大韓機械學會論文集 第6卷 第4號, pp. 315～322, 1982.

<論 文>

모아레法과 스라브相似의 複合에 의한 應力擴大係數의 實驗的 解析法

──有限板 크랙의 K_{I} 및 K_{II}의 解析──

崔善浩* · 權在度* · 徐仁輔** · 金鍾周** · 蔡泳晳*

(1982年 6月 19日 接受)

Experimental Analysis of Stress Intensity Factors by Combination with Moire Method and Slab Analogy

Sun Ho Choi, Jae Do Kwon, In Bo Suh, Joung Joo Kim and Young Suck Chai

Abstract

The slab analogy method was introduced in the 1920's for the first time as a new experimental stress analysis method. Notwithstanding its theoretical propriety, this method has not been recognized as efficient one because of its difficulty in practical measurement of the slab curvature.

In this paper, aiming at experimental determination of two-dimensional stress intensity factors(S. I. F) of arbitrarily shaped cracks which had been regarded as almost impossible by conventional method, the slab analogy was reevaluated. Measuring of slab curvature was replaced by three simple measuring factors to overcome vital slab-analogy's shortcomming by joint use of the shadow-moire method. A determination fomula was also derived from the theory of fracture mechanics.

By this newly exploited method, it was found that the slab analogy still has its great advantage in determination of S.I.F. of arbitrarily shaped cracks with considerable accuracy compared with existent experimental methods.

1. 緖 論

平板內 크랙의 應力擴大係數의 實驗的 解析法으로서는 콤프라이언스(compliance)法, 光彈性 또는 스트레인게이지(strain gauge)法 等의 여러 方法이 試圖되어 왔고 그 有效性이 立證되었다.

그러나 이들 方法에는 各己 一長一短이 있어 屈折, 分岐, 分布균열을 包含한 單純하지 않는 任意型 균열까지 생각하면 새로운 解析法의 開發이 要求된다. 著者의 한사람은 이미 薄膜相似의 理論에 따라 樹脂板을 利用한 K_{III}의 實驗的 解析을 試圖하였고,[1] 이어서 스라브 相似(slab analogy)의 理論을 導入한 實驗法을 開發하여 이를 有限板 中央 直線균열의 K_{I}解析에 適用하여 그 有效性을 確認한 바 있었다.[2] 本 硏究에서는 이를 더욱 擴張하여 任意型의 二次元 균열에 適用解析함으로서 이 方法의 有效性을 立證하고, 새로운 二次元 應力擴大係數의 實驗法으로 提示함과 아울러 스라브 相似理論의 破壞力學에 있어서 再開發을 試圖하였다.

* 正會員, 嶺南大學校 機械設計學科
**正會員, 嶺南工業專門大學, 機械科

2. 스라브 相似 理論에 依한 應力解析

二次元 問題의 彈性 解析에서 에어리(airy)의 應力

函數와 스라브의 面外굽힘의 수직變位 ζ의 사이에는 近似的으로 相似가 成立한다는 것은 오래 前부터 알려져 있다.[3] 지금 굽힘 剛性係數를 $D=Eh^3/12(1-\mu^2)$ (E : 영율(yung's modulus) h : 스라브의 두께, μ : 프와송비)라 하고 스라브의 처짐이 적은 범위에서 스라브의 體積力을 無視하면

$$D\nabla^4\xi=0 \tag{1}$$

가 成立한다. 또한 여기에 對한 解로서 스라브위의 한 點(x, y)에서의 굽힘形狀은 充分한 精密度로

$$\xi=(k_x/2)x^2+(k_y/2)y^2-k_{xy}\,xy \tag{2}$$

로 나타낼 수 있다. 여기서 k_x, k_y 및 k_{xy}는 그 點의 曲率成分이고

$$k_x=\partial^2\xi/\partial x^2,\ k_y=\partial^2\xi/\partial y^2,\ k_{xy}=-\partial^2\xi/\partial x\partial y \tag{3}$$

이다. 한편 에어리의 應力函數 U로써 應力成分을 나타내면 다음과 같다.

$$\sigma_x=\partial^2 U/\partial y^2,\ \sigma_y=\partial^2 U/\partial x^2,\ \tau_{xy}=-\partial^2 U/\partial x\partial y \tag{4}$$

$$\nabla^4 U=0$$

任意의 境界 C_i에서의 境界條件은 境界에 作用하는 外力의 成分을 $\bar{X}$, $\bar{Y}$, 境界面의 方向余弦을(l, m, n), 境界에 따른 길이를 s, 境界의 法線方向을 ν라 하면

