

마이크로웨이브를 이용한 콘크리트표면의 방사성 오염 물질 제거기법 II: 수치해석

Decontamination of Radionuclides from Concrete by Microwave Heating. II: Computations

Goangseup Zi and Zdenek P. Bazant

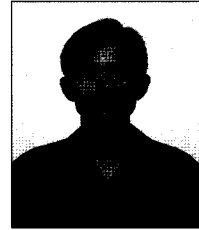
Journal of Engineering Mechanics, 129(7): 785-792, 2003



전 기 우*



김 병 민*



지 광 습**

*고려대학교 사회환경시스템공학과 석사과정
**정희원·고려대학교 사회환경시스템공학과 조교수

본 논문에서는 Part I에서 개발된 해석모델에 기반하여 마이크로웨이브를 이용한 오염층 제거과정을 수치적으로 상세히 분석하였다. 여기서 마이크로웨이브의 강도, 주파수, 오염표면의 제거시기, 벽체의 두께, 철근의 유무 등 다양한 인자의 효과를 면밀히 분석하였다. 제거과정 중 발생하는 응력, 기계적인 변형, 파괴 등의 해석은 일반적인 경우와 마찬가지로 유한요소법을 사용하였다. 하지만, 불포화 상태의 콘크리트가 포화되면서 발생하는 급격한 성질변화는 유한요소법의 수렴성을 크게 떨어뜨리므로, 콘크리트 내의 열 및 수분전파 해석에는 유한체적법을 사용하였다. 유한체적법의 사용으로 불포화-포화 경계에서 생기는 투수계수변화 및 공극수의 구성방정식의 급격한 변화를 직접 모델할 수 있게 되었다. 본 연구의 부수적인 결과로서 짧은 시간동안 가열되는 콘크리트 표면에서 발생하는 스프링 현상의 매카니즘을 규명하였다.

서 론

이 논문에서는 Part I에서 개발된 해석 모델을 기반으로 하여 방사성으로 오염된 콘크리트층을 마이크로웨이브를 이용하여 제거할 때 발생하는 온도, 공극압, 응력등의 변화를 수치적으로 해석하고 제거과정에 영향을 주는 인자들을 분석한다. 응력과 기계적인 변형에 관한 해석에는 유한요소법을 이용한다. 반면에 열과 수분의 전파에 관한 해석은 원전 안전 및 화재에 관한 연구(Bazant, Thonguthai 1978, 1979; Bazant, Kaplan 1996; Ahmed, Hurst 1997)에서 개발된 유한체적법을 사용한다. 이 기법을 이용하면 국부적으로도 수분과 열이 정확히 보존되어 유한요소법에서 발생하는 불포화-포화 경계로 인한 비수렴성 문제를 해결할 수 있다(Bazant, Thonguthai 1978, 1979; Celia외 1990).

모델의 심각한 비선형 때문에 각 반복과정 중에서 미분방정식의 계수의 비선형성을 동시에 고려하지 않는 Picard 기법을 채택하였다. 즉 미분방정식의 계수는 각 반복계산 후에 계산된다. 오염제거 대상 콘크리트 벽체를 축대칭으로 간단히 모델링할 수 있기 때문에 유한체적법 정식을 축

대칭에 대해 개발하였다. 미소변형으로 가정하고 비선형 삼축 응력-변형률 구성방정식은 최근 노스웨스턴 대학에서 개발한 마이크로플랜 모델 M4를 사용한다. 수치적 안정성 때문에 미소한 시간 단위를 사용해야 하는 점을 피하기 위해 양함수(explicit) 정식 대신 음함수(implicit) 유한요소 정식을 채택하였다. 반면, 마이크로플랜 모델 M4의 접선 강성행렬을 계산하는 것이 복잡하기 때문에 초기 강성을 비선형 평형방정식 시스템의 반복해에서 사용한다.

전자기장 강도 패턴의 영향

유전적 손실이 없는 자유공간에 위치하는 전하에 의해 생성되는 전자기장의 강도는 그 전하와 공간내의 특정 점과의 거리를 r 이라 했을 때, r^{-2} 의 비율로 감소한다. Poynting 벡터(e.g., cheng 1983)는 이러한 감소를 잘 반영하고 있다. 실제 공간 내 강도의 감소는 매체의 구성요소, 안테나의 종류, 그리고 그 밖의 다른 요소들에 의해서도 영향을 받는다.

맥스웰 방정식[Part I의 식 2(a)와 식 2(b)]을 이용하면

이 강도 변화의 패턴을 계산할 수 있는데, 이때 안테나와 콘크리트의 전자기적 성질도 전자기파의 분석 시 고려되어야 하므로(Part I의 그림 1) 매우 복잡하게 된다. 근사적으로 전자기 강도의 변화는 고체각(solid angle)이라 불리는 경사각 k 로 구분되는 영역내의 흐름을 고려하여 근사적으로 계산할 수 있다. 안테나로부터 거리 x 만큼 떨어진 위치의 전하의 전자기 강도 대비 전자기 강도 비율은 다음 식에 의해 근사적으로 계산할 수 있다.

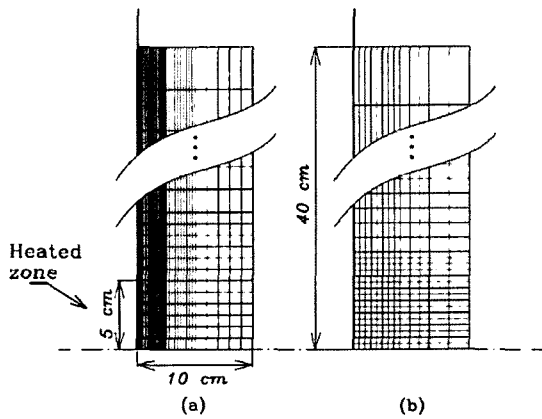


그림 1 (a) 열과 수분 전파의 해석을 위한 유한체적망, (b) 역학적 변형의 해석을 위한 유한요소망

$$f(x) = y_0^2 / (y_0 + kx)^2 \quad (1)$$

여기서, y_0 는 x 가 0일 때의 안테나의 등가 반경이다. $y_0 = 6 \text{ cm}$, $k \approx 0.5$ 로 취하면, $x = 2 \text{ cm}$ 정도의 깊이에서 강도 패턴의 변화로 인한 전자기 강도는 표면강도의 $f(x) = 90\%$ 이다. 그러나 그 거리에서 주파수가 $f = 18.0 \text{ GHz}$ 인 경우 열 발생율은 무시할 정도로 작으므로 강도의 패턴의 영향은 무시할 수 있다.

