) y_n(x_0) e^{-\lambda_n^2 t}}{\lambda_n^2 y_n^2(1) - (\lambda_n^2 + B_0^2) x_0^2 y_n^2(x_0)} \dots (23)$$

다. 週期解

圓筒內面에서의 條件이 過渡解의 경우와는 달리 境界條件 (3)은

$$r=r_i \text{ 일때 } k \frac{\partial T}{\partial r} + h_i (T_s - T) = 0 \dots\dots\dots (24)$$

로 變하며, 初期條件 (2)는 考慮할 必要가 없다. T_s 는 週期的으로 變하는 內部氣體의 溫度이다. 支配方程式과 境界條件이 모두 선형이므로 重疊의 原理(principle of superposition)가 適用된다. 즉

$$T_s(\tau) = T_\infty + (T_m - T_\infty) \cos\left(\frac{2\pi\tau}{P} - \phi\right) \dots\dots\dots (25)$$

라고 假定한다. 역시 式을 無次元化 하기 위하여 다음과 같이 定義한다.

$$f = \frac{T - T_\infty}{T_m - T_\infty} \dots\dots\dots (26)$$

$$w = 2\pi r_i^2 / p \alpha \dots\dots\dots (27)$$

$$B_i = h_i r_i / k \dots\dots\dots (28)$$

x, x_0, t, B_0 는 各各 式(6), (7), (8), (9)에서 定義된 것과 같다. 그러면 式 (1), (24), (4)는 各各 다음과 같이 變換된다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial f}{\partial x} \dots\dots\dots (29)$$

$$x=1 \text{ 일때 } \frac{\partial f}{\partial x} + B_i [\cos(wt - \phi) - f] = 0 \dots (30)$$

$$x=x_0 \text{ 일때 } \frac{\partial f}{\partial x} + B_0 f = 0 \dots\dots\dots (31)$$

이제

$$f(x, t) = a(x) \cos(wt - \phi) + b(x) \sin(wt - \phi) = A(x) \cos(wt - \phi + \psi) \dots\dots\dots (32)$$

라고 假定하고 式 (29)에 代入하고 整理하면

$$a''(x) + \frac{1}{x} a'(x) = w b(x) \dots\dots\dots (33)$$

$$b''(x) + \frac{1}{x} b'(x) = -w a(x) \dots\dots\dots (34)$$

境界條件 (30), (31)은

$$\begin{aligned}
 x=1 \text{ 일 때 } & \begin{cases} B_1 a - a' = B_1 & \dots\dots\dots(35) \\ B_1 b - b' = 0 & \dots\dots\dots(36) \end{cases} \\
 x=x_0 \text{ 일 때 } & \begin{cases} B_0 a + a' = 0 & \dots\dots\dots(37) \\ B_0 b + b' = 0 & \dots\dots\dots(38) \end{cases}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D_1 &= B_1 \operatorname{ber}(\sqrt{w}) - \sqrt{w} \operatorname{ber}'(\sqrt{w}) \\
 D_2 &= B_1 \operatorname{bei}(\sqrt{w}) - \sqrt{w} \operatorname{bei}'(\sqrt{w}) \\
 D_3 &= B_1 \operatorname{ker}(\sqrt{w}) - \sqrt{w} \operatorname{ker}'(\sqrt{w}) \\
 D_4 &= B_1 \operatorname{kei}(\sqrt{w}) - \sqrt{w} \operatorname{kei}'(\sqrt{w}) \\
 D_5 &= B_0 \operatorname{ber}(x_0 \sqrt{w}) + \sqrt{w} \operatorname{ber}'(x_0 \sqrt{w}) \\
 D_6 &= B_0 \operatorname{bei}(x_0 \sqrt{w}) + \sqrt{w} \operatorname{bei}'(x_0 \sqrt{w}) \\
 D_7 &= B_0 \operatorname{ker}(x_0 \sqrt{w}) + \sqrt{w} \operatorname{ker}'(x_0 \sqrt{w}) \\
 D_8 &= B_0 \operatorname{kei}(x_0 \sqrt{w}) + \sqrt{w} \operatorname{kei}'(x_0 \sqrt{w})
 \end{aligned} \quad (43)$$

