

동적모드 I 등변위상태하에서 전파하는 등방성체의 균열해석

이 광 호*

(1999년 11월 24일 접수)

Analysis of Propagating Crack In Isotropic Material under Dynamic Mode I Constant Displacement

Kwang Ho Lee

Key Words: Dynamic Stress Intensity Factor(동적 응력확대계수), Propagating Crack(전파균열)
Dynamic Mode I Constant Displacement(동적 모드 I 등변위)

Abstract

It has been reported that the dynamic stress intensity factor for a propagating crack is increasing or decreasing according to the increasement of the crack propagating velocity. It is confirmed in this study that the increasement or decrease of stress intensity factor with crack growing velocity is accused by loading condition. When the crack propagates under a constant displacement along upper and lower boundary in finite plate, the dynamic stress intensity factor decreases according to the increasement of the propagating crack velocity. When the crack propagates under a constant stress along upper and lower boundary in finite plate, the dynamic stress intensity factor increases according to the increasement of the propagating crack velocity. The increasement or decrease of stress intensity factor with crack growing velocity is greater in a fast crack propagation velocity than in a slow one.

1. 서 론

파괴역학에서 응력확대계수 및 에너지 해방률 등은 파괴의 기준이 되는 중요한 파라메타이다. 따라서 이러한 값들을 정확히 아는 것은 파괴역학에서 매우 중요하다. 지난 수년동안 많은 학자들은 이들의 값들을 얻기 위하여 많은 노력과 연구를 수행하고 있다.^(1~5) 지금까지 연구에서 정적 하중 상태의 균열 파괴거동에 대하여 많은 연구가 수행되어 왔으며, 이러한 연구의 결과로 얻어진 파라메타들은 구조물의 설계에 중요하게 사용되고 있다. 그러나 동적 하중상태하의 균열의 파괴문제에 대한 연구는 오랜 세월동안 연구되어져 왔으나 그 결과는 충분치 않으며, 아직도 연구해야 할 분야가 많다. 대개 동적하중 상태는 크게

두 가지로 분류할 수 있는데, 하나는 균열이 전파하는 동적인 경우이고 다른 하나는 균열이 전파하지 않는 동적인 경우이다. 본 연구에서는 균열이 전파하는 동적인 경우에 대하여 연구하고자 한다.

Yoffe⁽⁶⁾는 일정한 길이의 균열을 갖는 무한판에서 균열이 동적인 정상상태로 전파하는 경우 동적 응력확대계수는 균열의 속도에 관계없이 일정하며, 에너지 해방률은 표면파(Rayleigh wave)에 도달하면 무한대로 된다고 하였다. 이와 비슷한 문제에 대하여 Craggs⁽⁷⁾가 균열표면에 등분포 하중을 받으면서 균열이 일정한 속도로 전파하는 반무한 균열에 대하여 연구한 결과 Yoffe와 같은 결과를 제시하였다. 한편 Broberg⁽⁸⁾는 균열이 없는 재료에 동적인 하중이 작용할 때, 갑자기 균열이 발생한 후 균열이 일정한 속도로 진행되는 동적문제에 대하여 연구하였다. 이 연구에서 에너지 해방률은 균열전파속도가 증가할수록 감소

* 회원, 상주대학교 기계공학부

E-mail : khlee@samback.sangju.ac.kr

TEL : (054)530-5404 FAX : (054)530-5375

하며 균열의 속도가 표면파의 속도에 도달하면 에너지 해방률은 0이 됨을 제시하였다. 이것은 Yoffe의 결과와는 반대임을 알 수 있다. 또한 이와 비슷한 문제에 대한 연구로는 Baker⁽⁹⁾에 의해 연구된 바가 있다. 즉 탄성체에서 갑자기 반무한 균열이 발생하여 일정한 속도로 전파하는 경우에 동적 응력확대계수는 처음 균열이 발생하여 진행되는 속도가 빠를수록 작아진다는 결과를 제시하였다. 이러한 연구의 결과들은 유한판에서 전파하는 균열문제의 연구에 상당한 혼란을 초래하고 있는 실정이다. 따라서 본 연구에서는 균열 전파속도에 따른 응력확대계수의 증가 또는 감소하는 경계조건을 제시하고자 한다. 본 저자는 이미 유한 등방성체의 내부에 존재하고 있는 균열이 유한판의 외부에서 등응력을 받아 등속으로 전파하는 경우에 대한 동적 응력확대계수를 경계다점선점법으로 연구한 바가 있다.⁽¹⁰⁻¹²⁾ 유한판에서 전파하는 균열에 대한 연구는 실험적으로 많이 수행되어져 왔으나 이론적으로는 거의 찾아볼 수 없다. 한편 유한 등방성체의 내부에 존재하고 있는 균열이 유한판의 외부에서 등변위상태의 응력을 받아 등속으로 전파하는 경우에 대한 동적 응력확대계수에 대한 연구는 아직도 연구된 바가 없다. 따라서 본 연구에서는 유한판의 외부에서 동적 모드 I 등변위상태의 하중하에서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수를 경계다점선점법으로 구하고자 한다. 그리고 균열전파속도에 따른 동적 응력확대계수의 특성에 대하여 연구하는 것이 본 연구의 목적이다.

