

<학술논문>

DOI <https://doi.org/10.3795/KSME-B.2017.41.9.605>

ISSN 1226-4881(Print)  
2288-5324(Online)

## 마이크로채널에서의 비등열전달 현상에 관한 연구

정 남 균\*†

\* 인하공업전문대학 기계과

### Study on Boiling Heat Transfer Phenomenon in Micro-channels

Namgyun Jeong\*†

\* Dept. of Mechanical Engineering, Inha Technical College

(Received March 15, 2017 ; Revised May 3, 2017 ; Accepted June 11, 2017)

**Key Words:** Boiling Heat Transfer(비등열전달), Micro-channel(마이크로채널), Lattice Boltzmann Method(격자 볼츠만 방법)

**초록:** 최근 기기들이 소형화 되고 이에 따른 효율적인 열방출 방안이 필요해지면서, 마이크로채널에서의 비등에 관한 연구가 주목받고 있다. 그러나 마이크로채널의 경우는 마찰계수 및 열전달 특성이 매크로 스케일의 경우와 달라 기존에 매크로 스케일에서 도출된 상관식과 비교 시에 큰 오차를 발생시킨다. 또한, 채널 내에서의 비등현상은 메커니즘의 복잡함으로 인하여 실제 문제 적용에 있어서 실험적, 이론적인 방법만으로 접근하는데 무리가 있다. 따라서 이러한 방법들과 더불어 수치해석적인 연구방법이 보완되어져야 하는데, 그동안 수행되어진 연구들은 매크로채널에서의 연구가 대부분이다. 본 연구는 최근 CFD 방법의 대안으로 제시된 격자 볼츠만 방법을 마이크로채널에서의 비등현상을 모의하는데 적용해보았으며, 마이크로채널 내에서의 기포 성장과정에 대하여 예측해 보았다.

**Abstract:** Recently, efficient heat dissipation has become necessary because of the miniaturization of devices, and research on boiling on micro-channels has attracted attention. However, in the case of micro-channels, the friction coefficient and heat transfer characteristics are different from those in macro-channels. This leads to large errors in the micro scale results, when compared to correlations derived from the macro scale. In addition, due to the complexity of the mechanism, the boiling phenomenon in micro-channels cannot be approached only by experimental and theoretical methods. Therefore, numerical methods should be utilized as well, to supplement these methods. However, most numerical studies have been conducted on macro-channels. In this study, we applied the lattice Boltzmann method, proposed as an alternative numerical tool to simulate the boiling phenomenon in the micro-channel, and predicted the bubble growth process in the channel.

- 기호설명 -

$n$  : 평균밀도  
 $\phi$  : 오더변수  
 $\mu_\phi$  : 화학퍼텐셜  
 $\theta_M$  : 이동도  
 $\rho_L, \rho_G$  : 밀도  
 $f_i, g_i, h_i$  : 분자분포함수

$\tau_n, \tau_\phi, \tau_h$  : 무차원화된 이완시간  
 $w_i$  : 가중치  
 $c_s, \vec{c}_i$  : 음속, 격자속도  
 $\sigma$  : 표면장력계수  
 $W$  : 상경계면두께  
 $Ja, Pe$  : Jacob 수, Peclet 수  
 $\lambda, K$  : 열확산계수, 열전도계수  
 $h_{fg}$  : 증발잠열  
 $P, \vec{F}_b$  : 압력텐서, 체적힘

† Corresponding Author, [nkjung@inhac.ac.kr](mailto:nkjung@inhac.ac.kr)

© 2017 The Korean Society of Mechanical Engineers

## 1. 서 론

비등에 기인한 열전달은 상변화를 통하여 열전달이 일어나는 현상으로, 비등 과정의 높은 열전달률 때문에 원자력 발전, 화학 플랜트와 같은 대형 시스템에서뿐만 아니라 마이크로열교환기와 같은 소형 시스템에서도 많이 이용되고 있다. 특히, 마이크로채널에서의 비등 열전달은 점차로 소형화되는 기기 내부의 열을 효과적으로 방출시키기 위해 가장 적합한 방안 중의 하나로서 현재까지 많은 연구가 수행되어 왔다.

유체의 흐름이 존재하는 비등현상은 대류 및 핵 비등 메커니즘의 상호작용으로 설명되어지나, 마이크로채널의 경우는 핵 비등 열전달이 지배적인 것으로 알려져 있다.<sup>(1)</sup> 매크로스케일에서의 비등현상에 대한 연구와 마찬가지로 마이크로채널에서의 기존의 연구는 주로 실험적,<sup>(2-4)</sup> 해석적 방법<sup>(5)</sup>에 기반을 두어 수행되고 있는데, 마찰계수 및 열전달 특성이 달라 매크로스케일에 대한 기존 상관식과 비교 시에 큰 오차를 발생 시켜 마이크로 스케일에 적용이 가능한 새로운 상관식 개발이 요구된다.<sup>(6)</sup>

