

第4章 沸騰限界熱流束のメカニズムのモデル化

第1節 緒論

4-1-1 まえがき

限界熱流束の発生メカニズムについては、現在も活発な議論がなされている。また、限界熱流束の発生には、気泡の成長に直接関わる気泡下部液膜が重要な因子となっていることは周知の事実である。第2章より気泡下部液膜内には約 $\pm 20\text{kPa}$ の圧力変動があり、第3章第1節から気泡下部液膜厚さは $0\sim 300\mu\text{m}$ の時間変化を繰り返していることが分かった。さらに第3章、第5節及び第6節の結果から、気泡形状変化、気泡下部液膜内の圧力変化、気泡下部液膜厚さの変化の関係が明らかになった。この関係を元に、定性的なブール沸騰限界熱流束近傍の沸騰メカニズムを、

上昇蒸気流と液体界面に生じる Helmholtz 不安定 \rightarrow 気泡形状変化 \rightarrow 気泡下部液膜内の圧力変化 \rightarrow 気泡下部液膜厚さの変化 \rightarrow 熱流束変化

と言う過程で説明するモデルを立てる。このモデルは Helmholtz 不安定 1/4 波長分で沸騰現象を説明するため、上向き面、下向き面など多様な伝熱面における沸騰現象を統一的に説明でき、沸騰メカニズムの定式化が行える。また沸騰限界熱流束の増大を目指す研究の方向性を見出す事ができる。

4-1-2 従来の研究

現在、限界熱流束の近傍の沸騰メカニズムについては、Zuber モデル⁽⁶⁾、原村・甲藤モデル⁽⁷⁾などの代表的モデルが提案されている。

Zuber モデルは、Taylor 不安定と Helmholtz 不安定による蒸気柱の蒸気速度が限界に達し、限界熱流束が発生するというモデルであり、原村・甲藤モデルは気泡下部の液膜に微少な蒸気茎を仮定し、蒸気茎の蒸気と液膜との Helmholtz 不安定により液膜厚さを決定し、伝熱面上で気泡離脱までの時間と、その液膜が乾くまでの時間が一致したときに限界熱流束が発生するというモデルである。

また、近年Dhirらは、これら二つのモデルをもとに気泡下部液膜厚さを考慮した沸騰熱伝達モデル⁽⁸⁾を提案している。このモデルは、「気泡はキャピティから成長し、限界熱流束近傍において気泡の直径が最大値になった時に安定形態をとる。気泡下部液膜の蒸発が茸状気泡を支えていて、気泡は制止しており、気泡柱周辺の流れや熱過程は定常状態で起こる。気泡が安定状態にあるとき、茸状気泡の気液界面の側壁が伝熱面と直角を成しているとして、液膜への液体供給を作る出す圧力勾配は、気泡柱周方向半径が変わることによって生じる。壁面過熱度があがると蒸発速度が増し、毛細管力は短い濡れ面長さに必要な分

の流入量を維持することしかできない。このことにより、限界熱流束に達する」というものである。

これらの沸騰モデルは静的なものであり、第2章及び第3章で測定した気泡下部液膜内圧力変動及び気泡下部液膜厚さ変動を説明することができない。また気泡形状、気泡下部液膜内圧力そして気泡下部液膜厚さ変動の関係を説明することができない。

第2節 気泡形状、液膜内圧力、及び液膜厚さの時間変化の関係

4-2-1 気泡形状の時間変化と気泡下部液膜内圧力変動の計算

第3章第5節にて、気泡下部液膜の時間的変化と高速度ビデオカメラによる気泡の観察を行い、気泡形状と液体の供給と排出の関連を検討した。これにより、気泡下部縁における気泡下部縦断面方向の曲率と、気泡下部液膜厚さの關係に着目し、気泡の端部より主に表面張力の影響で液体が気泡下部に出入りすると言う可能性があることを述べたが、これを液体供給メカニズムのモデル化を行っている Dhir らのモデルを参考に液体排出も含めて考察した。

Dhir らのモデルは、蒸気圧と液体圧力の気液界面の力学方程式に基づいて、気泡下部液膜の液体界面の圧力分布から、液体流れの運動量の式を解き、液膜の半径方向の平均速度を計算している。

蒸気圧 p_g と液体の圧力 p_l との關係は気液界面の力学方程式により求まる。気液界面の運動量変化により生まれる力は、気液の圧力差により生まれる力と表面張力と分離力の合力により釣り合っていることを、下式に示す。

$$\rho_g u_g^2 - \rho_l u_l^2 = P_l - P_g + \sigma_{lg} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - P_d \quad (22)$$

式(22)の分離圧 p_d はファンデルワールス力により生じる。大変薄い液膜になるとファンデルワールス力や、静電気力を考慮しなくてはならない。Israelachvili (1992)の指摘するところによると、静電気力は 10^{-9}m (10\AA) 以下の薄さで重要となってくる。Derjaguin (1957)は極のない液体における、分離圧と平坦な液膜の厚さとの關係を定義した。分離圧は下式のようなになる。

$$P_d = -\frac{A}{\delta^3} \quad (23)$$

A はファンデルワールス力を説明するハマーカー一定数である。極性がある液体に関しては単純双極子、誘導双極子の相互作用が起こり、これは距離の6倍に反

比例する。しかしながら双極子の相互作用は加法せずともよく、全体的な寄与は急激に減少する。このためこの解析では相互作用による力は無視できる。ハマーカー一定数の正負は液膜が表面を全て覆っているか否かによる。完全に伝熱面が濡れているとするとハマーカー一定数はだいたい 10^{-20} J 程度である。

式(22)において左辺は表面の液体の蒸発における運動量の変化を表す。蒸発質量と蒸発によって消費される液体の質量は等しいため、

$$\rho_g u_g = \rho_l u_l \quad (24)$$

となる。なお低圧力において $\rho_g \ll \rho_l$ のため液体の慣性は蒸気の慣性と比べて小さく、無視する事が出来る。蒸発体積割合は、熱流束 q_c を用いて次のように表される。

$$\rho_g u_g = \frac{q_c}{h_{lg}} \quad (25)$$

式(24)及び(25)より、

$$u_l = \frac{q_c}{\rho_l h_{lg}} \quad (26)$$

式(22)より、

$$P_l = -\sigma_{lg} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + \rho_g u_g^2 - \rho_l u_l^2 + P_d + P_g \quad (27)$$

