

과도상대 2상유동 해석을 위한 비정렬 · 비엇갈림 격자 SMAC 알고리즘

박익규,^{*1} 윤한영,² 조형규,² 김종태,¹ 정재준¹

AN EXTENSION OF THE SMAC ALGORITHM FOR THERMAL NON-EQUILIBRIUM TWO-PHASE FLOWS OVER UNSTRUCTURED NON-STAGGERED GRIDS

I.K. Park,^{*1} H.Y. Yoon,² H.K. Cho,² J. Kim¹ and J.J. Jeong¹

The SMAC (Simplified Marker And Cell) algorithm is extended for an application to thermal non-equilibrium two-phase flows in light water nuclear reactors (LWRs). A two-fluid three-field model is adopted and a multi-dimensional unstructured grid is used for complicated geometries. The phase change and the time derivative terms appearing in the continuity equations are implemented implicitly in a pressure correction equation. The energy equations are decoupled from the momentum equations for faster convergence. The verification of the present numerical method was carried out against a set of test problems which includes the single and the two-phase flows. The results are also compared to those of the semi-implicit ICE method, where the energy equations are coupled with the momentum equation for pressure correction.

Key Words : Numerical method, SMAC, Two-fluid model, Unstructured grid.

기호설명(Nomenclature)

알파벳

e_k	k-상 내부 에너지 [J/kg]
g	중력가속도 [m/s^2]
H_{tk}	체적 계면 열전달 계수 [W/K]
M_{ik}	계면 마찰력과 양력 전달항 [N/m^3]
P	압력 [Pa]
Q_{tk}	체적 계면 열속 [W/m^3]
q_{wk}	벽면열속 [W/m^3]
S_{DE}	단위체적당 액적 소실률 [$kg/m^3 \cdot s$]
S_E	단위체적당 액적 생성률 [$kg/m^3 \cdot s$]
t	시간 [s]

u_k	k-상 속도[m/s]
u_{ki}	k-상 경계면 속도[m/s]
X_n	비응축성가스 질량비 [1]

그리스문자

α_k	k-상의 부피 분율[1]
Δt	시간 단계 크기, $t^{n+1}-t^n$ [s]
Γ_v	단위체적당 수증기 생성률 [$kg/m^3 \cdot s$]
ρ	밀도 [kg/m^3]
τ_k	점성 전단 응력[N/m^2]
τ_k^T	난류 전단 응력[N/m^2]
τ_{ki}	계면 전단 응력[N/m^2]

아래첨자

d	포획 액상(액적)
f	포화수 또는 격자면
g	포화 수증기
s	수증기

접수일: 2008년 7월 25일, 심사완료일: 2008년 9월 8일.

1 정회원, 한국원자력연구원

2 한국원자력연구원

* Corresponding author, E-mail: gosu@kaeri.re.kr

i	상간 계면
k	k-상 (연속액상, 액적, 수증기)
l	연속액상
sat	포화상태
v	수증기
$wall$	벽면
위첨자	
n	이전 시간 단계
$n+1$	새 시간 단계

1. 서 론

가압경수로의 과도상태 또는 예상되는 사고에 대한 안전성 분석을 위해서 RELAP5-3D[1], TRAC-PF1[2], CATHARE2[3], MARS[4] 같은 계통 해석 코드를 사용하고 있는데, 이러한 계통 해석 코드는 단상 유동에 비해 매우 복잡한 현상을 가진 2상 유동을 해석할 수 있는 능력이 요구된다. 대부분의 계통 해석 코드는 2상 유동 지배 방정식으로 유로 단면적에 대해 평균을 하는 1 차원적 모델을 활용하고 있다. 따라서, 계통 해석 코드를 활용하여 최적 예측치를 얻기 힘들기 때문에 안전성 분석에 있어서 적절한 보수성이 요구된다. 이것은 곧 발전소 운전에 있어서 보다 큰 운전 여유도를 필요로 하는 것이다. 안전성 분석을 위해 좀 더 정교한 3 차원 2상유동 모델을 활용한다면 과도한 보수성을 배제할 수 있다. 그러나, 원전의 전체 계통에 대해서 3 차원적인 해석을 수행하는 것은 너무 값비싼 비용이 요구되므로 1 차원적 해석이 무리한 부분에 있어서는 3 차원 해석 모듈을 도입하여 1 차원 계통 해석코드와 결합시킨다면 정확도와 계산시간에 있어서 유망한 결과를 제시할 수 있을 것이다.

단상유동 및 2상유동의 해석을 위해 SMAC[5], ICE[6-8], SIMPLE[9] 등의 수치 해법이 개발되어 왔다. 각 수치 해법들은 고유의 특성이 있지만, 미리 가정된 압력 하에서 운동량 방정식을 풀어 질량속을 구하고, 연속 방정식을 만족하도록 압력을 보정하는 과정은 유사하다. 특히, ICE 와 SMAC 방법은 매우 밀접한 관련이 있는데 비압축성 유동에서는 ICE 방법이 SMAC 방법과 동일해진다. 반면에 SIMPLE은 운동량 방정식을 풀 때 내재적인 정도에 있어서 ICE와 SMAC과는 다르다. SIMPLE 에서는 운동량 방정식에서 대류항 및 확산항을 내재적으로 처리하나 ICE와 SMAC에서는 외재적으로 처리하고 있다. 이렇게 ICE와 SMAC은 운동량 방정식을 외재적으로 처리하고 있기 때문에 반 내재적인 방법으로 분류되고 있으며, 주로 과도 상태의 문제를 해결하는데 적용되고 있다. ICE, SMAC, SIMPLE 등의 수치 해법들은 단상 유동해석에 아주 유

용하다. 특히, SIMPLE 알고리즘은 FLUENT, CFX같은 상용 전산유체역학 코드들이 활용하여, 단상유동 해석에 있어서 두드러진 성과를 내고 있다. 그러나, 2상유동은 일반적으로 과도 특성을 갖는 경향이 있기 때문에 SIMPLE보다는 ICE나 SMAC이 훨씬 유용할 수 있다. 2상 유동은 계면을 통한 상간의 질량과 에너지 전달로 많은 변화를 수반하기 때문에 단상 유동에서부터 액적유동까지 광범위한 유동영역에 대해서 물리적인 모델의 활용이 필수적이다. 또한, 2상유동의 불안정한 과도 특성을 따라잡을 수 있는 견고한 수치 해법이 필수적이다. 안정적인 수치해를 얻기 위해서는 계면에서 질량, 운동량, 에너지 전달 항들을 내재적으로 처리하는 것이 요구된다.

본 연구의 선행 연구에서 가압경수로의 다차원 2상유동의 분석을 위하여 ICE 방법을 기본으로 하는 수치해법을 개발하였다[10]. 이 방법에 의하면 비정렬 격자를 사용한 계산에서도 과도상태 2상유동에 대하여 안정적이고 정확한 결과를 얻었다. ICE 기반의 방법인 경우, 운동량 방정식으로부터 획득된 압력 보정 방정식이 질량과 에너지의 스칼라 방정식과 연결되어 있기 때문에, 운동량, 질량, 에너지 보존 방정식을 동시에 만족하는 압력을 구할 수 있다. 따라서, 에너지 방정식이 운동량 방정식과 연립(coupling) 되어 있지 않은 방법에 비해서, 열적으로 매우 비평형인 2상유동에 대해서도 안정적인 해를 얻을 수 있는 이점이 있다. 반면에, ICE 기반의 방법은 내부 에너지가 압력보정 방정식에 연립되어 있기 때문에 압력 보정 방정식을 구할 때 계산 시간이 길어지는 경향이 있다. 2상유동의 수치 계산에 있어서 압력 보정 방정식 계산이 전체 계산 시간의 대부분을 차지 한다는 점을 고려할 때, 계산 격자의 수가 커지면 ICE 기반의 방법은 계산 비용이 매우 커질 수 있다.