안테나 효율

안테나 효율은 본 제거 과정에서 매우 중요하다. 최대효율은 표면 반사 계수 $R_o = 0$ 일 때 얻어지는데, 이것은 안테나에서 콘크리트로 전달되는 강도가 입력된 강도의 100%임을 의미한다. 이 경우 안테나의 고유 임피던스 η_a 는 콘크리트 표면의 임피던스 η_c 와 같게 된다. 구간 $[0, 1]$ 사이에서 정의되는 안테나의 효율 ϕ 를 도입하면 안테나의 고유 임피던스 η_a 를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\eta_a = \phi \eta_c + (1 - \phi) \eta_0 \quad (2)$$

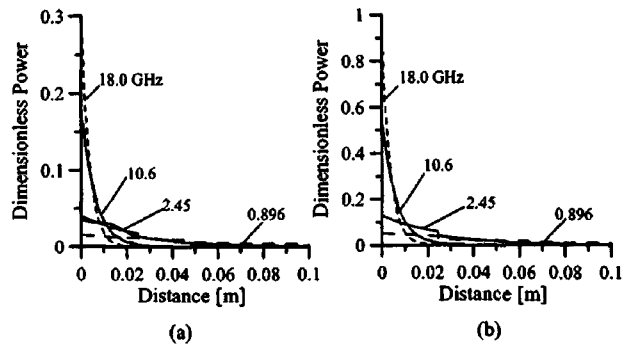


그림 2 Part I에 식 (12)로 계산된 열 발생의 예; (a) 주파수 $f = 2.45, 10.6 \text{ GHz}$ 에서 방출기의 열효율이 0일 때의 열 발생과 Part I의 식(11)의 평균에 의한 열 발생의 비교, (b)최대 효율일 때; 여기서 철근은 전자파의 전달이 일어나는 표면에서 2.5cm 떨어진 곳에 위치함

여기서, η_b 는 공기의 고유 임피던스이다. 그러므로 안테나의 고유 임피던스는 공기(η_b)와 콘크리트(η_c)사이의 값을 갖는다. 그림 2(b)에는 효율이 최대($\eta_b = \eta_c$)일때 열 발생을 서로 다른 주파수에 대해서 도시하였다. 주파수 $f = 18.0 \text{ GHz}$ 인 경우 표면 열 발생율은 안테나의 전자기적 성질이 최적화가 되지 않을 때($\eta_a = \eta_0$)의 거의 세배(300%)나 되어 안테나의 효율 ϕ 은 다른 인자들에 비해 거의 지배적으로 중요함을 알 수 있다. 실험으로 효율을 직접 측정하는 것은 실질적으로 불가능하였기 때문에 $\phi = 50\%$ 로 가정한다.

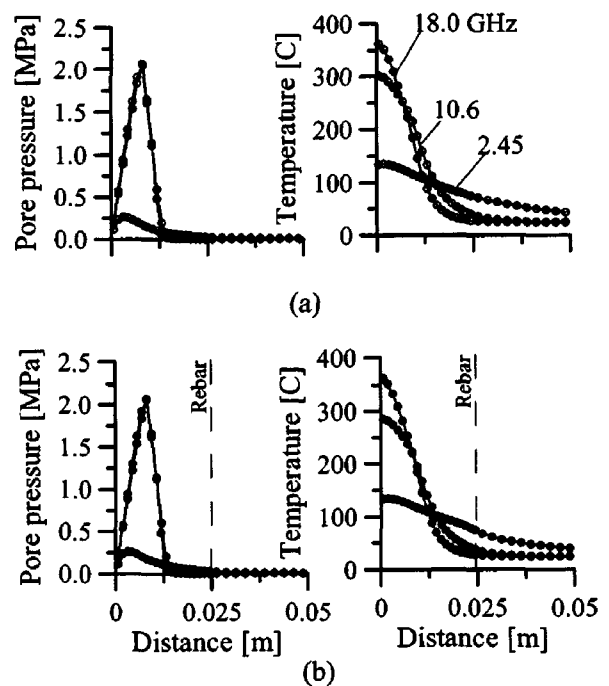


그림 3 10 cm의 콘크리트 벽에서 가열된 표면으로부터 2.5 cm 떨어진 부근에 19%의 면적비로 존재하는 철근의 영향; (a) 철근이 없을 때(원), (b)철근이 있을때(점)

열 발생량 평균의 타당성

Part I, 식 (12)의 간단한 열 발생량은 Part I, 식 (1)의 전기 저항으로 인한 열 발생량을 시간적·공간적으로 평균하여 얻어졌다. 그림 2(a)에서는 $f = 2.45\text{ GHz}$ 와 10.6 GHz 의 시간적·공간적 평균에 의한 열 발생량[Part I의 식 (12)]과 시간적 평균에 의한 열 발생량[Part I의 식 (11)]을 비교 도시하였다. 후자가 전자기와 진행 방향을 따라 진동하는 동안 전자는 부드러운 지수함수의 형태를 따른다. $f = 2.45\text{ GHz}$ 이상의 높은 주파수의 차이는 무시할 수 있을 정도로 작으므로 본 오염 제거기법에 사용되는 범위의 주파수에서는 공간과 시간에서의 평균이 적합하다는 것을 보여준다.

철근이 공극압과 온도에 미치는 영향

Part I (Bazant, Zi 2003)에서 언급한 것과 같이 마이크로웨이브에 의해 전달된 강도는 철근과 같은 전도성 있는 재료에서는 반사된다. 이 효과를 연구하기 위하여 $f = 2.45, 10.6, 18.0\text{ GHz}$ 의 마이크로웨이브로 10초 동안 가열한 후 철근 유무에 따른 온도와 공극압의 변화를 비교하였다(그림 3). 벽체 표면에서 투영한 철근의 면적비는 19% 정도로 고려되었고, 철근의 위치는 그림에서 점선으로 표시되었다. 콘크리트 구조에서 철근의 중심은 일반적으로 표면에서 2.5~4cm 내외에 위치한다. 그림 2에 도시된 바와 같이 이 깊이에서 전자기장의 강도는 분산되어 대부분 없어진다. 그러므로 일반적인 콘크리트 벽체에서는 철근의 존재 여부가 그다지 중요하지 않게 된다. 하지만 낮은 주파수의 마이크로웨이브를 이용하거나 배근된 철근이 표면에 가깝게 위치한다면 철근의 영향은 증가하게 된다.

마이크로웨이브의 주파수가 공극압과 온도에 미치는 영향

그림 4는 각각 서로 다른 주파수 $f = 2.45, 10.6, 18.0\text{ GHz}$ 가 본 제거기법에 미치는 영향을 나타낸 것이다. 모든 경우에 동일한 초기 강도 $P_0 = 1.1\text{ MW/m}^2$ 를 고려하였다. 진동수가 증가할수록 더 큰 에너지 분산율을 가지게 되기 때문에 주파수가 증가할수록 공극압과 온도의 최고값의 위치가 가열된 표면 방향으로 움직인다. 주파수 $f = 18.0\text{ GHz}$ 로 10초 동안 가열하였을 때 표면에서 7.5mm 떨어진 지점의 최대 공극압은 $P_{max,10} = 2.0\text{ MPa}$ 로 계산되었다. 이 공극압이 구속이 없는 콘크리트 요소에 작용하면 콘크리트의 평균 공

극률을 0.1로 할 때 $\sigma_v \approx 0.1 \times 2.0 = 0.2\text{ MPa}$ 의 인장응력을 발생시킨다. 보통 콘크리트의 인장강도 $f_t' \approx 4\text{ MPa}$ 과 비교할 때 이 인장응력은 5%에 불과 수준이다. 그런데 마이크로 균열이 형성될 때 추가적으로 발생하는 공극을 무시한 결과이므로 실제 공극압의 영향은 더 작게 된다. 즉, 마이크로 균열에 의한 공극의 변화를 계산에 반영하면 실제 인장응력은 더 감소하게 된다. 따라서 공극압의 영향이 전혀 없는 것은 아니지만 그것이 본 제거과정의 주된 인자는 아닌 것으로 판단된다. $P_0 = 1.1\text{ MW/m}^2$, 주파수 $f = 18.0\text{ GHz}$ 의 마이크로웨이브로 10초간 가열했을 때 공극압과 온도의 최대값은 벽체 표면에 매우 근접하여 형성된다(그림 5).

