

.....  
論 文  
.....

# 가스분무한 Al-8wt.%Fe 합금분말의 급속응고과정에 대한 수치해석

김성균\*, 최희진\*\*, 나형용\*\*

## Numerical Analysis on Rapid Solidification of Gas-atomized Al-8wt. pct Fe Droplets

Seong-Gyoon Kim\*, Hoi-Jin Choi\*\* and Hyung-Yong Ra\*\*

### Abstract

A numerical analysis on the microstructural evolutions of microcellular and cellular  $\alpha$ -aluminum phase in the gas-atomized Al-8wt. pct droplets was represented. The 2-dimensional non-Newtonian heat transfer and the dendritic growth theory in the undercooled melt were combined under the assumptions of a point nucleation on droplet surface and the macroscopically smooth solid-liquid interface enveloping the cell tips. It reproduced the main characteristic features of the reported microstructures quite well. It predicted a considerable volume fraction of segregation-free region in a droplet smaller than  $10\mu\text{m}$  if an initial undercooling larger than 100K is given. The volume fractions of the microcellular region( $g_A$ ) and the sum of the microcellular and cellular region( $g_a$ ) were predicted as functions of the heat transfer coefficient,  $h$  and initial undercooling,  $\Delta T$ . It was shown that  $g_A$  and  $g_a$ , in the typical gas-atomization processes with  $h=0.1-1.0\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ , are dominated by  $\Delta T$  and  $h$ , respectively, but for  $h$  larger than  $4.0\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ , a fully microcellular structure can be obtained irrespective of the initial undercooling. (Received October 6, 1993)

### 1. 서 론

급속응고법은 큰 과냉도와 빠른 열제거속도를 이용하여 바람직한 상들이 미세하게 응고한 조직을 얻을 수 있는 방법으로 주목을 받아왔다. 특히, Al-8wt.%Fe합금과 이에 기반을 둔 삼원계 또는 사원계 급속응고합금들은 유망한 고온 고강도재료로서 많은 관심을 끌고 왔으며 이 합금계의 급속응고과정에 대한 이론적, 실험적 연구들이 과거 10여년간 계속되었다<sup>1~8)</sup>.

급속응고시킨 Al-8wt.%Fe합금의 응고조직에서 가장 두드러진 특징은 현미경상에서 명확히

구분될 수 있는 두 영역(소위 영역 A와 영역 B)이 나타난다는 점이다<sup>1)</sup>. 화학부식에 거의 반응을 보이지 않는 영역 A는 투과전자현미경에 의해  $\alpha$ -Al의 마이크로셀(microcellular)조직인 것으로 판명됐으며, 이 조직은 큰 과냉도에서 핵생성이 이루어진 다음 재가열과정(recalescence) 동안 형성된다고 믿어져 왔다<sup>5)</sup>. 화학부식에 민감하게 반응하는 영역 B는 리본의 두께나 분말의 크기가 작을 때는  $\alpha$ -Al의 셀조직으로 이루어져 있으며, 시편의 두께나 직경이 증가함에 따라  $\alpha$ -Al과  $\text{Al}_6\text{Fe}$ 의 공정 또는 초정  $\text{Al}_3\text{Fe}$ 조직을 가지게 된다<sup>5)</sup>. 이외에도 여러 형태의 화합물들이 셀사이의 지역에서 발견되고 있다<sup>9~11)</sup>. 이상과 같

\*군산대학교 재료공학과(Dept. of Materials Science and Eng., Kunsan National University)

\*\*서울대학교 금속공학과(Dept. of Metallurgical Eng., Seoul National University)

이 응고조건에 따라 나타나는 다양한 상과 조직들은 최종제품의 기계적 성질에 결정적인 영향을 미친다. 따라서 이 합금에서 응고조직(특히 영역 A와 영역 B의 상대분율)의 형성과정에 대한 이론적 연구가 활발히 연구되어 왔다<sup>5,6),11~13)</sup>. 특히 신성호 등은<sup>13)</sup> 순금속의 과냉응고에만 적용될 수 있는 Levi와 Mehrabian의 모델<sup>14)</sup>을 합금에서의 수지상성장모델과 결합함으로써 Al-Fe합금의 가스분무에 의한 급속응고과정을 이론적으로 연구한 바 있다. 그러나, 신성호 등의 모델에서는 수지상의 성장과정에 대해 서냉응고에만 적용될 수 있는 Lipton 등의 모델<sup>15)</sup>을 이용하고 있다는 문제가 있다.

따라서 본 논문에서는 수지상 또는 셀의 급속응고모델을 거시적인 열전달과정과 결합하고 이를 이용하여 가스분무된 Al-8wt.%Fe분말의 응고과정을 살펴보고자 하였다. 특히 본 논문에서의 주된 관심사는 분말과 가스 사이의 열전달계수와 핵생성 직전의 초기과냉도가 응고조직의 형성과정에 미치는 상대적인 역할이다.

## 2. 수학적 모델

### 2.1 α-Al의 성장기구

앞서 언급했듯이 Al-8wt.%Fe합금을 급속응고시킬 때 α-Al상 이외에도 초정 Al<sub>3</sub>Fe 또는 공정 Al<sub>6</sub>Fe-Al 등이 나타날 수 있다. 그러나 이들 중 기계적 특성상 가장 바람직한 상은 α-Al이다. 따라서 본 논문에서는 α-Al의 성장과정만을 다루되, 대신 한 분말내부에서 α-Al상이 초정으로 응고한 영역과 그렇지 못한 영역의 부피분율을 별도로 계산할 것이다.

합금의 수지상응고에서, 수지상첨단온도 T\*, 수지상첨단 반지름 r 및 수지상성장속도 v 사이의 기본적인 관계는 다음 식으로 주어진다<sup>16)</sup>.

$$T^* = T_m C_i^* - \frac{2\Gamma}{r} - \frac{v}{\mu} \quad (1)$$

여기서, T<sub>m</sub>는 순수한 Al의 용융온도, C<sub>i</sub>\*는 수지상첨단에서 액상의 조성, Γ는 깁스-톰슨계수, μ는 계면동력학계수, 그리고 m은 비평형 액상선 기울기이다. 만일 한개의 수지상 주위에 존재하는 잠열확산장과 용질확산장이 정상상태에 있고

또한 이웃하는 수지상에 의해 아무런 영향을 받지 않는다면, T\*와 C<sub>i</sub>\*는 Ivantsov해<sup>17)</sup>에 의해 주어질 수 있다. 그러나 가스분무된 분말과 같이 크기가 작은 계에서는 잠열확산장의 경계층두께가 거의 분말크기에 육박하기 때문에<sup>13)</sup>, 정상상태의 잠열확산장을 기대하기가 어렵고 또한 서로 이웃한 수지상들의 잠열확산장 사이에는 강한 상호간섭이 일어난다. 따라서 분말내부에서의 온도분포와 고-액계면의 온도는 수치해석적으로 구해질 것이다. 그러나 뒤에서 보여지겠지만 용질확산장은 각각의 수지상첨단 부근에 강하게 국한되어 있다. 이는 C<sub>i</sub>\*에 대해서는 다음과 같은 Ivantsov해<sup>17)</sup>를 이용할 수 있음을 의미한다.

$$C_i^* = \frac{C_0}{1 - (1 - k(v))I_v(P)} \quad (2)$$

여기서, C<sub>0</sub>는 전체조성, P(=vr/2D)는 용질페클레수(solatal Peclet number), D는 액상에서의 용질 확산계수, I<sub>v</sub>(P)는 Ivantsov함수이며 k(v)는 성장속도에 의존하는 분배계수이다. 위의 식(1)과 (2)를 수지상의 작용점(operating point)에 대한 한계안정가설<sup>17)</sup>, k(v)에 대한 Aziz의 모델<sup>18)</sup> 그리고 m에 대한 Boettinger 등의 모델<sup>19)</sup>을 결합하면 다음의 두식이 얻어진다.

$$T^* = T_f + \frac{m_E C_0}{1 - (1 - k(v))I_v(P)} \left[ 1 + \frac{1}{1 - k_0} [k_0 - k(v)(1 - \ln \frac{k(v)}{k_0})] \right] - \frac{2\Gamma}{r} - \frac{v}{\mu} \quad (3)$$

$$r = 4\pi^2 \Gamma / \left[ -\frac{2C_0 P (1 - k(v)) \xi_c}{1 - (1 - k(v))I_v(P)} m_E \left[ 1 + \frac{1}{1 - k_0} [k_0 - k(v)(1 - \ln \frac{k(v)}{k_0})] \right] + P_1 \Delta H \frac{\xi_l}{C_L} \right] \quad (4)$$

여기서,

$$k(v) = \frac{k_0 + a_0 v / D}{1 + a_0 v / D} \quad (5)$$

$$\xi_c = 1 - \frac{2k(v)}{\sqrt{1 + (2\pi/P)^2} - 1 + 2k(v)} \quad (6)$$

$$\xi_l = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi/P_1)^2}} \quad (7)$$

윗식들에서, m<sub>E</sub>와 k<sub>0</sub>는 각각 Al-Fe평형상태도<sup>20)</sup>

에서  $\alpha$ -Al의 액상선기울기와 분배계수이고,  $P_{th}$  ( $=vr/2D_{th}$ )는 열페클레수(thermal Peclet number),  $D_{th}$ 는 열확산계수,  $C_L$ 는 액상의 비열,  $\Delta H$ 는 응고잠열이며  $a_0$ 는 용질포획상수이다. 식 (3)~(7)에서 나타나는 두 상수  $a_0$ 와  $\mu$ 에 대해서는 아직 정확한 값이 보고되지 않고 있다. 그러나  $a_0$ 는 격자상수와 비슷한 크기인 것으로 믿어져 왔으며<sup>21~23</sup>), 여러 금속에 대한  $\mu$ 의 측정값<sup>22~24</sup>)들은 1m/secK에 가까운 것으로 보고되고 있다. 본 논문에서는  $a_0=6\text{\AA}$ ,  $\mu=1.0\text{m/secK}$ 의 값을 취하였다 ( $a_0=2\sim 10\text{\AA}$ ,  $\mu=0.5\sim 5.0\text{m/secK}$ 의 범위에서 응고조직에 대한 계산결과들은 거의 차이가 없었다). 필요한 다른 열적, 물리적 특성들은 부록에 정리하였다. 연립방정식 (3)과 (4)를 반복법으로 풀면 성장속도  $v$ 의 함수로써, 수치상침단온도  $T^*$ 와 수치상침단의 곡률반경  $r$ 에 대한 해를 구할 수 있다. 그리고 구해진  $v$ 와  $T^*$ 의 관계를 분말에 대한 열전달해석에서 경계조건으로 이용함으로써 전체적인 응고과정을 추적할 수 있다.

가스분무된 Al-8wt.%Fe합금에서  $\alpha$ -Al은 수치상이 아니라 마이크로셀 또는 셀조직을 형성한다<sup>5)</sup>. 그러나 최근 급속응고에서 나타나는 마이크로셀과 셀조직의 성장과정은 수치상의 성장과정으로 잘 근사될 수 있음이 이론적으로 보여졌다<sup>25)</sup>. 따라서 본 논문에서는 위에서 논의한 수치상의 성장속도론을 마이크로셀과 셀의 성장에도 그대로 적용할 것이다.

Fig. 1은 식 (1)~(7)로부터 얻어진 성장속도  $v$ 에 따른 용질페클레수  $P$ 와 열페클레수  $P_{th}$ 의 변화이다. 급속응고에서의 관심영역인  $v=0.001\sim 100\text{m/sec}$ 의 범위에서,  $P_{th}$ 는  $10^{-5}$ 로부터  $10^{-1}$ 까지 변하며,  $P$ 는  $10^{-1}$ 로부터  $10^4$ 까지 변한다. 페클레수가 확산장의 경계층두께에 대한 침단반지름의 상대적 크기임을 감안할 때, 이 결과는 급속응고시의 열확산장은 미시적인 고-액계면의 구조에 매우 둔감하다는 것과, 반대로 열확산장은 각각의 수치상침단부근에 강하게 국한되어 있다는 것을 의미한다. 후자는 열확산장에 대한 Ivantsov해 식 (2)의 사용이 타당함을 뒷받침한다. 또한 전자는 열전달계산에서 셀이나 수치상의 구체적인 미시구조를 무시하고 고-액계면이 거시적으로 평활하다고 가정할 수 있음을 뜻하는 것으로 열전달계산을 크게 단순화시켜준다. 그림

에도 불구하고, 정확한 열전달계산을 위해서는 고액공존구간(즉, 머쉬 존의 길이 또는 머쉬 존의 온도구간)을 알아야 한다<sup>5,26)</sup>. 급속응고와 같은 비평형응고과정에서 고액공존구간의 길이는 셀의 횡방향성장기구에 의존한다. 이에 대해 최근 몇가지 이론<sup>27,28)</sup>들이 제시되기는 하였으나, 어떠한 이론도 확고한 물리적 기반을 가지지는 못한 것으로 보인다<sup>26)</sup>. 따라서 본 논문에서는 모든 응고잠열이 셀들의 침단부분을 연결하는 가상적인 계면에서 방출된다고 가정할 것이다. 만일 공액공존구간의 길이가 열전달수치해석에서의 그리드간격보다 더 크다면, 이 가정은 응고잠열의 방출에 의한 과냉된 액상의 재가열효과를 과대평가하는 결과에 이르게 된다. 그러나 일반적으로 수치상과는 달리 셀침단 뒷쪽에서는 액상분율이 급격히 감소하기 때문에 과대평가의 정도는 그다지 크지 않을 것으로 여겨진다.