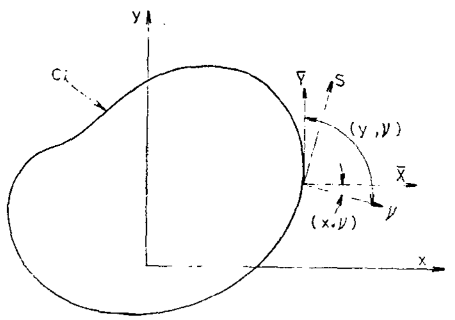


Fig. 1 Boundary conditions for slab analogy.

$$U_{ci}=\int_0^s(B_il-A_im)ds+\alpha_ix+\beta_iy+\gamma_i$$

$$\partial U/\partial\nu]_{ci}=A_i\,l+B_i\,m+\alpha_i\,l+\beta_i\,m \tag{5}$$

$$(i=1,\ 2,\ 3,\cdots\cdots n)$$

$$A_i=-\int_0^s\bar{Y}ds,\quad B_i=\int_0^s\bar{X}ds$$

로 나타낼 수 있다. 여기서 α_i, β_i, γ_i는 境界 c_i에 關한 常數이고 應力에는 영향을 미치지 않는다. 式 (3)의 曲率成分과 式 (4)의 應力成分을 相似시키면

$$\sigma_x\Upsilon=\frac{\partial^2\xi}{\partial y^2},\ \sigma_y=\Upsilon\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2},\ \tau_{xy}=\Upsilon\frac{\partial^2\xi}{\partial x\partial y},\ U=\Upsilon\xi \tag{6}$$

이다. 여기서 Υ는 板의 曲率과 應力의 關係를 나타내는 스라브常數이다. 또 이때의 境界條件은

$$\Upsilon\xi_{ci}=\int_0^s(B_il-A_im)ds+\alpha_ix+\beta_iy+\gamma_i \tag{7}$$

$$\Upsilon\frac{\partial\xi}{\partial\nu}_{ci}=A_il+B_im+\alpha_il+\beta_im \tag{7}$$

$$(i=1,\ 2,\ 3,\cdots\cdots n)$$

이다. 以上의 理論에서 任意의 境界 c_i를 가지는 平板이外力을 받을때 境界條件 (7)을 만족하는 굽힘을 平板에 주면 式 (6)에 依하여 그 應力分布를 平板의 曲率分布로 對應시킬 수 있다. 특히 이때 自由境界가 되는 노치(notch) 균열 等의 모든 內外 境界는 剛體로 바꾸어 놓을 수가 있다.

3. 引張을 받는 內部 균열을 가진 平板의 스라브相似變換

위의 스라브相似 理論을 Fig. 2와 같이 引張應力을 받는 平板內의 四角型 內部境界 $ABCD$에 適用해 보면 다음과 같다.

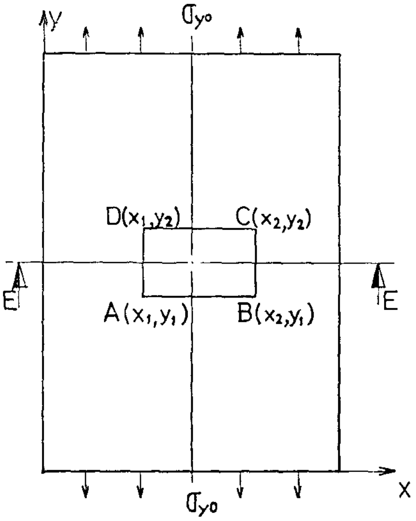


Fig. 2 Pure tension of plate with inner boundary.

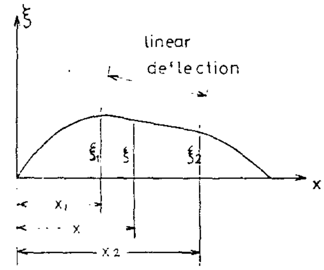


Fig. 3 Sectional deflection curve of slab.

a) 境界 AB에 對하여서는 $\sigma_x\doteqdot 0$, $\sigma_y=0$, $(l, m, n)=(0, -1, 0)$의 條件을 式 (5)~(7)에 適用하면 $\bar{X}=0$, $\bar{Y}=0$, $A_i=0$, $B_i=0$가 됨으로

$$\gamma\xi_i]_{AB}=\alpha_i x+\beta_i y_1+\gamma_i=mx+k$$

$$\gamma\partial\xi_i/\partial\nu_i]_{AB}=-\beta_i \tag{8}$$

b) 境界 BC에서는 $\sigma_y\neq 0$, $\sigma_x=0$ $\tau_{xy}=0$, $(l, m, n)=(1, 0, 0)$이므로 $\bar{X}=0$, $\bar{Y}=0$, $A_i=0$, $B_i=0$가 되고

