

# 動的 破壞力學에 대하여 ( I )

李 億 燮 · 金 相 哲

<仁荷大學校 機械工學科>

## 1. 머리말

파괴역학은 균열을 가진 구조물의 部材가 하중을 받을 때 그 구조물의 기계적 및 구조적 거동을 해석하고 예측하는 학문임은 잘 알려져 있는 사실이다.

파괴역학을 잘 이해하지 못하는 사람들은 왜 균열을 이미 가지고 있는 구조물 즉 벌써 부서진 재료를 연구대상으로 삼아서 시간과 경비와 정력을 소비하는가 하고 질문할 것이다. 이 질문에 대한 대답은 두 가지로 나누어서 할 수 있다. 즉 아무리 균열과 같은 결함이 전연 없는 재료라도 반복하중에 대하여 사용가능회수가 제한되어 있다. 즉 피로과정에서 작은 균열들이 기하학적인 불연속점에서 발생하기 때문이다. 또 하나는 재료를 만들때나 혹은 구조물을 용접등으로 조립할 때에 생기는 작은 균열들이다. 그런데 이러한 균열들을 가진 부재들이 어떠한 하중을 어떻게 받을때에 파괴될 것인가를 규명할 수 있다면 그 부재가 쓰이고 있는 구조물을 편리 운영함에 있어서 경제적으로 큰 도움을 줄 것은 명백하다.

탄성체 안에 있는 균열에 대한 연구는 1920 년대에 A.A. Griffith<sup>(1)</sup>가 Inglis<sup>(2)</sup>의 타원형 결함에 대한 이론식을 기초로 해서 에너지균형에 의한 파괴안정성 Criteria 에 대한 연구 즉 결함의 가상 전진 증가량이 그 재료에 저장된 탄성에너지

를 감소시키며 그 감소량이 새로운 가상 결함의 표면에너지 증가량 보다도 크면 그 결함 즉 균열은 전진한다는 이론 및 실험결과를 발표한 후 놀랍게도 약 30년동안 아무런 이론, 실험적인 연구가 되어지지 않고 있다가 1940년 후반 즉 2차 세계대전이 끝날 무렵부터 파괴역학에 대한 이론적 및 실험적인 연구가 다시 시작되었다. 물론 이것은 2차 세계대전중 미국에서 만든 상선(commercial ship) 가운데 약 30%가 기초설계 및 재료선택의 잘못으로 파괴되었고 그 중 20%는 완전 파괴되었으며, 우주선, 대형 증기 터어빈, 아폴로 탱크, 미사일 탱크등이 파괴됨으로 인하여 막대한 인명 및 재산의 손실이 발생되어 더욱 이 분야의 연구가 필요하였기 때문이다.

현대 파괴역학의 아버지라 불리우는 G. Irwin<sup>(3)</sup>에 의하여 처음으로 실제적인 기계, 구조물, 핵압력용기 및 생체구조물(Bio-structure) 등의 설계값으로 현재에도 널리 쓰이는 응력확대계수(stress intensity factor)가 평면응력이나 평면변형상태의 균열선단에 대하여 이론적으로 유도되었고, Griffith의 에너지개념과의 관계도 유도되어 실험으로나 수치해석(finite element 혹은 finite difference method, etc.)으로나 이론적인 해석으로 재료의 특성값을 하나의 매개변수로 표시할 수 있는 기초가 마련되었다. 그동안 응력확대계수를 구하는 방법이나 실제 기계, 구조물을 설계할 때 이 값을 이용하는 기술등에 대

한 연구가 정적인 하중을 받는 경우나 피로하중을 받는 경우에 대해서 많이 행하여져 왔고 지금도 많은 이 분야의 나라 안팎의 연구자들이 실험실에서 혹은 이론적으로 여러가지 형태의 기하학적인 형상, 하중조건등에 대하여 더 정확한 응력확대계수를 구하는 방법이나 재료의 파괴인성치를 구하려고 연구에 몰두하고 있다.

