

高出力水銀ターゲットの流動水銀中における微小
気泡分布の予測および水銀流路構造設計への応用

2018年 3月

羽賀 勝洋

高出力水銀ターゲットの流動水銀中における微小
気泡分布の予測および水銀流路構造設計への応用

羽賀 勝洋

システム情報工学研究科

筑波大学

2018年3月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 水銀ターゲットの概要	1
1.2 研究の背景	2
1.2.1 圧力波が誘起するターゲット容器のキャビテーション損傷	2
1.2.2 キャビテーション損傷の軽減のための対策	3
(1) 微小気泡の注入による圧力波の抑制	3
(2) 水銀流れと狭隘流路によるキャビテーションの軽減	4
(3) ターゲット容器設計への適用	5
1.3 高出力水銀ターゲットの課題と本研究の目的	5
1.4 本論文の構成	6
第 2 章 水銀ターゲット内の流れ場	10
2.1 緒言	10
2.2 予備解析によるクロスフロー構造の成立性の検討	11
(水銀熱流動解析)	
2.2.1 水銀の熱流動解析の妥当性	11
2.2.2 陽子ビーム条件と発熱密度分布	12
2.2.3 解析モデルと解析手法・条件	13
2.2.4 水銀熱流動解析結果	14
2.3 実機サイズのモデルを用いた水流動実験	15
2.3.1 実験装置と測定方法	15
2.3.2 実験条件	17
2.3.3 実験結果	18
(1) 水銀ターゲット内での流速分布	18
(2) 陽子ビーム軸に直交する流速成分	19
2.4 水流動解析	20
2.5 実機水銀ターゲット容器の運転データによる検証	21
2.5.1 実機水銀ターゲット容器の熱流動解析条件	21
2.5.2 解析結果と実機運転の温度データとの比較	23
2.6 結言	25
第 3 章 水銀中での気泡上昇速度と平均抗力係数に関する研究	40
3.1 緒言	40
3.2 実験装置と測定方法	41
3.3 実験結果	43

3.4 考察	43
3.4.1 水銀中を上昇する気泡の変形量の評価	43
3.4.2 抵抗係数の評価	44
3.4.3 終端速度の評価	47
3.5 結言	49
第4章 気泡群の流動水銀中における挙動に関する研究	59
4.1 緒言	59
4.2 水銀流動実験による気泡分布測定	60
4.2.1 実験装置	60
4.2.2 実験条件	61
4.2.3 実験結果	61
4.3 気泡流動解析と実験の比較による気泡分布評価	62
4.3.1 解析モデルと手法	62
4.3.2 平均抗力係数の推定方法	63
4.3.3 実験の初期気泡半径分布の推定	64
4.3.4 平均抗力係数の評価と推算式の算出	65
4.3.5 実験結果と解析結果の比較	66
4.3.6 気泡のボイド率の評価	67
(1) 上壁面の気泡分布を基にした実験と解析の比較	67
(2) 解析による水銀内部のボイド率分布の評価	68
4.3.7 微小気泡の挙動に関する評価手法の適用性	69
4.4 結言	70
第5章 水銀ターゲットの流路構造の改良	82
5.1 緒言	82
5.2 気泡のボイド率分布の均一化	82
5.3 実機水銀ターゲットの流路構造の改良	84
5.4 新しいターゲット構造の熱流動解析による評価	85
5.5 結言	86
第6章 結言	97
参考文献	99
謝辞	103

第1章 序論

1.1 水銀ターゲットの概要

大型加速器を用いた核破砕中性子源は、加速器で作り出す kW から MW オーダーの大出力で非常に強力な陽子ビームを、標的（ターゲット）物質の原子核に衝突させ、核破砕反応により高い中性子束の中性子ビームを生み出して様々な中性子利用実験に供するための施設である。「核破砕反応」とは Fig.1.1 に示すように、高エネルギーの陽子ビームがターゲット物質に入射すると、ターゲット物質の原子核がバラバラに壊れ、中性子を主として、陽子、中間子等、様々な二次粒子が発生する反応であり、これに用いる標的を単に「ターゲット」または「核破砕ターゲット」と呼ぶ。このような核破砕反応を利用する中性子源は研究用原子炉を用いた中性子源と区別して「核破砕中性子源」と呼んでいる。

