

〈論 文〉

脆性材料의 衝擊破壞에 관한 研究(Ⅱ)

— 콘 크랙 발생현상의 이론적 규명을 중심으로 —

양인영* · 김택현* · 정낙규* · 이상호** · 김선규**

(1990年 7月 19日 接受)

A Study on the Impact Fracture of Fragile Materials

— Based on Theoretical Clarity on the Generation Phenomenon of Cone Crack —

I. Y. Yang, T. H. Kim, N. K. Chung, S. H. Lee and S. K. Kim

Key Words: Low Velocity Impact Apparatus(低速衝擊試驗裝置), Strain Distribution(變動率分布), Circular Crack(環狀크랙), Radiation Crack(放射狀 크랙), Spherical Cone Crack(球面狀 콘 크랙), Conical Crack(圓錐狀 크랙)

Abstract

In this paper, when the glass plate of fragile material is subjected to impact load, the fracture pattern and the generation phenomenon of cone crack were theoretically clarified by using the analysis method of impulsive stress in the first paper. The numerical analysis results of strain distribution at a distance of 0.1cm, from the impact loading point to 5cm, were compared with experimental results. The main conclusions obtained are as follows; (1) The generation phenomenon of cone crack at the impact fracture of the glass plate can be analytically confirmed by using the three dimensional dynamic theory of elasticity. And the numerical analysis results of strain distribution using this theory are relatively in close agreement with the crack size obtained from the impact fracture experiment. (2) After the stress wave generated at the impact point propagated to the spherical compressive wave, this stress wave reflected from the back surface and reached again at the surface of the plate to the spherical stress wave. Then the generation of cone crack can be confirmed along the stress wave surface. (3) The plate is the thicker, the more is the generation phenomenon of cone crack at the lower impact velocity range (20m/s-35m/s). Because the fracture generate before the maximum tensile stress acting to the glass plate, cone crack was rarely ever generated.

기 호 설 명

$2a$: 正方形板의 一邊의 길이	h	: 板두께
$2c$: 等分布荷重 作用領域	m, n	: 級數
c_L	: 縱波의 傳播速度	N	: 샘플링 分割數
c_T	: 剪斷波의 傳播速度	p	: Laplace 변환 계수
		$X_1 \cdots X_6$: 未定係數
		$\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$: 垂直變形率成分
		$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$: 垂直應力成分

* 정회원, 조선대학교 공과대학 기계설계공학과

** 정회원, 조선대학교 대학원

- μ : 剪斷彈性係數
- ν : 프와송비
- : Laplace變換記號

1. 序 論

脆性材料가 衝擊을 받으면 예기치 못한 경우에도 衝擊破壞가 發生하여 인명 피해 및 큰 재해를 일으키게 된다.

이와 같은 衝擊破壞를 막기 위해서는 먼저 衝擊荷重作用店에서의 衝擊應力의 현상을 理論的으로 규명하는 것이 필요하다⁽¹⁾.

특히, 脆性材料中 강화유리板이 衝擊을 받을 경우는 달리는 버스의 유리창에서 흔히 볼 수 있듯이 고속으로 비산하는 물체등에 의해서 衝擊을 받아 圓錐狀의 콘 크랙(cone crack), 方射狀크랙 및 環狀크랙 등이 발생하게 되는 데 이들 파괴패턴을 여러 관점에서 연구한 결과들이 많이 있다. 그러나 이들 연구결과는 대부분 實驗에 의존하고 있어 理論的으로 크랙의 발생원인을 규명한 研究結果는 거의 없다. Lawn, Wilshaw⁽²⁾는 원추상의 콘 크랙이 형성되는 이유에 관하여 球가 無限板에 靜의 壓入이 되는 경우만을 설명하고 있고, Frank, Lawn⁽³⁾은 初期크랙이 應力場에 따라 진전한다는 破壞力學的手法에 의해 說明하고 있다.

또한 콘 크랙의 발생한계에 관해서는 실험에 의한 발생한계식이 발표되어 있다^(4,5). 그러나 이 法則은 피충격체인 유리板이 半無限體로 간주 될 만큼 충분히 큰 板의 경우에만 적용되었고 鋼球徑의 의존성에 관해서는 대상이 板이기 때문에 鋼球徑이 크게 되면 衝突할 때 接觸面積 및 接觸時間이 크게 되어 板이 局部變形을 일으키기 어렵게 되기 때문에 콘크랙의 발생이 어렵다는 보고도 있다⁽⁶⁾.

또한 本堂實登^(7,8)은 T.V 브라운관의 破壞防止에 대한 안전대책을 위해 有限長유리板을 鋼球로 衝突시켜 動的 光彈性實驗을 行하고 鋼球의 落下에 의한 衝擊應力分布를 추정하였다. 그러나 이 역시 實驗的인 結果를 보고한 것 뿐 이어서 理論적인 규명은 되지 않았다. 이상과 같이 脆性材 유리平版의 衝擊破壞에 대한 여러 연구가 있었으나 精確적인 평가는 되어 있지 않으며 실험적인 고찰에 의한 파괴패턴의 규명에 그치고 있다.