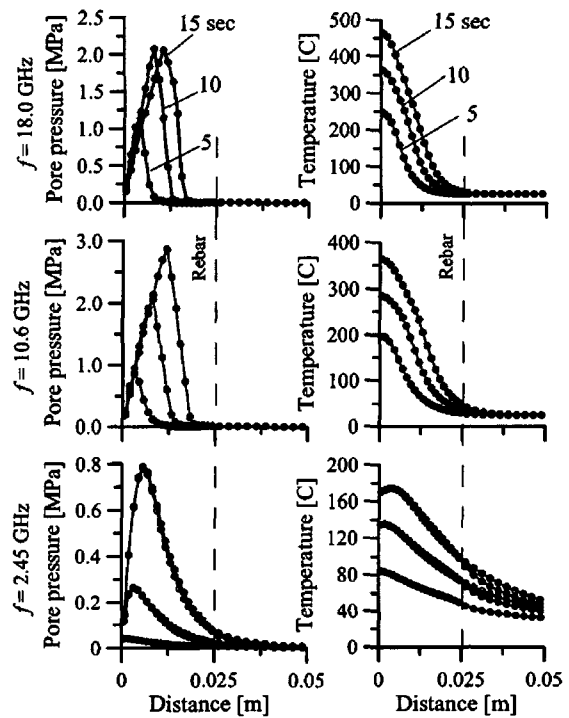


그림 4 각각의 주파수가 온도 및 공극압에 미치는 영향; 점선 철근이 있을 때의 경우를 나타내고 원은 철근이 없을 때의 경우를 나타냄

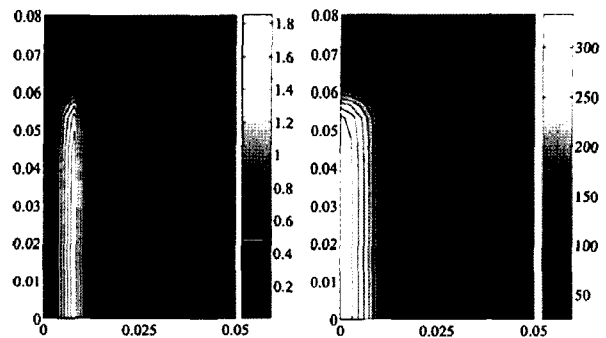


그림 5 $f = 18.0\text{ GHz}$ 와 $P_0 = 1.1\text{ MW/m}^2$ 의 마이크로웨이브로 10초간 가열했을 때 공극압(왼쪽; MPa) 및 온도(오른쪽; C)의 등가선도

스폴링시의 응력장 및 스폴링 유발 매카니즘

마이크로플랜 모델로 묘사된 콘크리트는 변형 열화 현상 때문에 수치해석상 변형의 국부집중이 일어나기 때문에 요소의 크기가 제한된 균열 밴드 모델이나 비국부적 모델을 사용해야 한다. 이 연구에서는 요소크기 l_c 를 재료성질로 고정시키고 균열밴드 모델을 사용하였다. l_c 의 적절한 값은 구성모델에 의해 주어진 일축 인장거동의 변형열화부를 이용하여 선택할 수 있다. 요소의 크기가 약 5mm 정도 일때 실험 데이터를 잘 묘사하였고, 마이크로웨이브로 10초간 가열했을 때 제거되는 길이도 5mm 정도이므로 일반적인 콘크리트의 최대 골재 크기보다 작지만 $l_c = 5mm$ 로 하였다. 그러나 이 제거 실험에서 평균 제거 두께 이외 콘크리트 압축강도 등의 재료적 성질을 기록하지 않았기 때문에, 본 해석의 예측결과와 직접적인 비교는 불가능하다. 따라서 핵 시설물에서 일반적으로 사용되고 있는 콘크리트의 재료적 성질을 이용하여 해석하였다.

그림 6에는 가용한 실험 데이터(Jansen, Shah 1997)를 현 모델로 묘사하였다. 그림 7에는 10초 동안 마이크로웨이브 가열된 콘크리트의 기계적인 변형율을 등가선으로 나타내었다. 여기서 기계적인 변형율은 전체 변형율에서 온도와 수분함량의 변화 때문에 발생하는 변형율

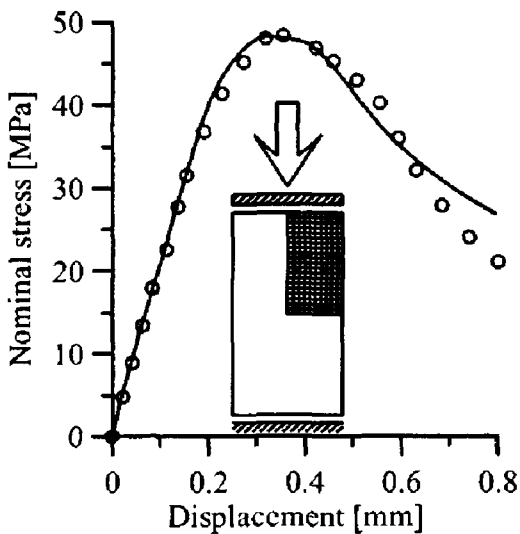


그림 6 Jansen과 Shah가 실행한 $10.17cm \times 20.03cm$ 크기의 시편에 관한 일축압축 실험의 데이터와 그것을 $5mm \times 5mm$ 크기의 축대칭 사변형의 요소를 사용한 최적의 시뮬레이션(실선); $E = 48.5GPa$, $k_1 = 0.000125$, $k_2 = 160.0$, $k_3 = 6.4$, $k_4 = 150.0$

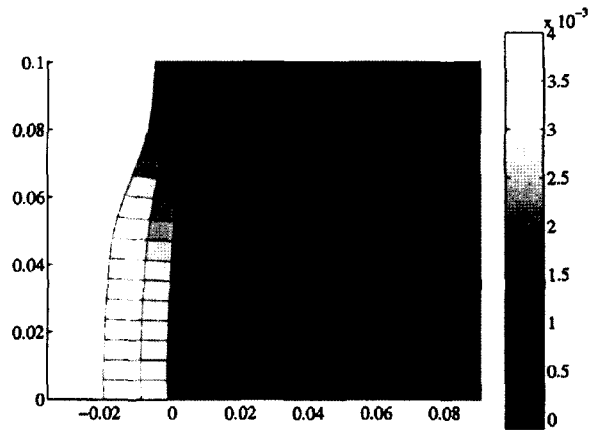


그림 7 10초 동안의 열 가열 후의 역학적 변위 ϵ_1 의 등가선도(100배 확대된 변형)

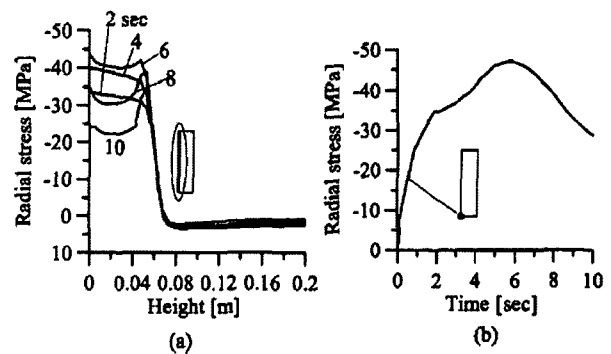


그림 8 (a) 높이에 따른 방사상의 응력의 분배 (b) 시간에 따른 방사상의 응력의 변화

을 뺀 나머지 변형율을 의미한다. 요소의 주 기계적 변형율은 0.005를 초과하며 이축상태인 것으로 확인되었다(그림 8).

