

1 3. 炭酸ガスの超音速二相流ノズル中に発生する斜め衝撃波

未来ビークルシテリサーチセンター
低炭素社会と先端省エネルギーコア
特定教授 中川 勝文

1 3-1 はじめに

地熱発電所用のトータルフローシステムや冷凍サイクルなど多くのエネルギー変換装置で用いられる作動流体は二相状態となる。この二相流は気体単相流に比べて音速が非常に低く¹⁾、超音速状態まで加速されやすい特徴を持つ。一般的に、超音速状態では急激な流路変化に伴って、衝撃波や膨張波が発生し、これらの波が流れ場へ与える影響は無視できない。また、二相流中で発生する衝撃波及び膨張波は気体単相流中のものとは異なり、圧力場が分散する傾向を持ち、気体単相流よりも複雑な現象の混在が予想されている。

我々は、これまでに炭酸ガスの冷凍システムにおいて排出していた膨張エネルギーを有益な圧縮エネルギーに変換し、冷凍サイクルの効率を改善することができるエジェクタ²⁾における超音速二相流の研究を行ってきた。エジェクタはノズル入口にて流体が持つ熱エネルギーを先細末広ノズルによって運動エネルギーに変換し、混合部・ディフューザーを経て圧力エネルギーに変換する装置である。この二相流エジェクタ内の超音速流中では斜め衝撃波や膨張波がエジェクタ内の混合部に生じ、エジェクタによって行なわれる圧力回復現象に影響を与えていると考えられている。エジェクタの性能は、ノズルのエネルギー変換効率と混合部での混合現象が大きく影響するため、これらの現象を解明することにより、エジェクタの高効率化が可能となる。

これまでに行なわれている単成分二相流中を伝播する衝撃波に関する実験では衝撃波管を用いて測定されたもの³⁾⁴⁾が多く、本研究のように、ノズル中に斜め衝撃波を発生させている実験⁵⁾⁶⁾で用いられている作動流体は湿り空気がほとんどであり、本研究のように炭酸ガスのような単成分の冷媒を対象とした研究はほとんどない。湿り空気流中の凝縮性衝撃波では、凝縮液の質量流量の割合は高々数%のオーダーであり、50%以上の湿り蒸気に比べて非常に低く、二相流独特の緩和現象によって生じる衝撃波の特徴を有していないので、これらの結果を直接炭酸ガス二相流に適用することはできない。また、炭酸ガス流れは臨界点に近く、密度比や表面張力が小さいので、熱水と水蒸気の二相流とは異なる振る舞いを起こす。著者らはこれまでに炭酸ガス冷媒を用いて二相流の膨張波⁷⁾や斜め衝撃波⁸⁾の測定を行ったが、測定方法やノズル形状などの問題により、正確に発生箇所やその形状をとらえることができなかった。そこで、本研究では、これまでに行なってきた研究⁸⁾の測定方法に改善策を施し、ノズル内部を流れる炭酸ガス超音速二相流中に発生する斜め衝撃波の挙動を実験より調べた。

さらに、半無限平板上に発生する斜め衝撃波に関する解析⁹⁾を相変化する実在気体である炭酸ガスに応用し、本実験で用いたノズル内に発生する二相流斜め衝撃波前後の流れ場を解析的に明らかにする。

1 3-2 二相流斜め衝撃波を測定する実験

(1) 定常二相流衝撃波の発生方法

本研究では、定常の二相流斜め衝撃波をノズル内の超音速二相流中に発生させ、これによる圧力変化を測定した。使用したノズルの形状は斜め衝撃波を発生させるために、図13-2-1のような先細末広ノズルを用い、ノズルの末広部中に意図的に傾斜壁を取り付けている。なお、これまでの研究⁸⁾でノズル出口に設置していた傾斜壁はノズル末広部中に設置した。こうすることによって、ノズル出口端点で発生する膨張波の影響がなくなり、発生した斜め衝撃波の反射波の測定も可能になった。ここで、ノズルの出口付近の流路幅は、出口にて流れが閉塞しないようにわずかに幅が開いていくように設計されている。

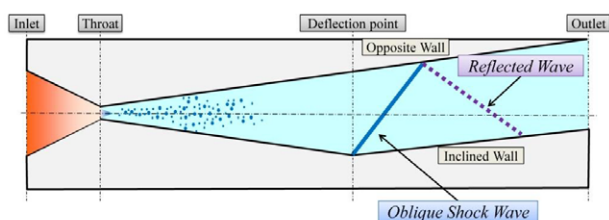


図 13-2-1 ノズル内での衝撃波・反射波の発生

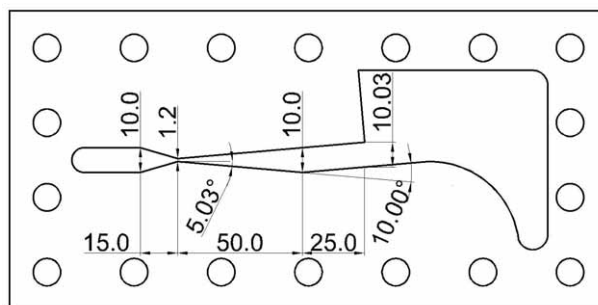


図 13-2-2 試作した先細末広ノズル

実験で用いたノズルは、ノズル入口にて温度 30 °C、圧力 10MPa とし、ノズル出口にて平衡マッハ数が 2.2 となるように設計した。このとき出口温度は-56 °C となる。この設計には、気液相間を平衡状態とし、等エントロピー変化する均質流の断熱理論モデル(IHE)を用いた。上記の設計条件より作成された矩形流路を持つ先細末広ノズルの詳細な形状を図 13-2-2 に示す。図中の長さの単位は mm である。ノズル板はステンレス板をワイヤー放電加工でくり抜いて作成している。