마이크로채널에서의 비등현상에 관한 또 다른 연구방법으로 수치해석적인 방법이 이용될 수 있으나, 현재까지 그리 많은 연구가 수행되지는 않고 있다. Mukherjee 등<sup>(7)</sup>은 SIMPLER 알고리즘과 레벨셋(Level set)기법을 이용하여 마이크로채널에서의 핵비등 현상을 모사하였으며, 벽면 과열도(wall superheat) 및 채널내부로 유입되는 유량 등의 요인들이 기포 성장에 미치는 영향에 대하여 다양한 해석을 수행하였다. Magnini 등<sup>(8)</sup>은 상용 해석코드인 ANSYS FLUENT의 VOF 기법을 이용하여 원형의 단면을 갖는 마이크로채널에서의 길게 팽창된 기포의 유동 비등현상을 해석하고, 해석적 해와 결과를 비교하였다. 이러한 수치해석적 연구는 Navier-Stokes 방정식을 기반으로 하고 있는데, 상경계면 주위의 가짜 유동(spurious current) 및 수치확산 등의 문제로 왜곡된 해를 얻을 가능성이 크다. 최근 기존의 CFD 방법의 대안으로, 분자의 운동을 모의하는 볼츠만 방정식을 기반으로 하는 격자 볼츠만 방법(Lattice Boltzmann Method)이 제시되었고, 다상 유동에 대한 연구에도 적용되어 Navier-Stokes 방정식 기반의 기존 해석결과보다 좋은 성능을 보이고 있다.<sup>(9)</sup>

본 연구에서는 매크로스케일에 적용된 LBM을 이용한 비등해석 방법<sup>(10)</sup>을 적용하여 마이크로채널에서의 유동 비등현상에 대한 연구를 수행하였다. 이 해석 방법은 Ryu 등<sup>(10)</sup>이 과열된 벽면의 수조 핵비등 현상을 모사하기 위하여 사용한 것으로, 상변화를 수반하는 2상유동을 직접 수치해석(Direct numerical simulation)할 수 있어 마이크로채널에서의 비등현상을 모사하는 데에도 적합한 방법이다. 그러나, 현재까지 이 방법을 이용하여 마이크로채널에서의 비등현상을 모사한 연구를 찾아보기 어렵다. 따라서 본 연구에서는 Ryu 등<sup>(10)</sup>이 사용한 해석 방법을 유체의 흐름이 있는 마이크로채널에서의 비등현상 모의에 적용해보고, 시간의 흐름에 따른 기포 성장 및 형태 변화를 예측해 보았다.

## 2. 수치해석방법

### 2.1 격자 볼츠만 방법

격자 볼츠만 방법은 분자의 운동을 모의하는 볼츠만 방정식을 기반으로 하는데, 이 볼츠만 방정식을 비압축성 유동을 고려하여 2차 근사로 Chapman-Enskog 전개를 하면 Navier-Stokes 방정식으로 유도된다.<sup>(11,12)</sup>

볼츠만 방정식은 임의의 위치에서 가상 입자의 개수를 정의하는 분포함수를 적분하여 밀도, 속도, 압력 등과 같은 변수를 얻는다. 이 볼츠만 방정식을 D2Q9(Fig. 1) 또는 D3Q15 모델<sup>(13)</sup>과 같은 격자 시스템 상에서 차분화하면 식 (1)과 같은 격자 볼츠만 방정식을 얻게 되는데, 식 (2)와 (3)의 두 단계를 거쳐 계산하게 된다.

$$f_i(\vec{x} + \vec{c}\delta t, t + \delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i$$

$$\Omega_i = \frac{f_i^{eq}(\vec{x}, t) - f_i(\vec{x}, t)}{\tau} \quad (1)$$

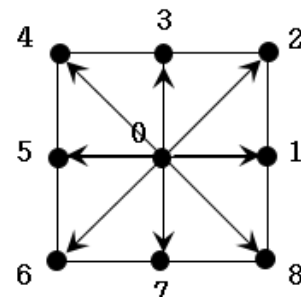


Fig. 1 Schematic of the velocity directions of the D2Q9 model

$$\text{Collision step: } \tilde{f}_i(\vec{x}, t) = f_i(\vec{x}, t) + \frac{f_i^{eq}(\vec{x}, t) - f_i(\vec{x}, t)}{\tau} \quad (2)$$

$$\text{Streaming step: } f_i(\vec{x} + \vec{c}\delta t, t + \delta t) = \tilde{f}_i(\vec{x}, t) \quad (3)$$

여기서  $\vec{c}$ 는 격자속도,  $\tau$ 는 무차원화된 이완시간(relaxation time),  $f_i^{eq}$ 는 평형분포함수, 그리고  $f_i$ 와  $\tilde{f}_i$ 는 각각 충돌(Collision) 단계 전, 후의 분포함수를 나타낸다.

### 2.2 2상유동 격자 볼츠만 방법

밀도가  $\rho_L, \rho_G$  ( $\rho_L > \rho_G$ )로 서로 다른 2상을 갖는 유동을 기술하기 위한 지배방정식은 아래와 같다.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{u}) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial (n\vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{u}\vec{u}) = -\nabla P + \mu\nabla^2\vec{u} + \vec{F}_b \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi\vec{u}) = \theta_M \nabla^2 \mu_\phi \quad (6)$$

여기서  $\mu_\phi$ 는 화학퍼텐셜,  $\theta_M$ 은 이동도(mobility),  $P$ 는 압력텐서,  $\vec{F}_b$ 는 체적힘이다. 그리고 평균밀도  $n$ 과 오더 변수(order parameter)  $\phi$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$n = \frac{\rho_L + \rho_G}{2}, \phi = \frac{\rho_L - \rho_G}{2}$$

