

〈논 문〉

입계기공의 확산성장 모델을 이용한 고온 기기의 크리프균열전파 해석(1)

-응력장 및 균열전파속도에 미치는 입계기공의 영향-

전 재 영*

(1995년 7월 3일 접수)

Analysis of Creep Crack Growth at High-Temperature Components by Diffusive Growth Model of Grain Boundary Cavities(I) -Effect of Grain Boundary Cavitation on Stress Field and Crack Growth Rate-

Jae-Young JEON

Key Words : Cavity Growth(기공성장), Grain Boundary Diffusion(입계확산), Edge Dislocation(칼날전위), Singular Stress Field(특이응력장), Creep Crack Growth(크리프균열성장), Remaining Life(잔여수명)

Abstract

The crack growth under creep condition is one of the major damage mechanisms which determines remaining life of the component operating at high temperatures. In this paper, the creep crack growth by grain boundary cavitation is studied, which is frequently observed failure mechanism for creep brittle materials. As a result of diffusive growth of creep cavities, it is shown that the crack-tip stress field is modified from the original stress distribution by the amount of singularity attenuation parameter which is a function of crack growth rate and material properties. Also, the stress relaxation at crack-tip results in the extension of cavitating area by the load dump effect to meet the macroscopic force equilibrium condition.

1. 서 론

국내에는 1960년대 후반부터 시작된 급속한 경제 개발과 더불어 건설된 다수의 발전소 및 중화학 플랜트들이 가동중에 있는데 이들의 통상 설계수명이 20~30년임을 감안한다면 시설의 전반적인 개보수 또는 가동중지를 눈앞에 두고 있다. 그러나 통상 플랜트의 설계수명은 교체나 보수가 곤란한 주요 부품의 손상을 기준으로 하여 결정되므로 일부 열화

구조물을 제외한 대부분의 부품들은 여전히 기능 및 안전성에 무리가 없는 경우가 많고 실제손상의 정도도 하중이력에 따라 설계시의 예측과는 상당한 차이를 보이기도 한다. 또한 운전환경의 변화로 인해 설계시에 예상했던 운전형태를 벗어나게 될 경우에는 새로운 운전형태에 따른 예상 하중의 강도 계산 및 안전도/잔여수명 예측을 필요로 하게 되기도 한다.

고온에서 운전되는 기기의 손상특성상 구조물의 전체에 걸쳐 비교적 균일한 응력이 작용하는 경우에는 크리프파단 강도, 최소 크리프변형률 등의 성질이 재료설계에 중요한 고려사항이 되고 이때에는 단순

*회원, 삼성항공(주) 항공우주연구소

인장이나 크릴파단 등의 시험결과로부터 충분한 자료를 얻을 수가 있다. 그러나 원자로 압력용기, 터빈로터, 보일러의 헤드, 가스터빈의 블레이드 및 디스크, 화학 플랜트의 열교환기와 같은 고온유체 접촉부 등은 열적 및 기계적 응력으로 인한 국부적인 응력집중부에서 균열이 발생하고 운전중의 점진적인 성장과정을 거쳐 최종파단에 이르게 되는 경우가 많다. 고온 구조물에 존재하는 균열의 거동은 상온에서의 취성파괴와는 달리 균열전파가 장기간에 걸쳐서 서서히 진행되므로 잔여수명의 평가를 위해서는 균열진전속도를 정확히 계산하는 것이 필요하다. 여기서 잔여수명이란 기존의 균열이 성장하여 운전중 발생하는 최악의 하중조건하에서 허용 가능한 임계균열크기에 도달하는데 소요되는 운전시간으로 파악할 수 있다.

현재 사용중인 대부분의 공업용 소재와 같은 다결정 재료에서 크릴균열전파의 미시기구는 입계에서 생성된 기공이 성장하여 균열첨단과 합체(coalescence)에 의한 것으로 알려져 있고, 특히 용접 열영향부의 파손사례에서 빈번히 관찰되고 있다. 이때 균열의 성장속도는 균열전방의 기공이 성장하여 균열과 합체하는 속도에 의해 결정된다. 따라서 크릴균열전파거동을 연구하기 위해서는 균열전방의 응력장과 주어진 응력상태에서 기공의 성장기구를 이해하는 것이 필수적이다. 왜냐하면 균열전방에 분포하는 기공의 존재는 응력장에 영향을 미치고 기공성장은 변화된 응력장의 작용하에 이루어지기 때문이다. 그러나 기공의 성장 및 합체에 의한 크릴균열성장속도 계산에 관한 기존의 연구들에서는 극히 제한적인 몇몇 경우를 제외하고는 기공과 응력장간의 상호 간섭효과는 제대로 고려되지 못하고 연속체 해석에서 주어지거나 관찰된 기공의 분포로부터 가상된 응력장에 대하여 기공성장을 계산하는 방식을 취해 왔다.^(1~3)

입계기공과 같은 국부손상을 고려할 경우 전체영역에서의 재료거동은 일반적인 연속체역학을 벗어나게 되는데, 균열전방의 손상과 작용응력과의 상호간섭을 고려한 연구결과는 다음의 몇몇 경우에 대해서만 찾아볼 수 있다. Glennie⁽⁴⁾의 경우 변형속도에 비례하는 항복특성을 지닌 균열전방의 소성역 떠를 일정속도로 진전하는 탄성균열에서의 균열전파속도를 계산하였고, Riedel⁽⁵⁾은 거시적으로 탄성거동을 하는 균열전방에서 일정길이를 갖는 제한적인 손상역 내에서만 맥급수 크릴거동을 하는

Dugdale 모델에 대한 크릴균열전파거동을 밝히고자 하였다. Speight 등⁽⁶⁾은 균열첨단으로부터 입계로 확산유입된 물질들을 2차 다항식으로 모사할 수 있다는 가설하에 크릴균열전파속도를 계산하였고, Vitek,⁽⁷⁾ Chuang⁽⁸⁾은 K 응력장 하에서 균열면으로부터의 표면 확산에 의해 율속되는 입계 확산유동에 의한 균열성장을 연구하였는데 그들은 균열첨단부근에서 응력이완에 의해 응력장의 특이도가 소멸됨을 확인하였다.