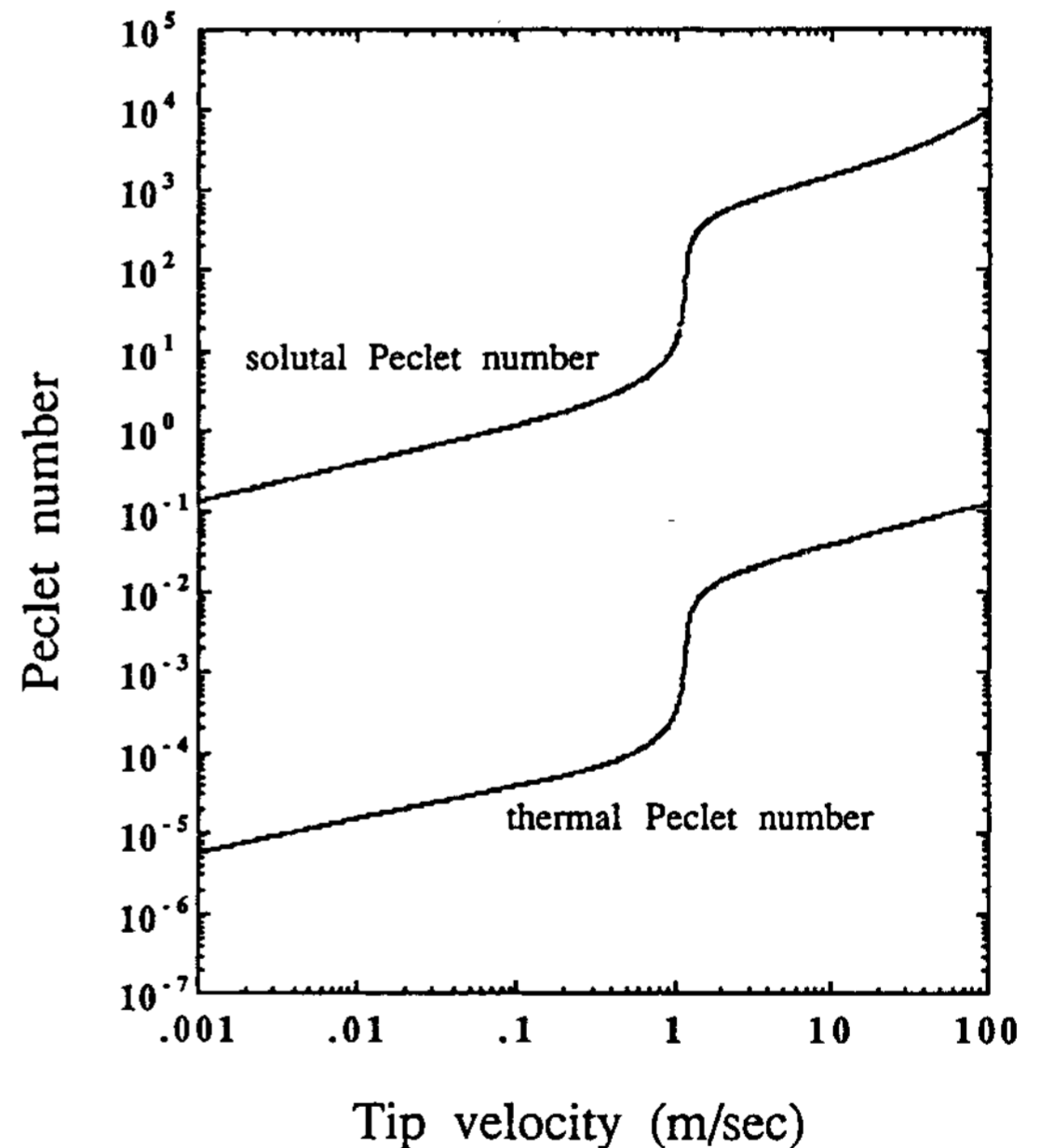


Fig. 1. Calculated solutal and thermal Peclet numbers( $P$  and  $P_{th}$ ) with the tip velocity.

Fig. 2는 성장속도에 따른 계면(셀침단)의 온도변화를 계산한 결과이다. 유사한 형태의 결과가 급속방향성응고의 경우<sup>12)</sup>에 대해서도 얻어져 왔다. 이 그림에서 볼 수 있듯이, 약 1m/sec의 속도부근에서 계면온도변화의 기울기가 역전되

며 이때 낮은 성장속도를 갖는 용질수지상 (solutal dendrite)과 높은 성장속도의 열적수지상(thermal dendrite) 사이의 천이가 일어난다. 천이과정을 수치해석적으로 추적해 나가기 위해서는 급속방향성응고에 대해 Carrard<sup>12)</sup>가 했듯이, 성장속도가 C점 이하로 감소할 때 사이클 C→A→D→B→C→A...을 따라가야 한다. 이러한 사이클은 급속방향성응고에서 진동성불안정현상을 일으켜 밴드조직을 형성<sup>12)</sup>하게 하나, 본 연구와 같은 급속과냉응고의 경우에는 계면의 형태에 비진동성불안정 현상을 야기한다<sup>29)</sup>. 이러한 현상은 Al-8wt.%Fe합금의 급속과냉응고조직에서 발견된 적이 없을 뿐만 아니라, 수치해석으로 계면형태를 추적해 나갔는데 심각한 어려움을 준다. 따라서 천이과정에서의 T\*-v관계는 사이클 C→A→D→B→C→A...대신 Fig. 2의 직선 AB로 근사될 것이다.

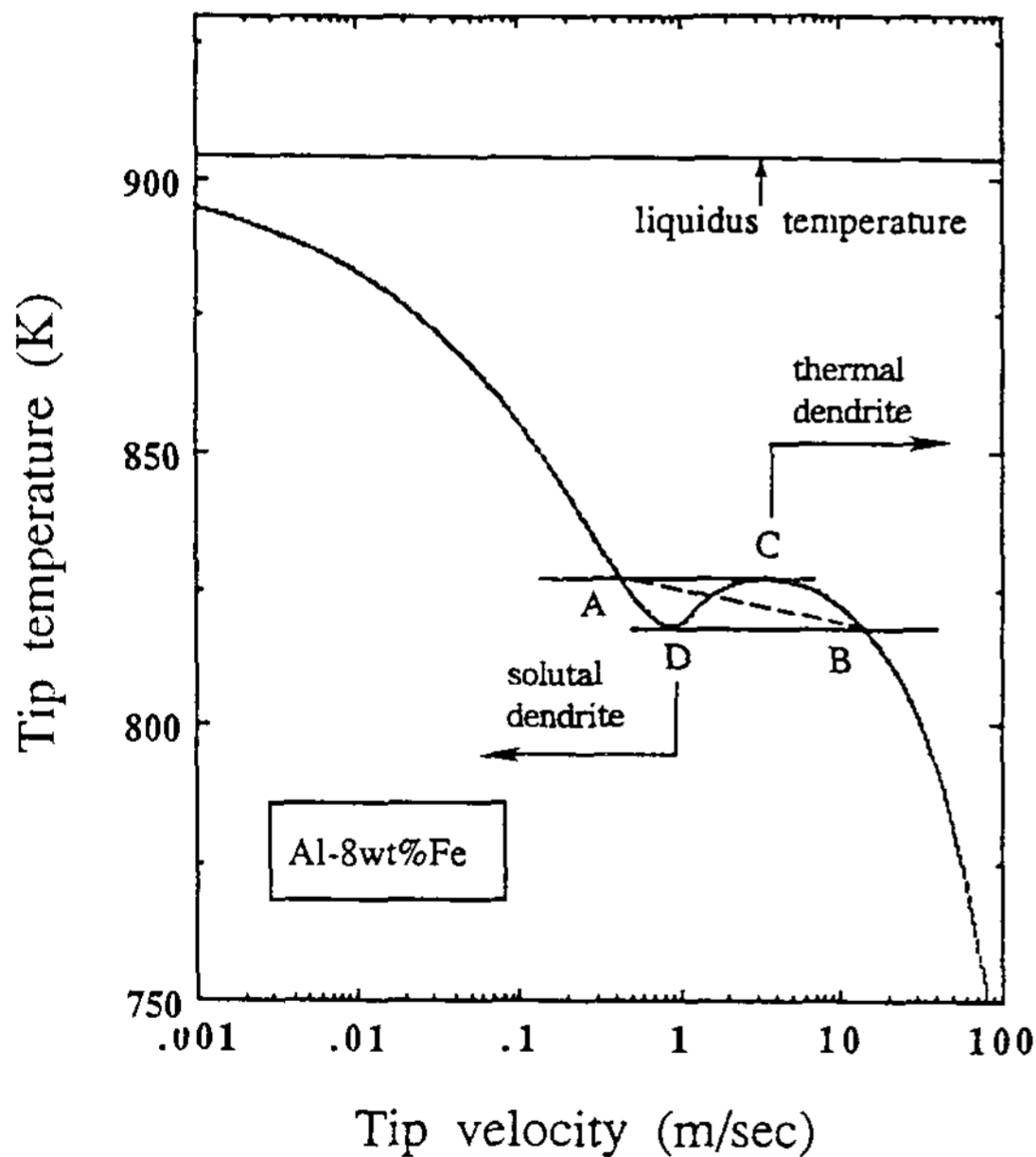


Fig. 2. Tip temperature(T\*) change with tip velocity(v). A straight line AB is the approximated T\*-v relationship used in this calculation.

2.2 열전달과정의 수치해석

가스분무된 Al-8wt.%Fe합금의 응고과정에 대한 열전달해석에서 주요가정들은 다음과 같다.

첫째, 앞서 언급한 바와 같이 모든 응고잠열은 셀첨단을 연결하는 가상적인 계면에서 방출된다.

둘째, 핵생성은 분말표면의 한점에서 일어나며, 고상은 이 점으로부터 축대칭적으로 성장한다. 이 가정은 직경이 30μm 이하인 분말에서의 조직관찰결과와 일치한다<sup>5,30)</sup>.

셋째, 핵생성 직전에 분말내부의 온도분포는 균일하다. 전형적인 가스분무법에서 분말직경과 열전달계수의 크기는 각각 1~100μm과 0.01~5.0W/cm<sup>2</sup>K의 범위에 있다. 이때 비오수(Biot number, hD/2K<sub>L</sub>, 여기서 K<sub>L</sub>은 액상의 열전도도)는 0.025보다 작다. 이는 핵생성 이전에 분말 내부에서의 온도분포가 거의 균일하다는 것을 의미하기 때문에 앞으로의 모든 수치계산은 핵생성 직후부터 이루어질 것이다.

분말표면에서의 핵생성이 일어난 후 분말내부에 열전달해석은 다음과 같이 Levi와 Mehribian의 방법<sup>14)</sup>을 수정하여 사용하였다.

반지름이 R<sub>0</sub>인 분말은 Fig. 3과 같이 회전이중 극좌표계(U, V)에 의해 (n×m)개의 부피요소 (volume element)로 나뉘어진다. Fig. 3에서 등위도면과 등경도면은 각각 const. V면과 const. U면으로 표시된다. 고상은 남극에서 핵생성되어 회전축에 대칭으로 성장한다. 한 부피요소(i, j)에 대한 에너지수지(energy balance)는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_{ij}} H d\Omega = \int_{A_{ij}} K \vec{\nabla} T \cdot d\vec{A} \tag{8}$$

여기서

$$H = H_s + \Delta H(1-g) + (T - T_s)(C_g + C_L(1-g)) \tag{9}$$

식 (8)과 (9)에서 t는 시간, Ω<sub>ij</sub>는 (i, j)요소의 부피, H는 단위부피당 엔탈피, A<sub>ij</sub>는 (i, j)요소와 이웃한 요소 사이의 경계면면적, K는 열전도도,  $\vec{A}$ 는 면적벡터, T<sub>s</sub>는 표준온도(여기서는 평형고상선온도로 선택), g는 한 부피요소에서의 고상의 부피분율, 그리고 C<sub>s</sub>와 C<sub>L</sub>은 각각 고상과 액상의 비열이다.