Zheng 등<sup>(14)</sup>은 식 (5)와 식 (6)을  $n$ 과  $\phi$ 에 관계된 분포함수인  $f_i$ 와  $g_i$ 를 이용하여 다음과 같이 격자 볼츠만 방정식으로 나타내었다.

$$f_i(\vec{x} + \vec{c}\delta t, t + \delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i \quad (7)$$

$$\Omega_i = \frac{f_i^{eq}(\vec{x}, t) - f_i(\vec{x}, t)}{\tau_n} + \left(1 - \frac{1}{2\tau_n}\right) \frac{w_i}{c_s^2} \cdot \left[ (\vec{c}_i - \vec{u}) + \frac{(\vec{c}_i \cdot \vec{u})}{c_s^2} \vec{c}_i \right] (\mu_\phi \nabla \phi + \vec{F}_b) \delta t$$

$$g_i(\vec{x} + \vec{c}\delta t, t + \delta t) = g_i(\vec{x}, t) + (1 - q) [g_i(\vec{x} + \vec{c}\delta t, t) - g_i(\vec{x}, t)] + \Omega_i \quad (8)$$

$$\Omega_i = \frac{g_i^{eq}(\vec{x}, t) - g_i(\vec{x}, t)}{\tau_\phi}$$

여기서  $\tau_n$ 과  $\tau_\phi$ 는 무차원화된 이완시간,  $w_i$ 는 가중치,  $c_s$ 는 음속,  $\vec{c}_i$ 는  $i$ 방향으로의 격자속도,  $q (= \frac{1}{1 + \tau_\phi})$ 는 상수항이다.

평형분포함수  $f_i^{eq}$ 와  $g_i^{eq}$ 는 아래와 같은 보존식을 만족해야 한다.

$$n = \sum_i f_i^{eq} \quad (9)$$

$$\vec{u} = \frac{1}{n} \left( \sum_i f_i^{eq} \vec{c}_i + \frac{1}{2} (\mu_\phi \nabla \phi + \vec{F}_b) \right) \quad (10)$$

$$\sum_i f_i^{eq} c_{i\alpha} c_{i\beta} = (\phi \mu_\phi + c_s^2 n) \delta_{\alpha\beta} + \nu_\alpha u_\beta \quad (11)$$

$$\phi = \sum_i g_i^{eq} \quad (12)$$

$$\sum_i g_i^{eq} c_{i\alpha} = \frac{\phi}{q} u_\alpha \quad (13)$$

$$\sum_i g_i^{eq} c_{i\alpha} c_{i\beta} = \Gamma \mu_\phi \delta_{\alpha\beta} \quad (14)$$

위와 같은 관계를 가지고 Chapman-Enskog 전개를 수행하면 2차 오더의 정확도 안에서 식 (4)~(6)로 나타낼 수 있게 되는데, 점성계수와 이동도는 아래와 같이 정의된다.

$$\mu = nc_s^2 (\tau_n - 0.5) \delta t \quad (15)$$

$$\theta_M = q (\tau_\phi q - 0.5) \delta t \Gamma \quad (16)$$

그리고 평형분포함수  $f_i^{eq}$ 와  $g_i^{eq}$ 는 각각 다음과 같이 구성될 수 있다.

$$f_i^{eq} = w_i A_i + w_i n \left( 3c_{i\alpha} u_\alpha - \frac{3}{2} u^2 + \frac{9}{2} u_\alpha u_\beta c_{i\alpha} c_{i\beta} \right) \quad (17)$$

$$A_1 = \frac{9}{4} n - \frac{15(\phi \mu_\phi + n/3)}{4}$$

$$A_{2, \dots, 9} = 3(\phi \mu_\phi + n/3)$$

$$w_1 = \frac{4}{9}, w_{2, \dots, 5} = \frac{1}{9}, w_{6, \dots, 9} = \frac{1}{36}$$

$$g_i^{eq} = A_i + B_i \phi + C_i \phi \vec{c}_i \cdot \vec{u} \quad (18)$$

$$A_1 = -2\Gamma \mu_\phi, A_{2, \dots, 5} = \frac{1}{2} \Gamma \mu_\phi$$

$$B_1 = 1, B_{2, \dots, 5} = 0$$

$$C_i = \frac{1}{2q}$$

자유에너지 함수를 이용하면 화학포텐셜은 아래와 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \mu_\phi &= A(4\phi^3 - 4\phi^{*2}\phi) - \kappa\nabla^2\phi \quad (19) \\ \sigma &= \frac{4\sqrt{2\kappa A}}{3}\phi^{*3}, W = \frac{\sqrt{2\kappa/A}}{\phi^*}, \phi^* = \frac{\rho_A - \rho_B}{2} \end{aligned}$$

여기서  $\sigma$ 와  $W$ 는 표면장력계수와 경계면의 두께이다.

### 2.3 열전달 및 상변화모델

비등현상에 대한 해석을 수행하기 위해서는 열전달을 고려해야하고, 이러한 열전달을 기술할 수 있는 전형적인 온도장 방정식은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial T}{\partial x_\alpha} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_\alpha^2} + G \quad (20)$$

여기서  $\lambda$ 는 열확산계수이고,  $G$ 는 생성항이다.

