

분무성형 공정에서 분무액적의 열이력 해석 및 고상분율 예측

이언식 · 백경호 · 안상호
산업과학기술연구소 금속재료연구분야

Thermal History Analysis and Solid Fraction Prediction of Gas-Atomized Alloy Droplets during Spray Forming

E. S. Lee, K. H. Baik and S. Ahn
Research Institute of Industrial Science and Technology, Pohang 790-600, Korea
(Received February 28, 1994)

ABSTRACT In order to predict droplet velocity and temperature profiles and fractional solidification with flight distance during spray forming, the Newtonian heat transfer formulation has been coupled with the classical heterogeneous nucleation and the specific solidification process. It has been demonstrated that the thermal profile of the droplet in flight is significantly affected by process parameters such as droplet size, initial gas velocity, undercooling. As the droplet size and/or the initial gas velocity increase, the onset and completion of solidification are shifted to greater flight distances and the solidification process also extends over a wider range of flight distances. The amounts of solid fractions formed during recalescence, segregated solidification and eutectic solidification are insensitive to droplet size and initial gas velocity whereas those are strongly affected by the degree of undercooling. There are good linear relations between the undercooling and the corresponding solid fractions generated during recalesced, segregated and eutectic stages.

1. 서 론

분무성형법은 용탕을 가스 분무화시킨 후 분무액적을 반응고 상태로 하부의 기관에 적층시켜 봉상, 판상 및 판상의 성형체를 한번에 제조할 수 있는 최신 합금 제조 방법으로 재래의 분말 야금법에 비해 공정을 단축할 수 있어 최근 활발하게 연구가 진행되고 있다.¹⁻⁷⁾ 분무성형된 최종 미세조직 및 공정 회수율은 기관에 충돌하는 분무액적 내의 고상분율과 밀접한 관계가 있는 것으로 알려져 있다.^{2,5,7)} 성형체의 표면에 충돌하는 분무액적 내의 고상분율이 너무 작을 경우, 액상이 과다하게 유입되어 최종 회수율을 저하시킬 뿐만 아니라 과다 액상층에 의해 표면이 너무 고온이 되어 성형체의 내부에 용고 기공이 생길 확률이 높아진다.¹⁾ 반면에 기관에 도달하는 액적의 고상분율이 너무 큰 경우, 성형체의

기공을 채워줄 액상이 부족하여 최종 성형체는 다량의 기공을 갖게 되며 최종 물성이 열악하게 된다.⁷⁾

전술한 바와같이 분무액적 내의 액상량은 치밀한 성형체 제조에 있어 매우 중요한 고정 인자로서 실험적으로 약 20~30% 정도의 액상분율이 가장 최적 조건인 것으로 알려져 있다.¹⁾ 이러한 분무액적 내의 고상분율(혹은 액상분율)은 분사가스 압력, 용탕 유출속도, 용탕의 온도 및 분무높이 등의 공정 변수를 변화시킴으로써 제어가 가능하다. 그러나, 실제로 낙하하는 액적의 온도 및 내부의 고상분율을 측정하는 것은 거의 불가능하기 때문에 낙하하는 액적의 고상분율에 대한 정보는 열유체학적 모델을 통한 수치모사 연구에 주로 의존하고 있다. 본 연구에서는 낙하하는 액적의 속도론적 및 열적 거동을 예측할 수 있는 열유체학적 수치모델을 전개하였으며, 본 모델의 수치해석을 통해 액적의 크기, 초기 분사가스

속도 및 핵생성 과냉도 등의 공정인자들이 낙하액적의 속도, 온도 및 응고거동에 미치는 영향에 대해서 논의하고자 한다. 수치모델의 전개에 있어, 분사가스 속도의 감쇠 거동은 난류 원형 자유제트의 상사해를 이용하여 그 근사해를 도출하였으며, 또한 액적의 낙하속도는 항력, 중력 및 관성력의 균형 미분방정식으로부터 계산하였다. 일반적으로 가스분무화시 액적 내부의 온도구배는 매우 작아 무시할 수 있기 때문에 본 연구의 열이력 계산시 뉴토니안 열전달 수식을 도입하였다. 열전달, 고전적 불균질 핵생성 및 세부적인 응고모델을 서로 결합시켜 최종 액적의 열이력이 결정되고, 낙하하는 액적은 다섯가지 서로 다른 냉각 영역(액상냉각, 재취과정, 편석응고, 공정 응고 및 고상냉각)을 지나는 것으로 가정하였다.

본 논문의 목적은 낙하하는 액적의 비행거리에 따른 고상분율을 예측할 수 있는 열유체학적 수치 모델을 전개하는 것이며, 또한 제안된 모델의 수치 해석을 통해 낙하하는 액적의 비행거리에 따른 온도 및 속도 변화 양상을 이해하고자 한다.

2. 모델 수식화 이론

2.1. 분사가스의 속도 예측

가스분무시 형성되는 가스유동장을 예측하는 것은 낙하하는 액적의 열전달 및 운동속도를 수식화하는데 있어 필수적인 선결 과제이다. 이와같이 가스의 유동거동이 가스분무 과정에서 핵심되는 인자임에도 불구하고 현재까지 분사 가스 노즐로부터 유출되는 분사가스 제트의 속도에 대한 적합한 방정식은 보고된 바 없다. 그러나 원형의 오리피스(orifice)에서 유출되는 난류 자유제트(turbulent free jet)의 거동에 대해서는 많이 연구되어 있으며,⁹⁾ 난류 자유제트와 분사가스 제트의 유사성을 고려해 볼 때 난류 자유제트에서 얻어진 상사해는 가스분무화 과정에도 응용될 수 있는 것으로 생각된다. 출구 단면적이 A_0 인 원형 오리피스로부터 유출되는 난류 자유제트의 거리에 따른 속도 감쇠양상은 다음과 같이 표시된다.⁸⁻¹⁰⁾

$$\frac{u_g(z)}{u_0} = \begin{cases} 1 & \text{for } z < \lambda \\ \frac{\lambda}{z} & \text{for } z \geq \lambda \end{cases}$$

