

〈論 文〉

평면벽면분류의 유입경계조건을 가지는 개수로 유동에 관한 수치적 연구

薛 光 源* · 李 相 龍*

(1988년 11월 9일 접수)

A Numerical Study on the Open Channel Flow with Plane Wall Jet Inlet Boundary Condition

Kwang Won Seul and Sang Yong Lee

Key Words : Open Channel Flow(개수로 유동), Plane Wall Jet(평면 벽면 분류), Baffle(배플), Recirculation(재순환), $k-\epsilon$ Turbulence Model($k-\epsilon$ 난류모델)

Abstract

A numerical work was performed to study the flow behaviors of the open channel type flow with its geometric boundary conditions being similar to that of the Multi-Stage-Flash evaporator with and without a baffle. For the analysis, two-dimensional steady turbulent flow was assumed and the widely known $k-\epsilon$ turbulence model was used. SIMPLE algorithm and the power difference scheme were used for the numerical approach. Numerical results generally agree with the previous experimental results though there are some uncertainties at far downstream and near the free surface due to the three dimensionality of the flow and surface waves. Without a baffle, the flow has basically the shape of the submerged plane wall jet with its upper boundary at downstream being sharply curved toward the free surface. For the flow with a baffle, recirculation flow patterns are observed at the upper inlet portion and at the backside of the baffle. For the case without a baffle, it was also confirmed that the ratio between the liquid level and the gate opening height is the most important parameter to determine the flow behavior.

기 호 설 명

a : 실험상수
 A : 유한차분 방정식의 계수
 b : 유한차분식의 생성항
 C : 상수
 C_1, C_2, C_μ : 난류모델상수
 H_w : 수위
 H_b : 배플의 높이
 H_g : 입구 게이트의 높이

k : 난류운동 에너지
 L : 증발단의 길이
 n, s : 유선좌표계
 P : 압력
 P_k : 난류운동 에너지의 생성항
 R : 곡률반경
 t_b : 배플의 두께
 U, V : 평균속도
 U_τ : 마찰속도, $(\tau/\rho)^{1/2}$
 $\bar{u}', \bar{v}', \bar{w}'$: 변동속도
 $-\overline{u'v'}$: 레이놀즈 전단응력

* 정회원, 한국과학기술원 기계공학과

- X_b : 배플의 X방향 위치
- X_R : 재순환 영역의 길이
- X, Y, Z : 직교좌표계
- $\Delta x, \Delta y$: 격자간격

그리스 문자

- α : 모델상수
- β : 모델상수
- Γ_p : 미분방정식의 확산계수
- ϵ : 난류운동에너지 소멸율
- ϕ : 일반 증속변수
- κ : Von-Karman 상수
- ν_f : 동점성계수
- ν_t : 와점성계수
- ν_{eff} : 유효점성계수
- ρ : 밀도
- $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: Prandtl/Schmidt 수
- τ : 전단 응력

첨 자

- i : 입구량
- max : 최대치
- $e, w, n, s, E, W, N, S, P$: 검사체적의 각 노드점
- p : 벽면에서 가장 가까운 노드점
- eff : 유효량
- t : 난류량
- f : 층류량
- s : 액체자유표면의 물리량

1. 서 론

다 단 후래시 증발(multi-stage-flash evaporation)이란 해수에서 담수를 얻기 위한 장치에서 가장 널리 사용되는 증발법으로, 여러 개의 단(stage)으로 구성된 포화압력 이하의 낮은 압력의 용기내에 증발시키고자 하는 해수를 입구 게이트(gate)를 통해 개수로 유동(open channel flow)의 형태로 흘러 보내면서 액체를 증발시키는 방법이다. 증발기 내부의 증발 형태는 입구 게이트로부터 가까운 재순환 영역에서 기포가 생성, 성장되어 2상(two-phase) 유동형태로 증발되고, 그 이후에서는 단상(single-phase) 유동으로 자유표면에서의 증발이 지배적이다⁽¹⁾. 이 때 대부분의 증발은 2상 유동 영역에서 발생하므로 입구부분 가까이의 액체 자유표면에서 나타나는 재순환 영역의 크기와 이 영역에서의 유동형태는 증발 성능의 측면에서 매우 중요하다. Fig. 1에는 이에 대한 유동형태를 간단히 표시하였다. 또한 증발기의 증발성능을 향상시키기 위해 즉 기포를 포함하고 있는 고온의 유체를 보다 빨리 액체 자유표면으로 이송시켜 자유표면 밖으로 증발시키기 위해 여러가지 형상의 배플을 설치하기도 한다. 이 경우에 증발성능은 전적으로 내부 증발기의 구조에 의한 유동 형태에 따라 영향을 받는다.

본 연구 단계에서는 증발실험장치 구조와 유사한 기하학적 경계 조건에 대해서 앞서의 연구결과^(2,3)와 유사한 경우로서 열전달 현상을 수반하지 않는

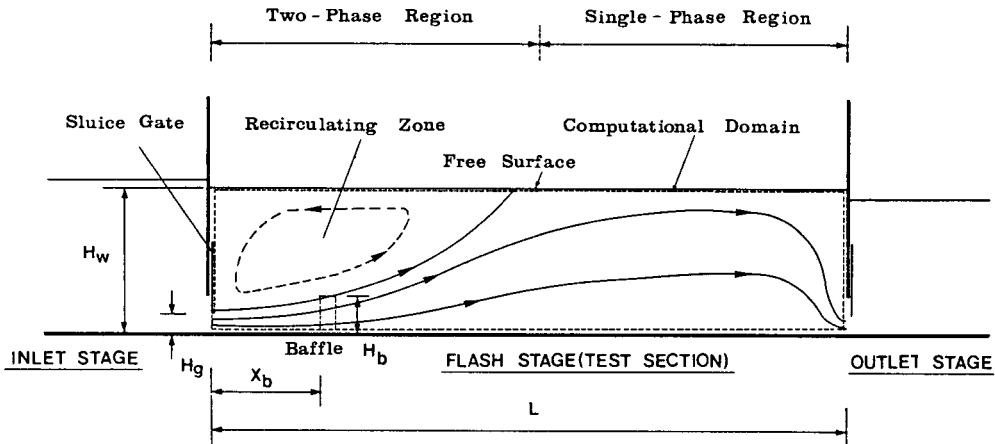


Fig. 1 Flow pattern inside the flash stage in MSF power plant

단순한 유동현상의 측면만을 우선 고려하여 수치적으로 접근하여 보았으며, 이 연구에 앞서서 수행되었던 실험 연구결과와 비교하였다.