따라서 本 研究에서는 脆性材料인 유리板이 衝擊을 받을 때 생기는 크랙패턴 특히, 콘 크랙의 발생

현상을 이론적으로 규명하여 脆性재료의 衝擊破壞防止에 도움이 되게 하고자 하였으며, 板두께방향의 변형을 고려한 제 1보⁽⁹⁾에서의 三次元 動彈性理論에 의한 應力解析方法을 利用하여 衝突點 및 衝突點근방에서의 變形率分布를 解析하였다. 또한 高速 및 自由落下 충격시험을 行하여 얻은 크랙의 패턴과 본 이론해석 결과인 변형을 분포의 수치계산 결과와 비교함으로써 콘 크랙의 발생현상을 3차원 동탄성이론을 이용한 본 충격응력해석 방법에 의한 규명하였다. 변형을 분포의 해석은 국부변형을 고려한 Hertz의 접촉이론과 Lagrange의 고전판 이론을 利用하여 구한 衝擊荷重係數의 크기에 따라 衝擊荷重의 함수근사식을 바꿔가며 解析하였으며 충돌점으로 부터 0.1cm 간격으로 5cm범위까지를 解析하였다.

2. 理論解析

제 1보⁽⁹⁾에서와 같이 四邊이 단순지지된 正方形板에(Fig. 1) 鋼球가 高速 혹은 低速으로 衝突될 때 衝突點 및 衝突點근방에 생기는 衝擊應力, 變形率, 變形率分布等を 三次元 動彈性理論을 利用하여 解析하였다. 解析方法은 三次元 動彈性理論에 應力과 變形率 또는 變位成分의 관계식을 代入하여 얻은 變位의 方程式에 變位 포텐셜 理論⁽¹⁰⁾을 代入하여 應力成分과 變位 포텐셜 成分과의 관계식을 얻었으며 平板의 境界에서의 境界條件을 고려하여 變位 포텐셜의 유추해를 결정하고 x, y, z 및 t 에 관한 상미분방정식을 얻어 未定係數를 決定한 후

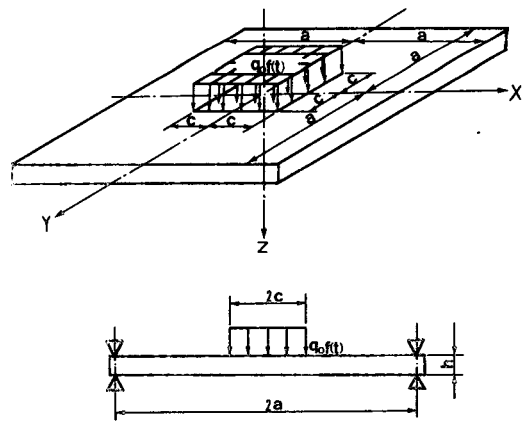


Fig. 1 A square plate subjected to partially distributed impact load on center

Laplace變換영역에서의 應力, 變形率의 式을 얻었으며 그 결과는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_x &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [A_0(e^{\beta_{mn}nz} X_1 + e^{-\beta_{mn}nz} X_2) \\ &\quad - a_m \gamma_{mn} (e^{\gamma_{mn}nz} X_3 + e^{-\gamma_{mn}nz} X_4)] \times PD \\ \bar{\sigma}_y &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [B_0(e^{\beta_{mn}nz} X_1 + e^{-\beta_{mn}nz} X_2) \\ &\quad + a_n \gamma_{mn} (e^{\gamma_{mn}nz} X_3 + e^{-\gamma_{mn}nz} X_4)] \times PD \\ \bar{\sigma}_z &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [C_0(e^{\beta_{mn}nz} X_1 + e^{-\beta_{mn}nz} X_2) \\ &\quad - a_n \gamma_{mn} (e^{\gamma_{mn}nz} X_3 - e^{-\gamma_{mn}nz} X_4) \\ &\quad + a_m \gamma_{mn} (e^{\gamma_{mn}nz} X_5 + e^{-\gamma_{mn}nz} X_6)] \times PD \end{aligned} \quad (1)$$

여기서

$$\begin{aligned} A_0 &= -a_m^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{\rho^2}{c_L^2}, \quad B_0 = -a_n^2 \\ &\quad + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{\rho^2}{c_L^2} \\ C_0 &= \beta_{mn}^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} \frac{\rho^2}{c_L^2}, \end{aligned}$$

$PD = 2\mu \cos a_m x \cos a_n y$ 이며 m, n 은 급수, $X_1 \dots X_6$ 은 未定係數, ν 는 板은 프와송비, μ 는 板의 剪斷彈性係數, ρ 는 Laplace 變換 參數이며, $a_m = \frac{\pi(2m-1)}{2a}$, $a_n = \frac{\pi(2n-1)}{2a}$, c_L 은 종파의 전파속도로서 $c_L = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}} \cdot \frac{\mu}{\rho}$, c_T 는 전단파의 전파속도로서 $c_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, $\beta_{mn}^2 = a_m^2 + a_n^2 + \frac{\rho^2}{c_L^2}$, $\gamma_{mn}^2 = a_m^2 + a_n^2 + \frac{\rho^2}{c_T^2}$ 이다.

또한 變形率成分의 式은

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_x &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [-a_m^2 (e^{\beta_{mn}nz} X_1 + e^{-\beta_{mn}nz} X_2) - a_m \gamma_{mn} \\ &\quad \times (e^{\gamma_{mn}nz} X_3 - e^{-\gamma_{mn}nz} X_4)] \times \cos a_m x \cos a_n y \\ \bar{\epsilon}_y &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [-a_n^2 (e^{\beta_{mn}nz} X_1 + e^{-\beta_{mn}nz} X_2) + a_n \gamma_{mn} \\ &\quad \times (e^{\gamma_{mn}nz} X_3 - e^{-\gamma_{mn}nz} X_4)] \times \cos a_m x \cos a_n y \quad (2) \\ \bar{\epsilon}_z &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [\beta_{mn}^2 (e^{\beta_{mn}nz} X_1 + e^{-\beta_{mn}nz} X_2) + a_m \gamma_{mn} \\ &\quad \times (e^{\gamma_{mn}nz} X_5 - e^{-\gamma_{mn}nz} X_6)] \times \cos a_m x \cos a_n y \end{aligned}$$

이다.