2. 등방성체에서 전파하는 등속 전파균열의 일반적인 응력장과 변위장

등방성체에 내재된 균열이 등속으로 전파할 때 일반적인 응력장은 식 (1)과 같다.⁽¹³⁾

$$\begin{aligned} \sigma_{xn} = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^o B_I(c) n(n+1)}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ (1+2\beta_1^2 - \beta_2^2) r_1^{n/2-1} \times \right. \\ & \left. \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 - 2h(n)r_2^{n/2-1} \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^* B_{II}(c) n(n+1)}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ (1+2\beta_1^2 - \beta_2^2) r_1^{n/2-1} \times \right. \\ & \left. \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 - 2h(\bar{n})r_2^{n/2-1} \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yn} = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^o B_I(c) n(n+1)}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ -(1+\beta_2^2) r_1^{n/2-1} \times \right. \\ & \left. \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 + 2h(n)r_2^{n/2-1} \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^* B_{II}(c) n(n+1)}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ -(1+\beta_2^2) r_1^{n/2-1} \times \right. \\ & \left. \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 + 2h(\bar{n})r_2^{n/2-1} \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \\ \tau_{xy} = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^o B_I(c) n(n+1)}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ -2\beta_1 r_1^{n/2-1} \times \right. \\ & \left. \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 + \frac{(1+\beta_2^2)}{\beta_2} h(n)r_2^{n/2-1} \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^* B_{II}(c) n(n+1)}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ -2\beta_1 r_1^{n/2-1} \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 \right. \\ & \left. - \frac{(1+\beta_2^2)}{\beta_2} h(\bar{n})r_2^{n/2-1} \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \end{aligned} \tag{1}$$

또한 전파균열의 일반적인 변위장은 식 (2)와 같다.⁽¹³⁾

$$\begin{aligned} u_{xn} = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^o B_I(c)}{2\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (n+1) \left\{ r_1^{n/2} \cos\frac{n}{2}\theta_1 \right. \\ & \left. - h(n)r_2^{n/2} \cos\frac{n}{2}\theta_2 \right\} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^* B_{II}(c)}{2\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (n+1) \left\{ r_1^{n/2} \sin\frac{n}{2}\theta_1 \right. \\ & \left. - h(\bar{n})r_2^{n/2} \sin\frac{n}{2}\theta_2 \right\} \\ u_{yn} = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^o B_I(c)}{2\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (n+1) \left\{ -\beta_1 r_1^{n/2} \sin\frac{n}{2}\theta_1 \right. \\ & \left. + \frac{h(n)}{\beta_2} r_2^{n/2} \sin\frac{n}{2}\theta_2 \right\} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^* B_{II}(c)}{2\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (n+1) \left\{ \beta_1 r_1^{n/2} \cos\frac{n}{2}\theta_1 \right. \\ & \left. - \frac{h(\bar{n})}{\beta_2} r_2^{n/2} \cos\frac{n}{2}\theta_2 \right\} \end{aligned} \tag{2}$$

여기서

$$\begin{aligned} B_I(c) = & \frac{(1+\beta_2^2)}{4\beta_1\beta_2 - (1+\beta_2^2)^2}, B_{II}(c) = \frac{2\beta_2}{4\beta_1\beta_2 - (1+\beta_2^2)^2} \\ h(n) = & 2\beta_1\beta_2 / (1+\beta_2^2) : (n = \text{odd}), \\ h(n) = & (1+\beta_2^2) / 2 : (n = \text{even}), \bar{n} = n+1 \\ \beta_1 = & \sqrt{1 - \left(\frac{c}{c_1}\right)^2}, \beta_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{c}{c_2}\right)^2} \\ r_1 = & r\sqrt{1 - \left(\frac{c}{c_1}\right)^2 \sin^2\theta}, r_2 = r\sqrt{1 - \left(\frac{c}{c_2}\right)^2 \sin^2\theta} \\ \theta_1 = & \tan^{-1}(\sqrt{1-c/c_1})\tan\theta, \theta_2 = \tan^{-1}(\sqrt{1-c/c_2})\tan\theta \end{aligned}$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad , \quad c_1 = \begin{cases} c_2 \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{(1-2\nu)}} : \text{plane strain} \\ c_2 \sqrt{\frac{2}{(1-\nu)}} : \text{plane stress} \end{cases}$$