原子炉から取り出される中性子ビームは時間的に連続したビームであり、これと同様に連続ビームを供給する核破砕中性子源も存在するが[1]、近年の中性子利用実験ではパルス状の中性子ビームに対する需要が強まっており、現在、世界で稼働中または建設中の大型の核破砕中性子源は、ほとんどがパルス状の陽子ビーム入射によって中性子を供給する「パルス核破砕中性子源」である。

中性子ビームを用いた実験は、物質科学や生命科学の先進的な研究を行う上で非常に有効な手段であり、米国、EU 諸国など世界中の主要な国々が、高出力かつ高性能の核破砕中性子源の開発に凌ぎを削っている。1980年代に kW オーダーの出力が主流であった初期のパルス核破砕中性子源では、いずれもターゲット物質としてタンタルやタングステン、劣化ウランなどの固体重金属を用いて、核破砕反応による発熱を水で冷却する方式[2]を取っていたが、1990年から2000年代に入り、MW 級の核破砕中性子源を実現し、将来的に更なる高出力化に対応するためには液体重金属をターゲット物質に用いるのが有利との考えに基づき、米国ではオークリッジ国立研究所の SNS（設計 2 MW）[3]、日本では J-PARC の物質・生命科学実験施設（設計 1 MW）[4][5]が建設され、それぞれ 2006 年及び 2008 年に世界的に見ても前例のない水銀をターゲット物質としたパルス核破砕中性子源が稼働を始め、J-PARC はこれまでに 500 kW、SNS は 1.4 MW までの利用運転出力を達成した。ターゲット物質として水銀を用いるので、これを特に「水銀

ターゲット」と呼び、水銀はステンレス鋼 SUS316L で製作される「ターゲット容器」に流動・循環して使用される。

液体金属はターゲット物質と冷却材の機能を兼ねることができ、伝熱性能が高く、放射線損傷の問題がなく、繰り返し使用できるので放射性廃棄物を低減可能であるなど、高出力の核破砕中性子源を実現するために有利な特性を持っている。特に水銀は常温で液体なので、取り扱いが容易であり、低エネルギー中性子に対する吸収が比較的大きい特性を持つものの、パルス幅が 1μ 秒程度のショートパルス核破砕中性子源では、パルス特性の向上に有利に働くなど大きな利点があった。

Fig.1.2 に水銀ターゲットの概略を示す。水銀ターゲットに陽子ビームが入射すると水銀原子核の核破砕反応によって大量の中性子が発生する。J-PARC ではエネルギー 3GeV 、パルス幅 1μ 秒、繰り返し周波数 25Hz の陽子ビームが入射し、入射陽子 1 つあたりでは約 70 個の中性子が発生する。陽子ビームが水銀ターゲット容器に入射する壁面は特別に「ビーム窓」と呼ばれており、水銀と同様に直接陽子ビームの照射を受けるので、ターゲット容器材料に対する放射線損傷が特に大きく、また核破砕反応による発熱や熱応力など、熱的にも構造的にも厳しい条件に晒されるため、ターゲットの寿命を左右する重要な部分である。核破砕反応ではエネルギーの高い中性子が発生するが、一方、中性子を利用する物質・生命科学の中性子散乱実験ではエネルギーが低い中性子が要求される。そこで、ターゲットの上下には「モデレータ」と呼ばれる液体水素や軽水などを満たした容器が設置されており、発生した中性子は直接、あるいは周囲に設置したベリリウム等の「反射体」で反射された後、モデレータへ入射して水素の原子核と衝突することで数 meV ~数十 meV の冷熱中性子のエネルギーまで減速され、中性子ビームラインを通して利用者へ供給される。核破砕反応やこれに伴い発生する放射線により水銀ターゲット内では約 482kW の発熱が生じ、水銀や水銀ターゲット容器自体が発熱するため、水銀は常に水銀循環設備のポンプを使って循環・流動させ、熱交換器を通して冷却される。