다단 후래시 증발 장치의 내부를 시뮬레이션하기 위한 실험장치의 제원과 측정방법은 참고문헌 (2)와 (3)에 상세히 나타냈다. 실험장치는 축소된 형태의 3개의 단(stage), 즉 입구단, 출구단 그리고 그 두 단 사이에 시험부(test section)가 설치되어 있다. 각 단은 폭이 74mm이며, 3개의 단을 합친 전체 길이는 2.2m로서 사각 개수로 형태이며, 각 단의 아랫 부분은 사각 수문(sluiçe gate)에 의해 연결되어 있다. 액체 유속을 측정하기 위한 레이저 유속계는 35mW의 He-Ne 레이저 광을 사용하였다. 실험변수로서 수위, 입구유속(혹은 유량), 배플의 유무, 배플의 위치및 높이 그리고 입구 게이트의 높이를 고려하였고 사용된 배플의 치수는 두께가 10mm이며, 높이는 각각 22mm와 52mm 두 가지를 사용하였다.

현재까지 수치해석적인 방법에 의한 이 분야의 연구는 그 유동이 복잡한 관계로 거의 진행되지 못하였으나, 최근 Miyatake 등⁽⁴⁾이 그들의 실험결과를 기초로 하여 액체자유표면의 형상과 혼합거리(mixing length)를 구하고 이를 이용하여 유선(streamline) 방정식으로 부터 증발기의 내부 유동 형태를 계산하였다. 그러나 이들의 실험결과는 입구게이트 높이에 대한 수위에 비(H_w/H_g)가 2.5~4.8의 낮은 범위에 있어서 수위의 영향이 상대적으로 충분히 고려되지 않았으며, 또한 그들의 실험결과로부터 배플이 없는 경우는 2개의 영역에 대해서, 그리고 배플이 있는 경우는 5개의 영역으로 나누어 혼합거리를 구하였으므로 증발기의 기하학적 형태의 변화가 내부 유동형태에 미치는 영향을 자세히 연구하지 못하였다. 따라서 본 수치적 해석에서는 H_w/H_g 의 비가 5.0~16.7의 범위에서 수행된 실험결과를 바탕으로 기존의 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하여^(5,6), 고려하고자 하는 변수, 즉 유입 유속, 입구 게이트의 높이, 수위, 배플의 유·무 등에 따라서 액체의 유동형태가 어떻게 변하는가를 살펴 보고자 한다. 수치해석에 사용된 알고리즘은 Patankar와 Spalding⁽⁷⁾에 의해 개발된 SIMPLE 알고리즘을 사용하였고, 수치적 방법은 power difference scheme을 사용하였다. 아울러 기존의 실험결과들^(1~4)에 따르면 배플의 유·무에 관계없이 재순환 영역이 발생되고 특히 배플이 있는 경우

는 유선의 곡률이 심하게 변하는데 이러한 영역에서는 유선의 곡률이 난류이송에 강한 영향을 미치는 것으로 알려져 있으므로⁽⁸⁾ 보편적으로 사용되는 $k-\epsilon$ 난류 모델에 이 영향을 첨가하여 그 결과를 비교, 검토해 보고자 한다.

2. 수치적 이론

2.1 지배 방정식 및 경계조건

입구 게이트로 부터 먼 곳에서는 양쪽 벽면에서 발달된 경계층 때문에 유동이 3차원 특성을 가지지만, 입구 게이트 가까운 영역에서는 유동이 2차원 특성을 유지할 것이라 가정하여 평면 벽면 분류의 형태로 유입되는 증발기 내부의 유동을 2차원, 정상상태, 난류유동으로 놓고 계산하였다. 앞서 언급했듯이 증발기 성능 측면에서는 입구 게이트로 부터 가까운 영역에서의 유동 형태가 중요하기 때문에 계산이 비교적 쉽고 경제적인 2차원으로 가정한 것이다. 운동방정식의 난류응력은 와점성계수(eddy viscosity)의 개념을 사용하여 2-방정식 모델 중에서 기존에 잘 알려진 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하였다. 지배방정식은 다음과 같다.

연속 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0. \quad (1)$$

운동량 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u v) - \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial u}{\partial x}) \\ & - \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}) \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial v}{\partial x}) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho v u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v v) - \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial v}{\partial x}) \\ & - \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial v}{\partial y}) \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \cdot \frac{\partial v}{\partial y}) \end{aligned} \quad (3)$$

윗 식에서 나타난 유효점성계수(effective viscosity), ν_{eff} 는 유체의 종류에 따라 결정되는 동점성계수(kinematic fluid viscosity), ν_f 와 유동의 형태에 따라 결정되는 와점성계수, ν_t 의 합이다.

$$\nu_{eff} = \nu_f + \nu_t \quad (4)$$

여기서 와점성계수 ν_t 는 난류강도에 따라 특성 지

워치는 난류 운동에너지(turbulent kinetic energy) k 와 난류 운동에너지를 포함하고 있는 eddy 들의 특성길이와 관계된 난류 운동에너지 소멸율(dissipation rate of turbulent kinetic energy) ϵ 의 무차원 해석에 의해 특성속도 $k^{1/2}$ 와 특성길이 $k^{3/2}/\epsilon$ 의 곱으로 나타낼 수 있으며 Kolmogorov-Prandtl 표현에 의하면 다음과 같다.

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

여기서 C_μ 는 모델 상수이며 국소 평형 전단경계층(local equilibrium shear layer)에서 난류 운동에너지의 생성항과 소멸항($P_k = \epsilon$)이 같다는 것을 이용하면 일반적으로 $C_\mu = (-\overline{u'v'})/k^2$ 인 관계를 얻는다. 따라서 C_μ 는 실험적으로 구한 $-\overline{u'v'}/k$ 의 값으로 부터 얻을 수 있다. 그리고 유동장 내에서의 k 와 ϵ 의 분포를 얻기 위해서는 다음과 같이 모델된 난류 이송 방정식을 풀어야 한다.

난류운동에너지 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u k) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v k) - \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial y}) = P_k - \rho \epsilon \quad (6)$$

난류운동에너지 소멸 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \epsilon) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \epsilon) - \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial y}) = C_1 P_k \frac{\epsilon}{k} - C_2 \cdot \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (7)$$

$$P_k = \mu_{eff} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (8)$$

여기서 P_k 는 평균속도구배와 난류응력의 상호작용에 의해 얻어지는 난류 운동에너지의 생성항이며 이상의 방정식에서 사용된 모델상수의 값은 Table 1에 나타내었다.

(1) 곡률 보정 모델

본 수치계산에서는 기본적으로 보편적인 $k-\epsilon$ 모델(standard $k-\epsilon$ model)을 사용하였다. 그리고 이러한 계산결과와 난류이송에 중요한 영향을 미치는 유선곡률의 효과를 포함한 수정된 난류 모델의 계산결과와 비교해 봄으로서 증발기 내부의 유동형태

가 얼마나 정확하게 예측될 수 있는가를 살펴 보고자 한다.