이고 μ 와 ρ 는 각각 재료의 전단탄성계수와 밀도를 나타내며, c , c_1 , c_2 는 각각 균열전파속도, 재료의 종 탄성과 속도와 횡 탄성과 속도를 나타낸다. 그리고 $B_I(c), B_{II}(c)$ 가 무한대로 근접하면 균열의 속도는 표면파의 속도에 근접한다. 식 (1), (2)에서 $n=1$ 인 경우가 균열선단의 응력장과 변위장이 된다. 따라서 K_I^0 와 K_{II}^0 는 각각 응력확대계수 K_I 과 K_{II} 에 해당된다.

3. 클램프된 하중상태하에서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수

경계다점선점법은 유한판의 균열문제를 해석하는 매우 효과적인 방법이다. 그러나 이 방법은 임의의 모델을 해석한 후에는 그 결과의 유효성을 다른 해법에 의해 얻어진 결과와 비교하여 검증받는 것이 대단히 중요하다. 즉 균열을 갖는 모델에서 해의 정밀도는 적절한 경계조건, 경계다점선점수, 유한 락급수열 n 의 선정 등 여러 가지 조건에 달려 있기 때문에 반드시 얻어진 결과를 다른 해법과 비교하여 최적의 조건들을 찾아야 한다. 본 저자는 이미 동적 하중상태하에서 등속으로 전파하는 균열에 대한 해를 얻기 위하여 적절한 경계조건, 경계다점선점수, 유한 락급수열 n 등을 제시한 바가 있으며, 그렇게 하여 얻은 결과는 다른 방법으로 얻은 결과와 비교하여 볼 때 매우 정확한 해임을 확인한 바가 있다.^(10~12) 본 연구에서는 등변위하중상태하에서 전파하는 균열에 대한 최적의 해를 구하기 위해 여러 가지 경계조건을 적용하여 얻은 결과들을 기존의 정적상태의 연구결과⁽¹⁴⁾와 비교하여 기존의 연구결과에 가장 근접하는 해의 경계조건을 다음과 같이 얻을 수 있었다.

등방성 재료에서 정상상태로 전파하는 균열의 동적 응력확대계수를 구하기 위해 사용된 모델은 Fig. 1과 같다. 유한판의 상, 하 끝 경계면이 클램프(좌임)된 상태에서 시편의 끝에 인장하중을 가하는 경우에는 시편의 상, 하 끝 경계면에서

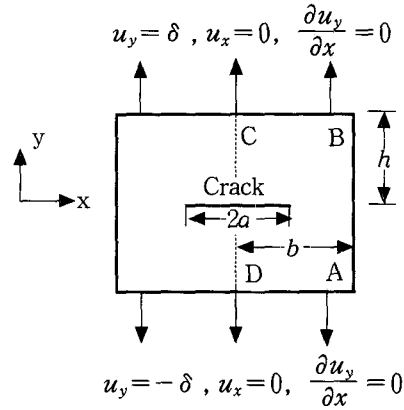


Fig. 1 Model of rectangular isotropic plate

변위 $u_y = \delta$ 이고 $u_x = \partial u_y / \partial x = 0$ 가 된다. 여기서 변위 u_x, u_y 는 식 (2)에 주어져 있으나 변형률 $\partial u_y / \partial x$ 는 없다. 따라서 변형률 $\partial u_y / \partial x$ 를 구해야 하며, 이것은 식 (2)로 부터 간단히 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{ym}}{\partial x} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^0 B_I(c)}{2\sqrt{2\pi} \mu} n(n+1) \left\{ -\beta_1 r_1^{n/2-1} \times \right. \\ &\quad \left. \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 + \frac{h(n)}{\beta_2} r_2^{n/2-1} \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^0 B_{II}(c)}{2\sqrt{2\pi} \mu} n(n+1) \left\{ \beta_1 r_1^{n/2-1} \times \right. \\ &\quad \left. \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 - \frac{h(n)}{\beta_2} r_2^{n/2-1} \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

그리고 Fig. 1에서 적용된 경계조건을 좀더 자세히 나타내면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_y}{\partial x} = \tau_{xy} = 0 \text{ on } \overline{AB}, \quad u_y = \delta, \quad u_x = \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0 \text{ on } \overline{BC}, \\ u_x = \tau_{xy} = \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0 \text{ on } \overline{CD}, \quad u_y = -\delta, \quad u_x = \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0 \\ \text{on } \overline{DA}. \end{aligned}$$

