

超音速二相流ノズル出口に発生する 膨張波に関する研究*

中川 勝文[†] 宮崎 博規[‡] 原田 敦史[‡]

Rarefaction Waves at the Outlet of the Supersonic Two-Phase Flow Nozzle*

Masafumi NAKAGAWA[†] Hiroki MIYAZAKI[‡] and Atsushi HARADA[‡]

Abstract

Two-phase flow nozzles are used in the total flow system for geothermal power plants and in the ejector of the refrigerant cycle, etc. One of the most important functions of a two-phase flow nozzle is to convert the thermal energy to the kinetic energy of the two-phase flow. The kinetic energy of the two-phase flow exhausted from a nozzle is available for all applications of this type. There exist the shock waves or rarefaction waves at the outlet of a supersonic nozzle in the case of non-best fitting expansion conditions when the operation conditions of the nozzle are widely chosen. Those waves affect largely on the energy conversion efficiency of the two-phase flow nozzle. The purpose of the present study is to elucidate the character of the rarefaction waves at the outlet of the supersonic two-phase flow nozzle.

The high pressure hot water blow down experiment has been carried out. The decompression curves by the rarefaction waves are measured by changing the flow rate of the nozzle and inlet temperature of the hot water. The back pressures of the nozzle are also changed in those experiments. The divergent angles of the two-phase flow flushed out from the nozzle are measured by means of the photograph. The experimental results show that the recompression curves are different from those predicted by the isentropic homogenous two-phase flow. The regions where the rarefaction waves occur become wide due to the increased outlet speed of two-phase flow. The qualitative dependency of this expansion character is the same as the isotropic homogenous flow, but the values obtained from the experiments are quite different. When the back pressure of the nozzle is higher, these regions do not become small in spite of the supersonic two-phase flow. This means that the disturbance of the down-stream propagate to the up-stream. It is shown by the present experiments that the rarefaction waves in the supersonic two-phase flow of water have a subsonic feature. The measured expansion angles become larger by increasing the flow rate of the two-phase flow and by decreasing the back pressures.

Key Words: *Two-phase flow, Nozzle, Supersonic, Rarefaction wave, Mist, Water*

記号

F	: 速度ポテンシャルの θ 関数部	[m/s]	x	: クオリティ	
H	: 比エンタルピー	[J/kg]	z	: 流れ方向座標	[m]
P	: 圧力	[Pa]	α	: 広がり角	[deg]
R	: 半径方向座標	[m/s]	θ	: 膨張角	[deg]
S	: 比エントロピー	[J/kgK]	ρ	: 密度	[kg/m ³]
T	: 温度	[K]	φ	: 速度ポテンシャル	[m ² /s]
V	: 速度	[m/s]			

* 受付日: 2006年3月20日, 第43回日本伝熱シンポジウムより受付: 担当エディター: 河村 洋

[†] 豊橋技術科学大学 機械システム工学系 (〒441-8580 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)

[‡] 豊橋技術科学大学 機械システム工学専攻(〒441-8580 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)

添字

- b : 背圧
- In : ノズル入口
- out : ノズル出口
- G : 気体
- L : 液体

1 結論

高速二相流ノズルの主な働きは、作動流体の持つ熱エネルギーを二相流の運動エネルギーに変換することである。この高速二相流ノズルは低温度差発電のトータルフローシステム[1]や冷凍サイクルに適応される二相流エジェクタ[2]に使用される。このような二相流ノズルでは、二相流の音速が非常に低いので超音速まで加速させる必要がある。また、二相流特有の輸送過程のためにノズルのエネルギー変換効率が非常に低く、これまでにエネルギー変換効率を向上させる研究[3]がなされてきた。しかし、ノズルから噴出された超音速二相流の運動エネルギーを利用する上で、噴出する二相流の膨張波や衝撃波の発生を制御すること、最適膨張以外の運転状態にも対応できるノズルを作成すること等が必要となる。特に、冷凍サイクルに適用される二相流エジェクタの混合部ではノズルから流出する二相流と吸引された蒸気の混合過程の解明が望まれている。相変化する1次元二相流の膨張波を扱った研究[4]はあるが、2次元の二相流の膨張波を扱ったものはほとんどない。