(2) 測定方法

本実験で用いたノズル板を組み込んだテストセクションを図 13-2-3 に示す。テストセクションは、熱電対を挿入するために用いた絶縁性の高いベークライト板でステンレスノズル板の上下を挟むことにより二次元の矩形流路を構成している。上面のベークライト板にはノズル内の温度及び圧力を測定するために、線径 0.1 mm の K 型熱電対と圧力計に繋がれた細管が取り付けられている。これまでの研究⁷⁾⁸⁾では、圧力タップ内の温度を測定することによってその飽和圧力から静圧を求められることを示してきた。本研究では実験で用いる熱電対で測定された温度の飽和圧力がテストセクションの圧力タップ内の圧力であるかを確かめるために 10 本の圧力計が 30 本の熱電対と交互に取り付けられている。

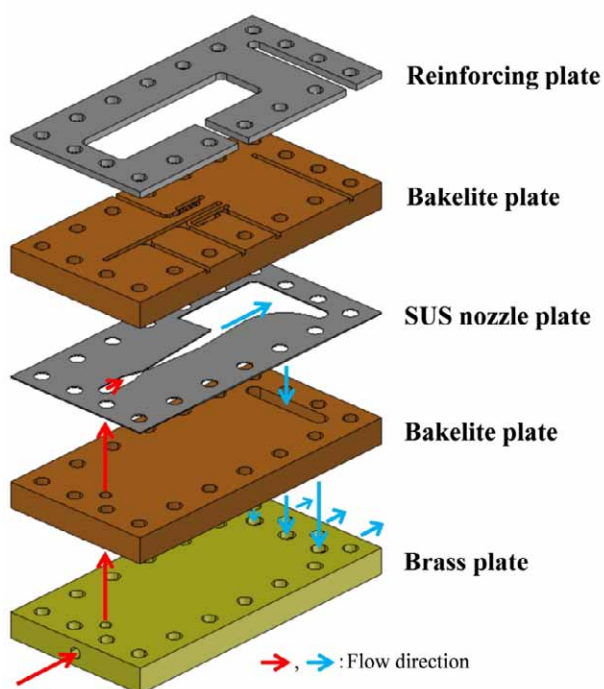


図 13-2-3 テストセクションの構造

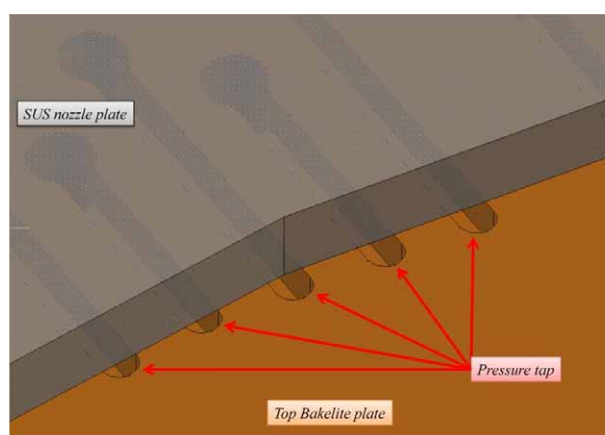


図 13-2-4 圧力タップの構造

ノズル内の静圧測定箇所は、ノズルの中央とノズルの壁面に沿うように設置している。ノズル中央は測定間隔を 7 mm と広く取れるために、直径 0.7 mm のタップを用いている。一方で、ノズルの壁面に沿う箇所では、発生する斜め衝撃波を詳しく測定したいため、測定間隔を 1～5 mm と細かくする必要がある。そこで、幅 0.4 mm、深さ 0.5 mm の溝を掘り、図 13-2-4 に示すようにノズル板で片面をふさぐように合わせることで、圧力タップを構成している。

(3) 炭酸ガスのブローダウン装置

図 13-2-5 は、テストセクションに炭酸ガス冷媒を流すために作製されたブローダウン実験装置の概略図である。実験装置は、高圧タンク、テストセクション及び計測機器で構成されている。高圧タンクに炭酸ガスの液冷媒を溜め、これをテストセクションに間欠的に流すことができるように工夫されている。高圧タンクの上部から窒素ガスで炭酸ガス冷媒を加圧することによって、炭酸ガス冷媒を高圧で放出することができる。実験では窒素ガスでノズル入口圧力を 9～12 MPa に調節した。また、高圧タンク内部に取り付けられている配管内にヒーターで温めた温水を流し、タンク内部の冷媒を加熱することができる。これによってノズル入口温度を 10～40 °C に設定した。圧力と温度を実験条件に設定した後、タンク下部のバルブを開き、炭酸ガス冷媒をテストセクション内にいっきに流入させた。この時のノズル内各所において、温度と圧力を測定した。

