

충격하중계수의 크기에 따른 유한평판의 충격하중 작용점에서의 응력해석

Stress Analysis at an Impact Loading Point of Finite Plates according to the dimensions of Impact Loading Parameter

김지훈*·심재기**·양인영***
Ji-Hoon Kim · Jae-Ki Sim · In-Young Yang

ABSTRACT

In this paper, an analytical method is proposed to find the dimensions of impact stresses with using the dimensions of impact loading parameter regardless of mass of impactor, velocity of impactor, and plate thickness.

In analytical method of impulsive stresses, the three-dimensional dynamic theory of elasticity using rectangular coordinates and the potential theory of displacement are utilized, and when the measurement of impact loading is difficult especially for a steel ball colliding on an infinite plate, the impact loading can be obtained by using the classical plate theory and Hertz's contact theory. And in the numerical analysis, the fast Fourier transform (F. F. T.) algorithm and the numerical inverse Laplace transformation are used because the analysis of impact loading is difficult to obtain solutions by using the three-dimensional dynamic theory of elasticity.

1. 서론

충격현상을 해명하는 것은 설계단계에서 기계구조물의 안전성을 평가하는 이상으로 중요하며 충

격과피의 안전대책에 반드시 해결해야할 과제이다.

그러나 충격문제 특히, 구조부재의 충격강도 해석은 정적인 문제에 비해서 이론해석이 상당히 복

* 조선대학교 대학원

** 조선대학교 정밀기계공학과

*** 조선대학교 기계설계공학과

잡하게 되며 충격현상을 고려한 안전설계의 유용한 데이터를 얻는 것은 극히 어려운 문제이다.

충격강도를 해석하기 위해서는 충격하중 작용점에 작용하는 충격하중의 크기를 아는 것이 가장 중요하며 충격하중의 크기를 알아야 충격응력의 크기를 해석 할 수 있게 된다.

이제까지의 충격문제의 해석에는 만무한판의 경우 이론적 및 실험적인 연구가 행해져 왔으나 유한판의 경우는 아직도 해명되지 못한점이 많다¹⁾. 더욱이 이제까지는 평판의 응력해석에는 고전판이론이 주로 사용되어 왔으나 집중 충격하중 작용점에서는 응력의 해가 발산하기 때문에²⁻³⁾ 충격하중 작용점에서의 충격응력을 해석할 수 없다.

최근에 저자⁴⁻⁵⁾가 판이론으로는 해석할 수 없는 유한평판의 집중 충격하중 작용점에서의 충격응력을 해석할 수 있는 해석방법을 제안하였다. 그러나 충돌체 질량의 크기, 충격속도, 판의 두께등 충격조건이 변화 할 경우 각각의 경우에 대해 충격응력을 해석해야 하는 번잡성을 피할 수가 없었다.

따라서 본 연구에서는 충돌체 질량의 크기, 충돌속도, 판두께의 크기 등에 관계 없이 충격하중계수의 크기 만에 의해 충격응력의 크기를 결정할 수 있는 해석 방법을 제안하고자 한다.

충격응력해석 방법으로는 직각좌표계를 이용한 3차원 동탄성이론과 변위 potential이론⁶⁻⁷⁾을 이용하여 충격응력을 해석하고, 충격 하중의 해석은 충격하중의 측정이 곤란한 경우인 구가 무한판에

충돌하는 경우를 대상으로 Hertz접촉이론⁸⁾과 고전판이론을 이용하였다.

충격하중계수는 충격하중을 해석할 때의 충격조건에 상당하는 상수만을 묶어 결정하였다. 또한 시료로서는 취성재료의 대표적인 플로트 유리판을 대상으로 하였다.