$$\gamma\xi_i]_{BC}=\alpha_i x_2+\beta_i y+\gamma_i=mx_2+k$$

$$\gamma\partial\xi_i/\partial\nu_i]_{BC}=\alpha_i \tag{9}$$

c) 境界 CD에서는 $\sigma_x\neq 0$, $\sigma_y=0$, $\tau_{xy}=0$, $(l, m, n)=(0, 1, 0)$에서 $\bar{X}=0$, $\bar{Y}=0$, $A_i=0$, $B_i=0$가 되어

$$\gamma\xi_i]_{CD}=\alpha_i x+\beta_i y_2+\gamma_i=mx+k$$

$$\gamma\partial\xi_i/\partial\nu_i]_{CD}=\beta_i \tag{10}$$

d) 境界 DA에서는 $\sigma_y\neq 0$, $\sigma_x=0$, $\tau_{xy}=0$, $(l, m, n)=(-1, 0, 0)$에서 $\bar{X}=0$, $\bar{Y}=0$, $A_i=0$, $B_i=0$가 되고

$$\gamma\xi_i]_{DA}=\alpha_i x_1+\beta_i y+\gamma_i=mx_1+k$$

$$\gamma\partial\xi i/\partial\nu_i=-\alpha_i \tag{11}$$

가 된다. 위의 關係式을 $E-E$ 斷面에 對한 처짐曲線으로 나타내면 Fig. 3과 같다. 式 (8)~(11)의 常數 m 및 k는 x_1 및 x_2에서의 板의 수직變位 ξ_1, ξ_2를 測定하면 다음의 境界 斷面 方程式에서 구할 수 있다.

$$\xi=\frac{\xi_2-\xi_1}{x_2-x_1}x+\frac{x_2\xi_1-x_1\xi_2}{x_2-x_1} \tag{12}$$

Fig. 3과 같은 變形을 얻기 위하여서는 Fig. 4(a)와 같은 剛體拘束과 荷重裝置를 使用하면 된다.

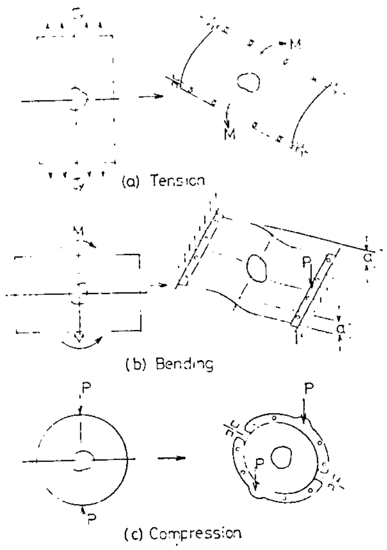


Fig. 4 Typical slab analogy transformations.

任意型의 內部境界에 對해서도 式 (8)~(12)의 關係가 剛體境界周圍에서 그대로 成立하며, 特히 境界의 끝이 銳利한 Crack의 경우에 對해서도 境界先端의 曲率半徑 ρ를 0으로 간주하면 이 理論이 그대로 適用할 수 있다.

4. 스라브相似理論에 依한 有限板의 二次元應力擴大係數(K_{I}, K_{II})의 決定法

Fig. 5와 같은 任意型균열을 가진 平板에 引張應力 σ_0가 作用한다고 하고 y축과 β를 이루는 Crack 先端의 接線方向을 x'라 하면, 先端부근의 應力成分 σ_x' σ_y' 및 τ_{xy}'는 極座標(r, θ)로서 다음과 같은 破壞力學上의 關係를 가진다.

$$\begin{aligned}
\sigma_x'&=\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi r}}\cos\frac{\theta}{2}\left(1-\sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3}{2}\theta\right)\\
&\quad-\frac{K_{\mathrm{II}}}{\sqrt{2\pi r}}\sin\frac{\theta}{2}\left(2+\cos\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2}\right)+\sigma_0\cos 2\beta\\
\sigma_y'&=\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi r}}\cos\frac{\theta}{2}\left(1+\sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right)\\
&\quad+\frac{K_{\mathrm{II}}}{\sqrt{2\pi r}}\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2}\\
\tau_{xy}'&=\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi r}}\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2}\\
&\quad+\frac{K_{\mathrm{II}}}{\sqrt{2\pi r}}\cos\frac{\theta}{2}\left(1-\sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right)
\end{aligned} \tag{13}$$

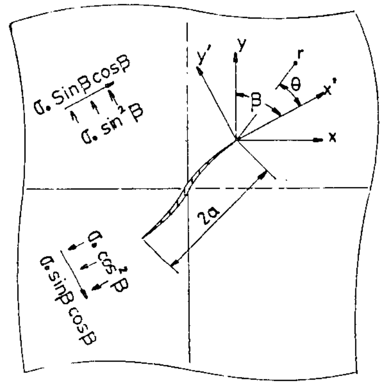


Fig. 5 Tension of rectangular plate with arbitrary shaped crack.