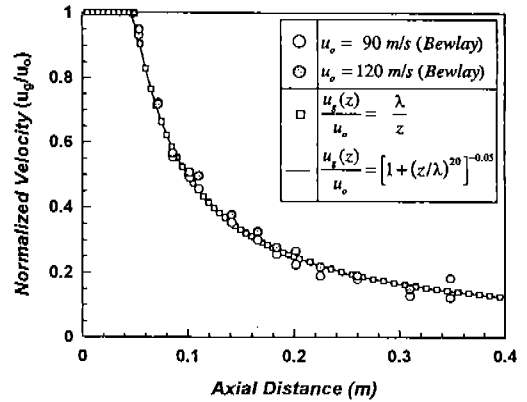


Fig. 1. Comparison between gas velocities measured by Bewlay *et al.*¹¹⁾ and gas velocities predicted by using equations (1) and (2) where α is 10.5 and A_0 is $2.25 \times 10^{-5} \text{ m}^2$.

u_g = 축방향 가스속도

u_0 = 오리피스 출구의 초기 가스속도

z = 제트 축방향 거리

λ = 위의 상사해를 적용할수 있는 최소의 축방향 거리($\lambda = \alpha \sqrt{A_0}$)

α = 실험상수

여기서 유체는 비압축성으로 가정하였으며, 상수 α 는 점성에 관계되는 실험상수로 난류 자유제트에 대해서는 7.414로 알려져 있다.⁹⁾ 이러한 상사해를 가스분무화 과정에 응용하고자 할 때는 오리피스 출구 단면적 대신에 가스노즐 출구의 유효 단면적 (A_0)을 위의 식에 대입하면 된다. 그림 1은 방정식 (1)에서 예측된 가스속도와 Bewlay 등^{11,12)}에 의한 실험적인 가스속도가 매우 잘 일치한다는 것을 보여 주고 있다. 위의 실험에서 A_0 은 대략 $2.25 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ 이었으며, 상수 α 는 10.5로 계산되었는데 난류 자유제트의 7.414에 비해서 큰 값이다. 위의 방정식 (1)은 불연속 함수로 분무액적과의 상호작용을 수학적으로 계산하는데 불편하므로, 본 연구에서는 계산상의 편리함을 위해 다음과 연속함수 형태의 근사식을 사용하였다.

$$\frac{u_g(z)}{u_0} = \left[1 + \left(\frac{z}{\lambda} \right)^{20} \right]^{-0.05} \quad (2)$$

여기서는 λ 는 가스속도 감쇠 상수(gas velocity decay constant)로 $\alpha \sqrt{A_0}$ 의 값을 갖고 있으며, 축방향 거

리가 2λ에 도달했을 때 가스속도는 초기 출구속도의 절반으로 감소한다는 것을 알 수 있다. λ의 증가(혹은 A_c의 증가)는 단순히 가스속도의 감쇠가 지연되는 것을 의미한다.

2.2. 액적의 낙하속도

가스 분무화시 분사가스와 용탕줄기가 충돌하는 지점에서 용탕줄기는 순간적으로 액적으로 분무화 된다고 가정할 때 각 액적은 액적과 가스의 속도 차이에 따라 가속 및 감속된다. 난류에 의한 가스 속도의 섭동 및 각 액적들간에 상호 충돌작용을 무시할 때, 구형의 강체 액적의 운동은 다음과 같은 지배방정식으로 표현될 수 있다.¹⁴⁾

$$\rho_d V_d \frac{du_d}{dt} = V_d(\rho_d - \rho_g)g - \frac{1}{2} A_d C_D |u_d - u_g| (u_d - u_g) \quad (3)$$

여기에서 u_d, ρ_d, V_d, A_d는 액적의 낙하속도, 밀도, 체적, 단면적(cross-sectional area)을 나타내며 g는 중력 가속도이다. 위의 식에서 분무 액적의 운동 거동은 중력(gravity force)과 항력(drag force)의 균형에 의해서 결정된다는 것을 알 수 있다. 드래그 계수(drag coefficient) C_D의 값은 다음과 같은 경험식을 이용하여 ±7% 내외의 정확도로 근사시킬 수 있다.¹⁵⁾

$$C_D = 0.23 + \frac{6}{\sqrt{Re}} + \frac{21}{Re} \quad (4)$$

여기에서 Re ≡ ρ_gD|u_d - u_g|/μ_g는 액적의 레이놀드수이며 위의 상관방정식은 0.1 < Re < 4000의 범위에서 응용이 가능하다.

2.3. 낙하하는 액적의 열전달 현상

낙하하는 액적은 대류 및 복사 열전달 기구를 통해서 주위의 분사가스에 의해서 열을 빼앗긴다. 액적의 온도가 감소하여 핵생성온도 T_N에 도달하였을 때 고상의 급격한 생성으로 재취현상이 일어나 액적의 온도는 오히려 상승하며 액적의 온도가 액상선 부근까지 도달하면 재취과정은 끝난다. 재취과정 후 액적 내의 잔존하는 액상은 편석응고를 통해서 응고를 계속한다. 액적의 온도가 공정온도 T_E에 도달했을 때 잔존 액상은 공정반응을 일으키며 응고현상은 종결되어 액적은 완전한 고상으로 된다. 액상과

고상의 두 상을 포함하는 액적의 경우 시간에 따른 단위 질량당 엔탈피 H_d(droplet enthalpy per unit mass)의 변화량은 액적의 온도 T_d와 액적 내의 고상분율 f_s와 밀접한 관계를 갖는다.¹⁶⁾

$$\frac{dH_d}{dt} = C_{pd} \frac{dT_d}{dt} - \Delta H_d \frac{df_s}{dt} \quad (5)$$

$$C_{pd} = C_L - (C_L - C_s)f_s \quad (6)$$

$$\Delta H_d = \Delta H_f - (C_L - C_s)(T_L - T_d) \quad (7)$$

여기에서 C_{pd}, C_L, C_s는 단위질량당 액상/고상혼합체의 열용량, 액상의 열용량, 고상의 열용량을 각각 의미하며, ΔH_f는 단위질량당 응고잠열, T_L는 액상선 온도를 나타낸다.