2. 국부변형을 고려한 충격하중 해석

2.1 충격하중의 해석 Model

Fig. 1과 같이 반경 r_0 인 강구가 속도 V_0 로 두께 h 인 무한판에 충돌할때 구와 판 사이에 시간함수로서 나타나는 충격하중 $F(t)$ 가 작용하는 것으로 생각한다. 구와 판이 충돌하는 순간을 $t=0$ 으로 할 때 시간 t 에서 구는 속도 V_0 와 하중 $F(t)$ 에 의해 그 중심이 $u_1(t)$ 만큼 변위하여 다시 $\alpha_1(t)$ 만큼 국부변형하는 것으로 한다. 한편, 판의 하중점은 하중 $F(t)$ 에 의해 탄성적으로 $u_2(t)$ 만큼 처져 다시 $\alpha_2(t)$ 만큼 국부변형을 하는 것으로 하면 국부변형에 의한 구와 판의 중심 접근량 α 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = u_1(t) - u_2(t) \dots \dots \dots (1)$$

충돌에 의한 강구의 변위를 계산하기 위하여 하중 $F(t)$ 가 판에 충돌하는 경우 강구의 질량을 m 으로 하면 강구에 대한 운동방정식은 다음과 같다.

$$-F(t) = m \frac{d^2 u_1}{dt^2}$$

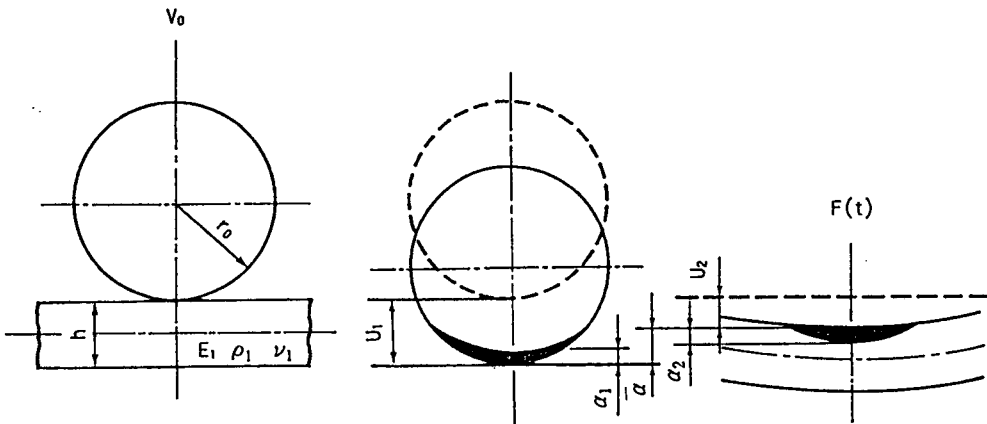


Fig. 1 A model for analyzing impact load

초기조건 $(du_1/dt)_{t=0}=v$, $(u_1)_{t=0}=0$ 으로 윗식을 풀면 강구의 변위 $u_1(t)$ 는 다음과 같다.

$$u_1(t) = V_0 \cdot t - \frac{1}{m} \int_0^t \int_0^\xi F(\eta) d\eta d\xi \dots\dots\dots (2)$$

또한 판의 변위를 계산하기 위해 다음과 같은 판의 처짐에 관한 미분방정식을 이용하였다⁹⁾.

$$\nabla^4 w + \frac{\rho_1 h}{D} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{q(r, t)}{D} \dots\dots\dots (3)$$

여기서 $\nabla^4 = \nabla^2 \cdot \nabla^2$, $\nabla^2 = (\partial^2/\partial r^2) + (a/r) \cdot (\partial/\partial r)$, D 는 판의 굽힘탄성계수로서 $D = E_1 h^3 / \{ 12(1 - \nu^2) \}$ 이며, h 는 판두께, ν_1 은 판의 포아송비이다.

