

〈論 文〉

수직 환상관내 반류 공기-물 유동에서 직접분사방식에 따른 플러딩 시작점 특성

이상천* · 신익호** · 이상무** · 정 모* · 김동수*** · 장원표***

(1994년 11월 19일 접수)

Characteristics of the Onset of Flooding for Countercurrent Air-Water Flow in Vertical Annuli with a Direct Injection Mode

S. C. Lee, I. H. Shin, S. M. Lee, M. Chung, D. S. Kim and W. P. Chang

Key Words : Flooding(플러딩), Countercurrent(반류), Annulus(환상관), Direct Injection(직접분사), Envelope Theory(인벨롭이론)

Abstract

An experimental work was conducted to investigate the characteristics of the onset of flooding in vertical annuli with a direct injection mode using air and water. The onset of flooding was determined by means of pressure drop measurement while the air velocity was increased gradually under fixed liquid flow rates. Data of the onset of flooding were collected for various combinations of the tube size and the nozzle number. A theoretical analysis of the onset of flooding was also performed based on an envelope theory. The result shows that the onset of flooding in small-scale annuli can be predicted relatively well by the theory. A modified Wallis parameter was used to investigate the scaling effect of flooding phenomena in the annuli, indicating a relatively reasonable result. The number of nozzle has no effect on the flooding velocity when liquid was injected through 2, 3, 4 and 6 nozzles but the initiation of flooding was significantly expedited when 12 nozzles were employed for liquid injection.

기 호 설 명

- D : 직경비
- D_n : 수력 직경 (m)
- D_i : 내부관 직경 (m)
- D_o : 외부관 직경 (m)
- f : 마찰 계수
- g : 중력 가속도 (m/s^2)
- j : 절보기 속도 (m/s)

J^* : Wallis 변수

- P : 압력 (Pa)
- u : 평균속도 (m/s)
- x : 좌표계

그리스문자

- α : 기공률
- β : 액상속도에 대한 계면속도비
- δ : 액막 두께 (m)
- ρ : 밀도 (kg/m^3)
- σ : 표면장력 (N/m)
- τ : 벽면전단응력 (Pa)

*회원, 영남대학교 기계공학과

**영남대학교 대학원 기계공학과

***한국원자력연구소

하첨자

- f : 액체
 g : 기체
 k : f 또는 g
 wf : 액상과 접한 벽면
 wg : 기상과 접한 벽면

1. 서 론

1979년 미국 Three Miles Island에서 일어난 냉각수 유출사고 이후 원자력발전시스템의 안전성 확보문제는 많은 사람들의 관심을 끌어 왔으며, 그 후 원전의 비상작동시 노심냉각재의 열수력학적 거동에 관한 광범위한 연구가 진행되어 왔다. 가압수형 원자로(Pressurized Water Reactor; PWR)에서 냉각수관의 파열이나 펌프의 파손시에 파열된 노심을 냉각시키기 위하여 냉관(Cold Leg)에서 비상노심냉각재(Emergency Core Coolant; ECC)가 분사된다. 이 경우, ECC는 노심에서 발생된 수증기와 냉관 또는 downcomer에서 직접 접촉하게 된다. 이들의 상호작용에 의하여 일어나는 급격한 응축과정은 관내 수증기의 급작스런 감압(Depressurization)과 액상슬러지의 형성을 야기시키며 결과적으로 매우 위험스러운 유동요동(Flow Oscillation)이나 압력요동(Pressure Oscillation)을 일으킬 수 있다. 만약 이 과정을 피하여 ECC가 downcomer에 유입될 경우에는 lower plenum에서 올라 오는 수증기와 함께 매우 복잡한 반류2상유동을 형성하게 된다. 이 반류유동에서 수증기의 유량이 일정량을 초과하면 ECC가 lower plenum으로 관통하지 못하고 역류하는 현상이 일어난다. 이럴 경우에는 ECC가 파열된 노심을 냉각시키지 못하여 노심의 용융(Meltdown)등 매우 위험한 중대사고를 야기시킬 수 있다. 이렇게 ECC가 역류하는 현상을 반류유동한계(Countercurrent Flow Limitation; CCFL) 또는 플러딩(Flooding)이라 일컫는다.⁽¹⁾

그 동안 원전 안전성 확보와 관련된 비상노심냉각재의 열수력학적 거동과 플러딩 현상에 관한 연구는 많이 이루어져 왔으며, 실험실에서 이루어진 소규모 장치에서 실제 규모의 모사 원자로에 이르기까지 다양한 규모에 대한 연구결과가 발표되어

있다.⁽²⁾ 그러나 이러한 자료는 기존의 PWR에서 채택한, 냉관에 경사되어 부착된 냉각재주입관을 통하여 ECC를 분사하는 냉관주입방식(Cold Leg Injection Mode; CLI)에 관한 것이 대부분이다. 최근에 C-E System 80 plus 원자로 계통설치에 직접용기 분사방식(Direct Vessel Injection Mode; DVI)이 채택되었는데, 이 방식은 냉관상층부에 설치된 냉각재주입관을 통하여 ECC를 downcomer로 직접분사하는 방법으로 파열부의 위치와 무관하게 모든 ECC가 downcomer로 유입되므로 ECC 주입펌프의 수와 ECC 저장탱크의 용량을 줄일 수 있는 이점이 있다.⁽³⁾ 이러한 장점을 근거로 최근에 미국의 Electric Power Research Institute(EPRI)에서는 ECC의 안전주입방식으로 종전의 CLI 방식 대신에 DVI 방식으로 설계변경하도록 규정하였다.