또 시험편의 크기에 비하여 비가역미소변화 즉 소성흐름 혹은 미소균열들의 활동들이 일어나는 부분의 크기가 충분히 작지 않을때는 1968년 J. Rice<sup>(4)</sup>에 의해서 일반화된 하나의 매개변수 즉 적분경로에 의존하지 않는  $J$ -적분 값으로 균열 주위의 응력-변형율의 관계를 규명할 수 있다. 전진하는 균열일 경우는  $J$ -적분을 유도할 때의 가정 즉 재료는 비선형 탄성체 혹은 변형이론을 만족해야 한다는 조건이 맞지 않아  $J$ -적분의 적분경로 의존성에 대해서는 논란의 여지가 많아 균열 선단 개구변위(crack tip opening displacement)나 균열선단 개구각(crack tip opening angle)등으로 탄소성재료의 파괴거동을 특성지울려는 연구자도 많다.

위의 모든 연구의 목적을 간단하게 말하면 불안정성의 균열신장(crack extension)을 방지하기 위하여 우리들은 얼마정도 크기의 결함을 구조물 재료에 허용할 것이며, 구조물 재료의 파괴인성치와 구조물의 허용의력과 관계에서 허용응력을 산출하여 구조물의 안정설계에 기여하려는 것이다. 또한 운전중에 있는 대형구조물에 균열이 나타났을 때 (즉, 운전중의 nuclear vessel pipe나 비행중의 비행기 등) 곧 정지시켜야 하는가? 어느 정도의 부하로서 계속 가동할 수 있는가를 결정하는데 필요한 자료들을 제공하는 것이다.

대부분의 위의 연구들은 정적 하중조건에 대한 것들이다. 그런데 충격하중 즉 External Impact Loading 혹은 Thermal Impact Loading 등의 예기하지 못했던 사고 하중에 의해서 불안정성 Crack Extension이 불가피하게 발생했을 때는 어떻게 전파하는 균열(Running Crack)을 효과적으로 정지시킬 것인가? 또는 전파하는 균열 주위의 응력-변형율 Field는 정적 균열 선단의

응력-변형율 Field와는 어떻게 서로 틀릴 것인가? 또는 전파하는 균열의 전파방향을 어떻게 조정할 수는 없을까? 균열의 전파속도는 재료에 따라 어떻게 달라질까? 등등의 의문이 자연스럽게 생겨나게 될 것이다. 즉 간단한 예로서 전파하는 균열을 Arrest 시켜서 Aircraft Structure, Ship Structure 혹은 Nuclear Pressure Vessel 등의 완전한 파괴를 방지할 수 있다면 완전한 파괴에 따르는 막대한 인명, 재산상의 피해를 방지할 수 있을 것이다. 이러한 문제들은 전통적인 정적 파괴역학의 범위를 벗어난다. 극단적으로는 정적인 재료파괴 현상도 원천적으로는 動的이라고 정의하는 경우도 있다. 즉 파괴 현상은 처음 발단조건과 특수한 동역학적인 전진조건을 갖는 변화과정에 의해서 지배된다는 것이다.

動的 파괴역학 연구의 필요성 및 응용분야는 아래와 같이 간단하게 요약할 수 있다. 일반적으로 Initiation 파괴인성치는 Loading Rate에 따라서 같은 재료라 할지라도 현저한 차이를 보이고있고 또 균열이 불안정하게 전파되고 있을 경우에는 소위 動的 파괴인성값( $K_{ID}$ )은 균열의 전파속도에 따라서 변화할 것이다. (여기서  $K_{ID}$ 는 균열이 전파할 때 순간 순간에서의 응력확대계수이다.)