또, $q(r, t)$ 는 축대칭 분포하중이며 시간 $t=0$ 에서 step상으로 변동하는 등분포하중 q_0 가 반경 c 인 원형영역에 작용하는 것으로 하면 다음과 같다.

$$q(r, t) = q_0 H(r) \cdot H(c-r) \dots\dots\dots (4)$$

여기서 H 는 단위 step함수이며 식(3)은 미분방정식을 풀 때 Laplace, Hankel 변환을 이용하면 다음과 같이 변환된다.

$$w(s, p) = \frac{C_b^2 q(s, p)}{D(p^2 + C_b^2 s^4)}$$

$$q(s, p) = q_0 \cdot \frac{1}{p} \frac{c J_1(c \cdot s)}{s} \dots\dots\dots (5)$$

여기서 $C_b^2 = (D/\rho_1 h)$, 여기서 J 는 Bessel 함수이다.

원점 $r=0$ 에 단위 step상의 집중하중 F_0 가 작용하는 것으로 하기 위해, 식(5)에 $\pi c^2 q_0$ 를 집중하중 F_0 로 하고 등분포하중 작용 영역 c 를 0으로 수렴시키면 다음과 같은 집중하중이 작용하는 형태가 된다.

$$\begin{aligned} & \lim_{c \rightarrow 0} \frac{F_0 J_1(c \cdot s)}{\pi c s} \\ &= \lim F_0 \left[\frac{1}{2\pi} + \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (cs/2)^{2n}}{n! \Gamma(n+1)} \right] \\ &= \frac{F_0}{2\pi} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

여기에서 F_0 를 1로 하여 단위 step상의 집중하중이 작용하는 것으로 하여 위의 결과를 식(5)에 대입하면 처짐 w 의 Laplace, Hankel 변환식 w 는 다음과 같이 된다.

$$w(s, p) = \frac{C_b^2}{2\pi D} \frac{1}{p(p^2 + C_b^2 s^4)} \dots\dots\dots (7)$$

식(7)을 Hankel 역변환하면 원점 $r=0$ 에서는

$$\bar{w}(0, p) = \frac{C_b^2}{2\pi D \cdot p} \int_0^\infty \frac{s}{p^2 + C_b^2 s^4} ds$$

로 되며, 이것을 Laplace 역변환하면 하중점의 처짐 w 가 다음과 같이 구해진다.

$$w(t) = \frac{C_b}{8D} t \dots\dots\dots (8)$$

임의의 함수 $F(t)$ 로 나타내는 집중하중이 작용하는 경우 하중점의 처짐 $u_2(t)$ 는 Duhamel의 공식¹⁰⁾에 의해 $F(t)$, $w(t)$ 를 이용해서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} u_2(t) &= F(t) \cdot w(t) - \int_0^t F(\eta) \frac{d}{d\eta} [w(\eta - t)] d\eta \\ &= \frac{C_b}{8D} \int_0^t F(\eta) d\eta \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

위와 같이하여 구한 강구의 변위와 판의 변위의 식(2) 및 식(9)를 식(1)에 대입하고 구와 판이 충돌할 때 국부변형이 생기는 것으로 생각하여 다음과 같이 Hertz의 접촉이론을

$$\begin{aligned} \alpha &= \left(\frac{F(t)}{k} \right)^{2/3}, \quad k = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{1}{\delta_1 + \delta_2} \right)^{1/2} \\ \delta_1 &= \frac{1 - \nu_0^2}{\pi E_0}, \quad \delta_2 = \frac{1 - \nu_1^2}{\pi E_1} \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

대입하면 다음과 같은 충격하중의 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{F(t)}{k} \right)^{2/3} &= V_0 t - \frac{1}{m} \int_0^t \int_0^\xi F(\eta) d(\eta) d\xi \\ &- \frac{C_b}{8D} \int_0^t F(\eta) d\eta \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

2.2 무차원 충격하중

충격하중의 식(11)에 시간의 무차원화량 및 하중의 무차원화량을 각각 $\tau = (8D/mC_b)t$, $P(\tau) = (C_b/8Dv)F(t)$ 로 무차원화 하면 다음과 같은 무차원 충격하중의 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} I_p \cdot P(\tau)^{2/3} &= \tau - \int_0^\tau \int_0^\xi P(\eta) d(\eta) d\xi \\ &- \frac{C_b}{8D} \int_0^\tau P(\eta) d\eta \\ I_p &= \frac{1}{m} \left(\frac{1}{V_0} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{k} \right)^{2/3} \left(\frac{8D}{C_b} \right)^{5/3} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

여기서 I_p 는 충격하중해석시 충격조건에 상당하는 상수만을 묶어놓은 계수로서 충격하중계수라고

정의했다. 식(12)의 적분방정식을 풀면 무차원 충격하중 $P(\tau)$ 가 구해진다.