본 논문에서는 SMAC 방법을 열적 비평형 상태의 2상 유동에 대해 적용하여 계산 시간을 줄이고자 하였다. 에너지 방정식을 연립하는 대신에 질량 방정식에서 나타나는 상변화항을 압력 보정 방정식에 내재적으로 병합하였다. 압축성을 고려하되 유체의 속도가 음속에 비해 충분히 작은 경우만을 고려하였다. 이렇게 개발된 SMAC 수치 해법에 대해 평가를 위해 예제 계산을 수행하고 및 ICE에 의한 결과[10]와 비교하였다.

2. 지배 방정식

과도 상태 2상유동을 수학적으로 표시하기 위해서 연속 액상, 액적, 수증기에 대해서 세 개의 독립된 질량, 운동량, 에너지 방정식을 사용하였다[11,12]. 다만, 연속 액상과 액적은 열적으로 평형을 이룬다고 가정하여, 두 액체에 대해서 병합된 하나의 에너지방정식을 사용하였다. 비압축성 기체에 대해

서는 수증기와 속도와 온도가 같다고 가정하여 질량 방정식만을 사용하였다.

이렇게 유도된 질량 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_v \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \underline{u}_v) = \Gamma_v \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \underline{u}_l) = (1-\eta)\Gamma_v - S_E + S_{DE} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_d \rho_d) + \nabla \cdot (\alpha_d \rho_d \underline{u}_d) = -\eta\Gamma_v + S_E - S_{DE} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_v \rho_v X_{nc}) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v X_{nc} \underline{u}_v) = 0 \quad (4)$$

여기서 계수 η 는 액적과 연속액상의 부피에 대한 액적의 부피의 비율이고, X_{nc} 는 수증기와 비응축성 기체의 전체 질량에 대한 비응축성 기체의 질량 비율 (quality)이다.

수증기와 물에 대한 에너지 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_v \rho_v e_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v e_v \underline{u}_v) = E_v^D - P \frac{\partial}{\partial t} \alpha_v - P \nabla \cdot (\alpha_v \underline{u}_f) + Q_{iv} + q_{wall,v} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1-\alpha_v) \rho_l e_l] + \nabla \cdot [(\alpha_l \underline{u}_d + \alpha_d \underline{u}_d) \rho_l e_l] = E_l^D - P \frac{\partial}{\partial t} (1-\alpha_v) - P \nabla \cdot (\alpha_l \underline{u}_d + \alpha_d \underline{u}_d) + Q_{il} + q_{wall,l} \quad (6)$$

여기서 E_k^D 는 열전도, 난류 에너지원, 점성 소산 등이 포함되어 있는 확산항이다. 식 (5)와 (6)에서 계면 열전달 항 Q_{iv} 와 Q_{il} 은 다음과 같다.

$$Q_{iv} = \frac{P_s}{P} H_{iv} [T_{sat}(P_s) - T_v] + \Gamma_v h_{vi} \quad (7)$$

$$Q_{il} = H_{il} (T_{sat} - T_l) + \Gamma_v h_{li} \quad (8)$$

여기서 식 (7)과 (8)의 우변 첫 항은 계면 열전달을 나타내고 두 번째 항은 계면에서 질량 전달로 인한 에너지 전달을 나타낸다. P_s 는 수증기의 부분 압력이다. 각 상의 엔탈피 h_{vi}, h_{li} 는 물과 수증기의 계면에서 계면 에너지 도약 조건 (jump condition)을 만족하도록 정의하였다.(참고문헌 1) 즉, 액

상에서 계면으로 전달되는 에너지가 기상에서 계면으로 전달되는 에너지와 동일하고 기호는 반대가 된다. 결과적으로, h_{vi}, h_{li} 는 기화 ($\Gamma_v \geq 0$)가 일어날 경우에는 h_g, h_l 이 되고 반대로 응축 ($\Gamma_v < 0$)이 일어날 경우에는 h_v, h_f 가 되도록 하였다. Q_{iv}, Q_{il} 의 합은 0이기 때문에 체적당 기화율은 다음과 같다.

$$\Gamma_v = - \frac{\frac{P_s}{P} H_{iv} [T_{sat}(P_s) - T_v] + H_{il} [T_{sat}(P_s) - T_l]}{h_{vi} - h_{li}} \quad (9)$$

식 (7)과 (8)을 식 (9)에 대입하여 다음 식을 얻을 수 있다.

$$Q_{iv} = - Q_{il} = - \left(\frac{h_{li}}{h_{vi} - h_{li}} \right) \frac{P_s}{P} H_{iv} [T_{sat}(P_s) - T_v] - \left(\frac{h_{vi}}{h_{vi} - h_{li}} \right) H_{il} [T_{sat}(P_s) - T_l] \quad (10)$$

각 상의 질량 방정식과 에너지 방정식은 식 (9)와 식 (10)을 통하여 연계된다. 각 상에 대한 운동량 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \underline{u}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \underline{u}_k \underline{u}_k) = -\alpha_k \nabla P + \nabla \cdot [\alpha_k (\underline{\tau}_k + \underline{\tau}_k^T)] + \alpha_k \rho_k \underline{g} + \underline{M}_{ik} \quad (11)$$

여기서 M_{ik} 는 계면에서 마찰력, 부력, 가상 질량력 (virtual mass force), 그리고 계면 질량 전달로 인한 운동량 교환을 나타낸다. 부력항을 생략하고 M_{ik} 는 다음과 같다.

$$\underline{M}_{iv} = -F_{vl}(\underline{u}_v - \underline{u}_l) - F_{vd}(\underline{u}_v - \underline{u}_d) + \Gamma_v \underline{u}_{vi} + C_{vl}^{cm} \frac{D(\underline{u}_l - \underline{u}_v)}{Dt} + C_{vd}^{cm} \frac{D(\underline{u}_d - \underline{u}_v)}{Dt} \quad (12)$$

$$\underline{M}_{il} = -F_{vl}(\underline{u}_l - \underline{u}_v) - (1-\eta)\Gamma_v \underline{u}_{il} - S_e \underline{u}_l - S_{DE} \underline{u}_d + C_{vl}^{cm} \frac{D(\underline{u}_v - \underline{u}_l)}{Dt} \quad (13)$$

$$\underline{M}_{id} = -F_{vd}(\underline{u}_d - \underline{u}_v) + S_e \underline{u}_l - S_{DE} \underline{u}_d + C_{vd}^{cm} \frac{D(\underline{u}_v - \underline{u}_d)}{Dt} \quad (14)$$

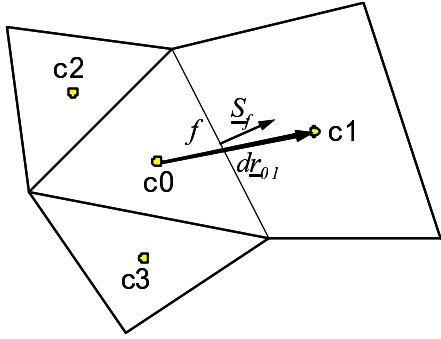


Fig. 1 Control volume c0 and geometric vectors used for a finite volume discretization.