3. 實驗裝置 및 實驗方法

3.1 實驗裝置

高速衝擊實驗裝置는 Fig. 2와 같은 수평식 공기 압축기 실험장치이며, 低速衝擊實驗裝置는 Fig. 3과 같은 自由落下衝擊實驗裝置를 利用하였다.

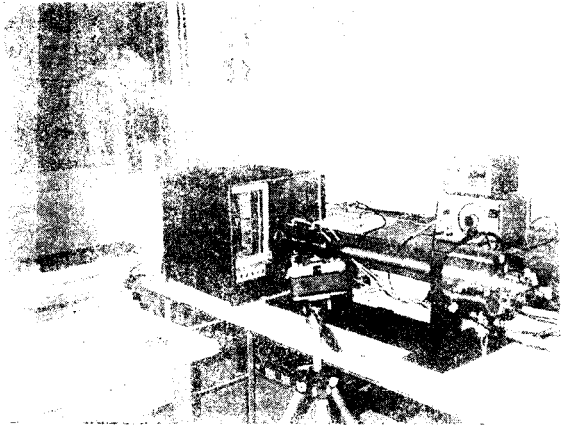


Fig. 2 A horizontal type impact test apparatus using air pressure

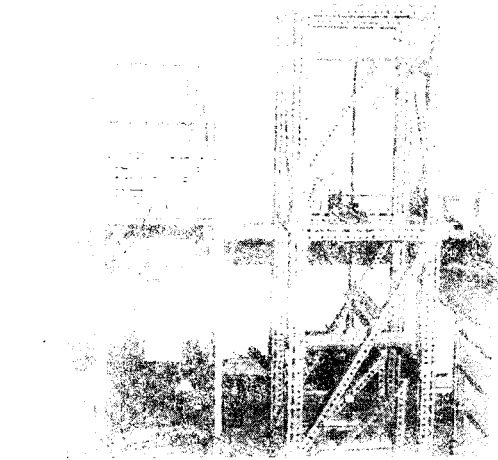


Fig. 3 Apparatus of low velocity impact

3.2 實驗方法

실험에 利用한 玻璃板은 두께가 3mm, 5mm, 한 변의 길이가 300mm인 正方形 플로우트 玻璃板을 使用하였으며 高速衝擊破損實驗은 강구경 5mm, 板두께 3mm인 경우는 강구의 충격속도 100m/sec로, 강구경 5mm, 板두께 5mm인 경우는 충격속도 25m/sec와 120m/sec로 實驗하였으며, 高速衝擊實驗時에 충분한 크기의 속도를 얻기 위하여 압축공기원(compressor)에서 얻은 압축공기를 일단 밸브스탠드에 저장하여 일정압력으로 설정한 후 강구 발사장치로 밸브를 열어서 강구를 발사시켰으며 發射된 鋼球의 速度는 발사장치선단의 速度檢出

器(포토셀에 의한 定點間通過時間測定)에 의해 검출하였다.

또한 충격실험장치의 강구가이드가 板과 완전히 수직이 도도록 하여 한조건에서 여러번 실험하였으며 파괴상황의 재현성을 좋게 하기 위하여 플로우트 유리板의 表面에 鋼球를 충돌시켰다. 低速衝擊破壞實驗의 경우는 鋼球經 20mm, 板두께 3mm, 衝突速度 8m/sec로 하여 實驗하였으며 자유낙하 충격실험장치의 상단에 전자석의 착탈에 의해 강구를 유리板에 낙하시켰다. 유리板의 지지조건은 고속충격실험의 경우는 4번 자유지지로 하였고 저속충격실험의 경우는 4번 단순지지로 하였다. 衝擊破壞實驗結果는 Fig. 4~7과 같다.

4. 數值計算結果 및 實驗結果와의 比較

제 1 보에서는 板理論으로는 解析이 不可能한 충격하중 작용점에서의 충격응력을 3차원 동탄성이론을 이용하여 해석하였고, 어떠한 충격조건에서도 충격응력을 해석할 수 있는 해석방법을 제안하였다. 또 변형률변동 실험결과와 비교함으로써 본이론이 실제현상과 잘 근사함을 알 수 있었다.

本章에서는 本 衝擊應力 解析方法을 利用하여 衝突點 및 충돌점부근에서의 變形率分布를 解析하여 脆性재료의 충격파괴시 발생하는 크랙의 패턴을 이론적으로 규명하고자 한다. 數值計算時에는 三次元 動彈性理論을 利用하여 구한 Laplace 변환영역에서의 變形率의 式 (2)를 Laplace 逆變換하여 충돌점에서 부터 0.1cm 간격으로 5cm까지의 범위에서의 變形率分布를 計算하였으며, 數值 Laplace 逆變換은 F.F.T.알고리즘⁽¹¹⁾을 利用하였다. 또 數值計算時 샘플링분할수 $N=2^8(256)$ 으로 계산하였으며, 計算結果의 精度를 높이기 위하여 길이의 無次元화量은 $(c_1/h)t$ 로 無次元化하여 계산하였으며 계산결과에 차원을 부여하였다. 또한 衝擊荷重의 計算은 제 1 보에서와 같은 解析方法을 利用하였다.