식 (20)을 Inamuro 등<sup>(15)</sup>이 제시한 모델에 따라 격자 볼츠만 방정식의 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} h_i(\vec{x} + \vec{c}\delta t, t + \delta t) &= h_i(\vec{x}, t) + \Omega_i + \delta t S_i \quad (21) \\ \Omega_i &= \frac{h_i^{eq}(\vec{x}, t) - h_i(\vec{x}, t)}{\tau_h} \\ h_i^{eq}(\vec{x}, t) &= w_i T(1 + 3\vec{c}_i \cdot \vec{u}) \end{aligned}$$

여기서  $S_i$ 는 식 (20)의  $G$ 를 모의하는 생성항이고, 열확산계수는  $\lambda = c_s^2(\tau_h - 0.5)\delta t$  로 나타낼 수 있다. 거시적인 온도  $T$ 는 다음과 같이 구한다.

$$T = \sum_i h_i = \sum_i h_i^{eq} \quad (22)$$

상변화를 수반하는 문제는 식 (6)에 상변화 항을 포함시킨 확장된 방정식을 이용하여 해석을 수행한다. 비등현상을 모의하기 위하여 Dong 등<sup>(16)</sup>과 같이 기포 내부를 비압축성으로, Stefan 경계 조건에 기반을 두어 상 경계면을 통해 전달된 열은 완전히 액체를 증발시키는데 사용되어 기포의 체적 증가를 유발한다고 가정하면, 과열된 유체에서 증기 기포로 전달된 질량은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \int_V \frac{\Delta m}{\Delta t} dV &= \int_V \rho_G \frac{dV_b}{dt} dV \quad (23) \\ &= -\frac{1}{h_{fg}} \int_S k_L \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_b dS \\ &= -\frac{1}{h_{fg}} \int_V k_L \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_V dV \end{aligned}$$

여기서  $\rho_G$ 는 증기 밀도,  $h_{fg}$ 는 증발 잠열,  $k_L$ 은 액체의 열전도계수이다.

오더 변수의 변화를 기반으로 한 상변화 양을 비등 열전달과 관련된 중요한 무차원 수인 Jacob 수( $Ja$ )와 Peclet 수( $Pe$ )를 사용하여 나타내면 다음과 같이 쓸 수 있다.<sup>(10)</sup>

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{Ja}{Pe} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) = \frac{\dot{\phi}}{\rho_L} \quad (24)$$

여기서,  $Ja$ 는 아래에 나타낸 식 (25)와 같고, LBM에서  $Pe$ 는  $1/\lambda$ 로 나타낼 수 있다.

$$Ja = \frac{\rho_L C_{pL} \Delta T}{\rho_G h_{fg}} \quad (25)$$

식 (24)에서의 상변화 항을 식 (8)에 생성항으로 더해주면 비등으로 인한 상변화문제를 해석할 수 있게 된다.

### 3. 과열된 유체로 둘러싸인 증기 기포성장

Mikic 등<sup>(17)</sup>은 구형의 작은 기포가 무한히 펼쳐진 과열된 유체로 둘러싸여 있을 때, 다음과 같은 Clausius - Clapeyron 관계식을 적용하여 시간에 따른 기포 성장에 대한 이론식을 구하였다.

$$\frac{p_v - p_\infty}{\rho_l} = \frac{T_v - T_{sat}}{\rho_l T_{sat}} \rho_v h_{fg} \quad (26)$$

상변화모델에 대한 검증 계산으로 Fig. 2와 같이 과열된 유체로 둘러싸인 증기 기포의 성장에 대한 해석을 수행하였고, 그 결과를 Mikic 등<sup>(17)</sup>이 제시한 해석해와 비교하였다.

Fig. 3에  $\rho_L$ 과  $\rho_G$ 이 각각 1000과 1,  $Pe$ 가 1000인 경우,  $Ja$ 가 0.2, 0.4, 0.8일 때의 결과를 나타내었다.  $Ja$ 를 정할 때  $\Delta T$ 는  $T_{sup} - T_{sat}$ 로 하였고, 수평방향과 수직방향으로의 경계 조건은 주기 조

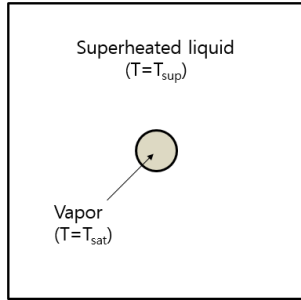


Fig. 2 Initial condition for bubble growth surrounding a superheated liquid

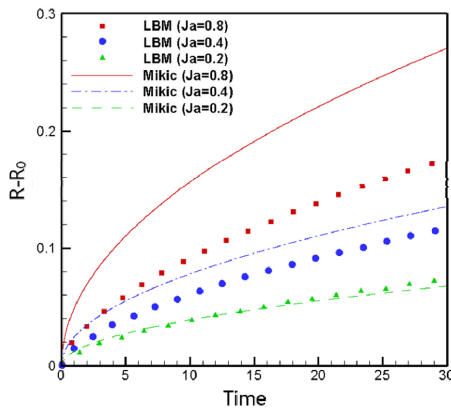


Fig. 3 Comparison for bubble growth of LBM results and analytical solutions

건을 부여하였다. 해석해와 비교한 결과,  $Ja$ 가 0.2인 경우는 잘 일치하나  $Ja$ 가 커질수록 결과가 잘 맞지 않고 있는데, 이는 본 연구에서의 결과는 2차원 해석인 것에 반하여 Mikic 등<sup>(17)</sup>이 제시한 해는 3차원인 구의 형상을 갖는 기포성장에 대한 관계식이기 때문으로 판단된다.