가스분무화 과정시 액적의 열전달은 주로 대류 열전달에 의해서 일어나며 복사 열전달의 기여도는 무시할 정도로 작다고 할 수 있다.^{2,3)} 액적의 크기가 충분히 작아서 액적내부의 열전도에 의해 형성된 온도구배를 무시할 때, 즉 액적 내부의 온도는 전체적에서 균일하다고 가정한다면 과냉된 액적의 열이력은 뉴턴니안 열전달 수식(Newtonian heat transfer formulation)으로 표현할 수 있다.^{16,17)}

$$\rho_d V_d \frac{dH_d}{dt} = -S_d h (T_d - T_g) \quad (8)$$

여기에서 S_d는 액적의 표면적, h는 대류 열전달 계수(convective heat transfer coefficient)를 나타낸다. 방정식 (8)에 방정식 (5)를 대입하면 직경 크기 D인 낙하 액적에 대한 열이력 방정식을 도출할 수 있다.

$$C_{pd} \frac{dT_d}{dt} = \Delta H_d \frac{df_s}{dt} - \frac{6h}{\rho_d D} (T_d - T_g) \quad (9)$$

위의 식에서 열전달 계수의 값을 예측하는 것은 매우 중요하며, 일반적으로 널리 이용되고 있는 Ranz와 Marshall의 상관관계 경험식으로부터 계산해 낼 수 있다.¹⁸⁾

$$h = \frac{k_g}{D} (2.0 + 0.6\sqrt{Re} \cdot {}^3\sqrt{Pr}) \quad (10)$$

여기에서 k_g는 분사가스의 열전도도, Pr ≡ C_{pg}μ_g/k_g는 가스 Prandtl 수, C_{pg}는 단위 질량당 가스 비열, μ_g는 가스의 점성을 나타낸다. 본 수치 계산에 있어 가

스온도 T_g 는 일정하다고 가정했으며, 또한 액적 내부에서 액상과 고상의 밀도는 동일하다고 가정했다.

2.4. 핵생성 속도론

액상선온도 이하의 주어진 온도 T_d 에서의 단위 체적당 핵생성 빈도(J_v)는 고전핵생성 이론에 따르면 다음과 같이 기술할 수 있다.¹⁹⁻²¹⁾

$$J_v = K_v \exp\left[-\frac{16\pi}{3k_B T_d} \cdot \frac{T_L^2 \rho_{SL}^3 f(\theta)}{\rho_d^2 \Delta H_f^2 (T_L - T_d)^2}\right] \quad (11)$$

$K_v = 10^{40} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 이라고 가정된 속도론적인 변수¹⁹⁾

k_B = 볼츠만 상수(Boltzmann constant)

σ_{SL} = 상과 액상 계면의 계면에너지

$f(\theta) = (2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)/4$ 로 정의된 핵생성 촉진 정도를 표시하는 접촉각 인자

액적은 핵생성 되자마자 재취현상이 급격히 일어나기 때문에, 본 연구에서는 계산상의 편리를 위해 액적의 응고가 한 개의 핵생성 및 성장으로 완결된다고 가정하였다. 연속냉각 과정을 고려해 볼 때 핵생성 온도는 다음과 같이 정의될 수 있다.²⁰⁻²²⁾

$$\int_{T_N}^{T_L} I(T_d) dT_d \approx 1 \quad (12)$$

$$I(T_d) = \frac{V_d \cdot J_v(T_d)}{T} \quad (13)$$

여기서 $I(T)$ 는 연속냉각 동안 일어나는 단위 온도당 핵생성 발생 건수(nucleation event)를 의미하며, $\dot{T} \equiv -dT_d/dt$ 는 액적의 냉각속도이다. 함수 $I(T)$ 는 T_N 근처의 온도에 급격히 상승하는 경향을 보이기 때문에 방정식 (12)를 단순한 형태로 변형하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$(T_P - T_N) \cdot I(T_N) = -\frac{I(T_N)}{I'(T_N)} \cdot I'(T_N) \approx 1 \quad (14)$$

여기에서 T_P 는 $I(T)$ 곡선의 T_N 에서의 접선과 온도 축이 교차하는 온도이며 $I'(T_N)$ 는 $I(T)$ 곡선의 T_N 에서의 미분치를 나타낸다. 위의 수식 (14)를 수치해석으로 풀었을 때, 핵생성 온도의 접촉각 인자 및 액적의 직경에 대한 의존도를 예측할 수 있다.

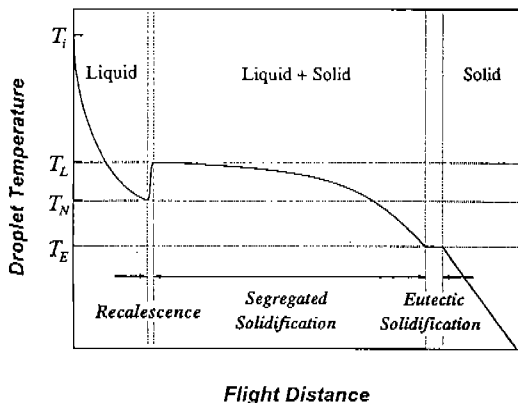


Fig. 2. Schematic illustration showing cooling and solidification behavior of a droplet in flight which is assumed to undergo five different thermal regions.

2.5. 액적의 냉각 및 응고

낙하하는 액적의 열이력 및 응고현상을 모델링화 하기 위해서 그림 2와 같은 액적의 열이력 양상을 가정하였다.^{22,27)} 낙하하는 액적은 다섯가지의 열적 영역을 지나게 되며 다음과 같이 요약 정리할 수 있다.