따라서 정적인 하중조건으로 구한 재료의 특성값 즉 파괴인성치,  $K_{IC}$ ,는 어느 특정한 경우의 Loading Rate일 때에만 적절한 설계값으로 이용될 때가 많으며, 급격한 하중변화가 있는 경우라든지 또는 심한 온도 차이가 나타나는 경우와 같은 熱的 충격하중의 경우에 대해서는 이 조건에 맞는 파괴인성치를 구하여 설계값으로 사용해야 할 것이다. 또 전파하고 있는 균열을 정지시키는 Crack Arrester를 설계하려고 할 때에는 균열의 속도와 파괴인성치와의 관계가 재료에 따라서 주어져야 할 것이다. 또 動的 파괴역학이 응용되는 다른 분야는 Quarrying Industry나 Mining Industry이다. 즉 이상적인 파괴가 일어나도록 설계를 하여 가장 적은 비용과 노력으로 큰 소기의 목적을 효과적으로 달성할 수

있도록 하는 응용분야이다. 광산에서의 폭파작업, 채석장에서의 폭파작업, 석유를 탐사할 때 지하저장소의 효과적인 폭파작업, 즉 순간적인 충격하중을 주어서 일어나는 動的 균열을 효과적으로 전파시켜서 폭파작업의 효율을 올릴 수 있는 경우이다.

이상에서 아주 간단하게 動的 파괴역학 연구의 필요성과 응용분야를 설명하였다. 다음 2장에 動的 파괴역학 연구의 역사적인 발전과정을 간단히 살펴본뒤 현재 이 분야의 문제점과 논쟁대상이 되고 있는 점들을 지적해 보고자 한다. 3장에는 탄성 동적 파괴역학 문제, 4 장에는 탄소성 동적 파괴역학 문제에 대해서 각각 실험적 연구, 수치 해석적 연구, 이론적인 연구의 측면으로 나누어서 이 강좌를 전개 할려고 한다. 5 장에서는 Crack Arrest 에 관한 이론 및 실제응용 예를 간단히 설명하고 6 장에서 고찰 및 결론을 맺음으로서 이 강좌를 마무리 지을려고 한다.

## 2. 역사적인 발전과정

de Mott<sup>(5)</sup>교수가 1948년 Engineering 紙에 "Fracture of Metals: Theoretical Consideration" 이라는 논문을 발표하였는데 여기에서 전파하고 있는 균열의 Terminal Velocity 는 그 재료속의 Sound Velocity 에 근접하는 값을 가질 것이라 예측하고 그것을 Griffith Crack 을 포함하고 있는 Non-ductile Crystal 에 대하여 Griffith 의 Energy Balance Equation 에 균열주위의 체적 요소안에 발생하는 Kinetic Energy 항을 포함하여 Fracture Surface Energy 가 균열속도에 무관하다는 가정을 하여서 이론적으로 증명하였다. 1951년에 Yoffe<sup>(6)</sup>가 인장하중을 받고있는 탄성체 안에서 고정된 크기를 갖는 균열이 일정한 속도를 가지고 전파될때 균열선단부근의 응력과 변위를 최초로 해석적으로 유도하였다. 이 해의 특징중의 하나는 균열전파속도가  $0.6C_2$ (여기서  $C_2$ 는 재료의 Shear Wave Velocity)이면 균열은 직진하지 않고 우회하는 것을 Local Stress Component ( $\sigma_{\theta\theta}$ )를 계산하여 밝혀 내었으며 명실

상부한 動的 균열전파에 대한 연구의 기초를 마련하였다. Yoffe 의 해에서 Strain Energy Release Rate 는 균열전파속도가 Rayleigh Wave 속도에 도달하면 무한하게 커진다는 비 물리적인 현상도 함께 가지고 있다는 것이 지적되었으나 우리의 관심의 초점이 되고 있는 균열선단부근의 응력—변형율은 실험결과와 잘 일치되는 것으로 알려져 있다.

Wells 와 Post<sup>(7)</sup>는 1957년 動的 광탄성 실험법을 이용하여 움직이는 균열선단 부근의 등색선을 고속 촬영하여 정적응력 Field 와 비교하여 動的 등색선과의 차이점 즉 균열부근의 Isochromatic Fringe 가 정적 일때는 앞으로, 動的 일때는 뒤로 기울어져 있는 차이점을 발견하였다. 1959년 Schardin<sup>(8)</sup>은 Multiple Spark 를 광원으로 사용한 고속 촬영 기술을 개발하여 Plexiglass 의 파괴거동을 실험적으로 규명하려고 시도하였다. 1960년 Broberg<sup>(9)</sup>는 Yoffe 의 경우와는 달리 갑자기 나타난 균열이 균열표면에 일정한 압력을 받으면서 탄성체안에서 대칭형으로 일정한 속도로 커져 나갈때의 균열선단에서의 응력을 이론적으로 구하였다.