Raj와 Baik⁽⁹⁾은 균열첨단에서 입계기공의 생성 및 성장에 의한 응력장의 변화를 수치적으로 계산해보려 한 바가 있다. 그들은 경계요소를 이용한 수치해 방법의 의해 탄성 파괴역학에 의한 초기 응력장 하에서 입계기공의 성장에 따른 응력이완효과를 수치모사 하였는데 확산과정에 의한 입계로의 물질유입이 국부응력을 이완시킴으로써 균열첨단부근의 기공성장속도를 감소시키는 듯한 모습을 보여주었다. 다만 사용된 수치해법의 특성상 일정 시간 간격으로 정지상태의 균열주위 응력상태에 대한 기공성장에 의한 결과를 누적하는 방식을 취하고 있으므로 정상상태로 진전하고 있는 균열에 대해서는 제한적인 정보만을 제공하고 있다.

본 연구의 목적은 입계기공의 발생/성장과 응력장 사이의 상호작용을 고려하여 하중변수와 균열속도와의 상관관계를 보다 정확히 구하고자 하는데 있다. 새로운 응력장의 분포를 구하면 그로부터 적절한 균열진전조건을 사용하여 균열진전속도와 작용하는 하중변수와의 관계를 구한다. 또 운전조건으로 중요한 의미를 갖는 균열성장이 정지하는 임계하중변수를 계산하는데, 임계값 이하의 하중이 작용하는 운전조건에서는 구조강도 측면에서 기기의 수명은 영구적이므로 운전자의 입장에서는 꼭 필요한 정보가 된다.

지면상의 문제뿐만 아니라 각각의 소주체의 특성상 3부분으로 나누었는데 제1편 본고에서는 모델링 과정과 해석결과로서 응력장 특이도 및 균열진전속도의 변화 등을 중점적으로 기술하고 제2편⁽¹⁰⁾에서는 특이적분 방정식의 해석과정을 다루었다. 제3편⁽¹¹⁾에서는 그동안 발표된 실험적 관찰들⁽¹²⁾ 중에서 의문점으로 남아있던 균열전방 손상역의 크기 및 형태를 규명하는데 초점을 두어 소결응력의 적절한 고려를 통하여 본 모델이 그 해답을 제공할 수 있음을 보여준다.

2. 모델링 및 지배방정식의 유도

2.1 모델의 물리적 근거

본 논문에서 다루는 입계확산 기구가 주도적인 기공성장의 경우는 현재 고온 구조물에 광범위하게 사용되는 공업용 고온 소재의 일반적인 하중범위 (온도: $0.4 \sim 0.5 T_m$, 응력: $10^{-4} \sim 10^{-3} \mu$, 여기서 T_m , μ 는 각각 절대온도로 환산한 재료의 용융점 및 전단강성 값)에 해당한다.⁽¹³⁾ 크릴균열 전방의 입계에서 기공이 발생/성장하는 실험 및 파손사례 연구에서 관찰된 입계기공을 Fig. 1과 같이 모델링 하였다. 기공성장의 구동력은 입계면에 수직방향으로 작용하는 기계적 응력인데 재료는 거시적으로는 탄성거동을 하고 균열첨단 전방 기공성장이 발생하는 국부영역에서 기공성장애 의한 응력이완이 일어난다. 기공생성 및 성장을 모델링하기 위하여 다음과 같은 가정 및 단순화 과정을 취하였다.^(14,15)

- (1) 균열은 정상상태 일정속도로 균열과 동일 평면에 있는 입계면을 따라 성장한다.
- (2) 입계면 이외의 지점들은 거시적으로 탄성거동을 한다.
- (3) 기공은 입계면에서 국부응력의 값이 일정크기에 도달하면 순간적으로 생성한다.
- (4) 기공은 입계확산 기구에 의해 성장한다. 이때 입계확산에 비해 표면확산속도가 훨씬 빠르므로 기공의 모양은 준평형 상태인 볼록렌즈 형태를 유지한다.
- (5) 기공성장속도에 미치는 기공간의 간섭은 무시한다.