본 연구에서는 실제 PWR의 downcomer를 모사한 수직환상관에서 직접분사방식(Direct Injection Mode)에 따른 냉각재의 플러딩 현상을 다루고 있다. 이 연구의 목적은 냉각재 주입방식으로 DVI 시스템을 채택할 경우 downcomer 내 ECC의 열수력학적 거동과 플러딩 특성을 규명하는 것으로 원전안전 해석코드의 개발에 도움을 주기 위함이다. 본 연구에서 사용할 수직환상관은 기존 PWR의 downcomer를 1/50으로 모사축소한 것이며 일차적으로 공기-물을 매질로 사용하였다. 우선, 플러딩 시작점을 정확하게 결정하기 위하여 물-공기 반류 유동의 압력강하치를 측정하였다. 그리고 본 저자가 제안한 바 있는 인벨롭이론(envelope theory)에 기초한 이론해석을 통하여 플러딩 시작점을 예측하였으며 실험결과와 비교하였다. 플러딩 현상에 관한 측정법칙을 규명하기 위하여 세 개의 다른 수력직경에 대한 실험을 수행하였으며 타 연구자의 실험자료와 함께 그 결과를 분석하였다. 마지막으로 직접분사용 노즐의 수가 플러딩 속도에 미치는 영향을 알아 보기 위하여 노즐수가 2, 3, 4, 6 및 12 개일 때 주어진 액체유량에 대한 플러딩 시작점을 파악하였다.

2. 이론 해석

플러딩 시작점을 예측하기 위한 모델의 개발 또는 이론적 해석은 지난 20여년 동안에 많이 이루어져 왔다. 이 모델들은 플러딩 현상을 보는 관점

에 따라 크게 세 가지로 나누어진다. 즉, Cetinbudaklar and Jameson⁽⁴⁾ 등은 플러딩 현상을 두 개의 유동 사이에 존재하는 계면파의 불안정성에 기인하는 것으로 간주하고 Kelvin-Helmholtz의 불안정성 해석과 유사한 이론전개를 통하여 플러딩 시작점을 해석하였다. 반면에 플러딩을 반류2상유동의 극한상태로 간주하여 반류유동의 지배방정식에서 인벨롭을 구하여 플러딩 시작점을 예측한 모델들이 있다. 이 모델들에서는 기공률을 일정하다고 가정하고 반류유동의 작동조건을 도출하여, 이들의 접점들로 연결된 곡선을 반류유동의 극한상태로 간주하였다. 이 모델들에는 Lee and Bankoff⁽⁵⁾ 등이 포함된다. 마지막으로, 플러딩 해석모델들 가운데는 계면파가 특정한 형상을 갖는 것으로 간주하여 이 형상이 파괴되거나 불안정하게 성장하는 상태를 플러딩으로 생각하는 것들이 있다. 여기에는 계면파를 stationary wave로 간주한 Shearer and Davidson 모델,⁽⁶⁾ hanging film으로 간주한 Wallis and Kuo 모델,⁽⁷⁾ 구름파로 간주한 Richter 모델⁽⁸⁾ 등이 있다.

본 연구에서는 플러딩 현상을 반류 2상 유동의 극한상태로 간주하여 그 시작점을 구한 인벨롭이론에 근거하여 해석을 시도한다. Fig. 1에 나타나 있는 환상관에서의 2상반류유동에서 기액상 운동량 보존 방정식은 다음과 같이 유도된다.

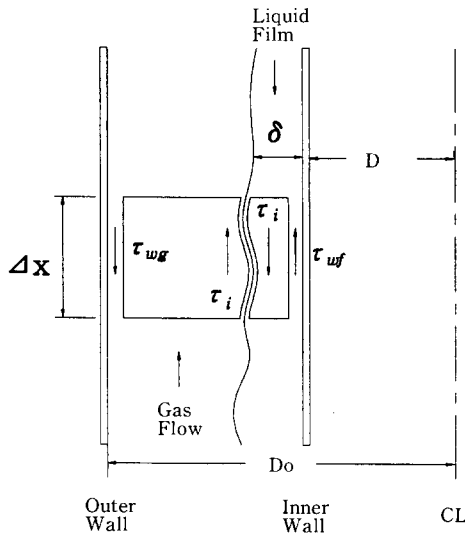


Fig. 1 Force balance of two-phase countercurrent flow in an annulus

$$\begin{aligned} & \tau_{wg}(\pi D_o \Delta x) + \tau_i[\pi(D_i + \delta) \Delta x] \\ & - \Delta P_g \frac{\pi}{4}[D_o^2 - (D_i + \delta)^2] \\ & + \rho_g g \frac{\pi}{4}[D_o^2 - (D_i + \delta)^2] \Delta x = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & - \tau_{wf}(\pi D_i \Delta x) - \tau_i[\pi(D_i + \delta) \Delta x] \\ & - \Delta P_f \frac{\pi}{4}[(D_i + \delta)^2 - D_i^2] \\ & + \rho_f g \frac{\pi}{4}[(D_i + \delta)^2 - D_i^2] \Delta x = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