여기서 C_{ul}^{vm}, C_{vd}^{vm} 는 가상 질량력항의 계수이다. 상변화로 인한 계면 운동량 전달을 계산하기 위하여 계면에서 속도 (u_{ki})가 필요한데, 이 값은 donor formulation 개념으로 구할 수 있다[1,10]. 즉, 계면에서의 속도는 기화가 발생할 때는 물의 속도를 응축이 발생할 때는 수증기의 속도를 사용한다. 지배 방정식을 완결 (closure) 하기 위해서는 상태 방정식과 상관식을 수학적으로 표현해야 한다. 물에 대해서 밀도와 온도는 다음과 같이 압력과 내부 에너지로 나타낼 수 있다.

$$\rho_l = \rho_l(P, e_l) \tag{15}$$

$$T_l = T_l(P, e_l) \tag{16}$$

수증기와 비응축성 기체가 혼합된 기상의 밀도와 온도는 수정된 Gibbs-Dalton 혼합체를 가정하여 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\rho_v = \rho_v(P, e_v, X_{nc}) \tag{17}$$

$$T_v = T_v(P, e_v, X_{nc}) \tag{18}$$

$$P_v = P_v(P, e_v, X_{nc}) \tag{19}$$

포화상태의 온도는 다음과 같이 포화압력으로 나타낼 수 있다.

$$T_{sat} = T_{sat}(P_s) \tag{20}$$

이외에도 위에서 언급된 질량, 운동량, 에너지 방정식의 우변항이나 좌변의 계수들은 모두 독립된 상태 변수나 상의 속도의 함수로서 나타낼 수 있다.

3. 수치 해법

3.1 지배 방정식의 이산화

지배 방정식은 유한 체적법 (finite volume method)을 사용하여 일정한 면을 가진 계산 격자에 대해서 적분하여 이산화 방정식을 얻는다. 모든 물리적 변수들은 격자의 중앙에서 정의되기 때문에 격자의 면에서 값을 구하기 위해서는 격자 중앙의 값을 보간하여 사용하였다. 계산 격자는 복잡한 기하 형태에 대해서도 쉽게 적용할 수 있도록 비정렬 격자를 사용하였다. 2 차원 직각 (Cartesian) 좌표계에서 비정렬 격자의 예시를 Fig. 1에 제시하였다. Fig. 1에서 c1, c2, c3는 c0의 이웃 격자를 나타내고, \underline{S}_f 는 c0과 c1의 격자면 f의 면적 벡터이며, $d\mathbf{r}_{01}$ c0와 c1의 거리 벡터이다.

적분된 보존방정식의 각 항들은 중간점 법칙 (midpoint rule)을 사용하여 근사하였다. 대류항, 확산항, 구배항에 대한 체적 적분 (volume integral)은 가우스 법칙 (Green-Gauss theorem)을 사용하여 면적 적분 (surface integral)으로 변환하였다. 지배방정식의 좌변 2 번째 항은 유체의 대류항이고 이것은 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\int_v \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \phi \underline{u}_k) dV = \int_S \alpha_k \rho_k \phi \underline{u}_k \cdot d\mathbf{S} \tag{21}$$

$$\approx \sum_f \phi_f (\alpha_k \rho_k \underline{u}_k)_f \cdot \underline{S}_f$$

여기서 $(\alpha_k \rho_k \phi \underline{u}_k)_f$ 는 중간점 법칙으로부터 얻은 격자면의 값이고, ϕ_f 는 격자 중앙의 값을 사용하여 보간한 격자 면에서의 값이다. 격자면의 값을 보간할 때 1 차 상류 (upwind) 도식과 2 차 중앙 차분 (centered difference) 도식을 혼용하는 혼합 (blend) 도식을 사용하였다.

식 (11)의 압력 구배항은 면적 적분을 이용하여 다음과 같이 근사하였다.

$$\int_V \alpha_k \nabla P dV = \alpha_k \int_S P \underline{i}_i \cdot d\mathbf{S} \approx \alpha_k \sum_f P_f \underline{S}_f \tag{22}$$

P_f 는 두 인접 격자의 압력을 선형 보간하여 계산한 격자면의 압력이다. 특히, 격자면을 통한 밀도의 변화가 큰 경우가 2상유동에서 흔히 발생하기 때문에 P_f 의 보간에 있어서, 밀도에 가중치를 둔 다음과 같은 선형 보간법을 적용하였다[13].

$$P_f = \frac{\xi \cdot \frac{P_{\omega}}{\rho_{\omega}} + (1-\xi) \cdot \frac{P_{cl}}{\rho_{cl}}}{\xi/\rho + (1-\xi)/\rho_{cl}} \tag{23}$$

여기서 ξ 는 선형 보간 인자 이다. 식 (11)의 확산항을 격자면에 대해서 적분하고 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\begin{aligned} \int_V \nabla \cdot \alpha_k \mu_k \nabla \underline{u}_k dV &= \int_S \alpha_k \mu_k \nabla \underline{u}_k \cdot \underline{dS} \quad (24) \\ &\approx (\alpha_k \mu_k)_f \sum_f \nabla \underline{u}_k \cdot \underline{S}_f \\ &= (\alpha_k \mu_k)_f \sum_f \left[\frac{\underline{u}_{k,c1} - \underline{u}_{k,c0}}{|dr_{01}|} + (\nabla \underline{u}_k)_f \cdot (\underline{n}_f - \xi_f) \right] A_f \end{aligned}$$

여기서 A_f 는 각 격자면의 면적이고, \underline{n}_f 는 격자면의 바깥쪽 으로의 단위 면적벡터이다. ξ_f 는 격자의 중앙에서 이웃 격자의 중앙에 이르는 단위 길이벡터 이다. 격자면의 중심에서 속도구배 $(\nabla \underline{u}_k)_f$ 는 식 (22)과 같은 방식으로 동일하게 계산 할 수 있다. 직교성 (orthogonal) 격자의 경우에 벡터 \underline{n}_f , ξ_f 는 동일하게 되고 따라서 $(\underline{n}_f - \xi_f)$ 항은 0으로 된다.

3.2 수치 해법 알고리즘

2상유동 해석을 위한 수치 해법으로 SMAC 을 확장하였다. 먼저, 운동량 방정식을 시간에 대해서 외재적인 방법 풀이 중간단계 속도를 계산한다. 이때 3 개의 운동량 방정식에서 계면 운동량 전달, 가상 질량력, 마찰력은 내재적으로 처리하고, 압력 구배항 및 대류항은 외재적으로 처리한다. 이 중간단계 속도는 질량 방정식을 만족하지 못하므로 운동량 방정식의 외재적인 해와 질량 방정식을 이용하여 유도한 압력 보정 방정식을 사용하여 보정 압력을 얻는다. 이 보정 압력을 사용하여 얻은 최종 속도는 질량 방정식을 만족한다. 마지막으로 새로 얻은 최종 속도를 사용하여 질량 및 에너지 방정식을 풀 어 각 상의 부피 분율 및 온도를 구한다.

3.2.1 운동량 방정식

Fig. 1에서 제시된 제어 체적에 대해서 운동량 방정식을 적분한다. 이때 3.1에 제시된 이산화 방법을 사용하여 대류항, 확산항, 압력 구배항을 시간에 대해서 외재적으로 풀고, 식 (12), 식 (13), 식 (14)에 제시된 계면 운동량 전달항은 내재적으로 푼다. 그러면 연속 액상, 액적, 수증기에 대해 3 개의 속도 $(\underline{u}^*_{k,c0})$ 를 구할 수 있는 선형 방정식을 얻을 수 있다. 여기서 * 표시는 최종 속도가 아닌 중간단계 속도임을 나타낸다. 각 상별 운동량 방정식을 풀면 중간단계 속도는 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$\underline{u}^*_{k,c0} = \underline{\gamma}_{k,c0} + \beta_{k,c0} \nabla P_{c0}^n \quad (25)$$

여기서 $\underline{\gamma}_{k,c0}$ 에는 대류항, 확산항, 체력항(body force)이 포함되어 있고, $\beta_{k,c0}$ 는 압력 구배항의 계수이다.