4.1 유리板의 파괴양상

유리板은 性質上 취급하기가 상당히 곤란하며 表面과 裏面에 존재하는 미세한 흠 때문에 실험에 상당한 誤差가 생긴다. 따라서 精確한 파괴발생에 대한 평가가 어렵기 때문에 될 수 있는 한 같은 충격조건에서 많은 실험을 行했다.

Fig. 4는 直徑 5mm인 鋼球로 板두께 3mm인 유

리板에 100m/sec로 충격을 가했을 경우의 파괴패턴으로서 충돌점에서는 약 5mm정도의 관통공이 생겼고 직경이 약 22mm정도인 圓錐狀의 環狀크랙이 발생했다. 또한 Fig. 5는 직경 5mm인 강구를 板두께 5mm인 유리板에 25m/sec로 충돌 시켰을 때의 파괴패턴으로서 충돌점을 중심으로 裏面을 향하여 球面狀의 콘 크랙이 발생하였다. 또한 파편도 가늘게 나누어지지 않고 원추상으로 크랙이 발생했으며, 몇개의 시편으로 부터 얻은 평균값은 충돌점에서는 약 직경 1mm 정도의 구멍이 생겼고 직경이 약 20mm정도인 콘 크랙이 발생했다. 또한 충돌속도가 증가할수록 파편이 가늘게 되고 구멍도 약간씩 더 커졌다. Fig. 6은 직경 5mm인 강구를 板두께 5mm인 유리板에 120m/sec로서 고속으로 충격을 가했을 때의 파괴패턴으로서 Fig. 5에서와 같이 충돌점을 중심으로 해서 裏面을 향하여 圓錐狀의 콘크랙이 발생하게 되는데, 속도가 빠를수록 파편이 가늘게 되고 圓錐狀의 구멍이 약간 커지게 되며, 放射狀크랙은 짧게 나타났고, 크랙의 크기는 직경이 약 25mm인 圓錐狀의 콘크랙이 발생했다.

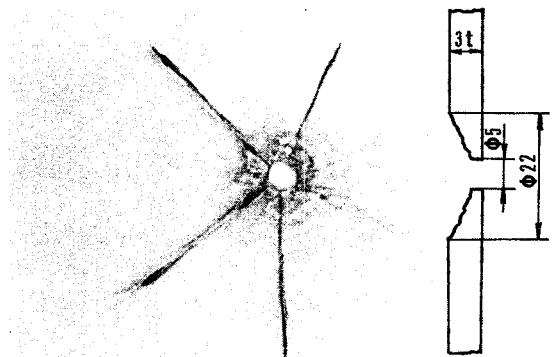


Fig. 4 The shape of circular crack

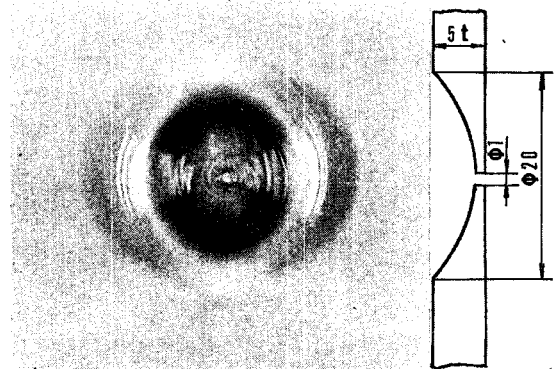


Fig. 5 The shape of spherical cone crack

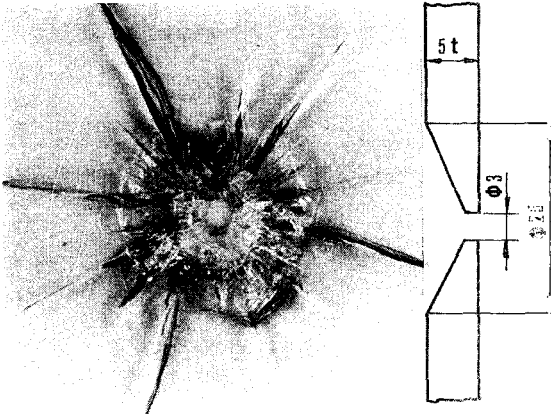


Fig. 6 The shape of conical crack

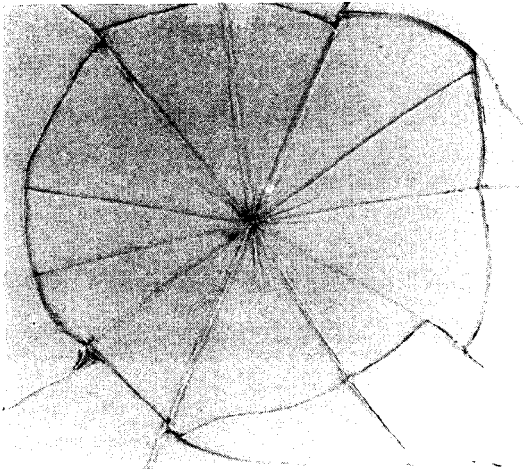


Fig. 7 The shape of radiation crack

Fig. 7은 두께 3mm인 유리板에 鋼球徑 20mm인 강구를 8m/sec로 낙하시켰을 때 얻은 파괴패턴이며, 파괴양상을 보면 크랙은 放射狀으로 확장되었고, 속도가 증가할수록 크랙은 직선적으로 짧게 되는 경향이 있었다.