기액상의 압력강하는 동일하므로

$$\Delta P_f = \Delta P_g \quad (3)$$

의 관계식이 성립된다. 식 (3)을 이용하여, 식 (1)과 식 (2)를 결합하여 무차원화하면 다음의 결과식을 얻는다.

$$\begin{aligned} F(J_g^*, J_f^*, \alpha) = & \frac{f_{wg}}{1+D} \frac{J_g^{*2}}{\alpha^3} + \frac{D}{D+1} \frac{f_{wf} J_f^{*2}}{(1-\alpha)^3} \\ & + \frac{f_i}{1+D} \frac{(1-\alpha + \alpha D^2)^{\frac{1}{2}}}{\alpha(1-\alpha)} \left[\frac{J_g^*}{\alpha} \right. \\ & \left. + \beta \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{J_f^*}{1-\alpha} \right]^2 - \frac{1}{2} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

여기에서 α 는 기공률로 다음과 같이 정의되며

$$\alpha = \frac{D_o^2 - (D_i^2 + \delta)^2}{D_o^2 - D_i^2} \quad (5)$$

여타의 무차원변수들은 다음과 같이 정의된다.

$$D = \frac{D_i}{D_o} \quad (6)$$

$$\tau_{wk} = \frac{1}{2} f_{wk} \rho_k U_k^2 \quad (k=g \text{ 또는 } f) \quad (7)$$

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_g (U_g + U_i)^2 \quad (8)$$

$$J_k^* = j_k \left[\frac{\rho_k}{(\rho_f - \rho_g) g D_h} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$\beta = \frac{U_i}{U_f} \quad (10)$$

반류2상유동의 작동조건은 식 (4)에 따라 지배되며 이 식을 (J_g^*, J_f^*) 평면에 도출하면 반류2상유동이 도달할 수 없는 작동상태가 존재한다. 이 상태를 플러딩으로 간주하며 따라서 플러딩 시작점은 다음의 식을 만족하는 (J_g^*, J_f^*) 의 관계식에서 결정된다.

$$\begin{aligned} F(J_g^*, J_f^*, \alpha) &= 0 \\ G(J_g^*, J_f^*, \alpha) &= \frac{\partial F}{\partial \alpha} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

식 (4)에서 f_{wg} 와 f_{wf} 는 기액상 유동의 벽면마찰계수를 나타내는 것으로 기존의 식으로부터 구할 수 있다.

$$f_{wg} = 0.079 Re_g^{-1/4} \quad (12)$$

$$-3.0 \sqrt{\frac{f_{wf}}{2}} \\ = 2.5 \sqrt{\frac{f_{wf}}{2}} \ln(Re_f \sqrt{\frac{f_{wf}}{2}}) - \frac{64}{Re_f} \quad (13)$$

식 (4)에서 f_i 는 계면마찰계수를 나타내는데 수직 환상관에서 반류2상유동에 대한 계면마찰계수식이 발표된 적이 없기 때문에 이 식의 선택이 쉽지는 않다. 현재까지 발표된 식 가운데 유사한 것으로는 수직 원관에서 얻은 Bharathan et al 식⁽⁹⁾이 있는데 본 연구에서는 이 식을 수정하여 사용하였다. 즉, Bharathan et al 식⁽⁹⁾은 다음과 같이 표현된다.

$$f_i = 0.005 + A \left(\frac{D^*}{2}\right)^B (1 - \sqrt{\alpha})^B \quad (14)$$

$$\log A = -0.56 + \frac{9.07}{D^*} \quad (15)$$

$$B = 1.63 + \frac{4.74}{D^*} \quad (16)$$

여기서 D^* 는 무차원 직경으로 다음과 같이 정의된다.

$$D^* = D_n \left[\frac{(\rho_f - \rho_g) g}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (17)$$

앞에서 언급하였지만 식 (14)의 f_i 는 원관에 대하여 구하였으며 또한 비교적 평활한 계면을 가지는 안정한 반류유동에 대하여 개발된 것이다. 플러딩 시작점에 접근할 때 계면은 구름파가 형성되어 매우 거칠어지므로 식 (14)을 직접 사용하기에는 무리가 있을 것으로 판단된다. 따라서 본 연구에서는 식 (14)에 근거한 계면마찰계수에 다음과 같이 단순 보정한 값을 사용하였다.

$$f_{i-corr} = c f_i \quad (18)$$

여기에서 c 는 보정상수이다. Lee & Bankoff⁽⁵⁾는 성층반류유동에서, 구름파가 나타나는 거친 계면에서의 마찰계수는 3차원파가 나타나는 평활계면의 값에 비하여 5배 정도 증가한다는 사실을 실험을 통하여 알아냈다. 따라서 이들 실험결과를 기준으로 본 연구에서는 보정상수의 값을 5로 택하였다.