(1) 완전한 액상 상태에서의 냉각

액적내부에서 고상 핵생성이 일어나기 전까지는 액적은 완전한 액상이며, 방정식 (9)에서 고상 분율에 관한 항을 무시하면 액상상태에서의 열이력에 관한 식을 얻을 수 있다.

$$C_L \frac{dT_d}{dt} = -\frac{6h}{\rho_d D} (T_d - T_\infty) \quad (15)$$

(2) 핵생성 및 재취현상(Recalescence)

낙하하는 액적의 온도가 핵생성 온도에 도달했을 때 급격하게 재취현상(recalescence)이 일어난다. 또한, 핵생성 온도 근처에서 연속적인 고상의 핵생성으로 다량의 응고잠열이 발생하게 되며, 이때 과냉된 액적은 급격하게 가열된다. 재취과정이 진행되어 액적의 온도가 거의 액상선 온도까지 육박했을 때 잠열의 방출량은 점점 감소하게 된다. 즉, 주위의 가스에 의해 액적이 열을 빼앗기는 속도와 응고에 의한 잠열의 방출속도가 대동하게 되었을 때 재취과정은 종결된다. 본 연구에서는 고상 핵생성이 액적표면에서 구상 쌍정 형태로 단 한번 일어나고, 구상핵의

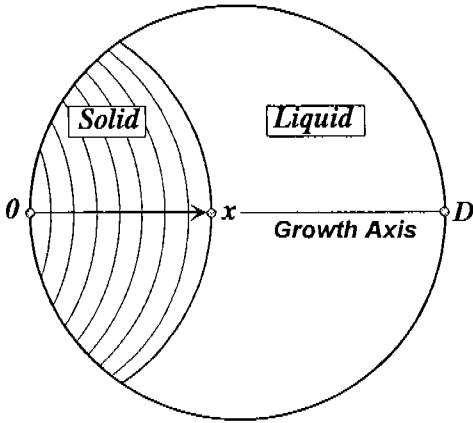


Fig. 3. Schematic interface geometry during recalescence process where the original nucleus curvature is assumed to be preserved throughout.

곡률반경은 재취과정 동안에 변하지 않는다고 가정 하였으며(그림 3), 이때 재취과정에 따른 고상분율은 다음과 같이 주어진다.

$$f_s = \frac{3}{2} \left(\frac{x}{D}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{x}{D}\right)^3 \quad (16)$$

여기에서 x 는 성장축을 따라 응고가 진행된 거리를 나타낸다. 또한, 편석이 없고 과냉이 그리 심하지 않는 응고의 경우에 용융금속으로부터의 결정의 성장속도는 과냉도의 1차 함수 형태로 대략 표시될 수 있다.^{36,43)}

$$\frac{dx}{dt} = K_i(T_L - T_d) \quad (17)$$

여기에서 K_i 는 액상/고상 계면의 이동도(mobility)이며, 본 연구에서는 $0.02 \text{ ms}^{-1}\text{K}^{-1}$ 인 것으로 가정하였다. 수식 (9), (16), (17)을 서로 결합시키면 재취 과정 동안의 액적에 대한 열수지 방정식을 도출할 수 있다.^{24,27)}

$$C_{pd} \frac{dT_d}{dt} = \Delta H_d \frac{df_s}{dx} \cdot K_i(T_L - T_d) - \frac{6h}{\rho_d D} (T_d - T_R) \quad (18)$$

재취과정이 끝나는 온도(T_R)과 재취과정 동안 생성된 최종 고상분율(f_R)은 다음의 식으로부터 결정될 수 있다.

$$[\Delta H_f - \Delta C(T_L - T_R)] \frac{df_s}{dt} = -\frac{6h}{\rho_d D} (T_R - T_E) \quad (19)$$

여기에서 $\Delta C = C_L - C_S$ 이며, 방정식 (19)는 응고잠열 방출속도와 외부의 가스에 의한 열 제거속도가 같아질 때, 즉 $dT_d/dt = 0$ 일 때, 재취 과정이 종결된다는 것을 의미한다.

(3) 편석응고(Segregated solidification)

재취과정이 종결된 후의 응고는 편석응고에 의해서 계속 진행되며, 본 연구에서는 편석응고 거동이 Schiel 방정식에 따르는 것으로 가정하였다.^{44,45)}

$$C_{pd} \frac{dT_d}{dt} = \Delta H_d \frac{df_s}{dT_d} \frac{dT_d}{dt} - \frac{6h}{\rho_d D} (T_d - T_R) \quad (20)$$

$$f_s = 1 - (1 - f_R) \left[\frac{T_M - T_R}{T_M - T_d} \right]^{1/1 - k_0} \quad (21)$$

여기에서 k_0 는 평형 분배계수(equilibrium partition ratio), T_M 는 순수 용매 물질의 용융점 온도이다. 이러한 Schiel 응고 방정식에는 다음과 같이 다섯 가지 기본적 가정이 내포되어 있다.⁴⁵⁾ 즉, (i) 고상에서의 확산은 없음, (ii) 액상에서의 완전한 확산으로 액상의 조성은 균일, (iii) 액상과 고상계면에서는 평형을 유지, (iv) 평형 분배계수는 일정, (v) 액상선의 기울기는 일정 등의 가정을 들 수 있다. 급냉응고의 경우에 계면에서의 완전한 평형 및 액상의 완전한 혼합 등과 같은 가정들은 실제로 비합리적이다. 그러나 Schiel 응고 방정식은 수식자체의 단순성 및 응용의 용이함 때문에 고상분율 예측을 위한 대략적인 예측으로 흔히 쓰이고 있다.

(4) 공정응고(Eutectic solidification)

편석응고가 진행되는 동안 액적의 온도가 공정온도에 도달하였을 때 잔존하는 액상은 공정응고 반응을 일으키면 완전한 고상으로 응고된다. 공정반응 동안에 액적의 온도는 공정온도를 그대로 유지하며, 이때 생성된 고상분율은 다음과 같은 미분방정식으로부터 계산할 수 있다.

$$[\Delta H_f - \Delta C(T_L - T_E)] \frac{df_s}{dt} = -\frac{6h}{\rho_d D} (T_E - T_R) \quad (22)$$

(5) 완전한 고상 상태에서의 냉각

입자가 완전히 고상일 경우, 수식 (9)에 $f_s = 1$ 을 대입하면 고상상태에서의 냉각에 관한 수식을 얻을 수 있다.

$$C_s \frac{dT_d}{dt} = -\frac{6h}{\rho_d D} (T_d - T_E) \quad (23)$$

Table 1. Thermophysical properties of Nitrogen gas and Al-4.5wt%Cu alloy

| Nitrogen Gas ²⁷⁾ | | | |
|----------------------------------|--|----------|--|
| G_{PR} | $1039 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ | μ_g | $1.78 \times 10^{-5} \text{ N s m}^{-2}$ |
| k_g | $2.6 \times 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ | ρ_g | 1.16 kg m^{-3} |
| Al-4.5wt%Cu Alloy ²⁶⁾ | | | |
| C_L | $982 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ | k_o | 0.14 |
| C_s | $900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ | T_M | 934 K |
| ΔH_f | $348 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1}$ | T_L | 919 K |
| ρ_d | 2800 kg m^{-3} | T_E | 821 K |
| σ_{SL} | 0.131 J m^{-2} | | |