동일한 2차원에서의 해석결과를 비교하기 위하여, 상용해석 프로그램으로 널리 사용되고 있는 FLUENT로 동일한 경계조건 및  $Ja$ 에 대한 계산을 수행하였다. 2상유동에 대한 해석 기법으로 VOF를 사용하였고, 상변화로 인하여 발생하는 생성항은 사용자정의함수(User defined function)을 이용하여 아래와 같이 처리하였다.

$$\dot{m} = \frac{K \nabla T}{h_{fg}} \cdot \nabla C \quad (27)$$

여기서  $\dot{m}$ 은 기체상에서의 질량생성률,  $K$ 는 열전도계수,  $C$ 는 부피분율(volume fraction)이다.

Fig. 4에 FLUENT로 해석한 결과를 격자 볼츠만 방법으로 계산 결과와 같이 비교하였다. 질량

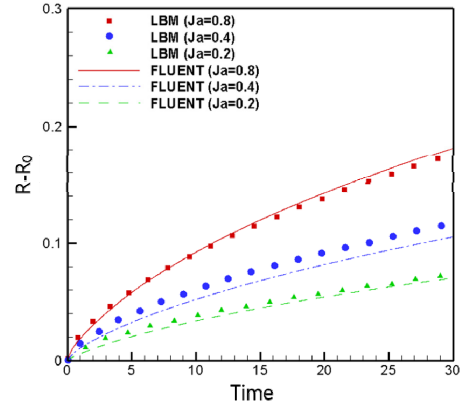


Fig. 4 Comparison for bubble growth of FLUENT and LBM results

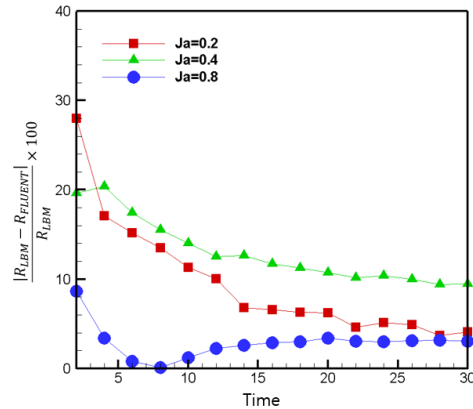


Fig. 5 Deviation of the radius between LBM and FLUENT results along the time

생성항에 대한 처리방법에 차이가 있기는 하지만, 두 결과가 상당히 일치하고 있음을 알 수 있다. Fig. 5에는 두 계산의 차이를 정량적으로 나타내기 위하여, 시간에 따른 기포반경의 차이를 LBM 결과 값의 상대비율로 나타내었다. 대체적으로 시간이 증가하면서 차이가 줄어드는 양상을 띠나,  $Ja = 0.8$ 인 경우는 8초가 지난 후 약간 증가하여 일정하게 유지되는 경향을 보인다.  $Ja = 0.2$ 와  $Ja = 0.8$ 인 경우는 30초가 경과되면 두 결과가 5% 이내의 차이를 보임을 알 수 있다.

Fig. 6에는 기포가 성장하기 시작한 후 30초가 되었을 때의 LBM 계산 결과를,  $Ja = 0.4$ 인 경우에 대한 기포 주변의 속도장과 계산영역 전체의 온도장으로 나타내었다. 2상유동을 수치해석으로 모의하는 경우 상경계면에서 가짜 유동이 발생하게 되는데, 해석모델이나 코드에 문제가 없게 되면 이러한 가짜 유동으로 인해 기포의 형상이 일그러지거나 계산영역 중심에서 기포의 중심점이

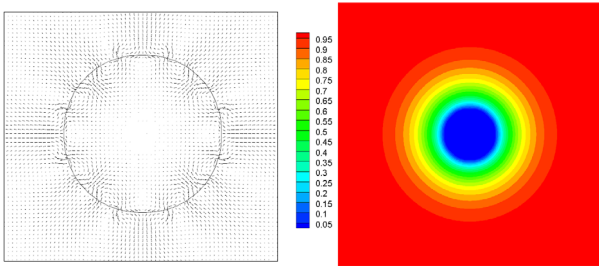


Fig. 6 Velocity and temperature fields near the bubble at  $Ja=0.4$  and time=30sec

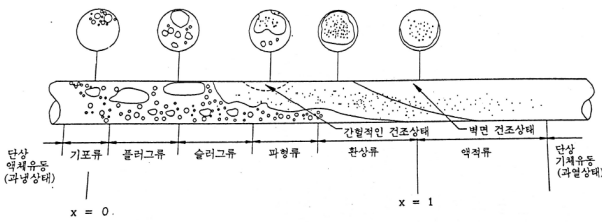


Fig. 7 Horizontal boiling flow in the channel

이동되기도 한다. Fig. 6에 나타난 기포 주변의 속도장은 기포의 중심을 기준으로 완전 대칭이기 때문에 기포 형상이나 중심의 위치에 가짜 유동이 영향을 미치지 않고, 온도장의 윤곽선(contour) 또한 원형의 형태로 왜곡되지 않게 나타나고 있다.