식 (10)에서 β 는 액상속도에 대한 계면속도비를 나타낸다. 일반적으로 정상상태 반류2상유동에서는 이 값이 1 부근의 값을 가지나 플러딩이 시작될 때

는 계면이 정지된 후 역류가 시작되기 때문에 0의 값을 가지는 것으로 간주하여도 무방하다.

3. 실험

본 실험장치는 수직환상관에서 안정된 공기-물의 반류2상유동을 유지하고 플러딩 시작점에 관한 실험을 수행할 수 있도록 제작되었다. 이 장치는 공기공급부, 물공급부, 시험부 그리고 측정장치부로 이루어져 있으며, 전체적인 실험장치의 개략도는 Fig. 2에 나타나 있다.

공기공급은 최대 유량 2 m³/min, 풍압 500 mmAq인 ring blower에 의하여 이루어지며, 공기 유량은 주파수 변환장치(삼성전자: MOSCON-G3)를 송풍기에 연결하여 조정하였다. 공기공급량은 주파수 변환에 따라 송풍기의 회전수를 조절하여 제어하며 시스템 내에 최대 1.87 m³/min까지 공급이 가능하다. 송풍기를 나온 공기는 직경 153 mm인 관을 통하여 공기유량 측정기구인 벤투리관을 지나 시험부로 유입된다. 시험부 하부에 lower plenum을 설치하여 공기가 시험관으로 유입되기 전에 충분히 혼합되도록 하였다. 시험관내에 유입된 공기는 환상관을 거쳐 외부로 바로 빠져 나가도록 하였다.

물공급부는 폐쇄회로로 이루어져 있으며 마그네트 펌프, 유량조절밸브, 저장탱크 및 유량계로 구성되어 있다. 탱크에 저장된 물은 펌프를 거쳐 환상관으로 유입되며 upper plenum에서 설치된 직경 2.4 mm인 최대 12개의 노즐을 통하여 직접 분사된

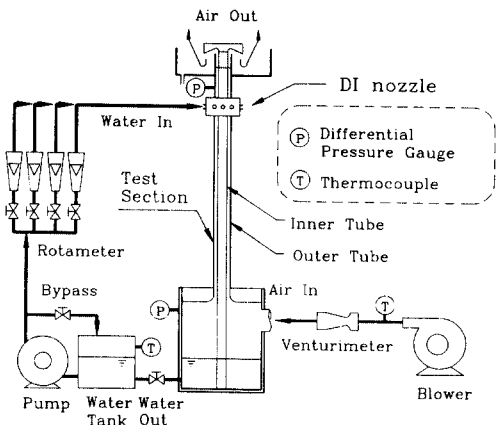


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental apparatus

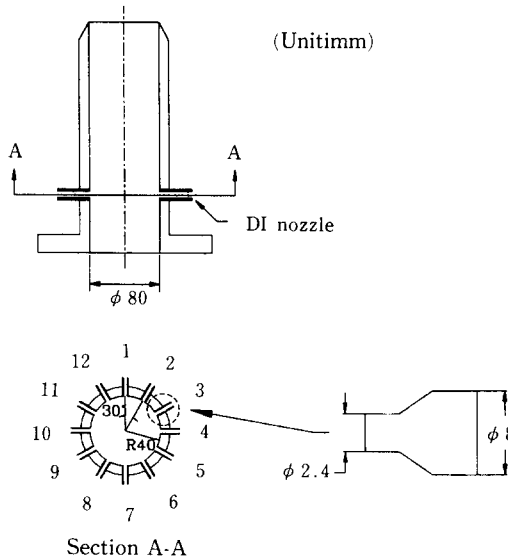


Fig. 3 Configuration of the direct injection nozzles
DI nozzle

다. 이 시스템에서 분사노즐수의 영향을 분석하기 위하여 노즐의 수를 2, 3, 4, 6, 12의 5개로 바꾸어 실험을 수행하였다. Fig. 3은 노즐의 배치도를 나타낸 그림이다. 물 유량 측정은 각 주입구와 연결된 rotameter에 의하여 이루어지며, 물 공급은 최대 유량 10 l/min, 온양정 10 m인 마그네트 펌프에 의하여 일정하게 공급되도록 하였다. 그리고 플러딩 실험중 역류된 물은 upper plenum 위에 설치된 물 저장소에서 회수하여 저장탱크로 보내어 지도록 회수관을 설치하였다.