3.2.2 압력과 속도 보정

식 (25)에서 이전 시간의 압력이 사용되었고, 결과로 얻어진 중간단계의 속도는 질량 보존을 만족하지 못한다. 최종 속도는 새로운 시간의 압력을 사용함으로써 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\underline{u}^{n+1}_{k,c0} = \underline{\gamma}_{k,c0} + \beta_{k,c0} \nabla P_{c0}^{n+1} \quad (26)$$

식 (26)에서 식 (25)를 빼면 다음 식과 같이 최종속도를 중간단계 속도와 압력 보정 값으로 표현할 수 있다.

$$\underline{u}^{n+1}_{k,c0} = \underline{u}^*_{k,c0} + \beta_{k,c0} \nabla P'_{c0} \quad (27)$$

여기서 $P'_{c0} (= P_{c0}^{n+1} - P_{c0}^n)$ 는 질량 방정식을 만족할 수 있도록 만든 압력 보정 값이다. 식 (27)에 α_k 를 곱하고 발산 연산 (divergence)을 취하면 다음 식이 된다.

$$\nabla \cdot \alpha_k \underline{u}^{n+1}_{k,c0} = \nabla \cdot \alpha_k \underline{u}^*_{k,c0} + \nabla \cdot (\alpha_k \beta_{k,c0} \nabla P'_{c0}) \quad (28)$$

식 (28)의 좌변은 질량 방정식을 사용하여 소거할 수 있고, 우변의 속도 발산 연산 항은 식 (25)의 속도를 사용하여 계산할 수 있다. 그러면 식 (28)은 압력 P에 대한 Poisson 방정식이 된다.

여기에서 k상의 질량 방정식을 다시 쓰면 다음 식이 된다.

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \frac{\alpha_k}{\rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{1}{\rho_k} \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \underline{u}_k) = \frac{\Omega_k}{\rho_k} \quad (29)$$

여기서 Ω_k 는 질량 보존식들의 우변 선원항이다. 좌변 두 번째 및 세 번째 항은 유속이 음속에 비하여 충분히 작은 경우 (acoustic approximation) 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\begin{aligned} \alpha_k \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k^{n+1} \underline{u}_k^{n+1}) \\ \approx \alpha_k \frac{\dot{\rho}'_k}{\Delta t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \underline{u}_k^{n+1}) \end{aligned} \quad (30)$$

식 (30)을 식 (29)에 대입한 뒤, 식 (29)의 좌변 첫 번째 항은 우변으로 넘기고, 1 차 Euler 시간 전진 기법(time advancing scheme)을 적용한 뒤 4상에 대한 식을 모두 합하면

다음 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_k (\nabla \cdot \alpha_k \underline{u}_k^{n+1}) = \sum_k \left(\frac{\Omega_k^{n+1}}{\rho_k} - \frac{\alpha_k \rho'_k}{\rho_k \Delta t} \right) \quad (31)$$

여기서 위첨자가 없는 변수들은 과거 시간의 값들을 의미한다. 식 (28)에 식 (31)을 대입하면 새로운 시간에 대해서 속도 발산 연산 항을 소거할 수 있다. 상변화가 없는 비압축성 유동에 대한 전통적인 SMAC에서, 식 (31)의 우변은 0이 된다. 따라서, 식 (28)의 좌변은 0이 되고 식 (28)은 P 만의 식이 된다. 그러나, 압축성 2상유동에 대해서 식 (31)의 우변은 여전히 미지수로 남게 된다. 본 연구에서는 압축성 2상유동에 대해서 SMAC 방법을 활용하기 위하여 식 (31)의 우변을 P 에 대해서 확장하였다. Ω_k 를 확장하기 위해서 Γ_v , S_E , S_{DE} 를 확장해야 하는데, S_E , S_{DE} 는 외재적으로 처리하므로 계산된 값이 되고 식 (31)의 우변은 다음 식을 활용하여 P 로 확장할 수 있다.

$$\begin{aligned} \Gamma_v^{n+1} = & -\frac{H_{iv}}{h_{iv}-h_{il}} \frac{P_s}{P} \left(\left(\frac{dT_{sat}}{dP} \right) - \left(\frac{\partial T_v}{\partial P} \right) \right) P \\ & -\frac{H_{il}}{h_{iv}-h_{il}} \left(\left(\frac{dT_{sat}}{dP} \right) - \left(\frac{\partial T_i}{\partial P} \right) \right) P \\ & -\frac{H_{iv}}{h_{iv}-h_{il}} \frac{P_s}{P} (T_{sat} - T_v) \\ & -\frac{H_{il}}{h_{iv}-h_{il}} (T_{sat} - T_i) \end{aligned} \quad (32)$$

$$\frac{\rho'_k}{\Delta t} = \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial P} \right) \frac{P}{\Delta t} \quad (33)$$

여기서 미분 값들은 식 (15)에서 식 (20)을 사용하여 구할 수 있다. 이제, 식 (28)의 좌변은 식 (32)와 식 (33)으로 교체될 수 있고 우변의 $\underline{u}_{k,0}^*$ 는 계산된 값이므로, Fig. 1의 격자를 활용하여 이산화하면 다음과 같이 P 에 관한 식으로 표현할 수 있다.

$$C_{co} P_{co} + \sum_{i=1}^3 [C_{c0,i} P_{c0,i}] = S_{c0} \quad (34)$$

여기서 C와 S는 식 (28), 식 (32), 식 (33)로부터 계산한 상수 값을 포함하고 있다. 식 (32)와 식 (33)은 단지 압력 행렬의 대각 성분에만 영향을 미치기 때문에 계수들은 N 개의 격자에 대해서 $N \times N$ 의 대칭 행렬이 된다. 이 행렬을 풀기 위

해 ICCG (Incomplete Cholesky Conjugate Gradient) 같은 대칭 행렬 솔버를 사용할 수 있다. ICE 기반의 방법에서는 에너지 방정식을 압력 보정 방정식에 포함함으로써 압력 행렬이 비대칭이 된다. 따라서 SMAC 기반의 대칭 압력 행렬에 비하여 계산 시간에 있어서 비효율적이다. SMAC 기반의 방법은 에너지 방정식이 압력 보정 방정식과 연계되어 있지 않기 때문에 내부에너지의 미분치가 압력 보정 방정식에 포함되어 있지 않다. 압력 보정 방정식을 풀 뒤에 새로운 시간의 압력은 다음과 같이 구할 수 있고, 새로운 시간에서 최종 속도는 식 (27)을 통해 구할 수 있다.

$$P^{n+1} = P^n + P \quad (35)$$

3.2.3 격자면에서 속도보간

SMAC 기반의 수치 해법에서는 운동량 방정식과 질량 및 에너지 방정식을 동일한 격자에 대해서 적분하기 때문에 모든 주요 변수들이 격자의 중앙에 정의되어 있다. 비엇갈림 격자라고 불리우는 이 방법은 보통 비정렬 격자를 사용하기 위하여 도입된다. 그런데 압력 보정 방정식 (28)에서 우변의 첫 번째 항인 속도 발산 연산을 계산하기 위하여 격자면의 속도가 요구된다. 즉, 식 (28)을 적분할 때 가우스 법칙을 쓰면 우변 첫 번째 항의 격자 중앙 속도에 대한 발산 연산에 대한 적분이 격자면의 속도와 격자면의 면적의 곱으로 바뀌게 된다. 이 격자면 속도는 계산 격자 중앙 속도와 이웃 격자 중앙 속도를 선형 보간하여 구할 수 있으나, 이것은 바둑판 진동이라고 알려진 압력의 진동을 피할 수가 없게 된다. Rhie-Chow 기법은 격자면에서의 속도를 보간할 때 이런 문제를 피할 수 있게 고안된 것이다[14].