2.3 수치계산

무차원 충격하중의 식(12)는 비선형 적분방정식이므로 해석적으로 풀기가 곤란하여 전진차분 근사법을 이용해서 수치적으로 해석하는 것으로 한다.

$\tau = n\Delta\tau$ ($n=0, 1, 2, \dots$)일 때, $P_n = P(n\Delta\tau)$ 로 놓으면 식(12)는 다음과 같다.

$$I_p \cdot P_n^{2/3} = n\Delta\tau \int_0^{\xi} \int_0^{\xi} P(\eta) d\eta d\xi - \int_0^{n\Delta\tau} P(\eta) d\eta \dots (13)$$

여기에서 $P_0=0$ 이며, 시간 $\tau + \Delta\tau = (n+1)\Delta\tau$ τ 에서는 식(13)은 다음과 같다.

$$I_p \cdot P_{n+1}^{2/3} = (n+1)\Delta\tau \int_0^{\xi} \int_0^{\xi} P(\eta) d\eta d\xi - \int_0^{(n+1)\Delta\tau} P(\eta) d\eta \dots (14)$$

식(14)와 식(13)의 차를 구하면 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$I_p \cdot P_{n+1}^{2/3} = I_p \cdot P_n^{2/3} + \Delta\tau \int_{n\Delta\tau}^{(n+1)\Delta\tau} \int_0^{\xi} P(\eta) d\eta d\xi - \int_{n\Delta\tau}^{(n+1)\Delta\tau} P(\eta) d\eta \dots (15)$$

여기에서 식(15)의 우변 제3항을 증적분하여 정리하면 다음과 같은 P_n 에 관한 식이 얻어진다.

$$I_p \cdot P_{n+1}^{2/3} = I_p \cdot P_n^{2/3} + \Delta\tau - \frac{\Delta\tau}{2} (2Q_n + \Delta\tau \cdot P_n) - \Delta\tau \cdot P_n \dots (16)$$

여기서 $Q_n = \int_0^{\xi} P(\eta) d\eta \approx \frac{\Delta\tau}{2} \sum_{k=1}^n (P_{k-1} + P_k)$

이다.

이 근사방법을 Fig. 2에 나타낸다.

식(16)을 초기치 $P_0=0, Q_0=0$ 으로 부터 순차적으로 계산함으로써 무차원 충격하중 $P(\tau)$ 가 구해진다.

이상과 같이하여 얻어진 무차원 충격하중을 집중 충격하중 작용점에 생기는 충격응력하중과 변

형률의 수치계산에 이용하기 위해서 다음과 같은 해석가능한 함수근사식으로 근사시켰다.

$$P(t) = Ate^{-\omega t} \dots (17)$$

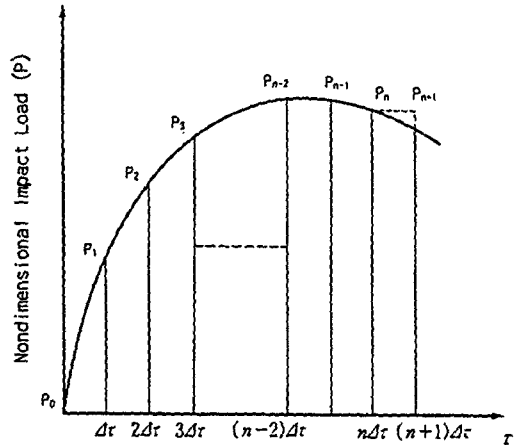


Fig. 2 A approximation method of non-dimensional impact load

3. 유한평판의 충격응력해석

저자는^{4,5)} 이미 Fig. 3과 같이 한변의 길이가 $2a$ 인 정방형판의 중앙에 등분포하중 $q_0f(t)$ 가 작용하는 경우로 가정하고 정방형판에 생기는 충격응력을 해석을 해석하기 위하여 3차원 동탄성이론과