시험부는 실제 PWR의 1/50 규모의 크기를 가지는 환상관이다. 이 환상관의 외경은 80 mm이며, 환상관의 내관은 플러딩 현상에 관한 축척효과를 규명하기 위하여 직경 69, 71 및 72 mm로 하였으며 실험중 내부 원통을 손쉽게 교체할 수 있도록 조립식 제작방식을 택하였다. 따라서 환상관의 수력직경은 11, 9 및 8 mm를 각각 가진다. 환상관의 외관은 추후에 사용될 수증기에 대한 열충격에 견디며, 시험관내에서 일어나는 유동현상을 직접 눈으로 관찰할 수 있도록 투명성이 보장되는 수정관을 사용하였다. 환상관의 길이는 관입구효과를 줄이기 위하여 재료가 허용하는 한 길게 잡아 1000 mm로 결정하였다. 환상관의 상하측부에는 upper plenum과 lower plenum이 설치되어 있으며 플러딩이 발생하였을 때 시험부의 압력강하를 측정할

수 있도록 upper plenum과 lower plenum에 압력공을 각각 설치하였다.

플러딩 실험중에 측정한 실험인자로는 공기와 물의 입구온도와 유량, 환상관내 공기측 압력강하와 절대압력이다. 공기유량은 직경 153 mm인 TSI 벤투리미터에 연결된 신호조절기에서 나오는 신호를 A/D 변환기가 장착된 마이크로컴퓨터로 측정하였다. 예비실험 과정에서 벤투리미터에 관한 보정실험을 수행하였다. 즉, 송풍기와 연결된 직경 52 mm의 PVC 관내의 중심에서 벽면까지 피토크관 (pitot tube)을 이동시키면서 각 지점의 공기속도를 측정하였으며 이를 면적적분하여 유량을 구하였다. 이 유량과 벤투리미터의 출력을 비교하여 검정곡선을 완성하였는데 제작회사가 제공한 검정곡선과 비교할 때 차이가 거의 없었다. 물 유량은 각 노즐에서 분사되기 전에 rotameter에서 측정된다. 본 실험에서 사용한 rotameter의 수는 총 12개이며 최대 측정유량은 545 l/hr이다. 플러딩에 가까워질 때 발생하는 물유량의 변화를 극소화하기 위하여 실험중 수시로 유량제어밸브를 이용하여 각 노즐을 통한 유량을 일정하게 조정하였다. 환상관내 공기측 압력강하는 upper plenum과 lower plenum에 설치된 두 개의 압력공과 연결된 차압용 압력변환기를 이용하여 측정하였으며 공기측 절대압력은 압력변환기를 사용하여 측정하였다. 그리고 공기 및 물의 물성치 계산을 위하여 입구온도를 측정하였는데 이를 위하여 구리-콘스탄탄 열전대를 사용하였다.

본 실험에서 택한 실험방법은 액상유량을 일정하게 고정된 후 공기유량을 증가시키는 것으로 이 과정에서 압력강하치와 플러딩 시작점에서의 공기속도를 측정하였다. 즉, 환상관 시험부에 주입되는 물은 rotameter를 사용하여 일정유량으로 고정시키고 inverter로 ring blower를 제어하여 아주 미세하게 공기의 유량만을 변화시켜 가면서 압력강치와 플러딩 속도를 결정하였다. 특히 공기유량을 약간씩 증가시킬 때마다 안정된 정상상태의 유동을 확보하기 위하여 충분한 시간이 경과된 후 측정작업을 수행하였다.

4. 실험 결과 및 고찰

4.1 플러딩 시작점의 결정

수직 반류2상유동에서 유동의 혼란과 복잡함으로

인하여 플러딩 시작점의 정확한 적시가 매우 어려운 것이 사실이다. 특히 육안 관찰에 의하여 플러딩 시작점을 측정하는 것은 실험하는 사람의 주관적인 판단에 따라 결정되므로 연구가에 따라 실험 자료의 심한 편차를 야기시킨다. 예를 들면, Dukler and Smith⁽¹⁰⁾는 entrainment가 시작되는 점을 플러딩 시작점으로 간주할 수 있다고 하였으며 Hewitt⁽¹¹⁾는 bridging 현상이 나타날 때를 플러딩 시작점으로 생각하였다. 따라서 일관된 방식에 따라 플러딩 자료를 얻기 위하여 시작점을 육안에 의하지 않고 다른 방법으로 결정하기 위한 방안이 강구되어야 한다. 반류2상유동에서 기상의 압력강하치가 2상유동의 거동 변화를 인지하는데 주요한 지표가 될 수 있다는 사실이 실험적으로 입증된 바가 있다.⁽⁵⁾ 일반적으로 반류유동에서 기상속도가 플러딩 속도에 접근하면 이동상태에 있는 계면위에 큰 교란과가 나타나고 액체 덩어리를 형성하면서 bridging 현상이 초래된다. 이 현상은 기상유동에 장애를 일으켜 급격한 압력강하치의 상승을 야기시킨다. 따라서 압력강하의 측정은 플러딩 시작점을 적시하는데 매우 효과적인 방법이 될 수 있다.

