臨界状態にあるノズル内気液二相流*

鮎川 恭三^{*1}, 越智 順治^{*1}Single Component Two Phase Flow through a Converging Nozzle
in Critical State

Kyozo AYUKAWA and Junji OCHI

Single component two phase flow in a state of thermodynamic non-equilibrium has been investigated analytically. It is difficult in general to determine mass and heat transfer through the interface as vaporization and condensation. As the first step to reveal the characteristics of these complicated two phase flows occurring in variable area channels or in high speed flow, the analysis for the process of phase change between the liquid and the vapor is taken by the theoretical method, approximately, without any empirical conditions. The result of numerical calculation for steam-water critical flow in a state of thermodynamic non-equilibrium is shown to be in the range of 0.6 – 8.6 MPa saturated pressure at a nozzle inlet, and is compared with the equilibrium flow and experimental data on the critical flow in the past.

Key Words: Multiphase Flow, Phase Change, Separated Flow, Non-equilibrium State, Critical Flow, Converging Nozzle

1. 緒 言

気液二相流の中でも冷媒、液化ガスの管内輸送やボイラ蒸発管内の流れなど、相変化を伴う一成分気液二相流に関して、Martinelli ら⁽¹⁾に始まり、現在まで数多くの研究が見られるが、流路断面の急激な変化や高速流動の二相流など、流れ方向への状態変化の著しい流れに対して、相間の質量やエネルギー輸送を考慮した解析は、流動現象の複雑さなどの理由からいまだ流れの特性などを十分に把握しているとは言い難い。

長管路内の比較的ゆっくりした流れでは、二相は、ほぼ飽和平衡状態を保っているがノズルなど短い流路内の気液二相は、急激な圧力変化に対し、相間での質量輸送、エネルギー輸送が十分に行われず、入口で平衡であっても下流では両相間の熱力学的平衡状態は大きく崩れてくる。特に、臨界状態にある先細末広ノズル内高速二相流では、スロート部近傍において相間の非平衡の程度がかなり大きく、その流動形態も確定し難いため、その扱いが非常に困難なものとなっている。

両相が熱力学的平衡にあるときの臨界条件については甲藤の研究⁽²⁾⁽³⁾があり、直管から流出する臨界流の実験結果とよい一致を示している。非平衡状態を考慮したものでは、原子炉冷却系の破断事故を想定した高圧液の流出時の臨界流の解析などで、気泡の発生、成長の過程を均質流の中に取り入れた比較的気相割合の低い領域でのもの⁽⁴⁾や、先細ノズル内流れでは非平衡状態はスロート部において最も大きく、相変化量も大きいとして平衡状態から得られる相変化量に実験的な修正係数を用いることで臨界流量を求めた Henry-Fauske⁽⁵⁾の解析等があるが、ノズル内流路に沿う流動機構の詳細については明確にしていない。

ここでは、一次元の分離流を仮定した基礎方程式をもとに相間に熱力学的非平衡が存在する臨界流について、界面からの蒸発や凝縮など質量およびエネルギー輸送現象に対し最も粗い近似ではあるが、気体分子運動論から得られる Maxwell 分布則を適用するという方法で理論解析を行い、実験係数等を含まない形で、まず、二相の流路内の状態変化とその特性に関する知見を得ることとした。計算は、臨界状態における断面の面積の変化する流路内の速度分布や状態量の変化、臨界流量などを求め、平衡状態にある気液二相の流路内流れとの違いを示した。

* 昭和62年10月2日 北陸信越支部信越地方新潟講演会において講演、原稿受付 昭和62年4月30日。

^{*1} 正員、愛媛大学工学部 (〒790 松山市文京町三)。

2. 主 な 記 号

- A : 流路断面積
 A_i : 気液界面面積
 C_{pg}, C_f : それぞれ, 気相の定圧比熱, 液相の比熱
 E : 蒸発過程で1, 凝縮過程で零をとる係数
 J_m : 質量流束
 J_u : エネルギー流束
 p : 圧力
 R : 気体定数
 T : 温度
 u : 速度
 W : 質量流量
 x : クオリティ
 ζ : 界面の状態に関する係数
 ρ : 密度
 ϕ : ボイド率
 添 字
 g : 気相
 f : 液相
 0 : 初期状態
 t : スロート位置