1.2 研究の背景

1.2.1 圧力波が誘起するターゲット容器のキャビテーション損傷

Fig.1.3 に示すように、水銀ターゲットにパルス状の陽子ビームが入射すると、水銀の瞬間的な体積発熱による急激な温度上昇と、これに伴う体積膨張で水銀中に最大 40MPa (J-PARC の 1MW 出力の場合) に

もなる非常に高い圧力波が生じることが設計当初から分かっており、ターゲット容器は圧力波に耐え得る構造強度を十分に満足できる設計としていた。しかし、その後の研究により、水銀中を伝播した圧力波がターゲット容器の壁面に達すると壁面を高速変形させ、その近傍に生ずる水銀の負圧の領域でキャビテーションを誘起してターゲット容器に損傷を負わせる可能性のあることが判明し、水銀ターゲットの高出力化にとって重大な課題となった[6]。特にターゲット容器のビーム窓部は、陽子ビームの照射を直接受けるので局所的に発熱密度が高く、熱応力を抑えるために厚さを 3 mm とターゲット容器の中で最も薄くしているが、陽子ビーム入射時に発生する圧力波の圧力分布もビーム窓近傍で最大となるため、最も圧力波の影響を受ける箇所であると予測されていた。その後、実際に米国 SNS で使用済のターゲット容器を調べたところ、ビーム窓部で壁を貫通するほどの損傷が生じていることが判明し[7]、J-PARC においても初号機のターゲット容器で、ビーム窓部の内面に損傷が生じていることが分かった[8]。

1.2.2 キャビテーション損傷の軽減のための対策

キャビテーション損傷を軽減するためには、圧力波を低減してキャビテーションの発生を抑制する方法、及び発生したキャビテーションに対して、その攻撃力を低減する方法が考えられ、それぞれ水銀中への微小気泡注入、及び狭隘流路と速い水銀流れによって原理的に実現可能な見込みがある。以下にそれぞれの方法とターゲット容器設計への適用について述べる。

(1) 微小気泡の注入による圧力波の抑制

キャビテーション損傷の問題に対処するため、流動する水銀中に放射化しにくいヘリウムガスの微小気泡を注入する方法が考えられる。すなわち、パルス的な陽子ビームの入射による水銀の熱膨張を、気泡の収縮で吸収することで、発生する圧力波のピーク圧力を低下させるとともに、圧力波が水銀中を伝播する過程で水銀の圧力変動により気泡が振動することで、圧力波のエネルギーを気泡の運動エネルギーとして散逸させ、圧力波を減衰させる効果に着目した。外部研究機関との協力研究として実施された沖田らの研究[9]により、陽子ビームで励起される圧力波を効果的に低減するための気泡サイズと水銀に対する体積分率（ボイド率）を解析的に評価したところ、半径 50 μ m 以下の気泡

が 0.1%のボイド率で存在すると圧力波のピーク値が約 1/10 となり、半径 $100\ \mu\text{m}$ の気泡でも 0.1%のボイド率で約 1/4 までピーク値を低減可能であることが明らかとなった。気泡半径の小さい方が圧力波の低減効果が高い理由は、陽子ビームパルスの照射される $1\ \mu\text{s}$ という短い時間で上昇する圧力変動に気泡の収縮が追従するには、気泡が高い固有振動数を持つ必要があり、これを満たす気泡直径は必然的に小さくなるためである。気泡注入による損傷の軽減効果は直江ら[10]による実験室規模の水銀流動実験によっても確認された。流動する水銀中で微小気泡を効率的に生成する方法は、極細の配管からガスを水銀中に注入したり、ベンチュリー管を用いるなどの方法が検討されたが、最終的に粉川ら[11]により半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の微小気泡を効率的に生成できる、旋回流型の微小気泡生成器（バブラー）が開発された。