3. 결과 및 고찰

액적의 크기, 초기 분사가스 속도 및 액적의 과냉도가 낙하하는 액적의 속도론적 및 열적 거동에 미치는 영향을 이해하기 위하여, 전술한 냉각 및 응고 모델을 이용하여 낙하하는 액적의 속도 및 열이력을 계산하였다. 본 연구의 대상 합금으로는 그 열적 및 물리적 성질에 대한 기본 데이터가 이미 잘 알려져 있는 Al-4.5wt%Cu 합금을 선택하였다(표 1). 또한 분사가스로는 질소가스를, 가스노즐의 유효 단면적은 $2.25 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ 로, 분사가스의 온도는 300 K로 일정한 것으로 가정하였다.

3.1. 액적의 낙하속도 예측

그림 4(a) 및 (b)는 서로 다른 크기를 가진 액적에 대한 비행거리에 따른 속도 및 열전달 계수의 변화 양상을 보여 주고 있다. 각 액적은 주위의 분사가스의 속도와 동일해지는 순간까지 가속되어 최대속도에 도달되며, 그 이후 가스의 속도가 급격히 감소하기 때문에 액적의 속도 또한 점차적으로 감속된다. 작은 액적일수록 레이놀드수가 작기 때문에 더 큰 항력을 받게 되며, 이것은 작은 액적이 큰 액적에 비해서 효과적으로 가속된다는 것을 의미한다. 즉, 작은 액적은 짧은 시간내에 그리고 짧은 비행거리에서 최대속도에 도달하게 된다. 최대속도에 도달한 이후에, 액적은 분사가스에 비해서 더 빨리 운동하며 그 결과 액적은 감속하게 된다. 30 μm 보다 더 작은 액적의 경우 레이놀드수는 극히 작아서 항력의 영향이 지대하며, 이러한 항력의 영향으로 최대속도에서 뚜렷한 최대점을 보인다. 반면에, 80 μm 보다 더 큰 액적은

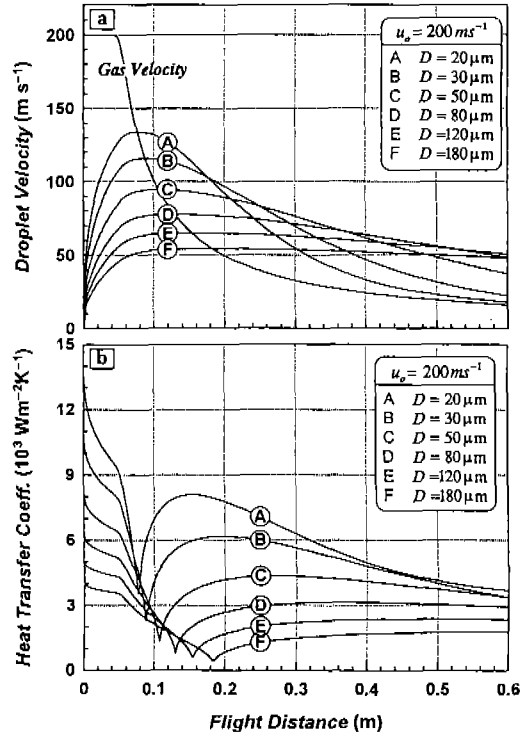


Fig. 4. Predicted variations of (a) droplet velocity and (b) convective heat transfer coefficient with flight distance for Al-4.5wt%Cu droplets when droplet diameter is changed from 20 μm to 180 μm ($u_o = 200 \text{ ms}^{-1}$).

드래그계수가 대략 0.7로 일정하여 최대점 이후 현저한 속도의 감소를 보이지 않는다. 열전달계수는 액적과 가스의 속도가 동일해지는 거리까지 급격히 감소하며, 그 이후 가스와 액적의 속도차가 점차적으로 증가하기 때문에 열전달계수 또한 서서히 증가한다. 액적의 속도가 최대가 되는 지점에서 열전달계수는 최소가 되며 2 kg/D의 값을 갖는다. 이것은 액적의 크기가 작을수록 혹은 가스와 액적의 속도차가 클수록 열전달계수가 증가하기 때문이다.

그림 5는 초기 분사가스 속도를 변화시켰을 때, 비행거리에 따른 액적의 낙하 속도의 변화 양상을 보여주고 있으며, 초기 가스속도가 증가수록 액적은 더 큰 최대속도까지 가속되는 것을 알 수 있다. 초기 가스속도가 200 ms^{-1} 인 경우 액적의 최대속도는 95 ms^{-1} 로 계산되었으며, 반면에 초기 가스속도가 500 ms^{-1} 일 때 액적은 218 ms^{-1} 까지 가속되는 것으로 예측되었다. 또한 최대속도에 도달하는 비행거리(즉, 가스와 액적의 속도가 동일해지는 거리)가 초기 가

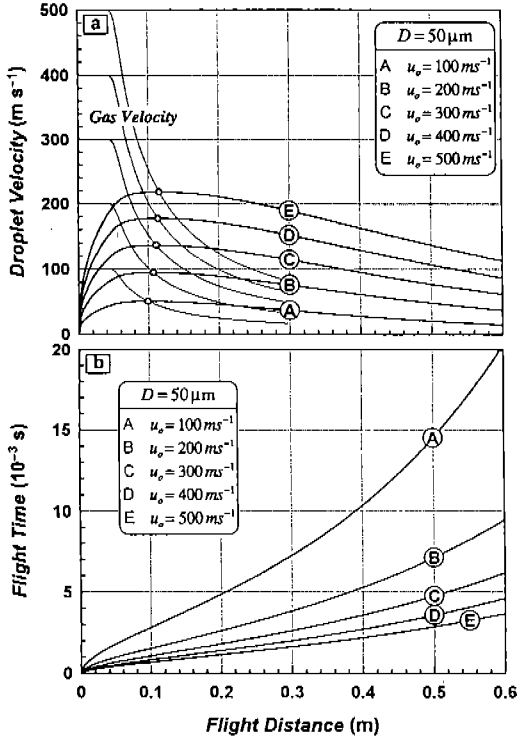


Fig. 5. Predicted variations of (a) droplet velocity and (b) flight time with flight distance for Al-4.5wt%Cu droplet when initial gas velocity is changed from 100 ms^{-1} to 500 ms^{-1} ($D = 50 \mu m$).