そこで本研究では、ノズル出口の膨張現象を解明するためにノズルおよび膨張室を可視化し、質量流速と背圧を変化させてノズル出口に発生する膨張波及びノズル出口からの噴出流を実験によって調べた。

2 均質平衡二相流のプラントル・マイヤー膨張波

ノズル出口の二相流は本質的に非平衡流れになっているが、非平衡2次元流れは複雑な現象であるので、導出が比較的簡単な均質平衡二相流について理論的にその特性を調べる。均質平衡理論はミストの粒径が小さい極限の場合にのみ成立する理論であるが、二相流の相変化や密度変化が考慮されているので、本論文の実験結果はこの理論と比較された。

ノズルの出口の膨張現象を詳しく調べるために、実験では 図 1 に示されるような二次元ノズルを使用した。膨張波が先細末広ノズルの出口の片面だけから出るように、他方の壁はノズル延長線上にある。

このとき、ノズルで加速された超音速二相流は片方の出口の角を回ることによって膨張波を出す。そして、出口の膨張現象はこれらの膨張波の特性によって決定される。実験装置では流路の幅が有限であることや波の反射などを考慮しなければならないが、この状況を図 2 のように単純化して、均質平衡二相流が角を回るプラントル・マイヤーの膨張波の理論を導き、これと実験を比較する。

均質平衡二相流では分散相の径が十分小さいので気体と液体は同じ速度 v で運動する。二相流の平均密度 ρ はクオリティ x と平衡温度 T の関数で表される。各相の密度 ρ_l, ρ_g を用いると、 $1/\rho = x/\rho_g + (1-x)/\rho_l$ となり、以下に示す連続の式と運動量の式は気体力学[5]のそれらと同じ形をしている。

$$\text{div}(\rho v) = 0 \tag{1}$$

$$\rho(v \cdot \text{grad})v = -\text{grad } p \tag{2}$$

エネルギーの保存則も

$$\frac{v^2}{2} + h(x, T) = \text{const.} \tag{3}$$

と書き表せるが、二相流の比エンタルピー h はクオリティと温度の関数である。プラントル・マイヤーの膨張の場合、速度は θ だけの関数で表せるので、速度ポテンシャル ϕ は

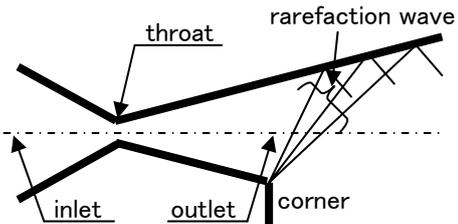


Fig. 1 Configuration of the experimental nozzle

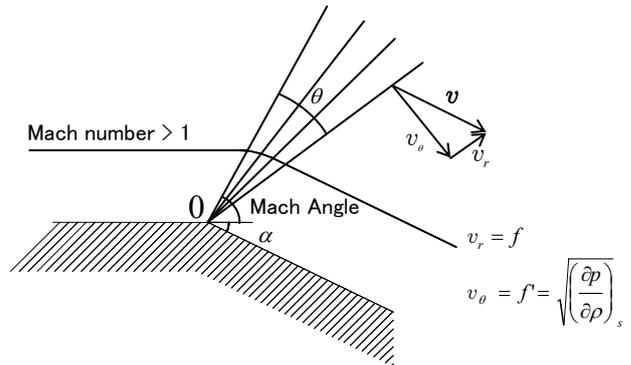


Fig. 2 Supersonic flow round the corner

$$\varphi = rf(\theta) \tag{4}$$

と書き表すことができる。膨張過程が等エントロピー変化で表せるので、これから密度と圧力の関係を求めると、連続の式と運動量の式から

$$f'^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \tag{5}$$

が求まる。二相流の平衡音速はクオリティと温度の関数として次式から計算される。

$$-\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \frac{dp}{dT} = x \frac{d}{dT} \left(\frac{1}{\rho_g} \right) + (1-x) \left(\frac{1}{\rho_l} \right) + \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_s \tag{6}$$