여기서 $\theta=0$인 x'軸上에서는 式 (13)의 第2式에서 아래의 式이 成立한다.

$$\sigma_y'=\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi x'}}+0(x^{\frac{1}{2}}),\quad K_{\mathrm{I}}=[\sigma_y'-0(x^{\frac{1}{2}})]\sqrt{2\pi x'} \tag{14}$$

스라브 相似論理에 依하여 K_{I}을 決定할려면 對象 Crack과 同型의 剛體를 彈性板에 埋入하고, Fig. 4(a)의 굽힘을 주어, 균열 부근의 한點 x'에서의 板의 曲率을 測定하여 σ_y'를 決定하면 式 (14)에서 얻을 수 있다. 그러나 이는 理論上의 事實일뿐 實地는 式 (6)에서 보는 바와 같이 曲率은 變位 ξ의 二階微分으로

表現되기 때문에 誤差가 매우 크고, 이것이 곧 스라브 相似理論의 最大의 缺點이 되고 있다.[4] 이 誤差를 줄이기 위하여서는 균열부근의 應力의 理論式을 變位 ξ로 나타내고 ξ의 測定에 依하여 直接 K를 얻는 것이 有効하다.

式 (14)에 高次項 $0(x'^{\frac{1}{2}})$의 영향을 無視 ($x' \ll 1$)하고 스라브相似理論을 適用하면 다음과 같다.

$$\Upsilon \frac{\partial^2 \xi_{x}'}{\partial x'^2} = \frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi x'}} \tag{15}$$

여기서 스라브常數 Υ는 균열에서 充分히 떨어진 곳의 應力狀態에서 다음과 같이 決定할 수 있다.

$$\frac{\Upsilon}{R_x'} = \sigma_0 \sin^2 \beta, \ \Upsilon = \sigma_0 R_x' \sin^2 \beta \tag{16}$$

여기서 R_x'는 균열에서 充分히 떨어진 곳에서 板의 x' 方向 曲率半徑이다. 式 (16)을 式 (15)에 代入하여 두번 積分하면 ξ에 關한 다음 式을 얻을 수 있다.

$$R_x' \xi_x' = c_1 + c_2 x' + \frac{4}{3\sqrt{2\pi}} \frac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0} \frac{x'^{\frac{3}{2}}}{\sin^2 \beta} \tag{17}$$

式 (17)에서 균열先端을 細長한 楕圓($\rho \to 0$)으로 간주하면 式 (7)의 第 2 式에서 $\partial\xi/\partial\nu]_{ci} = 0$가 되고, 또 ξ의 原點을 균열先端으로 잡음으로써 c_1 및 c_2는 0가 되고 다음의 K_{I} 決定式을 얻을 수 있다.

$$\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0} = \frac{3\sqrt{2\pi}}{4} \left(\frac{R_x' \xi_x'}{x'^{\frac{3}{2}}} \right) \sin^2 \beta \tag{18}$$

式 (18)에서 균열先端 부근의 한 點 x'에 對한 R_x' 및 ξ_x'만 測定하면 $\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0}$을 決定할 수 있다. 또 式 (13)의 第 1 式에서 $\theta = -\frac{\pi}{2}$을 代入하여 정리하면 다음 式을 얻을 수 있다.

$$\sigma_x' = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} = (K_{\mathrm{I}} + 3K_{\mathrm{II}}) y'^{-\frac{1}{2}} + \sigma_0 \cos 2\beta \tag{19}$$

式 (19)에서 스라브常數

$$\Upsilon = R_y' \sigma_0 \cos^2 \beta \tag{20}$$

를 감안하여 앞에서와 같이 스라브相似變換을 주어 整理하면 다음과 같은 K_{II} 決定式을 얻을 수 있다.

$$\frac{K_{\mathrm{II}}}{\sigma_0} = \left(\frac{\sqrt{\pi} R_y' \xi_y'}{y'^{\frac{3}{2}}} \right) \cos^2 \beta - \frac{\sqrt{\pi y'}}{2} \cos 2\beta - \frac{1}{3} \frac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0} \tag{21}$$

式 (18)에서 얻은 $\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0}$값과 균열先端에서의 거리 y'에 對應하는 R_y', ξ_y'를實驗的으로 測定하면 $\frac{K_{\mathrm{II}}}{\sigma_0}$를 決定할 수 있다.