식 (8)과 (9)에 대응하는 음적차분식은 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$(H_{i,j,k+1} - H_{i,j,k}) / \Delta t = \alpha^N_{i,j,k+1} (T_{i,j+1,k+1}$$

$$\begin{aligned}
 & -T_{i,j,k+1}T) - \alpha_{i,j-1,k+1}^N(T_{i,j,k+1} - T_{i,j-1,k+1}) \\
 & - \alpha_{i-1,j,k+1}^E(T_{i,j,k+1} - T_{i-1,j,k+1}) \\
 & + \alpha_{i,j,k+1}^E(T_{i+1,j,k+1} - T_{i,j,k+1}) \quad (10)
 \end{aligned}$$

여기서

$$\alpha_{i,j,k+1}^N = \frac{2\pi R_0 K_{i,j,k+1}^N \cdot \ln \left[ \frac{\cosh V_j^N - \cos U_i^E}{\cosh V_j^N - \cos U_{i-1}^E} \right]}{V_{j+1} - V_j} \quad (11)$$

$$\alpha_{i,j,k+1}^E = \frac{4\pi R_0 K_{i,j,k+1}^E}{U_{i+1} - U_i} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{e^{v_i} - \cos U_i^E}{\sin U_i^E} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{e^{v_{i-1}} - \cos U_{i-1}^E}{\sin U_{i-1}^E} \right) \right] \quad (12)$$

(for  $i \neq 0, i \neq n, j \neq 0$  and  $j \neq m$ )

$$\alpha_{i,0,k+1}^N = \alpha_{i,m,k+1}^N = 0 \quad (13)$$

$$\alpha_{0,j,k+1}^E = 2\pi R_0^2 h (\tanh V_j^N - \tanh V_{j-1}^N) \quad (14)$$

$$T_{0,j,k+1} = T_g \quad (15)$$

$$\alpha_{n,j,k+1}^E = 0 \quad (16)$$

그리고

$$\begin{aligned}
 H_{i,j,k+1} = \Delta H(1 - g_{i,j,k+1}) + C_L(T_{i,j,k+1} - T_s)(1 \\
 - g_{i,j,k+1}) + C_S(T_{i,j,k+1} - T_s)g_{i,j,k+1} \quad (17)
 \end{aligned}$$

윗식들에서 아래첨자  $k$ 와  $k+1$ 은 각각 현재의 시간스텝과 다음 단계의 시간스텝이고,  $\Delta t$ 는 시간간격이며, 윗첨자  $N$ 과  $E$ 는 각각 한 부피요소의 북쪽과 동쪽경계를 의미한다.  $K_{i,j,k+1}^N$ (또는  $K_{i,j,k+1}^E$ )은  $K_{i,j,k+1}$ 과  $K_{i,j+1,k+1}$ (또는  $K_{i+1,j,k+1}$ ) 사이의 가중평균이다.  $(i, j)$ 부피요소의 열전달계수  $K_{i,j,k+1}$ 은  $K_S g_{i,j,k+1} + K_L(1 - g_{i,j,k+1})$ 로 주어진다. 여기서  $K_S$ 와  $K_L$ 은 각각 고상과 액상의 열전도도이다.  $T_{i,j,k}$ 와  $g_{i,j,k}$  그리고  $i$ 번째 칼럼에서의 계면 이동속도  $v_{i,k}$ 가 현재의 시간스텝에서 주어질 때, 다음 시간스텝에서의 물리량들은 아래의 과정에 의해 계산될 수 있다.

1) 바로 뒤에서 언급할 방법으로,  $\Delta t$ 초동안  $\text{const.}U$  방향을 따라 계면이 이동해 간 거리  $\Delta S_i$ 를 계산한다.

2) 다음 시간스텝에서 한 요소의 고상분율  $g_{i,j,k+1}$ 을  $\Delta S_i$ 로부터 계산한다. 또한  $K_{i,j,k}^N$ 과  $K_{i,j,k}^E$ 을  $g_{i,j,k}$ 로부터 계산한다.

3)  $T_{i,j,k}$ ,  $g_{i,j,k+1}$ ,  $K_{i,j,k+1}^N$ 과  $K_{i,j,k+1}^E$ 을 식 (10)에 대입하고 이를 Gauss-Seidel 반복법으로 풀면  $T_{i,j,k+1}$ 이 얻어진다.

4)  $i$ 번째 칼럼에서 계면을 포함하는 요소의 온도  $T_{i,j}$ 를 국부계면온도(local interface temperature)  $T_i^*$ 로 간주한다.

5) 앞절에서 얻은  $T^*-v$  및  $v-r$ 관계를 이용하여,  $i$ 번째 칼럼에서의 계면온도  $T_i^*$ 에 대응하는 계면이동속도  $v_{i,k+1}$ 과 첨단반지름  $r_{i,k+1}$ 을 구한다.

위 과정의 첫번째 단계에서,  $\Delta S_i$ 의 계산에 주의할 필요가 있다. 만약 Levi와 Mehrabian<sup>(14)</sup>처럼  $\Delta S_i$ 를  $v_{i,k}\Delta t$ 로 취한다면, 고상의 성장방향은  $\text{const.}U$ 방향으로 구속된다. 이는 열전달계산이 이차원적임에도 불구하고, 고상의 성장은 일차원적으로 제한됨을 의미한다. 이러한 경우에는 언제나 응고계면이 Fig. 3 회전축방향으로 돌출되는 현상을 일으킨다. 예를 들어, 분말의 응고과정이 뉴우토니안조건에 충분히 근접해 있을 때는 계면전체의 이동속도가 균일하기 때문에, 응고계면의 형태는 핵생성점을 중심으로 하는 동심형이 되어야 한다. 그러나 Levi와 Mehrabian의 방법을 따르면, 그들의 결과에서도 볼 수 있듯이, 계면은 회전축방향으로 항상 돌출된다. 계면의 형태를 올바르게 추적하기 위해서는  $\text{const.}V$ 방향으로의 성장도 허용되어야 하며, 이는 다음과 같은 기하학적 보상을 통해 이루어질 수 있다. 즉, Fig. 3에 나타냈듯이  $\Delta t$ 동안 계면이 이동한 거리  $v_{i,k}\Delta t$ 를  $\text{const.}U$ 방향보다는 계면에 수직한 방향으로의 이동거리로 여기는 것이 물리적인 상황에 비추어 볼 때 더 타당하다. 이 경우 시간간격  $\Delta t$ 가 충분히 작은 한,  $v_{i,k}\Delta t/\cos\theta$ ( $\theta$ 는 계면에 수직한 방향과  $\text{const.}U$ 방향 사이의 각)을  $\text{const.}U$ 방향으로의 결과적인 이동거리로 볼 수 있다. 여기서  $\theta$ 는 Fig. 3의 삼각형 ABC에서  $\tan^{-1}(AC/BC)$ 로 근사될 수 있다. 따라서  $\Delta S_i$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta S_i \approx v_{i,k} \Delta t / \cos\theta \quad (18)$$

$$\theta \approx \tan^{-1}(AC/BC) \quad (19)$$

여기서

$$AC = \left[ \frac{2}{\sin U_{i+1}} \left( \frac{e^v - \cos U_i}{\sin U_{i+1}} \right) \right]_{v=v_{i-1}}^{v=v_{i+1}} \quad (20)$$

$$BC = \left[ \frac{2}{\sinh V_{i-1}^*} \tan^{-1} \left( \frac{\tanh(V_{i-1}^*/2)}{\tan(U/2)} \right) \right]_{U=U_{i-1}}^{U=U_{i+1}} \quad (21)$$

윗식에서  $V_i^*$ 는  $i$ 번째 칼럼에서 계면위치의  $V$  좌표값이다.

식 (10)을 Gauss-Seidal 반복법으로 풀 때, 해의 수렴조건은 다음과 같이 취하였다.

$$|1 - T^{\nu+1}_{i,j,k+1}/T^{\nu}_{i,j,k+1}|_{\max} \leq 10^{-8} \quad (22)$$

여기서,  $\nu$ 는 반복횟수이다.

Levi와 Mehrabian에 의해 가정된 계면이동속도와 계면온도 사이의 선형적인 관계<sup>14)</sup>에 비해, 본 논문에서 열전달계산에 이용하는 Fig. 2에서는 계면이동속도의 계면온도에 대한 의존성이 훨씬 더 크다. 그러므로 과냉도가 클 때의 초기응고과정에서 수치적 불안정(numerical instability)현상이 나타나기 쉽다. 이러한 불안정현상을 피하기 위해서는 요소간격을 열확산의 경계층두께보다 더 작게 해 줄 필요가 있다. 따라서, Fig. 3과 같이 절점들을 계면이동속도가 큰 핵생성점 부근에 집중시켰다. 절점의 총수는  $(10 \times 27)$ 이었다. 그러나 분말직경과 초기과냉도가 각각  $30 \mu\text{m}$ 와  $80\text{K}$ 보다 클 때는 계면이 요소 사이의 경계를 통과할 때 나타나는 요동현상을 줄이기 위해  $(40 \times 41)$ 개의 절점이 이용되었다. 시간간격  $\Delta t$ 는 한 시간스텝동안 한 요소길이의  $1/20$  이하를 이동하도록 결정되었다. 열전달의 수치해석에 필요한 모든 물리상수들은 부록에 나타나 있다.

### 3. 결과 및 고찰

앞으로의 계산결과에서 나타나는 과냉도는 모두  $\alpha\text{-Al}$ 의 준안정액상선온도로부터의 온도차이를 의미한다. 또한, 실제 계산에서 계면은 등온선이 아니며, 한 주어진 순간에 계면의 이동속도는 위치에 따라 다르다. 앞으로 자주 나타나는 고상분율에 따른 계면이동속도, 계면온도 및 셀의 침단반경의 변화에 대한 그림들은 모두 Fig. 3에서 성장축방향에서의 변화를 그린 것이다.

#### 3.1 뉴우토니안조건 근처에서의 응고거동

초기과냉도, 열전달계수 및 분말크기 등이 모두 충분히 작을 때, 전체적인 응고이력은 뉴우토니안거동을 따라야 한다. 이는 본 논문에서와 같은 비뉴우토니안 열전달해석의 건전함에 대한 판단기준이 될 수 있다. 예를 들어,  $\Delta T = 10\text{K}$ ,  $\tau = 0$ .