式 (33)과 (34)의 一般解는

$$a(x) = C_1 \operatorname{ber}(x\sqrt{w}) + C_2 \operatorname{bei}(x\sqrt{w}) + C_3 \operatorname{ker}(x\sqrt{w}) + C_4 \operatorname{kei}(x\sqrt{w}) \dots\dots\dots(39)$$

$$b(x) = C_2 \operatorname{ber}(x\sqrt{w}) - C_1 \operatorname{bei}(x\sqrt{w}) + C_4 \operatorname{ker}(x\sqrt{w}) - C_3 \operatorname{kei}(x\sqrt{w}) \dots\dots\dots(40)$$

여기서 ber , bei , ker , kei 는

$$I_0(x\sqrt{i}) = \operatorname{ber} x + i \operatorname{bei}(x) \dots\dots\dots(41)$$

$$K_0(x\sqrt{i}) = \operatorname{ker} x + i \operatorname{kei}(x) \dots\dots\dots(42)$$

로 定義되는 kelvin 函數이다. (6). 이제 境界條件 (35) ~ (38)로 부터

$$\begin{cases} D_1 C_1 + D_2 C_2 + D_3 C_3 + D_4 C_4 = B_1 \\ D_2 C_1 - D_1 C_2 + D_4 C_3 - D_3 C_4 = 0 \\ D_3 C_1 + D_4 C_2 + D_7 C_3 + D_8 C_4 = 0 \\ D_8 C_1 - D_3 C_2 + D_5 C_3 - D_7 C_4 = 0 \end{cases} \dots\dots\dots(43)$$

이며, 여기서

이다. 式 (43)에서 常數 C_1, C_2, C_3, C_4 가 決定될 수 있으며, 따라서 式 (39)와 (40)이 求하는 解가 된다.

$$A(x) = \sqrt{a^2(x) + b^2(x)} \dots\dots\dots(45)$$

$$\phi(x) = \tan^{-1} \frac{b(x)}{a(x)} \dots\dots\dots(46)$$

로 부터 求할 수 있다.

III. 比較 및 討議

圓筒外部表面의 溫度上昇에 影響을 줄 수 있는 因子들을 使用해서 過渡解와 週期解로 나누어 理論的으로 求한 圓筒外部表面의 溫度를 小銃射擊實驗을 通하여 測定한 銃身外部表面의 溫度와 相互比較하였다.

表 1. 식 (16)의 根 ($x_0=3$ 인 경우)

B_0	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6
0.0005	0.01636	1.63576	3.17892	4.73814	6.30276	7.86974
0.001	0.02738	1.63591	3.17900	4.73820	6.30280	7.86977
0.002	0.03871	1.63620	3.17915	4.73830	6.30288	7.86980
0.005	0.06114	1.63708	3.17962	4.73861	6.30311	7.87003
0.01	0.08634	1.63854	3.18039	4.73914	6.30351	7.87034
0.02	0.12173	1.64146	3.18194	4.74019	6.30430	7.87098
0.05	0.19072	1.65016	3.18658	4.74333	6.30667	7.87288
0.1	0.26569	1.66452	3.19429	4.74855	6.31061	7.87604
0.2	0.36484	1.69263	3.20961	4.75898	6.31849	7.88230
0.5	0.53101	1.77116	3.25457	4.78992	6.34198	7.90127
1.0	0.66598	1.88085	3.32500	4.83998	6.38045	7.93240
2.0	0.78148	2.03238	3.44466	4.93186	6.45353	7.99261
5.0	0.89931	2.22760	3.65827	5.13011	6.62926	8.14708
10.0	0.91793	2.32439	3.79616	5.28977	6.79652	8.31333
20.0	0.93839	2.37912	3.88264	5.40281	6.93028	8.46219
50.0	0.95101	2.41363	3.93919	5.48053	7.02792	8.57828
100.0	0.95528	2.42535	3.95959	5.50758	7.06253	8.62039
200.0	0.95742	2.43125	3.96836	5.52124	7.08007	8.64175
500.0	0.95871	2.43480	3.97425	5.52947	7.09064	8.65467
1000.0	0.95914	2.43598	3.97621	5.53221	7.09418	8.65898