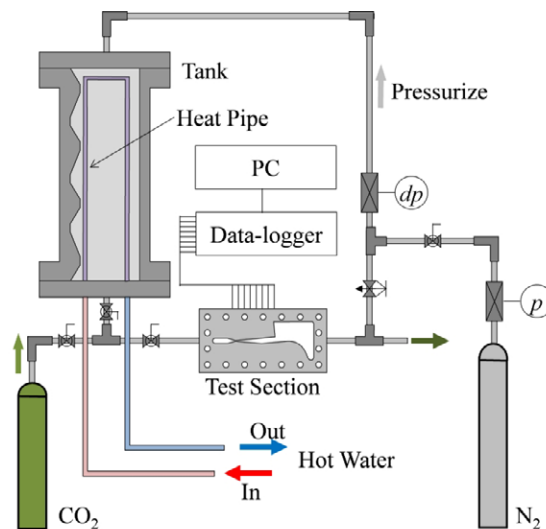


図 13-2-5 炭酸ガス間欠放出実験装置

13-3 実験結果

(1) ノズル内圧力分布

実験より得られたノズル内の静圧分布を図 13-3-1 に示す。この静圧分布はノズル入口にて、温度 $T_{in} = 31\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、圧力 $P_{in} = 10\text{ MPa}$ の時に測定されたものである。13-2-(3)で示したようにノズル入口圧力とノズル入口温度を変化させたところ、ノズルの傾斜部での平衡マッハ数がほとんど変化しなかったため、本研究ではこの条件の実験結果のみを示す。図の縦軸は静圧で、横軸はノズルのどの部からの流れ方向の距離であるが、静圧の測定部はノズルの断面内で分布しているので、これをわかりやすく示すために図の上部にノズル断面形状と各測定位置を以下に示す印でプロットした。図中の上部で、■印はノズル中心線上に分布する圧力タップの位置を示すが、下部ではその静圧を示す。同様に、▲印は傾斜壁のある側の壁、●印はその対向壁のものを示す。図中下部の実線で描かれている実線は IHE モデルから算出された静圧分布である。■▲●印は圧力タップ内に設けられた熱電対の指示温度の飽和圧力を、△○印は圧力の測定結果を示しているが、これらは滑らかな曲線を描くように分布しているので、熱電対は圧力タップ内の圧力の飽和温度を示しているといえる。

測定された圧力分布は10 MPa以上の高圧力の入口状態からこの断熱理論曲線に従うように0.5 MPa付近まで減圧膨張している。これは、ノズルの末広部で流れが超音速流となっていることを示している。

(2) 傾斜壁近傍に現れる斜め衝撃波

図 13-3-1 において、ノズル内の圧力分布はのど部から断熱理論曲線に従うように減圧膨張しているが、図 13-3-2 に示すようにノズルの末広部に取り付けた傾斜壁付近では断熱理論曲線から逸脱する分布が測定できた。図 2-3-2 は傾斜壁の開始点 (のど部から $z=50$ mm の位置) を基準としてスケールを拡大したノズル内圧力分布である。図 13-3-2 において、中心線上の■印と延長壁面の●及び○印の圧力上昇は傾斜壁面側の▲及び△印に遅れているのが確認できる。これは、発生している衝撃波が斜め衝撃波であることを表しており、この実験で二相流の斜め衝撃波が定常流で捉えられたことを意味している。そこで、発生した衝撃波の角度を物理的に求めるために、各測定箇所における昇圧開始点前後の圧力分布を3次近似し、相互相関を行なったところ、平均値として 67° の角度が得られた。後で記述するが、この角度は理論的に示される炭酸ガスの衝撃波角において、衝撃波前後の圧力比が比較的強い斜め衝撃波であることを示している。

また、図 13-3-2 においては、丸で囲まれた昇圧開始点の相対位置にも注目すべきである。発生している斜め衝撃波が直線的に分布するのであれば、これらの間隔は等しく、延長壁面側の昇圧開始点はもっと後方になるはずである。したがって、本実験で発生している斜め衝撃波は、徐々に角度が大きくなる波であると考えられる。

さらに、図 13-3-2 で傾斜壁面側の圧力が傾斜開始点よりも前方で圧力上昇しているのが確認できる。これは二相流圧力波が分散しているためであり、単相流の衝撃波にはない二相流特有のものと考えられる。