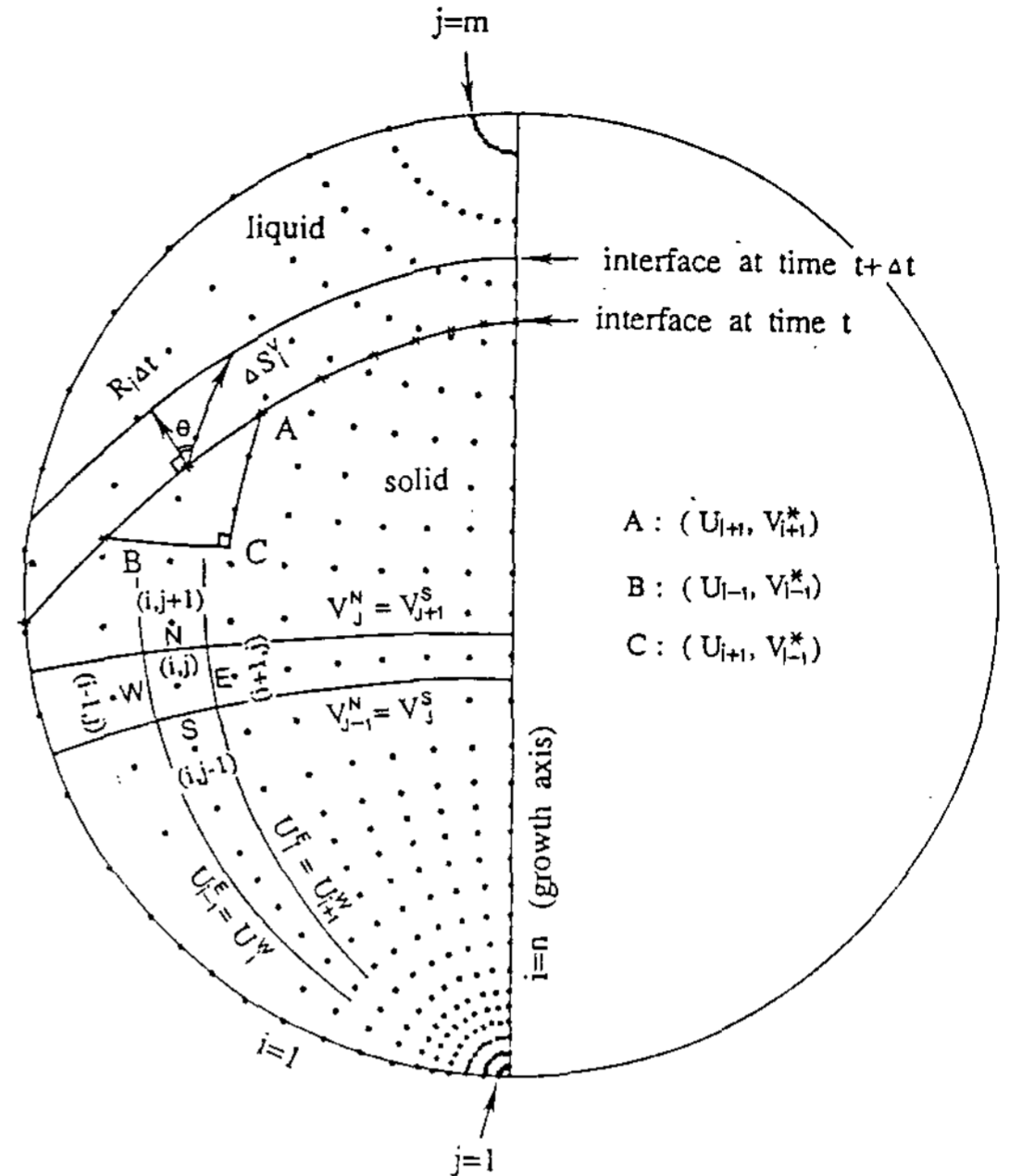


Fig. 3. Mesh system generated by a rotational bipolar coordinate system, (U,V) inside a droplet. Dots are the nodes of the each element. The longitude and the latitude are represented by the constant U and the constant V surfaces, respectively. A crystal nucleates at the south pole and grows axisymmetrically.

$1\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ 와  $D(\text{분말직경}) = 10\mu\text{m}$ 의 조건이 주어졌을 때 응고과정중의 어느 한 순간에 분말내부의 최대온도와 최소온도의 차이( $\Delta T_d$ )를 계산한 결과 이 값은 결코  $0.3\text{K}$ 를 초과하지 않았다. 즉,  $g = 0.02$ 에서  $\Delta T_d$ 는 최대값  $0.3\text{K}$ 에 도달한 후  $g = 0.1$ 에서는  $0.1\text{K}$ 로,  $g = 0.2$ 에서는  $0.06\text{K}$ 로, 그리고  $g = 0.6$ 에서는  $0.006\text{K}$ 로 감소하였다. 따라서 이 경우의 전체적인 응고과정은  $g = 0.02$ 에서의 약간의 이탈을 제외하고는 뉴우토니안거동에 거의 접근해 있어야 한다. Fig. 4에서의 실선은 동일조건하에서 응고분율에 따른 계면온도와 계면이동속도의 변화를 계산한 결과이다. Fig. 4에서의 점들은 열전달에 대한 뉴우토니안 모델과 2장에서 계산한  $T^* - v$ 의 관계를 결합하여 얻은 결과로서, 뉴우토니안모델은 다음의 식에 의해 표현될 수 있음이 쉽게 보여질 수 있다.

$$\frac{dT^*}{dt} R_0^3 [C_L + (C_S - C_L) \left(\frac{1}{2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^3 - \frac{3}{16}\right)]$$



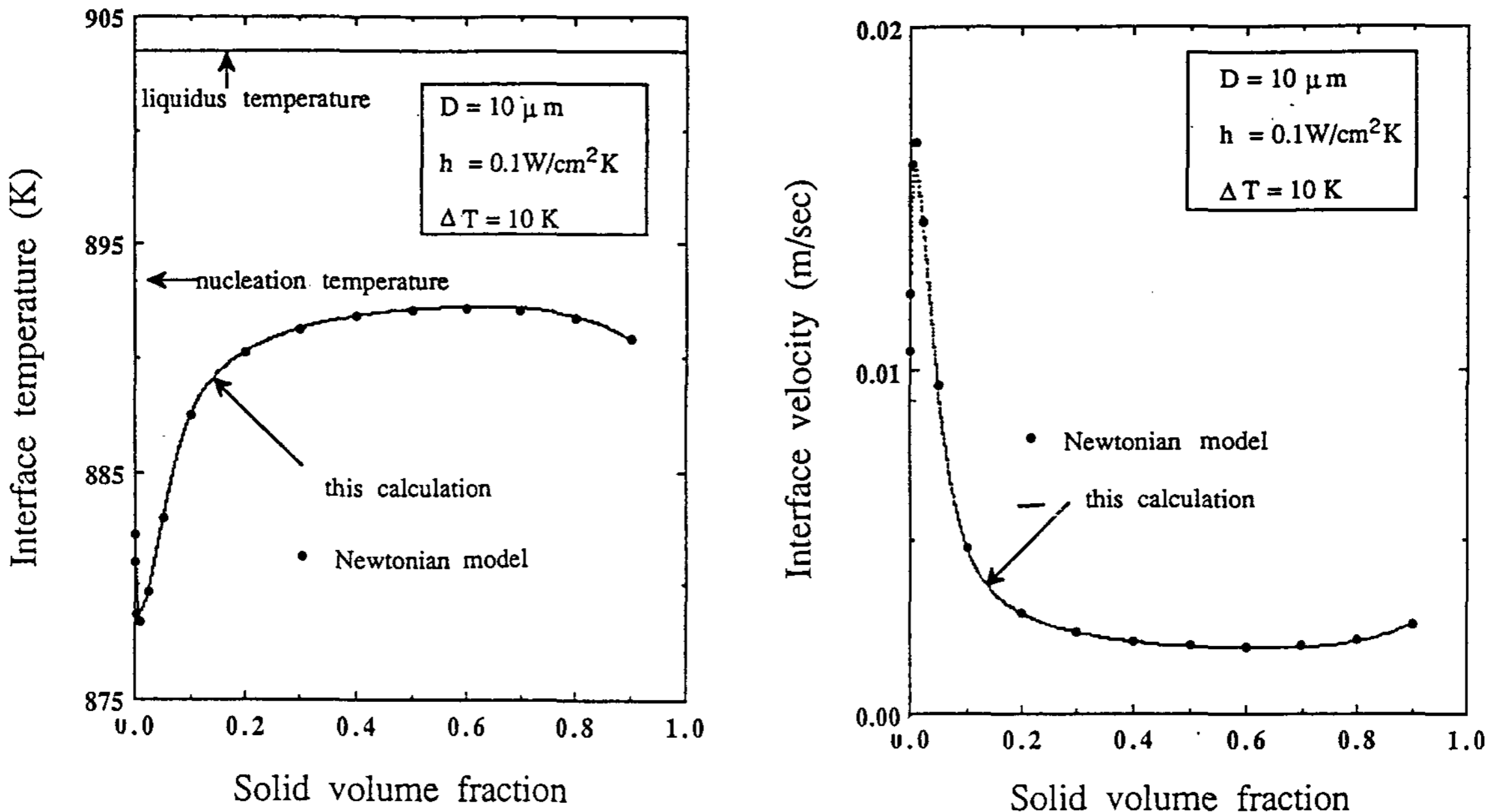


Fig. 4. (a) Interface temperature and (b) interface velocity at the growth axis with the fraction of solid for  $\Delta T=10\text{K}$ ,  $h=0.1\text{W/cm}^2\text{K}$  and  $D=10\mu\text{m}$ . Solid lines and filled circles represent the results from Non-Newtonian numerical model, Newtonian model(Eq. [23]) and respectively.

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^4] = 3v\Delta H R^2\left(\frac{1}{2} - \frac{R}{4R_0}\right) - 3R_0^2h(T^* - T_g) \quad (23)$$

여기서

$$R = \int_0^t v dt \quad (24)$$

Fig. 4는  $g=0.02$  부근에서의 극히 작은 이탈을 제외하고는 두 결과가 잘 일치함을 보여준다. Fig. 5는 동일 조건하에서 계산된 계면의 형태변화(점선)을 뉴우토니안거동의 경우(실선)과 비교한 것이다. 식 (18)의 계면의 이동과정에 대한 기하학적 보정을 가하지 않았을 때는 Fig. 5 (a)와 같이 응고후기에 중심축방향으로 계면이 돌출된다(동일 현상이 Levi와 Mehrabian의 결과<sup>14)</sup>에서도 나타난다). 그러나 식 (18)의 기하학적 보정을 가하면 Fig. 5 (b)와 같이 계면형태는 뉴우토니안거동의 경우와 잘 일치한다. 이상과 같이 주어진 조건이 뉴우토니안조건에 근접해 있을 때, 계면온도, 계면이동속도 및 계면형태 등이 뉴우토니안모델로부터 계산된 결과와 잘 일치한다는 사실은 본 수치해석의 건전함을 말해주는

것으로 볼 수 있다.

### 3.2 초기과냉도의 영향

Fig. 6은  $h=0.5\text{W/cm}^2\text{K}$ (이는 가스분무에서의 전형적인 열전달계수값이다<sup>5,31)</sup>)인 경우, 직경(D)이  $30\mu\text{m}$ 인 분말이 응고할 때 계면온도에 대한 초기과냉도( $\Delta T$ )의 영향을 나타낸 것이다.  $\Delta T$ 가 5K일 때(곡선 A), 핵생성 직후 계면온도는 898K로부터 866K(과냉도 38K)까지 급격히 감소하며, 그 이후 완만한 재가열과정(recalescence)에 의해 거의 일정한 값까지 상승한다. 도달되는 최대계면과냉도는  $\Delta T=0\sim 40\text{K}$ 의 범위에서  $\Delta T$ 에 거의 무관하였다. 반대로  $\Delta T$ 가 100K보다 클 때(곡선 C와 D)는 계면온도가 핵생성 온도(곡선 C와 D에 대해 각각 803K와 783K)로부터 825K 부근까지 급격히 상승한다. 이러한 재가열과정은 Fig. 2에서 과포화된 열적수지상이 성장하는 온도구간에 해당되는 것으로 재가열속도가 너무 빨라 그 과정이 Fig. 6에 나타내 질 수 없었다. 계면온도가 825K 부근에 도달된 이후에는 용질재분배가 일어나면서 셀이 비교적 느

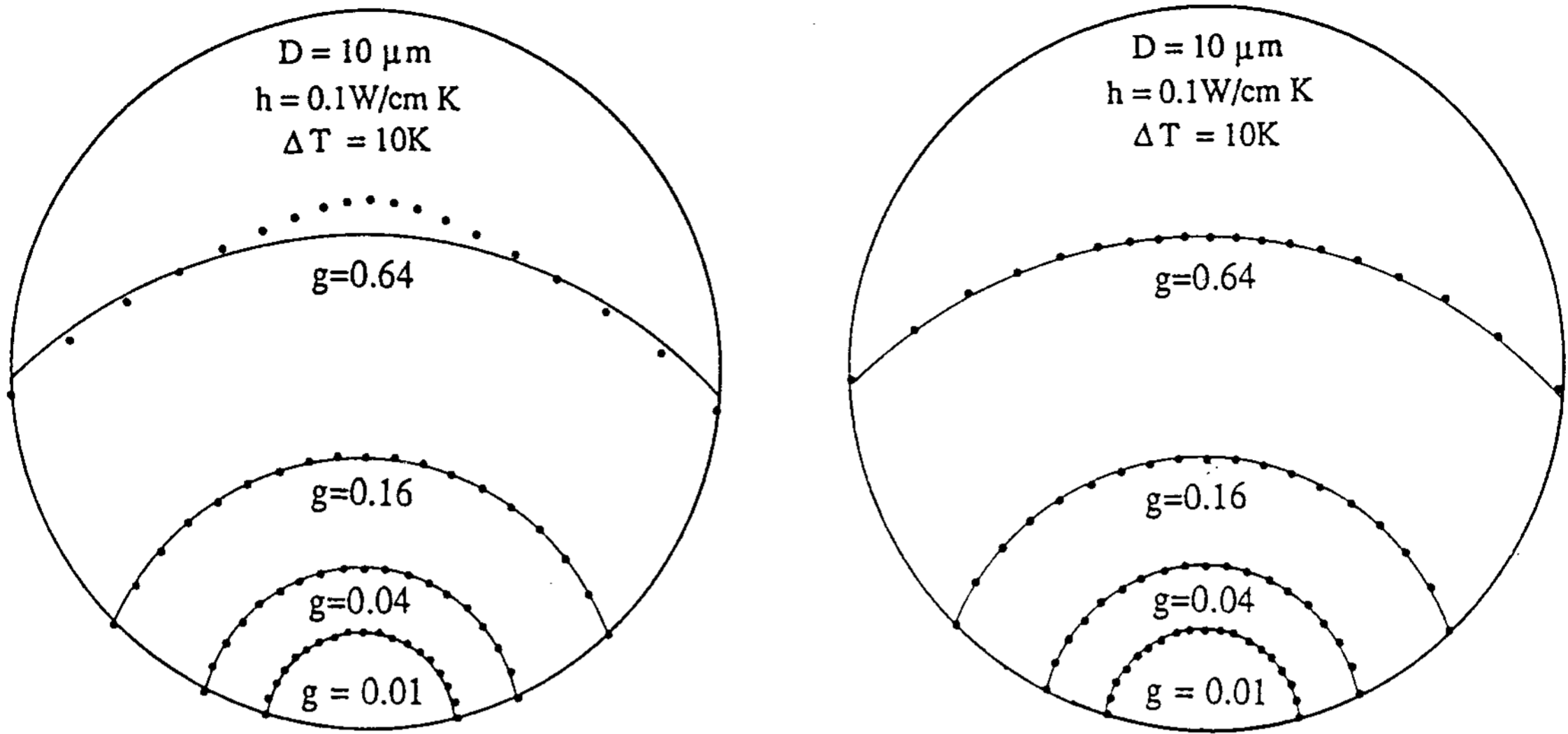


Fig. 5. Comparison of the calculated interface profiles (solid lines) with Newtonian ones (filled circles) for  $\Delta T=10K$ ,  $h=0.1W/cm^2K$  and  $D=10\mu m$  : (a) without (b) with a correction (Eq. [18]) on the growth direction.