가. 過渡解

式 (23)의 左邊은 圓筒外部에서의 熱傳達과 圓筒內部에서의 熱入力の 比率이며, 따라서 定常狀態에서는 그 값이 1이 된다. 式 (16)에서 eigenvalue λ_n 을 求한 後 式 (15)와 (22) 또는 (23)을 사용하면 圓筒의 內部 또는 外部表面의 溫度를 求할 수 있다. 表 1은 式 (16)에서 求한 처음 6개의 eigenvalue의 값을 보여준다. Fig.1은 式 (23)의 關係를 $x_0=3$ 일때 몇가지 B_0 의 값에 대하여 圖示한 것이고 Fig.1은 원통내부표면과 외부표면의 온도변화를 비교한것이다. Fig. 1에서 다른 條件이 一定할 때 B_0 의 값이 클수록 外部表面의 溫度가 短時間內에 定常狀態에 接近함을 알 수 있다. Fig.2에서 보는 바와 같이 B_0 의 값이 작을수록 圓筒 內部表面과 外部表面의 溫度 差異는 短時間內에 定常 狀態의 값에 接近한다.

Fig.1과 2에서 縱軸의 無次元 變數가 h_0 의 값에 比例하므로 B_0 의 값이 작을수록 實際의 溫度變化는 커지는 點에 注意해야 한다. Fig.3은 $B_0=0.0033$, $x_0=3$ 일때의 理論的인 解析結果와 參考文獻5의 實驗結果를 比較한 것이다. 3秒當 1發의 射擊에 대한 資料는 理論과 實驗이 매우 훌륭하게 一致되며, 其他 資料에서 는 상당한 差異가 存在한다. 그 理由는 熱傳達係數의

不正確性和 理論解析에서 사용한 內面에서 一定한 熱 入力を 받는다는 境界條件이 實際境遇에 滿足되지 않 기 때문인 것으로 判斷된다. 즉 t 의 값이 작을 때의 기울기는 理論에서 얻은 結果보다 크고 t 가 클수록 그 傾向이 反對가 되는 것은 圓筒內部에서의 熱入력이 時 間이 지날수록 점점 減少되기 때문이다. 그러나 Fig.3 에서의 比較는 工學的으로 滿足할만 하다.

나. 週期解

表 2~4는 몇가지 入力에 대한 振幅比와 位相角을 보여준다. 表2에서는 內部氣體溫度變化의 角振動數(w)의 效果를 볼 수 있다. 內面에서의 振幅比는 거의 1이 며, 外面에서의 振幅比는 振動數가 커질수록 (週期가 짧아 길수록) 振幅比는 작아짐을 알 수 있다. 位相角은 內部表面에서는 매우 작다. 그러나 內部 및 外部表 面에서의 位相角은 w 의 값이 커질수록 位相差가 커짐 을 알 수 있다. 특히 w 값이 매우 작은 경우에는 位相 差는 거의 w 에 比例한다.

表 3에서는 圓筒外部表面에서의 熱傳達係數의 效果 를 보여준다. 振幅比는 B_0 의 값이 커질수록 작아지며 位相差도 감소한다. 表4에서 圓筒內部表面에서의 熱傳 達係數(h_i)가 클수록 振幅比는 커지며 位相差는 작아 지는 것을 볼 수 있다.