4.2 變形率分布의 數值計算

먼저 충격에 의한 충격파의 전파현상을 관찰하기 위하여 직경 5mm인 강구로 판두께 3mm인 유리板에 100m/sec의 속도로 충격을 가했을 경우 충돌점으로부터 0.75mm씩 등간격으로 각 점에서의 변형율의 크기를 수치해석한 모델을 Fig. 8에 나타냈으며, Fig. 9는 Fig. 8의 각점에서計算한 대략적인 변형률분포를 나타내며 충돌후 1.6 μ sec와 3.2 μ sec인 경우의 계산결과로서 빗금친 부분은 인장을 나

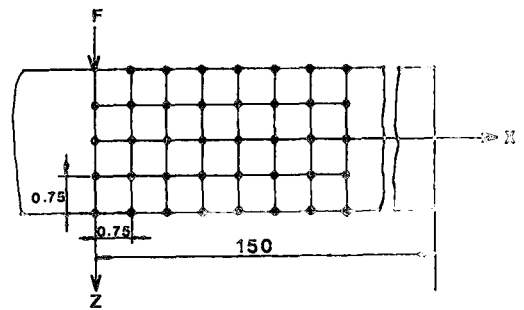


Fig. 8 The subdivision model of strain distribution

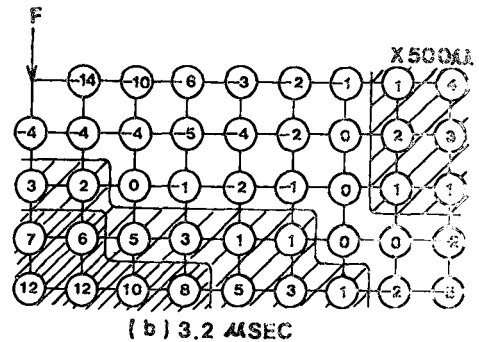
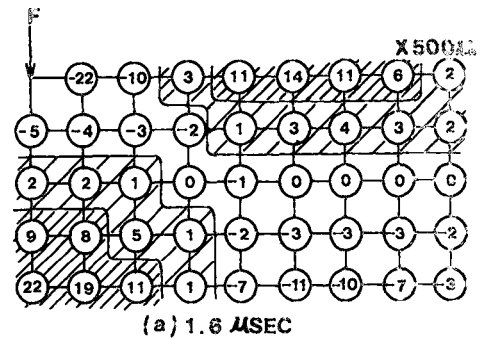


Fig. 9 Analytical results of strain distribution

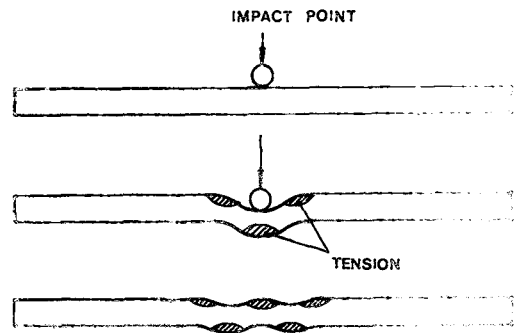


Fig. 10 Deformation of plate according to propagation of shear wave

타낸다. 이상의 변형률분포의 수치計算結果로부터 전단파의 전파에 따른 板의 변형은 Fig. 10과 같이 충돌점으로부터 인장과 압축이 반복하고 있음을 알 수 있다.

이상의 충격파괴실험과 변형률분포의 계산결과를 비교해 보면 강구경 5mm, 板두께 3mm, 충돌속도 100m/sec의 경우인 Fig. 4에서 環狀크랙은 직경이 약 22mm였고 변형률분포의 수치계산 결과인 Fig. 11을 보면 충돌점의 반대측에서는 급격한 인장이

생겼다가 다시 충돌점으로부터 11~12mm부근에서 압축이 최대로 되었다. 이와 같은 현상은 환상크랙이 충돌점으로부터 멀리 떨어진 점을 기점으로 하여 발생하고 있음을 알 수 있다. 이러한 환상크랙의 발생원인은 충돌점 반대측에는 급격한 인장이 생겼다가 약 8 μ sec 부근에서 압축이 최대로 되었으며 (-7.846×10^{-3}), 板의 변형은 굽힘변형이 지배적이므로 충돌점에서는 이것과 대칭인 변형이 생긴다고 생각된다. 특히 충돌점에서는 반대측의 약