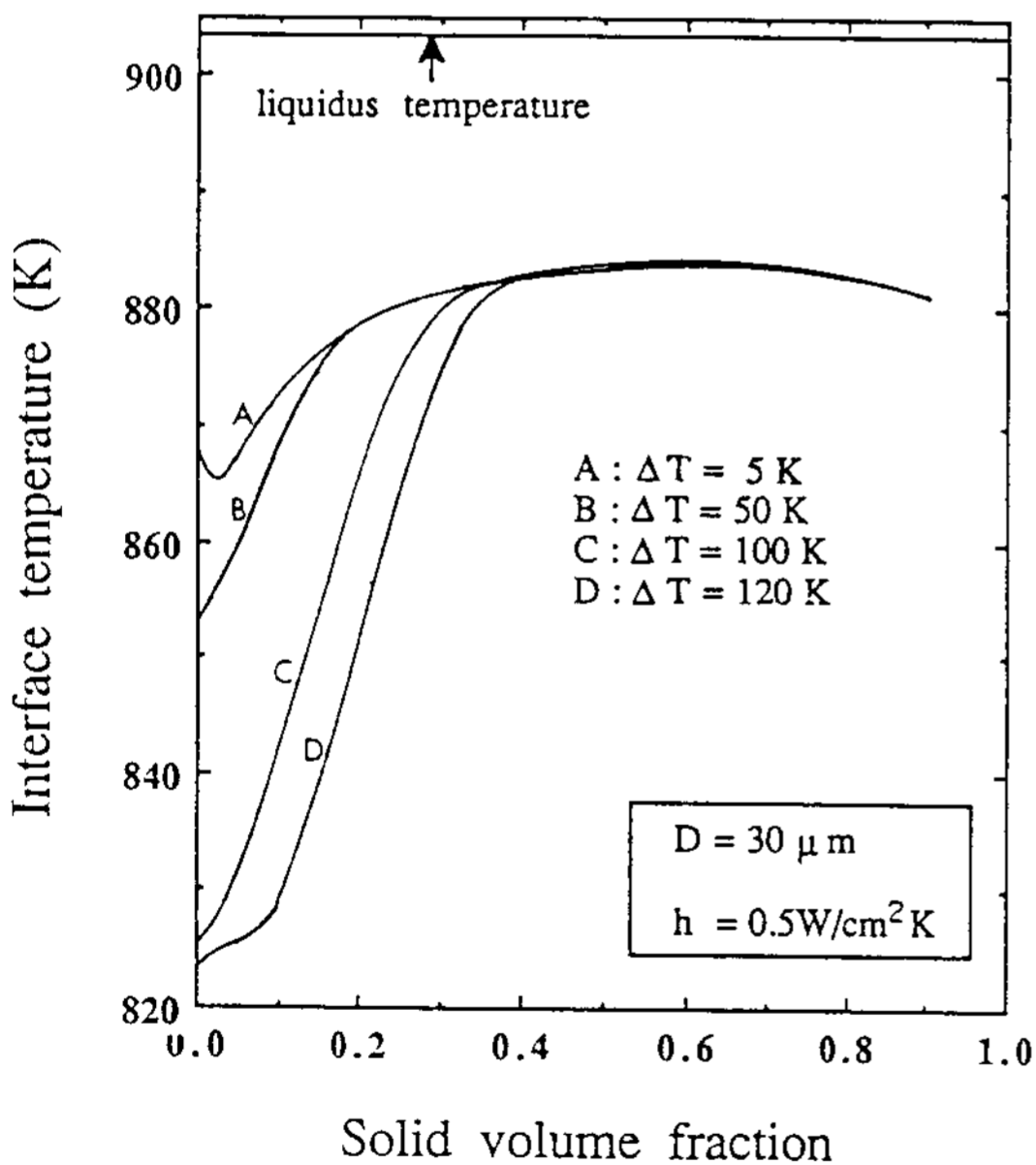


Fig. 6. The effects of initial undercooling on the interface temperature changes along the growth axis for  $D=30\mu m$  and  $h=0.5W/cm^2K$ .

린 재가열속도를 가지고 성장한다. 고상분율( $g$ )이 어느 이상 커지면(예를 들어  $\Delta T=120K$ 일 때,  $g>0.4$ ) 계면온도는  $\Delta T$ 에 무관하게 일정값에 도달한다. 이 단계에서 분말의 응고과정은  $\Delta$

$T$ 에 관계없이 뉴우토니안거동을 따른다.

Fig. 7은 Fig. 6과 동일한 조건에서 셀의 첨단반지름에 대한 초기과냉도의 영향을 나타낸 것으로,  $\Delta T$ 가 충분히 작은 경우 조차도 응고가 진행됨에 따라 미세한 조직으로부터 조대한 조직으로의 천이가 일어남을 보여준다. 또한  $\Delta T$ 가 커지면  $100\sim 200\text{\AA}$  으로부터  $0.1\mu m$  로의 첨단반지름의 천이가 더 좁은 범위의 고상분율에서 가파르게 일어난다.

Al-8wt.%Fe합금분말의 응고조직에 대한 수많은 실험결과들<sup>1~5)</sup>은 한 분말내부에서  $\alpha$ -Al셀의 간격에 천이(즉, 영역 A로부터 영역 B로의 천이)가 일어나며, 특히  $\Delta T$ 가 컸던 것으로 여겨지는 작은 분말일수록 이러한 천이는 더 급격하게 일어난다는 사실을 보여줘 왔다. 또한 영역 A에서 셀간격은  $200\sim 300\text{\AA}$  정도이며 영역 B에서의 셀간격은  $0.1\sim 1\mu m$  정도로 알려져 있다<sup>5)</sup>. Al-Fe계합금의 급속응고에서 셀간격이 첨단반지름의 약 2~3배임<sup>25)</sup>을 고려할 때 이러한 응고조직에 대한 실험적관찰결과는 앞의 계산결과와 매우 잘 일치한다.

Fig. 7에는 지적되어야 할 몇가지 점들이 더 있다. Fig. 6의 계면온도에 대한 결과처럼,  $\Delta T=0K$ 일지라도(즉, 평형액상선온도에서 핵생성이 일어나도) 결과적인 응고조직은  $\Delta T=50K$ 의 경



우와 구분되기 어렵다는 것을 의미한다. 이러한 현상의 원인은 3.4절에서 설명될 것이다.  $\Delta T = 120K$ 일 경우에는, 첨단반지름이 너무 커서(약  $0.5\mu m$  정도) Fig. 7에 나타내 질 수 없는 초기 응고영역이 존재한다. 이는 과포화고용된 열적수지상이 성장하는 영역이다. 이 경우 과포화고용체의 분율이 실험적으로 관찰되기에는 너무 작은 것으로 보인다. 그러나 다음 절에서 볼 수 있듯이 분말크기가 작을 때는 과포화고용체가 상당한 부피분율을 점유할 수도 있다.

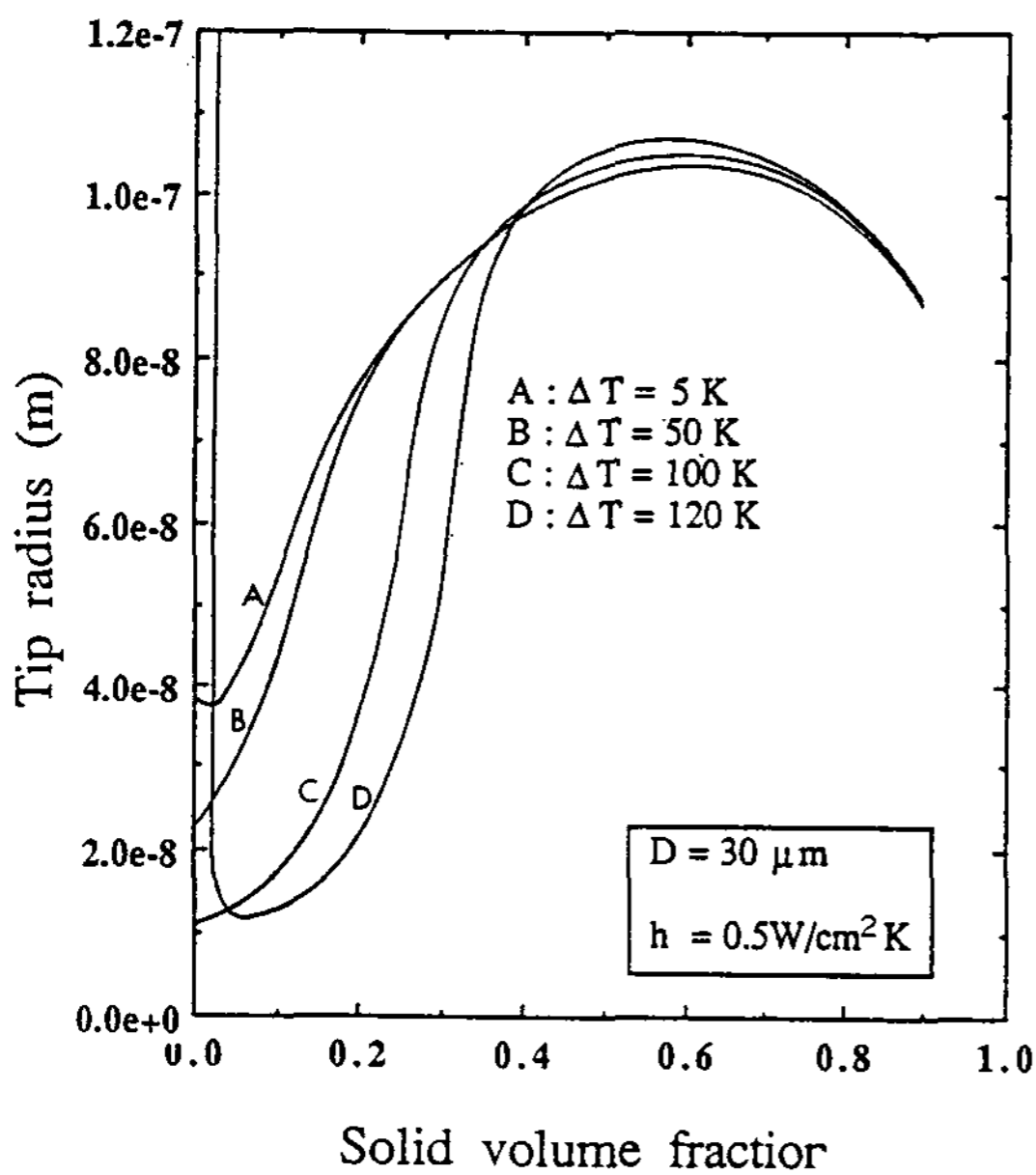


Fig. 7. The effects of initial undercooling on the tip radius changes along the growth axis for  $D = 30\mu m$  and  $h = 0.5W/cm^2K$ .