と表せる。式(23), (26)を式(27)に代入し、 r 方向に微分すると、液体の圧力勾配が求まる。

($P_g = P_0 - \rho_g g \delta$)より

$$P_l = -\sigma_{lg} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + \frac{q_c^2}{\rho_g h_{lg}^2} - \frac{q_c^2}{\rho_l h_{lg}^2} - \frac{A}{\delta^3} + P_0 - \rho_g g \delta \quad (28)$$

ここで $K = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$ とする (Fig. 26 参照)。

$$\frac{dP_l}{dr} = -\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - \rho_g g \frac{d\delta}{dr} \quad (29)$$

$$\frac{dP_l}{dr} = -\frac{d\sigma_{lg}}{dr} K + \sigma_{lg} \frac{dK}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - \rho_g g \frac{d\delta}{dr} \quad (30)$$

式(30)に示す、気泡下部液膜における液体の圧力勾配は、

第一項：界面温度変化により生まれる表面張力の勾配

第二項：曲率変化による表面張力の勾配

第三項：界面より蒸発する蒸気の反力の効果

第四項：分子間力による効果

第五項：気泡膜厚さの変化にから生ずる位置エネルギーの差により生ずる効果

によるものである。

4-2-2 液体供給（排出）速度計算

気泡下部液膜における液体流れの運動量の式を求める。慣性力は無視することにより、

$$\mu_l \frac{d^2 u_l}{dZ^2} = -\frac{dP_l}{dr} - \rho_l g \frac{d\delta}{dr} \quad (31)$$

μ_l は液体の粘性係数。 u_l は半径方向の液体速度。式(31)における左辺は粘性による摩擦力、右辺第一項は圧力変化、第二項は浮力を表す。また u_l は下記の境界条件に支配され、伝熱面から気液界面にかけて一次の速度勾配を持つ。

$$\begin{aligned} Z=0, \quad u_l &= 0 \\ Z=\delta, \quad du_l/dZ &= 0 \end{aligned} \quad (32)$$

ここで、気泡の抗力は大変小さいものとなるという仮定のもとに、力学的境界条件は $Z=0$ となっている。式(29) (31)と、式(32)で与えられた境界条件により、マクロ/ミクロ液膜の半径方向外向き微小平均速度が求まる。

$$\int d^2 u_l = -\int \left\{ \frac{1}{\mu_l} \left(-\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - \rho_g g \frac{d\delta}{dr} \right) + \frac{\rho_l g}{\mu_l} \frac{d\delta}{dr} \right\} dZ^2 \quad (33)$$

これを積分すると、

$$\frac{du_i}{dZ} = -\frac{Z}{\mu_1} \left(-\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} + (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) + C \quad (34)$$

ここで境界条件から、

$$Z = \delta, \frac{du_i}{dZ} = 0 \text{より}$$

$$C = -\frac{\delta}{\mu_1} \left(\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} - \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} - \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) \quad (35)$$

式(34)を積分する。

$$\begin{aligned} u_i = & -\frac{Z^2}{2\mu_1} \left(-\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} + (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) \\ & - \frac{\delta Z}{\mu_1} \left(\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} - \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} - \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) \end{aligned} \quad (36)$$

半径 r における厚さ方向の平均速度は

$$\begin{aligned} \bar{u}_i = & -\frac{1}{\delta} \int_0^\delta \left\{ \frac{Z^2}{2\mu_1} \left(-\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} + (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\delta Z}{\mu_1} \left(\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} - \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} - \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) \right\} dZ \\ = & -\left(\frac{\delta^2}{2\mu_1} - \frac{\delta^2}{6\mu_1} \right) \left(\frac{d(\sigma_{lg} K)}{dr} - \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} - \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \right) \end{aligned} \quad (37)$$

液体供給（排出）速度は次のように定義できる。

$$\bar{u}_i = -\frac{\delta^2}{3\mu_1} \frac{d\sigma_{lg}}{dr} K - \frac{\delta^2}{3\mu_1} \sigma_{lg} \frac{dK}{dr} + \frac{2\delta^2}{3\mu_1} \frac{q_c}{\rho_l h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{A}{\mu_1 \delta^2} \frac{d\delta}{dr} + \frac{\delta^2}{3\mu_1} (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr} \quad (38)$$

- 第1項：液膜厚さが変化し、気液界面の温度差が半径方向に減少、それによって表面張力が増大（マランゴニ効果）する事により生ずる速度、
 - 第2項：気泡下部の曲率変化により生ずる速度、
 - 第3項：蒸気泡が液膜を押し出す力により生ずる速度、
 - 第4項：液体の分子間力により生ずる速度、
 - 第5項：液体と気泡の質量差が生む位置エネルギーにより生ずる速度、
- ここで実験値より最小曲率半径 K を $0(10^{-6})$ とし、オーダー計算を行った。これを Table 2 に示す。

Table2: Order estimation of the velocity [m/s] from the bubble shape in CHF region during liquid supply and discharge

\bar{u}_i	$\frac{\delta^2}{3\mu_l} \frac{d\sigma_{lg}}{dr}$	$-\frac{\delta^2}{3\mu_l} \sigma_{lg} \frac{dK}{dr}$		$\frac{2\delta^2}{3\mu_l} \frac{q_l}{\rho_l h_{fg}} \frac{dq_l}{dr}$	$\frac{\Delta}{\mu_l \delta^2} \frac{d\delta}{dr}$	$\frac{\delta^2}{3\mu_l} (\rho_l - \rho_g) g \frac{d\delta}{dr}$
		$\frac{\delta^2}{3\mu_l} \sigma_{lg} \left(\frac{1}{r_1}\right)$	$\frac{\delta^2}{3\mu_l} \sigma_{lg} \left(\frac{1}{r_2}\right)$			
Supplying process	$\frac{\delta^2}{3\eta_l} K = O(10^{-3})$	$= -O(10^{-1})$		$-\frac{\delta^2}{3\eta_l} \frac{q_l}{\rho_l h_{fg}} = -O(10^{-3})$	$O(10^{-6})$	$\sim -O(10^{-3})$
		$= O(10^{-13})$	$= -O(10^{-1})$			
Discharging process	$\frac{\delta^2}{3\eta_l} K = O(10^{-3})$	$= O(10^{-1})$		$-\frac{\delta^2}{3\eta_l} \frac{q_l}{\rho_l h_{fg}} = -O(10^{-3})$	$O(10^{-6})$	$\sim -O(10^{-3})$
		$= O(10^{-11})$	$= O(10^{-1})$			