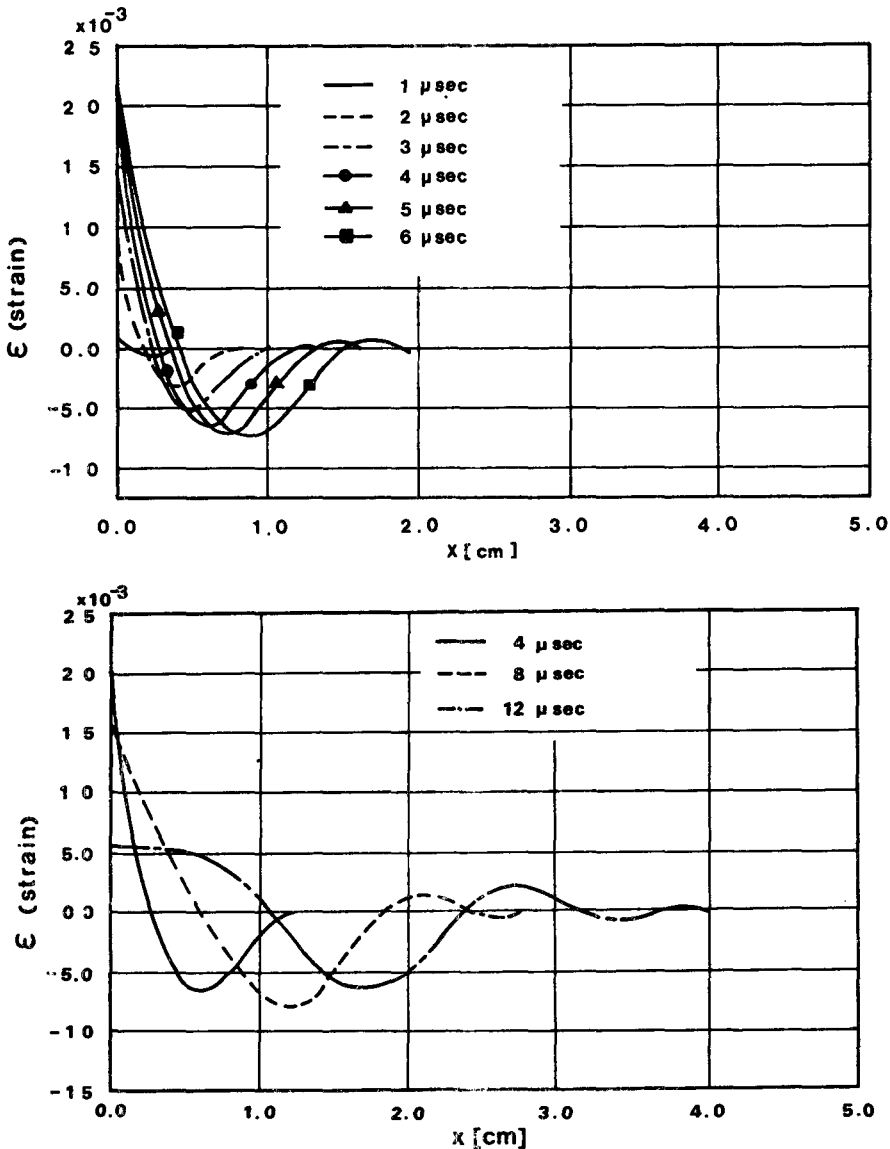


Fig. 11 Strain distributions at arbitrary point ($r_0=2.5$ mm, $h=3$ mm, $v_0=100$ m/sec)

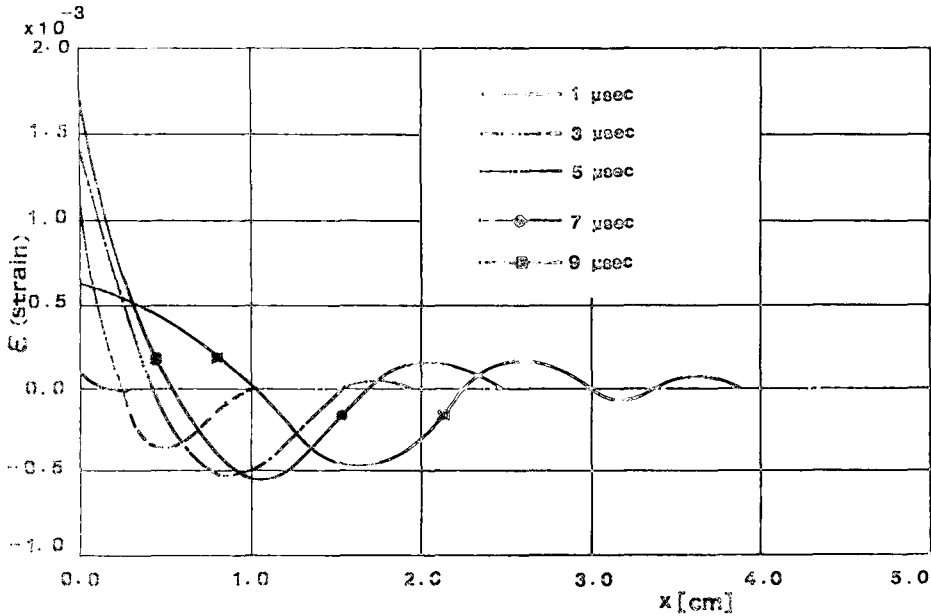


Fig. 12 Strain distributions at arbitrary point ($r_0=2.5\text{mm}$, $h=5\text{mm}$, $v_0=25\text{m/sec}$)

8 μsec 부근에서의 최대압축이 생기는 點과 같은 위치에 인장이 생겨 충돌점으로부터 약 11mm(직경 22mm) 부근에서 파크에 도달한다고 예상되는데 이것이 環狀크랙의 발생점이라고 생각된다.

이번에는 鋼球의 直徑이 5mm, 板두께 5mm, 충돌속도 25m/sec인 경우의 충격파괴 실험결과인 Fig. 5와 變形率分布의 수치계산결과인 Fig. 12와 比較해보면 충돌점으로부터 약 10mm 떨어진 반대측에 최대압축이 생겨 球面狀의 應力波가 압축으로서 傳播하여 Fig. 13(a)~(c)에서와 같이 충돌점의 반대측에서 반사되어 인장으로 되고 다시 球面

狀의 波로 되어 Fig. 13(d)~(f)와 같이 되 돌아 온다. 이 應力波가 충돌점의 반대편 板의 表面에 도달하면 表面으로부터 크랙이 생겨 應力波面에 따라 Fig. 13(g)와 같이 콘(cone) 狀의 破壞가 발생한다고 생각된다.