Fig. 4는 본 실험에서 얻은 압력강하 자료 가운데 대표적인 것을 도시한 그림으로 내부관 직경이 69 mm, 노즐수가 2개일 때 얻은 자료이다. 이 그림은 일정한 액상유량에서 기상유량을 증가시킬 때 얻은 압력강하를 나타낸 것으로 정상적인 반류유동에서 zero penetration까지의 영역이 포함되어 있다. 이 그림에서 알 수 있듯이 기상유량이 작은 경우 즉, 반류유동이 안정적으로 유지될 때 기상의 압력강하치는 기상유량의 증가와 함께 매우 완만하게 증가한다. 플러딩 시작점에 가까워지면 압력강

하치의 증가비가 커지는데 이것은 구름과의 출현에 기인한다. 플러딩 시작점에서의 압력강하치는 급작스럽게 상승하는데 이것은 계면이 파괴되면서 liquid slugging과 bridging 현상이 발생되기 때문이다. 따라서 기상속도-압력강하곡선에서 압력강하치가 급격히 상승하는 지점을 플러딩 시작점으로 간주하여도 무방하다는 사실을 알 수 있다. 일단 플러딩이 시작되면 계면이 혼란스러워지면서 심한 액적상승현상이 초래되며 이 결과 액막유동의 일부가 역류하기 시작한다. 그림에서 액상의 일부가 역류하기 시작하는 점을 유동역류점(flow reversal)으로 표시하였는데, 이후에는 기상유량의 증가가 오히려 압력강하의 감소를 야기시킨다. 이것은 물론 upper plenum에서의 액상유동 일부가 환상관으로 흘러 내려오지 못하고 역류하기 때문이며 기상유량이 증가할수록 역류량이 증대되기 때문이다. 압력강하치의 감소는 zero penetration에 이를 때까지 계속되며 이 점에서의 압력강하치는 순수 기상유동에 의한 값만을 의미한다.

4.2 환상관 플러딩 현상에 관한 축척법칙

플러딩 현상에 미치는 관직경의 영향을 규명하기 위한 노력은 축척법칙의 확립과 연관되어 꾸준히 시도되어 왔다. 원관의 경우, 주어진 액체 겉보기 속도(superficial velocity)에서 관직경이 증가하면 겉보기 플러딩 속도는 마찬가지로 증가한다는 실험 결과가 발표되어 있다.⁽¹⁾ 그러나 환상관의 경우 현재까지 이에 대한 실험자료가 충분하지 않았으며 특히 축척법칙을 나타내는 무차원 변수에 관한 검증도 시도되지 않았다.

현재까지 발표된 수직 단관에 적용되는 축척법칙과 관련된 무차원변수로는 식 (9)로 정의되는 윌리스변수(Wallis parameter)와 식 (9)에서 특성 길이를 라플라스 상수(Laplace constant)로 대체시킨 쿠타테라즈변수(Kutateladze parameter)가 있다. 윌리스변수는 분모에 관직경을 포함하고 있기 때문에, 일찍부터 축척법칙을 나타내는데 적합한 변수로 인식되었으나 많은 연구를 거치면서 문제점이 있는 것으로 드러났다.⁽¹⁾ 반면 쿠타테라즈변수는 zero penetration 현상을 나타내는데 적합하나 플러딩 시작점을 예측하는데는 타당하지 않는 것으로 판명되었다.⁽¹⁾

환상관에서의 축척법칙을 표현하는데 윌리스변수의 타당성을 검증하기 위하여 플러딩 속도를 두 가

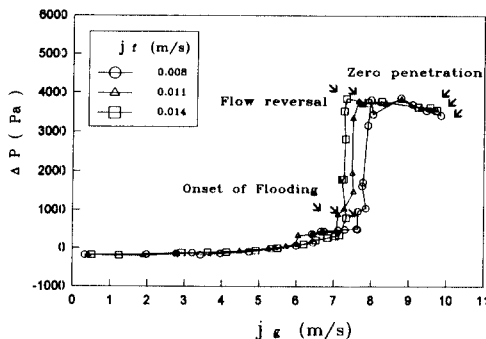


Fig. 4 Typical pressure drop curves for counter-current two-phase flow

지 방식으로 표현하였다. 이 검증을 위하여 본 연구에서 얻은 세 가지 수력직경에 대한 자료와 기존의 Ueda and Suzuki⁽¹²⁾ 자료를 이용하였다. Fig. 5는 윌리스변수에서 사용되는 겉보기 속도를 기준으로 표시한 그림이며 Fig. 6은 겉보기 속도 대신 실제속도를 사용한 경우의 결과이다. 따라서 Fig. 6에 표시된 무차원변수, U^*_k 는 윌리스변수를 수정한 것으로 다음과 같이 정의된다.

$$U^*_k = u_k \left[\frac{\rho_k}{(\rho_f - \rho_g) g D_h} \right]^{1/2} \quad (19)$$

이 그림에 나타난 바와 같이 일정한 액상윌리스변수의 경우 관직경이 감소할수록 기상윌리스변수가 증가하는 것을 알 수 있으며 따라서 축척법칙을 표현하는 변수로 일관성을 유지한다고 볼 수 없다. 반면에 식 (19)로 정의된 수정윌리스변수를 사용할 경우 실험자료간에 약간의 편차가 있으나 관직경에 거의 상관 없이 U^*_f 와 U^*_g 가 일관된 상관관계를 가지는 것을 알 수 있다. 일반적으로 플러딩에 영

향을 미치는 인자가 실제속도임이지만 원관의 경우 겉보기 속도와 고유한 관계를 가지므로 윌리스변수에서는 편의상 겉보기 속도를 사용하였다. 그러나 환상관에서는 실제속도와 겉보기 속도가 수력직경뿐 아니라 관내경 또는 외경에도 상관하므로 식 (19)와 같이 실제속도를 사용하는 것이 바람직하다는 것을 알 수 있다. 이 결과에 따르면, 적어도 관의 수력직경이 8~30 mm 경우에 대하여 식 (19)에 정의된 무차원변수를 사용하면 플러딩 시작시 기액상속도의 상관관계를 예측할 수 있다는 사실을 알 수 있다.