Broberg 의 해를 Yoffe 의 이론해와 비교해 보면 균열선단부근에서는 동일한 응력場을 나타낸다. 그러나 균열전파속도가 재료안의 Rayleigh Wave 속도와 같은 때는 Energy Release Rate 는 영(zero)이 된다는 보다 합리적인 현상을 보여준다. 같은 해(1960년) Craggs<sup>(10)</sup>는 半무한 균열이 균열표면 하중을 받으면서 일정속도로 전파할 때 動的 파괴인성치는 속도에는 무관하다는 결론을 발표하였다.

1962년 Baker<sup>(11)</sup>가 균열표면에 일정한 압력을 받는 半무한 균열이 탄성체안에서 일정속도로 움직이는 경우에 대하여 지금까지 널리 쓰여지고 있는 Freund<sup>(12)(13)(14)</sup>해의 기본이 되는 해를 이론적으로 제시하고 여러가지 균열전파 속도에 대하여 Isochromatic Fringe 를 이론적으로 구한 응력값들로 圖示하여 최대 전단응력( $\tau_{max}$ ) 이  $\theta=0$ (그림 1 참조)에서 0이 되지 않는 것을 발견하고 특히 균열전파속도  $=0.8C_2$ 에서 균열

선단극부 전단응력이  $\theta=60^\circ$  에서 최소가 되는 것을 알아내었다. 이 후부터 動的 파괴역학 연구에 대한 관심이 점점 높아지기 시작하였다. 1964년 Manogg<sup>(15)</sup>가 고속촬영기술을 이용하여 전파하고 있는 균열선단의 응력상태를 Shadow Spot Method로 직접 촬영할 수 있는 방법을 개발하였고, 그 후 이 방법은 Theocaris<sup>(16)</sup>, Kalthoff<sup>(17)</sup>등에 의해서 더욱 더 깊이 연구되었고 지금도 이 방법으로 動的 파괴역학을 많이 연구하고 있다. 또 1957년의 Wells와 Post<sup>(7)</sup>가 動的 광탄성 기술을 파괴역학연구에 이용한 뒤 Kobayashi<sup>(18)(19)(20)</sup>와 Dally<sup>(21)</sup>등에 의해서 더욱 더 깊이 연구되고 있다.

Analytical Modelling 부분의 연구도 Baker 이후 Achenbach<sup>(22)</sup>, Freund<sup>(12)(13)(14)</sup>등에 의해서 많은 진전을 보였고 Kanninen,<sup>(23)</sup> Kobayashi,<sup>(24)</sup> Atluri<sup>(25)</sup>등에 의해서 Dynamic Finite Element 와 Dynamic Finite Difference Methods를 動的 균열문제에 적용하는 기술이 개발되었다.

균열의 Bifurcation 혹은 Multiple Branching의 문제를 動的으로 연구한 실험결과 및 이론적인 연구결과도 요즈음 나타나고 있으며 대표적인 예는 Kobayashi,<sup>(26)</sup> Burgers,<sup>(27)</sup> Achenbach<sup>(28)</sup>등의 연구이다.

동적 탄소성 파괴역학연구는 동적 탄성 파괴역학 연구에 비하여 크게 진전을 보이지 않고 있다. 왜냐하면 첫째로 이론적인 Modelling이 상대적으로 쉽지않고 또 적절한 실험방법이 개발되지 않고 있기 때문이다. 최근 Rosakis<sup>(29)</sup>와 Lee<sup>(30)</sup>에 의하여 처음으로 탄소성 動的 파괴역학에 대한 실험이 이루어졌으며 많은 연구자들이 큰 관심을 가지고 계속 연구중에 있다.