이와 같은 파괴는 板두께가 두꺼울수록 많이 발견되는데 이는 板두께가 얇을 경우 應力波가 傳播, 反射를 반복하여 引張이 소실되고 板에 처짐이 생겨 Fig. 13에서와 같은 파괴가 생기기 어렵다고 생각된다. 또한 鋼球의 衝突速度가 증가하면 Fig. 6에서와 같이 직경 5mm인 鋼球로 충격을 가했으며 충돌점에 생긴 구멍의 직경은 약 3mm로 되었는데

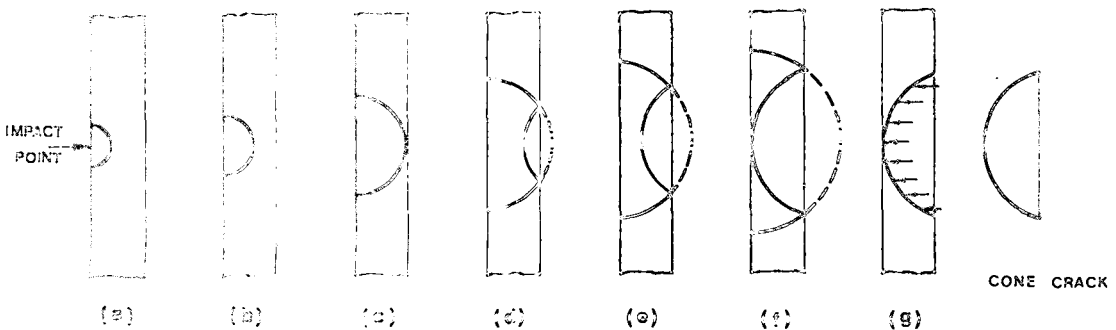


Fig. 13 Formation of spherical cone crack

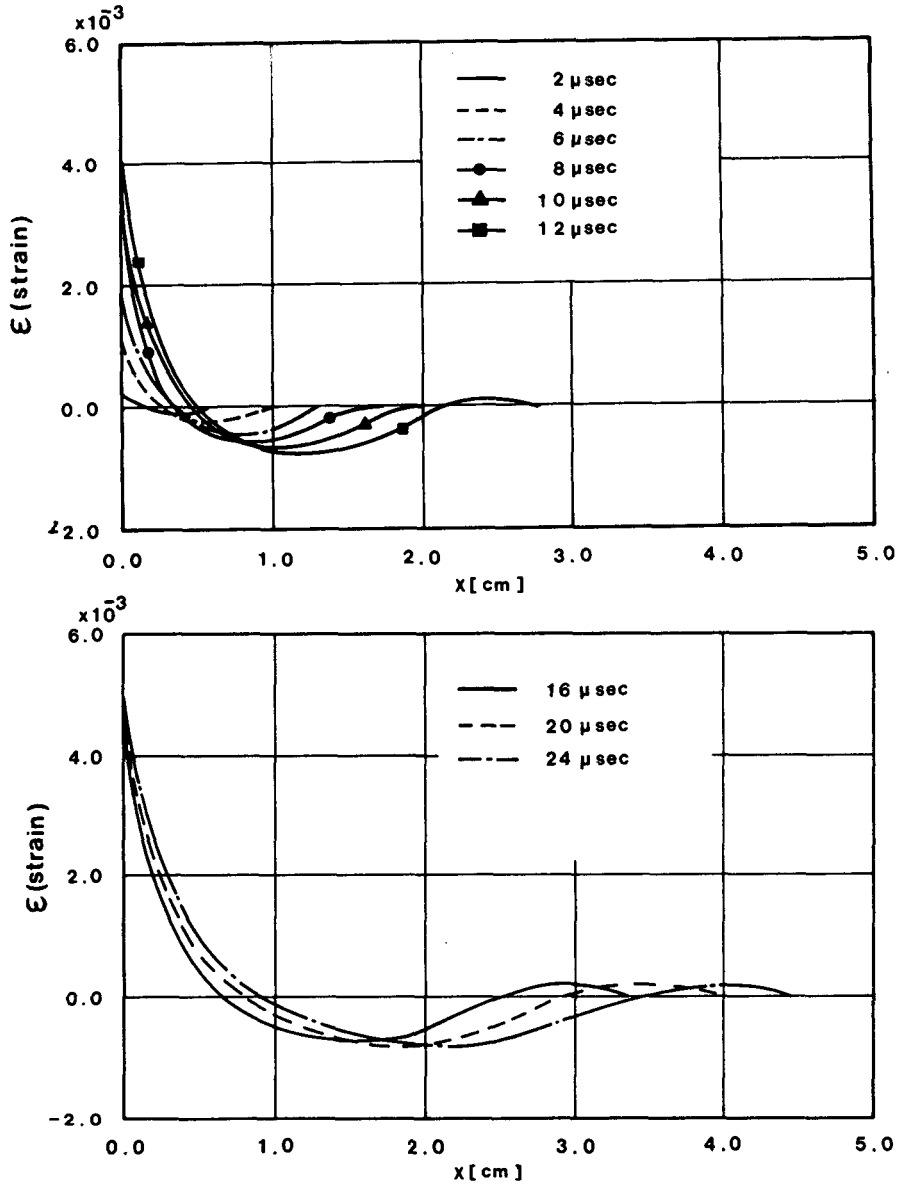


Fig. 14 Strain distributions at arbitrary point ($r_0=10\text{mm}$, $h=3\text{mm}$, $v_0=8\text{m/sec}$)

이것은 最大引張力이 피크에 도달하기 전에 파괴가 생겼기 때문으로 생각되며 圓錐狀의 크랙이 발생했다. 다시 말하면 衝突速度가 증가하면 球面狀의 콘 크랙이 발생하는 성질을 잃게 된다.