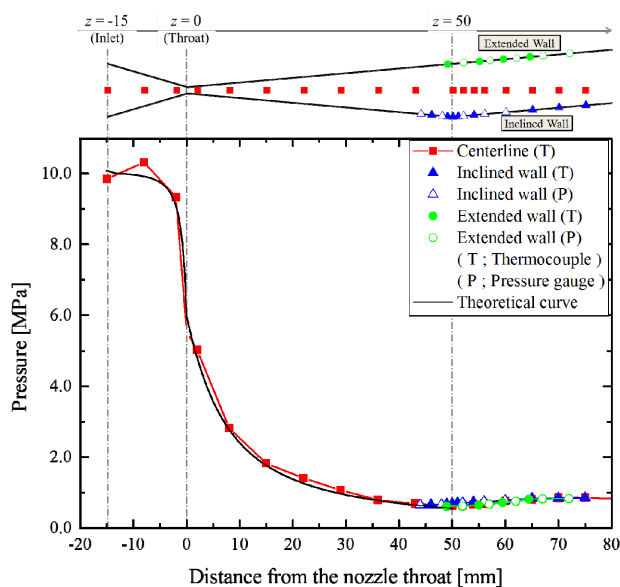


図 13-3-1 ノズル内の圧力分布

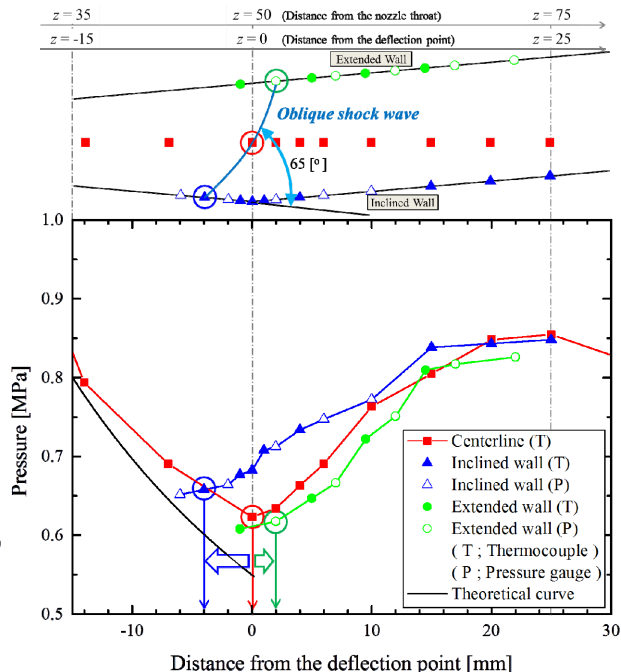


図 13-3-2 傾斜壁近傍の圧力分布

13-4 理論解析による二相流衝撃波の解法

実験で得られた二相流斜め衝撃波の存在を予測するために理論解析を行なった。

(1) 圧縮性二相流の基礎式

本節では、斜め衝撃波中の二相流を解く上で非常に重要となる圧縮性二相流の基礎式を示す。気液相間には運動量・熱・質量の各輸送現象が存在するが、本研究では、各現象を考慮した圧縮性二相流の基礎式を支配方程式として用いた。

気相と液相のそれぞれの質量保存を表す連続の式は二相流モデル²⁾で以下のように与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha \rho_g v_{gj}) = \dot{m} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{(1-\alpha)\rho_l\} + \frac{\partial}{\partial x_j}\{(1-\alpha)\rho_l v_{lj}\} = -\dot{m} \quad (2)$$

ここで、 α は二相流中の気相の体積分率を表すボイド率、 ρ は密度、 v は流速、 $\dot{m}$ は蒸発量を表す。ただし、添え字 g 及び l はそれぞれ気相と液相を、 i は 2 次元の各方向を表している。

同様に、気相と液相のそれぞれの運動量保存を表す運動量式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_g v_{gi}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha \rho_g v_{gj} v_{gi}) = \dot{m} v_{ki} - (1-\alpha)\rho_l \frac{v_{gi} - v_{li}}{\tau_v} - \alpha \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{(1-\alpha)\rho_l v_{li}\} + \frac{\partial}{\partial x_j}\{(1-\alpha)\rho_l v_{lj} v_{li}\} = -\dot{m} v_{ki} + (1-\alpha)\rho_l \frac{v_{gi} - v_{li}}{\tau_v} - (1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (4)$$

式(3)及び式(4)において、右辺第 1 項は相変化による質量輸送に伴う運動量交換を、右辺第 2 項は相間の速度差によって生じる摩擦に伴って発生する運動量交換を、右辺第 3 項は圧力勾配によって生じる力を表している。相変化の項で v_{ki} は次式で定義される。

$$v_{ki} = \begin{cases} v_{li} & \dot{m} \geq 0 \\ v_{gi} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

また、相間の摩擦項で、 τ_v は運動量緩和時間であり、次式のように液滴径と物性値で表される。

$$\tau_v = \frac{\rho_l d^2}{18\mu_g} \quad (6)$$

この運動量緩和時間は液滴径の関数になっている。ミスト流中では液滴径は分布を持っているので、一般的には運動量式に 1 つの τ_v で決まることはできないが、本研究では、平均値としてこれらの τ_v を一定の均一径として取り扱った。

全体のエネルギー式は次式で与えられる。エネルギー保存式は各相で表すのではなく全体と相間の輸送の形で求めた。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \alpha \rho_g \left(e_g + \frac{v_{gj}^2}{2} \right) + (1-\alpha) \rho_l \left(e_l + \frac{v_{lj}^2}{2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \alpha \rho_g v_{gj} \left(h_g + \frac{v_{gj}^2}{2} \right) + (1-\alpha) \rho_l v_{lj} \left(h_l + \frac{v_{lj}^2}{2} \right) \right\} = 0 \quad (7)$$