### 3.3 분말크기의 영향

Fig. 8는  $h = 0.5W/cm^2K$ 에 대해 계면온도의 변화에 대한 분말크기의 영향을 보여 준다.  $\Delta T = 5K$ 일 때는, 고상분율에 따른 계면온도의 변화 과정이 분말크기에 무관하다. 이는 전체적인 응고과정이 뉴우토니안거동을 따르기 때문이다(뉴우토니안거동에서는 고상분율에 따른 계면온도의 변화가 분말크기에 무관해야 한다<sup>14</sup>). 언뜻 보기에는 뉴우토니안거동을 나타내는 식 (28)이 분말크기  $R_0$ 에 의존하는 듯이 보이지만, 식 (28)에서  $R$ 과  $v$ 를 각각 고상분율과 고상분율 변화속도

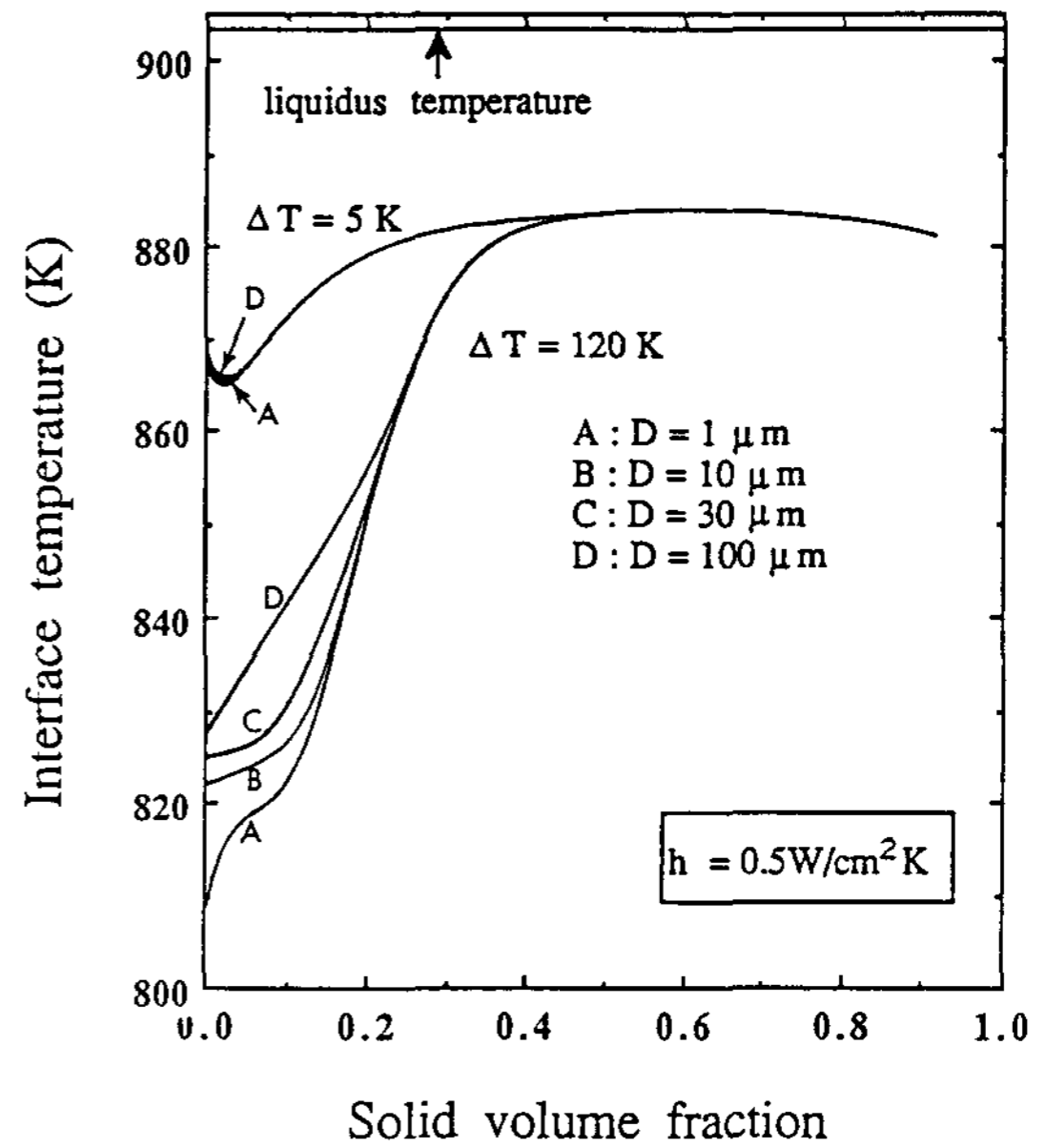


Fig. 8. The effects of droplet size on the interface temperature changes along the growth axis for  $\Delta T = 5K$  and  $120K$  and  $h = 0.5W/cm^2K$ .

의 함수들로 표현하는  $R_0$ 가 사라짐을 보여줄 수 있다). 그러나  $\Delta T = 120K$ 일 때는 응고초기에 잠열의 급격한 방출로 인해 응고과정은 비뉴우토니안거동을 따르게 되며 따라서 초기응고이력은 분말크기에 강하게 의존하게 된다. 물론 이 경우 조차 고상분율이 증가되면 잠열방출속도(즉 계면이동속도)가 감소하여 뉴우토니안거동을 따르게 된다. Fig. 9은  $\Delta T = 120K$ 일 때 첨단반지름에 대한 분말크기의 영향을 나타낸 것으로,  $30\mu m$ 보다 더 작은 분말에서는 세 영역, 즉 과포화고용체 미세한 셀(영역 A) 그리고 조대한 셀(영역 B)이 순차적으로 나타난다. 그러나 분말크기는 단지 과포화고용체의 분율에만 영향을 미친다. 특히,  $10\mu m$  이하의 분말은 실험적으로 관찰될 수 있을 만큼 충분히 큰 과포화 고용체영역을 가지고 있다.

이상과 같은 분말크기의 영향은 이미 보고된 실험결과와 다음의 두가지 점에서 일치하지 않는다. 첫째, 조직의 관찰결과<sup>5</sup>, 영역 A와 영역 B의 분율은 분말크기에 강하게 의존한다. 둘째, 가스분무된 Al-8wt.%Fe합금분말에서는 과포화 고용체의 형성에 대한 뚜렷한 증거가 제시된 적

이 없다. 첫번째의 불일치는 Fig. 9의 계산에 있어서 분말크기에 무관하게 일정한 크기의  $\Delta T$ 와  $h$ 값을 사용한다. 실제 가스분무된 분말의 응고조직에 대한 분말크기의 영향은  $\Delta T$ 와  $h$ 값의 분말크기에 대한 의존성에 기인한다<sup>5)</sup>. 만일 이들에 대한 직접적인 측정이나 합리적인 추정이 가능해 진다면, 응고조직의 형성과정에 대한 분말 크기의 영향이 더욱 분명하게 예측될 수 있을 것이다. 두번째의 불일치에 대한 기원은 설명되기 곤란하다. Boettinger 등<sup>5)</sup>은 가스분무된 Al-8wt.% Fe합금분말에서 과포화고용체의 형성가능성에 대해 검토한 바 있으며, 그들은 과포화고용체가 관찰되지 않는 이유를 열적수지상의 극히 빠른 재가열속도에 기인하리라고 추측하였다. 그러나 본 논문에서의 계산결과는 열적수지상의 극히 빠른 재가열속도에도 불구하고  $D < 10\mu m$ ,  $\Delta T > 100K$ 인 분말에서는 과포화고용체의 부피분율이 관찰가능할 정도로 충분히 커야 함을 보여주었다. 이러한 불일치의 기원에 대한 한 가능성은 실제 Al-8wt.%Fe합금의 가스분무시  $\Delta T$ 가 120K보다 충분히 작아서 과포화고용체가 생성되지 않을 수도 있다는 것이다. Boettinger 등<sup>5)</sup>은

직경이  $5\mu m$ 보다 작은 분말의 조직이 영역 A로만 구성되어 있음을 들어, 적어도 이 분말들은 핵생성이 초과냉(hypercooling)된 상태에서 이루어졌음을 주장하였다. 그러나 다음 절에서 보여 주듯이 100%의 영역 A조직이 얻어졌다고 해서 이것이 항상 초과냉조건을 만족할 정도로 크게 과냉되었음을 의미하는 것은 아니며, 충분히 작은 과냉에서도 동일조직이 형성될 수 있다.

### 3.4 열전달계수의 영향

앞절에서는 열전달계수  $h$ 가  $0.5W/cm^2K$ 의 값을 갖는 경우에 대하여 검토하였다.  $h$ 가 이보다 작을 경우에는 셀의 첨단반지름과 계면온도가 상승할 뿐, 전반적인 경향은 앞의 결과와 동일하다. 그러나  $h$ 가  $0.5W/cm^2K$ 보다 클 경우에는 앞과는 상당히 다른 거동을 보여준다.

Fig. 10은  $D=30\mu m$ ,  $h=5.0W/cm^2K$ 일 때, 고상분율에 따른 계면온도의 변화를 보여준다.  $\Delta T$ 가 5K일 때 핵생성 직후 계면온도는 835K(계면과냉도 70K)까지 급격히 감소한다. 반대로  $\Delta T$ 가 120K일 때는 핵생성 직후 계면온도가 825K(계면과냉도 80K)까지 급상승한다(상승속도가 너무 빨라 Fig. 10에서는 상승과정을 나타낼 수 없다). 이러한 계면온도의 급격한 변화 후, 계면온도는 비교적 완만한 재가열과정에 과정을 거쳐  $g=0.4$  부근에서 일정온도에 도달한다. 이 그림에서 가장 흥미있는 결과는 비록 초기과냉도  $\Delta T$ 가 5~120K의 넓은 범위에 걸쳐 서로 다르게 주어졌다 해도 핵생성 직후의 실질적인 계면온도는 불과 10K의 차이를 보인다는 점이다. 이는  $h=5.0W/cm^2K$ 일 때는 전체적인 계면온도이력이  $\Delta T$ 보다는  $h$ 에 의해 지배됨을 의미한다. Fig. 11은 Fig. 10에 대응하는 첨단반지름의 변화를 나타낸 것으로,  $\Delta T=120K$ 일 때 약간의 과포화고용체가 형성되는 것을 제외하고는  $\Delta T$ 는 첨단반지름에 대해 거의 영향을 미치지 못한다. 또한, 첨단반지름은 전체응고과정을 통해  $110\sim 280\text{\AA}$  범위의 작은 값을 가지고 있다. 따라서, 비록 아직 Al-8wt.%Fe합금에서 영역 A와 영역 B 사이의 천이조건이 정확하게 밝혀지지 않았다고 해도, 이 결과는 초기과냉도  $\Delta T$ 에 무관하게 높은  $h$ 값에 의해 영역 A(마이크로 셀)만으로 구성된 조직이 형성될 수 있는 가능성을 보여준다. 특히

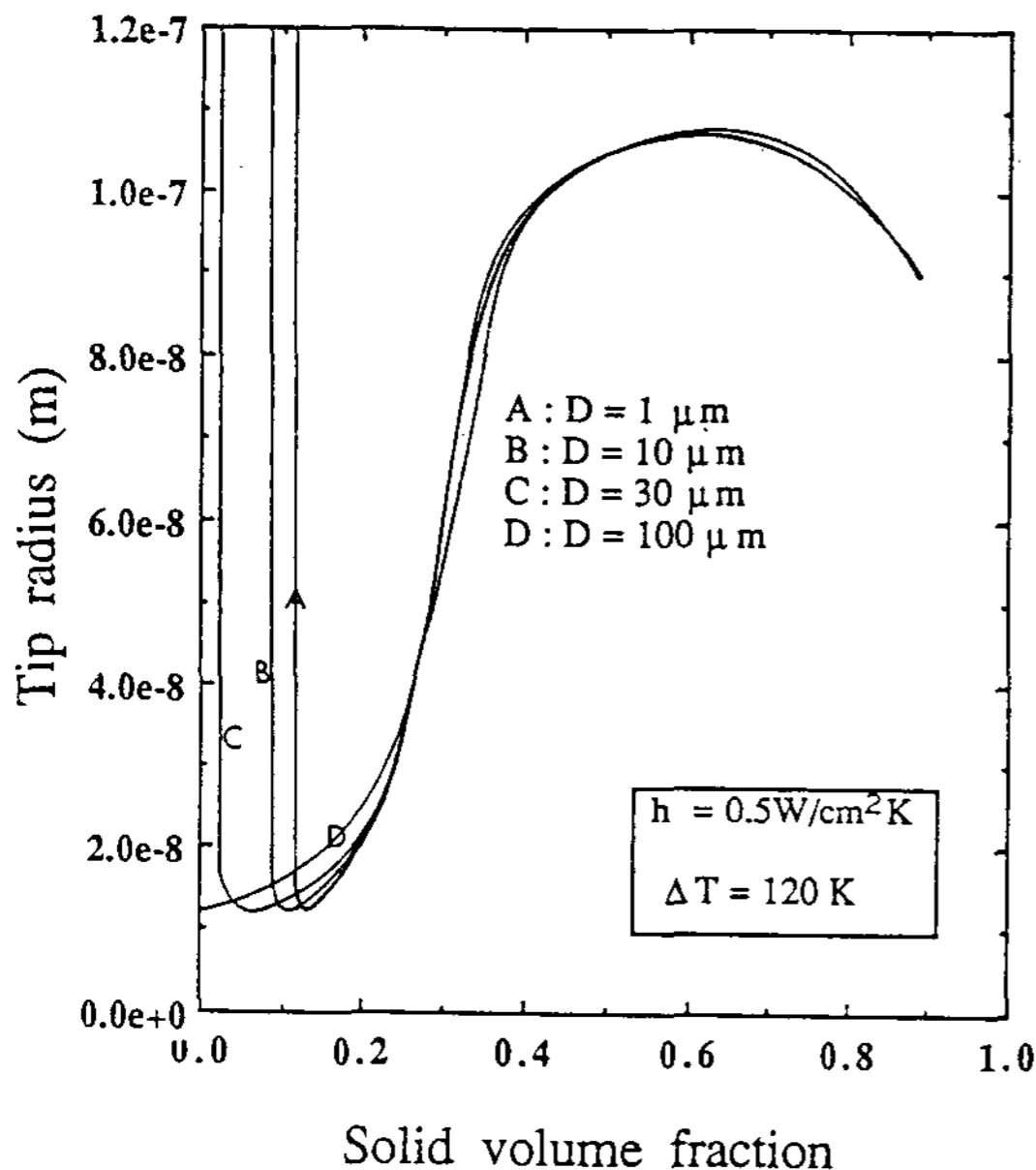


Fig. 9. The effects of droplet size on the tip radius changes along the growth axis for  $\Delta T=120K$  and  $h=0.5W/cm^2K$