ここで、

$$\left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_s = \frac{\left\{ x \frac{ds_g}{dT} + (1-x) \frac{ds_l}{dT} \right\}}{(s_g - s_l)} \tag{7}$$

エネルギー式

$$\frac{1}{2} (f^2 + f'^2) + h = \frac{f^2}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s + h = const. \tag{8}$$

とエントロピー一定の関係を用いると、 f から状態量 x , T が定まる。したがって、式(5)は f' が f の関数となること示しており、初期条件（音速と流速が既知の状態）から積分すれば、膨張後のすべての状態が計算できる。

3 実験装置および実験方法

本実験で使用したノズルと圧力測定に用いたタップの位置をノズルの概略図、図3に示す。ノズルプレートは厚さ3mmのSUS板をワイヤー加工機で切り取り作製した。このプレートを透明なポリカーボネイド側板で挟み込むことによって、矩形流路を持つ先細末広ノズルを組み立てた。ノズル出口以降は、膨張波を詳しく調べるために片側を延長した形状をしている。ノズルののど部の幅は2mm、出口の幅は11mmで、末広部長さは40mmである。ノズル出口後方の膨張室は膨張波に影響を及ぼさないよう

に十分な広さを設けた。図3においてノズルや膨張室の大きさの比率は分かり易く示すため実寸通りではない。ポリカーボネイド側板の圧力タップにはCr-Ar熱電対が埋め込まれており、測定した温度から飽和圧力に変換し、静圧を求めた。この測定法の原理は文献[6]に示されている。ノズル内の熱電対は流れ方向に、ノズル出口以降の熱電対は延長した壁面に沿って設置した。

供試ノズルに高温高压の熱水を供給する実験装置の概略図を図4に示す。実験装置は高压タンク、供試ノズル、凝縮タンク、データ測定部で構成されている。高压タンクに水道水を貯め、ヒーターにより加熱した後、数度脱気、攪拌して均一な熱水を作成した。熱水は窒素ガスにより加圧され、タンク下部の配管を通り、供試ノズルに導かれる。ノズルで減圧沸騰、膨張加速し、二相流となって膨張室に導かれる。背圧は膨張室直後の配管に設けたボールバルブにより調節され定められた。ノズル流量の測定は高压タンクに設けられた液面計で行われた。実験は、

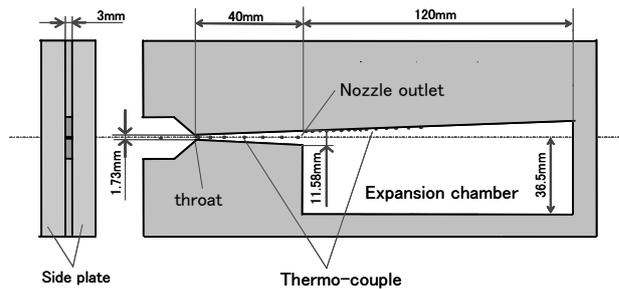


Fig. 3 Nozzle assembly

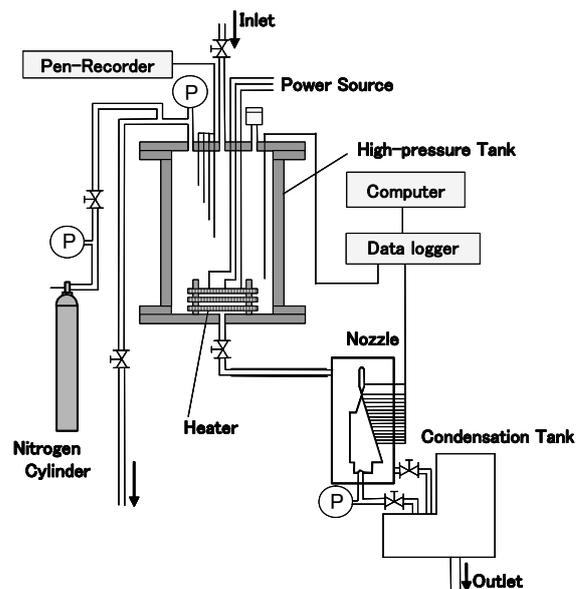


Fig. 4 Experimental apparatus

ノズル入口温度 130 °C~140 °C, 入口圧力 0.2 MPa ~0.6 MPa, のど部流速 10 m/s~40 m/s, 背圧 0.1 MPa ~0.2 MPa の範囲で行われた。