2.2 지배방정식의 유도

거시적으로 재료는 탄성거동을 하므로 선형 중첩의 원리를 이용하면, 입계기공의 영향을 받는 균열 전방의 응력장은 균열에 의한 특이응력장과 기공이 유발하는 비탄성 변형에 의한 잔류응력장의 합으로 표현된다. 즉,

$$\sigma_{22}(x) = \sigma_{22}^{crack}(x) + \sigma_{22}^{cavity}(x) \quad (1)$$

균열전방에서 기공의 생성이 없는 초기의 특이응력장은 탄성 파괴역학의 K-응력장로부터 결정되므로

$$\sigma_{22}^{crack}(x) = \frac{K}{\sqrt{2\pi x}} \quad (2)$$

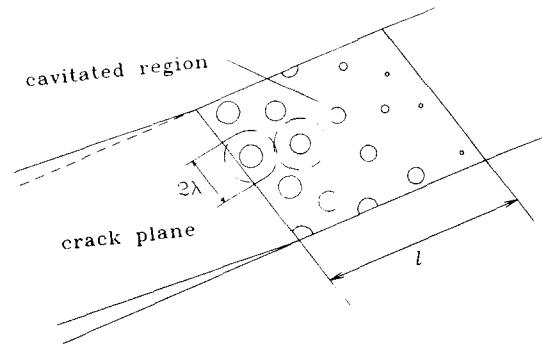
기공에 의한 잔류응력장의 계산을 위해서는 미시 구조적인 기공성장기구를 칼날전위로 모델링하여 전위주위의 잔류응력장 분포를 이용하기로 한다. Trinkaus와 Ullmaier⁽¹⁶⁾의 모델에 의하면 기공성장 초기와 같이 기공간 간격이 충분히 커서 인접하는 기공간의 간섭효과를 무시할 수 있는 경우에 한 개의 기공이 입계확산에 의해 성장하는 체적성장 속도, \dot{V} 는

$$\dot{V} = 2\pi D(\sigma_{22} - \sigma_s) \quad (3)$$

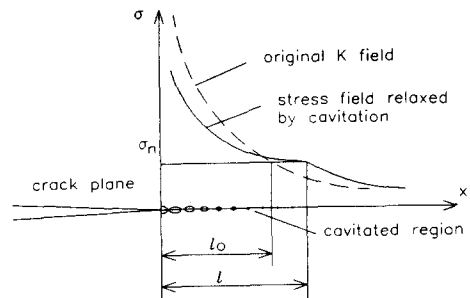
여기서,

$$D = \frac{D_b D \delta_b \Omega}{kT} \quad (3)$$

로 표시되는데, 여기서, σ_{22} , D_b , δ_b , Ω , n , T , σ_s 는 각각 입계면에 수직성분의 응력, 입계확산계수, 입계두께, 원자체적, Boltzmann 상수, 절대 온도, 소결동력을 나타내고, 식 (3)은 독립적인 분포를 가정하여 기공간의 간섭효과를 배제한 것으로 수정



(a) Cavity nucleation and growth in front of crack plane



(b) Modified stress distribution by cavitation effect

Fig. 1 Schematic model of grain boundary cavitation at crack-tip

Hull-Rimmer⁽¹⁴⁾ 모델에 의한 성장식을 단순화한 경우에 해당한다.

본 연구에서는 개개의 기공을 고려하지 않고 전체 기공에 의한 소성변형률을 제어체적 개념(control volume concept)을 이용하여 통계적으로 계산한다. 기공의 표면에서 확산되어 나온 원자가 국부 입계에 균일하게 누적된다고 하는 강체변위 가정을 적용하면 식 (3)의 체적성장 속도로부터 입계두께 증가속도 δ 는 (Fig. 2)

$$\delta = \frac{\dot{V}}{\pi\lambda^2} \quad (4)$$

여기서, λ 는 한개의 기공이 대표하는 면적을 나타내기 위한 것으로 기공간 평균거리의 절반에 해당한다.

균열첨단에 원점을 둔 국부 좌표계(x, y)에서 정상상태 변환식 $\frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial x}$ 을 이용하면 x 방향을 향해 일정속도 v 로 성장하는 균열의 경우 시간에 대한 미분은

$$\frac{\partial\delta}{\partial x} = -\frac{2D}{v\lambda^2}(\sigma_{22} - \sigma_s) \quad (5)$$

기공성장에 의한 입계두께 증가형태의 강체변위는 주위에 탄성변형을 유발하므로 잔류응력이 발생된다. 이것은 연속적으로 분포한 미소전위로 모델링할 수 있는데 Burgers 벡터의 수학적 정의를 사용하면 전위의 밀도함수 $B(x)$ 는⁽¹⁷⁾

$$B(x) = \frac{\partial\delta(x)}{\partial x} \quad (6)$$

이고, 이때 Burgers 벡터는 입계에 수직인 칼날 성분만을 갖게 된다. 균열전방에 위치하는 전위에 의해 발생하는 응력을 계산하기 위해서는 전위 그 자체에 의한 응력과 균열표면에서의 하중해소조건을 만족하기 위한 허상응력 항을 함께 고려해 주어야 하므로 균열첨단에 원점을 둔 직교좌표계에서 x' 에 위치한 단위 전위에 의해 발생하는 x 지점에서의 응력은^(18,19)

$$\sigma_{22}^{cavity}(x, x') = \frac{E}{4\pi(1-\nu^2)} \frac{1}{x-x'} \sqrt{\frac{x'}{x}} \quad (7)$$

이때 식 (7)은 평면변형률 조건의 경우이고 평면 응력상태에 대해서는 $E/(1-\nu^2)$ 대신 E 를 사용하면 된다. 기공성장에 의해 이완되는 응력의 크기는 식 (7)과 전위밀도함수의 곱을 기공이 생성하는 전체 영역에 걸쳐서 적분하여 구할 수 있다.

$$\sigma_{22}^{cavity}(x) = \int_L \sigma_{22}^{dise}(x, x') B(x') dx' \quad (8)$$

여기서, 적분구간 L 은 기공이 발생하는 $0 < x < l$ 에 해당한다. 따라서 실제응력은

$$\sigma_{22}(x) = -a \int_L [\sigma_{22}(x') - \sigma_s] \sqrt{\frac{x'}{x}} \frac{dx'}{x'-x} + \frac{K}{\sqrt{2\pi x}} \quad (9)$$