この計算により、気泡下部液膜への液体供給及び排出は主に第二項気泡下部曲率の変化により生ずることが分かる。

4-2-3 気泡下部液膜内圧力の計算

式(30)より、気泡下部液膜における液体の圧力勾配は、

$$\frac{dP_l}{dr} = -\frac{d\sigma_{lg}}{dr} K + \sigma_{lg} \frac{dK}{dr} + \frac{2q_c}{\rho_g h_{lg}^2} \frac{dq_c}{dr} + \frac{3A}{\delta^4} \frac{d\delta}{dr} - \rho_g g \frac{d\delta}{dr}$$

である事は先に示した。第一項について、まず気液界面温度による表面張力の変動を求める。表面張力は次の一次方程式により求まる。

$$\sigma_{lg} = \sigma_{sat} \left(1 - \frac{1.22(T_{lg} - T_{sat})}{T_c} \right) \quad (45)$$

ただし T_c は臨界温度である。気液界面温度 T_{lg} はほぼ飽和蒸気温度 T_{sat} に等しいとすると、 $\frac{d\sigma_{lg}}{dr} \approx 0$ であるため、第一項は無視できる。

第三項については、気泡下部液膜を貫く熱流束 q_c は、エネルギー方程式により求まる。ただし対流条件、放射伝導、粘性ロスは無視できるものとする。 z 方向において、次のような線形の温度分布が存在する。
式(21)より

$$q_c = \frac{\lambda_l(T_w - T_{lg})}{\delta} \quad (46)$$

ここでも、気液界面温度 T_{lg} はほぼ飽和蒸気温度 T_{sat} に等しいとすると、 $T_w - T_{lg} = \Delta T$ (伝熱面過熱度) で気泡下部の気液界面においてほぼ一定である。また気泡下部において液膜厚さはほぼ一定と考えると、

$$\frac{dq_c}{dr} = \frac{-\lambda_l \Delta T}{\delta^2} \frac{d\delta}{dr} \approx 0 \text{ となり、第三項も無視できる。}$$

第四項については分子間力の影響の出る液膜厚さのオーダーではないため、無視できる。

第五項についても $\frac{d\delta}{dr} \approx 0$ より、無視できる。

このため圧力の計算は第二項のみを用いる。

よって半径方向の圧力勾配は式(30)より、

$$\frac{dP}{dr} = \sigma_{lg} \frac{dK}{dr} \quad (47)$$

となる。

4-2-4 液膜厚さ及び圧力の時間変化の計算

気泡下部液膜厚さ時間変化の測定結果より、限界熱流束時の気泡下部における液体供給及び排出速度を求める。さらにこれを気泡下部曲率の変化により説明する。具体的には気泡下部形状を仮定し、これにより液膜内圧力、液膜供給及び排出速度の算出を行う。

まず気泡下部液膜厚さ時間変化の測定結果より、限界熱流束時の気泡下部における液体排出開始時の、半径 R_0 における平均速度は Table1 より、 1.2×10^{-1} [m/s] となる。

同じく液体供給時、液膜厚さ $100 \mu\text{m}$ が 10ms で $300 \mu\text{m}$ にまで増加する場合の液体供給開始時の、半径 R_0 における平均速度は Table1 より、 2.5×10^{-1} [m/s] である。このため、排出時および供給時のレイノルズ数は粘性の影響が大きく 10^{-3} のオーダーである。

厚さ方向の速度分布を求める。式(31)において、液膜の厚さが薄いため、対流項を除いて考えると速度勾配は、

$$\mu_1 \frac{\partial^2 u_z}{\partial Z^2} = \frac{\partial P}{\partial r} \quad (39)$$

厚さ Z における速度は

$$u_z = \frac{\partial P}{2\mu_1} (2\delta Z - Z^2) \quad (40)$$

次に、液体供給、排出速度計算を行う。計算を行う上で、気泡下部曲率半径のデータが必要であるが、これは高速度ビデオカメラによる気泡形状変化の測定結果を元に、気泡形状を仮定し求めた。ただし、高速度ビデオカメラによる気泡形状の撮影の際に、気泡全体の影ができるため、気泡下部における微小な部分の気液界面は撮影することができなかった。

気泡形状の計算例を示す。気泡断面方向曲率を K_2 とする。これを液膜厚さ δ で表すと、

$$K_2 = \frac{\frac{d^2\delta}{dr^2}}{\left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (41)$$

ここで、 $1 \gg \left(\frac{d\delta}{dr}\right)^2$ より、

$$K_2 = \frac{d^2\delta}{dr^2} \quad (42)$$

とする。 $\frac{d^2\delta}{dr^2} = C_1 r + C_2$ としてこれを積分すると、 $\frac{d\delta}{dr} = 1/2 C_1 r^2 + C_2 r + C_3$ 。よって、

$$\delta = \frac{1}{6} C_1 r^3 + \frac{1}{2} C_2 r^2 + C_3 r + C_4 \quad (43)$$

ただし、気泡形状は $R=2.4 \times 10^{-3} \text{m}$ で水平でかつ、平坦となるとし、

1. $r=2.4 \times 10^{-3} \text{m}$ で $\delta' = 0$
2. $r=2.4 \times 10^{-3} \text{m}$ で $k_2 = 0$
3. $r=2.5 \times 10^{-3} \text{m}$ で最小曲率 ($K_2 = 10^5 \sim K_2 = 10^7$) を持つ

とする。これにより C_1, C_2, C_3 を求める。

4. $r=2.5 \times 10^{-3} \text{m}$ で $\delta = 100 \mu\text{m}$ (供給開始時) $300 \mu\text{m}$ (排出開始時)