ここで、 e は内部エネルギーを、 h はエンタルピーを表す。この式は相間の輸送の項は含まれない。

気相と液相の相間の輸送方程式は、図 13-4-1 のような球まわりのそれぞれの熱伝達方程式で表すことができ、各相と界面温度の差より次式で与えられる。

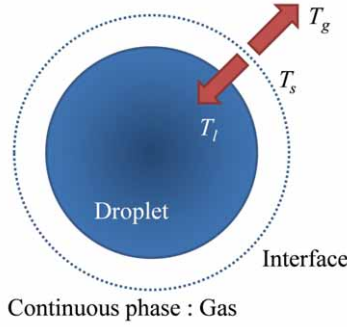


図 13-4-1 界面における熱輸送モデル

$$q_g = h_{Tg}(T_s - T_g) \quad (8)$$

$$q_l = h_{Tl}(T_s - T_l) \quad (9)$$

ここで、 q は界面から各相への熱流束を、 h_T は各相の熱伝達率を表す。これらの熱伝達方程式はエントロピーを用いることで式(10)(11)のように記述できる。

$$T_g \frac{D_g s_g}{D_g t} = C_{pg} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{T_s - T_g}{\tau_{Tg}} \quad (10)$$

$$T_l \frac{D_l s_l}{D_l t} = C_{pl} \frac{T_s - T_l}{\tau_{Tl}} \quad (11)$$

ここで、 C_{pg} と C_{pl} は気相と液相それぞれの比熱を表す。また、 τ_{Tg} と τ_{Tl} は気相と液相それぞれの熱緩和時間であり、次式のように液滴径と物性値で与えられる。

$$\tau_{Tg} = \frac{\rho_g C_{pg} d}{6h_{Tg}} \quad (12)$$

$$\tau_{Tl} = \frac{\rho_l C_{pl} d}{6h_{Tl}} \quad (13)$$

この熱緩和時間が小さい場合には熱輸送が活発に行われ、相間は熱的平衡状態に近くなる。

本解析では、気相と液相間の界面は飽和状態であると仮定した。界面温度 T_s は飽和蒸気圧力から算出することができる。全体のエネルギー式(7)に、連続の式(1)及び(2)と運動量の式(3)及び(4)を代入すると、蒸発量 $\dot{m}$ が式(11)及び(12)で与えられるエントロピー変化で表すことができる。すなわち、界面に流入する熱量によって蒸発量が決定され、相変化が熱輸送に律速されていることを意味している。解析において、熱物性値の算出には NIST の REFPROP v.8 を用いた。

(2) 計算領域

本研究では、前章で示した運動量輸送、熱輸送、質量輸送の各現象を考慮した圧縮性二相流の基礎式に CIP 法を適用し、非定常計算を行ない、圧力が変化しなくなったところを定常解とした。

図 13-4-2 に示す本解析で用いた計算領域は、斜め衝撃波の定量化を行なうために、実験で用いたノズルの傾斜壁前後での形状を模擬した。領域は、流れ方向分割数を 156、ノズル中心線に垂直な方向の分割数を 56 とした。計算領域において、代表長さ L は転向部でのノズル幅とし、代表速度 U は転向部でのノズル中央の気体速度とした。二相流は領域の左側から流入し、右側に流出する。壁面において、気体速度の壁に垂直な方向成分を 0、水平成分は壁対称のスリップ境界条件とした。液体は壁に衝突した後、反射せずに液膜流となって流れると仮定した。この液膜の体積は小さいので、解析ではこの液膜流の体積を境界層とともに無視している。したがって、液体に対して出口と同様に自由流

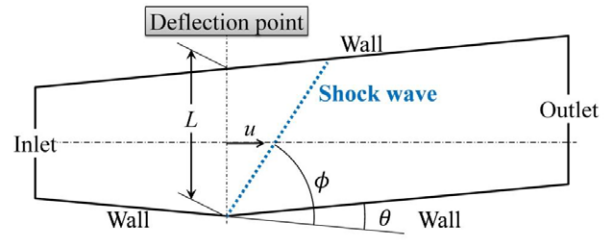


図 13-4-2 解析で使用した計算領域

出の境界条件を与えた。入口の初期条件は、図 13-3-1 で示したように、ノズル内の圧力低下が IHE モデルのものとよく一致しているため、実験で用いたノズルの転向点よりも上流 15 mm の位置の計算領域の入り口で平衡理論から求まる温度、圧力、質量平均速度を与えた。ただし、気液間の速度差については、入口部の平衡理論の圧力勾配の終端速度から求めた。出口では衝撃波のため亜音速になっていると考えられるので、実験から得られた圧力を出口断面に与えた。