마지막으로 鋼球徑 20mm, 板두께 3mm, 衝突速度 8m/sec인 경우 自由落下實驗에 의하여 얻은 實驗結果인 Fig. 7과 變形率分布의 數值計算結果인 Fig. 14를 比較해 보면 打抜孔이 형성되지 않고 衝

突點을 중심으로 放射狀으로 크랙이 확장되었다. 이는 鋼球徑이 크면 荷重의 持續時間이 길어져 피크부가 예리하지 않게 되기 때문이라고 생각되는데 저속이고 平板의 굽힘剛性이 클수록 충격파괴현상은 이론해석결과와 실제현상과의 誤差가 더 크게 발생했다. 以上の 比較結果로부터 三次元 動彈性理論에 의한 變形率分布의 計算結果와 實驗結果는 잘 近似하고 있음을 알 수 있었고, 特히 衝擊破壞의

가장 특징적인 콘크랙의 발생현상은 比較的 低速 (20m/sec~35m/sec)에서 발생함을 알 수 있었고 板두께가 두꺼울수록 많았다.

5. 結 論

本 研究에서는 脆性材料인 플로우트 유리平板이 衝擊을 받았을 경우 생기는 충격파괴패턴 및 크랙의 발생현상을 이론적으로 규명할 목적으로 제 1 보에서의 3차원 동탄성이론을 이용한 충격응력 해석 방법을 이용하여 충돌점에서 부터 등간격으로 각점에서의 변형률분포를 수치계산하여 충격실험결과와 비교한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 三次元 動彈性理論을 利用함으로써 유리板 衝擊破壞時 發生하는 콘 크랙의 발생현상을 이론적으로 확인할 수 있었으며, 본 이론에 의한 變形率分布의 數值計算結果와 破壞實驗에서 얻은 크랙의 크기가 비교적 잘 近似함을 알 수 있었다.
- (2) 콘크랙의 發生은 衝突點에서 發生한 應力波가 球面狀의 壓縮波로서 傳播한 후, 반대측에서 반사되어 다시 球面狀의 應力波로 板의 表面에 도달하게되며, 이때 표면으로부터 크랙이 생겨 應力波面에 따라 콘 狀의 破壞가 생김을 알 수 있었다.
- (3) 被衝擊體인 平板이 두꺼울수록 또 비교적 저속 충격범위 (20m/sec~35m/sec)에서 콘 크랙의 발생현상이 많았고 이범위 이상의 충격속도에서는 최대인장응력이 平板에 作用하기 전에 破壞가 발생하므로 콘 크랙의 발생은 없었다.

후 기

이 논문은 1988년도 한국학술진흥재단의 학술연구 조성비의 지원으로 이루어진 것으로 이에 관계자께 감사를 표합니다.

참 고 문 헌

- (1) 宇治橋貞辛, 松本浩之 外 2人, 1986, “鋼球의 衝突により硝子板に 生ずる 衝擊應力解析”, 日本機械學會論文集(A), 第52卷, 第474号, pp.525~532.
- (2) Wilshaw, R., Lawn, B. 1975, “Indentation Fracture : Principle and Applications”, Journal of Materials Science, Vol.10, No.6, p.1049.
- (3) Lawn, B.R., Frank, F.C., 1967, “On the Theory of Hertzian Tracture”, Proceedings of the Royal Society of London Series A, Vol. 299A No.1458, p. 291.
- (4) Tillett, J.P.A., 1956, “Fracture of Glass by Spherical Indenters”, Proceedings of the Physical Society, Section B, Vol. 69, No. 433B, p.47.
- (5) Roesler, F.C., 1956, “Indentation Hardness of Glass as an Energy Scaling Law”, Proceeding of the Physical Society, Section B, Vol. 69, No. 433B, p.55.
- (6) 新開 記彦, 山本 広一外 3人, 1977, “防燻加工された カラーテレビジョンバルブ의 衝擊破壞”, 旭硝子研究報告, Vol. 27, No. 2, p.47.
- (7) 本堂實, 熊沢鉄雄, 米山光穂, 1978, “カラーテレビ用ブラウン管의 破壞機構”, 日本機械學會論文集(第1部), 第44卷, 第386號, pp.3363~3370.
- (8) 熊澤鉄雄, 米山光穂, 本堂實, “라레비用ブラウン管의 安全性につつて(第2報), 一高速力ノラによるブラウン管に生ずるき裂の觀察, 日本機械學會論文 No. 740~1(1974-4, 第51通常總會講演會), pp.129~126.
- (9) 梁仁榮 外4人, 1990, “脆性材料의 衝擊破壞에 관한 研究(Ⅰ) — 衝擊應力의 近似解析을 中心으로 —”, 大韓機械學會論文集, 第14卷, 第2號, pp.298~309.
- (10) Achenbach, J.D., 1975, “Wave Propagation in Elastic Solids”, North-Holland publishing Co., Amsterdam, p.67.
- (11) Brigham, Oran, E., 1974, “The Fast Fourier Transform”, Prentic-Hall Inc, Englewood Cliffs, N.J.