이 변형율(0.005)은 일축인장 시 최대강도가 발현되는 변형율인 0.002를 훨씬 상회한다. 그러므로 이 변형율에서 콘크리트의 변형 열화와 균열로 인한 파괴가 이미 발생한 것으로 결론지을 수 있다. 온도증가 때문에 발생한 압축응력은 가열부위를 둘러싸고 있는 콘크리트의 압축뿐만 아니라, Ulm(1999)의 해석과 비슷하게 축대칭 모델에 원주 방향의 인장응력으로도 저항된다.

스폴링(Spalling)의 원인

급속 가열되는 콘크리트 벽 표면에서 일어나는 스폴링의 주원인에 대한 주장이 많은 논쟁의 대상이 되고 있다. Harmathy(1965, 1970), harmarth와 Allen(1973), Li외(1993), Lagos외(1995)는 가열시 공극수가 빠르게 빠져 나갈 수 없다고 생각하고, 그것이 콘크리트의 인장응력에 비해 매우

큰 수증기압을 발생한다는 것에서 원인을 찾는 연구를 진행해 왔다. 반면 Bazant(1997)는 가열된 콘크리트가 주위의 비가열된 콘크리트 안에서 팽창할 때 압축응력이 생성되는데, 이러한 압축응력을 제거의 주원인이라고 주장하였다.

이 두 가지 매커니즘의 상대적인 중요도는 물론 문제의 종류에 따라 달라지며 콘크리트가 마이크로웨이브에 의해 가열된 경우인가 혹은 표면에 직접 전도열에 의해 가열된 경우인가에 따라서도 달라진다. 본 연구에서 계산된 가장 높은 공극압의 값은 2.0 MPa 인데, 이 공극압은 콘크리트에 약 0.2 MPa의 인장을 발생시키지만, 이 응력은 콘크리트를 직접 파괴에 이르게 하기에는 매우 낮다. 더욱이 공극압으로 인해 미세균열이 공극에서부터 성장하게 되면, 공극압도 더 감소하게 된다.

그러므로 공극압의 영향을 완전히 무시할 수는 없겠지만 공극압은 본 제거 과정 중 스포링을 직접적으로 발생시킬 수는 없는 것으로 판단된다. 스포링의 주원인은 가열한 구역의 열 팽창에 저항하는 비가열 콘크리트에 의해 형성되는 압축응력이다. 본 해석에 의하면 이 압축응력의 크기는 국부 좌굴과 스포링을 일으키기에 충분한 50 MPa 정도의 큰 값이다.

콘크리트의 열 및 수분 전파에 적용된 유한체적법

아직까지는 유한체적법(Eymard의 1998, 2000)이 상관 작용하는 열과 수분의 전파문제에 적용되지 않았기 때문에 이를 간략히 묘사한다. 이 기법에서는 그림 9처럼 계산영역을 유한체적들로 나눈다. 각 유한체적의 경계는 인접 대표점들 사이에 중간에 위치한다. 이 작업은 일반적인 경우 Voronoi분할법으로 수행될 수 있으나 본 요소망과 같은 경우에는 특별한 기법없이도 자연스럽게 진행될 수 있다. 이산방정식은 Part I의 식 (19)와 식 (20)을 그림 9(a)의 체적과 시간 t 에서 $t+\Delta t$ 구간에서 적분하여 얻을 수 있다.

$$(w_0^{i+1,m+1} - w_0^i) + c_x(J_e - J_w)^{i+1,m+1} + c_y(J_n - J_s)^{i+1,m+1} = I_{(w)}^{i+1,m+1} \quad (3)$$

$$[(\rho C)_0(T_0^{i+1,m+1} - T_0^i)] + c_x(q_e - q_w)^{i+1,m+1} + c_y(q_n - q_s)^{i+1,m+1} = I_{(h)}^{i+1,m+1} \quad (4)$$

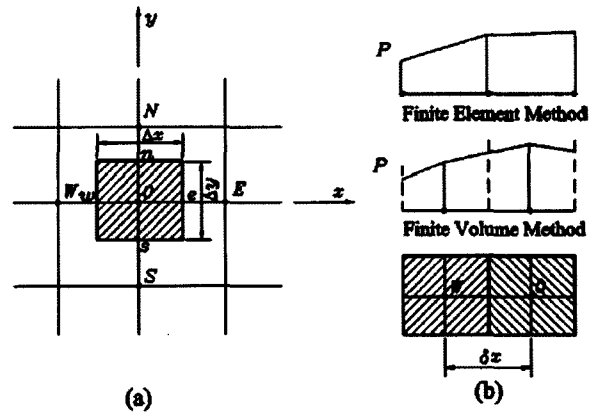


그림 9 (a) 동,서,남,북 방향의 유한체적의 2차원 분리; 빗금친 부분은 제어부피를 나타냄, (b) 유한요소와 유한체적법에서의 압력 또는 온도의 차이

여기서, i = 시간단계($i = 1, 2, \dots$); m = 반복 계산수 ($m = 1, 2, \dots$); 0 = 대상 유한체적(그림 9(a)의 중앙점); s, e, n, w = 그림 9에서 사각형 유한체적의 동, 서, 남, 북 경계; 2차원 평면 흐름문제에서 $c_x = \Delta t / \Delta x$, $c_y = \Delta t / \Delta y$; 축대칭 흐름문제에서 y 가 중심에서부터의 거리이고, y_0 가 중심에서 점 0까지의 거리일 때 $c_y = \Delta t / \Delta y_0 \Delta x$; Δx , Δy = 현재의 유한체적의 크기(그림 9)이다. 편미분 방정식을 계산하는 과정에 계수를 상수로 놓는 수정된 Picard 기법을 이용하여 문제의 비선형성을 극복하였다.

유한체적 경계에서 플럭스를 계산하기 위해, 대표점들 사이에서는 상변수의 선형분배를 가정하였다.

$$J_w = - \frac{a_w}{g} \frac{P_0 - P_w}{x_0 - x_w} \quad (5)$$

여기서, J_w = 경계 W(west)를 통과하는 수분 플럭스; a_w = 경계 W의 투수계수; P_0, P_w = 점 0과 W에서의 공극압; x_0, x_w = 중심에서의 점0와 W사이의 거리이다(그림 9(a)).