여기서,

$$a = \frac{ED}{2\pi(1-\nu^2)v\lambda^2}$$

식 (9)에서의 적분값은 주적분치(principal value of the integral) 개념을 취한다. 응력분포의 연속성과 기공생성조건으로부터 기공생성영역의 끝($x=l$)에서의 응력값은 기공생성 응력(σ_0)과 같아야 한다.

$$\sigma_{22}(l) = \sigma_0 \quad (10)$$

3. 해석 및 결과

3.1 응력장의 변화

새로운 응력장은 특이적분방정식 (9)의 해석을 통해서 얻을 수 있는데 그 과정은 이어지는 별도의 논문 제2편⁽¹⁰⁾에 상술되어 있다. 여기서는 그 결과를 이용하여 응력장 및 균열진전속도를 논하기로 한다. 지배방정식 (9)와 경계조건 (10)을 이용하여 기공크기에 무관한 소결응력조건($\sigma_s = \sigma_0$: 일정상수)에서의 응력장을 다음과 같이 얻는다.

$$\sigma(\xi) = \frac{\sqrt{\pi\sigma_0}}{\Gamma(1-\theta)\Gamma(1/2+\theta)} \xi^{\theta-1/2} * {}_2F_1(\theta, \theta-1/2; \theta+1/2; \xi) \quad (11)$$

여기서

$$\sigma(\xi) = \sigma_{22}(x), \quad \xi = \frac{x}{l}$$

$$\theta = \frac{1}{\pi} \tan^{-1} a\pi = \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left[\frac{ED}{2(1-\nu^2)v\lambda^2} \right] \quad (12)$$

$$\frac{l}{l_0} = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\Gamma(1-\theta)}{\Gamma(3/2-\theta)} \right]^2, \quad l_0 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K}{\sigma_0} \right)^2 \quad (13)$$

이때 l_0 는 기공이 없는 경우 K-응력장에 의한 응력 값이 기공생성 응력 σ_0 가 되는 지점까지의 거리에 해당한다. 하중변수 K 는 매개변수 θ 와 기공생성 영역의 길이 l 에 기여하므로 응력장을 결정하게 된다.

식 (11)로부터 손상역 L 의 양단 $\xi=0$ 및 $\xi=1$ 부근에서의 응력장 거동을 구해 보면

$\xi \rightarrow 0$ 의 경우

$$\sigma(\xi) = \frac{\sqrt{\pi\sigma_0}}{\Gamma(1-\theta)\Gamma(1/2+\theta)} \xi^{\theta-1/2} \quad (14)$$

$\xi \rightarrow 1$ 의 경우

$$\sigma(\xi) = \sigma_0 \quad (15)$$

θ 의 양극한값 1/2과 0을 갖는 경우에 기공발생 영역내에서의 응력장은 ($0 < \xi < 1$)

$\theta \rightarrow 1/2$ 인 경우에는 ${}_2F_1=1$ 이므로

$$\sigma(\xi) = \sigma_0 \quad (16)$$

$\theta \rightarrow 0$ 의 경우

$$\sigma(\xi) = \sigma_0 \xi^{-1/2} \text{ i.e. } \sigma(x) = \frac{K}{\sqrt{2\pi x}} \quad (17)$$

$\theta=0$ 인 극한의 경우 응력장은 당연히 기공의 영향이 없을 때의 K-응력장으로 돌아감이 확인된다.

3.2 균열성장속도

입계면에서 기공이 차지하는 면적분율(f)을 다음과 같이 정의하면

$$f = \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \quad (18)$$

이때 a 는 입계평면에 투영된 기공반경, λ 는 기공간의 평균거리의 절반이다(Fig. 2). 입계기공이 성장하여 입계 전체면적 중에서 기공이 차지하는 면적분율이 어느 이상에 이르게 되면 더 이상 작용 하중을 지탱하지 못하게 되어 기공간 또는 기공과 균열첨단간의 연락이 발생한다. 즉, 식 (18)에서 정의된 f 값이 임계값(f_c)에 도달하게 되면 균열은 성장한다고 가정한다. 완전히 이완된 응력장에서의 기공성장의 경우 $f_c=1$ 이고 그 반대의 경우에 대해서 Cocks and Ashby⁽²⁰⁾는 $f_c=0.5$ 부근이라고 하였다(본 연구에서는 0.99를 취함). 이때 기공의 입계면 투사반경은 면적분율 f 의 정의로부터

$$a_c = \lambda\sqrt{f_c} \quad (19)$$

준평형상 기공모양이 기공의 전체 성장기간 동안 유지된다는 가정 하에 기공의 체적은

$$V = \frac{4\pi}{3} h(\phi) a^3 \quad (20)$$

여기서, $h(\phi)$ 는 기공 체적을 반경 a 인 구의 체적으로 나눈 값에 해당하는 형상계수인데 전형적인 준평형상의 경우 $h(70^\circ)=0.61$ 이다. 입계 두께의 증가와 단위기공의 체적 사이의 질량보존법칙을 사용하여 균열진전 직전의 입계두께와 입계면적 손실률간의 관계를 계산하면

$$\delta = \frac{4}{3} h(\phi) \lambda f^{3/2} \quad (21)$$

정상상태 균열진전의 경우 균열첨단에 이른 기공은 입계크기에 도달하고 입계열림이 입계값에 도달해야 한다. 즉,

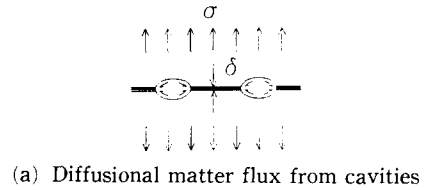
$$\delta_c = \int_0^1 \frac{\partial \delta}{\partial x} \quad (22)$$