$$\underline{u}_{k,f} = F(\underline{u}_{k,c0}, \underline{u}_{k,c1}) \quad (36)$$

$$- F(\beta_{k,c0}, \beta_{k,c1}) \left\{ \frac{P_{c1} - P_{c0}}{|d\underline{r}_{01}|} \underline{n}_f - F(\nabla P_{c0}, \nabla P_{c1}) \right\}$$

여기서 $F(\phi_{c0}, \phi_{c1})$ 는 다음 식과 같은 격자면 중앙에서 선형 보간 함수이다.

$$F(\phi_{c0}, \phi_{c1}) = \xi \phi_{c0} + (1 - \xi) \phi_{c1} \quad (37)$$

이 Rhie-Chow 보간법은 압력과 속도의 보정 단계에서 다음과 같이 내재적으로 포함되어 있다. 먼저, 식 (28)의 속도 발산 연산 계산을 위하여 격자면의 중간단계 속도 ($\underline{u}_{k,f}^*$)를 양쪽 격자 중앙의 중간단계 속도를 사용하여 보간한다.

$$\underline{u}_{k,f}^* = F(\underline{u}_{k,c0}^*, \underline{u}_{k,c1}^*) = \xi \underline{u}_{k,c0}^* + (1 - \xi) \underline{u}_{k,c1}^* \quad (38)$$

그 다음에 압력 보정 방정식을 3.2.2 절에서 설명한 바와 같이 푼다. 새로운 압력을 계산한 뒤 격자면에서의 새로운 속도를 식 (27)의 운동량 방정식을 사용하여 계산한다.

$$\begin{aligned} \underline{u}_{k,f}^{n+1} &= \underline{u}_{k,f}^* + F(\beta_{k,c0}, \beta_{k,cl}) \nabla P'_f \\ &= \underline{u}_{k,f}^* + F(\beta_{k,c0}, \beta_{k,cl}) \frac{P'_{cl} - P'_{c0}}{|dr_{01}|} \underline{n}_f \end{aligned} \quad (39)$$

엄밀하게는 속도와 면적이 곱해진 격자면에서 체적유량 (volume flow rate)이 갱신되는 것이다. 다음에, 격자면에서의 속도를 보간하여 새로운 시간에 대한 격자중앙에서의 속도를 계산한다.

$$\underline{u}_{k,c0}^{n+1} = \underline{u}_{k,c0}^* + \frac{1}{V_{c0}} \sum_f \frac{(1-\xi)}{N_d} |dr_{01}| \underline{S}_f (\underline{u}_{k,f}^{n+1} - \underline{u}_{k,f}^*) \quad (40)$$

여기서 N_d 는 차원 수를 나타내고, V_{c0} 는 격자 c0의 부피를 나타낸다. 1 차원의 경우에는, 식 (40)에서 속도 $\underline{u}_{k,f}^{n+1}$ 대신에 사용된 속도 차 $\underline{u}_{k,f}^{n+1} - \underline{u}_{k,f}^*$ 를 이용한 것을 제외하면 식 (38)에 격자면에서의 중간단계 값을 적용한 것과 동일해진다. 만약 격자 중앙 값 $\underline{u}_{k,c0}^{n+1}$ 를 보간하기 위해 격자면 값 $\underline{u}_{k,f}^{n+1}$ 을 사용한다면 수치 확산이 매우 크다. 압력 구배를 식 (22)로 계산하면 식 (40)은 식 (27)과 동일하다. 식 (27)과 식 (38)을 식 (39)에 대입하면 식 (36)의 Rhie-Chow 보간과 동일한 형태의 새로운 시간의 격자면 속도를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \underline{u}_{k,f}^{n+1} &= F(\underline{u}_{k,c0}^{n+1}, \underline{u}_{k,cl}^{n+1}) \\ &- F(\beta_{k,c0}, \beta_{k,cl}) \left\{ \frac{P'_{cl} - P'_{c0}}{|dr_{01}|} \underline{n}_f - F(\nabla P'_{c0}, \nabla P'_{cl}) \right\} \end{aligned} \quad (41)$$

3.2.4 스칼라 방정식의 이산화

6 개의 질량 및 에너지 방정식을 적분하기 위해서 앞서 운동량 방정식을 풀어 구한 새로운 시간에서 갱신된 각 상의 체적 유속을 사용한다. 새로운 시간에 대한 변수 값을 선형적으로 획득하기 위하여 비선형 항들을 과거 시간에서 1 차 Taylor 시리즈 전개를 수행한다. 예를 들면 수증기의 질량방정식은 다음과 같이 이산화할 수 있다.

$$\begin{aligned} (\rho_{v,c0}^n \alpha'_{v,c0} + \alpha_{v,c0}^n \rho'_{v,c0}) V_{c0} / \delta t \\ + \sum_f (\alpha_v^n \rho_v^n)_f \underline{u}_{v,f}^{n+1} \underline{S}_f = \Gamma_{v,c0}^{n+1} V_{c0} \end{aligned} \quad (42)$$

이러한 과정을 다른 스칼라 방정식들에게도 반복하고 얻어지는 선형 방정식들을 다음과 같은 순서로 배열한다: (i) 비응축성 기체 질량 방정식 (ii) 수증기 에너지 방정식 (iii) 액상 에너지 방정식 (iv) 수증기 질량 방정식 (v) 액적 질량 방정식 (vi) 연속 액상 질량 방정식. 그런 다음 이 선형 방정식들을 6 개의 독립 스칼라 변수들 ($X'_n, e'_{v'}, e'_{v'}, \alpha'_{v'}, \alpha'_{d'}, P'$)에 대해서 다시 정렬한다.

$$\underline{Ax} = \underline{s} + \sum_f \underline{v} \Psi_{v,f}^{n+1} + \sum_f \underline{l} \Psi_{l,f}^{n+1} + \sum_f \underline{d} \Psi_{d,f}^{n+1} \quad (43)$$

여기서 \underline{A} 는 위에서 언급한 6개의 스칼라 변수들에 대한 6×6 계수 행렬이고, \underline{x} 는 6개 스칼라 변수 벡터 즉, $\underline{x} = \text{col}(X'_n, e'_{v'}, e'_{v'}, \alpha'_{v'}, \alpha'_{d'}, P')$ 이며, $\underline{s}, \underline{v}, \underline{l}, \underline{d}$ 는 각각 이미 값이 알려진 계수 벡터이다. 식 (43)의 우변은 이전 단계에서 모두 구한 값이므로 식 (43)에 \underline{A}^{-1} 을 곱하면 스칼라 변수 벡터를 쉽게 구할 수 있다. 다만, P' 값은 3.2.2절의 압력과 속도 보정 단계에서 계산하였기 때문에 여기서 갱신하지는 않는다. 이렇게 P' 는 에너지 방정식과는 연계가 되지 않는다.

4. 수치 해법 평가

본 논문에서 제시된 SMAC 수치 해법을 CUPID 코드[10]에 CUPID-M 버전으로서 삽입하였고, 여러 가지 예제를 통하여 수치 해법에 대한 평가를 수행하였다. 먼저, 단상유동에 대한 수치적 평가를 위해 2 차원 열공동 유동(thermal cavity flow) 문제를 활용하였다. 정렬 격자 및 비정렬 격자에서의 성능 평가도 같이 수행하였다. 또 CUPID-I 개발 당시의 2상유동에 대한 예제 평가를 통해 CUPID-I와의 비교평가를 수행하였다.