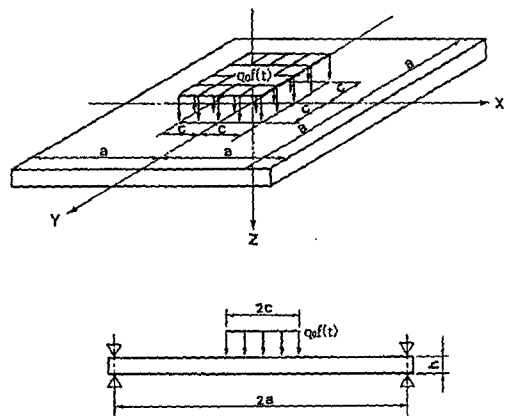


Fig. 3 A square plate subjected to partial distributed impact load on the center

변위 포텐셜이론을 이용하여 충격응력을 해석하는 방법을 제안하였고 충격실험결과와 비교하여 집중 충격하중 작용점에서의 응력해석 방법을 제안한 본 해석방법의 타당성을 입증하였다. 저자가 제안한 Laplace 변환 영역에서의 충격응력해석의 식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_x &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(-\alpha_m^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{p^2}{c_1^2} \right) e^{\beta_{mn}z} C_1 \right. \\ &\quad + \left(-\alpha_m^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{p^2}{c_1^2} \right) e^{-\beta_{mn}z} C_2 \\ &\quad \left. - \alpha_m \gamma_{mn} E_1 e^{\gamma_{mn}z} + \alpha_m \gamma_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} E_2 \right] \\ &\quad \cos \alpha_m x \cos \alpha_n y \\ \bar{\sigma}_y &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(-\alpha_n^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{p^2}{c_1^2} \right) e^{\beta_{mn}z} C_1 \right. \\ &\quad + \left(-\alpha_n^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{p^2}{c_1^2} \right) e^{-\beta_{mn}z} C_2 \\ &\quad \left. + \alpha_n \gamma_{mn} e^{\gamma_{mn}z} D_1 - \alpha_n \gamma_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} D_2 \right] \\ &\quad \cos \alpha_n x \cos \alpha_n y \\ \bar{\sigma}_z &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(-\beta_{mn}^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{p^2}{c_1^2} \right) e^{\beta_{mn}z} C_1 \right. \\ &\quad + \left(\beta_{mn}^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{p^2}{c_1^2} \right) e^{-\beta_{mn}z} C_2 \\ &\quad - \alpha_n \gamma_{mn} e^{\gamma_{mn}z} D_1 + \alpha_n \gamma_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} D_2 \\ &\quad \left. + \alpha_n \gamma_{mn} e^{\gamma_{mn}z} E_1 - \alpha_m \gamma_{mn} e^{-\gamma_{mn}z} E_2 \right] \\ &\quad \cos \alpha_m x \cos \alpha_n y \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

여기서 p는 Laplace 변환 파라메타, $\bar{\quad}$ 기호는 Laplace 변환을 나타내며, c_1 은 종파의 전파속도로서 $[(2(1-\nu)/1-2\nu)(G/\rho)]^{1/2}$, c_2 는 전단파의 전파속도로서 $(G/\rho)^{1/2}$, G는 판의 전단탄성계수, ρ 는 평판의 밀도, ν 는 평판의 포아송비, $\alpha_m = [\pi(2m-1)/2a]$, $\alpha_n = [\pi(2n-1)/2a]$, $\beta_{mn}^2 = \alpha_m^2 + \alpha_n^2 + (p^2/c_1^2)$, $\gamma_{mn}^2 = \alpha_m^2 + \alpha_n^2 + (p^2/c_2^2)$, $C_1, C_2, \dots E_2$ 는 미정계수로서 다음과 같은 판의 상하면의 경계조건에 의해서 결정된다.