식 (11)로부터 구해진 응력장 하에서 성장하는 기공의 크기를 계산하여 균열진전조건 식 (22)에 대입하면

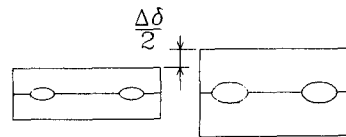
$$v = \frac{2(1-2\theta)\sigma_0 D l}{\delta_c \lambda^2} \quad (23)$$

이 계산에서는 hypergeometric 함수의 적분특성⁽²¹⁾

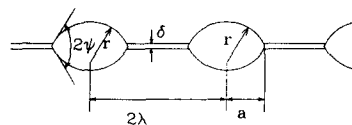
$$\int_0^1 \xi^{\theta-1} {}_2F_1(\theta, \theta-1/2, ; \theta+1/2; \xi) d\xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Gamma(1/2+\theta) \Gamma(2-\theta)$$



(a) Diffusional matter flux from cavities



(b) Grain boundary opening by control volume concept



(c) Quasi-equilibrium cavity shape

Fig. 2 Macroscopic grain boundary opening by depleted matter flux

가 사용되었다. 식 (23)을 다시 정리하면 기공에 의해 이완된 응력장 하에서 하중변수 K 와 θ 와의 관계를 다음과 같이 얻는다.

$$K = \frac{4\Gamma(3/2-\theta)}{\Gamma(1-\theta)} \left[\frac{Ehf_c^{3/2}\lambda\sigma_0}{6(1-\nu^2)(1-2\theta)\tan\pi\theta} \right]^{1/2} \quad (24)$$

여기서, θ 는 균열성장속도 v 의 함수이므로 주어진 재료상수와 임의의 하중조건에 대하여 K - V 관계를 얻을 수 있다.

θ 의 양극단 0 및 1/2에 접근할 때의 균열성장 거동은

$\theta \rightarrow 0$ 의 경우

$$v = C_0 K^2 \quad (25)$$

여기서,

$$C_0 = \frac{3D}{4\pi hf_c^{3/2}\sigma_0\lambda^3}$$

$\theta \rightarrow 1/2$ 의 경우

$$K_{th} = \lim_{\theta \rightarrow 1/2} K(\theta) = \sqrt{\frac{4Ehf_c^{3/2}\lambda\sigma_0}{3(1-\nu^2)}} \quad (26)$$

θ 값이 1/2이 되면 응력값이 기공생성 전영역에 걸쳐서 소결응력 수준으로 이완되므로 더 이상의 기공성장이 일어나지 않는다. 따라서 균열진전이 불가능하게 되므로 이때의 하중변수 K 는 균열진전이 중단하는 임계하중 K_{th} 가 됨을 알 수 있다. 즉, K_{th} 는 재료상수, λ , σ_0 에 의해 결정되는 유한값을 갖게 된다.

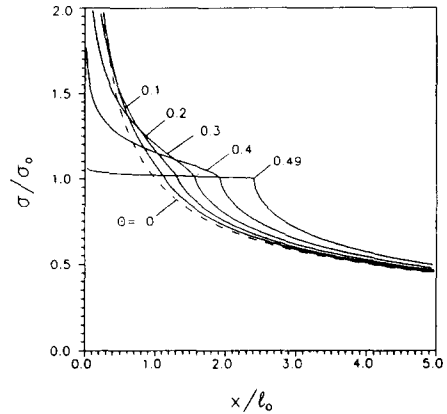
4. 검토 및 논의

4.1 응력분포 변화

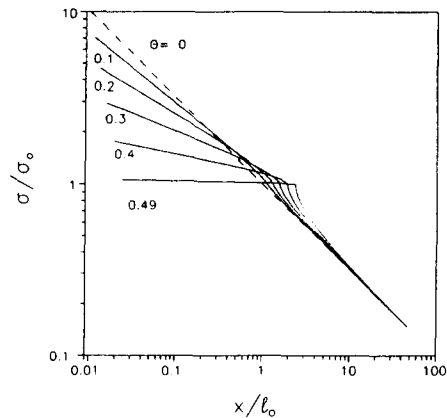
응력장에 관한 식 (11), (14)에서 볼때 Hypergeometric 함수 ${}_2F_1$ 이 ξ 의 함수임에도 불구하고 특이성이 없으므로(${}_2F_1=1$ as $\xi \rightarrow 0$) 균열첨단 전방의 응력장 특이도는 $\xi^{-1/2+\theta}$ 에 의해 결정된다. 입계 기공의 영향을 고려할 경우 균열전방의 응력장은 하중변수 K 로 대표되는 선형탄성파괴역학의 응력장 특이도 $\xi^{-1/2}$ 로부터 매개변수 θ 만큼 이완된 형태의 특이도를 갖는 것을 알 수 있다. 이때 응력장 특이도 이완의 정도를 나타내는 매개변수 θ 는 균열속도와 재료상수들의 함수로서 0과 1/2 사이의 값을 갖는다. 해석적으로 구해진 응력장 식 (11)을 도시하면 Fig. 3과 같이 된다. 기공생성 영역 L 을

벗어난 영역($\xi > 1$)에서의 작용응력은 지배방정식 (9)로부터 계산할 수 있다. 응력장 특이도의 변화는 log-log 척도로 그려진 Fig. 3(b)에서 뚜렷하게 확인할 수 있다. 이는 Raj and Baik⁽⁹⁾의 수치 해석에서 특이도의 해소 여부가 모호했던 점을 분명하게 밝혀 주는데 그들의 계산에서 특이도가 시간이 지남에 따라 소멸되는 듯이 보인 것은 경계요소(BEM) 계산 특성상의 한계에서 기인하는 것으로서 순간적으로 정지하고 있는 균열에 대해 기공성장 및 응력이완을 반복(iteration) 과정을 통해 계산한 때문이었음을 알 수 있다.