とし、 C_1 を求め、気泡形状を計算する。これを Fig. 27(b) に示す。

気泡下部液膜の供給および排出速度は、式(38)より、半径外側方向を正とするとして、

$$u_{(r)} = \frac{\delta^2}{3\mu_1} \sigma_{lg} \left(\frac{1}{r_2} \right) \quad (44)$$

である。これに式(43)を代入することにより、半径 r における速度 $u_{(r)}$ が求まる。

半径 $r \sim r+1$ 区間の平均速度を $u_a = (u_{(r)} + u_{(r+1)})/2$ とあらわせるため、

半径 $r \sim r+1$ の円輪の部分が作る速度は $du_j = 2\pi r \cdot dr \cdot u_a$ となる。

これを計算区間、積分すると、気泡下部液膜の供給および排出速度が求まる。

なおこれを Fig. 27(a)に示す。

速度分布のグラフから分かるように、蒸気泡下部の半径 2.5mm を境に、半径方向内側は供給速度を、半径方向外側は排出速度を生み出す。

ここで排出時及び供給時の気泡下部の曲率を Fig. 28 (a)に、この曲率変化により生ずる圧力分布を Fig. 28 (b)に示す。Fig. 28 (a) に示す気泡下部の曲率から計算した気泡形状を、Fig. 29 に示す。これらの条件より導き出した圧力および液体供給排出初速度を Table3 に示す。

Table3: Calculated pressure and velocity from the bubble shape in CHF region at liquid discharging and supplying process under the boiling bubble.

	Gauge pressure	Velocity
Discharging process	10kPa	7.2m/s
Supplying process	-10kPa	-35m/s

これにより気泡下部縁の曲率による表面張力により生まれる圧力および液体供給排出速度によって、気泡下部液膜内圧力変動、気泡下部液膜厚さ変化を説明することができた。

なお Table3 に示す、仮定した気泡形状より算出した排出速度が、Table1 に示す、気泡下部液膜厚さの時間変化から算出した排出速度に比べ大きい。これは気泡下部液膜厚さの時間変化から供給及び排出速度を求める際の、流量一定という仮定によるものであると考えられる。

4-2-5 限界熱流束近傍の沸騰

気泡下部縁における気泡下部縦断面方向の曲率と、気泡下部液膜厚さの関係に着目し、気泡の端部より主に表面張力の影響で液体が気泡下部に出入りすると考え、これを液体供給メカニズムのモデル化を行っている Dhir らのモデルを参考に液体排出も含めて考察した。

4-2-2では気泡下部液膜における液体流れの運動量の式より、気泡下部液膜への液体供給及び排出速度を計算し、気泡下部液膜への液体供給及び排出は主に第二項気泡下部曲率の変化により生ずることが分かった。

4-2-3気泡下部液膜における液体流れの運動量の式より、気泡下部液膜内圧力を計算し、気泡下部液膜内の圧力変動は、主に第二項気泡下部曲率の変化により生ずることが分かった。

4-2-4では気泡下部形状を仮定し、これにより液膜内圧力、液膜供給及

び排出速度の算出を行う。気泡下部液膜の厚さの時間変化を説明することができた。

これらのことより、気泡形状変化が変化すると、気泡下部曲率が変化し、気泡下部液膜内圧力変化が変化し、気泡下部液膜厚さの時間変化が生まれることが明らかになった。

第3節 限界熱流束近傍の、沸騰メカニズムのモデル化

4-3-1 限界熱流束近傍の、沸騰メカニズムのモデル

限界熱流束近傍の核沸騰において、伝熱面過熱度の上昇に伴い、気泡が合体し、横方向の直径が Taylor 不安定波長の 1/2 に至るまでより大きな気泡へと成長する。沸騰は主に気泡下部気液界面によって起こり、気泡内部には上昇蒸気流が生じる。このため気泡側面には Helmholtz 不安定が生じる。これにより次の様な現象が現れる。

1. Helmholtz 不安定によって生じた気液界面の波と気泡下部液膜の気液界面とが気泡下部縁において接点を成す。この気泡下部縁における角度に応じて、気泡垂直方向断面の気泡下部縁における曲率が変化する、Fig. 30(a)。
2. 水平半径方向における、気泡垂直方向断面の気泡下部縁における曲率が変化する事により、気泡下部縁近辺の表面張力に差が生じる Fig. 30(b)。
3. 表面張力の差は気泡下部液膜内と気泡外液体の間に圧力差を生み出す。
4. 圧力差によって、気泡下部液膜への液体供給及び排出が、Helmholtz 不安定周期で交互に生じる。
5. 気泡下部液膜への液体供給及び排出により、気泡下部液膜厚さは Helmholtz 不安定周期で変動する Fig. 30(c)。
6. 気泡下部液膜厚さは Helmholtz 不安定周期で変動するため、熱流束は気泡下部液膜厚さに反比例して変動する。とくに Helmholtz 不安定周期毎に気泡下部液膜厚さがごく薄くなる領域が存在し、沸騰による熱伝達はこの時に生じている。

4-3-2 限界熱流束の発生メカニズム

核沸騰から限界熱流束に至る仮定で Helmholtz 不安定周期が短くなり、単位時間あたりに気泡下部液膜厚さがごく薄くなる回数が増えるに従い、熱流束が増大する。限界熱流束の発生メカニズムについては、

『熱流束が増大にともない蒸気泡内の蒸気流上昇速度が増す。蒸気泡内の蒸気流上昇速度が増すに従い Helmholtz 不安定による気液界面の振幅が大きくなり、気泡下部液膜厚さの変動も増大する。これにより、気泡下部液膜厚さが0近傍になる時間が現れる。このため熱流束はこれ以上増大する事ができなくなる。』

さらに限界熱流束近傍の遷移沸騰領域について、

『限界熱流束を越えてなお伝熱面温度が上昇すると、気泡下部液膜厚さが0近傍の領域が増え、この時間沸騰による熱伝達が起きないため、蒸気泡内の蒸気流上昇速度が減少し、Helmholtz不安定の振幅は小さくなり、限界熱流束近傍の核沸騰の周期と同程度に長くなる。このため熱流束は、限界熱流束近傍の核沸騰領域とほぼ同じ値を示す。』