평판의 상면($Z=-h/2$)에서

$$\bar{\sigma}_z = -q_0 \bar{f}(p) H(c-|x|) H(c-|y|) \dots\dots\dots (19)$$

평판의 하면($Z=h/2$)에서

$$\bar{\sigma}_z = \bar{\tau}_{zx} = \bar{\tau}_{zy} = 0$$

여기서 H는 단위 스텝함수이다.

4. 수치계산

3차원 동탄성이론에서는 수치 Laplace 역변환이 곤란하여 Laplace 역변환은 고속 Fourier 변환법¹¹⁾을 이용한 수치 역변환법에 의해서 계산했다. 계산식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} (\varphi_0, \lambda_1, \lambda_2)k &= \frac{e^{\gamma \cdot k \cdot \nu t}}{T} \sum_{n=1}^{N-1} (\varphi_0, \lambda_1, \lambda_2) n \cdot e^{i2\pi n \frac{k}{N}} \\ &\dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

(k=0, 1, 2, ..., N-1)

여기에서 $(\varphi_0, \lambda_1, \lambda_2)k = (\varphi_0, \lambda_1, \lambda_2)t = k\Delta t$
 $(\varphi_0, \lambda_1, \lambda_2)n = (\varphi_0, \lambda_1, \lambda_2)p = r + in\Delta w$
 이며, γ 및 ω 는 각각 Laplace 변환 parameter p의 실수부와 허수부, N 및 T는 각각 sampling 분할수 및 시간 간격이며, $\Delta t = T/N$, $\Delta w = 2\pi/T$, $\gamma > 0$ 이다. 수치계산시에 임의로 가정될 수 있는 식(20)의 γ 값의 결정기준은 적당한 N값 아래서 γ 값을 정하는데, 특히 충격응답 문제에서는 $\gamma = 6/T$ 부근이 가장 양호했기 때문에 $\gamma = 6/T$ 으로 계산하였으며, 해가 수렴할 때까지 수급 m, n을 각각 150으로 계산했다. 수치계산에 이용한 판의 재료정수는 실험값인 $G = 2.77 \times 10^{10}$ (Pa), $\rho_1 = 2500$ (kg/m³), $\nu_1 = 0.22$ 이며 정방형판의 크기는 300mm×300mm, 판 두께는 3mm로 했으며 수치 Laplace 역변환의 분할수는 $N = 2^8 = 256$ 으로 했고 최대시간은 $T = 200$ (μ sec)이다.

5. 이론해석 결과 및 고찰

5.1 충격응력의 수치계산 결과

3장에서 3차원 동탄성이론과 Hertz접촉이론을 이용하여 해석한 Laplace 변환영역에서의 집중 충격하중 작용점에서의 충격응력의 계산식(18)을 수치계산하여 충격속도, 강구의 질량, 판의 두께의 차에 따른 충격특성을 고찰하였다.

먼저 충격응력을 해석하기 전에 Hertz접촉이론과 고전판이론을 이용하여 국부변형을 고려한 충격하중에 관하여 고찰한다.

충격응력 해석의 변수가 되는 충격하중계수의 크기와 무차원 충격하중과의 관계를 고찰하기 위하여 식(12)를 전진차분 근사법으로 수치계산 하였다. 수치계산결과를 Fig. 4에 나타냈다. Fig. 4로부터 강구경 5mm, 10mm으로 3mm의 플레이트 유리 판에 충격을 가했을 때 충격하중계수와 무차원 충격하중과의 사이에는 대략 $P(\tau) = a + b \log(I_p)$ 의 관계식이 성립했으며, Fig. 4중 marker는 식(16)을 수치계산한 결과이며 실선은 이의 관계를 최소자승법으로 계산한 결과를 나타냈다.