작용하중(K)이 큰 경우, 즉 균열속도가 매우 빠른 경우에는 θ 가 0에 가깝고 따라서 응력장은 이완전의 $r^{-1/2}$ 특이도로 복귀한다. 그러나 작용하중이 작을 경우에는 θ 는 1/2에 이르기까지 커지고



(a) In the linear scale



(b) In the logarithmic scale

Fig. 3 Resultant stress field in the presence of cavitation

응력장 특이도도 감소하여 $\theta=1/2$ 에 이르면 마침내 완전히 소멸하게 된다. 또 균열첨단 인접부에서의 응력은 감소하는 대신에 기공생성 영역의 반대편에서는 응력이 원래의 값보다 증가한다. 이는 거시적인 힘평형조건을 고려할 때 타당한 결과이다. 균열전방의 기공발생 영역을 지나 균열로부터 더욱 멀어지게 되면($x/l \gg 1$) 기공발생에 의한 응력이완 효과는 미미해지므로 응력장은 원래의 K 형태로 복귀한다.

4.2 기공생성 영역의 크기

Fig. 3의 응력분포에서 $\sigma/\sigma_0 \geq 1$ 을 만족하는 기공생성 영역의 크기변화는 Fig. 4에 도시하였다. 기공성장과 응력장을 독립적으로 보고 응력장에 미치는 기공성장의 효과를 무시하는 경우에는 균열성장 속도는 기공생성 영역(l_0) 이내에서의 기공성장 기구에 의해서만 결정되지만 기공에 의한 응력장 변화효과를 고려하는 본 해석의 결과를 보면 균열첨단 부근에서는 응력특이도가 감소하는 반면 거시적 힘평형조건에 의하여 균열로부터 어느 이상 떨어진 지점에서의 응력값은 증가하게 되므로 실제 기공생성 영역의 크기(l)는 처음의 그것(l_0) 보다 확장하게 된다.

$\theta=0$ 부근에서 l/l_0 는 거의 1인데 이때는 크립균열전파속도가 매우 커서 기공에 의한 응력이완 효과가 거의 작용하지 않는 경우이다. 반면에 $\theta=1/2$ 부근, 즉 크립균열전파속도가 0에 가까울 때에는 기공 영역이 상대적으로 많이 확장되고 있음을 볼 수 있는데 이는 균열첨단 부근의 특이도가 이완되는 만큼 상대적으로 먼 영역으로 전이되는 하중의 양이 커지기 때문이다. 즉, 특이도가 심하게 감소할수록 기공이 생성되는 영역은 더욱 확장된다. 그

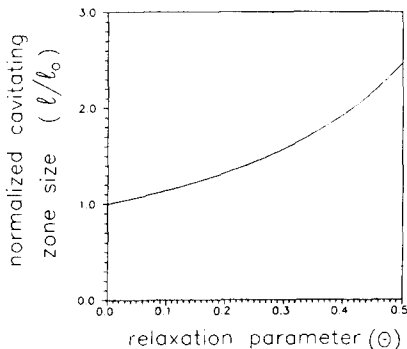


Fig. 4 Cavitation zone size vs relaxation parameter

러나 기공생성 영역도 무한히 확장되지는 않고 응력장 특이도가 완전히 소멸하는 $\theta=1/2$ 에서 기공생성 영역의 크기는 일정한 값으로 한정된다. 이때의 기공생성 영역의 극한값은 $\frac{\pi}{8} \left(\frac{K}{\sigma_0}\right)^2$ 인데 Dugdale 모델에 의한 예측치⁽⁹⁾와 일치한다. 단, 본 해석은 평면변형률 조건임에 비해 Raj and Bail⁽⁹⁾은 평면응력조건에 대해 계산하였으므로 비교를 위해서는 본 해석의 결과중 $E/(1-\nu^2)$ 대신 E 를 적용하여야 한다.

하중변수 K 에 대하여 실제로 기공이 발생하는 영역의 크기를 식 (13), (24)로부터 계산해 보면

$$l = \frac{E h f_c^{3/2} \lambda}{3 \sigma_0 (1-\nu^2) (1-2\theta) \tan \pi \theta}$$