4.3 분사노즐수에 따른 플러딩 속도

직접분사방식에서 최적 노즐수를 결정하는 일은 DVI 방식을 실제의 PWR에 적용하기 앞서 반드시 연구되어야 할 과제이다. 이를 위하여 본 연구에서는 노즐수를 2, 3, 4, 6, 및 12개로 변화시키면서 세 개의 수력직경에 대한 플러딩 실험을 수행하였는데 정성적으로 동일한 결과를 얻었다. 이 가운데 수력직경이 9 mm일 때의 결과가 Fig. 7에 도시되어 있다.

이 그림에서 노즐수가 12개인 경우를 제외하고는 노즐수가 플러딩 속도에 미치는 영향이 미미하다는 사실을 알 수 있다. 이 결과에서 다음의 사실을 유추할 수 있다. 즉, 노즐수가 많아지면 각 노즐에서 분사되는 물줄기 사이에 간섭현상이 야기되어 액상의 관입구에서 혼란스런 유동이 발생되므로 플러딩이 촉진되며 이러한 간섭현상이 일어나는 액상속도는 노즐수에 따라 달라질 것으로 판단된다. 노즐수가 증가하면 간섭현상이 야기되는 액체분사속도는

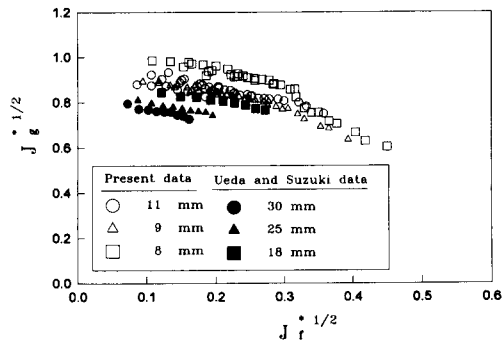


Fig. 5 Effect of the tube diameter on the flooding velocity based on the Wallis parameter

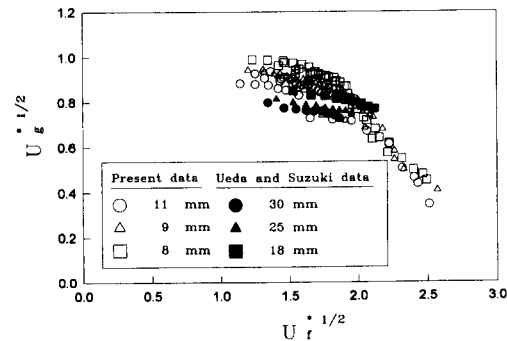


Fig. 6 Effect of the tube diameter on the flooding velocity based on a modified Wallis parameter

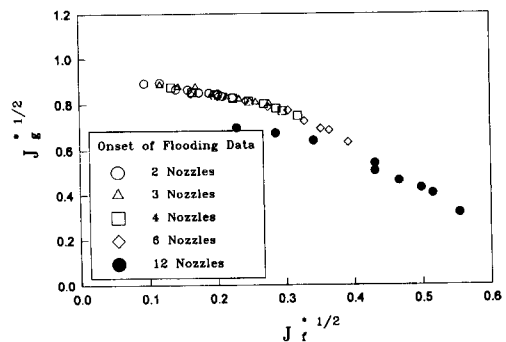


Fig. 7 Effect of number of direct injection nozzle on the dimensionless flooding velocity ($D_h=9$ mm)

작아지며 12개의 노즐의 경우 본 연구에 택한 액상 속도에 대하여 간섭현상이 항상 일어났다는 것을 알 수 있다. 따라서 이 사실에서 노즐수를 6개로 택할 때 본 실험범위보다 큰 액상속도에 대하여서는 마찬가지로 간섭현상이 일어나 플러딩 속도가 급격히 떨어질 것으로 추측된다. 이러한 사실에서 직접분사 노즐수는 액체의 균일유동을 보장하는 범위에서 최소화하는 것이 바람직하다는 것을 알 수 있다.