3. 気液二相流を記述する基礎方程式

断熱された流路内を相変化を伴って流動する一成分気液二相流に対し, 定常一次元の分離流を仮定する。基礎方程式は気液両相を含む全体の系と気相または液相のどちらかの系について表せばよい。液相の密度変化は小さいとすると, 連続の式は全系で

$$\frac{x}{\rho_g u_g^2} du_g + \frac{1-x}{\rho_f u_f^2} du_f + \frac{x}{\rho_g^2 u_g} d\rho_g + \left(\frac{1}{\rho_f u_f} - \frac{1}{\rho_g u_g} \right) dx = -\frac{1}{W} dA \dots\dots\dots (1)$$

微少区間 dx の界面 dA_i を通して移動する相変化量は, 質量流束を J_m とおくと

$$W dx = J_m dA_i \dots\dots\dots (2)$$

流路は流れ方向に短く, 流路壁面, および気液界面の摩擦力は無視できるものとする。運動量式は, 全系と気相に対して,

$$x du_g + (1-x) du_f + \frac{A}{W} dp + (u_g - u_f) dx = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$x du_g + \frac{x}{\rho_g u_g} dp + E(u_g - u_f) dx = 0 \dots\dots\dots (4)$$

各相のエンタルピーの変化は, 熱力学の関係から, $dh_g = C_{pg} dT_g$, $dh_f = C_f dT_f + dp/\rho_f$ を用い, 比熱の変化は小さいとすると, 流体は壁面で断熱されているこ

とから, エネルギー式は, それぞれ

$$\begin{aligned} & x u_g du_g + (1-x) u_f du_f + (1-x) \frac{1}{\rho_f} dp \\ & + x C_{pg} dT_g + C_f (1-x) dT_f \\ & + (h_g - h_f + \frac{u_g^2}{2} - \frac{u_f^2}{2}) dx = 0 \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & x u_g du_g + x C_{pg} dT_g + \left\{ h_g + E \left(\frac{u_g^2}{2} - \frac{u_f^2}{2} \right) \right\} dx \\ & - \frac{J_u}{W} dA_i = 0 \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$J_u dA_i$ は dx 区間の界面を通して運ばれるエネルギー輸送量を表す。

気相の状態変化は次式で与えられるものとする。

$$d\rho_g - \frac{\rho_g}{p} dp + \frac{\rho_g}{T_g} dT_g = 0 \dots\dots\dots (7)$$

解析は分離流をとっているが, 一般に界面は複雑な形状をしており, 気泡流, スラグ流, 環状流などフローパターンの違いによって, ボイド率が同じであっても, 気液の接する界面面積の大きさは異なる。流れ方向に変化する気液界面 dA_i は気相断面 dA_g の間の関係に $dA_g = \zeta dA_i$ を仮定し, $A_g = Wx/(\rho_g u_g)$ を用いると

$$\begin{aligned} & \frac{x}{\rho_g u_g^2} du_g + \frac{x}{\rho_g^2 u_g} d\rho_g - \frac{1}{\rho_g u_g} dx \\ & + \frac{\zeta}{W} dA_i = 0 \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