이상 動的 파괴역학 연구의 역사적인 흐름을 개략적으로 Mott 교수의 연구결과를 시발점으로 하여 간단히 기술하였다. 다음 장부터 이론적, 실험적 및 수치적인 해에 대하여 세부적으로 그 기본적인 배경을 설명하고 문제점을 필자 나름대로 제시해 보려고 한다.

### 3. 동적 탄성 파괴역학 문제

#### 3.1. 이론적인 연구

관성력의 효과를 고려해야 하는 動的 파괴문제는 매우 복잡하므로 2장에서 설명한 몇개의 이론적인 해만 발표되고 있다. 그 중 動的 탄성 파괴역학의 이론적인 연구의 중심을 이루는 해는 Freund<sup>(12)(13)(14)</sup>의 해이다. 이는 Baker<sup>(11)</sup>의 해와 De-Hoop<sup>(31)</sup>의 해를 그 배경으로 하고 있으며 動的 응력확대계수와 균열전파속도와와의 관계를 이론식으로 명백히 표시하였고, 動的 Energy Release Rate와의 관계도 규명하였다. Freund는 위의 이론들을 1972년부터 1974년까지의 일련의 논문에 발표하였는데 여기에 그의 주요부문을 소개하고자 한다.

Freund의 해는 균일한 등방성 탄성체인 무한판 안에 하나의 Half Plane Crack이 있을 경우이며 Mode I 평면변형에 대한 것이다(그림 1 참조). 또 주어진 하중조건이 정적 탄성해를 가지고 있는 경우라야 한다.

지금 균열이 움직이기 시작하기 직전까지 서서히 하중을 무한판에 작용시킨다고 생각하며 시간  $t_1=0$  일 때 균열선단이 일정속도( $V$ )로 원점(origin)을 지난다고 한다. 그림 2에 시간  $t_1$ 과 시간  $t_2=t_1+dt$ 에서의 균열선단의 좌표계를 나타내었다( $t_1 < 0$  때는 Body force 와 surface traction이 없다). 이때 균열선단에 그림 2에서의

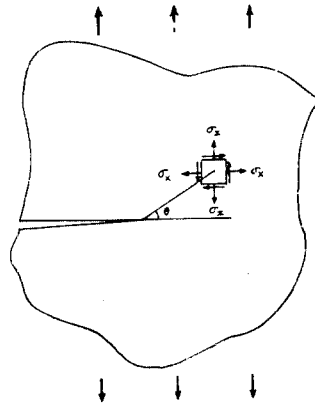


그림 1 균일, 등방성인 무한판 내부에 존재하는 균열

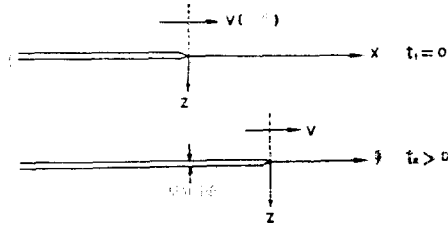


그림 2 균열전단의 동작표(x, z; fixed, ξ, z; moved., V; constant crack velocity)

같이 단위 집중하중이 나타난다고 생각한다.

$t_2 > 0$  인 경우, 균열전단은 계속 일정한 속도로 전파하고 있으며, 단위 집중하중은 본래의 위치에 계속 작용한다. 그러면 균열이 전파함에 따라 균열표면은 점점 크게 열릴 것이고 단위 집중하중은 일출하게 되며 결과적으로 응력파가 그 하중점을 중심으로 해서 생겨 날 것이다. 이렇게 발생하는 動的 응력場에 대한 해를 기본해라 한다. 이 기본해는 아래의 탄성체의 파동방정식(1), (2)와

$$\Delta^2 \phi - a^2 \ddot{\phi} = 0 \quad (1)$$

$$\Delta^2 \psi - b^2 \ddot{\psi} = 0 \quad (2)$$

여기서  $\phi$  : the Dilatational Wave Potential  
 $\psi$  : the Shear Wave Potential  
 $1/a$  : the Dilatational Wave Velocity  
 $1/b$  : the Shear Wave Velocity

문제설정에서 주어진 경계조건 (3)(4)(5)

$$\sigma_{zz}(x, 0, t) = \delta(x)H(t) \quad x < Vt \quad (3)$$

$$\sigma_{xz}(x, 0, t) = 0 \quad -\infty < x < \infty \quad (4)$$

$$w(x, 0, t) = 0 \quad x > Vt \quad (5)$$

여기서  $V$  : the Constant Crack Velocity  
 $\delta$  : the Dirac Delta Function  
 $H$  : the Unit Step Function  
 $w$  : the Displacement in z-direction

를 만족하게 될 것이다.