유한체적법에서 다음과 같은 사실에 주목해 보자. 비록 플럭스가 근사값이라 할지라도, 현재의 제어부피 0의 서쪽 경계에서의 플럭스 J_w 는 서쪽에 연속으로 놓여있는 제어부피의 동쪽 경계에서의 플럭스 J_w 와 같다. 그러므로 유한체적법에서는 국부적인 질량보존 조건이 완벽하게 성립된다. 이것이 유한체적법의 잘 알려진 이점이고, 높은 국부 변화율과 급격한 성질변화를 수반하는 내부경계를 가진 높은 비선형 문제의 비수렴성을 효과적으로 피할 수 있다. Eymard의(1998)는 이러한 이점을 인식하고 수분전파의 해석에 처음으로 적용하였고, Mainguy와 Coussy (2000)

는 콘크리트로부터의 칼슘 여과의 문제를 통해 더욱 발전시켰다. 또한, Mainguy와(2001)는 다공성 재료의 건조에 유한체적법의 효과적인 적용을 보여주었다.

이와 대조로 유한요소법에서는 국부적인 질량보존 조건이 정확하게 성립하지는 않는다. 예를 들어 선형 형상함수를 가지는 표준 유한요소가 사용되면 요소 0에서 서쪽 경계의 플럭스와 동쪽 경계의 플럭스는 일반적으로 다르다(그림 9(b)에서 기울기가 다른 것을 주목). 하지만 유한요소법에서도 플럭스를 계산할 때 유한체적법과 동일하게 계산하고, 낮은 차수의 유한요소를 lumping기법과 같이 사용하면, 음함수 정식의 경우 유한체적법과 같은 효과를 얻을 수 있다(Mainguy와 2001b).

정확한 질량보존이 압력과 수분 계산시의 비수렴성을 피하기 위해 필요한 이유는 그림 10에 잘 설명되어 있다. 그림 10은 상대 공극압 h (습도)와 수분 집중 w (공극수량)의 관계를 도시한 것인데 기울기가 급격하게 변화하는 것을 확인할 수 있다. 불포화에서 포화상태($h=1$)로 이동할 때 불포화 상태의 매우 작은 오차 Δw 도 포화상태에서 압력의 심각한 변화를 초래한다(그 이유는 기울기가 $h=1$ 에서 매우 급격히 감소하기 때문이다). 만약 아웃플럭스 J_w^- 의 제어부피가 포화되지 않았고 연속하는 인플럭스 J_w^+ 의 제어부피가 포화되었다면 J_w^- 에서의 매우 작은 오차는 포화된 제어부피에서의 매우 큰 압력변화를 가져오는 것을 의미한다.

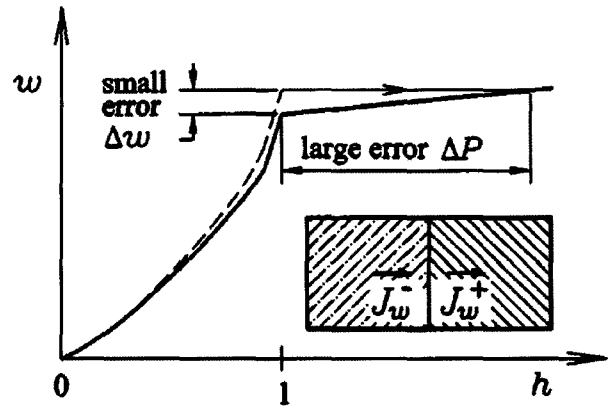


그림 10 질량보존이 성립하지 않았을 때 수분함량의 작은 오차가 공극압에서의 심각한 오차를 유발하는것에 대한 설명

열 발생 $I_{(h)}$ 는 전자기파의 진전경로의 모든 유한체적에서의 수분함량에 따라 변화한다. 여기서 물의 수분함량은 마이크로웨이브 가열에 의한 공극압과 온도의 변화에 따른다. 이 두 관계의 복잡성을 피하기위해 열 발생 $I_{(h)}$ 는 이전 시간단계에서 계산된 수분함량을 기초해서 계산된다. 여기서 발생하는 오차는 시간단계를 작게 적용함으로써 제어하였다.

첨자 $m+1$ 로 표시된 항들에 대하여 1차 테일러 근사를 취하고 다음 반복까지 변분 δP 와 δT 를 포함한 항으로 정리하면 다음과 같은 선형대수방정식을 얻는다.

$$K_{P_0}^M \delta P_0 + K_{P_w}^M \delta P_w + K_{P_S}^M \delta P_S + K_{P_E}^M \delta P_E + K_{P_N}^M \delta P_N + K_{T_0}^M \delta T_0 + K_{T_w}^M \delta T_w + K_{T_S}^M \delta T_S + K_{T_E}^M \delta T_E + K_{T_N}^M \delta T_N = R^M \quad (6)$$

$$K_{P_0}^H \delta P_0 + K_{P_w}^H \delta P_w + K_{P_S}^H \delta P_S + K_{P_E}^H \delta P_E + K_{P_N}^H \delta P_N + K_{T_0}^H \delta T_0 + K_{T_w}^H \delta T_w + K_{T_S}^H \delta T_S + K_{T_E}^H \delta T_E + K_{T_N}^H \delta T_N = R^H \quad (7)$$

$$K_{P_0}^M = c_x(a_w^{i+1,m}/\delta x_w) + c_y(a_s^{i+1,m}/\delta x_s) + c_x(a_e^{i+1,m}/\delta x_e) + c_y(a_n^{i+1,m}/\delta x_n) \quad (8)$$

$$K_{P_w}^M = -c_x(a_w^{i+1,m}/\delta x_w), K_{P_S}^M = -c_y(a_s^{i+1,m}/\delta x_s), \quad (9)$$

$$K_{P_E}^M = -c_x(a_e^{i+1,m}/\delta x_e), K_{P_N}^M = -c_y(a_n^{i+1,m}/\delta x_n) \quad (10)$$

$$K_{T_0}^M = (\partial w/\partial T)^{i+1,m} - (\partial I_{(w)}/\partial T)^{i+1,m}, K_{T_w}^M = K_{T_S}^M = K_{T_E}^M = K_{T_N}^M = 0 \quad (11)$$

$$R^M = -[(w_0^{i+1,m} - w_0^i) + c_x(J_e - J_w)^{i+1,m} + c_y(J_n - J_s)^{i+1,m} - I_{(w)}^{i+1,m}] \quad (12)$$

$$K_{P_0}^H = K_{P_w}^H = K_{P_S}^H = K_{P_E}^H = K_{P_N}^H = 0 \quad (13)$$

$$K_{P_0}^H = K_{P_w}^H = K_{P_S}^H = K_{P_E}^H = K_{P_N}^H = 0 \quad (13)$$

$$K_{T_0}^H = \rho C \quad (14)$$

$$K_{T_w}^H = -c_x(k_w^{i+1,m}/\delta x_w), K_{T_s}^H = -c_y(k_s^{i+1,m}/\delta x_s), \tag{15}$$

$$K_{T_e}^H = -c_x(k_e^{i+1,m}/\delta x_e), K_{T_n}^H = -c_y(k_n^{i+1,m}/\delta x_n) \tag{16}$$

$$R^H = -[\rho C T^{i+1,m} + c_x(q_e - q_w)^{i+1,m} + c_y(q_n - q_s)^{i+1,m} - I_{(h)}] \tag{17}$$

여기서, $\delta x, \delta y =$ 연속한 제어부피의 대표점들 사이의 거리(그림 9(b)); $M =$ 질량; $H =$ 열; $R =$ 반복에 의해 거의 0으로 감소하는 잔류량; $S, E, N, W =$ 그림 9(a)에서 현재의 제어부피의 동, 서, 남, 북방향으로 이어지는 제어부피; $a =$ 경계의 투수계수; $k =$ 경계의 열전도계수이다.