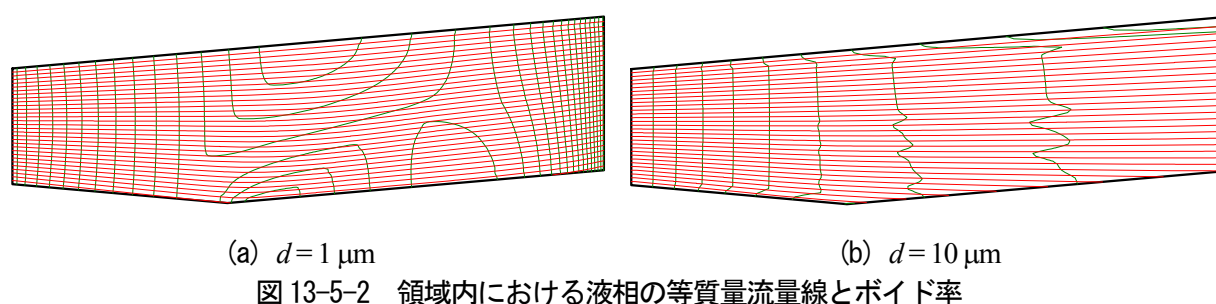
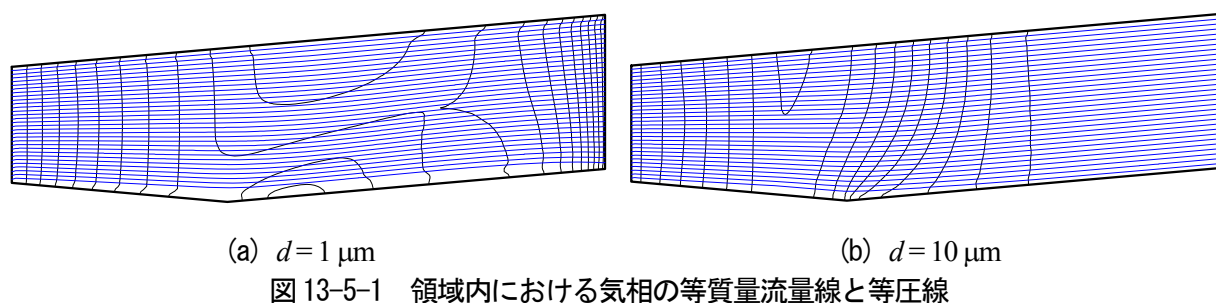
これまでの研究で、二相流ノズル内の特性は運動量緩和現象による影響が大きいことがわかっているため、本解析では、運動量緩和時間の液滴径を変化させ、一方、熱緩和時間は運動量緩和時間に比べ十分に小さいとして仮定した。

13-5 解析結果

二相流の輸送過程は、液滴径に大きく依存する。本研究では、液滴径が小さくて平衡状態に近い場合を $1\mu\text{m}$ とし、大きくて凍結状態に近い場合を $10\mu\text{m}$ とし解析を行なった。

(1) $1\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ の場合の結果

本解析で得られたノズル内の気相の等質量流量線と等圧線分布を図 13-5-1 に示す。等質量流量線は、非圧縮性流体の場合、流線と一致する。気相の等質量流量線は青色、等圧線は黒色で示している。等質量流量線は領域の上壁面から積分することにより求めている。したがって、蒸発によって入口より気相の全質量流量が増加する場合、図 13-5-1 のように領域の下部に空白領域が生じる。液滴径 $10\mu\text{m}$ は液滴径 $1\mu\text{m}$ の気相の等質量流量線に比べて、領域の下部の空白領域が少なくなっている。これは、 $10\mu\text{m}$ の場合、大きな圧力回復による相変化の効果により気体が凝縮されているためである。また、等圧線は斜め衝撃波の波面を表し、その傾きは斜め衝撃波の角度であるが、二相流では波が分散し、集中した波面は現れず、角度も変化する特徴を有する。一方、ノズル内の液相の等質量流量線と液体ボイド率分布を図 13-5-2 に示す。液相の等質量流量線は赤色、液体ボイド率分布は緑色で示している。ノズル内の液相の等質量流量線に注目すると、傾斜壁以降の傾向が液滴径の変化によって異なっている。より詳細にみるために、傾斜壁以降の流線分布を拡大すると図 13-5-3 となる。液相の等質量流量線は、液滴径 $1\mu\text{m}$ において傾斜壁に沿うように流れている。一方、液滴径 $10\mu\text{m}$ では、傾斜壁による流れ方向への変化がほとんどなく、自由流出のようになっている。これらは液滴径の増加によって慣性力による影響が大きくなったためである。