遷移沸騰領域においては、

『核沸騰時と比べ伝熱面過熱度は高く、温度勾配が急なため伝熱面は乾きやすく、気泡下部液膜厚さが0近傍になる時間がさらに長くなり、沸騰が生じない時間が増える。蒸気泡内の蒸気流上昇速度が減少し、Helmholtz不安定期がさらに長くなり、熱流束は減少する。』

という考え方が成り立つ。

第4節 本章の結論

本研究では、沸騰現象の本質的な基礎現象の解明を目的とし、気泡下部液膜内圧力時間変化、気泡下部液膜厚さの時間変化、気泡形状時間変化の計測を行った。これらの実験結果を元に、静的な沸騰モデルとして既に確立した Zuberモデルを、動的な沸騰モデルとして進化させ、次の様な定性的なプール沸騰限界熱流束近傍の沸騰メカニズムのモデルを作成した。

『上昇蒸気流と液体界面に生じる Helmholtz 不安定波により、気泡下部縦断面方向曲率が増える。曲率の変化により気泡下部液膜内圧力が変化し、気泡下部への液体の供給または排出が生じ、気泡下部液膜厚さが周期的に時間変化する。Helmholtz 不安定で現れる液膜厚さが薄い時のみ、沸騰による熱伝達が生じるため、単位時間あたりの液膜厚さが薄くなる回数に比例して、平均熱流束がかわる』

このモデルは Helmholtz 不安定 1/4 波長分だけで沸騰現象を説明するため、上向き面、下向き面などの沸騰現象を統一的に説明する事ができる。

具体的には限界熱流束近傍の核沸騰において、

『伝熱面過熱度の上昇に伴い、横方向の直径が Taylor 不安定波長の 1/2 に至るまでより大きな気泡へと成長する。沸騰は主に気泡下部気液界面によって起こり、気泡内部には上昇蒸気流が生じる。このため気泡側面には Helmholtz 不安定が生じる。これにより次の様な現象が現れる。』

1. Helmholtz 不安定によって生じた気液界面の波と気泡下部液膜の気液界面とが気泡下部縁において接点を成す。この気泡下部縁における角度に応じて、気泡垂直方向断面の気泡下部縁における曲率が増える。
2. 水平半径方向における、気泡垂直方向断面の気泡下部縁における曲率が変

化する事により、気泡下部縁近辺の表面張力に差が生じる。

3. 表面張力の差は気泡下部液膜内と気泡外液体の間に圧力差を生み出す。
4. 圧力差によって、気泡下部液膜への液体供給及び排出が、Helmholtz 不安定周期で交互に生じる。
5. 気泡下部液膜への液体供給及び排出により、気泡下部液膜厚さは Helmholtz 不安定周期で変動する
6. 気泡下部液膜厚さは Helmholtz 不安定周期で変動するため、熱流束は気泡下部液膜厚さに反比例して変動する。とくに Helmholtz 不安定周期毎に気泡下部液膜厚さがごく薄くなる領域が存在し、沸騰による熱伝達はこの時に生じている。

さらに核沸騰から限界熱流束に至る仮定で Helmholtz 不安定周期が短くなり、単位時間あたりに気泡下部液膜厚さがごく薄くなる回数が増えるに従い、熱流束が増大する。』

限界熱流束の発生メカニズムについて、

『熱流束が増大にともない蒸気泡内の蒸気流上昇速度が増す。蒸気泡内の蒸気流上昇速度が増すに従い Helmholtz 不安定による気液界面の振幅が大きくなり、気泡下部液膜厚さの変動も増大する。これにより、気泡下部液膜厚さが0近傍になる時間が現れる。このため熱流束はこれ以上増大する事ができなくなる。』

限界熱流束近傍の遷移沸騰領域について、

『限界熱流束を越えてなお伝熱面温度が上昇すると、気泡下部液膜厚さが0近傍の領域が増え、この時間沸騰による熱伝達が起きないため、蒸気泡内の蒸気流上昇速度が減少し、Helmholtz 不安定の振幅は小さくなり、限界熱流束近傍の核沸騰の周期と同程度に長くなる。このため熱流束は、限界熱流束近傍の核沸騰領域とほぼ同じ値を示す。』

遷移沸騰領域においては

『核沸騰時と比べ伝熱面過熱度は高く、温度勾配が急なため伝熱面は乾きやすく、気泡下部液膜厚さが0近傍になる時間がさらに長くなり、沸騰が生じない時間が増える。蒸気泡内の蒸気流上昇速度が減少し、Helmholtz 不安定周期がさらに長くなり、熱流束は減少する。』