스속도에 거의 무관하게 0.1 m로 거의 일정하다는 것은 매우 흥미로운 계산 결과이다.

3.2. 액적의 냉각 및 응고 거동

전술한 냉각 및 응고모델을 이용하여 낙하하는 액적의 속도 및 열이력을 계산하였으며, 주된 공정 변수인 액적의 크기, 초기 분사가스 속도 및 액적의 과냉도 등이 낙하하는 액적의 냉각, 핵생성 및 응고 거동에 미치는 영향에 대해 논의하고자 한다.

(1) 핵생성온도의 예측

그림 6은 핵생성 접촉각 및 액적의 크기가 핵생성 온도에 미치는 영향을 보여 주고 있다. 접촉각이 증가함에 따라 핵생성 온도는 매우 큰 폭으로 저하하였으며, 특히 작은 접촉각의 조건(즉, 불균질 핵생성의 조건)에서 핵생성 온도의 접촉각 의존도는 더욱 현저한 것으로 계산되었다. 반면에 액적크기 인자는 핵생성 온도의 결정에 있어 별로 큰 영향을

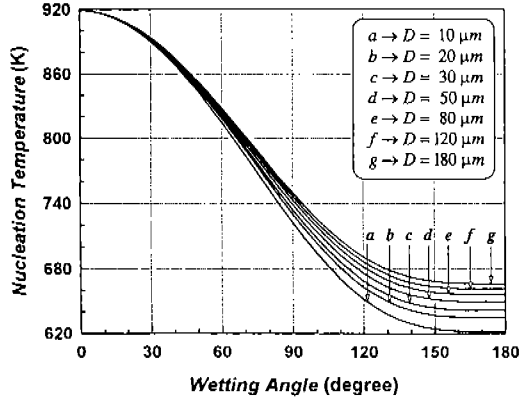


Fig. 6. Computed variation in nucleation temperature as a function of wetting angle for Al-4.5wt%Cu alloy droplets when droplet diameter is changed from 10 μm to 180 μm .

끼치지 않는 것으로 예측되었으며, 접촉각이 큰 조건(즉, 균질 핵생성의 조건)에서 액적크기 인자의 영향이 어느정도 나타나 무시할 수준이다. 결론적으로 말할 때, 핵생성 온도는 불균질 핵생성의 경우 접촉각에 의해서 전적으로 결정되며, 액적크기 인자는 균질 핵생성의 경우에만 미세한 영향을 보이는 것으로 판단된다. 이러한 결과는 접촉각 인자가 액적의 크기와 아무런 상관관계가 없다고 가정할 때 유효하며, 접촉각의 액적크기에 대한 의존도를 알면 더욱 정확한 핵생성 온도를 예측할 수 있을 것이다.

(2) 액적크기의 영향

그림 7(a)는 접촉각 40° 및 초기 가스속도 200 ms^{-1} 의 조건에서 자기 다른 크기를 갖는 액적의 경우 낙하거리에 따른 액적 온도의 변화 양상을 보여준다. 초기에 액적은 주위 분사가스의 대류에 의해 급격하게 냉각되고, 핵생성 온도에 도달했을 때 액적의 온도는 재취과정에 의해 거의 액상선 온도까지 순간적으로 상승한다. 핵생성은 액적의 크기에 거의 무관하게 871에서 875 K 사이에서 일어나는 것으로 계산되었는데, 이것은 접촉각이 액적크기와 무관하다고 가정하였기 때문이다. 재취 현상이 종결된 후, 편석응고가 시작되기 때문에 액적의 냉각속도는 비교적 완만한 경향을 나타낸다. 액적의 온도가 공정 온도에 도달했을 때, 항온을 유지한 채 공정반응이 일어나 응고는 완전히 종결된다. 완전한 고상이 된 액적은 잠열의 방출이 없기 때문에 매우 빠른 속도로

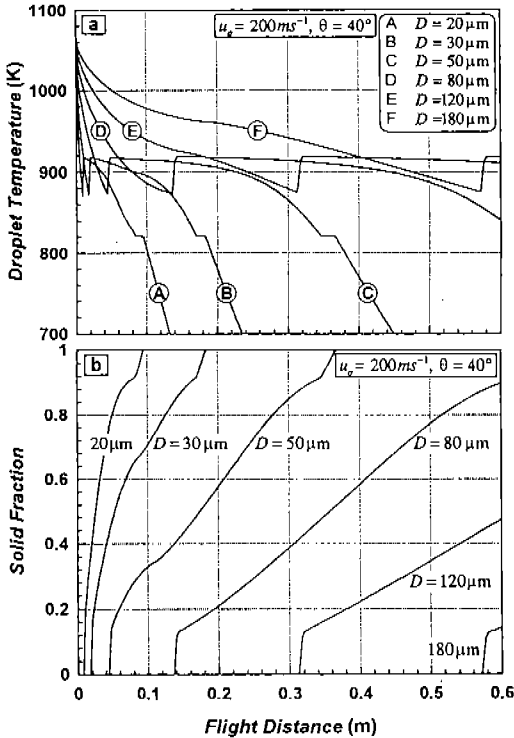


Fig. 7. Predicted variations of (a) droplet temperature and (b) solid fraction with flight distance for Al-4.5 wt%Cu droplets when droplet diameter is changed from 20 μm to 180 μm ($u_g = 200 \text{ ms}^{-1}$ and $\theta = 40^\circ$).