4 膨張波の減圧特性

超音速ノズル出口の膨張波の減圧特性は、角を持たない側のノズル出口の壁の静圧を測定することによって得られた。角を持たない壁には対向する角から出た膨張波が到達し、それによって壁の圧力 p が低下する。この減圧特性は、流速を変える実験、背圧を変える実験および入口温度を変化させる実験によって調べられた。

4.1 流束を変化させた場合の減圧特性

図 5 に背圧調節バルブを大気開放の状態にし、質量流束を変化させた場合のノズル出口部での超音速二相流の膨張波による減圧特性を示す。ノズル入口のサブクール水の温度は 130 °C で一定にしてある。ノズル出口流速はノズル入口の高圧タンクの圧力を高くすると速くなる。図には、高圧タンクの圧力を変えて測定された減圧曲線が示されている。のど部での水の流速と密度の積であるのど部質量流束の値を図中に示した。流速が速くなると膨張領域は広がり、大きな角度で遠くまで膨張している。これをわかりやすく示すため、減圧曲線を開始点と終点の圧力差 $p_{out}-p_b$ で無次元化して図 6 に示す。出口流速が速くなり、マッハ数が増加すると膨張波の膨張領域が広がる様子が分かる。

平衡二相流のプラントル・マイヤー膨張波によるノズル出口での膨張曲線を図 7 に示す。平衡理論では、

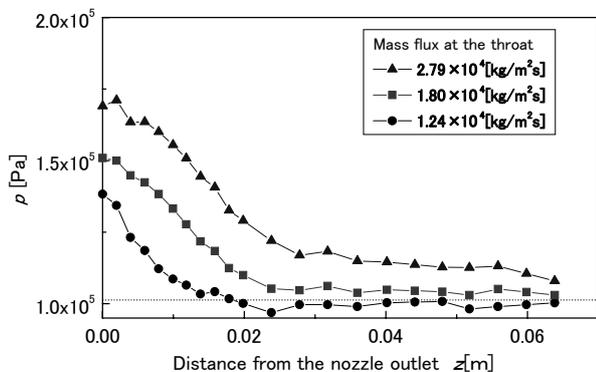


Fig. 5 Pressure profiles on the upper wall at the outlet of the nozzle at $T_{in} = 130\text{ }^{\circ}\text{C}$ for several outlet velocities

入口温度とノズル形状を実験と等しく取った。ノズル入口圧力を実験と同じ条件にすると平衡理論の出口速度は速くなりすぎ、ノズル出口圧力は大きく変わってしまったため、圧力の絶対値は平衡理論では予測できなかった。実際のノズル内では、非平衡現象によって二相流はそれほど加速されず、これまでの実験[7]では、ほぼ 40 % 程度の加速効率が得られている。そこで、出口圧力が実験値とほぼ同じようになるように流量を調節した。平衡理論では圧力が一定の部分が大きく現れるが、これは図 1 の角周りの流れ図に示したように、マッハ角で決まる最前線の膨張波を浴びる以前の状態である。図 6 の実験にも流量の多い場合、少しフラットな部分が現れるように見える。理論に比べ実験では流速が小さくマッハ数が 1 に近いので、この部分が小さくなったと考えられる。