이와 같은 경계조건하에서 얻은 정지 균열상태에 대한 해석결과는 다른 어떠한 경계조건하에서 얻은 해석결과 보다 정확한 해임을 확인할 수 있었다. 이와 같은 경계조건을 만족하는 일반적인 응력장과 변위장의 미지의 계수는 경계다점선점법의 최소자승의 개념에 의해 구할 수 있다. 경계다점선점법으로 동적 응력확대계수를 구하기 위하여, 계면전파균열의 일반적인 변위장은 다음

과 같이 수정하여 나타낼 수 있다. 단지 변형률 $\partial u_y/\partial x$ 와 변위 u_{xn} 에 대하여만 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n^o H_{yn}^o + A_n^* H_{yn}^*) \tag{4}$$

$$u_{xn} = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n^o U_{xn}^o + A_n^* U_{xn}^*)$$

여기서

$$A_n^o = \frac{K_n^o}{\sqrt{2\pi}}, \quad A_n^* = \frac{K_n^*}{\sqrt{2\pi}}$$

$$H_{yn}^o = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_I(c) n(n+1)}{2\mu} \left\{ -\beta_1 (r_1/a)^{n/2-1} \times \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 + \frac{h(\bar{n})}{\beta_2} (r_2/a)^{n/2-1} \sin\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\}$$

$$H_{yn}^* = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_{II}(c) n(n+1)}{2\mu} \left\{ \beta_1 (r_1/a)^{n/2-1} \times \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_1 - \frac{h(\bar{n})}{\beta_2} (r_2/a)^{n/2-1} \cos\left(\frac{n}{2}-1\right)\theta_2 \right\}$$

$$U_{xn}^o = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{aB_I(c)}{\mu} (n+1) \left\{ (r_1/a)^{n/2} \cos\frac{n}{2}\theta_1 - h(n)(r_2/a)^{n/2} \cos\frac{n}{2}\theta_2 \right\}$$

$$U_{xn}^* = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{aB_{II}(c)}{\mu} (n+1) \left\{ (r_1/a)^{n/2} \sin\frac{n}{2}\theta_1 - h(\bar{n})(r_2/a)^{n/2} \sin\frac{n}{2}\theta_2 \right\}$$

기하학적으로 판의 중심을 기준으로 좌우대칭이므로 판의 우측부만 해석하였다. 그리하여 AB 경계를 따라 32점, BC경계를 따라 24점, CD경계를 따라 32점, DA경계를 따라 24점 총 112점을 선정하였다. 그리고 먹굽수열 n 항은 홀수 30개 (1,3,5,7,...,59)로하여 미지수 A_n^o, A_n^* 는 합계 60개이다. 위의 경계조건들과 균열선단에서부터 경계상의 임의의 점까지 거리 r_k 와 각도 θ_k 들을 변위장의 식에 대입하면 미지의 A_n^o 와 A_n^* 로 구성된 연립방정식을 얻을 수 있다. 경계상의 한점에서는 미지수 A_n^o 와 A_n^* 의 합이 m 개인 하나의 식으로 구성되며, 경계상에서 n 개의 점을 선택한다면, 미지수가 m 개인 n 개의 연립방정식으로 구성된다. 미지수의 수와 방정식의 수가 일치하지 않는 경우에는 최소자승의 개념에 의해 경계

조건을 만족하는 해를 구할 수 있다. 특히 주의해야 할 것은 균열의 길이 a 는 1로 지정되어야 한다. 그리하여 얻어진 A_1^o 와 A_1^* 에 의하여 응력 확대계수 $K_I=K_1^o=A_1^o\sqrt{2\pi a}$, $K_{II}=K_1^*=A_1^*\sqrt{2\pi a}$ 가 얻어진다.

4. 동적모드 I 등변위 하중하에서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수 K_{ID}

동적모드 I 등변위 하중하에서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수 특성을 연구하고자 사용된 재료는 등방성체이며, 모델의 치수는 $\alpha b h = (0.3 \sim 0.6):1:(0.8 \sim 1.2)$ 이고 무차원 균열전파속도 $M(c/c_2)=0 \sim 0.9$ 이다. 그리고 균열은 내부균열이며 정상상태로 전파한다.

먼저 본 연구의 결과에 대한 타당성을 입증하기 위하여 정지균열에 대하여 Isida의 결과⁽¹⁴⁾와 비교하였다. Table 1에서 알 수 있듯이 서로 잘 일치함을 알 수 있다. 따라서 본 연구에서 제시된 클램프 하중상태하에서 전파하는 균열의 응력 확대계수 결정법은 높은 정확도를 가진다고 판단되어 전파균열의 문제에 적용하였다.