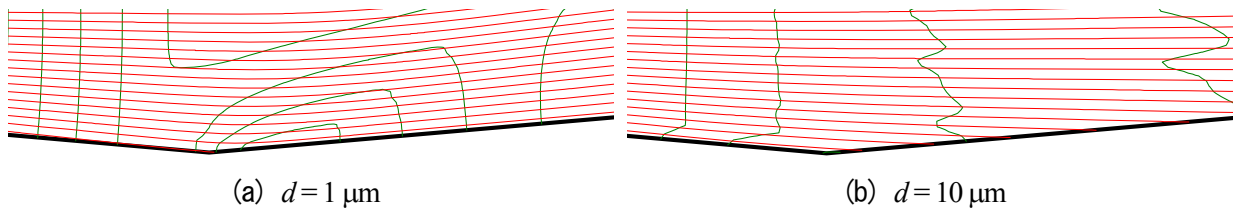


図 13-5-3 傾斜壁近傍の気相の等質量流量線

(2) ノズル内の圧力分布

液滴径の違いが解析結果へ与える影響は等圧線分布にも表れている。液滴径 $1\ \mu\text{m}$ では傾斜壁以降の等圧線がノズル中心線に対して比較的小さな角度を有している。一方で、液滴径 $10\ \mu\text{m}$ では垂直に近い大きな角度を有する等圧線となっている。ここで、実験結果で示したノズル中心線上と各壁面におけるノズル内圧力分布と同様のものを各解析結果に対して適用すると図 13-5-4 となる。図 13-5-4 において、液滴径 $1\ \mu\text{m}$ のものを破線で、 $10\ \mu\text{m}$ のものを一点鎖線で、実験結果の圧力分布を実線で示している。また、色の違いは前章の実験結果で示したものと同様に赤色がノズル中心線上、青色が傾斜壁面、緑色が延長壁面を示している。液滴径 $1\ \mu\text{m}$ の圧力分布は、斜め衝撃波による昇圧後、圧力低下が起こり、解析領域出口手前で出口圧力に向かって急激な圧力上昇が確認できる。一方で、液滴径 $10\ \mu\text{m}$ の圧力分布は、実験結果と似て斜め衝撃波による昇圧開始後、計算領域の出口に向かって緩やかな圧力上昇を続けている。液滴径 $1\ \mu\text{m}$ の圧力分布が出口で急に上昇するのは、出口境界条件で強制的に圧力を高めているからであり、出口付近に衝撃波のある解を求めていることと同じである。

気体力学の場合と同じように、二相流においても斜め衝撃波に対して傾斜壁の転向角と衝撃波角には図 13-5-5 のような関係¹⁰⁾がある。図中の 4 つの曲線は輸送過程が極限状態にある場合の解であり、赤色の実線が運動量・熱平衡状態、青色の破線が運動量平衡・熱凍結状態、緑色の一点鎖線が運動量凍結・熱平衡状態、紫色の二点鎖線が運動量・熱凍結状態をそれぞれ示している。これらは輸送現象に影響を与える液滴径の違いによって、発生する斜め衝撃波の衝撃波角が変化することを意味している。図中において、ある任意の転向角に対して衝撃波角には二つの解が存在する。衝撃波角が小さい解はマッハ波によって生じる弱い衝撃波の解であり、衝撃波角が大きい解は垂直衝撃波のような強い衝撃波の解である。弱い衝撃波ではマッハ波による流れ場への攪乱が小さいため、衝撃波の下流は入口と同様に超音速となる。一方で、強い衝撃波では衝撃波前後の物理量の変化が大きいため流れは超音速から亜音速となる。図 13-5-4 において、衝撃波の下流の圧力が低下している液滴径 $1\ \mu\text{m}$ の結果は、図 13-5-1(a)に示すように転向点付近の下部壁面から形成されている等圧線の傾きが小さいことから、発生した衝撃波は弱い衝撃波の性質を有しているといえる。一方で、図 13-5-4 において、下流の圧力が上昇を続けている液滴径 $10\ \mu\text{m}$ の結果は、図 13-5-1(b)のように転向点付近の下部壁面から形成されている等圧線の傾きが大きいことから、発生した衝撃波は強い衝撃波の性質を有しているといえる。

(3) 実験の圧力分布を再現する液滴径

前節で述べたように本実験系は液滴径を $10\ \mu\text{m}$ に近く、比較的強い衝撃波の性質を有していると考えられたため、液滴径を変化させて解析を行なった。液滴径を $8\ \mu\text{m}$ とした斜め衝撃波の解は図 13-5-6 に太線で示すように、昇圧開始点や衝撃波下流の圧力曲線の形状などが最も実験結果に近い値を示した。グラフの上部のノズル概略図には液滴径 $8\ \mu\text{m}$ のときのノズル内等圧線分布を示しており、実験で示した斜め衝撃波の形状とよく似て、徐々に等圧線の角度が大きくなる傾向を示している。以上のことより、本実験系で発生した斜め衝撃波前後の流れ場は液滴径 $8\ \mu\text{m}$ に極めて近いと考えられる。