#### 4. 마이크로채널에서의 비등현상

일반적으로 수평으로 놓인 채널 내에 비등으로 인하여 기체와 액체가 함께 흐르는 2상유동은 Fig. 7과 같이 기포류(Bubbly flow), 플러그류(Plug flow), 슬러그류(Slug flow), 파형류(Wavy flow), 환상류(Annular flow), 액적류(Drop flow) 등과 같은 양상을 나타내고, 반경방향으로 작용하는 중력으로 인하여 중심축에 비대칭인 형태를 갖는다.<sup>(18)</sup> 그러나, 이러한 매크로스케일의 유동양식과는 달리 마이크로채널에서의 흐름비등에서는 중력보다 표면장력이 훨씬 더 중요하게 작용하고 마이크로채널에서 보이는 성층화된 흐름과 같은 양상은 거의 보이지 않는다. 그리고 채널 내에서 핵생성이 시작되기만 하면 기포는 빠른 속도로 채널 사이즈로 성장하여 채널 단면 전체를 덮게 되므로 기포류와 같은 형태 또한 거의 나타나지 않게 된다. 때문에 마이크로채널에서의 비등현상을 해석하는 경우, 중력은 고려되지 않아도 되며 비등 해석을 위해 필요한 초기단계의 기포 종자(Seed)의 크기를 채널 사이즈에 견줄 수 있는 정도로

Table 1 Calculation conditions

$\rho_L$	$\rho_G$	$\sigma$	$Ja$	$Pe$	$\vec{F}_b$
1000	1	0.1	0.4	3000	0.0005

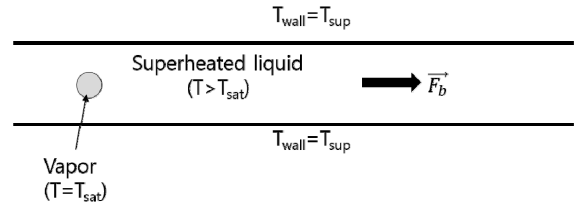


Fig. 8 Schematic diagram for the calculation

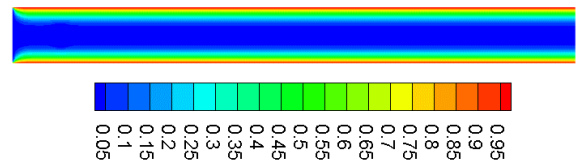


Fig. 9 Initial temperature condition for the calculation

정할 수 있을 것이다.

본 연구에서는 비등현상에 대한 해석을 위하여 Fig. 8과 같이 벽면이 과열된 온도로 일정하게 유지되고 있는 2차원 채널을 고려하였다. 채널 내부에는 포화온도로 유지되는 작은 기포가 상류 쪽에 위치하고 있고, 기포를 둘러싸고 있는 액체는 벽으로부터 전해진 열로 인해 가열되어 포화 온도보다 높은 온도분포를 갖는다. 기포와 액체는 동일한 체적힘,  $\vec{F}_b$ 에 의하여 하류방향으로 이동하게 되고, 채널 입구에는 일정한 포화온도를 갖는 액체가 유입된다고 가정하였다.

온도장이 Fig. 9와 같이 형성될 때까지 유동 및 온도에 관계된 방정식을 먼저 계산한 후, Table 1에 나타난 조건에 대하여 상변화를 포함한 해석을 수행하였다. Table 1에서  $Ja$ 를 구할 때  $\Delta T$ 는  $T_{wall} - T_{sat}$ 로 하였다.

Fig. 10과 11은 채널 내에서 시간이 흐름에 따라 기포크기와 기포의 흐름속도가 어떻게 변하는지 보여준다. 기포의 크기는 기포를 원형으로 가정하였을 때, 기포가 차지하는 면적과 동일한 면적을 갖는 원의 반지름  $R_{vap}$ 로 나타내었고, 특성길이  $L_o$ 로 무차원화 하였다. 기포의 흐름속도  $U_{vap}$ 는 특성속도  $U_o$ 로 무차원화 하였다. 시간은 특성시간  $T^*$ 로 나타내었는데,  $L_o$ 와  $U_o$ ,  $T^*$ 는 아래와 같다.