Fig. 2는 시편의 모델 치수비 $\alpha b h = 0.3:1:(0.8 \sim 1.2)$ 인 경우, 내부균열의 전파속도 $M(c/c_2)$ 이 0에서 0.9로 전파하는 경우에 대한 무차원 응력 확대계수 $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ 를 나타내고 있다. 그림에서 알 수 있듯이 균열전파속도가 빠를수록 동적 응력 확대계수는 감소하며, 균열전파속도가 표면

Table 1 The comparison this results with Isida's ones for stationary crack for $hK_{II}/E\delta\sqrt{\pi a}$ (\cdot): Isida's results⁽¹⁴⁾

$a/b \setminus h/b$	0.8	1.0	1.2
0.3	0.9054 (0.902)	0.9566 (0.950)	0.9821 (0.975)
0.4	0.8023 (0.815)	0.8801 (0.878)	0.9311 (0.923)
0.5	0.7221 (0.740)	0.8091 (0.815)	0.8787 (0.865)
0.6	0.6459 (0.675)	0.7402 (0.750)	0.8267 (0.815)

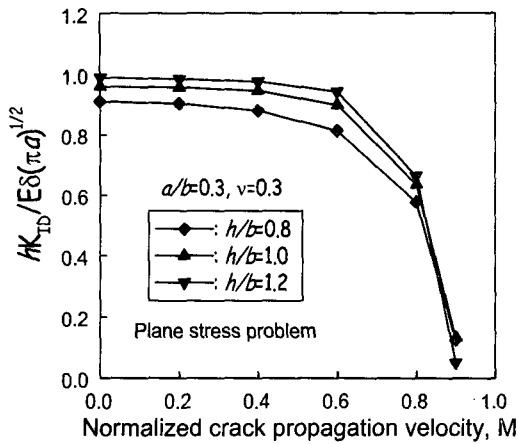


Fig. 2 The $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ with M for $a : b : h = 0.3:1:(0.8 \sim 1.2)$

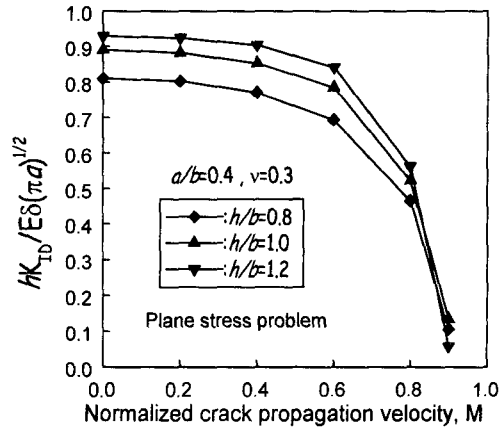


Fig. 3 The $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ with M for $a : b : h = 0.4:1:(0.8 \sim 1.2)$

파의 속도(Rayleigh wave speed, $c/c_2=0.9162$)에 도달하면 0이 됨을 확인하였다. 이러한 현상은 시편의 외부에 등응력하중이 작용하여 균열이 전파하는 경우와는 반대이다. 즉 시편의 외부에 등응력하중이 작용하여 균열이 전파하는 경우에는 균열의 전파속도가 빠를수록 응력확대계수는 증가하며 균열의 전파속도가 표면파의 속도에 근접하는 경우에는 응력확대계수가 무한대로 증가함을 확인한 바가 있다.⁽¹⁰⁻¹²⁾ 그리고 시편의 폭에 대한 높이의 비(h/b)가 증가할수록 무차원 응력확대계수는 증가한다. 그러나 실제의 응력확대계수 K_{ID} 값을 계산하면 h/b 가 작을수록 응력확대계수는 증가함을 알 수 있다.

Fig. 3은 시편의 모델 치수비 $a : b : h=0.4:1:(0.8 \sim 1.2)$ 인 경우, 내부균열의 전파속도 $M(c/c_2)$ 이 0에서 0.9로 전파하는 경우에 대한 무차원 응력확대계수 $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ 을 나타내고 있다. Fig. 2와 비교하여 볼 때 같은 현상이 나타나고 있으나 균열의 길이가 증가할수록 무차원 응력확대계수는 감소함을 알 수 있다. 그러나 실제로 전파하는 균열의 동적 응력확대계수는 균열의 길이가 증가할수록 시편의 상하 끝에서 발생하는 변위량 δ 는 증가할 것이며 따라서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수 즉 동적파괴인성 K_{ID} 는 균열의 길이에 관계없이 일정한 값을 가진다고 하겠다.