5. 實 驗

5.1. 實驗材料의 選擇

스라브 相似 理論에 따르면 實驗에 使用되는 彈性平板의 두께가 얇으면 얇을수록 정확한 變位曲線을 얻을 수 있고 實驗 精密度가 높아지며 自重에 依해서 發生하는 變位의 영향도 적다. 本 硏究에서는 比較的 무게가 가볍고 彈性係數가 큰 硬質 비닐板(vinyl plate)을 使用하였으며 材質 및 두께가 均一한 것을 選擇하였다. 이 板의 두께는 0.5~0.8mm가 適當하였으며, 샤도우 모아레(shadow moire)法의 効果的인 適用을 위하여 板의 表面에 白色水性페인트 噴霧器로써 板의 수직 上方에서 水平으로 분사하여 粒子의 自重에 依하여 均一하게 塗布되도록 하였다.

5.2. 균열의 製作

剛體 균열은 얇은 鋼板(두께 0.1mm)을 使用하여 解析對象과 同一한 모양으로 만들고 이를 加熱하여 비닐板의 所定의 位置에 壓入, 스리트(slit)를 만든후 强力接着劑로 固定하였다. 이와같이 하면 균열주변의 비닐板에 비하여 균열의 剛性이 월등하게 크므로 스라브相以 理論을 만족하는 境界條件을 얻을 수 있다. 균열의 壓入에 使用된 加熱 裝置는 Fig. 6과 같이 電氣인두끝에 剛體균열을 부착하여 使用하였다.

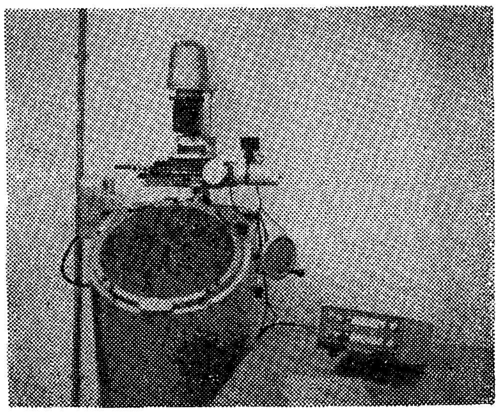
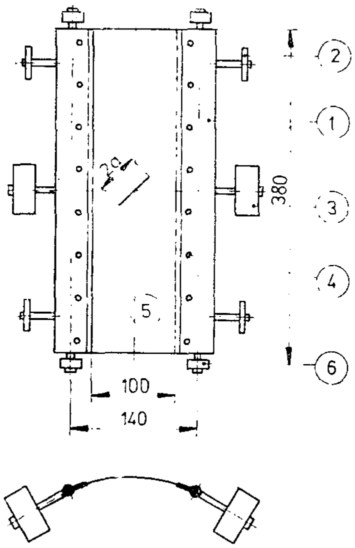


Fig. 6 Heating device.

5.3. 荷重 裝置

Fig. 7은 試驗片에 均一한 굽힘 Moment를 주는 荷重裝置를 나타낸 것이다. 이 裝置의 크렘핑板(clamping plate)는 試驗片과의 미끄럼을 없에기 위해서 試驗片



1. Clamping plate 2. Balancing weight
3. Loading weight 4. Set screw
5. Specimen 6. Bearing

Fig. 7 Schematic diagram of loading device.

과 接觸하는 內面은 研削加工을 하여 40mm 간격으로 볼트(bolt)를 체결하였다. 또 試驗片의 굽힘에 의하여 생기는 水平張力을 除去하기 위하여 크렘핑 板의 支持軸끝에 볼 베어링(ball bearing)을 設置하여 홈軌道위를 自由롭게 움직일 수 있도록 하였으며, 크렘핑 板의 균형을 유지하기 위하여 平衡무게를 設置하여 微小調整이 可能한 構造로 제작하였다.

5.4. 샤도우 모아레(Shadow Moire)

휨 曲線에서 各 方向의 수직變位 ξ를 測定하기 위하여 Fig. 8과 같은 샤도우 모아레光學系를 製作하여 使用하였다.

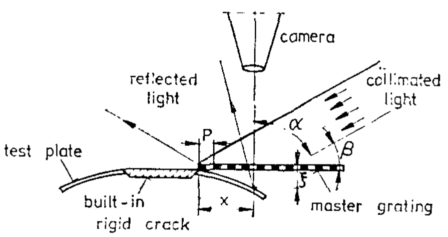


Fig. 8. Schematic diagram of shadow moire's optical system.