만약 축대칭의 문제가 고려된다면 플럭스의 상계수는 대응하는 경계의 방사상의 거리와 곱해야한다. 경계의 투수계수는 질량 보존의 조건에 의해 쉽게 계산 할 수 있다. 예를 들어 정적상태의 흐름이 고려될 때 서쪽 제어부피에서 측정된 경계 w에서 질량 플럭스는 현재의 제어부피 0에서 측정되는 질량 플럭스와 같다(그림 9(a)). 그러므로 경계의 등가 투수계수는 다음과 같다.

$$a_w = \frac{a_w a_0}{f a_w + (1-f) a_0} \tag{18}$$

여기서, $f =$ 경계의 상수로 표현되는 위치; $a_w =$ 서쪽 제어 부피의 대표적인 투수계수; $a_0 =$ 현재 제어부피의 대표적인 투수계수이다.

경계의 열전도계수도 투수계수와 같이 식 (18)의 의해 계산된다. 식 (18)로 역시 경계(표면)에서의 투수계수를 계산할 수도 있다. 예를 들어 표면의 방사율이 무한하다면 서쪽 표면의 투수계수는 $a = a_0$ 이다.

결 론

1. 본 계산을 통해 마이크로웨이브 안테나의 강도와 효율이 제거 과정의 중요 인자임을 확인하였다. 효율이 최대일 때와 0일 때 단위부피당 열 발생량은 3배 정도의 차이를 보인다.
2. 높은 주파수의 마이크로웨이브를 사용하는 본 제거과정에서 열 발생량을 공간적, 시간적 평균하는 기법은 타당하며 매우 간단한 식을 얻을 수 있다.
3. 일반적인 콘크리트에서 5mm의 표면층은 주파수

18.0 GHz, 초기 강도 1.1 MW/m²의 마이크로웨이브로 가열하면 10초안에 제거된다.

4. 가열 시간이 매우 작기 때문에 콘크리트 벽의 두께가 공극압과 온도의 변화에 미치는 영향은 매우 작다. 만약 가열시간이 증가하면 반대쪽 표면에서 일어나는 마이크로웨이브의 반사와 열 손실로 인해 그 결과가 달라질 수 있다.
5. 일반적인 콘크리트 벽체에서는 마이크로웨이브가 철근이 위치하고 있는 곳에 이르게 되면 마이크로웨이브에 의해 생기는 전자기장은 이미 대부분 소실된다. 따라서 철근유무는 제거과정에 영향을 미치지 않는다.
6. 온도증가로 발생된 공극수압은 스폴링의 주된 원인이 될 수 없으며 비가열 콘크리트로 둘러싸인 가열된 부위가 팽창할 때 생기는 높은 압축응력과 가열된 구역을 둘러싸고 있는 인장응력이 주된 원인으로 확인되었다.
7. 급속 가열된 콘크리트 내부의 열과 수분의 이동에 관한 해석은 유한요소법보다 유한체적법이 더 바람직하며, 경계에서 공극압과 투수계수의 급격한 변화로 인해 발생하는 비수렴성을 이 기법에서는 극복할 수 있다.

감사의 글

본 연구는 미국 DOF의 연구지원 DE-FG07-98ER45736의 지원을 받아 노스웨스턴 대학에서 수행하였습니다. 또한 ORGL의 Spalding박사의 조언에 감사드립니다. 번역은 고려대학교 교내 특별 연구비의 지원을 받았습니다.

Appendix I : 해석에 사용되는 입력값

그림 3, 4, 5, 11의 마이크로웨이브 가열시 사용된 입력값은 콘크리트의 나이=20년; 공극에서의 초기 상대습도 $h_0 = 0.6$; $T_0 = 25.0^\circ\text{C}$; 포화 함수량 = 135kg/m³ ; 콘크리트

밀도 = 2288 kg/m^3 ; 콘크리트 열용량 = $1000 \text{ J/Kg}^\circ \text{C}$; 투수계수 = $40.5 \times 10^{-12} \text{ m/s}$; 열전도계수 = $3.67 \text{ J/m}^2 \text{ s}^\circ \text{C}$; 비수화 시멘트량 = 227 kg/m^3 ; 수분 플럭스의 질량 전달 계수 = ∞ ; 열 플럭스의 열 전달 계수 = $10.0 \text{ J/m}^2 \text{ s}^\circ \text{C}$; 콘크리트의 상대 유전 침투계수 $\epsilon'/\epsilon_0 = 5.0$; 표면 방사율 = 0.9 ; 적용 주파수 범위 = $2.45 \sim 18.0 \text{ GHz}$; 초기 강도 = 1.1 MW/m^2 (급속 가열시), 0.011 MW/m^2 (저속 가열시); 표면과 평행한 평면에서의 철근 면적비 = 19% ; 표면과 철근 중심사이의 거리는 최소한 2.5 cm 이다.

역학적 변형의 분석 시 사용된 입력값은 $E=48.5 \text{ GPa}$; $k_1=0.000125$, $k_2=160$, $k_3=6.4$, $k_3=150.0$ (마이크로플랜 모델에서); 열 팽창계수 $\alpha_T = 12.0 \times 10^{-6}$ 이다.

Appendix II: 벽 두께가 공극압과 온도에 미치는 영향

그림 11(a)는 10 cm 와 30 cm 의 두 가지 벽 두께에 대해서 White의(1995)가 사용한 것과 같이 높은 강도 $P_0 = 1.1 \text{ MW/m}^2$ 의 마이크로웨이브를 사용하여 5초, 10초, 15초 동안의 가열했을 때의 공극압과 온도의 변화를 보여주고 있다. 제거과정이 일어나는 약 10초 동안의 짧은 시간 동안 두 가지 다른 벽 두께에서 거의 일치하는 결과를 얻