で表される。 ζ は界面の状態に関する係数である。

4. 質量流束およびエネルギー流束

基礎方程式の中で, 相間の質量輸送量やエネルギー輸送量を, いかに評価するかは, 流路内二相のフローパターンや状態変化の速さ等に関係することから, これを正確に知ることは困難である。一成分二相流では, 特別な場合として相変化のないフローズンフローや両相間に十分相変化が行われたとみなされる熱力学的平衡な流れ等の仮定が用いられる場合があるが, 実際の二相流は, この中間に存在するものと考えられる。例えば, 気液二相流が流路内で急激な状態変化を伴う場合など, 流路断面で圧力の変化は速く, 相間の圧力差は無視できるのに対し, 温度変化は, はるかに遅く, 気相と液相の間に大きな温度差を生じやすい。このような非平衡が存在するとき, 両相間の質量やエネルギーが気液界面を通して移動する輸送量は, この面積に比例し, $J_m dA_i$, $J_u dA_i$ で表される。

しかしながら, この質量流束やエネルギー流束は, 気体分子間の相互作用や界面近傍の流動などと複雑に関係するため, これを理論的に求めることは一般に困難である。ここでは, 相間に熱力学的非平衡があると

きの流路内の流れの特性を、まず、把握する目的のため、これらの J_m, J_u には著者らの静止系気液二相間に生じた微小変化に対し、分子間の相互作用を無視し、気相側と液相側に Maxwell の速度分布則が適用できると仮定した分子運動論から得られた結果⁽⁶⁾を、実際の流れの場に適用するという近似をとった。このとき、液相側に液相と飽和平衡状態にある気相領域を仮定し、その密度を ρ_{gs} とおくと、両相間の質量流束は

$$J_m = \left(\frac{R}{2\pi}\right)^{1/2} (\rho_{gs} T_f^{1/2} - \rho_g T_g^{1/2}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。

エネルギー流束は、両相の温度差のみによって生ずる熱伝導項と質量移動に伴って輸送される項の和として次式のように表される。

$$J_u = \frac{x+1}{x-1} \frac{p}{2} \left(\frac{RT_0}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{(T_f - T_g)}{T_0} + \left(h_g - \frac{1}{2} \frac{p}{\rho_{gs}}\right) J_m \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、第2項の $h_g - p/(2\rho_{gs})$ は相変化の際、質量とともに運ばれる輸送熱である。

5. 臨界状態にある先細ノズル内流れ

以上の一成分気液二相流の例として、流路断面が急激に絞られる先細ノズル内流れについて取扱うことにする。

圧縮性二相流では、高速流動とともに流量の限界を示す、いわゆる閉塞現象を生じ、管路出口端やノズルスロート部で臨界条件を満たす流れになることが知られている。短い区間で断面積の変化する先細ノズル内流れでは気液二相の状態変化は大きく、そのフローパターンとともに相間での相互作用が複雑に関係するが、これに上記の分離流モデルを用い、臨界状態下の流れの諸量に与える影響について検討する。

入口の条件が与えられれば、式(1)～(8)を解くことでノズルの入口からスロートまでの諸量の変化を知ることができる。

臨界条件は甲藤に従い、上式の $u_g, u_f, \rho_g, p, T_g, T_f, x, A_i$ の微小変化量が同時にすべてが零にならない場合、ノズルスロート部 $dA=0$ の位置で生じ、式(1)～(8)の係数行列式 Δ を零としたときに臨界条件を与えることにする。

以上のことから、これらの二相流に対して $\Delta=0$ とおくと、臨界条件は次式のように表される。

$$\frac{1-x}{\rho_f^2 u_f^3} \left\{ \frac{J_m \left\{ h_g + E \left(\frac{u_g^2}{2} - \frac{u_f^2}{2} \right) \right\} - J_u}{C_{pg} T_g} \right. \\ \left. + \zeta \rho_g u_g - J_m \right\} + x \left(\frac{J_m}{\rho_f u_f} - \zeta \right) \left(\frac{1}{\kappa p} - \frac{1}{\rho_g u_g^2} \right) \\ - \frac{x(u_g - u_f) J_m}{\rho_f u_f^2} \left\{ \frac{E}{p} \frac{1-\phi}{\phi} - \left(\frac{E}{\phi} - 1 \right) \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{\kappa p} - \frac{1}{\rho_g u_g^2} \right) \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