図 7 の平衡理論の膨張曲線は下に凸の形状をしているが実験では、流量が多くなると減圧曲線は上に

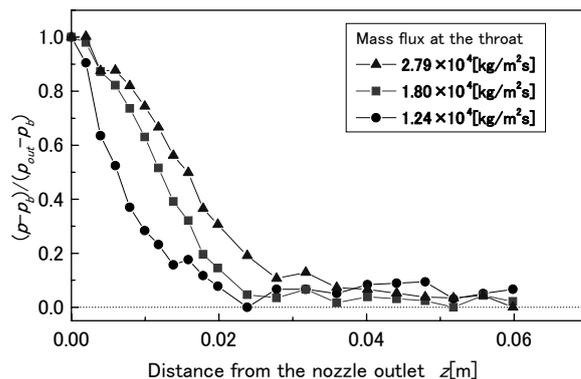


Fig. 6 Non-dimensional pressure profiles at $T_{in} = 130\text{ }^{\circ}\text{C}$ for several outlet velocities

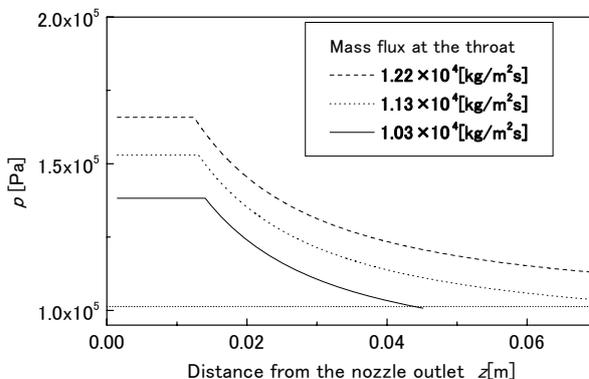


Fig. 7 Pressure profiles predicted by an isentropic homogenous two-phase flow for several outlet velocities

凸の領域が増大する傾向にある。これは、非平衡二相流の独特な膨張過程によるものと思われるが、詳しい理論的な予測が期待される。

4.2 背圧を変化させた場合の減圧特性

図 8 に入口温度 130 °C，質量流束を $1.79 \times 10^4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 一定とし，背圧を大気圧からノズル出口圧力以下で変化させた場合の膨張領域の圧力分布を示す。●，■，▲の順で背圧は増加する。図からノズル出口部の序々に降下する膨張領域の圧力が，背圧の上昇に伴いすべての点で上昇している。この膨張曲線の特性を分かりやすく示すために，前節と同じように $p_{out} - p_b$ で無次元化して図 9 にプロットした。膨張曲線はこの無次元化によって 1 つの曲線になる。膨張領域は減圧の圧力比に依らないことを表している。

平衡二相流のプラントル・マイヤーの膨張波の理論解は，入口条件が同じとき，同じ減圧曲線の上を移動することを予測している。背圧が低下すると膨張の最終点が伸びるだけである。膨張波の膨張領域

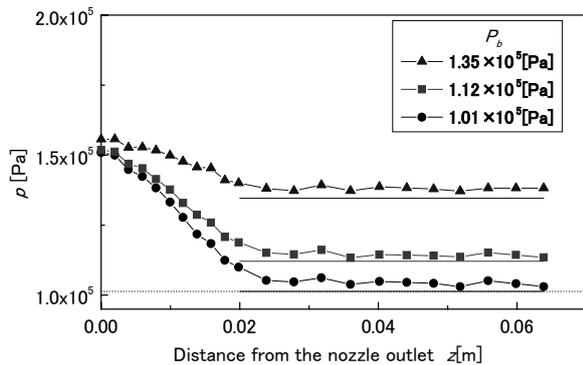


Fig. 8 Pressure profiles on the upper wall at the outlet of the nozzle

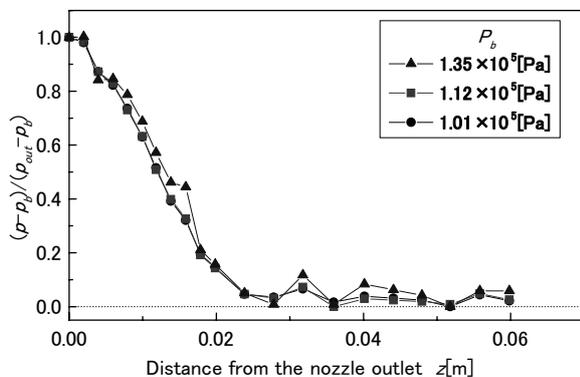


Fig. 9 Non-dimensional pressure profiles at $T_{in} = 130 \text{ }^\circ\text{C}$ for several back pressures