최근의 많은 연구를 통해 복잡한 전단유동에서 난류 전단응력(turbulent shear stress)과 수직응력(normal stress)의 비등방성(anisotropy) 정도는 유선의 곡률에 따라 민감하게 변한다고 알려졌다. 이러한 효과를 Leschziner와 Rodi⁽⁶⁾는 레이놀즈 응력의 이송을 지배하는 방정식에서 이송항(대류항과 확산항)을 무시하여 얻은 대수 레이놀즈 응력방정식(algebraic Reynolds stress equation)으로 부터 유도하여 $k-\epsilon$ 난류모델에 포함시켰다. 그들은 유선 좌표계의 유선곡률 방정식을 이용해 국소 평형 상태에서 곡률효과를 고려한 난류 와점성계수의 모델 상수 C_μ 의 보정식을 얻었다. 국소 유선 곡률반경(local radius of streamline curvature) R 은 이론적으로 다음과 같이 나타낸다.

$$\frac{1}{R} = \frac{uv \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) + u^2 \cdot \frac{\partial v}{\partial x} - v^2 \cdot \frac{\partial u}{\partial y}}{(u^2 + v^2)^{3/2}} \quad (9)$$

유선좌표계에서 난류에너지가 국소 평형상태라 가정하고 대수 레이놀즈 응력 방정식으로 부터 얻은 레이놀즈 응력과 식(5)를 비교하여 모델상수 C_μ 에 관한 보정 관계식을 얻으면 다음과 같다.

$$C'_\mu = \frac{C_\mu}{[1 + 0.569 \frac{k^2}{\epsilon^2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial n} + \frac{u_s}{R} \right) \cdot \frac{u_s}{R}] } \quad (10)$$

여기서 u_s 는 유선방향의 속도이고 n 은 유선에 수직인 방향을 나타내며 C_μ 는 Table 1에 나타낸 0.09를 사용한다.

(2) 경계 조건 및 격자 분포

벽면에서의 경계조건은 평균속도를 영(zero)으로 놓았다. 그리고 높은 레이놀즈 수 영역에서 유도된 난류모델을 유체의 점성이 지배적인 벽면 근처의 낮은 레이놀즈 수의 영역에서는 적용할 수가 없으므로 벽면 근처에서는 속도분포가 log-law 영역이라 가정하고 아래와 같은 벽면함수(wall function)를 사용하였다.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_\tau y}{\nu_f} \right) + C \quad (11)$$

벽면 근처에서 k 와 ϵ 의 경계조건은 log-law 영역에서 유동이 국소 평형상태라 가정하여 다음과 같이 구하였다⁽⁶⁾.

$$k_p = \frac{u_\tau^2}{C_\mu^{1/2}} \quad , \quad \epsilon_p = \frac{u_\tau^3}{\kappa y_p} \quad (12)$$

Table 1 Model constants of the $k-\epsilon$ turbulence model⁽⁶⁾

C_μ	C_1	C_2	σ_ϵ	σ_k
0.09	1.44	1.92	1.0	$\kappa^2 / [(C_2 - C_1) \cdot C_\mu^{1/2}]$

이러한 벽면함수의 사용은 경계층 내부에 존재하는 viscous sublayer와 buffer layer를 계산하지 않고 log-law 영역의 속도분포로부터 전체 유동장의 속도분포를 구할 수 있으므로 컴퓨터 사용상에 있어 경제적이다.

입구부분에서 액체속도는 균일 유동으로 가정하였고 난류운동에너지와 난류운동에너지 소멸율은 실험적인 값을 사용하였다.

$$k_i = \alpha u_i^2$$

$$\epsilon_i = C_{\mu} k_i^{3/2} / \beta H_w \quad (13)$$

여기서 α , β 는 실험상수이며 본 계산에서는 $\alpha = 0.005$, $\beta = 0.03$ 을 사용하였다⁽⁹⁾.

액체 자유표면에서의 경계조건은 평균속도와 난류 에너지에 대해 대칭조건을 사용하였다. 그리고 난류에너지소멸율에 대한 액체 자유표면에서의 경계조건으로는 몇명의 연구자들⁽¹⁰⁾에 의해 개수로 유동에서 다음 식이 사용되고 있다.

$$\epsilon_s = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot \chi_s^{3/2}}{\kappa (\delta + aH_w)} \quad (14)$$

여기서 δ 는 액체 자유표면으로부터의 거리이고, a 는 실험상수로 0.07을 추천하고 있다. 이 식의

의미는 액체 자유표면 근처에서 표면장력 등에 의해 난류 eddy들의 크기가 제한받으므로 길이척도 (length scale)가 특성 길이인 수위에 비례한다고 가정하여 액체 자유표면에서 길이척도가 작아지도록 모델한 것이다. 그러나 본 연구에서는 단순한 개수로 유동과 달리 재순환 영역 등이 존재하는 복잡한 유동형태를 가지므로 모든 영역에서 위와 같이 특성길이를 수위로 적용할 수가 없다. 따라서 본 계산에서는 액체 자유표면 부근의 난류 eddy들의 크기가 축소된다는 점을 고려하지는 못하지만 국부적인 길이척도를 유지할 수 있는 대칭조건을 사용하였다.

출구부분에서는 입구부분과 같은 경계조건을 사용하였으며 이상의 경계조건을 Fig. 2에 정리하였다.

계산격자(grid) 수는 배플이 없는 경우 50×35, 배플이 있는 경우는 59×35를 사용하였으며 격자수와 함께 격자 분포가 계산 결과에 영향을 미치는 것으로 알려져 있으므로⁽¹¹⁾ Fig. 3과 같은 격자 분포를 사용하였다. Fig. 3은 입구부분에서 입구 게이트의 형상을 고려한 격자 분포와 배플 주변 그리