この結果は、 $x \rightarrow 1$ 、あるいは $\phi \rightarrow 1$ の気相のみに近い状態では、さらに、次式のように表される。

$$\frac{J_m}{\rho_f u_f} \left\{ 1 + \zeta (1-E) \left(\frac{u_g}{u_f} - 1 \right) \right\} \\ \times \left(\frac{1}{\kappa p} - \frac{1}{\rho_g u_g^2} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

この領域では { } 内は零にならないことから、

$$u_g^2 = \frac{\kappa p}{\rho_g} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となり、スロート部で気相の速度は、単相の場合の気相音速に一致する。

6. 先細ノズル内流れの計算結果

計算に用いた先細ノズルは、入口から出口（スロート部）まで断面が急激に絞られた四分円形状のもので、この間で気液二相は下流に向かって減圧、加速されスロート部に至る。流体は水-水蒸気の一成分二相とし、入口で圧力 $p_0=0.6 \sim 8.6$ MPa の範囲にある二相は飽和平衡状態にあり、気液各相のノズルへの流入速度も等しいと仮定した場合について計算を行った。

臨界状態にある流れは、スロート部で式(11)を満足することが必要である。スロート部にある流れの諸量は、二相の入口条件、フローパターン、流路形状等により相変化量に差が生じ、臨界状態も異なってくる。したがって、計算はノズル入口で流体の初期値 p_0, x_0 と適当な質量流量 W が与えられるとフローパターンや流路形状に応じて式(1)～(8)に従って変化し、スロート部で式(11)の臨界条件を満足する流れになることが必要である。すなわち、一組の p_0, x_0 の初期値に対し一つの臨界流量 W が決定される。フローパターンをノズルの中心部に気相、周辺部に液相の簡単な環状流とした場合について気液各相の諸量の流動状態の変化の様子および臨界流量等について以下に示した。

6・1 先細ノズル内の流動状況 断面積の減少する下流になるほど、気相は液相に比べ加速されやすく圧力および温度降下が著しいため、気相と液相の間には大きな相対速度や熱的非平衡が生じやすい。図1, 2には、初期圧力 $p_0=2.32$ MPa についてノズル入口からスロート部までの圧力と各相の流速の変化を示したもので、スロート部近くで圧力降下は著しく、液相に比べ気相の流速が急激に増大する。低クオリティでは、

図3に示されるように、管内を占める気相割合に対して蒸発量の割合が大きい。したがって、運動量の変化によるみかけ応力から気相側の流速は抑制され圧力降下の割合も少なくなる。また、逆に凝縮過程では液相側の加速を促進させることになるが図2にその差異が示されるほど大きな変化ではない。図中には、クオリティ0.05, 0.1, 0.3について、両相が飽和平衡状態を保ちながら流れる場合と相変化、熱移動のないフローズンフローにある二相の圧力と流速の変化を同時に示したが、非平衡状態にある二相流がこれらの中間領域に分布しているのがわかる。

図3の流路内のクオリティの変化にみられるように、初期クオリティ x_0 の小さい流れほど、平衡状態にある二相流よりもクオリティの変化は小さく、相変化

が十分でないとみなされる。非平衡状態に在るということは質量流束およびエネルギー流束が存在することであり、液相側と気相側の温度差や密度差が、質量並びにエネルギーの輸送を生ずる。図4の温度分布から、液相温度は平衡温度より高く、気相温度はそれよりも低い値を示しているように、常に二相のうち気相側の膨張が大きく、気相温度は液相よりも低い値となる。また、この気液の温度差はクオリティの低い流れほど大きい。

6・2 臨界圧力、臨界速度および臨界流量 以上の結果から、気液間の熱的非平衡はスロート部で最も大きくなり、液相から気相への質量およびエネルギーの流れの強さが増大している。このような状態下で臨界条件を満たす気相の臨界速度、臨界圧力比を初期クオリティ、初期圧力に対して図5, 6に示した。