という説明ができた。

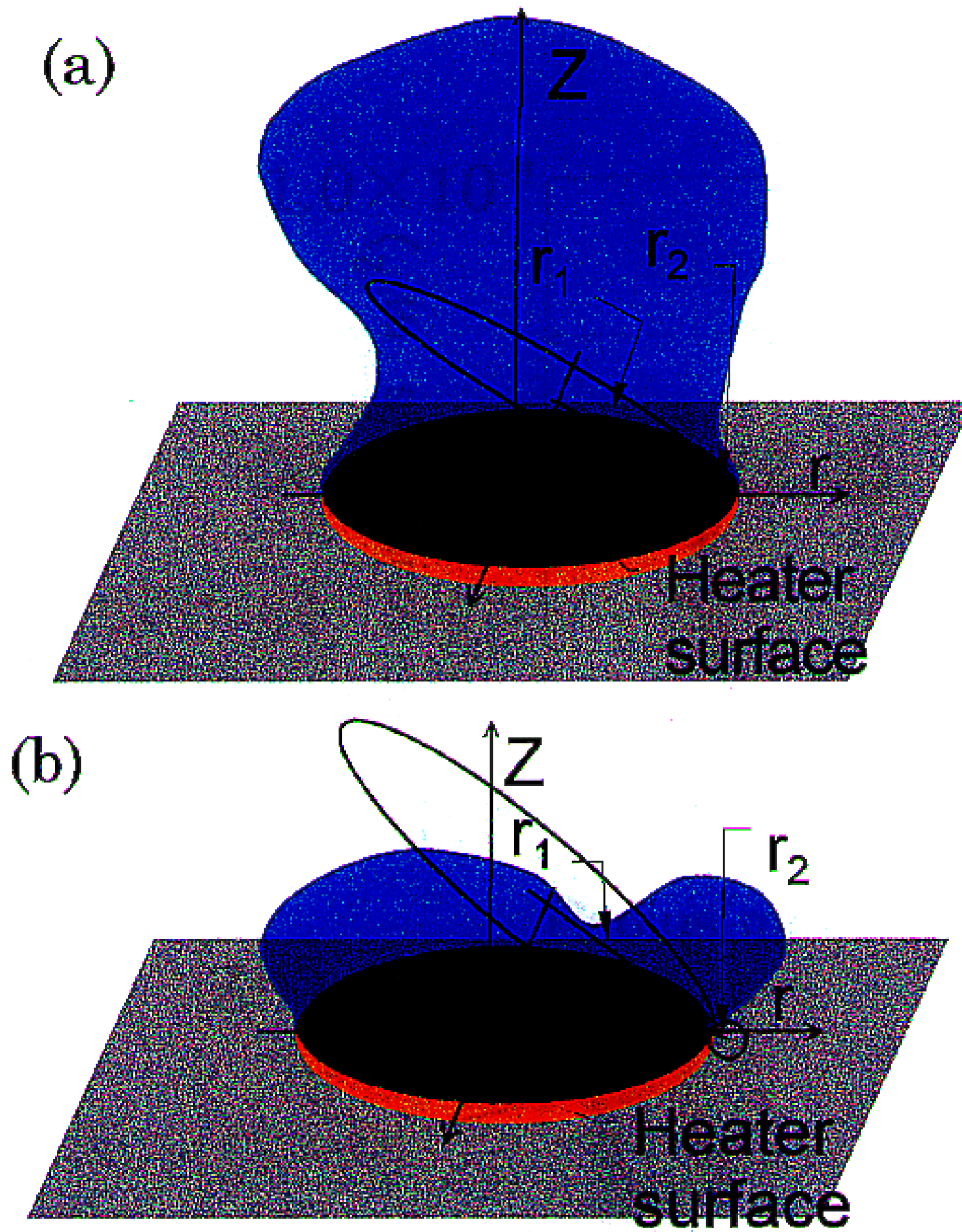


Fig.26 The traces of bubble shape taken by high speed video camera in the process of (a) discharging (b) supplying

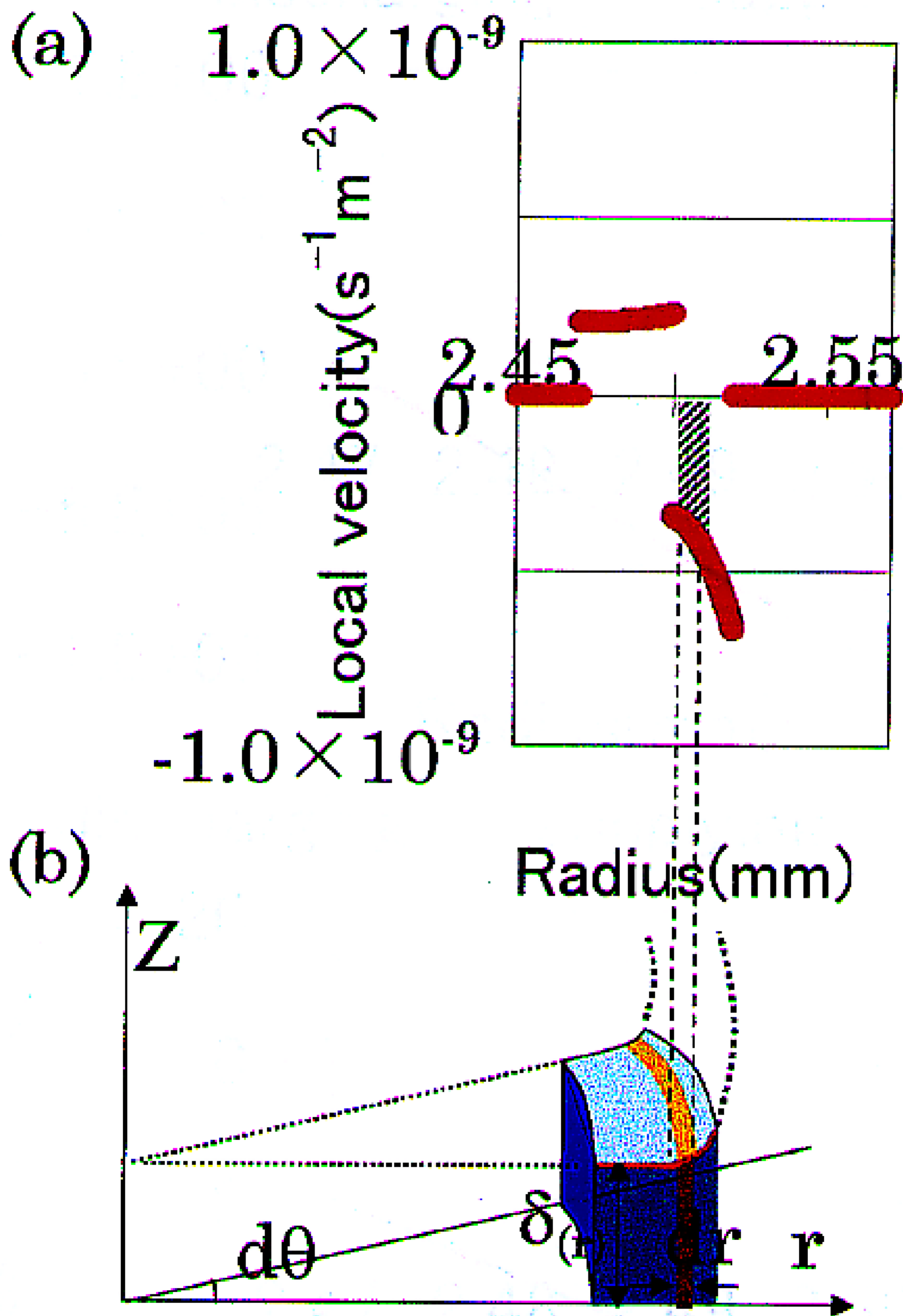


Fig.27(a) Schematic of integration for liquid supplying and discharging velocity at cylindrical coordinate
(b) Assumed bubbles shape around bottom rim