は超音速であるので，背圧の影響は上流に及ばない。したがって，平衡理論では背圧の低下は膨張領域の増加を意味している。圧力差で無次元化した減圧曲線の理論値を図 10 に示す。理論の減圧曲線において，同じ曲線の上を辿っているので減圧領域の増加は明らかである。一方，図 9 の実験では減圧領域が変化しないことを表している。この非平衡二相流の膨張波は背圧によって影響され，亜音速の性質を持っていることが明らかになった。

水の単成分二相流においては，気相は液相に比べて密度が小さく加速され易いので，気液間に速度差が生ずる。このため，運動量輸送の過程が流れの特性に大きな影響を与える。このような二相流ノズル内には流れを特徴づける 2 つの音速（運動量平衡音速と凍結音速）[7]が存在する。本実験の範囲の噴出流速は平衡音速より速く凍結音速よりも遅い。この超音速二相流は凍結音速に支配されている[7]ので，背圧に影響されるという亜音速の特徴を持っていると結論付けることが出来るが，二相流膨張波の特性は非平衡二相流の 2 次元理論解によって確認する必要がある。

4.3 減圧特性のノズル入口温度に対する依存性

ノズル入口温度の依存性を調べるために，入口温度が 140 °C の場合について同じ実験を行った。図 11 に入口温度を一定とした場合の減圧曲線を上で述べた無次元化をしてプロットする。図 6 と同じように減圧領域は，流速の増大と共に拡大し，減圧曲線は流速が小さいときに凸の形状をしているが流速の増大とともに上に凸の形状に変化する。本実験装置では高压タンクの耐圧の制約によりこれより高い温

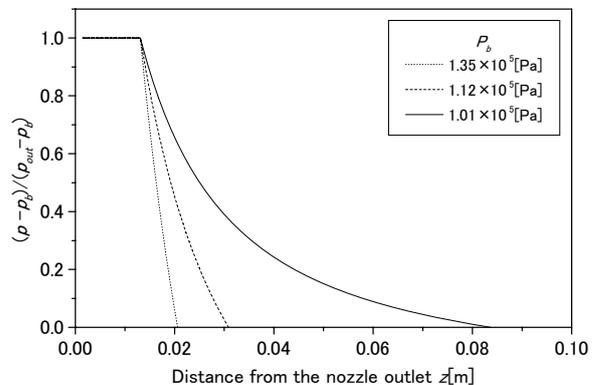


Fig. 10 Pressure profiles predicted by an isentropic homogenous two-phase flow for several back pressures

度の実験を行えなかったが、温度によってほとんど変わらないと思われる。

図 12 に入口温度 140 °C、のど部質量流束 $1.95 \times 10^4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の実験において、背圧を変化させた場合の無次元化された減圧曲線を示す。140 °Cでも、図 9 と同じように無次元減圧曲線は 1 本の曲線に乗る。非平衡二相流の膨張波は背圧によって影響され、亜音速の形態を示す。

5 二相噴流の広がり角

超音速ノズル出口に発生する膨張波は噴出する流れの広がり角と密接な関係がある。図 2 のプラントル・マイヤーの膨張波において、角の回り角 α は膨張波の膨張領域と最終膨張圧を決定している。実験のノズル出口の角の回り角は 83° にしているが、実験では背圧をコントロールしているので、背圧が最終膨張圧になるように噴出する二相流の広がり角が決まる。実験では、噴流の広がり角とノズル出口壁の間には、三角形の死水域 (蒸気が再循環する領域)