初期クオリティの増加とともに臨界速度は大きくな

図1 ノズル内圧力変化

図2 ノズル内流速変化

図3 ノズル内クオリティ変化

図4 ノズル内温度変化

り、初期圧力が低いほど高い値を示す。ノズル内の気相の加速は、気相流量に対する蒸発量に関係し、低クオリティではこの蒸発量の割合が大きいことから臨界速度は低く、臨界圧力比は高くなる。クオリティが高くなるほど蒸発量の割合が減少することから、気相は大きく加速され圧力も低くなる。これらは初期圧力の低いほど気相密度が低いいためこの変化が著しい。平衡状態では低クオリティで加速が抑えられ、さらに低速になるが、高クオリティでは蒸発量も急激に少なくなるから、逆に非平衡状態に在る場合よりも臨界速度は高くなる。また、臨界圧力比、臨界速度ともこの領域の初期圧力に対しては大きな差はみられなかった。

図5 臨界状態にあるスロート部気相速度

図6 臨界圧力比

なお、低クオリティにおける臨界圧力比については、図7に、Sozzi-Sutherlandの実験⁽⁷⁾があり、 $p_o=6.2 \sim 6.9$ MPaの範囲では計算結果よりわずかに高いが、ほぼ測定値に近い値が得られた。

フローパターンを簡単な環状流とした場合の臨界流量を入口クオリティについて示したのが図8である。図中の破線は気液両相が飽和状態にあるときの臨界流量であり、一点鎖線はフローズンフローに対して計算された結果を示したものである。圧力降下が激しく気液両相間で熱的非平衡の生じやすい先細ノズル内の流れでは、臨界流量は飽和平衡流とフローズンフローの間に存在する事は図からも明らかである。また、クオリティの大きい領域では飽和平衡流とあまり差異はないがクオリティの低い領域になるほど液相と気相の間

図7 臨界圧力比

図8 臨界流量

図 9 臨界流量

で、気液界面面積が小さく熱および質量の移動が十分でないため、熱的非平衡の程度が大きい。このような差の現れるクオリティ $x_0 < 0.01$ の低い領域について同様な形状のノズルを用いた臨界流量の実験が Sozzi-Sutherland⁽⁷⁾によって報告されており、著者らの計算結果の一例を比較したのが図 9 である。計算に用いたフローパターンと実験では流れの様子は異なると思われるが、両者とも低クオリティ領域では平衡状態よりかなり高い値を示すことがわかる。

飽和平衡にある二相の臨界流量をスロート部クオリティ x_t をパラメータにとり、スロート部の臨界圧力に対して示したのが図 10 で、 p_t の高いところでわずかに低い値をとるが、甲藤の結果⁽³⁾とほぼ一致している。基礎方程式で、気液相間で相変化に基づく界面力に関して甲藤の運動量式と著者らの式(4)は異なるが臨界流量には大きな差は現れない。

臨界流量については、図 8 で明らかなようにクオリティの高い領域では界面面積も広く相変化も早いいため飽和状態に近い値を示しているが、クオリティの低い領域では大きな差がある。この計算では環状流をとっているが、同じクオリティであってもフローパターンの違いによって界面形状は異なり、界面面積に比例して相間の質量およびエネルギー輸送量が異なり、気液二相の非平衡の程度に応じて臨界状態も異なってくる。

7. 結 言

急激な状態変化をする一成分気液二相の流路内流れについて次の結論を得た。

図 10 平衡状態にある場合の臨界流量

(1) 相間の輸送現象を気体分子運動論から得られる結果を用いて質量流束、エネルギー流束を表し、流路内の気液二相が非平衡状態にある時の流れに適用し、流路内流れの特性を把握するための有効な解析方法を得た。