가 되어 재료상수들과 θ 로부터 결정된다. 이때 θ 가 1/2이 되는 임계 하중변수 K_{cr} 에서의 기공생성

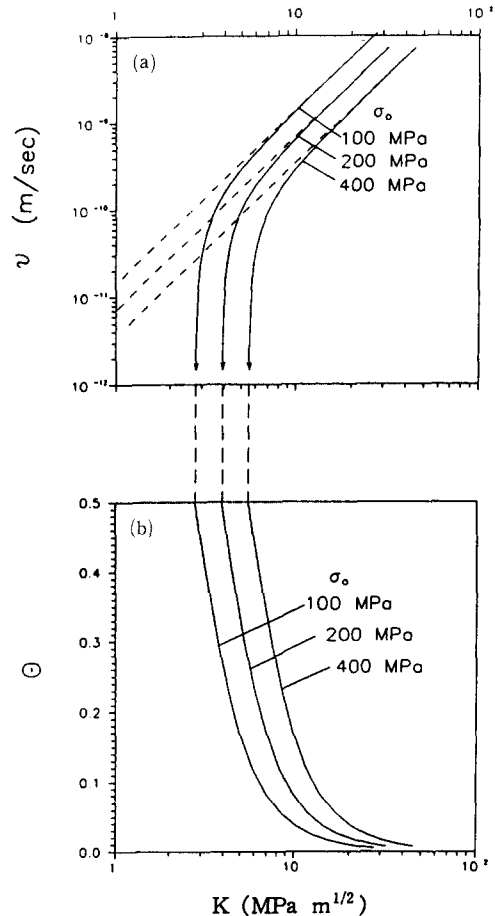


Fig. 5 Crack growth rate vs applied load parameter

Table 1 Used material parameter of α -Fe⁽¹³⁾

T=823 K	$\delta_b D_b = 9.954 \times 10^{-24} \text{ m}^3/\text{sec}$
$k = 1.38 \times 10^{-29} \text{ MPa} \cdot \text{m}^3/\text{K}$	$\Omega = 1.18 \times 10^{-29} \text{ m}^3$
$\gamma_s = 1.95 \times 10^{-6} \text{ MPa} \cdot \text{m}$	$\gamma_b = 1.33 \times 10^{-6} \text{ MPa} \cdot \text{m}$
$\Psi = 70^\circ$	$h(\Psi) = 0.61$
$E = 2 \times 10^5 \text{ MPa}$	$\nu = 0.3$
$\sigma_0 = 100 (200, 400) \text{ MPa}$	$\lambda = 1 (2, 4) \times 10^{-6} \text{ m}$

영역의 크기는

$$l_{th} = \frac{\pi E h f_c^{3/2} \lambda}{6(1-\nu^2)\sigma_0}$$

4.3 K-v 관계 및 임계하중변수 K_{th}

3가지 서로 다른 소결응력 값에 대해 하중변수 대비 균열속도를 Fig. 5에 도시하였다. 여기서 점선은 응력장에 대한 기공의 영향을 무시한 경우에 대한 값이다. 계산에서 사용된 재료상수들은 α -페라이트 강에 대한 것으로 Table 1과 같다. 하중 K 가 비교적 큰 영역에서는 이완효과가 거의 나타나지 않고 기공의 영향이 없을 때의 K-응력장에 대한 기공성장 계산과 같은 경향을 보이고 있다. 즉, 이때의 균열속도는 K^2 에 비례한다. (slope=2) 이때 균열의 진전 속도를 결정하는 비례상수는 재료상수들과 소결응력의 크기 및 기공간격의 함수로써 결정된다.

K 가 점차 감소함에 따라 응력이완효과가 작동하여 균열성장속도가 점차 떨어지는 천이구간이 있다. 이때에는 v-K간의 지수함수 도식에서 기울기가 2이상 무한대 ($2 < \text{slope} < \infty$)까지로 나타난다. 이때의 천이영역이 실제 사용중인 구조물에서 종종 발생할 뿐만 아니라 실험실에서의 시편시험에서 적용되는 하중 범위에 위치하고 있음은 유의할 필요가 있다.

기공생성에 의한 응력이완을 무시할 경우 크립균열전파속도는 하중 매개변수 K 의 크기에 관계없이 항상 K^2 에 비례하는 관계가 유지된다. 따라서 균열의 성장이 중단하는 임계하중 K_{th} 는 정의되지 않는다. 그러나 응력이완을 고려할 경우에는 θ 가 1/2가 될 때 균열성장이 중단하는 임계값(K_{th})이 존재한다. 이때에는 기공생성 영역내의 전 영역에서 응력이 소결 응력 수준으로 완전히 이완되므로 더

이상의 기공성장 및 균열성장이 진행되지 않는다.

특기할 점은 임계 하중변수의 크기는 식 (26)에서 볼때 확산계수와 무관하다는 것인데 이는 임계 하중변수 값이 기공성장과 그에 따른 응력장 변화와의 평형상태를 의미한다. 이때에 손상역 크기 역시 일정값($\frac{l_{max}}{l_0} = \frac{\pi^2}{4}$, when $\theta = 1/2$)을 갖는 것도 동일한 이치로 이해할 수 있다.

5. 결 론

크립취성 특성을 보이는 고온 재료의 균열전방 입계에서 기공이 생성하여 입계확산 기구에 의해 성장함에 따라 진전하는 정상상태 크립균열의 해석을 통하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 입계기공의 영향을 고려한 응력장과 기공생성 영역의 변화 및 그때의 균열성장속도 그리고 균열성장이 중단하는 임계 하중변수 K_{th} 를 해석적으로 구하였다.
- (2) 균열첨단 응력장은 원래의 K-응력장 $r^{-1/2}$ 특이도에서 매개변수 θ 만큼 이완된 새로운 특이도 $r^{-1/2+\theta}$ 를 갖는 분포를 하였다. 이때 응력장 특이도가 이완되는 정도를 나타내는 매개변수 θ 는 재료상수들, 평균 기공간격 및 균열성장속도로부터 결정되고, 그 값의 크기는 0과 1/2 사이였다.
- (3) 거시적 힘평형조건에 의하여 균열첨단 부근 영역에서 감소한 응력이 반대편 쪽으로 전이된 (load dump) 결과 기공생성 영역이 확장되었다. 원래의 K-응력장에서의 그것에 대한 확장비는 $\theta = 1/2$ 일 때 최대가 되고 Dugdale 모델에 의한 결과와 일치하였으며 그때 기공생성 영역내의 응력분포는 소결응력과 일치하였다.
- (4) 임의의 하중변수 K 에 대하여 해석적으로 구해진 균열속도 v 는 θ 를 매개변수로 하는 함수형태