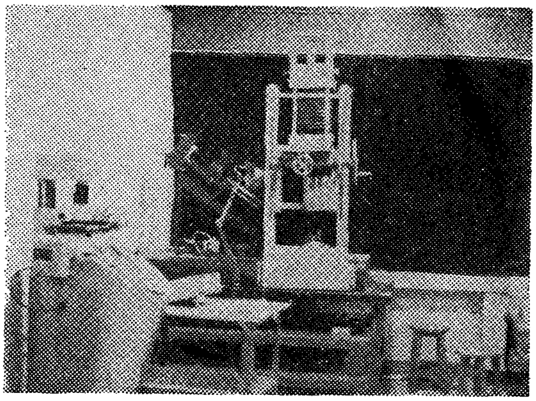
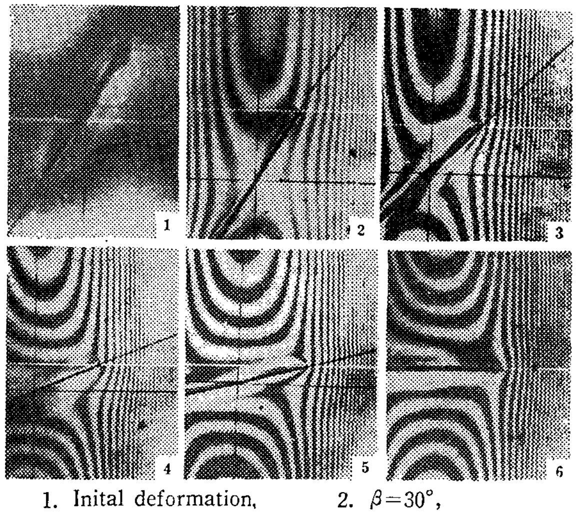


Fig. 9 Optical system of shadow moire.

여기서 Pitch를 P, 平行 入射 光線과 寫眞機光軸사이의 角을 α, 무늬수(fringe number)를 N라 하면 수직變位 ξ는

$$\xi = \frac{PN}{\tan\alpha} \tag{22}$$

로 表示할 수 있다.[5] 光學係에 使用된 光源은 150W, 하로겐 램프(halogen lamp)이고 光源에서 發生되는 빛은 일단 集光렌즈로 集光하여 ϕ48mm의 視野렌즈를 통과시켜 平行光線으로 만들었다. 使用된 마스터 格子板(Master grating)은 平行線을 평탄한 유리에 복사한 것을 使用하였으며 그 피치(pitch)는 0.1mm이다. Fig. 10은 촬영된 모아레 무늬(moire fringe)를 例示한 것이다.



1. Inital deformation, 2. $\beta=30°$,
3. $\beta=45°$, 4. $\beta=68°$,
5. $\beta=75°$, 6. $\beta=90°$

Fig. 10 Moire fringe patterns$\left(\frac{2a}{W}=0.2\right)$.

5.5. 測定 方法

變位 ξ의 原點을 균열先端으로 하고 각 무늬까지의 거리 x, x', y'는 촬영된 모아레 무늬 사진을 디지탈 마이크로미터(digital micrometer)가 부착된 投影測定機(Fig. 11 참조)를 使用하여 $\frac{1}{1000}$mm까지 정밀 測定을 하였다.

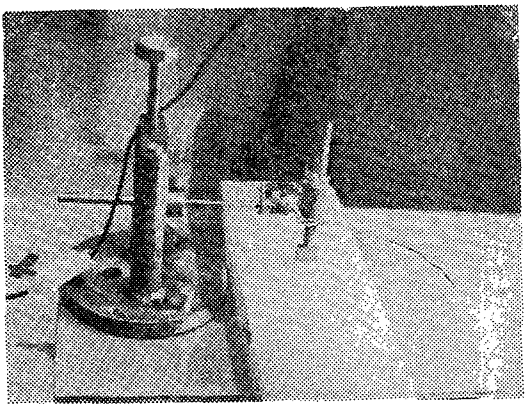


Fig. 11 Profile projector.

式 (18) 및 式 (21)에서의 各 方向의 曲率半徑 R_x' 및 R_y'는 Saint Vernant의 原理에 의하여 균열에서 充分히 떨어진 遠方에서의 曲率半徑에 해당한다. x方向의 曲率半徑 R_x는 균열에서 充分히 떨어진 位置에서의 slab의 變位曲線은 圓이 되므로

$$\frac{S}{2R_x}-\sin\left(\frac{W}{2R_x}\right)=0 \tag{23}$$

에서 구할 수 있다. 여기서 W는 試驗片의 幅이며, S는 휨 曲線의 현의 길이 이다. 또 R'_x는 y軸과 β의 角을 이루는 x'方向의 曲率半徑이고, R_y'는 x'方向에 수직인 方向, 曲率半徑이므로 그 斷面형상은 楕圓이 되고 。曲率半徑은 다음 式에서 決定할 수 있다.