이 기본해 중에서 動的 응력확대계수를 계산하는데 필요한 응력성분  $\sigma_{zz}^F(\xi, 0, t)$ 는 아래와 같이 얻어진다.

$$\sigma_{zz}^F(\xi, 0, t) = -\frac{\mu}{\pi\xi} \frac{I_m[H+(-t/\xi)]}{(d+t/\xi)} \quad (6)$$

이  $\sigma_{zz}^F$  에 대한 응력확대계수  $K^F$ 는 아래와 같이 구할 수 있다.

$$K^F = \lim_{\xi \rightarrow 0^+} \{ \sqrt{2\pi\xi} \sigma_{zz}^F(\xi, 0, t) \} \\ = \{ \sqrt{2} d^{3/2} t^{-1/2} \} / \{ \sqrt{\pi} S_+(d)(d-C_2) (1-a/d)^{1/2} \} \quad (7)$$

여기서  $\mu$  : the Elastic Shear Modulus  
 $d = 1/V$

$$H_+(t/\xi) = \{ S_+(-t/\xi)(C_2-t/\xi)(d-c) \} / \{ \mu S_+(d) d^{1/2} \alpha_+(-t/\xi) \} \quad (8)$$

$\frac{1}{a}$  : the Dilatational Wave Velocity

$\frac{1}{b}$  : the Shear Wave Velocity

$$S_{\pm}(\lambda) = \exp \left\{ -\frac{1}{\pi} \int_{a_1, a_2}^{b_1, b_2} \tan^{-1} \left[ \frac{4\eta^2 |\alpha| \cdot |\beta|}{(2\eta^2 - b^2 - b^2 \eta^2 / d^2 \mp 2b^2 \eta / d^2)^2} \right] \frac{d\eta}{\eta \pm \lambda} \right\} \quad (9)$$

$$\alpha(\lambda) = (a^2 - \lambda^2 + a^2 \lambda^2 / d^2 - 2a^2 \lambda / d)^{1/2}$$

$$\beta(\lambda) = (b^2 - \lambda^2 + b^2 \lambda^2 / d^2 - 2b^2 \lambda / d)^{1/2}$$

$$\alpha_{\pm}(\lambda) = [a \pm \lambda(1 \mp a/d)]^{1/2}$$

$$C = 1/V_R$$

$V_R$  : the Rayleigh Wave Velocity

$\lambda$  : the Complex Number Which Appears in the Fourier Transform Process

$$a_1 = a(1+a/d)^{-1}, \quad a_2 = a(1-a/d)^{-1}$$

$$b_1 = b(1+b/d), \quad b_2 = b(1-b/d)$$

위에서 구한 기본해를 이용하여 일반적인 하중에 대한 해를 구할 수 있다. 일반하중에 대하여 문제를 설정하여 해결하는 과정을 아래에 설명한다.

문제 설정

그림 3에서 보는 바와 같이 시간  $t < 0$ 에서

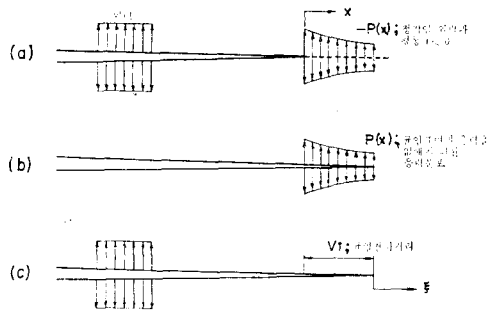


그림 3 일반적인外力에 대한 문제설정

균열표면에 정적 하중이 작용하고 있으며 이때 균열선단 부근에  $-p(x)$ 의 응력이 위의 정적인 외적 하중에 의해서 발생할 것이다. 균열선단이 정적인 외적 하중에 의해서 발생한 응력  $[-p(x)]$ 이 분포된 부분을 전파한 후에는 균열표면의 응력성분이 영이 되어야 한다. 즉 균열선단이 전파되도록 할려면 균열선단의 전파경로(propagation path)에 의하여 존재하는 응력들이 없도록 해야한다(그림 3(b)참조). 그러면 결국 그림 3(c)에서와 같이 거리  $Vt$ 만큼 균열이 전파된 것으로 될 것이다.