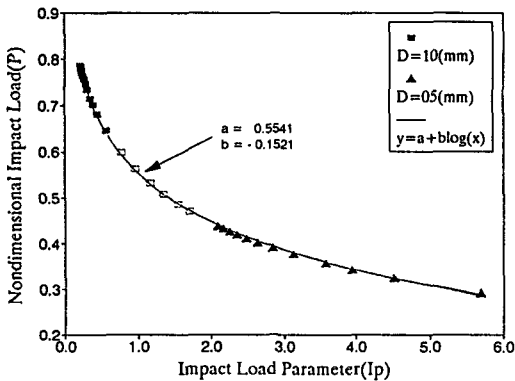


Fig. 4 Interrelation between impact load parameter and non-dimensional impact load

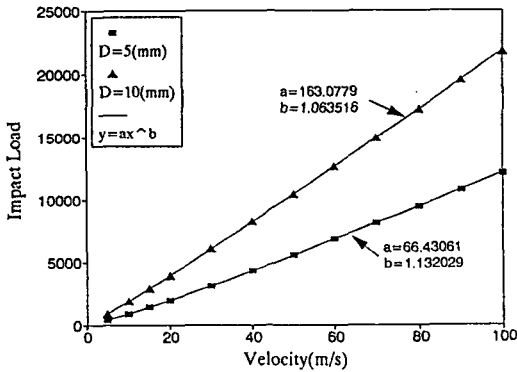


Fig. 5 Interrelation between velocity and impact load (steel ball : ϕ 10mm, plate thickness : 3mm)

Fig. 4로부터 충격하중계수가 커질수록 충격하중은 감소하고 있음을 알 수 있다. Fig. 5는 충격

속도의 크기와 충격하중과의 관계를 수치계산하여 나타냈다. 수치계산결과 충격속도와 충격하중과의 관계식은 대략 $F(t) = aV^b$ 의 관계식이 성립했으며 충격체의 질량이 클수록 기울기가 증가함을 알 수 있다.

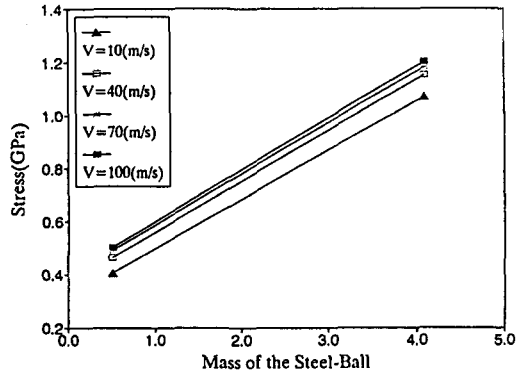


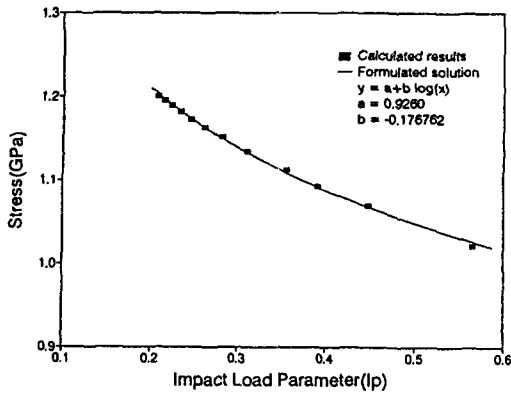
Fig. 6 Variation of stresses according to velocities and mass

Fig. 6은 충격체의 질량의 크기 및 충격속도의 크기와 충격응력과의 관계를 나타냈다. 충격응력을 해석할 때는 충격하중의 식(12)가 비선형 적분 방정식이므로 해석가능한 함수근사식 (17)을 이용하였다. 충격하중의 함수를 근사시킬 때 이론하중의 식(12)와 근사식(17)의 역적이 같도록 했으며 충격하중의 피크부가 서로 일치하도록 근사 시켰다. Fig. 6으로부터 충격체의 질량 및 충격속도가 증가할 수록 충격응력은 선형적으로 증가함을 알 수 있다.