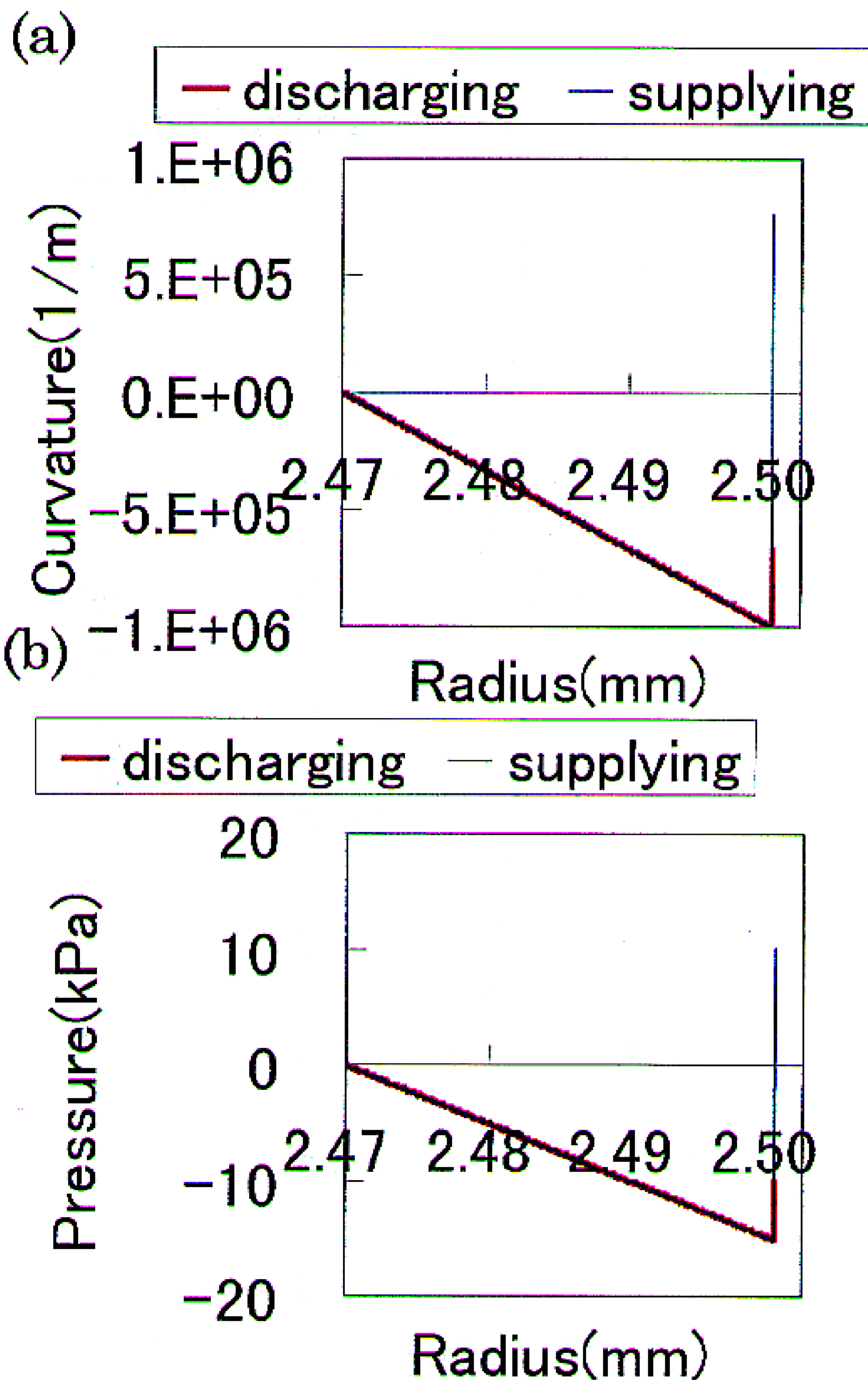


Fig.28 Curvature distribution in the process of (a)discharging (b)supplying

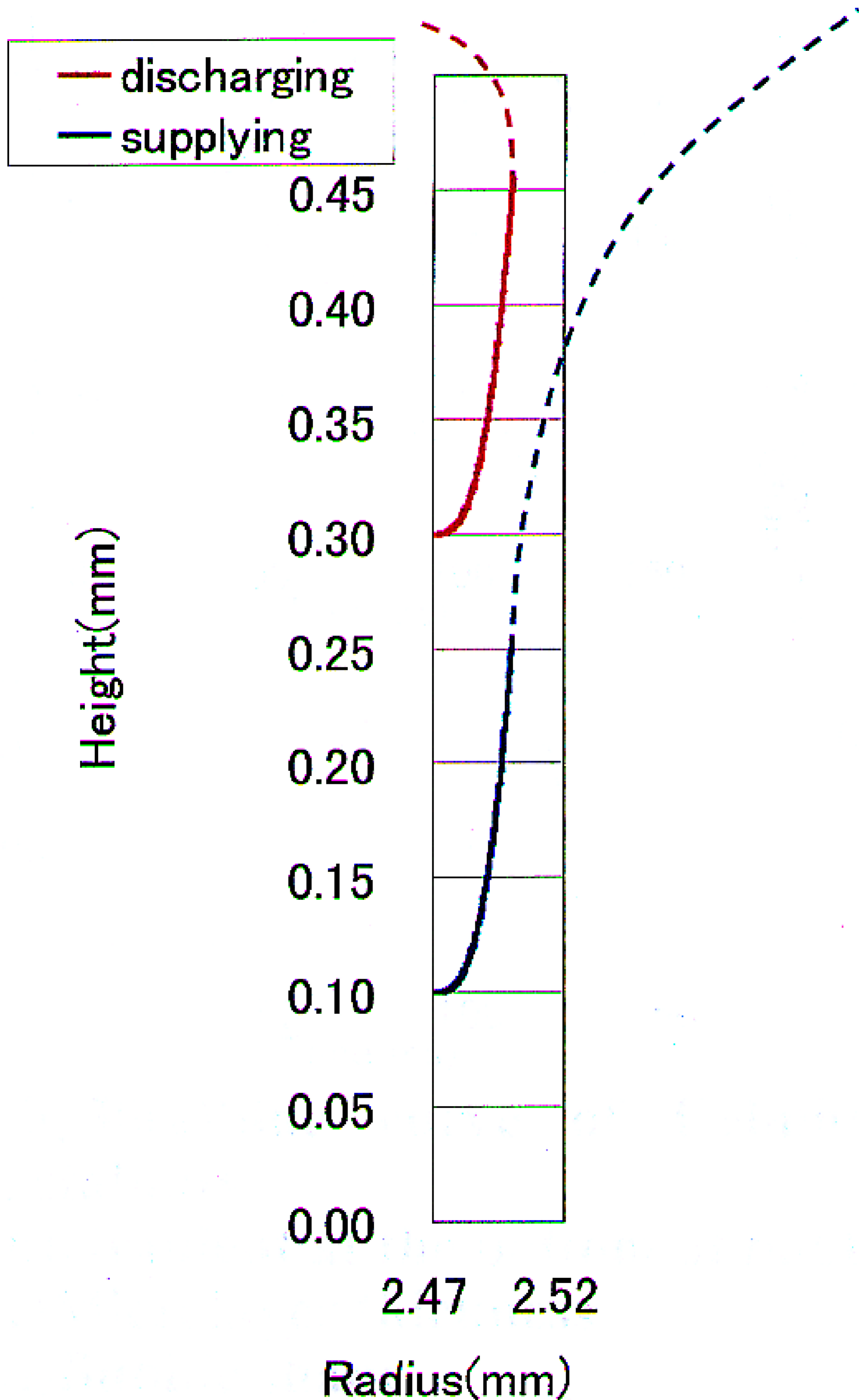


Fig.29 Calculated bubble shapes