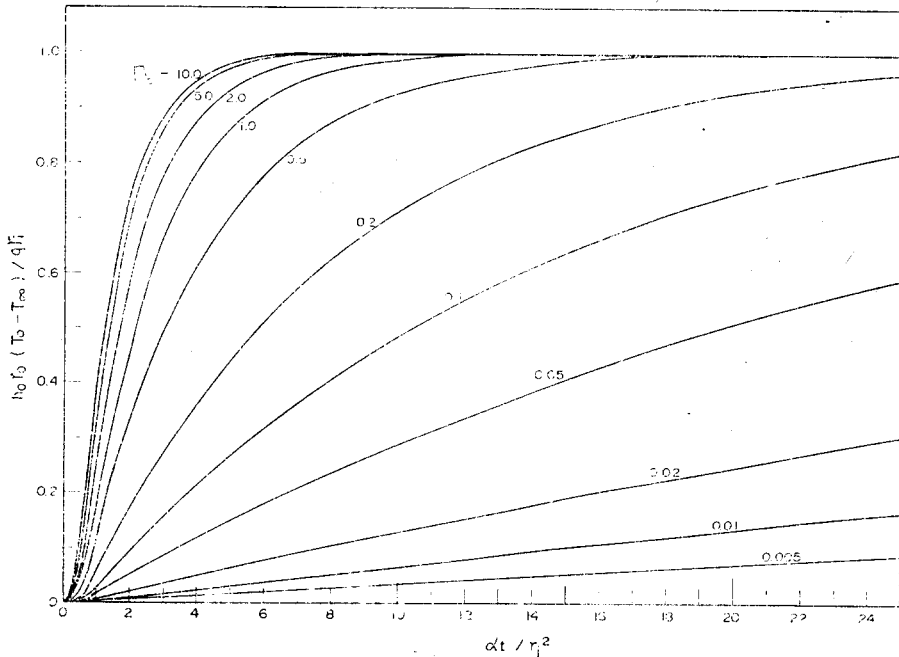


Fig. 1. External surface temperature rise of a hollow cylinder

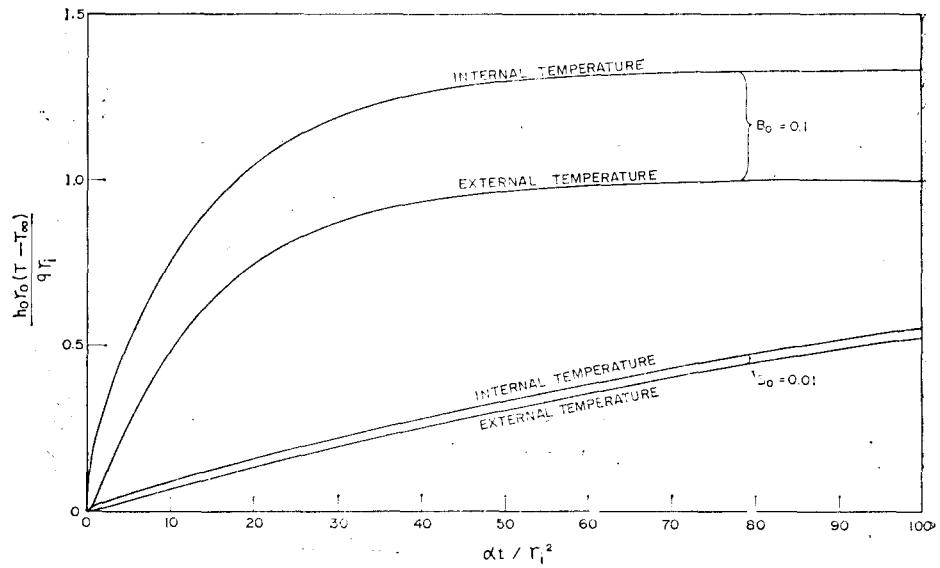


Fig. 2. Internal and external temperature rise of a hollow cylinder

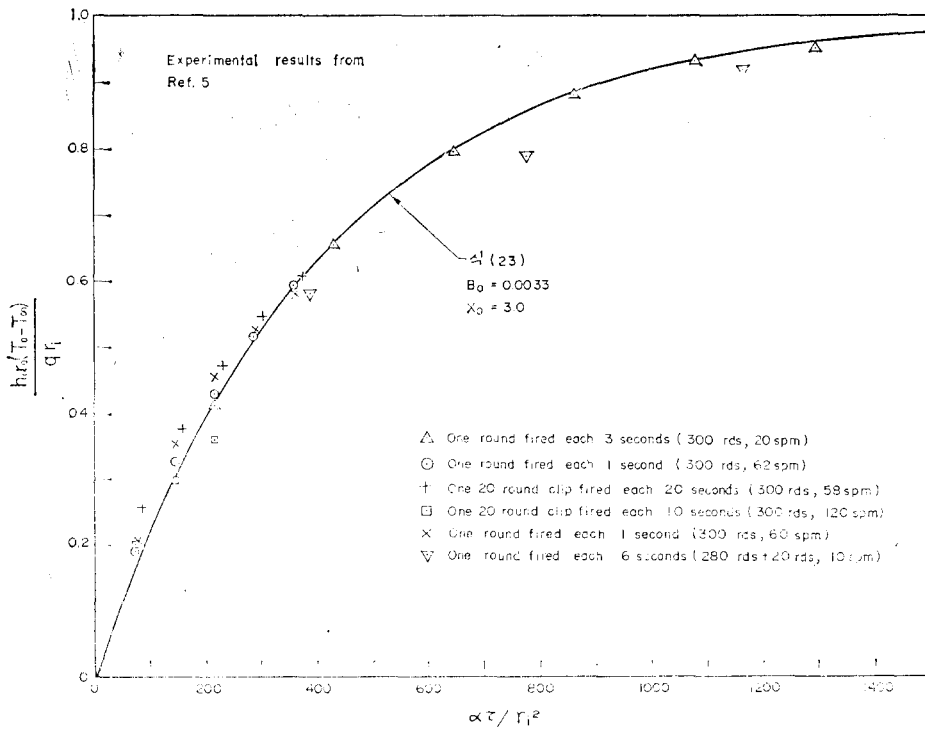


Fig. 3. Comparison of theoretical and experimental results of a gun barrel

表 2. 각진동수(w)와 진폭비 및 위상차의 관계
($B_i=1000, B_o=0.001, x_0=3$)

w	Internal		External	
	A	ϕ (deg)	A	ϕ (deg)
0.001	1.0000	0.0002	0.9967	0.1647
0.002	1.0000	0.0005	0.9967	0.3295
0.005	1.0000	0.0011	0.9966	0.8237
0.01	1.0000	0.0023	0.9964	1.6472
0.02	1.0000	0.0045	0.9954	3.2926
0.05	1.0000	0.0112	0.9886	8.2008
0.1	0.9999	0.0215	0.9656	16.191
0.2	0.9997	0.0371	0.8871	30.895
0.5	0.9991	0.0497	0.6117	62.308
1.0	0.9987	0.0505	0.3563	90.75
2.0	0.9985	0.0578	0.1771	122.49
5.0	0.9980	0.0915	0.0525	185.50

表 3. 외부 Biot 수와 진폭비 및 위상차의 관계

	B_o	Internal		External	
		A	ϕ	A	ϕ
$x_0=3.0$	0.001	0.9991	0.2155	0.9648	16,735
$w=0.1$	0.01	0.9989	0.2079	0.9383	16,378
$B_i=100$	0.1	0.9979	0.1546	0.7354	13,656
$x_0=3.0$	0.001	0.9875	0.4919	0.3523	91.20
$w=1.0$	0.01	0.9875	0.4919	0.3499	90.67
$B_i=100$	0.1	0.6878	0.4907	0.3260	85.81