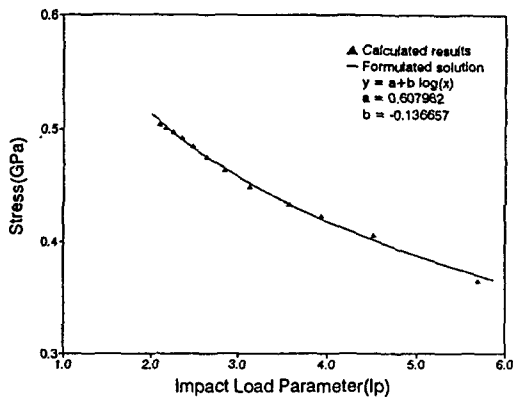
또한 Fig. 7은 충격하중계수의 크기와 충격응력과의 관계를 수치계산하여 나타냈다. Fig. 7로부터는 충격하중계수의 크기와 충격응력과의 사이에는 $\sigma(t) = a + b \log(I_p)$ 의 관계가 성립하였다. 이상으로부터 충격하중계수의 크기를 알면 충격조건에 관계없이 집중 충격하중 작용점에서의 충격응력을 정식화 할 수 있었다.

6. 결 론

1) 충격하중의 계측이 곤란한 경우에 충격하중을



(a) steel ball : $\phi 10$, plate thickness : 3mm



(b) steel ball : $\phi 5$, plate thickness : 3mm

Fig. 7 Interrelation between impact load parameter and stress

해석할 목적으로 Hertz접촉이론과 고전판이론을 이용하여 충격하중을 해석한 결과 충격하중계수(I_p)와 무차원 충격하중 $P(\tau)$ 와의 사이에는 $P(\tau) = a + b \ln(I_p)$ 의 관계식이 성립했다.

- 2) 충격속도 (V)와 충격하중 $F(t)$ 와의 사이에는 $F(t) = aV^b$ 의 관계식이 성립했다.
- 3) 충격하중계수(I_p)와 충격응력 $\sigma(t)$ 사이에는 $\sigma(t) = a + b \log(I_p)$ 의 관계식이 성립했으며 충격조건에 관계없이 집중 충격하중 작용점에서의 충격응력을 해석할 수 있는 정식화가 가능

했다.

이 논문은 한국과학재단 지정 지역협력연구센터인 조선대학교 수송기계부품 공장자동화 연구센터의 1995년도 연구비의 지원에 의해 연구되었음.

참 고 문 헌

- 1) 伊藤順子, CRT의 충격해석, 日本機械學會 材料力學部門 講演論文集, pp. 423~427, Nov., 1993.
- 2) Timoshenko, S. P., Woinowsky, K. S., Theory of Plates and Shells, McGraw-Hill, New York, pp. 63~69, 1959.
- 3) Ugural, A. C., Stresses in Plates and Shells, McGraw-Hill, New York, p. 38, 1981.
- 4) 양인영, 이상호, 정태권, 취성재료의 충격파괴에 관한 연구 I, 대한기계학회논문집, 제14권, 제2호, pp. 298~309, 1990.
- 5) 양인영의 4인, 취성재료의 충격파괴에 관한 연구 II, 대한기계학회논문집, 제14권, 제6호, pp. 1417~1425, 1990.
- 6) 中原一郎, 應用彈性學, 實教出版社, 東京, p. 207, 1985.
- 7) J. D. Achenbach, Wave propagation in elastic solids, North-Holland Publishing co., p. 67, 1975.
- 8) Goldsmith, w, Impact, Edward Arnold, London, pp. 82~91, 1960.
- 9) S. P. Timoshenko, J. M. Gree, Theory of elastic stability, McGraw-Hill co., New York, pp. 1~370, 1961.
- 10) Andrew D. Dimarogonas, Sam Hakkad, Vibration for engineers, Prentice-Hall, pp. 220~221, 1992.
- 11) E. oran Brigham, The fast Fourier Transform, Prentice-Hall Inc., England Cliffs, p. 94, 1974.