정적인 외적 하중에 의해 생긴 응력분포  $-p(x)$ 는 앞에서 유도한 기본해의 개념을 이용하여 새로 발생한 균열표면에서 완전히 소멸시킬 수 있다. 이 과정에서 생겨나는  $z$  방향의 응력성분은 기본해를  $0 < x < Vt$  구간에서 중첩적분하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\sigma_{zz}^d(x, 0, t) = \int_0^{Vt} \sigma_{zz}^s(x-x_0, 0, t-x_0/V) p(x_0) dx_0 \quad (10)$$

따라서 이에 대응하는 動的 응력확대계수( $K_v$ )는 아래와 같이 계산할 수 있다.

$$K_v = \lim_{\xi \rightarrow 0^+} \{ \sqrt{2\pi\xi} \sigma_{zz}^d(x, 0, t) \} = \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{d}{S_+(d)(d+C_2)(1-a/d)^{1/2}} \int_0^{Vt} \frac{1}{\sqrt{\eta}} p(Vt-\eta) d\eta \quad (11)$$

$$= \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} K(d) \int_0^{Vt} \frac{1}{\eta} p(Vt-\eta) d\eta = K(d) K_0 \quad (12)$$

여기서

$$K(d) = \frac{d}{S_+(d)(d+C_2)(1-a/d)^{1/2}} \quad (13)$$

$$K_0 = \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \int_0^{Vt} \frac{1}{\sqrt{\eta}} (Vt-\eta) d\eta \quad (14)$$

식 (14)로 주어진  $K_0$ 는 시간에 무관하게 작용한 외력에 대하여 Rice<sup>(32)</sup>가 유도한 정적 응력확대계수와 同一하다.

한편  $K(d)$ 는 순간 순간의 균열선단과 재료의 성질에만 관계되는 함수이다.

여기에서 우리는 動的 및 정적 응력확대계수

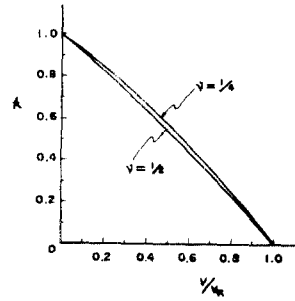


그림 4 정적인 응력확대계수에 대한 동적인 응력확대계수의 비가 균열전파속도에 따라 변화하는 모양<sup>(12)</sup>

를 균열 전파속도와 재료의 성질로서 비교할 수 있다.

지금  $k = K_v/K_0$ 라 놓으면

$$\lim_{v \rightarrow 0} k = 1, \quad \lim_{v \rightarrow v_R} k = 0$$

인 것을 알게 되고 Poisson's Ratio  $\nu = \frac{1}{2}, \frac{1}{4}$ 에 대하여 각각 도시(plotting)하면 그림 4와 같이 나타난다.

일반적인 균열선단 근처의 응력장의 모양은 2장에서 예시한 Yoffe, Broberg, Baker의 해와 비슷하다. 특기할 사항들은 動的 응력확대계수가 균열의 전파속도에 따라 변하며, 전파속도가 Rayleigh Wave Velocity에서 영으로 된다는 사실이다. 또 다른 재미있는 발견은 균열전파속도가 빨라짐에 따라 균열선단에서의 Stress Triaxiality(= $\sigma_{zz}/\sigma_{xx}$ ) 현상이 줄어든다는 사실이다. 또 Freund는 Broberg와 같은 방법으로 動的 Energy Release Rate와 動的 응력확대계수와의 관계식을 아래와 같이 유도했다.