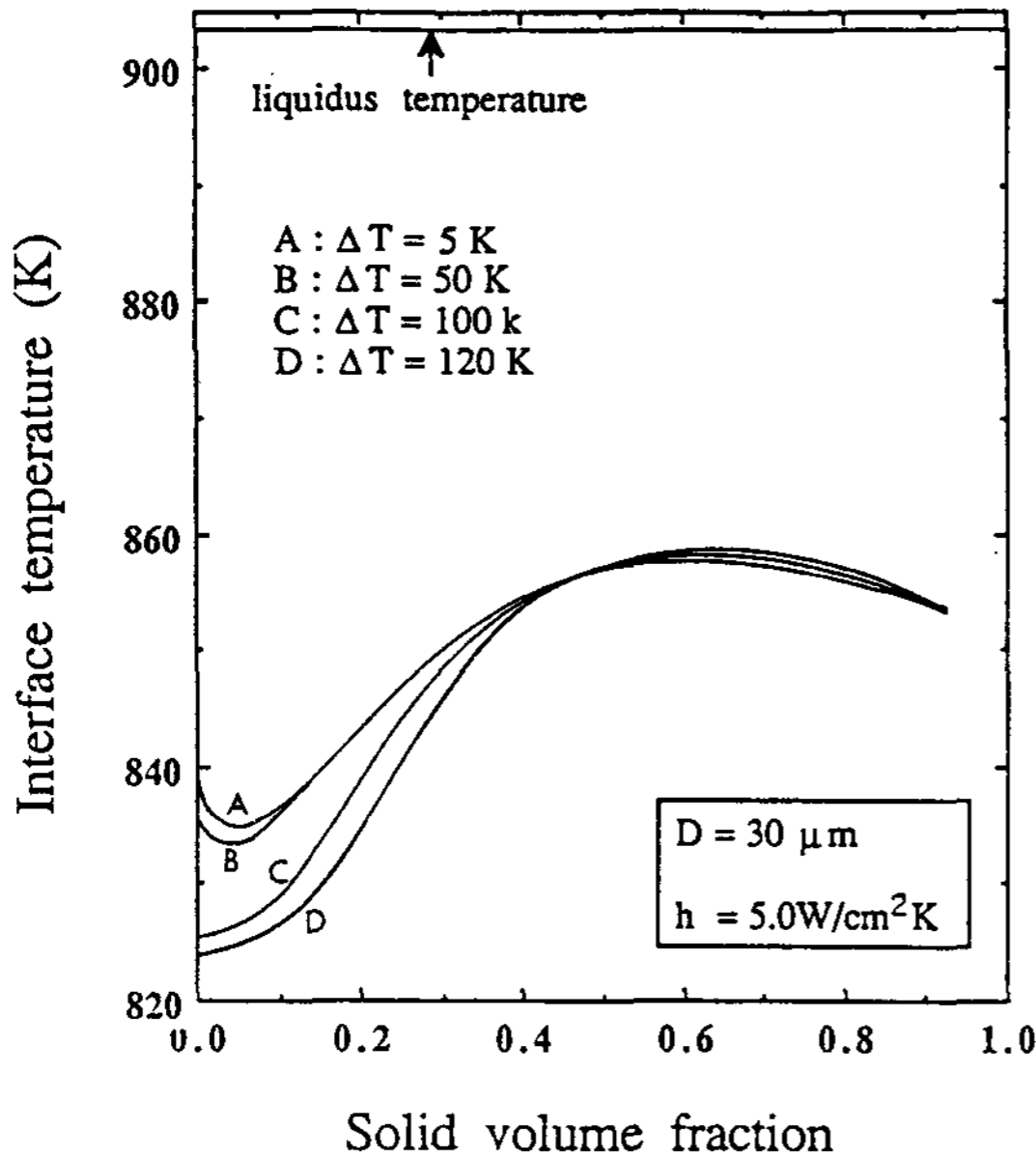


Fig. 10. The effects of initial undercooling on the interface temperature changes along the growth axis for  $D=30\mu\text{m}$  and  $h=0.5\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ .

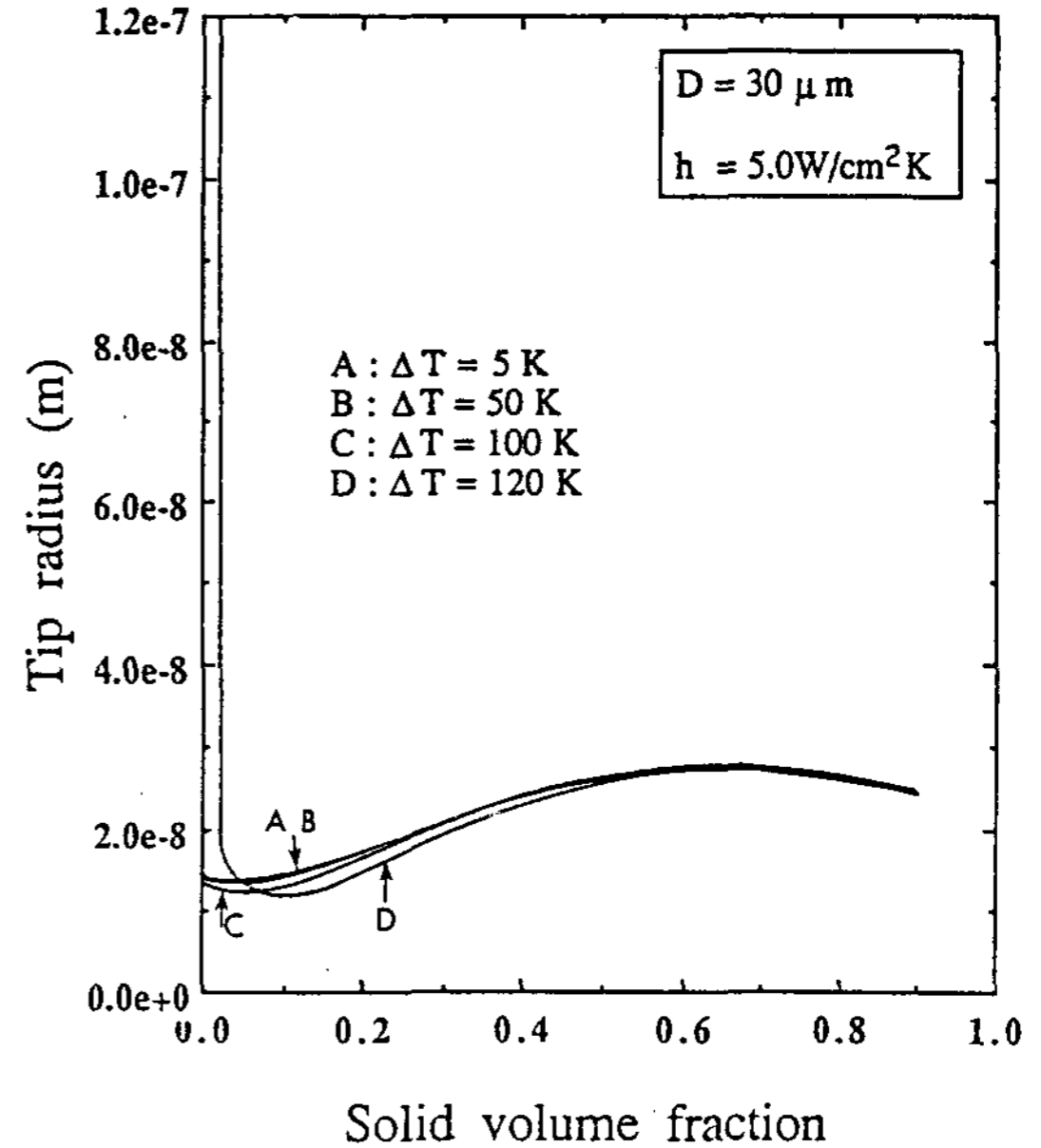


Fig. 11. The effects of initial undercooling on the tip radius changes along the growth axis for  $D=30\mu\text{m}$  and  $h=0.5\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ .

가스분무시  $h$ 가 분말크기의 감소에 따라 증가한다는 점을 고려할 때, 큰  $h$ 값을 갖는 미세한 분말에서 100% 영역 A조직이 얻어질 수 있다고 생각된다. 물론 Boettinger 등<sup>5)</sup>이 주장한 바와 같이  $h$ 값에 무관하게 분말이 초과냉(hypercooling)된 경우에도 동일조직이 얻어질 수 있다. 그러나 이것은 핵생성이전에  $\alpha$ -Al액상선온도로부터 최소한 340K 정도 과냉된 경우에만 가능하며, 이 정도로 큰 과냉도가 Al합금에서 얻어졌다는 어떠한 예도 제시된 바 없다.

$D=30\mu\text{m}$ ,  $h=5.0\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$  조건에서 과냉도  $\Delta T$ 가 5K로 주어졌을 때 핵생성 이후 계면온도의 변화(점선)와 분말내부에서 성장축방향을 따른 온도분포의 변화(실선)를 Fig. 12에 나타냈다. 이 그림에서 가로축은 분말의 반경( $R_0$ )에 대한 성장축방향으로의 거리( $z$ )의 비율이다. 분말표면상의 한점에서 핵생성이 일어난 직후에는 잠열이 방출되는 고액계면의 면적( $S$ )이 작을 뿐 아니라 작은 과냉도 때문에 성장속도( $v$ )도 느리다. 이는 핵생성 직후에는 잠열의 방출속도( $s \cdot v$ )에 비해 분말표면에서의 엔탈피제거속도가 훨씬 크다는

것을 의미하며, 따라서 고액계면과 분말내부의 온도는 Fig. 12와 같이 급격히 감소한다. 고상분율( $g$ )이 0.001일 때 고액계면의 과냉도는 벌써 60K(도달되는 최대과냉도 70K의 85%에 해당)에 이르나, 분말내부에서의 온도차이는 3K에 불과하다. 즉 과냉의 대부분이 뉴우토니안 냉각과정을 통해 얻어진다.  $g=0.02$ 가 되면 계면과냉도, 계면이동속도 및 계면온도구배 등이 최대로 되며 이 순간에 계면에서의 잠열방출속도와 계면주위로의 엔탈피제거속도가 거의 균형을 이루게 된다. 응고가 더이상 진행되면 전형적인 재가열과정(recalescence)을 거쳐,  $g=0.4$  부근에서는 온도구배가 거의 사라지고 계면온도는 거의 일정한 값에 도달한다.