그러나 동적 응력확대계수는 균열의 전파속도에 영향을 받는다고 하겠다. 그리고 Table 1과 Fig. 2, 3에서 알 수 있듯이 균열의 길이가 증가할 때 무차원 응력확대계수 $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ 의 감소량은 h/b 가 작은 경우가 큰 경우보다 더 크게 감소한다. 이것은 다시말해 전파균열의 동적 응력확대계수(동적 파괴인성치) K_{ID} 가 균열의 길이에 관계없이 일정하다고 한다면, 균열이 증가함에 따른 시편의 상하 끝에서 발생하는 변위량의 증가는 $h/b=0.8$ 인 경우가 $h/b=1.2$ 인 경우보다 크다고 하겠다.

Fig. 4, 5는 $a : b : h=0.5:1:(0.8 \sim 1.2)$ 및 $0.6:1:(0.8 \sim 1.2)$ 인 경우, 내부균열의 전파속도 M 이 0에서 0.9로 전파하는 경우에 대한 무차원 응력확대계수 $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ 을 나타내고 있다. Fig. 2, 3과 같은 현상이 나타나고 있으며 균열의 길이가 증가할수록 무차원 응력확대계수는 감소하며 h/b 가 작은 경우가 큰 경우보다 더 크게 감소한다. 그리고 Fig. 2~5를 통하여 볼 때 균열의 길이 $a/b=0.3, 0.4$ 인 경우에는 균열전파속도가 $M<0.6$ 정도의 범위에서는 균열전파속도의 증가에 따른 응력확대계수의 감소는 그렇게 크지 않으나 그 이상의 속도에서는 균열전파속도의 증가에 따라 크게 감소한다. 그러나 균열의 길이가 $a/b=0.5, 0.6$ 인 경우에는 균열의 전파속도가 $M<0.6$ 에서도

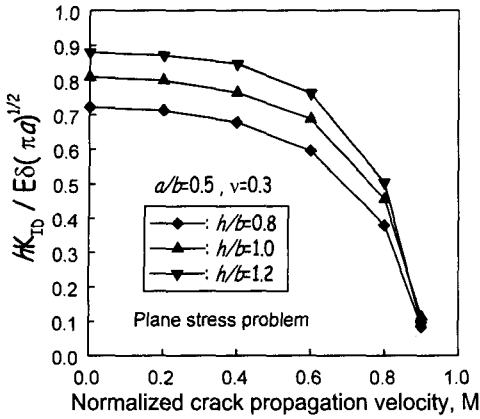


Fig. 4 The $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ with M for $a : b : h = 0.5 : 1 : (0.8 \sim 1.2)$

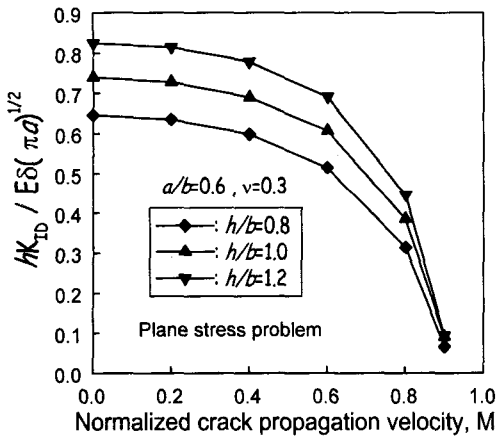


Fig. 5 The $hK_{ID}/E\delta\sqrt{\pi a}$ with M for $a : b : h = 0.6 : 1 : (0.8 \sim 1.2)$

균열전파속도에 따른 응력확대계수의 감소는 균열의 길이가 짧은 경우보다 크게 발생하나 균열의 속도가 $M > 0.8$ 정도에서는 균열전파속도에 따른 응력확대계수의 감소는 균열의 길이가 짧은 경우보다 그 감소량이 작음을 알 수 있다.

Fig. 6은 식(2)를 사용하여 무한판에서 전파하는 균열 끝에서 일정이상 거리의 균열면에서 등변위 $u_y = \delta$ 의 상태로 전파하는 경우에 균열의 전파속도에 따른 무차원 응력확대계수를 나타내고 있다. 이것은 다시말해 전파균열선단 뒤쪽으로 조금 떨어진 균열 면, 즉 균열선단에서 일정