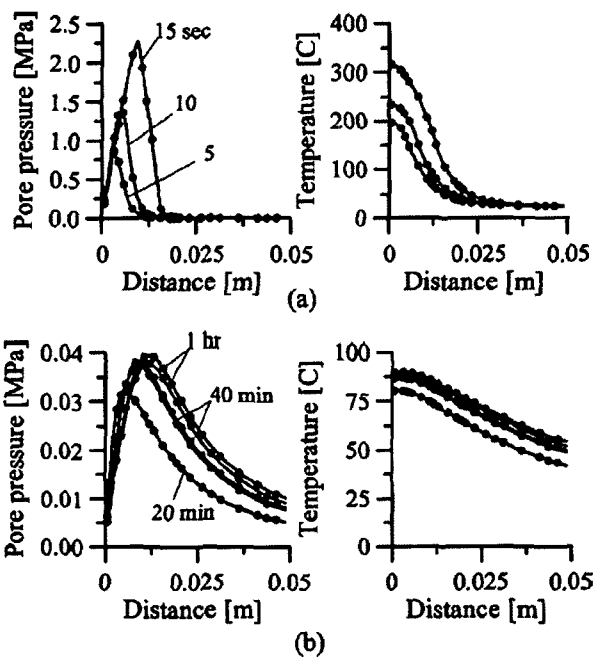


그림 11 주파수 $f = 10.6 \text{ GHz}$ 에서 벽 두께가 공극압과 온도의 변화에 미치는 영향; (a) 높은강도(1.1 MW/m^2)로 급속 가열했을 때 (b) 낮은 강도(0.011 MW/m^2)로 저속 가열했을 때. 점은 30 cm 의 벽에서의 변화, 원은 10 cm 의 벽에서의 변화를 나타냄.

을 수 있다(White의 1995).

만약 비교적 긴 시간동안 낮은 강도로 가열된다면 가열된 표면의 반대 쪽 표면으로부터 전자기파가 반사되어 온도변화 양상이 달라질 수 있다. 10 cm 두께의 벽이 30 cm 두께의 벽보다 다소 빠르게 가열되었지만 이 차이 역시 매우 작다.

Appendix III: 콘크리트 마이크로플랜 구성 모델의 재고

독자의 편의를 위해서 Part I에서 이미 언급된 마이크로플랜 모델 M4에 대하여 다시 요약하였다.(Bazant의 2000; Caner, Bazant 2000). 마이크로플랜이라 명명된 재료 내 평면에서의 변형을 벡터들은 연속되는 변형률 텐서 ϵ_{ij} 의 투영으로 가정한다(여기서 아래첨자 $i = 1, 2, 3$ 은 직교좌표의 x_i 를 나타낸다). 이것은 운동학적 구속이라 불린다. 그래서 어느 마이크로 플랜에서든지 변형을 벡터 ϵ_j^n 의 성분은 $\epsilon_j^n = \epsilon_{jk} \epsilon_k^n$ (Bazant, Plat 1988)이다. 여기서, n_i 는 마이크로 플랜에 수직인 방향 코사인이다. 법선 응력 벡터는 $N_i = n_i n_j n_k \epsilon_{jk}$ 이고, 그 크기는 $N_{ij} = n_i n_j$ 일 때 $\epsilon_N = n_i n_j \epsilon_{ij} = N_{ij} \epsilon_{ij}$ 이다(반복되는 소문자의 아래첨자는 1, 2, 3의 합을 가르킨다). 마이크로플랜의 변형을 벡터의 크기는 $\|\epsilon_j^n\| = \sqrt{\epsilon_j^n \epsilon_j^n}$ 이다. 마이크로플랜에 접하고 서로 수직인 방향, m_i 와 l_i 의 전단 변형률의 구성요소는 $\epsilon_M = m_i (\epsilon_{ij} n_j)$, $\epsilon_L = l_i \epsilon_{ij}$ 이다. 단, $M_{ij} = (m_i n_j + m_j n_i)/2$ 와 $L_{ij} = (l_i n_j + l_j n_i)/2$ 이다(Bazant, Prat 1988).

운동학적 구속이 마이크로 플랜에서의 변형률과 거시적 변형률 텐서를 결부시키기 때문에 정적 평형은 근사적으로 성립된다. 이것은 단위의 표면에 쓰여진 가상일의 원리의 의미에 의한 것이다(Bazant 1984).

$$\frac{2\pi}{3} \sigma_{ij} \delta \epsilon_{ij} = \int_{\Omega} (\sigma_N \delta \epsilon_N + \sigma_L \delta \epsilon_L + \sigma_M \delta \epsilon_M) d\Omega \quad (19)$$

$$= \int_{\Omega} (\sigma_N N_{ij} + \sigma_L L_{ij} + \sigma_M M_{ij}) \delta \epsilon_{ij} d\Omega \quad (20)$$

법선응력과 법선변위는 그의 부피변형과 뒤틀림 변형의 부분으로 나누어지고, 식 20을 부피변형과 뒤틀림변형 요소로 분리해서 쓰면 다음과 같게 된다.

$$\sigma_{ij} = \sigma_V \delta_{ij} + \sigma_{ij}^D \quad (21)$$

$$\sigma_{ij}^D = \frac{3}{2\pi} \int_{\Omega} \left[\sigma_D \left(N_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) + \sigma_L L_{ij} + \sigma_M M_{ij} \right] d\Omega \quad (22)$$

마이크로플랜내에서의 응력의 탄성적 증가는 $E_V = E/(1-2\nu)$, $E_D = 5E/(2+3\eta)(1+\nu)$, $E_T = \eta E_D$ 일 때, $\Delta\sigma_V = E_V \Delta\epsilon_V$, $\Delta\sigma_D = E_D \Delta\epsilon_D$, $\Delta\sigma_T = E_T \Delta\epsilon_T$ 이다. 여기서, $\eta = 1$ 이다(Carol 외 1991; Bazant 외 1996; Carol, Bazant 1997). 선형 분석에서 volumetric-deviatoric분리는 포아송비의 전 범위, $-1 \leq \nu \leq 0.5$ 에서 재생산을 가능하게 하나다. 식 22에서 $-\delta_{ij}/3$ 항은 $\int_{\Omega} \sigma_D d\Omega \neq 0$ 일 때 $\sigma_{kk}^D = 0$ 이 되게 한다.

분리된 방향 μ 와 조합된 무게 w_{μ} 로 기술되는 구면을 위한 최적의 가우스 구적 공식이 수치적으로 행해진다.; $\epsilon_{ij} = \int_{\Omega} (\sigma_N N_{ij} + \sigma_L L_{ij} + \sigma_M M_{ij}) \delta\epsilon_{ij} d\Omega$ 이고, $N =$ 마이크로플랜의 개수일 때 $\sigma_{ij} = (3/2\pi) s_{ij} \approx 6 \sum_{\mu=1}^N w_{\mu} s_{ij}^{(\mu)}$ 이다.

변형 열화로 불리는 콘크리트의 비탄성거동은 응력-변형률 경계를 이용하여 $\sigma_V, \sigma_D, \sigma_N, \sigma_L, \sigma_M$ 을 독립적으로 계산함으로써 모델링 된다. 이것은 마찰이 있는 미끄럼, 특정한 방향으로의 마이크로균열의 성장, 축의 쪼개짐, 압축하에서의 측면 분산등과 같은 다양한 물리적 거동을 근사적으로 반영할 수 있다.

구성모델은 명확하다. 각각의 시간단계에서와 각각의 유한요소의 적분점에서 새롭게 계산된 변형률 텐서는 마이크로플랜 구성의 서브루틴의 입력값으로 사용된다.