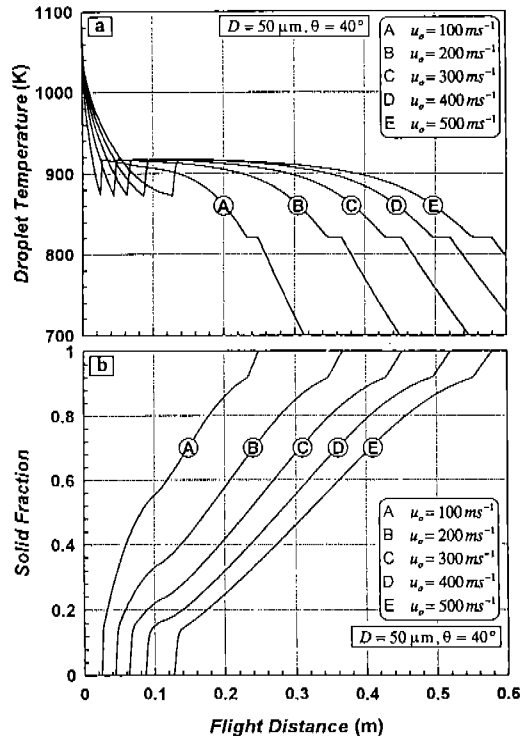


Fig. 8. Predicted variations of (a) droplet temperature and (b) solid fraction with flight distance for Al-4.5 wt%Cu droplet when initial gas velocity is changed from 100 ms^{-1} to 500 ms^{-1} ($D = 50 \mu\text{m}$ and $\theta = 40^\circ$).

온도가 감소하게 된다. 액적의 응고 거동을 살펴볼 때, 액적의 크기가 더 큰 경우 응고의 시작 및 종결되는 지점은 더 먼 낙하거리 쪽으로 이동한다는 것을 알 수 있다. 또한 액적의 크기가 증가함에 따라 대류 열전달 계수가 감소하기 때문에 더 넓은 비행거리 영역에 걸쳐서 응고가 일어나게 된다.

그림 7(b)는 접촉각 40° 및 초기 가스속도 200 ms^{-1} 의 조건에서 각기 다른 크기를 갖는 액적의 낙하거리에 따른 액적내 고상분율의 변화 양상을 보여준다. 응고 초기에 재휘과정에 의해서 고상은 급격히 생성되며, 이에 따른 고상분율은 대략 13에서 18%에 해당된다. 실제로 재휘현상에 따른 고상분율은 핵생성 온도에 매우 민감하며, 본 연구에서는 접촉각 인자의 액적크기 의존도를 고려하지 않아 핵생성 온도가 거의 비슷하기 때문에 고상분율의 차이가 별로 없는 것으로 나타났다. 편석응고 영역의 경우 고상분율은 비행거리가 증가함에 따라 대략

직선적으로 증가하며, 마지막 공정 응고 동안 형성된 고상분율은 액적의 크기에 관계없이 약 8%였다. 액적의 크기의 증가는 단순히 응고과정의 지연을 의미하며, 실제로 0.4 m의 낙하거리에서 $50 \mu\text{m}$ 보다 작은 액적은 완전히 응고되었으며, $80 \mu\text{m}$ 의 액적은 60%의 고상분율이 존재하는 것으로 계산되었다.

(3) 초기 가스속도의 영향

그림 8(a) 및 (b)는 접촉각 40° 및 액적크기 $50 \mu\text{m}$ 의 조건에서 초기 분사가스 속도를 100 ms^{-1} 에서 500 ms^{-1} 까지 변화시킬 때, 낙하하는 액적의 온도 및 고상분율 변화를 보여 주고 있다. 핵생성 온도는 초기 가스속도에 관계없이 823 K 로 거의 일정하였으며, 초기 가스속도가 증가함에 따라 응고의 시작 및 종결되는 지점은 더 먼 낙하거리 쪽으로 이동하여 결국 더 넓은 비행거리 영역에 걸쳐서 응고가 일어나게 된다. 초기 가스속도가 더 큰 경우 액적에 대한 열전달 계수가 더 큼에도 불구하고, 각 비행거리에서

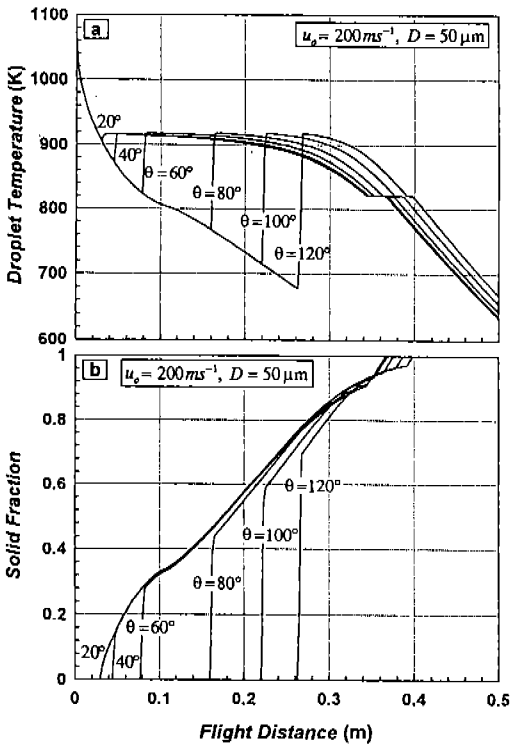


Fig. 9. Predicted variations of (a) droplet temperature and (b) solid fraction with flight distance for Al-4.5 wt%Cu droplet when wetting angle is changed from 20° to 120° ($D = 50 \mu\text{m}$ and $u_0 = 200 \text{ms}^{-1}$).

액적의 온도가 항상 고온이라는 것은 매우 흥미롭다. 이것은 초기 가스속도가 증가함에 따라 액적의 속도가 너무 빨라져서 액적이 충분히 냉각될 만한 시간이 부족해지기 때문이며, 열전달계수의 증가와 비교해서 비행시간의 감소가 더 큰 영향을 주었다고 해석할 수 있다. 이러한 양상은 고상분율의 변화에도 적용되며, 각 비행거리에서 생성된 고상분율은 초기 가스속도가 증가함에 따라 감소하였다. 재취과정, 편석응고 및 공정반응 동안 각기 생성된 고상분율은 초기 가스속도에 거의 무관하였으며 16, 76 및 8%로 각각 계산되었다.

(4) 핵생성 과냉도의 영향

전술한 바와같이 핵생성 과냉도는 접촉각 인자의 크기에 따라 결정된다. 그림 9(a) 및 (b)는 초기 가스속도 200ms^{-1} 및 액적크기 $50 \mu\text{m}$ 의 조건에서 접촉각 인자가 20°에서 120°까지 변할 때, 낙하하는 액적의 온도 및 고상분율 변화를 보여 주고 있다.