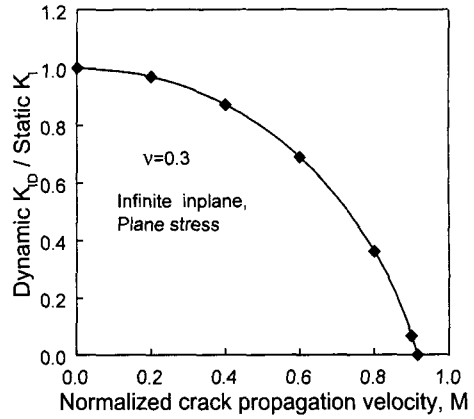


Fig. 6 $K_{ID}/\text{Static } K_I$ with M in infinite plate under mode I displacement loading

거리 이상의 균열면에서 변위가 항상 일정한 δ 를 유지하면서 균열이 전파하는 경우이다. 그림에서 알 수 있듯이 균열전파속도가 증가할수록 동적 응력확대계수 K_{ID} 는 감소하며 균열전파 속도가 표면파의 속도에 도달하면 0이 됨을 알 수 있다. 본 연구의 유한판에 적용된 경우도 이와 같다. 즉 시편의 외부에 등변위를 가하여 균열이 전파할 때 균열선단에서 약간 떨어진 거리의 균열면에서 발생하는 변위는 항상 일정하다고 하겠다. 따라서 균열면에서 일정한 변위 δ 를 유지하면서 균열이 전파하는 경우에는 이론적으로나 수치해석적으로나 균열전파속도가 증가할수록 응력확대계수는 감소함을 알 수 있다.

Fig. 7은 시편의 모델 치수비 $a : b : h = 0.3 : 1 : (0.67 \sim 1.33)$ 인 경우, 동적모드 I 상태의 등응력상태하에서 내부균열이 전파속도 $M(c/c_2)$ 이 0에서 0.7로 전파하는 경우에 대한 무차원 응력확대계수 $K_{ID}/\sigma\sqrt{\pi a}$ 을 나타내고 있다.⁽¹¹⁾ Fig. 7에서 알 수 있듯이 등응력상태하의 하중에서 균열이 전파하는 경우, 균열의 전파속도가 증가할수록 무차원 응력확대계수는 증가한다. 이러한 경우에 있어서 균열전파속도가 증가할수록 동적 응력확대계수 K_{ID} 도 증가할 것인지에 대하여는 좀더 깊게 생각해야 할 필요가 있다. 실험적인 연구⁽¹¹⁾에 의하면 시편의 외부에 등응력하중상태에서 균열이 전파하는 경우, 균열이 전파되는 순간에 응력확대

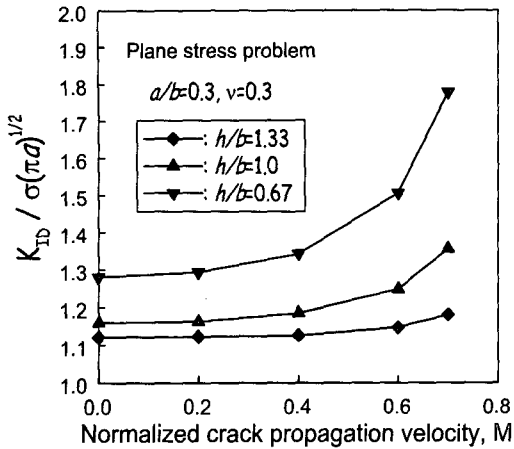


Fig. 7 Normalized dynamic stress intensity factor $K_{ID} / \sigma\sqrt{\pi a}$ with M for $a : b : h=0.3:1:(0.67 \sim 1.33)$

계수는 순간적으로 낮아지며, 균열전파속도가 증가함에 따라 동적 응력확대계수 K_{ID} 가 증가하고, 어느 속도 이상이 되면 분지균열이 발생함을 제시하였다. 그러나 시편의 외부에 등변위 하중상태하에서 균열이 전파하는 경우, 균열전파속도가 빠를수록 무차원 응력확대계수값은 감소하며 균열의 속도가 표면파의 속도에 도달하면 무차원 응력확대계수가 0이 됨을 본 연구를 통하여 알 수 있다. 이것은 균열의 전파속도가 아무리 빨라도 변위량 δ 는 유한 값을 가짐을 고려한다면, 실제의 재료에서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수 K_{ID} 는 균열의 전파속도가 빠를수록 감소하며, 균열의 속도가 표면파(Rayleigh wave)의 속도에 도달하면 0이 된다고 하겠다.

5. 결론

본 논문에서는 유한판의 균열이 동적 모드 I 등 변위 하중하에서 정상상태로 전파하는 경우에 대한 균열해석을 수행하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 본 연구에서 제시된 경계다점선점법 및 균열길이에 대한 균열전파속도의 무차원 응력확대계수값은 동적 모드 I 등변위상태하에서 전파하는 균열의 동적 응력확대계수 즉, 동적 파괴인성

치 K_{ID} 를 결정하는데 유용하게 사용될 수 있다.