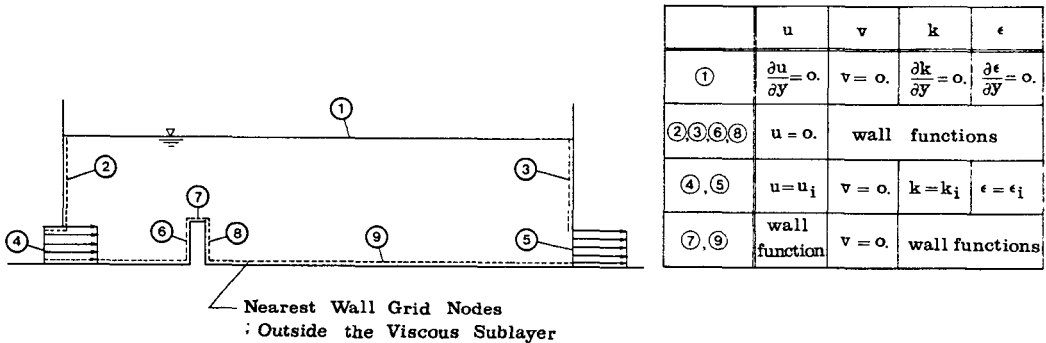


Fig. 2 Prescribed boundary conditions

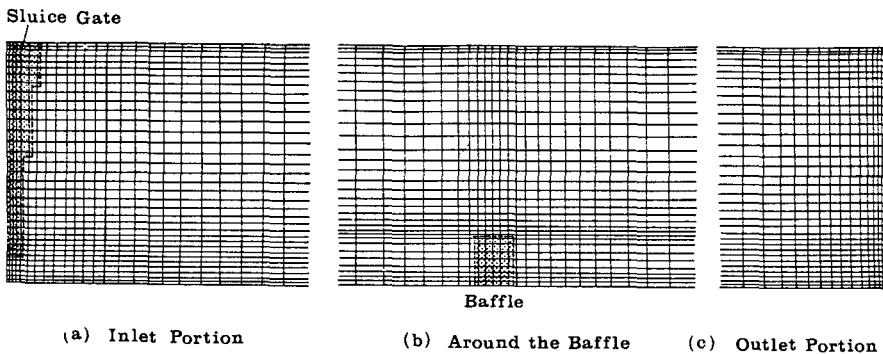


Fig. 3 Grid distribution at inlet and outlet portion and around the baffle

고 출구 벽면부근에서의 격자 분포를 보여주고 있다. 배플 주변과 입구 게이트 부분 그리고 출구 벽면부근에서 격자를 세밀하게 분포시킨 것은 수치적 방법에 따라 발생하게 될 수치확산(numerical diffusion)을 감소시키기 위해서이다.

2.2 계산 방법

지배 방정식 (1), (2), (3), (6), (7)에 대한 보존형태(conservation form)의 일반적인 표현은 아래와 같으며 ϕ 는 종속변수, Γ_ϕ 는 확산계수 그리고 S_ϕ 는 생성항으로 각 식에 대응되는 값들이다.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) - \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y}) = S_\phi \quad (15)$$

이와 같은 방정식을 풀기 위한 차분방정식은 한 개의 검사 체적(control volume) 내에서 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있는데, 각 계수는 대류항과 확산항의 합을 의미하며 사용된 수치적 방법에 따라 결정된다(7).

$$A_P \phi_P = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + b \quad (16)$$

여기서 b 는 생성항이고 차분방정식은 전체 계산 영역에서 적용되며 경계 부분에서는 세심한 주의가 필요하다. 특히 배플의 모서리 주변에서는 staggered 격자이기 때문에 차분방정식의 계수를 구하는 데에 보다 세심한 주의를 기울여야 한다. Fig. 4의 점 A에서 X방향 운동방정식의 A_s (south coefficient)를 구할 때 배플에 의해 south area의 반이 막히기 때문에 대류되는 양의 반 ($=(\rho v)_s \cdot \frac{\Delta x}{2}$)만을 고려하였다. 마찬가지로 확산에 의한 영

향도 south area의 반에서만 생각해 주고($= (\frac{\Gamma}{\Delta y})_{s'} \cdot \frac{\Delta x}{2}$) 나머지 반에서는 벽면에 의한 영향을 고려하였다. 같은 방법으로 점 B에서 Y방향 운동방정식의 계수, A_e 를 계산할 때도 배플 모서리에서의 영향을 고려하였다. 이러한 staggered 격자의 영향은 입구 게이트의 경계 부분에서도 나타나므로 마찬가지로 그 영향을 고려하였다.

실제 계산은 IBM-PC/AT 수준의 컴퓨터 및 MS-FORTRAN (Version 4.0)을 사용하였으며 모든 방정식을 1500 번까지 반복해서 풀도록 하였다. 그리고 유동장 내에서 각 노드점의 residual source의 절대값의 합이 1% 이하가 될 때 계산을 멈추도록 하였다. 하나의 유동조건에 대한 계산 시간은 배플이 없는 경우는 배플이 있는 경우보다 약 1.5배의 시간이 소요되었다. 일반적으로 power difference scheme은 대류항이 지배적인 유동장에서 보다 빨리 수렴되고 배플이 있는 경우의 유동장이 배플이 없는 경우보다 전체적으로 대류항이 지배적이기 때문에 수렴시간이 적게 소요되었다.

3. 계산 결과 및 고찰

평면 벽면 분류의 유입 경계조건을 가지는 증발기 내부의 개수로 유동을 2차원, 난류유동으로 가정하여 계산하였다. 계산된 속도장으로 부터 유선을 구하였으며, 배플이 있는 경우와 없는 경우의 유선을 Fig. 5에 나타내었다.

배플이 없는 경우의 유동형태는 유입된 액체가 submerged plane wall jet의 형태로 흐르며 입구부분 윗쪽의 액체 자유표면에 커다랗게 재순환 영역이 발생되었다. 재순환 영역은 액체 자유표면이 존재하기 때문에 나타나는 것으로 만약 수위가 매우 높은 경우라면 평면 벽면분류와 같이 분류의 경계면(edges of the wall jet)에서 분류의 중심(jet center)으로 일정한 유입(entrainment) 현상이 유지되어 재순환 영역이 발생되지 않고 분류의 경계면은 유동방향(X방향)에 따라 선형적으로 증가하게 될 것이다(12). 그러나 액체 자유표면의 존재로 유선은 초기 유동방향에 따라 선형적으로 증가하다가 액체 자유표면의 영향을 받는 영역 (Fig. 5(a)에서는 $X=0.3\sim 0.5m$ 사이)에서 급격히 액체 자유 표면 쪽으로 휘어지는 것을 볼 수 있다. 이것은