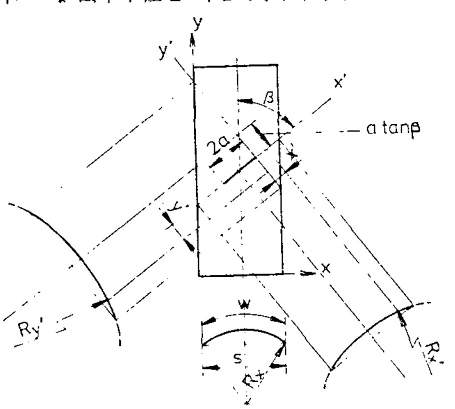


Fig. 12 Graphical repersentation of R_x, R_x' and R_y' determination.

$$R_x'=\frac{\sin\beta\left\{\frac{R_x^2}{\sin^2\beta}-\cos^2\beta\,(a+x')\right\}^{\frac{3}{2}}}{R_x^2} \tag{24}$$

$$R_y'=\frac{\cos\beta\left\{\frac{R_x^2}{\cos^2\beta}-\sin^2\beta(a\tan\beta+y')\right\}^{\frac{3}{2}}}{R_x^2}$$

여기서 a는 균열길이의 $\frac{1}{2}$이고, x' 및 y'는 균열先端에서 各 方向으로 N次까지의 거리를 나타낸다.

6. 實驗結果 및 고찰

中央에 直線균열 ($\beta=90°$)을 가진 有限板이 均一 引張應力 σ_0를 받을 경우 應力擴大係數 K_I 은[6]

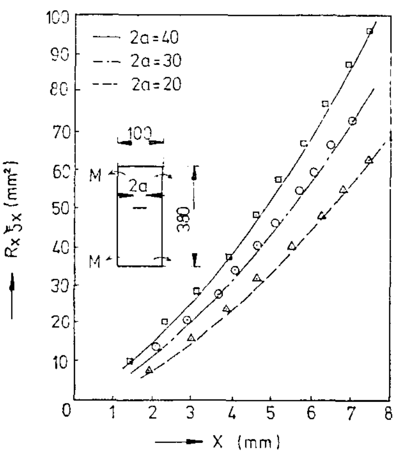


Fig. 13 Deflection curves of slab.

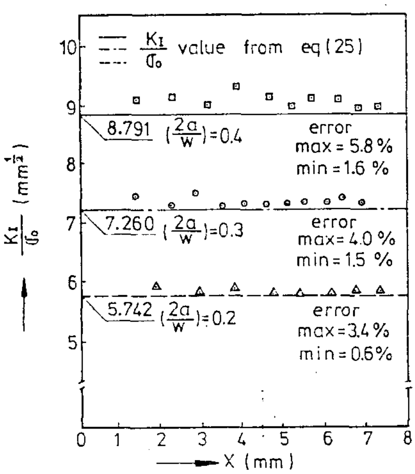


Fig. 14 Stress intensity factors by variation of crack length.

$$K_{\mathrm{I}}=\sigma_0\sqrt{\pi a}(1-0.025\zeta^2+0.06\zeta^4)\sqrt{\sec(\pi\zeta/2)} \quad (25)$$

에서 구할 수 있다. 여기서 $\zeta=\dfrac{2a}{W}$이다.

Fig. 13 및 Fig. 15는 기존의 解에서 얻은 $\dfrac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0}$ 및 $\dfrac{K_{\mathrm{II}}}{\sigma_0}$를 式 (18) 및 (21)에 代入하여 얻은 曲線과 샤도우 모아레法으로 測定한 값을 比較한 圖表로써 各 경우에 對해서 잘 一致하는 것을 볼 수 있다.

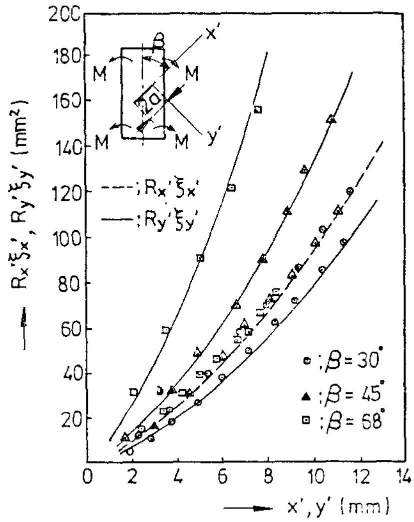


Fig 15 Deflection curves of slab.