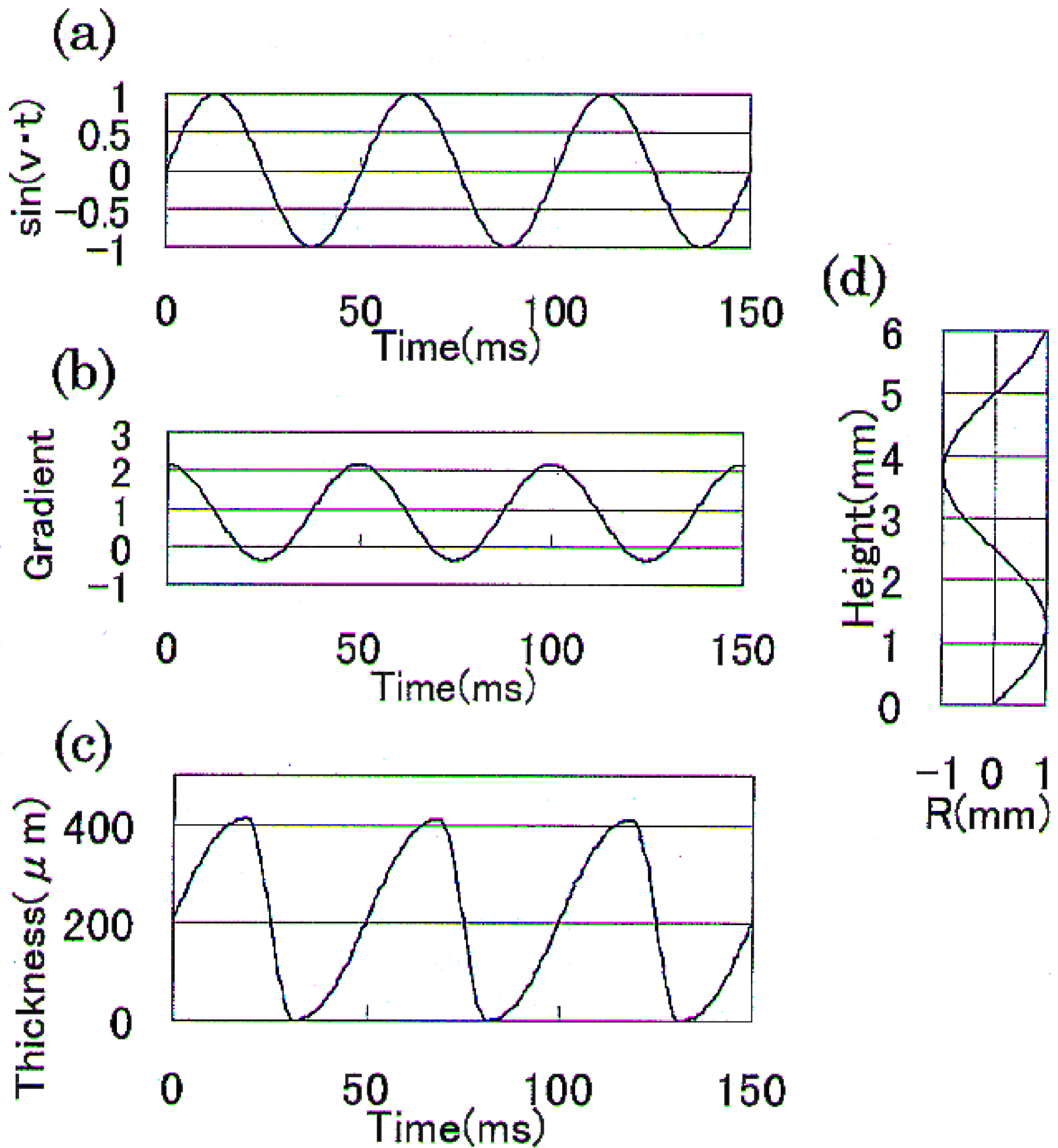


Fig.30(a) Sine curve of Helmholtz instability

(b) Gradient at the bottom of bubble

(c) Microlayer thickness

(d) Bubble shape

as a function of time in CHF region