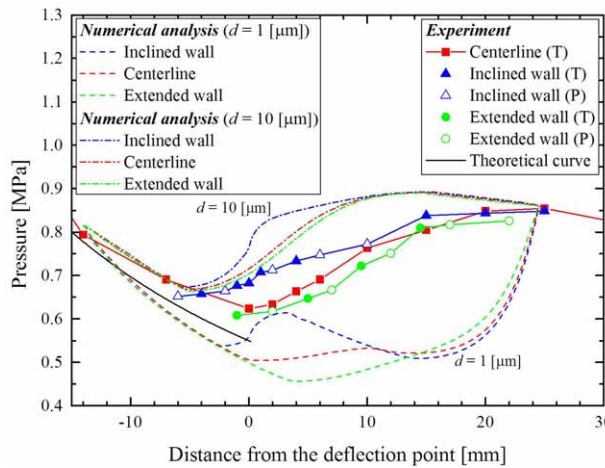


図 13-5-4 解析及び実験における圧力分布

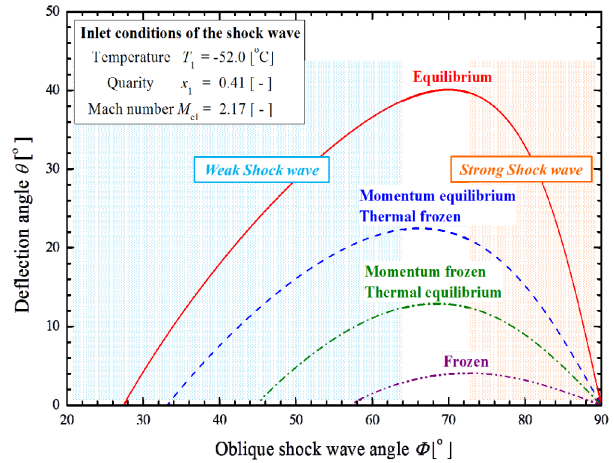


図 13-5-5 ふれ角と衝撃波角の関係

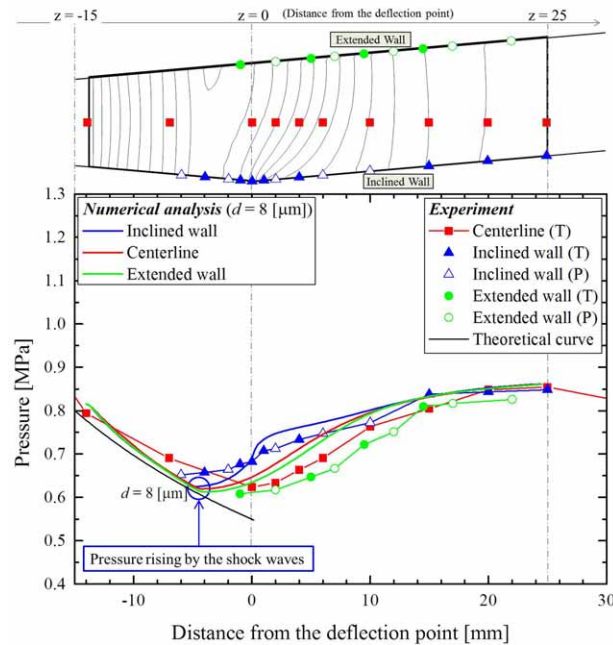


図 13-5-6 実験結果を再現する液滴径

13-6 結論

先細末広ノズルの内部を流れる炭酸ガスの二相流中に斜め衝撃波を発生させる実験を行ない、また、理論解析によりこの流れ場の定量化を行なった。その結果、以下の知見を得た。

1. ノズル内に傾斜壁を設けることによって、炭酸ガス二相流中に斜め衝撃波を定常的に発生させることができた。この波は、傾斜が一定ではなく、発生点から徐々に傾斜が大きくなる斜め衝撃波であることが実験で示された。
2. 解析において、運動量緩和現象を支配する液滴径を変化させると、液相の等質量流量線に差異が生じ、液滴の慣性力が変化した。
3. 液滴径が $1\ \mu\text{m}$ と小さい場合には、衝撃波後部の流れ場が計算領域の出口圧力による影響を受けていないことから、衝撃波前後の流れ場が超音速から変化していないことが示された。これは、弱い斜め衝撃波が発生したためである。
4. 液滴径が $10\ \mu\text{m}$ と大きい場合には、衝撃波後部の流れ場が計算領域の出口圧力による影響を受けることから、衝撃波前後の流れ場が超音速から亜音速に変化していることが示された。これは、

強い斜め衝撃波が発生したためである。

5. 本実験系で発生した斜め衝撃波前後の流れ場は、理論解析より、運動量緩和現象を支配する液滴径 d が $8\ \mu\text{m}$ に近いことが示された。すなわち、この事実は、本実験系で発生した衝撃波前後の流れ場の運動量緩和現象が非平衡状態であることを意味している。

参考文献

- 1) L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, Pergamon Press, (1959), 422.
- 2) Nakagawa, M., “Refrigeration Cycle with Two-Phase Ejector”, Refrigeration, 79-925 (2004), 856-861.
- 3) 小林康徳, 他 2 名, “気液二相媒質中を伝播する衝撃波の実験的研究”, 日本航空宇宙学会誌, 30-342 (1982).
- 4) 田中忠芳, 他 4 名, “水・空気均質二相流中の非線形波動の伝播”, 高知大学学術研究報告, 43 (1994), 143-152.
- 5) 権純範, 他 5 名, “ノズル流れにおける凝縮が斜め衝撃波に及ぼす影響”, 日本機械学会論文集(B 編), 54-500 (1988), 798-802.
- 6) 川越茂敏, 他 5 名, “超音速ノズルにおける凝縮衝撃波と斜め衝撃波の干渉”, 日本機械学会論文集(B 編), 55-509 (1989), 13-18.
- 7) 中川勝文, 茅野浩之, 原田敦史, “ノズル出口に発生する CO₂ 二相流膨張波に関する研究”, Thermal Sci. Eng., 16-4 (2008), 139-145.
- 8) 中川勝文, 茅野浩之, 原田敦史, “ノズル出口に発生する CO₂ 二相流斜め衝撃波に関する研究”, 第 46 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, F1110 (2009).
- 9) Harada, A. and Nakagawa, M., “Theoretical Analysis of the Two-Phase Oblique Shock Waves in an Ejector with Momentum and Temperature Relaxation”, Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers, 27-3 (2010), 13-21.
- 10) Harada, A. and Nakagawa, M., “Analysis of the Oblique Shock Waves in Supersonic Two-phase Carbon Dioxide Flow”, ASME-ATI-UIT 2010 Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems, (2010).