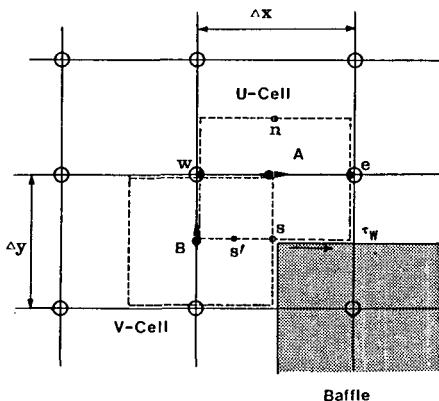


Fig. 4 Control volume near the baffle corner

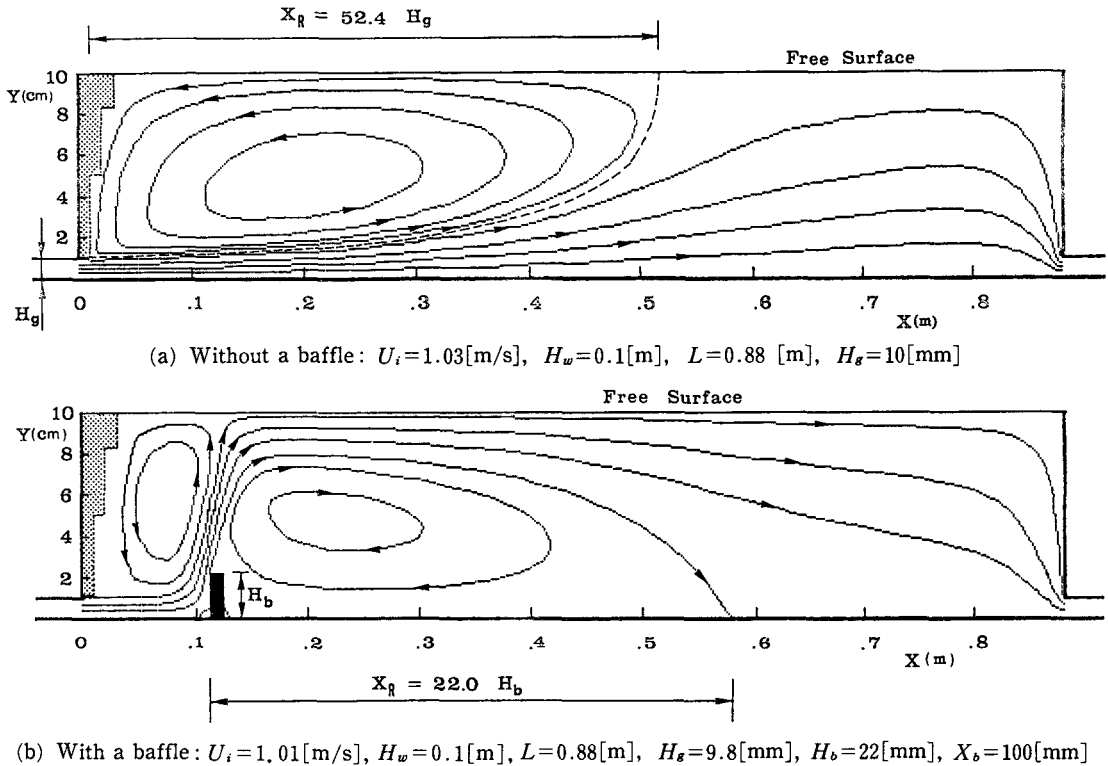


Fig. 5 Contours of stream function

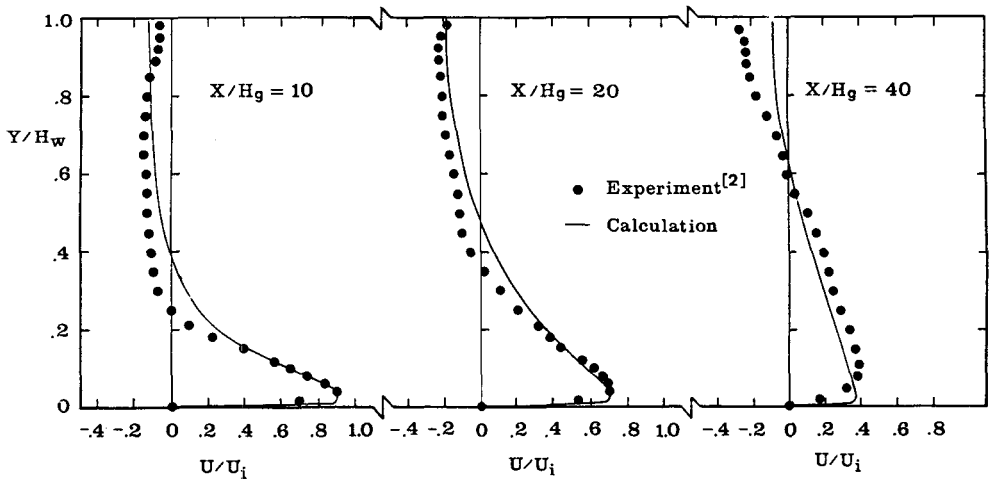
앞서의 실험결과^(2,3)에서도 확인되었다. 그리고 본 계산에 의한 재순환 영역의 X방향의 길이는 $52.4H_g$ 로 실험값인 $52H_g$ 와 비교해 볼 때 매우 근사한 값이었다. 또한 후면벽 가까이 액체 자유표면에서는 상류로 부터 흘러오는 유동이 후면벽의 저항에 의해 벽면을 따라 출구로 유출되었으며 주목할 만한 크기의 재순환 영역은 나타나지 않았다. 배플이 있는 유동형태는 Fig. 5(b)에서와 같이 다소 복잡하여 유입액체가 배플의 저항에 의해 급격히 액체 자유표면을 향해 휘어지면서 입구부분 윗쪽에 재순환 영역이 발생할 뿐만 아니라 배플 뒤에도 매우 커다란 재순환 영역이 발생하였다. 배플 뒤에 발생하는 재순환 영역의 크기는 Durst와 Rastogi⁽¹¹⁾가 2차원이고 배플(혹은 fence)이 설치된 채널유동 ($H_w/H_b=4$, $H_b/t_b=1$ 이고 균일유동으로 유입되는 경우)에서 측정 및 계산한 재순환 영역의 크기, $X=13\sim 14H_b$ 보다 거의 2배 정도 큰 $22.0H_b$ 로서 본 실험에서 측정된 $22.7H_b$ 와 유사하게 계산되었다. 그리고 후면벽 근처의 액체 자유표면 부분에서도 배플이 없는 경우와 마찬가지로 본

계산 조건하에서는 주목할 만한 재순환 영역은 나타나지 않았다.

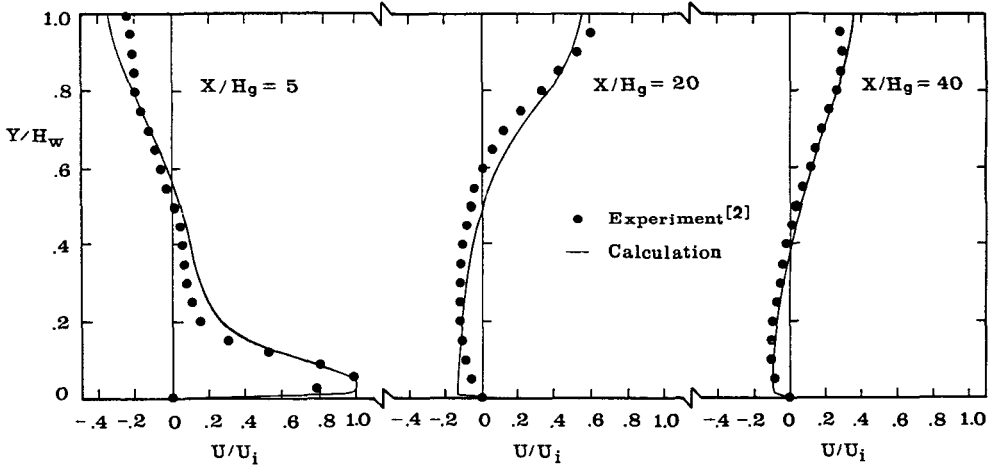
수치해에 의한 X방향 평균속도 분포를 실험값과 비교한 결과를 Fig. 6에 나타냈다.