4.1 부력에 의한 열공동 유동

De Vahl Davis [15]가 제안한 바 있는 2 차원 열공동 유동 문제를 단상 유동에 대한 평가를 위해 활용하였다. Fig. 2(a)에 기하학적 조건 및 경계 조건을 제시하였다. Fig. 2(b)와 2(c)와 같이 40×40 의 정렬 격자와 3702 개의 비정렬 격자를 각각 사용하였다. 부력에 의한 공동 유동에서 유동은 Rayleigh 수 (Ra)에 의해 정의될 수 있다.

$$Ra = \frac{\rho^2 g \beta \Delta T}{\mu^2} Pr \quad (44)$$

여기서 β 는 유체의 체적 팽창 계수이고 Pr은 Prandtl 수이다. 계산을 수행하는 동안 Ra는 10^3 에서 10^6 까지 변동하였다. Ra

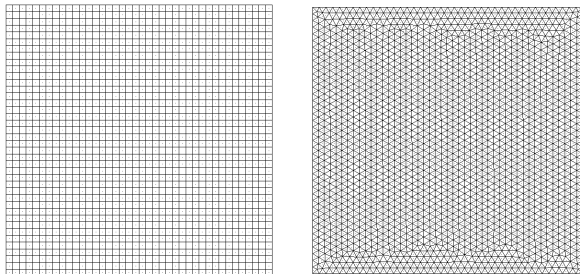
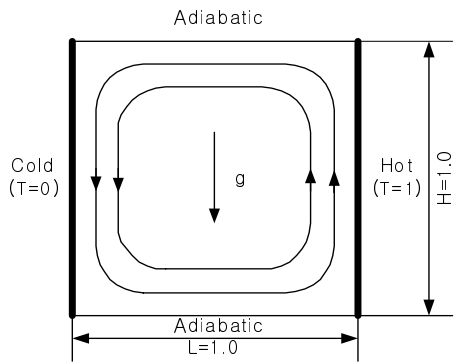


Fig. 2 Schematic diagram and grids of thermal cavity flow: (a) schematic diagram (b) Structured (40x40) (c) Unstructured (3702)

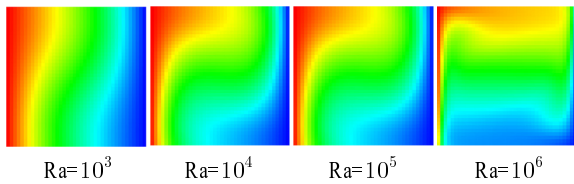


Fig. 3 Temperature profiles

가 증가함에 따라 유동 특성은 난류에 가까워지고 $Ra > 10^6$ 일 때는 수렴이 어려워진다. Fig. 3에 CUPID-M으로 계산한 온도 분포를 제시하였다. 열벽과 냉벽에서의 온도구배가 Ra

Table 1 Comparison of the Nusselt numbers at the hot and cold surfaces(use 40 x 40 cells)

Nu Simulation	Ra=10 ³		Ra=10 ⁴		Ra=10 ⁵		Ra=10 ⁶	
	Hot	Cold	Hot	Cold	Hot	Cold	Hot	Cold
CUPID-M Structured	1.13	1.13	2.26	2.26	4.58	4.58	8.67	8.67
Unstrured (3702)							8.80	8.77
Akiyama[16] (FVM)	1.21	1.03	2.28	2.22	4.61	4.60	9.49	9.49
De Vahl Davis (FDM)	1.12	1.12	2.24	2.24	4.52	4.52	8.8	8.8

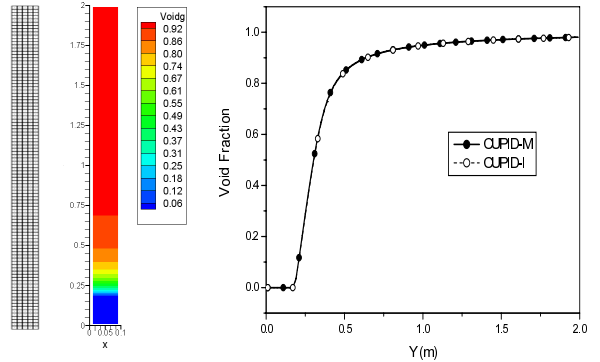


Fig. 4 The 2D structured grid and the comparison of the results: (a) grid, (b) void fraction, (c) comparison of average void fraction

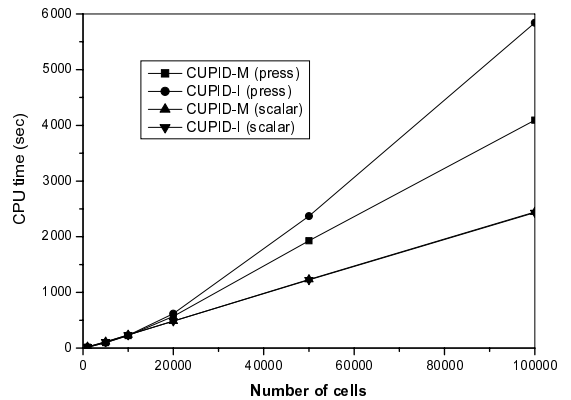


Fig. 5 Comparison of the CPU time between CUPID-M and CUPID-I

가 증가함에 따라 커진다. 열벽과 냉벽에서 계산된 평균 Nusselt 수를 De Vahl Davis 등이 계산한 값들과 Table 1에 비교하였다. CUPID-M으로 계산한 Nusselt수가 De Vahl Davis가 계산한 것과 잘 맞는 것으로 판단된다.

4.2 2차원 정렬격자 수직관 유동

2상유동에 대한 예제로서 직경은 0.1m이고 높이가 2.0m인 2 차원 수직관 상향 비등 유동 문제를 활용하였다. 5×100 의 정렬격자를 사용하였다. 초기에 1.0MPa에서 441.82K로 과냉각된 정지된 물이 담겨 있다. 계산이 시작되면 23MW/m^3 의 열이 물에 가해지고 파이프의 바닥으로부터 0.1m/s의 속도로 441.82K의 과냉각된 물이 유입된다. 파이프 위쪽 출구의 압력은 1.0MPa를 유지하며 물과 수증기가 자유롭게 빠져 나간다.

계산이 시작된 뒤 20초가 지나면 정상 상태에 도달하게 된다. Fig. 4(a)와 4(b)에는 계산에서 사용한 격자 및 정상상태에서 얻은 기포계수의 분포도를 제시ICE 기법을 사용한 결과와 비교 평가하기 위하여 Fig. 4(c)에 정상상태에서 가로방향에

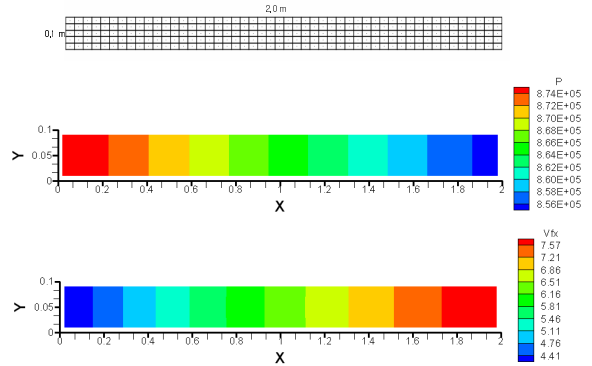
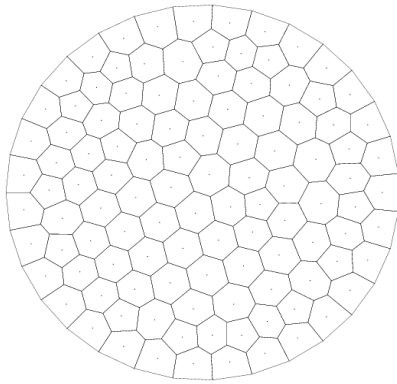


Fig. 8 Calculation of the flashing in a horizontal pipe using a 2D grid:(a) Mesh,(b) Pressure distribution,(c) Void distribution

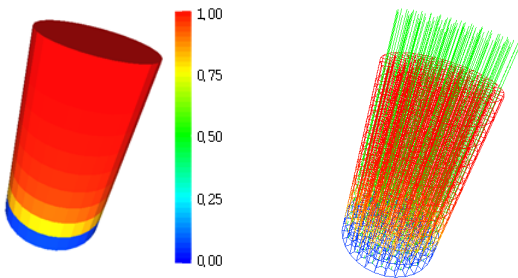


Fig. 6 The unstructured grid and the results of the calculations:(a) Top view of the unstructured grid (b) Void fraction (c) Vapor-phase velocity.