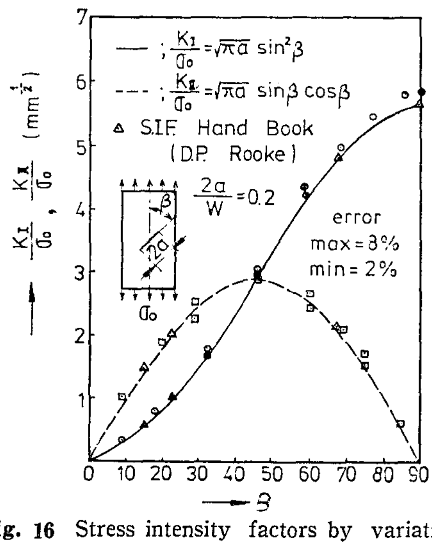


Fig. 16 Stress intensity factors by variation of inclined angle.

Fig. 14는 式 (25)에서 求한 $\dfrac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0}$과 實驗에서 求한 값을 比較한 圖表이고 Fig. 16은 試驗片의 幅 W와 균열의 길이 $2a$의 비 $\dfrac{2a}{W}=0.2$인 경우에 對해서 y軸과 균열의 경사각 β의 變化에 따른 $\dfrac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0}$ 및 $\dfrac{K_{\mathrm{II}}}{\sigma_0}$를 나타낸 圖表이다. 이 圖表에서 曲線은 경사 균열을 가진 無限板이 σ_0의 均一 引張應力을 받을 경우의 $\dfrac{K_{\mathrm{I}}}{\sigma_0}$ 및 $\dfrac{K_{\mathrm{II}}}{\sigma_0}$의 理論値를 나타낸 값이고, Δ은 境界條件에 依한 Wilson의 硏究結果를 나타낸 것이다.[7]

式 (18) 및 (21)에서 求한 實驗値와 比較해 보면 最低 2%에서 最大 8%의 오차 범위 內에 든다. 實驗 오차를 줄이기 위해서 實驗 材料를 金屬 薄板을 使用하고 샤도우 모아레 光學系 代身에 變位測定의 精密度가 더 높은 홀로그래피(holography)의 使用이 기대된다.

7. 結 論

以上의 結果에서 아래와 같은 結論을 얻을 수 있다.

1) 光彈性 實驗이나 스트레인 게이지(strain gage)에 依한 測定에서 가장 큰 難點으로 알려진 加工 균열의 精密度不良과 工作의 어려움은 負의 균열을 剛體로 바꾸어 놓음으로써 解決될 수 있다. 特히 이는 從來의 實驗에서 거의 不可能한 任意型狀의 균열製作이 可能하며, 균열先端의 銳利性도 充分히 보장할 수 있다.

2) 實驗精度는 最低 2%에서 最大 8%以內로 決定할 수 있으며 光彈性 實驗法이나 기타 다른 方法보다 精度가 떨어지지 않는다.

3) 實驗材料로서 金屬薄板의 使用이 可能하고, 變位 ζ의 測定의 精密度를 높이기 위하여 장차 홀로그래피 測定法의 倂用 等을 기대할 수 있다.

4) 實驗裝置 및 試驗片의 실제 製作이 容易하며 實驗에 所要되는 時間과 實驗 費用을 大幅 절감할 수 있다.

後 記

본 연구는 1981년도 문교부 학술 연구 조성비에 의하여 연구되었으며 이에 감사하는 바입니다.

參 考 文 獻

1) Sun Ho Choi, Analogus Measurement of Torsional Stress in the Vicinity of Crack Tips, Treatises of PP Symposium NDT, pp. 251-264, 1978.

2) 崔 善浩, 北山英夫, モアレとスラブアナロジーの組合による應力擴大係數の實驗的 解析法, 日本機械學會關西支部論文集, 804-7, pp. 160-162, 1980.

3) M. Hetenyi, Handbook of Experimental Stress

Analysis, pp. 703-827, John Wiley and Sons, 1950
4) I.J. Ryan, The Plate Analogy as a means of Stress Analysis, Proceeding of SESA, Vol. 5, No. 1, pp. 7-27, 1952.
5) A.J. Durelli, Moire Analysis of Strain, pp. 251-255, Prentice-Hall, 1970.
6) Tada, H, Paris, P.C. and Irwin, G.R., The Stress Analysis of Cracks Handbook, Del Research Corporation, 1973.
7) D.P. Rooke and D.J. Cartwright, Compendium of Stress Intensity Factors, pp. 73-75, Her Majesty's Station Office. London. 1976.