4.4 플러딩 속도에 관한 이론치와 실험치의 비교

앞서 유도한 인벡롭이론에 근거한 플러딩 속도 예측치와 실험자료를 비교한 결과가 Fig. 8에 나타나 있다. 실험자료는 물줄기 간에 간섭현상이 야기되지 않았던 노즐수가 6개 이하인 경우에 해당되는 것만을 택하였으며 이론치는 세 개의 수력직경에 대하여 각각 계산하였다. 이 그림에서 알 수 있듯이 플러딩 시작점에 관한 이론치와 실험치는 정성적뿐만 아니라 정량적으로도 잘 일치한다. 특히 주어진 무차원 액상속도에서 관직경이 증가할수록 무차원기상속도가 감소하며 이론치와 실험치 모두 동일한 경향을 나타내고 있다. 따라서 인벡롭이론은 플러딩 시작점의 예측에 효과적이라는 것을 알 수 있다. 그러나 이 이론은 계면마찰계수에 관한 실험식을 필요로 하므로 이의 확보 여부가 인벡롭이론의 적용범위를 확대시키는데 관건이 될 수 있다. 이 결과에서 적절한 계면마찰계수에 관한 상관식이 주어진다면 실제 규모의 가압수형원자료의 down-comer 내 플러딩 해석도 가능하다는 것을 유추할 수 있다.

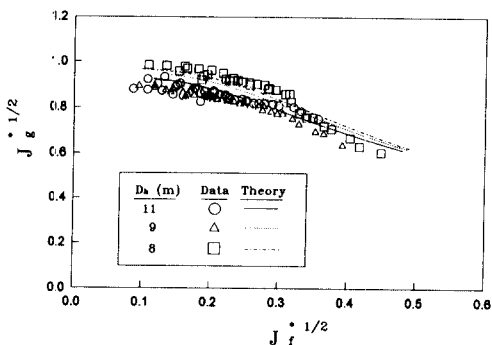


Fig. 8 Comparison of the envelope theory and the experimental data of the onset of flooding

5. 결 론

본 연구를 통하여 환상관에서 플러딩 시작점에 관한 특성을 규명하였으며 또 이론해석을 수행하였다. 이 결과 인벡롭이론으로 플러딩 시작점을 정확하게 예측할 수 있었으며 이론치와 실험치가 정량적 및 정성적으로 매우 잘 일치함을 보여 주었다. 그리고 관직경과 분사노즐수에 따른 플러딩 시작점의 변화를 실험적으로 규명하였다. 환상관에서의 축척법칙을 나타내는데는 기존의 윌리스변수보다 식 (19)로 정의되는 수정윌리스변수가 더 적합한 것으로 판단된다. 그리고 노즐수는 분사된 물줄기가 간섭현상을 일으키지 않도록 결정되어야 하며 본 실험결과에 따르면 12개로 택하였을 경우 이러한 간섭현상이 나타 났다. 본 실험결과는 실제 규모의 PWR에 관한 플러딩 현상 규명에 도움을 줄 것으로 생각되며 앞으로 큰 규모의 환상관에서의 실험을 통하여 이에 관한 구체적인 방안이 제시될 수 있을 것으로 생각된다.

참고문헌

- (1) Bankoff, S. G. and Lee, S. C., 1986, "A Critical Review of the Flooding Literature," *Multiphase Science and Technology*, Vol. 2, pp. 95~180.
- (2) Bankoff, S. G. and Lee, S. C., 1985, "A Brief Review of Countercurrent Flooding Models Applicable to PWR Geometries," *Nuclear Safety*, Vol. 26, No. 2, pp. 139~152.
- (3) Nielsen, C. A., 1988, "System 80+ Direct Vessel Injection Review Meeting," *Combustion Engineering Interoffice Correspondence*, FSP-88-019.
- (4) Centibudaklar, A. G. and Jameson, G. J., 1969, "The Mechanism of Flooding in Vertical Countercurrent Two-Phase Flow," *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 24, pp. 1669~1680.
- (5) Lee, S. C. and Bankoff, S. G., 1983, "Stability of Steam-Water Countercurrent Flow in an Inclined Channel : I. Flooding," *J. Heat Transfer*, Vol. 105, No. 4, pp. 713~718.
- (6) Shearer, C. J. and Davidson, 1965, "The Investigation of a Standing Wave due to Gas

- Blowing Upwards over a Liquid Film," *J. Fluid Mech.*, Vol. 22, pp. 321~336.
- (7) Wallis, G. B. and Kuo, J. T., 1976, "The Behavior of Gas-Liquid Interface in Vertical Tubes," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2, pp. 521~526.
- (8) Richter, H. J., 1981, "Flooding in Tubes and Annuli," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, pp. 647~658.
- (9) Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H.J., 1978, "Air-Water Countercurrent Annular Flow in Vertical Tubes," *EPRI NP-786*.
- (10) Dukler, A. E. and Smith, L., 1979, "Two-Phase Interactions in Countercurrent Flow : Studies of the Flooding Mechanism," *NUREG/CR-0617*.
- (11) Hewitt, G. F., 1977, "Influence of End Conditions, Tube Inclination and Physical Properties on Flooding in Gas-Liquid Flows," *HTFS-RS 222*.
- (12) Ueda, T. and Suzuki, S., 1978, "Behaviour of Liquid Films and Flooding in Countercurrent Two-Phase Flow : Part 2. Flow in Annuli and Rod Bundels," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 4, pp. 157~170.