배플이 없는 경우에 $X/H_g=10, 20, 40$ 에서, 배플이 있는 경우에 $X/H_g=5, 20, 40$ 에서 비교하였다. Fig. 6(a)에서 배플이 없는 경우에 계산된 평균유속은 입구게이트로 부터 가까운 영역에서는 비교적 실험값과 유사한 경향을 보여 주었으나 하류로 내려 갈수록 차이를 보여 주었다. 이것은 계산값이 2차원 유동으로 가정되어 얻어진 것에 비하여 내부 유동은 측벽면에서 자란 경계층에 의해 하류로 내려 갈수록 3차원의 특성이 강하게 나타나기 때문인 것으로 여겨지며, 이와 더불어 보편적으로 사용되는 $k-\epsilon$ 난류모델이 재순환 영역에서 실제 평균속도의 절대치보다 작게 예측하기 때문으로 여겨진다⁽⁸⁾.

Fig. 6(b)에서 배플이 있는 경우에 계산된 평균속도분포도 비교적 실험값과 일치된 경향을 보여주고 있으나 액체 자유표면 부근에서 계산된 평균속



(a) Without a baffle: $U_i=1.03[m/s]$, $H_w=0.1[m]$, $L=0.88[m]$, $H_g=10[mm]$



(b) With a baffle: $U_i=1.01[m/s]$, $H_w=1[m]$, $L=0.88[m]$, $H_g=9.8[mm]$, $H_b=22[mm]$, $X_b=100[mm]$

Fig. 6 Comparisons of mean velocity distribution between experiments and calculations

도의 절대치가 실험치와 다소 차이를 보여주고 있다. 이것은 Fig. 5의 유선에서도 볼 수 있듯이 배플의 저항에 의해 유선이 급격히 액체 자유표면으로 휘어지면서 액체 자유표면의 형상이 위로 볼록하게 솟아오르고(hydraulic jump), 표면파동(surface wave)이 심하게 발생되나 계산에서는 이러한 영향을 고려하지 않고 액체 자유표면에서 단순한 대칭조건을 사용하였기 때문으로 여겨진다.

일반적으로 $k-\epsilon$ 난류모델이 재순환 영역에서 평균속도를 작게 예측하는 것을 보정해 주기 위해 여러가지 난류 보정모델을 사용하고 있으나 본 연구에서는 앞서 이론 부분에서 설명하였듯이 Leschziner와 Rodi⁽⁶⁾의 유선곡률 효과를 첨부하여 계산

하고 그 영향을 살펴 보았다. 계산결과 유선곡률이 심한 영역, 즉 재순환 영역내의 입구 게이트 윗 부분 및 유선이 액체 자유표면에서 나뉘어지는 영역 등에서 국부적으로 평균속도가 보정되었다. Fig. 7은 재순환 영역내의 $X/H_g=40$ 에서 곡률효과에 의한 영향을 보정해 줌으로서 다소 실험값에 가까워지는 것을 보여주고 있다. 그리고 이러한 곡률보정 효과에 의해 재순환 영역의 길이는 약 10% 내외로 증가되었다.

계산에 사용된 보편적인 $k-\epsilon$ 난류모델은 난류운동을 등방성으로 가정한 것이다. 따라서 계산된 난류 운동 에너지로부터 $k=\frac{3}{2}\bar{u}'^2$ 인 관계식을 이용해 X 방향의 변동속도, \bar{u}' 을 구하고 입구속도로

무차원하여 실험값⁽³⁾과 비교하여 Fig. 8에 나타내었다.

배플이 없는 경우는 $X/H_g=30$ 에서 그리고 배플이 있는 경우는 $X/H_g=20$ 에서 비교하였으며, 계산된 변동속도의 분포는 실험값과 다소의 차이를 보여주고 있으나, 전체적으로 그 절대적인 크기는 비슷하게 예측되었다. 계산된 변동속도의 분포가

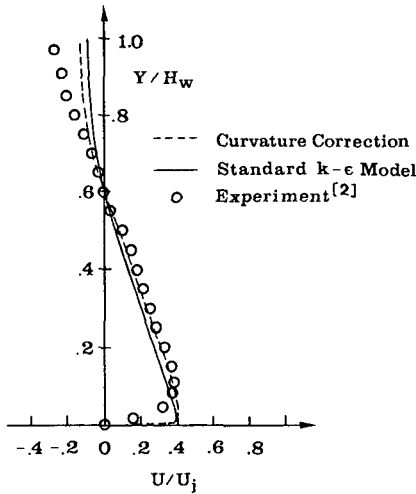


Fig. 7 Effect of the curvature correction on the mean velocity profile at $X/H_g=40$ (without a baffle: $U_i=1.03$ [m/s], $H_w=1$ [m], $L=0.88$ [m], $H_g=10$ [mm])

실험값과 다소의 차이를 나타내는 것은 앞서 설명했듯이 실험값이 3차원의 효과를 포함하고 있는 것과 더불어 보편적인 $k-\epsilon$ 난류모델이 와점성의 개념에 의해 등방성 유동으로 모델되어 졌기 때문이다. 즉, 액체 자유표면 부근에서 수직방향의 변동속도가 감소되는 비등방성의 영향과 유선곡률이 난류 에너지에 민감하게 영향을 주는 효과 등이 보편적인 $k-\epsilon$ 난류모델에 포함되어 있지 않기 때문으로 여겨진다. 따라서 보다 정확한 계산을 위해 실제 유동을 비등방성의 유동으로 고려하고 액체 자유표면 부근에서의 난류 구조에 관한 광범위한 연구가 수반되어야 할 것이다.

유동방향을 따라서 X 방향 최대속도 감소율 (maximum velocity decay rate)을 무차원화시켜 Fig. 9에 나타내었다.

앞서 설명하였듯이 입구 게이트가 있는 상류 부분에서는 실험값과 계산값이 잘 일치하고 있으나, 하류로 내려 갈수록 그 차이가 다소 커지고 있다. Fig. 9(a)에서 배플이 없는 경우의 계산된 X 방향 최대속도 감소율은 직선으로 표시된 평면벽면 분류의 감소율⁽¹³⁾에 비하여 하류로 갈수록 급격히 감소되었다가 출구 부분에서 다시 급격히 상승되었다. 이는 Fig. 5에서 볼 수 있듯이 액체 자유표면이 존재하기 때문에 유선이 급격히 액체 자유표면 쪽으로 휘어지면서 X 방향 최대속도는 감소하였다가 후