(2) 断面積の急変化する先細ノズル内の気液二相流では、気相の加速により圧力降下も著しく、両相の相対速度は大きく気相温度は急激に低下するが、液相の温度変化の遅れからのど部近傍では相間に熱的非平衡が存在する。入口クオリティが低いほどこの非平衡の程度は大きくなる。

(3) この解析方法を、急激な圧力降下を伴う先細ノズル内臨界流に適用した場合、クオリティの低い領域で臨界流量が飽和平衡状態の時よりも大きくなる従来の実験結果に一致する傾向を示した。

文 献

- (1) 例えば, Martinelli, R. C. and Nelson, D. B., *Trans. ASME*, **70**-6, (1948), 39.
- (2) 甲藤, 機論, 34-260 (昭 43), 731.
- (3) 甲藤, 機論, 35-271 (昭 44), 573.
- (4) 例えば, Rohatgi, U. S. and Reshotko, E., *ASME Non-Equilibrium Two-Phase Flows Symp.*, (1975), 47-54.
- (5) Henry, R. E. and Fauske, H. K., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **95**, (1971), 179-187.
- (6) 鮎川・越智・青山・梶原, 機論, 45-391, B (昭 54), 380-387.
- (7) Sozzi, G. L. and Sutherland, W. A., 文献(4)の 19-26.

討 論

〔質問〕 数 土 幸 夫〔日本原子力研究所〕

(1) 式(9), (10)は凝縮・蒸発いずれの場合か。また, その判断基準は何か。

(2) 凝縮または蒸発のときの式(9)と式(10)の対応がとれていないように見受けられる。 $J_m > 0$ のとき $J_u > 0$ となるべきではないか。(論理的には① $J_m > 0, J_u > 0$, ② $J_m > 0, J_u < 0$, ③ $J_m < 0, J_u > 0$, ④ $J_m < 0, J_u < 0$ の場合がある)。

(3) 376 ページ左欄下 8 行～4 行めに引用している甲藤の臨界条件 $dA=0, \Delta=0$ に関し, 甲藤はその後の研究で分子=0 のとき分母=0 かまたは分子 $\neq 0$ のとき, 流路出口で分母=0 で臨界流が定まると主張している。したがって該当部分の記載は正しい引用とはいいかねるように思われる。

(4) 緒言の第 1 項に関し, 図 7, 9 にみる限り, 貴モデルが飽和平衡モデルに比して優れているようには見受けられない。どの点で優れているのか。

(5) 図 7, 9 の実験と計算との比較で, 計算の条件を $P_0=6.2\sim 6.9$ MPa とせず, 4.7 と 8.6 MPa とされた理由はなぜか。

〔回答〕 (1), (2) 蒸発あるいは凝縮現象に対して式のうえでの区別はなく, どちらにも適用できるものである。ここでは, この現象に対し液相と気相の間で質量およびエネルギーの輸送現象としてとらえている。式(9)では気液界面に液相の温度 T_f に対応する仮想の飽和蒸気相(密度 ρ_{gs})を置き, 気相側の状態量 ρ_g, T_g との間に $\rho_{gs}T_f^{1/2} - \rho_g T_g^{1/2} \geq 0$ が存在すれば, この正負が蒸発と凝縮の質量移動に対応するものである。 J_u についても同様で, 各相の温度や密度によってエネルギーの流れの向きが決まる。したがって, J_m と J_u が必ずしも同符号になるとは限らない。

(3) この解析では非平衡状態にある気液二相間に質量およびエネルギー輸送を考慮することで, 流路内の相変化を伴う気液各相の流動現象を把握し, かつ気液の非平衡が臨界流に与える影響について示したものである。