이것으로부터 서브루틴은 먼저 모든 분리된 마이크로플랜들에서의 변형률 성분을 계산한다(경험상 적어도 21이상이어야 한다). 그 후 계산된 성분들로부터 응력이 탄성적으로 계산된다. 만약 어떠한 응력성분이 응력-변형률 경계에서의 값을 초과한다면, 응력값은 경계에서의 값으로 떨어지게 된다. 마지막으로 마이크로플랜의 응력들로부터 결과값이 계산된다. 이 결과값은 절점력을 계산하기 위한 유한요소 프로그램에서 사용된다.

참고 문헌

1. Ahmed, G. N., and Hurst, J. P. (1997). "Coupled heat and mass transport phenomena in siliceous aggregate concrete slabs subjected to fire." *Fire Mater.*, 21, 161~168.
2. Bazant, Z. P. (1984). "Microplane model for strain controlled inelastic behavior." *Mechanics of engineering*

materials, C. S. Desai and R. H. Gallagher, eds., Chap. 3, Wiley, London, 45~59.

3. Bazant, Z. P. (1997). "Analysis of pore pressure, thermal stress and fracture in rapidly heated concrete." *Proc., Int. Workshop on Fire Performance of High-Strength Concrete*, NIST Special Publication 919, L. T. Phan et al., eds., National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Md., 155~164.
4. Bazant, Z. P. (2002). *Scaling of structural strength*, Hermes-Penton, London.
5. Bazant, Z. P., Caner, F. C., Carol, I., Adley, M. D., and Akers, S. A. (2000). "Microplane model M4 for concrete I: Formulation with work-conjugate deviatoric stress." *J. Eng. Mech.*, 126(9), 944~953.
6. Bazant, Z. P., and Kaplan, M. F. (1996). *Concrete at high temperatures*, Longman, London.
7. Bazant, Z. P., and Ozbolt, J. (1990). "Nonlocal microplane model for fracture, damage and size effect in structures." *J. Eng. Mech.*, 116(11), 2484~2504.
8. Bazant, Z. P., and Ozbolt, J. (1992). "Compression failure of quasi-brittle material: Nonlocal microplane model." *J. Eng. Mech.*, 118(3), 540~556.
9. Bazant, Z. P., and Prat, P. C. (1988). "Microplane model for brittle plastic material: I. Theory." *J. Eng. Mech.*, 114(10), 1672~1688.
10. Bazant, Z. P., and Thonguthai, W. (1978). "Pore pressure and drying of concrete at high temperature." *J. Eng. Mech. Div., Am. Soc. Civ. Eng.*, 104(5), 1059~1079.
11. Bazant, Z. P., and Thonguthai, W. (1979). "Pore pressure in heated concrete walls: Theoretical prediction." *Mag. Concrete Res.*, 31(107), 67~76.
12. Bazant, Z. P., Xiang, Y., and Prat, P. C. (1996). "Microplane model for concrete. I. Stress-strain boundaries and finite strain." *J. Eng. Mech.*, 122(3), 245~254; 123(3), E411-E411.
13. Bazant, Z. P., and Zi, G. (2003). "Decontamination of radionuclides from concrete by microwave heating. I: Theory." *J. Eng. Mech.*, 129(7), 777~784.
14. Caner, F. C., and Bazant, Z. P. (2000). "Microplane model M4 for concrete II: Algorithm and calibration." *J. Eng. Mech.*, 126(9), 954~961.

15. Carol, I., and Bazant, Z. P. (1997). "Damage and plasticity in microplane theory." *Int. J. Solids Struct.*, 34(29), 3807~3835.
16. Carol, I., Bazant, Z. P., and Prat, P. C. (1991). "Geometric damage tensor based on microplane model." *J. Eng. Mech.*, 117(10), 2429~2448.
17. Celia, M. A., Bouloutas, E. T., and Zarba, R. L. (1990). "A general mass-conservative numerical solution for the unsaturated flow equation." *Water Resour. Res.*, 26(7), 1483~1496.
18. Cheng, D. K. (1983). *Field and wave electromagnetics*, Addison-Wesley, London.
19. Eymard, R., Gallouet, T., and Herbin, R. (2000). "The fine volume methods." *Handbook of numerical analysis*, P. G. Ciarbet and J. L. Lions, eds., North Holland, Amsterdam.
20. Eymard, R., Gallouet, T., Hilhorst, D., and Slimane, Y. N. (1998). "Finite volumes and nonlinear diffusion equations." *RAIRO- Mathematical Modelling and Numerical Analysis-Mod'lisation Mathematique et Analyse Numerique*, 32(6), 747~761.
21. Harmathy, T. Z. (1965). "Effect of moisture on the fire endurance of building materials." *Moisture in Materials in Relation to Fire Tests. ASTM Special Technical Publication No. 385*, American Society of Testing Materials, Philadelphia, 74~95.
22. Harmathy, T. Z. (1970). "Thermal properties of concrete at elevated temperatures." *J. Mater.*, 5(1), 47~74.
23. Harmathy, T. Z., and Allen, L. W. (1973). "Thermal properties of selected masonry unit concrete." *ACI J.*, 70(2), 132~142.
24. Jansen, D. C., and Shah, S. P. (1997). "Effect of length on compressive strain softening of concrete." *J. Eng. Mech.*, 123(1), 25~35.
25. Jirasek, M., and Bazant, Z. P. (2002). *Inelastic analysis of structures*, Vol. 735, Wiley, London.
26. Kraus, J. D. (1988). *Antennas*, MacGraw-Hill, New York.
27. Lagos, L. E., Li, W., and Ebadian, M. A. (1995). "Heat transfer within a concrete slab with a finite microwave heating source." *Int. J. Heat Mass Transf.*, 38(5), 887~897.
28. Li, W., Ebadian, M. A., White, T. L., and Grubb, R. G. (1993). "Heat transfer within a concrete slab applying the microwave decontamination process." *J. Heat Transf.*, 115, 42~50.
29. Mainguy, M., and Coussy, O. (2000). "Propagation fronts during calcium leaching and chloride penetration." *J. Eng. Mech.*, 126(3), 250~257.
30. Mainguy, M., Coussy, O., and Baroghel-Bouny, V. (2001a). "Role of air pressure in drying of weakly permeable materials." *J. Eng. Mech.*, 127(6), 582~592.
31. Mainguy, M., Ulm, F.-J., and Heukamp, F. H. (2001b). "Similarity properties of demineralization and degradation of cracked porous materials." *Int. J. Solids Struct.*, 38, 7079~7100.
32. Ozbolt, J., and Bazant, Z. P. (1996). "Numerical smeared fracture analysis: Nonlocal microcrack interaction approach." *Int. J. Numer. Methods Eng.*, 39, 635~661.
33. atankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid mechanics*, McGraw-Hill, New York.
34. Ulm, F.-J., Coussy, O., and Bazant, Z. P. (1999). "The "Chunnel" fire. I: Chemoplastic softening in rapidly heated concrete." *J. Eng. Mech.*, 125(3), 272~282.
35. White, T. L., Foster, D., Jr., Wilson, C. T., and Schaich, C. R. (1995) "Phase II microwave concrete decontamination results," *ORNL Rep. No. DE-AC05-84OR21400*, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn. 