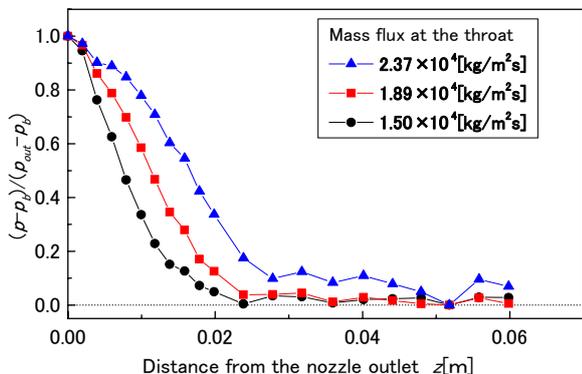


Fig. 11 Non-dimensional pressure profiles at $T_{in} = 140 \text{ }^\circ\text{C}$ for several outlet velocities

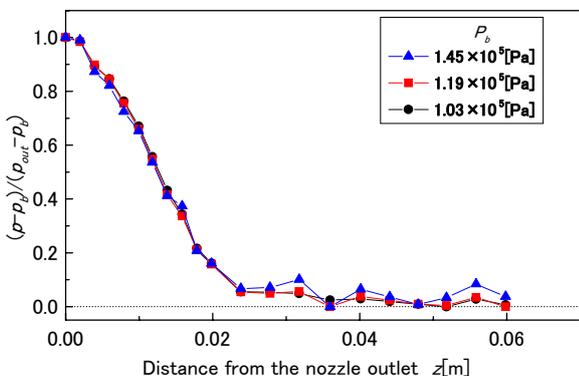
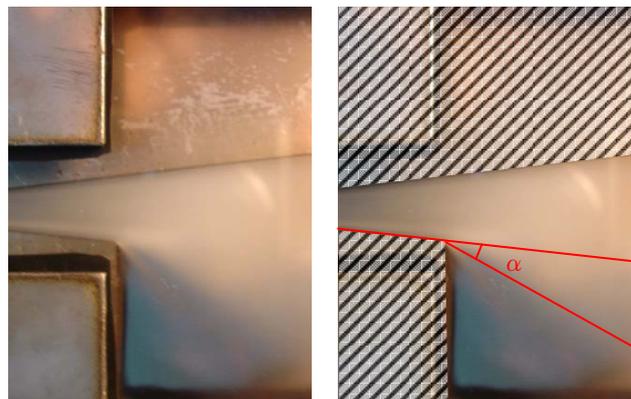


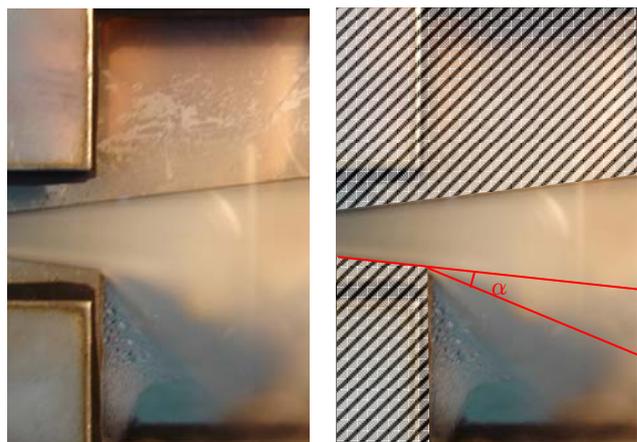
Fig. 12 Non-dimensional pressure profiles at $T_{in} = 140 \text{ }^\circ\text{C}$ for several back pressures

が存在した。図 13(a), (b)の左側にそれぞれ背圧が低い場合と高い場合のノズル出口部の反射光による写真を示す。背圧を増加させると噴流の広がり角が減少し、三角形の死水域が増加している様子が分かる。