(2) 모드 I 등변위하중상태하에서 전파하는 균열의 응력확대계수는 균열의 전파속도가 빠를수록 감소한다.

(3) 균열의 길이가 증가할 때 무차원 응력확대계수 $hK_{ID} / E\delta\sqrt{\pi a}$ 의 감소량은 h/b 가 작은 경우가 큰 경우보다 더 크게 감소한다. 이것은 전파 균열의 동적 응력확대계수(동적 파괴인성치) K_{ID} 가 균열의 길이에 관계없이 일정하다고 한다면, 균열이 증가함에 따른 시편의 상하 끝에서 발생하는 변위량 δ 의 증가는 $h/b=0.8$ 인 경우가 $h/b=1.2$ 인 경우보다 크다고 하겠다.

(4) 그리고 균열의 길이가 $a/b=0.3, 0.4$ 인 경우 균열전파속도가 $M<0.6$ 정도의 범위에서는 균열전파속도의 증가에 따른 응력확대계수의 감소는 그렇게 크지 않으나 그 이상의 속도에서는 균열전파속도의 증가에 따라 크게 감소한다. 그러나 균열의 길이가 $a/b=0.5, 0.6$ 인 경우에는 균열의 전파속도 $M<0.6$ 에서도 균열전파속도에 따른 응력확대계수의 감소는 어느 정도 발생하며 균열의 속도가 $M>0.8$ 에서는 균열전파속도에 따른 응력확대계수의 감소는 $a/b=0.3, 0.4$ 인 경우보다 작다.

후 기

본 연구는 1999년도 상주대학교 산업과학기술연구소의 지원에 의해 수행되었음.

참고문헌

- (1) Kobayashi, A. S. and Mall, S., 1978, "Dynamic Fracture Toughness of Homalite-100," *Exp. Mech.*, Jan., pp. 11~18.
- (2) Sih, G. C. and Chen, E. P., 1981, *Mechanics of Fracture 6(Crack in Composite Materials)*, Martinus Nijhoff Pub.
- (3) Fyjino, K. and Sekime, H. and Abe, H., 1984, "Analysis of Edge Crack in Semiinfinite Composite with a Long Reinforced Phase," *Int. J. of Fract.*, Vol. 25, pp. 81~94.
- (4) Yuuki, R. and Cho, S. B., 1989, "Efficient Boundary Element Analysis of Stress Intensity Factors for Interface Crack in Dissimilar

- Materials," *Engng. Fract. Mech.*, Vol. 34, pp. 179~188.
- (5) Chiang, C. R., 1990, "Determination of the Dynamic Stress Intensity Factors of Moving Crack by Numerical Method," *Inter. J. of Fract.*, 45, pp. 123~130.
- (6) Yoffe, E. H., 1951, "The 'Moving Griffith Crack," *Phil. Mag.* 42, pp. 739~750.
- (7) Craggs, J. W., 1960, "On the Propagation of a Crack in a Elastic Brittle Materials," *J. Mech Phys. Solids* 8, p. 66.
- (8) Broberg, K. B., 1960, "The Propagation of Brittle Crack," *Arkiv. Fysik*, 18, No. 10, pp. 159~192.
- (9) Baker, B. R., 1962, "Dynamic Stress Created by a Moving Crack," *ASME J. of Appl. Mech.*, Vol. 29, pp. 449~545.
- (10) 이광호, 황재석, 최선호, 1995, "직교이방성 유한 사각판에 내재된 외부균열의 등속전파 응력확대계수 K_{III} ," 대한기계학회 논문집 제19권, 제11호, pp. 2843~2852.
- (11) 최상인, 이광호, 1998, "등각사각판에서 전파하는 균열의 동적응력확대계수 및 광탄성무늬 형태," 상주대학교 산업과학기술연구소 논문집, 제5편, pp. 119~131.
- (12) 이광호, 최영철, 1999, "직교이방성 사각판에서 전파하는 수평균열해석," 대한기계학회논문집 A권, 제23호, 제1호, pp. 89~98.
- (13) Nishioka, T. and Atluri, S. N., 1983, "Path-Independent Integrals, Energy Release Rates, and General Solutions of Near-Tip Fields in Mixed-Mode Dynamic Fracture Mechanics," *Engng. Fract. Mech.*, Vol. 18, No. 1, pp. 1~22.
- (14) Isida, M., 1971, "Effect of Width and Length on Stress Intensity Factors of Internally Cracked Plates under Various Boundary Conditions," *Int. J. Fract.* Vol. 7, No. 3, pp. 301~316.