したがって, 基礎方程式もできるだけ簡単化し, 臨界条件もノズルスロート部 $dA=0$ で $\Delta=0$ となる甲藤⁽²⁾⁽³⁾の結果を引用した。厳密には, ご指摘のとおり, 流体摩擦あるいは流路壁からの伝熱などを含めた方程式で表し, 数土・甲藤⁽⁸⁾の主張する臨界条件(分子=0 のとき分母=0)をとり, 臨界点の発生位置についても検討すべきであると考えている。

(4) 気液二相が非平衡状態にあるとき, 流路内での気液の状態変化や流動の特性を知るための有効な解析方法を示すことが重要であり, ここでは簡単な流れを例にとり計算したものである。したがって, 流路形状やフローパターンの違いにより結果は多少異なるものと考えられる。実験値との対比もこれだけでは不十分であり, 実際の流れとは気液の分布なども異なっているものと思われる。スロート部で急変化する臨界圧力に関して非平衡による影響を示す結果が得られていないが, 少なくとも図 9 の臨界流量にはその影響が表れているものと思われる。

(5) 計算はノズル入口で両相は飽和状態とし初期状態の違いによる影響をみるため, 蒸気表から広い範囲の状態量をとっている。 $P_0=4.7, 8.6$ MPa は温度基準による圧力を示したもので, 実験値の $P_0=6.2\sim 6.9$ MPa は丁度この範囲の平均的な値に相当するものとして引用した。

付図 1

付図 2

〔質問〕 赤川 浩爾・太田 淳一

〔神戸大学工学部〕

二相流ノズル中の現象を基礎式にもとづき明快に解析されていることに敬意を表する。

(1) 本報のノズルは四分円形状と書かれているが、 A_t の値を変えるとノズル入口面積 A_0 も変わり、 A_t/A_0 の値も変わってノズル形状は変わる。図1, 2からみると A_t/A_0 は0.05のようであるが、貴計算はそれについてなされたのか。

(2) 数値計算においては上記のように A_t/A_0 の値を固定して、 W の値を変えた多数の計算を行い、その中で式(11)を満たす条件を求めて臨界状態としたのか。その手法について具体的に説明されたい。

(3) $A_t/A_0 \approx 0.05$ とすると本計算のノズル長さ L とのど部直径 d_t の比は $L/d_t \approx 2.24$ である。ノズルの形状を変えて d_t を一定として L の値を変えると、どの程度の L/d_t の値で平衡モデルの値と一致すると予想されるか。

〔回答〕 (1) 計算は半径4.5 mmの四分円形状のノズルで、入口直径12 mm, スロート部直径3 mm, ノズル流路長さ $L=4.5$ mmである。したがって、 $A_t/A_0=0.0625$ の場合について行った。ご指摘のとお

り、ノズル流路形状が異なれば二相の状態変化や非平衡の程度も異なってくるが、 A_t/A_0 が極端な場合を除いて流動の様相に大きな差は表れないものと思われる。

(2) ご質問の内容のとおりである。ノズル入口で両相は等速、飽和平衡状態にあるとして P_0, x_0 をパラメータにとるが、臨界流となる W は未定だから、予想される適当な値を代入し、この流れの諸量が流路に沿って変化しノズルスロート部で臨界条件を与える式(11)の左辺が零に近づくまで繰返す。同時に、スロート部で得られる諸量を用いて、逆に式(11)が満足されたとしたときの流量 W' を求め、入口で仮定した W と1%以内の誤差にあるときを臨界流量とした。

(3) 付図1と2にその例を示す。計算に用いたノズルは、 $A_t/A_0=0.0625$ の円形流路断面でスロート直径 $d_t=3$ mmである。図のようにノズル断面形状は r の円弧とし出口で接線方向にあり、 r の変化に従って流路長さ L も変わる。計算はノズル入口で $P_0=2.32$ MPa, $x_0=0.05, 0.1$ の場合について、 L の増大とともに臨界流量が減少し平衡状態の流れに近づくようすを示している。この結果から、およそ $L/d_t=60$ 以上では平衡モデルにかなり近いものとみなされる。