이상과 같은 분말의 온도이력에서 큰  $h$ 값은 두가지의 중요한 역할을 한다. 즉, 첫째로 초기과냉도가 작을 경우 큰  $h$ 값은 핵생성 직후에 분말의 온도를 급격히 감소시켜서 마치 초기과냉도가 컸었던 것처럼 보이게 해준다. 둘째로 뉴우토니안거동을 따르는 응고후기과정의 이력은 전적으로  $h$ 에 의해 지배되므로 큰  $h$ 값은 응고후기조

직을 미세하게 해준다. 이 결과 핵생성 직후 계면온도가 급격히 감소하면서 형성되는 무시할 수 있는 분율(0.001 이하)의 조대한 과포화용체 조직을 제외하고는, 전체적으로 매우 미세한 응고조직이 형성될 수 있다. 이와는 달리 급속응고에서 또다른 중요한 인자인 초기과냉도  $\Delta T$ 는 핵생성된 이후부터 재가열과정(recalescence)이 끝날 때까지의 응고조직에만 영향을 미칠 수 있으며 Fig. 12에 보여준 바와 같이 이러한  $\Delta T$ 의 영향 조차도  $h$ 가 클 때는 거의 무시될 수 있다. 또한  $\Delta T$ 가 크고  $h$ 가 작은 경우에는 비록 초기조직은 큰  $\Delta T$ 효과에 의해 미세해지나 재가열과정이 끝난 후의 응고조직은 작은  $h$ 효과에 의해 매우 조대해질 것이다. 따라서 미세하고 동시에 균일한 응고조직을 갖는 Al-8wt.%Fe합금분말을 얻고자 한다면 핵생성 이전의 과냉도를 크게 해주는 방법보다는 가스와 분말 사이에 열전달계수를 크게 해주는 방법이 더 바람직할 것이다.

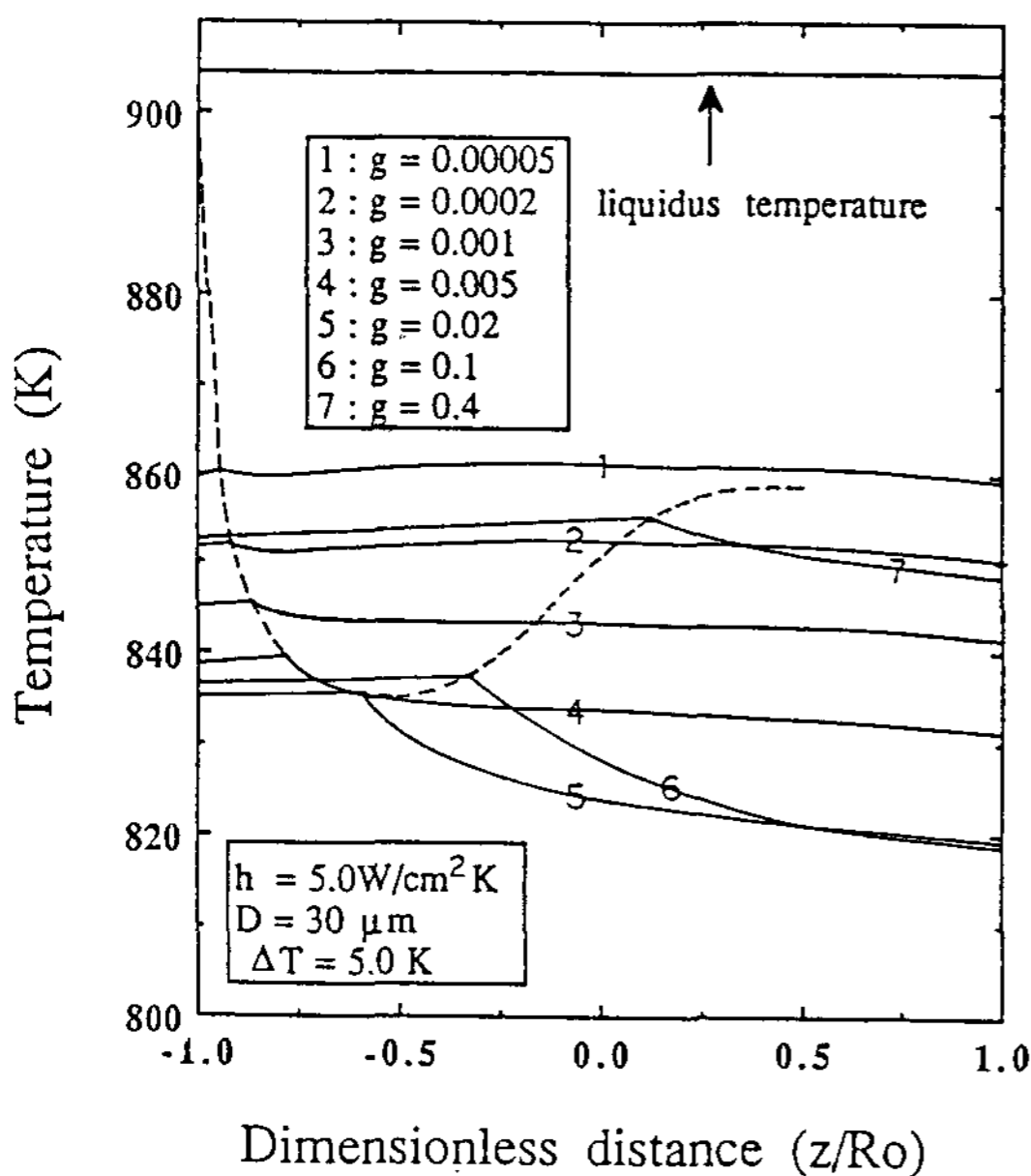


Fig. 12. Temperature profiles changes inside a droplet of  $30\mu\text{m}$  diameter as solidification progresses for  $h=5.0\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$  and  $\Delta T=5.0\text{K}$ . Dotted curves is the trace of the interface temperature change along the growth axis. Horizontal axis is the ratio of the distance along the growth axis from the nucleation point,  $z$  to the droplet radius,  $R_0$ .

### 3.5 마이크로셀과 셀조직의 부피분율

서론에서 언급한 바와 같이 Al-8wt.%Fe합금을 급속응고시키면 냉각속도의 감소에 따라 마이크로셀( $\alpha$ -Al), 셀( $\alpha$ -Al), 공정( $\alpha$ -Al과  $\text{Al}_6\text{Fe}$ ) 및  $\text{Al}_3\text{Fe}$ 상 등이 순차적으로 나타난다. 여기서 최종가공된 소재의 기계적 성질에 가장 큰 영향을 미치는 것은 마이크로셀, 셀조직 및 기타조직의 부피분율이다. 따라서 본절에서는 주어진 크기( $30\mu\text{m}$ )의 분말에 대해 이 부피분율들이  $h$ 와  $\Delta T$ 에 어떻게 의존하는지를 예측하고자 한다. 이를 위해서는 먼저 마이크로셀과 셀이 형성될 수 있는 조건이 요구된다. Hughes와 Jones<sup>32)</sup>는 Al-6wt.%Fe합금의 방향성응고에 대한 실험에서 계면이동속도가  $1\text{cm}/\text{sec}$ 보다 더 클 때  $\alpha$ -Al의 셀조직이 그리고 그 이하의 속도에서는 공정( $\alpha$ -Al과  $\text{Al}_6\text{Fe}$ ) 및  $\text{Al}_3\text{Fe}$  등이 나타난다고 보고한 바 있다. 따라서 본 논문에서는 과냉된 Al-8wt.%Fe합금의 경우에도  $\alpha$ -Al 셀조직의 출현에 대해 동일조건이 적용된다고 가정한다.  $\alpha$ -Al 마이크로셀조직과 셀조직 사이의 천이는 3.2절에서 언급한 것처럼 조직상의 근본적인 변화가 아니라 단지 그 간격(또는 침단반지름)의 급격한 변화를 의미한다. 이 변화는 Fig. 7에서 볼 수 있듯이  $300\text{\AA}$ 의 침단반지름부근에서 가파르게 일어나며, 이에 대응하는 계면이동속도는  $7.8\text{cm}/\text{sec}$ 이다. 따라서 우리는 이 속도 이상에서는 마이크로셀이 그리고 그 이하의 속도에서는 셀이 성장한다고 가정한다.

Fig. 13은  $h$ 와  $\Delta T$ 의 변화에 따른 마이크로셀과 셀을 합친 부피분율( $g_a$ )과 마이크로셀만의 부피분율( $g_\Lambda$ )의 변화를 나타낸 것이다. 이 그림에서는 각각  $h$ 와  $\Delta T$ 에 의해 주로 지배되는 두지역이 뚜렷이 구분된다. 즉  $g_a$ 는  $h < 0.1\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ 일 때는  $\Delta T$ 에 의해, 그리고  $h > 0.1\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ 일 때는 주로  $h$ 에 의해 지배된다. 또한  $g_\Lambda$ 는  $h = 1\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ 를 경계로 하여 그 이상에서는  $h$ 에 의해 그리고 그 이하에서는  $\Delta T$ 에 의해 지배된다. 특히,  $h > 0.7\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ 이면 분말 전체가 공정상이나  $\text{Al}_3\text{Fe}$ 초정상이 없이  $\alpha$ -Al의 마이크로셀과 셀의 혼합조직으로 응고될 수 있으며,  $h > 4.0\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$ 이면 분말 전체가 마이크로셀조직(영역 A 조직)만으로 응고될 수 있다. 가스분무과정에서 열전달계수  $h$ 에 대한 정확한 측정값이 거의 보



- (1986) 211
3. Y. W. Kim and F. H. Froes : in Undercooled Alloy Phases, E. W. Collings and C. C. Koch, eds., TMS-AIME, New Orleans, LA (1986) 395
  4. J. H. Perepezko, S. E. Fine and A. E. Starke, Jr., eds., ASTM-STM 890, Philadelphia, PA (1986) 118
  5. W. J. Boettinger, L. Bendersky, and J. G. Early : Metall. Trans. A, 17A (1986) 781
  6. M. G. Chu and D. A. Granger : Metall. Trans. A, 21A (1990) 205
  7. D. J. Skinner, R. L. Bye, D. Raybould, and A. M. Brown : Scripta Metall., 21 (1986) 118
  8. R. F. Cochrane, P. V. Evans, and A. L. Greer : Mats. Sci. & Eng., 98 (1988) 99
  9. C. M. Adam, V. R. V. Ramanan, and D. J. Skinner : in Undercooled Alloy Phases, E. W. Collings and C. C. Koch, eds., TMS-AIME, New Orleans, L.A. (1986) 59
  10. J. D. Cotton and M. J. Kaufman : Metall. Trans. A, 22A (1991) 927
  11. M. Gremaud, M. Carrard, and W. Kurz : Acta Metall. Mater., 38 (1990) 2587
  12. M. Carrard, M. Gremaud, M. Zimmermann, and W. Kurz : Acta Metall. Mater., 40 (1992) 983
  13. 신성호, 김성균, 나형용 : 대한금속학회지, 30 (1992) 317
  14. C. G. Levi and R. Mehrabian : Metall. Trans. A, 13A (1982) 221
  15. J. Lipton, M. E. Glickman, and W. Kurz : Mats. Sci. & Eng., 65 (1984) 57
  16. W. Kurz, B. Giovanola, and R. Trivedi : Acta Metall., 34 (1986) 823
  17. W. Kurz and J. D. Fisher : Fundamentals of Solidification, Trans. Tech. Publication, CH-4711 Aedermannsdorf, Switzerland (1982) 1158
  19. W. J. Boettinger and S. R. Coriell : in Science and Technology of the Undercooled Melt, P. R. Sahm, H. Jones, and C. M. Adam, eds. Martinus Nijhoff Publication, Dordrecht (1986) 80
  20. J. L. Murray : Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 19 (1983) 249
  21. K. Eckler, R. F. Cochrane, D. M. Herlach, and B. Feuerbacher : Mats. Sci. & Eng., A133 (1991) 702
  22. R. Willnecker, D. M. Herlach, and B. Feuerbacher : Appl. Phys. Lett., 56 (1990) 324
  23. M. Suzuki, T. J. Piccone, M. C. Flemings, and H. D. Brody : Metall. Trans. A, 22A (1991) 2761
  24. S.R. Coriell and D. Turnbull : Acta Metall., 30 (1982) 2135
  25. S. Z. Lu, J. D. Hunt, P. Gilgieu and W. Kurz : Acta Metall. Mater, Submitted
  26. M. Rappaz : Int. Mater. Rev., 34 (1989) 93
  27. B. Giovanola and W. Kurz : Metall. Trans. A, 21A (1990) 260
  28. B. Giovanola and W. Kurz : Z. Metallkde., 82 (1991) 83
  29. S. G. Kim, S. H. Shin, T. Suzuki and T. Umeda : Mater. Sci. & Eng., in press
  30. 신성호 : 서울대학교 박사학위 논문 (1988)
  31. C. DeW. Van Sichen and W. G. Wolfer : Acta Metall. Mater., 40 (1992) 2091
  32. I. R. Hughes and H. Jones : J. Mater. Sci., 11 (1976) 1781