これらの写真から、噴出する二相流はほぼ直線状に広がっているので、広がり角を決めることができ



(a) at low back pressure



(b) at high back pressure

Fig. 13 Photographs of two-phase flow flushed out from the nozzle

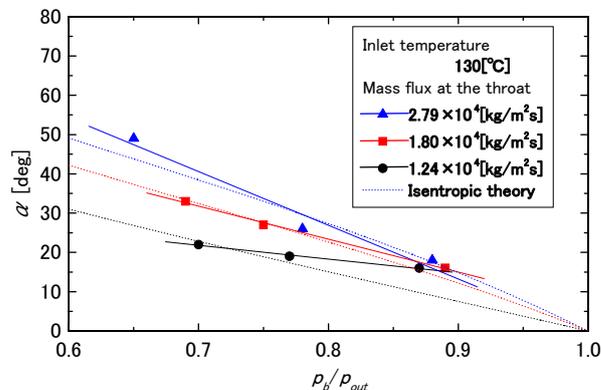


Fig. 14 Divergent angle of two-phase flow flushed out from the nozzle

る。噴流の境界は明瞭ではないが、ノズルの向うの背景が白濁した二相流によってまったく見えなくなる線から広がり角を決めた。図13の右側に、それぞれの場合の角を回る流れで求められる広がり角 α を図示する。背圧を横軸にとって、この広がり角 α を図14にプロットした。●, ■, ▲印はノズル出口速度を変えた場合の結果である。噴流の広がり角は背圧と出口圧の比に対してほぼ直線状に変化する。ノズル出口流速が大きい場合、この圧力比が1に近づくくと、広がり角が0に漸近するが、流速が低い場合圧力比を1にしても0にはならない。これは最適膨張時でも噴流が膨張する傾向にあるためである。噴流の開き角は流速が大きいほど大きくなる結果が得られた。

均質平衡理論のプラントル・マイヤーの膨張波から得られる広がり角の値を図14中に点線で示す。背圧比に対してほぼ直線状に減少する結果は実験値と一致している。圧力の絶対値は前に述べたように全く異なるが、流量を対応させると広がり角はかなり近い値を予測する。また、流量が増加すると広がり角は実験値と同じように増加する。しかし、このような二相流では非平衡現象が存在するので、運動量や温度、相変化の非平衡を考慮した理論値と比較する必要がある。

6 結論

超音速二相流ノズルの出口に発生する膨張波の特性が、熱水の単成分二相噴流の実験において調べられた。均質平衡二相流の膨張波の理論と比較し、以下の結論を得た。

(1) ノズル出口の角から発生する膨張波による減圧領域はノズル出口の流速の増加とともに広くなっ

た。この傾向は均質平衡二相流のプラントル・マイヤーの膨張波の予測と一致するが、非平衡現象が存在するため、減圧曲線の絶対値の予測はできなかった。

(2) ノズルの背圧を上昇させると、減圧領域は変化せず、ノズル出口圧と背圧で無次元化された減圧曲線は1つの曲線で表された。

(3) (2)の結果は背圧の影響が膨張波の中を逆上っていることを意味しており、単成分二相流中に発生する非平衡二相膨張波には亜音速の性質があることを示している。

(4) 実験で得られた噴流の広がり角は背圧の増加とともに小さくなり、また、ノズル出口流速の増加とともに大きくなった。この傾向は均質平衡二相流のプラントル・マイヤーの膨張波の予測と一致する。

参考文献

- [1] 森, 陶山, 「地熱エネルギー読本」, オーム社 (1980), 168.
- [2] 中川, "二相流エジェクタ", 冷凍, **79**-925, (2004), 856.
- [3] 中川, 他2名, "冷凍サイクルに適用される二相流エジェクタの流動特性", 機論, **64**-625, B (1998), 3060.
- [4] 中川, 間宮, "蒸発を伴う気ほう流中の膨張波", 機論, **52**-474, B (1986), 650.
- [5] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, "Fluid Mechanics", Pergamon Press(1959), 422.
- [6] 中川, 他2名, "冷媒 R134a に対する二相流ノズルの性能", 機論, **64**-624, B (1998), 3407.
- [7] 中川, 杉浦, "速度緩和現象によって発生する高速ミスト流中の衝撃波", 機論, **66**-645, B (2000), 1495.