로 나타났다. 이때 K 가 클 경우에는 응력이완효과를 무시한 경우와 같이 v 는 K^2 에 비례하였고 K 가 작아지면 응력이완 효과가 증가하고 균열 성장 속도는 감소하여 $\theta=1/2$ 에 이르면 진전이 중단되는 임계하중 K_{th} 를 갖는다. 임계하중변수 K_{th} 는 재료상수들과 기공생성 응력 및 기공간 평균거리로부터 결정된다. 그 중간영역에서의 균열속도는 $v \propto K^n$ ($2 < n < \infty$)로 나타나는 천이구간이 존재하였다.

참고문헌

- (1) Wilkinson, D. S. and Vitek, V., 1982, "The Propagation of Cracks by Cavitation: A General Theory," *Acta Metallurgica et Materialia*, Vol. 30, pp. 1723~1732.
- (2) Chung, J. O, Jin Yu and Hong, S. H., 1990, "Steady State Creep Crack Growth by Continuously Nucleating Cavities," *J. Mech. Phys. Solids*., Vol. 38, pp. 37~53.
- (3) Kim Y. S. and Nix, W. D., 1989, "Creep Crack Growth in Copper Containing Pre-implanted Grain Boundary Cavities," *Acta Metallurgica et Materialia*, Vol. 37, pp. 2531~2538.
- (4) Glennie, E. B., 1971, "A Strain Rate Dependent Crack Model," *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 19, pp. 255~272.
- (5) Riedel, H., 1977, "A Dugdale Model for Crack Opening and Crack Growth under Creep Conditions," *Mat. Sci. Eng.*, Vol. 30, pp. 187~196.
- (6) Speight, M. V., Beere. W. B. and Roberts, G., 1978, "Growth of Intergranular Cracks by Diffusion," *Mat. Sci. Eng.*, Vol. 36, pp. 155~163.
- (7) Vitek, V., 1978, "A Theory of Diffusion Controlled Intergranular Creep Crack Growth," *Acta Metall. Mat.*, Vol. 26, 1345~1356.
- (8) Chuang, T.-J. 1982, "A Diffusive Crack Growth Model for Creep Fracture," *J. Am. Ceramics Soc.*, Vol. 65, pp. 93~103.
- (9) Raj, R. and Baik, S., 1980, "Creep Crack Propagation by Cavitation near Crack Tips," *Metal Sci.*, Vol. 14, pp. 385~394.
- (10) 전재영, 1996, "입계기공의 확산성장 모델을 이용한 고온기기의 크립균열전파 해석(2) — 특이적분 방정식 해를 통한 응력장 해석 —," 대한기계학회논문집, 제20권, 제4호, pp.1186~1193.
- (11) 전재영, 1996, "입계기공의 확산성장 모델을 이용한 고온기기의 크립균열전파 해석(3), — 기공크기에 의존하는 소결응력의 영향해석 —," 대한기계학회논문집, 제20권, 제4호, pp. 1194~1201.
- (12) Hong S. H. and Jin Yu., 1989, "The Crack Tip Cavitation Damage in a NiCr Steel," *Scripta Metall. Mater.*, Vol. 23, pp. 1141~1146.
- (13) Frost, H. J. and Ashby, M. F., 1982, *Deformation Mechanism Maps*, Pergamon Press, NY
- (14) Hull D. and Rimmer, D. E., 1954, "The Growth of Grain Boundary Voids under Stress," *Phil. Mag.*, Vol. 4, pp. 673~687.
- (15) Raj R. and Ashby, M. F., 1975, "Intergranular Fracture at Elevated Temperature," *Acta Metall. Mater.*, Vol. 23, pp. 653~666.
- (16) Trinkaus. H. and Ullmaier, H., 1979, "A Model for the High Temperature Embrittlement of Metals Containing Helium," *Phil. Mag.*, Vol. 39A, pp. 563~580.
- (17) Raj, R., 1975, "Transient Behavior of Diffusion-Induced Creep and Creep Rupture," *Metall. Trans.*, Vol. 6A, pp. 1499~1509.
- (18) Vitek, V., 1976, "Yielding on Inclined Planes at the Tip of a Crack Loaded in Uniform Tension," *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 24, pp. 263~275.
- (19) Riedel, H., 1976, "Plastic Yielding on Inclined Slip-Planes at a Crack-Tip," *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 24 (1976) pp. 277~289.
- (20) Cocks, A. C. F. and Ashby, M. F., 1982, "On Creep Fracture by Void Growth," *Prog. Mat. Sci.*, Vol. 27, pp. 189~224.
- (21) Gradshteyn, I. S. and Ryzhik, I. M., 1963, *Table of Integrals, Series and Products*, Academic Press, NY, p. 1039.
- (22) Chuang, T. J., 1975, "Models of Intergranular Creep Crack Growth by Coupled Crack Surface and Grain Boundary Diffusion," Ph. D. Thesis, Brown Univ. U. S. A.
- (23) Rice, J. R., 1968, *Fracture, An Advanced Treatise*, Liebowitz, H., (ed.) Vol. 2, pp.192~314.