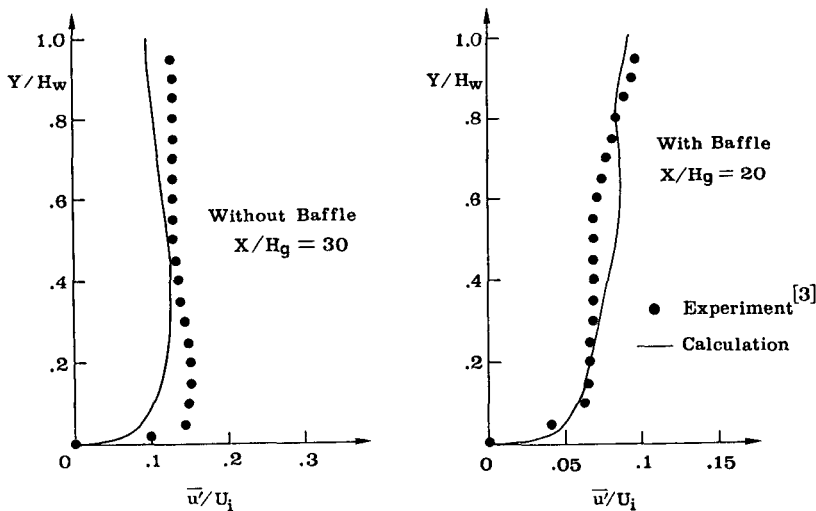
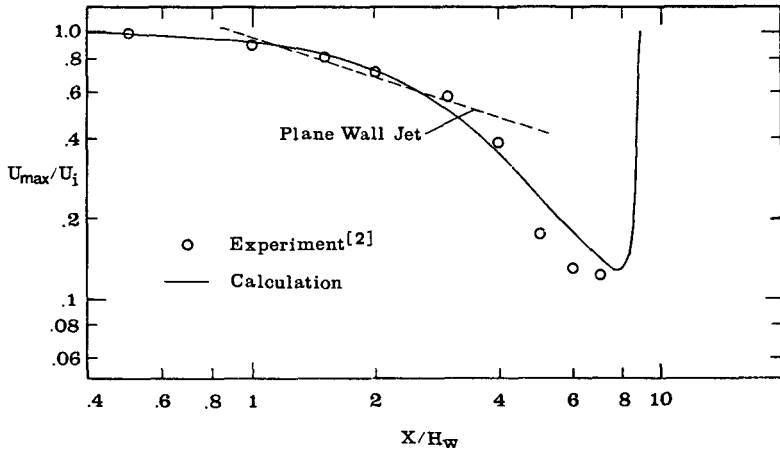
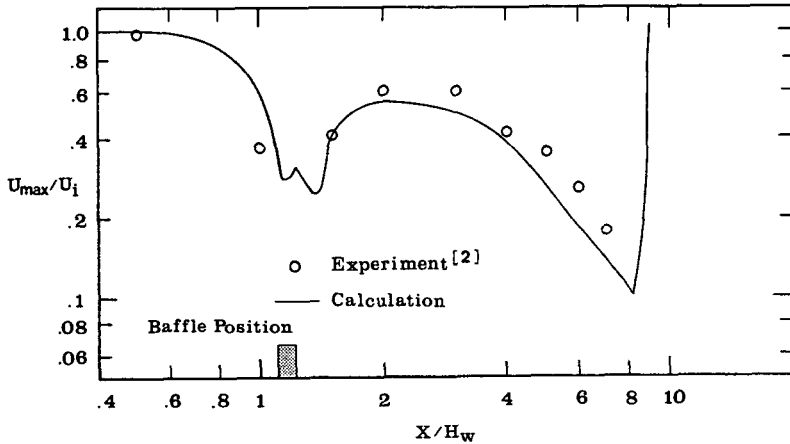


Fig. 8 Comparison of \bar{u}' - fluctuating velocity between experiments and calculations (without a baffle: $U_i=1.07$ [m/s], $H_w=1$ [m], $L=0.88$ [m], $H_g=10$ [mm] with a baffle: $U_i=1.11$ [m/s], $H_w=1$ [m], $L=0.88$ [m], $H_g=9.8$ [mm] $H_b=22$ [mm], $X_b=100$ [mm])



(a) Without a baffle: $U_i=1.03$ [m/s], $H_w=0.1$ [m], $L=0.88$ [m], $H_g=10$ [mm]



(b) With a baffle: $U_i=1.01$ [m/s], $H_w=1$ [m], $L=0.88$ [m], $H_g=9.8$ [mm], $H_b=22$ [mm], $X_b=100$ [mm]

Fig. 9 Comparisons of the X-directional maximum velocity decay rate between experiments and calculations

면벽과 좁은 출구에 의해 다시 급격히 상승되는 것이다. 만약 수위가 매우 높다면 X방향 최대속도 감소율은 액체 자유표면의 영향을 받지 않고 평면 벽면 분류와 같이 선형적으로 감소하게 될 것이다⁽¹³⁾. Fig. 9(b)와 같이 배플이 있는 경우에는 배플저항에 의해 Y방향의 운동량이 증가하면서 배플 윗 부분에서 X방향 최대속도가 감소하였다가 배플을 지나면서 다시 상승된 최대속도가 배플이 없는 경우와 유사한 형태로 변화하는 경향을 보여 주고 있다.

실제 다단 후래시 증발장치 내에서는 입구게이트에 가까운 액체 자유표면에 발생하는 재순환 영역은 대부분의 기포(후래시 증발)가 발생하는 영역으

로 유동조건 및 기하학적 조건에 따라서 이러한 영역의 크기를 관찰하는 것은 중요하다. 특히 앞서 살펴 보았듯이 액체 자유표면의 존재는 이러한 영역에 커다란 영향을 미치고 있다. 따라서 입구유속과 개수로의 수위가 재순환 영역의 크기에 미치는 영향을 Fig. 10에 나타내 보았다.

배플이 없는 경우에 게이트 높이에 대한 재순환 영역의 크기는 입구 게이트 높이에 대한 수위의 비가 증가함에 따라서 실험값과 유사하게 선형적으로 증가하였으며, 또한 수위에 대한 재순환 영역의 길이는 본 연구에서 고려된 유입 액체속도 범위에서 거의 일정한 값을 유지하였다. 계산된 재순환 영역이 측정값보다 다소 크기는 하나 대략 무차원화된

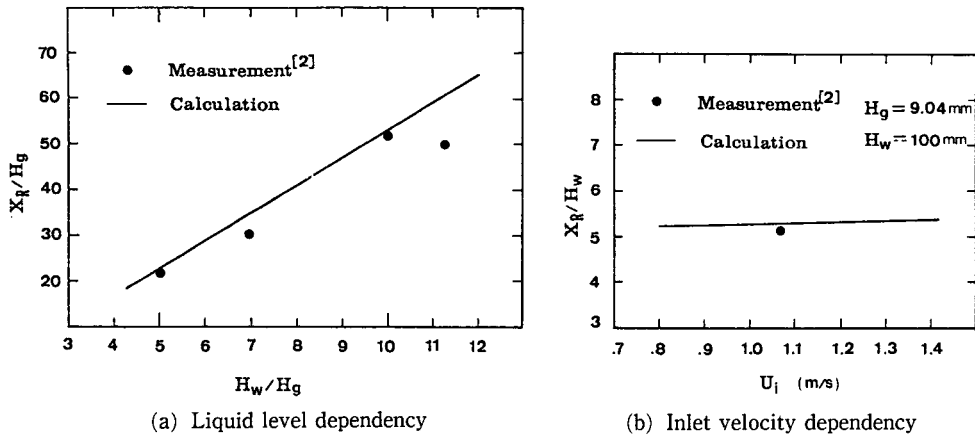


Fig. 10 Size dependencies of the recirculating zone on the liquid level and inlet liquid velocity (without a baffle)

재순환 영역의 크기는 수위의 5~6배 정도로 예측되었다. 따라서 본 계산결과, 고려된 변수들 중에서 재순환 영역의 크기에 영향을 미치는 가장 중요한 변수는 입구게이트 높이에 대한 수위의 비임을 알 수 있었다.