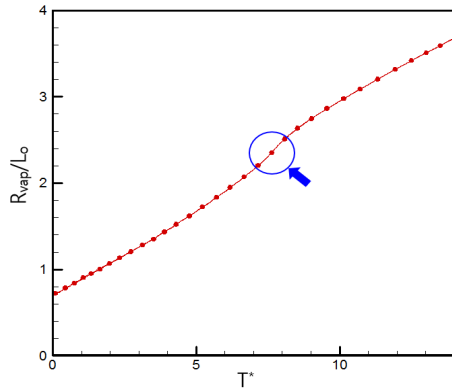


Fig. 10 Change of the vapor magnitude along the time

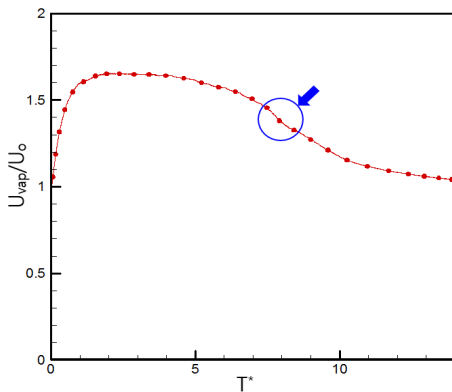


Fig. 11 Change of the vapor velocity along the time

$$L_o = \left( \frac{\sigma}{F_b} \right)^{1/2} \quad (28)$$

$$U_o = \left( \frac{F_b L_o}{\rho_L - \rho_G} \right)^{1/2} \quad (29)$$

$$T^* = \frac{U_o}{L_o} \times \text{step} \times \text{수} \quad (30)$$

기포의 크기는 시간에 따라 지속적으로 증가하지만, 속도의 경우는 초반에는 체적힘에 의해 가속되는 액체를 따라 크기가 증가하다가 어느 정도 성장한 후에는 점차로 줄어들게 된다. 이 과정에서 기포의 형태는 원형에서 점차로 반원의 형상을 거쳐 방패형으로 바뀌게 되고, 시간이 지나면서 점점 늘어지는 형상을 갖게 된다. Fig. 12와 13에 유체의 흐름이 있는 마이크로채널에서 비등이 진행되는 경우, 시간에 따라 기포의 형상과 채널 내부의 온도분포가 어떻게 변화하는지 나타내었다.

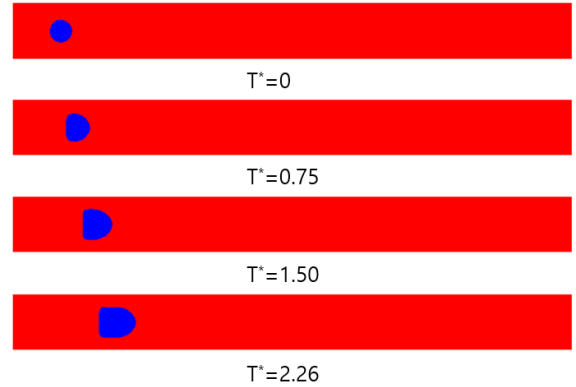


Fig. 12 Change of the vapor shape along the time

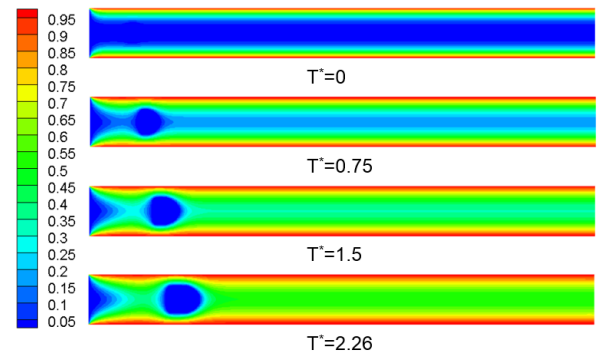


Fig. 13 Change of the temperature field in the micro-channel along the time

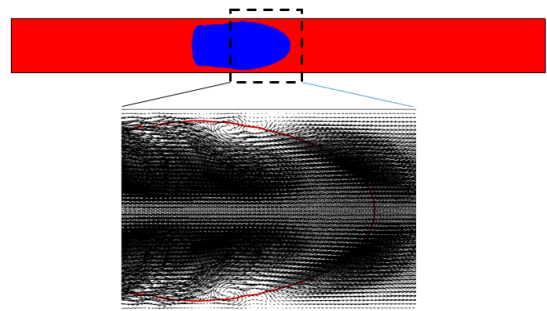


Fig. 14 Vapor shape and velocity field at T\*=7.52

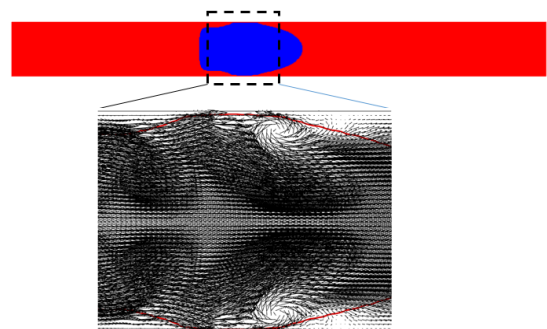


Fig. 15 Vapor shape and velocity field at T\*=7.9

Fig. 10과 11을 보면  $T^*$ 가 대략 7.67정도 되는 부분에서 기포의 크기증가율 또는 기포속도의 감소율이 다소 증가하는 것을 볼 수 있는데, 성장하던 기포가 채널 벽에 달라붙으면서 기포의 크기가 순간적으로 커지고, 기포속도가 줄어들었기 때문이다.  $T^* = 7.52, 7.9$ 일 때 기포형상과 기포 주변의 속도장을 Fig. 14와 15에 나타내었는데, 벽면에 근접한 기포의 경계면에서 벽을 향해 회전하는 유동을 관찰할 수 있다.

## 5. 결 론

채널 내에서의 비등현상은 메커니즘의 복잡함으로 인하여 실제 문제 적용에 있어서 실험적, 이론적인 방법만으로 접근하는데 무리가 있다. 따라서 이러한 방법들과 더불어 수치해석적인 연구방법이 보완되어야 하는데, 그동안 수행되어진 연구들은 매크로채널에서의 연구가 대부분이다. 게다가 최근 CFD방법의 대안으로, 제시된 격자 볼츠만 방법이 다상유동 해석에 있어 기존의 해석보다 좋은 결과들을 보여주고 있음에도 마이크로채널에서의 비등에 관한 연구결과를 찾아보기 힘들다. 이러한 상황에서 본 연구는 격자 볼츠만 방법을 마이크로채널에서의 비등현상을 모의하는데 적용해보았으며, 마이크로채널 내에서의 기포 성장과정을 예측하여 아래와 같은 결과를 얻게 되었다.