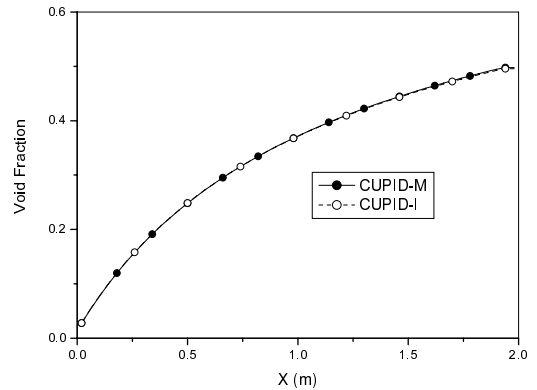


Fig. 9 Comparison of average void fractions for flashing

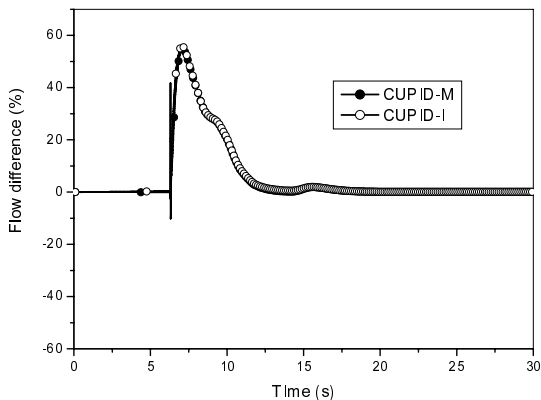


Fig. 7 Behavior of the mass flow difference, $(\dot{m}_{exit} - \dot{m}_{inlet}) / \dot{m}_{inlet}$

대해서 평균을 한 기포계수를 비교하였다. CUPID-M과 CUPID-I의 두 계산 결과는 동일하였다. Fig. 5에서 계산 격자를 10^5 개 까지 늘렸을 때 CPU 시간은 스칼라 방정식을 푸는데 있어서 동일한 시간을 소비하였으나 압력 보정 방정식을 푸는데 있어서는 앞서 예측한 바와 같이 SMAC 기법에 ICE 기법에 비해 더 적은 시간을 소비하였다. 이 차이는 계산 격

자가 커질수록 점점 더 커지는 것으로 나타났다.

4.3 3차원 비정렬 격자 수직 파이프 비등

4.2 절의 예제를 직경이 1m 이고 높이가 2m인 수직 파이프에 3 차원 비정렬 격자를 사용하는 문제로 확장하였다. Fig. 6(a)에 X-Y면에서 Voronoi 다면체를 사용한 비정렬 격자의 단면을 제시하였다. 축 방향으로 10개의 동일한 길이를 갖는 총 1,110개의 격자를 사용하였다. 초기조건 및 경계조건들은 4.2 절의 2차원의 경우와 같다. 정상상태에 이를 때까지 계산을 수행하였으며, 20초면 충분히 정상상태에 이른다. Fig. 6(a)와 6(c)에 20초 정상상태에서 수증기 부피 분율과 수증기 속도를 나타내었다. Fig. 7에 제시된 입구와 출구의 질량차이를 입구 질량으로 나눈 백분율은 CUPID-M이 질량 보존에 문제가 없음을 보여주고 있다. 정상상태에서 질량 유량 차이는 $10^{-4}\%$ 이하로 나타났다. 3 차원 비정렬 격자 수직 파이프 비등 문제에 있어 CUPID-M의 계산 값은 CUPID-I에서의 결과 값과 매우 유사한 것을 판단된다.

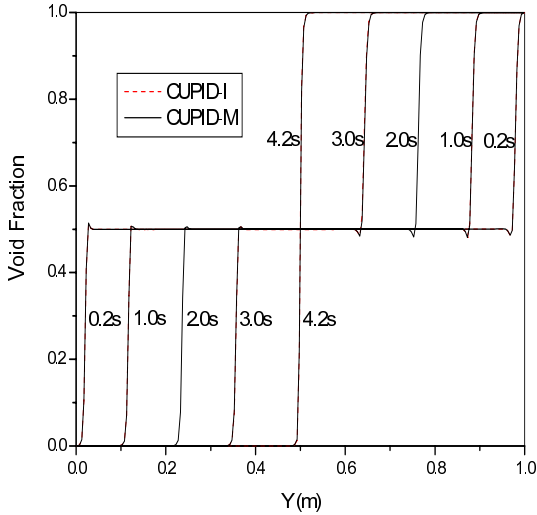


Fig. 10 Void fractions by CUPID-M and CUPID-I

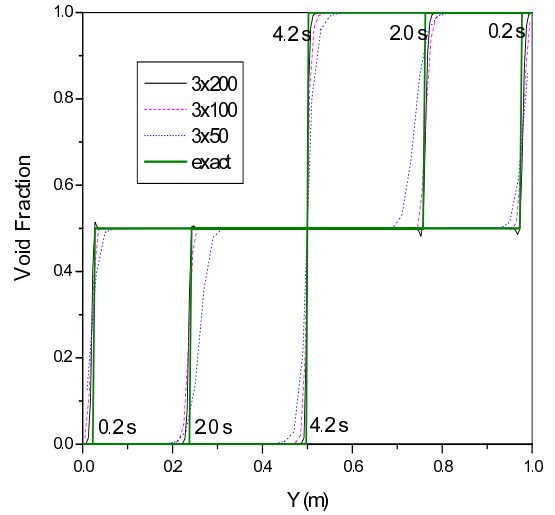


Fig. 11 Comparisons to the exact solution

4.4 2차원 격자 수평관 플래싱

플래싱(flashing)은 원자로 계통 분석에 있어서 매우 중요한 물리적인 현상 중의 하나이다. CUPID-M 코드의 플래싱 계산 능력을 평가하기 위하여 2 차원 격자를 사용한 수평관 플래싱 문제를 이용하였다. Fig. 8(a)와 같이 높이 0.1m이고 길이 2.0 m인 2 차원 수평관을 0.02m×0.04m인 250 개의 사각 격자로 나누었다. 입구 속도 및 입구 온도는 각각 4.0m/s와 450.0 K로 일정하다. 출구 압력을 계산초기에 10초 동안 1.0 MPa에서 0.854MPa로 선형적으로 감소시킨 다음 0.854MPa에서 일정하게 유지한다. 압력 1.0MPa과 0.854MPa에서 포화온도는 각각 453.034K와 446.270K이다. 그러므로 유동은 초기에는 과냉각 상태인 단상이었다가, 나중에는 플래싱으로 인하여 2상유동으로 천이하게 된다.