表 4. 내부 Biot 수와 진폭비 및 위상차의 관계

	B_i	Internal		External	
		A	ϕ	A	ϕ
$x_0=3.0$	10	0.9905	2.1365	0.9565	18.228
$B_o=0.001$	100	0.9991	0.2155	0.9648	16,378
$w=0.1$	1,000	0.9999	0.0215	0.9656	16,191
$x_0=3.0$	10	0.9885	2.0573	0.9286	15.011
$B_o=0.01$	100	0.9989	0.2079	0.9383	13,656
$w=0.1$	1,000	0.9996	0.0208	0.9393	13,517

IV. 結 論

本論文에서는 中空圓筒에서의 非定常熱傳達問題를 解析的으로 取扱하고 實驗을 통해 正確性을 檢討하였다. 過渡期間과 定常解를 別途로 求하였으며 實驗資料(5)와 比較하였다. 研究結果 다음과 같은 結論을 얻을

수 있다.

가. 過渡解

(1) 小銃射擊時的 총열의 溫度變化를 解析的으로 豫測할 수 있다(그림 3). 다만 圓筒表面에서의 熱傳達係數의 正確한 豫測 및 총열의 加熱에 利用되는 熱量의 豫測에 관하여는 좀더 研究가 必要하다.

(2) 그림 1에서 B_o 의 값이 클수록 빠른 時間內에 外部表面溫度가 定常狀態에 接近함을 알 수 있다. 그러나 內部表面溫도와 外部表面溫도의 差異는 B_o 의 값이 작을수록 빨리 定常狀態에 가까워진다(그림 2).

나. 定常解

內部氣體溫度가 週期的으로 變할 때의 圓筒內部 및 外部表面의 溫度變化와 內部 氣體溫度 變化의 振幅比와 位相差에 대한 여러가지 變數의 效果는 다음과 같다.

(1) 振動數 또는 週期 : 가스溫度 變化의 週期가 같을수록 (w 가 작아질수록) 振幅比는 커지고 位相差는 작아진다.

(2) 外部表面 熱傳達係數 : B_o 가 커질수록 振幅比는 커지고 位相差는 작아진다.

다. 小銃設計時 총열의 溫度增加를 減少시키기 위해서는 다음의 措置가 必要하다.

(1) 外部熱傳達係數 h_o 의 增加 : 이를 위하여는 fin의 設置등을 考慮할 수 있다.

(2) 열전도계수 (k)의 값은 Biot 수의 분모와 Fourier 수의 분자에 동시에 나타나므로 그림 1로부터 총열 材質의 熱傳導係數 k 의 값이 작은 材質이 有利함을 알 수 있다.

(3) 內部에서의 熱入力量의 減少 : 이를 위하여는 총열 內面에 特殊被覆(磨耗를 減少시키기 위한 目的을 겸해서)을 使用하고 可能한 한 推進劑 에너지의 많은 比率이 彈子の 加速에 利用되는 方法을 研究해야 할 것이다.

알림 : 本研究는 産學協同財團의 研究費(78~79)의 도움을 얻어 이루어 진 것이며 産學協同財團의 支援에 感謝한다. 모든 計算은 陸軍士官學校의 電子計算室의 FACOM/230을 使用하여 遂行되었다.

참 고 문 헌

1. C.E. Moeller, et al., "Measurement of transient bore-surface temperatures in 7.62mm gun tubes," Rock Island Arsenal, Nov. 1973.

2. J.N. Blecker, "Small arms gun barrel thermal experimental correlation studies," Rock Island Arsenal, June 1974.
3. J.R. Lane, "Heating of guns," Ballistic Research Laboratories, May 1938.
1. G. Cohn, "Barrels for automatic weapons," Summary of Research and Development 1955 to 1960, The Franklin Institute, May 1961.
5. R.E. Elbe, "External barrel temperature of the M16A1 rifle," Tech Report No. R-TR-75-045, Rock Island Arsenal, July 1975.
6. M. Abramowitz, and I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions," p. 379, Dover Publ. 1965.