$$\mathcal{G}_I^{dyn} = \frac{1-\nu^2}{E} (K_I^{dyn})^2 A(d) \quad (15)$$

여기서

$\mathcal{G}_I^{dyn}$  : the Dynamic Energy Release Rate

$\nu$  : the Poisson's Ratio

$E$  : the Young's Modulus

$K_I^{dyn}$  : the Dynamic Stress Intensity Factor

$$A(d) = \frac{b^2 d^2 (1-a^2/d^2)^{1/2}}{(1-\nu) \{ 4d^2 (d^2-a^2)^{1/2} - (d^2-b^2)^{1/2} - (2d^2-b^2)^2 \}} \quad (16)$$

여기서  $A(d)$ 값은 균열전파속도와 재료의 성질에만 관계되는 함수값이다.

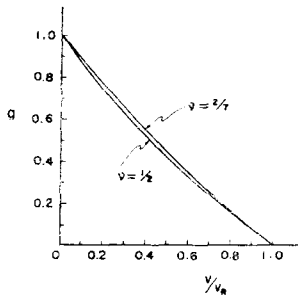


그림 5 정적인 에너지 해방율에 대한 동적인 에너지 변화율의 비가 균열속도에 따라 변화하는 모양<sup>(12)</sup>

$\mathcal{G}_i^{dyn}/\mathcal{G}_{static} = g$ 로 놓고  $v = \frac{2}{7}, \frac{1}{2}$ 인 경우 균열전파속도에 대해 圖示해 보면 그림 5와 같으며 이 그림에서 다음과 같은 관찰을 할 수 있다. 즉 균열 전파속도가 영에서 어떤 일정한 균열전파속도,  $V$ 로 갑자기 변화함에 따라 動的 Energy Release Rate 즉 動的 응력확대계수가 갑자기 감소할 수 있다. 따라서 균열이 전파를 시작할 때에 함울소 처음 고정된 상태에서  $\oplus$ 의 가속도를 가지고 Terminal Velocity,  $V$ ,로 천이된다는 것을 알 수 있다(이 균열전파 초기 가속도 현상을 조사하기 위하여는 고속촬영장치와 특수한 하중장치가 필요하며 현재 Caltech.에서 개발중에 있다).

빠른속도로 전파되고 있는 균열선단 바로 뒤에 새롭게 형성된 균열표면의 변화된 형상도 動的 응력확대계수를 구하는 과정에 따라 구할 수 있다. 전파하고 있는 균열선단 뒤쪽( $\xi < 0$ )의 기하학적인 형상은 Parabolic이며 Parabola의 매개변수는 속도에 따라 변하며 아래와 같이 주어

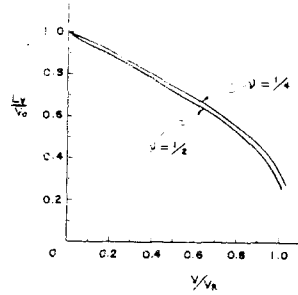


그림 6 動的 균열의 기하학적인 형상 매개변수와 균열전파속도의 관계

진다.

$$L_v = \frac{b^2(1+a/d)^{1/2}}{\pi K d \mu S_+(d)(d+C_2)}$$

$$\int_0^{v_t} \eta^{-1/2} p(Vt - \eta) d\eta \quad (17)$$

여기서

$$K = 4(1 - a^2/d^2)^{1/2}(1 - b^2/d^2)^{1/2} - (2 - b^2/d^2)^2 \quad (18)$$

균열선단 뒤의 기하학적 형상을 動的인 경우( $L_v$ )와 정적인 경우( $L_0$ )의 비로 나타내면 그림 6과 같다.

지금까지 해석한 결과는 모두 半무한 탄성체에 대한 것이다. 그러나 위의 해석은 균열이 유한한 탄성체안에서 전파하고 있을 때에도 유한판의 경계면에서 반사되어 오는 반사 응력파가 움직이고 있는 균열선단에 도착하기 전까지는 유효하다고 할 수 있다.

(다음호에 계속)