4. 결 론

다단 후래시 증발장치 내부의 형태와 유사한 기하학적 경계조건을 가지는 개수로 유동에 관해서 유동조건 및 기하학적 조건에 따른 유동형태를 수치적인 측면에서 고려해 보았다. 특히 본 해석에서는 수치적인 계산을 위해 증발기 내부 유동형태를 2차원, 정상상태의 난류유동으로 가정하였고, 널리 사용되는 $k-\epsilon$ 난류모델을 적용해 봄으로서, 이러한 단순화된 계산모델이 본 연구의 대상이 되는 유동에 어느 정도로 적용이 가능한가를 중점적으로 고찰하였다. 수치계산의 결과 본 계산에서 적용된 단순한 모델로는 증발기 내부의 액체유동을 일차적으로 예측할 수는 있으나, 계산된 결과를 실험값에 비교해 본 결과 액체 자유표면과 하류부분에서는 잘 일치하지 못하였다. 이는 개수로의 양측 벽면에서 전개된 경계층에 의해 3차원 유동효과가 발생되고, 또한 액체 자유표면에서 발생하는 파동으로 인해 계산 경계조건이 실제의 조건에서 벗어나기 때문이다. 그러나 입구 게이트로부터 가까운 영역에서는 계산값이 실험값과 비교적 일치하는 경향을 보여주었으며 다단 후래시 증발장치에서 중요시되

는 hydraulic jump 이전의 상류 영역에서의 유동 예측은 어느 정도 가능하였다. 배플이 존재하지 않는 개수로 유동은 비교적 단순한 submerged plane wall jet의 형태로서 액체 자유표면의 영향을 받아서 분류 영역의 윗쪽 경계가 급격히 수면쪽으로 휘어지는 것을 볼 수 있었다. 유동에 영향을 주는 변수로 입구유속, 입구게이트의 높이, 수면의 높이 등이 검토되었으며, 그 중 입구 게이트 높이에 대한 수위의 비가 가장 중요한 변수로서 입구 윗 부분에 발생하는 무차원화된 재순환 영역의 크기는 H_w/H_g 의 5~6배에 대체로 비례하는 것으로 계산되었다. 그리고 난류모델에 곡률보정 효과를 첨가하여 계산해 본 결과 곡률이 심한 국부적 영역에서는 곡률 보정의 효과가 나타나나 전체적인 유동형태는 크게 향상되지는 않았다.

배플이 설치된 경우의 유동은 배플저항에 의해 유입액체가 급격히 액체 자유표면 쪽으로 휘어지면서 입구 게이트 윗 부분과 배플 뒷 부분에 재순환 영역이 나타났고, 배플이 없는 경우와 마찬가지로 후면벽에 가까운 액체 자유표면 부근에서는 재순환 영역은 눈에 띄게 나타나지 않았다.

앞으로 보다 정확한 계산을 위해서는 3차원 유동 영향을 고려해 주어야 하며 아울러 정확한 실험을 바탕으로 액체 자유표면의 형상에 의한 경계조건이 확실히 설정되어야 하는 등 수치해석을 위해 개선해야 할 부분이 많다는 것을 알 수 있었다.

후 기

본 연구는 1985~1987년도 한국과학재단 일반 연구비 지원 및 한국과학기술원의 연구비 지원, 그리고 현대중공업(주)의 협조에 의해서 수행되었으며, 이에 관하여 관계자 제위께 깊은 감사를 드린다. 아울러 관련 실험자료를 제공하여준 방병렬 군에게 감사의 뜻을 표한다.

참고 문헌

- (1) Lior, N. and Greif, R., 1980, "Some Basic Observations on Heat Transfer and Evaporation in the Horizontal Flash Evaporator", *Desalination*, Vol. 33, pp. 269~286.
- (2) 방병렬, 설광원, 이상용, 1988, "평면벽면 분류의 유입경계조건을 가지는 개수로 유동 및 배플의 영향에 관한 실험적 연구", *대한기계학회논문집*, 제12권, 제 6 호, pp. 1399~1406.
- (3) 이상용, 방병렬, 설광원, 1987, "다단 후래시 증발장치 내부의 액체 유동 및 열전달 현상에 관한 연구", 한국과학재단 일반 연구 최종보고서.
- (4) Miyatake, O., Hashimoto, T. and Miyata, C., 1983, "Analysis of Liquid Flow in Multi-Stage Flash Evaporators—Liquid Flow Pattern and Pressure Distribution—", *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, Vol. 9, No. 4, pp. 376~382.
- (5) Jones, W.P. and Launder, B.E., 1972, "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence", *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 1119~1130.
- (6) Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flow", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 183~208.
- (7) Patankar, S.V. and Spalding, D.B., 1972, "A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows", *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 1787~1806.
- (8) Leschziner, M.A. and Rodi, W. 1981, "Calculation of Annular and Twin Parallel Jets using Various Discretization Schemes and Turbulence Model Variations", *ASME J. of Fluid Engineering*, Vol. 103, pp. 352~360.
- (9) Pun, W.M. and Spalding, D.B., 1977, "A General Program for Two Dimensional Elliptic Flows", *HTS/76/2*.
- (10) ASCE Task Committee on Turbulence Models in Hydraulic Computations, 1988, "Turbulence Modeling of Surface Water Flow and Transport: Part II", *ASCE J. of Hydraulic Engineering*, Vol. 114, pp. 992~1014.
- (11) Durst, F. and Rastogi, A.K., 1979, "Turbulent Flow over Two Dimensional Fences", *Turbulent Shear Flows*, Vol. 2, Springer Verlag, pp. 210~232.
- (12) Launder, B.E. and Rodi, W., 1983, "The Turbulence Wall Jet Measured and Modeling", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 15, pp. 429~459.
- (13) Rajaratnam, N. and Humphries, J.A., 1983, "Diffusion of Bluff Wall Jets in Finite Depth Tailwater", *ASCE, J. of Hydraulic Engineering*, Vol. 109, pp. 1471~1486.