(1) 기포의 크기는 시간에 따라 지속적으로 증가하는데, 그 형태는 원형에서 방패형으로 변화하게 되고 시간이 지날수록 점점 늘어지는 형상을 갖게 된다.

(2) 기포의 속도는 초반에 체적힘에 의해 가속되는 액체를 따라 크기가 증가하다가 어느 정도 성장한 후에는 점차로 줄어들게 된다.

(3) 성장하던 기포의 경계면이 채널 벽에 근접하게 되면, 기포의 경계면에서 벽을 향해 회전하는 유동에 의해 기포가 벽에 달라붙게 되고, 그 시점에서 기포의 크기증가율 또는 기포속도의 감소율이 다소 증가하게 된다.

그러나, 3차원에 기반한 Mikic 등<sup>(17)</sup>의 이론식과의 비교에서 2차원으로 해석한 결과가 큰 차이를 보이므로, 향후 마이크로채널에서의 상관식 도출을 위한 연구에서는 3차원 해석이 반드시 필요할 것으로 판단된다.

## 후 기

이 연구는 2015학년도 인하공업전문대학 교내 연구비 지원에 의하여 연구 되었습니다. 지원해 주신 기관에 감사드립니다.

## 참고문헌 (References)

- (1) Kandlikar, S. G., 2004, "Heat Transfer Mechanisms During Flow Boiling in Microchannels," *J. Heat Transfer*, Vol. 126, pp. 8~16.
- (2) Tran, T. N., Wambsganss, M. W. and France, D. M., 1996, "Small Circular- and Rectangular-channel Boiling with Two Refrigerants," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 22, pp. 485~498.
- (3) Kew, P. A. and Cornwell, K., 1997, "Correlation for the Prediction of Boiling Heat Transfer in Small-diameter Channels," *Applied Thermal Engineering*, Vol. 17, pp. 705~715.
- (4) Jiang, L., Wong, M. and Zohar, Y., 2001, "Forced Convection Boiling in a Microchannel Heat Sink," *J. Microelectromechanical Systems*, Vol. 10, No. 1, pp. 80~87.
- (5) Thome, J. R., Dupont, V. and Jacobi, A. M., 2004, "Heat Transfer Model for Evaporation in Micro-channels. Part I: Presentation of the Model," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 3375~3385.
- (6) Lim, T. W., You, S. S., Choi, H. S. and Kim, D. H., 2011, "Boiling Heat Transfer Characteristics of Deionized Water in Microchannel," *Journal of the Korean Soc. Mar. Eng.*, Vol. 35, No. 6, pp. 750~756.
- (7) Mukherjee, A., Kandlikar S. G. and Edel, Z. J., 2011, "Numerical Study of Bubble Growth and Wall Heat Transfer during Flow Boiling in a Microchannel," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 3702~3718.
- (8) Magnini, m., Pulvirenti, B. and Thome, J. R., 2013, "Numerical Investigation of Hydrodynamics and Heat Transfer of Elongated Bubbles during Flow Boiling in a Microchannel," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 59, pp. 451~471.
- (9) Ryu, S. and Ko, S., 2011, "A Comparative Study of Lattice Boltzmann and Volume of Fluid Method for Two-dimensional Multiphase Flows," *Nuc. Eng. and Technol.*, Vol. 44, No. 6, pp. 623~638.
- (10) Ryu, S. and Ko, S., 2012, "Direct Numerical Simulation of Nucleate Pool Boiling using a



- Two-dimensional Lattice Boltzmann Method," *Nucr. Eng. and Des.*, Vol. 248, pp. 248~262.
- (11) Chen, S. and Doolen, G. D., 1998, "Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 329~364.
- (12) Succi, S., 2001, *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*, Oxford University Press, Oxford.
- (13) Qian, Y., d'Humières, D. and Lallemand, P., 1992, "Recovery of Navier-Stokes Equations using a Lattice-gas Boltzmann Method," *Europhys. Lett.*, Vol. 17, pp. 479~484.
- (14) Zheng, H. W., Shu, C. and Chew, Y. T., 2006, "A Lattice Boltzmann Model for Multiphase Flows with Large Density Ratio," *J. Comp. Phys.*, Vol. 218, pp. 353~371.
- (15) Inamuro, T., Ogata, T., Tajima, S. and Konishi, N., 2004, "A Lattice Boltzmann Method for Incompressible Two-Phase Flows with Large Density Differences," *J. Comp. Phys.*, Vol. 198, pp. 628~644.
- (16) Dong, Z., Li, W. and Song, Y., 2009, "Lattice Boltzmann Simulation of Growth and Deformation for a Rising Vapor Bubble Through Superheated Liquid," *Num. Heat Transfer, part A*, Vol. 55, pp. 381~400.
- (17) Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. and Griffith, P., 1970, "On Bubble Growth Rates," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, pp. 657~666.
- (18) Lee, S. Y., Kim, B. J. and Kim, M. H., 1993, *Two-Phase Flow Heat Transfer*, Daeyoungsa.