첫 10초 동안 플래싱에 의하여 유동이 단상에서 2상유동으로 천이하는 현상이 비교적 잘 계산되었다. 계산 후 13초에는 정상상태에 도달하였고, Fig. 8(b)와 8(c)에 그때의 압력과 수증기 분율을 제시하였다. 출구의 압력이 0.854MPa로 고정되었을 때 입구의 압력은 0.88MPa로 나타났다. 입구조건은 속도 4.0m/s와 온도 450.0K로 고정되었고, 입구의 압력은 0.88MPa로 포화온도가 447.5K이기 때문에 문제는 과열된 물이 입구로 주입되는 것으로 바뀌게 된다. 플래싱이 전 유동영역에서 일어나기 때문에 수증기 분율은 출구까지 계속 증가한다. 모든 계산 격자 내에서 물의 온도는 다소 과열된 상태에 있고 수증기는 포화상태를 유지하고 있는 점은 물리적으로 합당하다고 판단된다. Fig. 9에서 정상 상태 기포계수를 높이 방향으로 평균을 한 결과가 CUPID-I의 계산 결과와 매우

유사함을 알 수 있다.

4.5 2차원 수직관에서 상 분리

일반적으로 물과 수증기가 서로 느슨하게 결합(weak coupling) 되어 있을 때 2상유동의 계산은 불안정해지는 경향이 있다. 물과 수증기가 약한 결합에 대한 코드의 성능을 평가하기 위하여 중력가속도에 의해 상이 분리되는 현상을 모사하였다[17].

0.06m×1.0m의 크기를 갖는 2 차원 수직관을 3×200 개의 격자로 나누었다. 초기에 수직관은 1MPa하에서 물과 비응축성 기체가 균일하게 섞여 있다. 초기의 기포계수는 0.5 이고 물과 비응축성 기체의 온도는 320K 이다. 계산을 시작하면 물과 기체는 중력에 의하여 각각 분리되어 기체는 상부에 물은 하부에 각각 쌓이게 된다. Fig. 10에서 기포계수를 수평방향으로 평균하여 이를 CUPID-I의 결과와 비교하였다. CUPID-M의 계산 결과와 CUPID-I의 계산 결과가 거의 동일하였다. Fig. 11에서 3 가지의 서로 다른 격자크기에 대한 계산을 비교하였다. 격자크기가 큰 경우에 특히, 3×50에는 수치적 확산이 큰 것으로 평가 되었다. 3×100개 이상의 격자수를 갖는 경우에는 수치적 확산 없는 합리적인 결과를 주는 것으로 판단된다.

5. 결 론

SMAC 수치 해법을 다차원 비정렬 격자에서 과도 상태 열적 비평형 2상유동에 적용할 수 있도록 확장하고, 단상유동부터 2상유동에 이르는 다양한 예제를 활용하여 제시된 수치해

법의 타당성을 검토하였다. 계산 격자로는 정렬격자 및 비정렬격자를 2 차원 및 3 차원에 대해서 사용하였다. 단상유동 및 2상유동의 여러가지 예제에 대해서 SMAC 기반의 수치 해법을 사용한 CUPID-M 코드가 안정적이고 정확한 계산능력을 가지고 있음을 확인하였다. CUPID-M의 계산결과는 ICE 수치 해법에 기반을 둔 CUPID-I의 결과와 매우 유사함을 확인하였다. 본 논문에서 제시한 SMAC 기반의 수치 해법은 압력보정 방정식을 풀 때 대칭 행렬로 귀결되므로 ICE 기반의 수치 해법에 비해 계산시간을 많이 줄일 수 있다. 본 논문에서 예제로 사용된 2 차원 정렬격자 수직관 유동에서 100,000 개의 격자에서 SMAC이 ICE에 비해 약 23% 정도로 계산 시간을 줄일 수 있었다. 그러나, 내부 에너지의 변화가 큰 과도상태 2상유동 문제에 있어서는 에너지 방정식이 운동량 방정식에 강하게 결합되어 있는 ICE 기반의 수치 해법이 좀 더 정확하다는 점은 주지해야 한다. 본 논문의 SMAC 기반의 수치 해법은 ICE 기반의 수치 해법과 함께 CUPID 코드에 각각 CUPID-M과 CUPID-I로 개발되었기 때문에 문제의 유형에 따라 각각 선택적으로 활용될 수 있다.

후 기

본 연구는 교육과학기술부의 원자력연구개발사업의 일환으로 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] 2001, The RELAP5-3D Code Development Team, *RELAP5-3D Code Manual Volume I: Code Structure, System Models and Solution Methods*, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.
- [2] 1986, "TRAC-PF1/MOD1: An Advanced Best-Estimate Computer Program for Pressurized Water Reactor Thermal-Hydraulic Analysis," *NUREG/CR-3858*, USNRC.
- [3] 1996, Bestion, D., Barre, F. and Faydide, F., "Methodology, Status and plans for development and assessment of CATHARE code," *OECD/CSNI Workshop on Transient Thermal-Hydraulic & Neutronic Codes Requirements*, Nov.5-8.
- [4] 1999, Jeong, J.J., et al., "Development of a multi-dimensional thermal-hydraulic system code, MARS 1.3.1," *Annals of Nuclear Energy*, Vol.26, No.18, pp.1611-1642.
- [5] 1970, Amsden, A.A. and Harlow, F.H., "The SMAC Method: A numerical technique for calculating incompressible flows," LA-4370.
- [6] 1971, Harlow, F.H. and Amsden, A.A., "A Numerical fluid dynamics calculation method for all flow speeds," *J. of Computational Physics*, Vol.8, pp.197-213.
- [7] 1975, Harlow, F.H. and Amsden, A.A., "Numerical calculation of multiphase fluid flow," *J. Computational Physics*, Vol.17, p.19.
- [8] 1978, Liles, D.R. and Reed, W.H., "A semi-implicit method for two-phase fluid dynamic," *J. Computational Physics*, 26, pp.390-407.
- [9] 1972, Caretto, L.S., Gosman, A.D., Patankar, S.V. and Spladding, D.B., "Two calculation procedures for steady, three-dimensional flows with recirculation," *Proc. Thrid Int. Conf. Numer. Methods Fluid Dyn.*, Paris.
- [10] 2007, Jeong, J.J., Yoon, H.Y., Cho, H.K., Kim, J. and Park, I.K., "Hydrodynamic Solver for a Transient Two-Fluid Three-Field Model on Unstructured Grids," *J. Korean Society of Computational Fluids Engineering*, Vol.12, No.4, pp.44-53.
- [11] 2003, Frepoli, C., Mahaffy, J.H. and Ohkawa, K., "Notes on the implementation of a fully-implicit numerical scheme for a two-phase three-field flow model," *Nuclear Engineering Design* 225, pp.191-217.
- [12] 2004, Jayanti, S. and Valette, M., "Prediction of dryout and post-dryout heat transfer at high pressures using a one-dimensional three-fluid model," *Int. J. Heat and Mass Transfer* 47, pp.4895-4910.
- [13] 1997, Minato, A., Komatsu, I., Sakagami, M. and Hirose, M., "A numerical method for three-dimensional gas-liquid interface behavior using interacting markers," *Proc. ISAC'97 High Performance Computing on Multiphase Flows*, Tokyo.
- [14] 1983, Rhie, C.M. and Chow, W.L., "Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation," *AIAA Journal*, Vol.21. No.11, pp.525-532.
- [15] 1983, Davis G. de Vahl, "Natural convection of air in a square cavity: A bench mark numerical solution," *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 3, pp.249-264.
- [16] 1988, Akiyama, et al., "Solution of a natural circulation problem in a square cavity," RC-80, pp.420-470 (in Japanese).
- [17] 2006, Staedtke, H., "Gas dynamic aspects of two-phase flow," *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA Weinheim*, pp.143-147.