접촉각이 증가함에 따라 핵생성 온도는 매우 급격하게 감소하며, 그로 인해 응고의 시작은 더 먼 비행거리 쪽으로 이동하게 된다. 이러한 과냉도 차이로 인한 응고 시작점의 커다란 변화에도 불구하고 응고는 거의 같은 비행거리에서 종결된다. 즉, 서로 다른 핵생성 과냉도에 따라 응고 초기에 방출되는 응고잠열의 양이 심하게 변화하더라도 액적의 전체적인 온도 변화 양상은 거의 변하지 않는다는 것을 알 수 있다. 이와 비슷하게 고상분율 또한 재취현상이 일어나는 위치만 변할 뿐 전체적인 고상분율 변화 양상은 과냉도에 관계없이 거의 유사하다. 그러나, 과냉도가 변할 때 재취, 편석 및 공정 응고의 각 단계에서 생성된 고상분율은 큰 폭으로 영향을 받는다. 과냉도가 증가함에 따라 재취에 따른 고상분율은 일차함수적으로 증가하며, 반면에 편석응고에 의한 고상분율은 일차함수적으로 감소한다. 재취와 편석응고에 의해 각기 생성된 고상분율들의 합은 과냉도에 매우 둔감하여 거의 비슷한 값을 나타내며, 공정반응에 의해 생성된 고상분율의 과냉도에 대한 의존도는 매우 작은 수준이다.

4. 결 론

분무성형 공정에 있어 낙하하는 액적의 낙하거리에 따른 속도, 온도 및 고상분율의 변화 양상을 예측하기 위하여 열유체학적 모델을 수식화하였으며, 이를 통한 수치해석 결과 낙하하는 액적의 열적 거동을 다음과 같이 정리할 수 있다.

- 1) 액적의 크기 혹은 초기 가스속도가 증가함에 따라 응고의 시작 및 완결점은 더 먼 낙하거리 쪽으로 이동하였으며, 응고과정은 더 넓은 비행거리 범위에 걸쳐 일어났다.
- 2) 재취과정, 편석응고 및 공정응고 동안 각기 생성되는 고상분율은 액적의 크기와 초기 가스속도에 거의 무관하였으며, 반면에 핵생성 과냉도에 따라 민감하게 변하였다.
- 3) 핵생성 과냉도가 증가함에 따라 재취과정 동안에 생성되는 고상분율은 증가하며 편석응고에 의한 고상분율은 감소하는데, 이러한 과냉도와 고상분율 사이에는 일차함수 관계가 있는 것으로 계산되었다.

참 고 문 헌

1. P. Mathur, S. Annavarapu, D. Apelian and A. Lawley: *Mater. Sci. Engng.*, **A142** (1991) 261
2. P. Mathur, D. Apelian and A. Lawley: *Acta Metall.*, **37** (1989) 429
3. E. J. Lavernia, E. M. Gutierrez, J. Szekely and N. J. Grant: *Int. J. Rapid Solidification*, **4** (1988) 89
4. E. M. Gutierrez, E. J. Lavernia, G. M. Trapaga and J. Szekely: *Int. J. Rapid Solidification*, **4** (1988) 125
5. G. M. Gutierrez, E. J. Lavernia, G. M. Trapaga, J. Szekely and N. J. Grant: *Metall. Trans.*, **20A** (1989) 71
6. M. Gupta, F. A. Mohamed and E. J. Lavernia: *Mater. Sci. Engng.*, **A144** (1991) 99
7. P. S. Grant: Ph. D. Thesis, University of Oxford, Oxford (1991)
8. T. Cebeti and P. Bradshaw: *Momentum Transfer in Boundary Layers*, McGraw-Hill, New York (1977) 204
9. H. Schlichting: *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, New York (1979) 747
10. J. A. Schetz: *Foundations of Boundary Layer Theory for Momentum*, Heat and Mass Transfer, Prentice-Hall, New Jersey (1984) 234
11. B. P. Bewlay and B. Cantor: *Mater. Sci. Engng.*, **A118** (1989) 207
12. B. P. Bewlay and B. Cantor: *Metall. Trans.*, **21B** (1990) 899
13. M. A. Saad: *Compressible Fluid Flow*, Prentice-Hall, New Jersey (1985) 92
14. Q. Q. Lu, J. R. Fontain and G. Aubertin: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **36** (1993) 79
15. R. Clift, J. R. Grace and M. E. Weber: *Bubbles, Drops and Particles*, Academic Press, New York (1978) 111
16. C. G. Levi and R. Mehrabian: *Metall. Trans.*, **13A** (1982) 221
17. J. R. Welty, C. E. Wicks and R. E. Wilson: *Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer*, 3rd Eds., John Wiley & Sons, New York (1984) 326
18. W. Ranz and W. Marshall: *Chemical Engineering Progress*, **48** (1952) 141
19. B. Cantor and D. Doherty: *Acta Metall.*, **27** (1979) 33
20. J. P. Hirth: *Metall. Trans.*, **9A** (1978) 401
21. M. Libera, G. B. Olson and J. B. Vander Sande: *Mater. Sci. Engng.*, **A132** (1991) 107
22. J. H. Perepezko, B. A. Mueller and K. Ohsaka: *Undercooled Alloy Phase*, E. W. Collings and C. C. Koch (Ed.), The Metallurgical Society, Pennsylvania (1986) 304
23. J. W. Cahn, W. B. Hilling and G. W. Sears: *Acta Metall.*, **12** (1964) 1421
24. M. C. Flemings: *Solidification Processing*, McGraw-Hill, New York (1974) 34
25. T. P. Battle: *Int. Mater. Reviews*, **37** (1992) 249
26. C. R. Swaminathan: *Metall. Trans.*, **23B** (1992) 651
27. T. F. Irvine Jr. and P. E. Liley: *Steam and Gas Tables with Computer Equations*, Academic Press, Orlando, Florida (1984)
28. W. Kurz. and D. J. Fisher: *Fundamentals of Solidification*, Trans Tech Publications, Switzerland (1989)