(2) 水銀流れと狭隘流路によるキャビテーションの軽減

キャビテーションは、水銀に生ずる負圧の領域で、水銀中または壁面上に初めから存在する微小な気泡核を起点としてキャビテーション気泡が成長し、これが崩壊する時に生ずる水銀のジェット流れが壁面を攻撃して損傷を引き起こす。従ってキャビテーション気泡の成長や崩壊を阻害できれば、原理的に損傷を軽減可能となる。圧力波の発生はマイクロ秒のオーダーの時間スケールで生ずる現象であるが、キャビテーション気泡の成長と崩壊はミリ秒のオーダーで生ずる現象であるため、水銀の流れ場や圧力場の影響を受けると考えられ、静止した水銀中に比べて、水銀の流れ場ではキャビテーション損傷が軽減される実験結果が直江ら[10]により示されている。また、静止した水銀中であっても、狭隘流路に置かれた場合は、キャビテーション気泡が狭い流路高さの影響を強く受けて損傷の発生が抑えられる実験結果[12]も報告されている。実際に、米国の SNS では、ビーム窓部に内壁を追加して狭隘流路を形成し、狭隘流路内の早い水銀流れでビーム窓部の冷却性能を向上させる構造としていたことが幸いして、内壁はキャビテーションで肉厚を貫通するほどの損傷が生じたにも関わらず[7]、水銀の閉じ込め境界となる外壁は内壁に比べて損傷が軽減されている[13]。これらのことから、狭隘流路内に速い水銀流れを作り出す方法も、キャビテーション損傷の軽減に有効であると考えられる。

(3) ターゲット容器設計への適用

ビーム窓部は発熱密度が高いので、水銀流れによる冷却性能を確保する必要性に加えて、更にキャビテーション損傷を軽減する対策も施さなければならない。ビーム窓部に狭隘流路を形成し、速い水銀流れを作り出す方法は、これらの要求条件を満足できる構造であり、米国 SNS の実機水銀ターゲットの運転でキャビテーション損傷の軽減効果が確認されている。一方、狭隘流路の内壁が損傷して貫通した箇所では、狭隘流路の効果が無くなり、水銀流速も低下するので、最終的には外壁も損傷で貫通することになる。このため、キャビテーション損傷からターゲット容器を守るためには、内壁と外壁の両方を守る必要がある。そこで、高出力水銀ターゲットを実現するために、外壁は狭隘流路と速い水銀流れにより保護しつつ、内壁は微小気泡の注入によりキャビテーション損傷を軽減するとともに、微小気泡による圧力波の抑制効果で外壁に負荷される応力も軽減する対策を施した構造を目指すこととした。

1.3 高出力水銀ターゲットの課題と本研究の目的

水銀ターゲット内に微小気泡を注入しても、水銀は密度が水の 13 倍もあり、生成した微小気泡には強い浮力が働くため、微小気泡の分布が偏在して、圧力波の低減効果が十分に得られない恐れがある。従って、水銀ターゲット内の必要な領域に微小気泡を分布させるためには、バブラーの配置と流動水銀中の気泡の挙動を考慮した解析による、水銀流路の設計が新たに必要である。ここで重要となるのは微小気泡の上昇速度を評価することであり、そのためには水銀中での微小気泡の抵抗係数を見積もる必要がある。従来の研究では、静止流体中を上昇する単一気泡の抵抗係数を評価するのが一般的であり、多くの解析や実験による抵抗係数の推算式が提案されているが、水銀中の微小気泡に関する報告は少ない。Sawi[14]は純粋な液体中の抵抗係数を解析的に評価し、液体を水銀とした場合の予測も行っているが、これを検証できる実験結果はまだ存在しない。水銀中の微小気泡に関する実験的研究は、最も小さい半径で $600\ \mu\text{m}$ 程度までの気泡に関する森ら[15]の研究等が見られるのみであり、水銀ターゲットの設計に必要な、半径 $100\ \mu\text{m}$ 前後の気泡の抵抗係数に関する報告は見あたらない。

一方、水銀ターゲット中では多数の気泡群が流動水銀中を上昇するため、静止流体中の単一気泡に関する抵抗係数の評価式をそのまま使用できる根拠は無く、更に、抵抗係数には液体の汚れ度合いが大きく影

響し[16]、通常の実験で使用する液体のほとんどは汚れた液体に属する[17]との報告がある。様々な金属と容易に合金となる水銀は、実験系においても水銀循環機器に使われる金属と化合し、固形の不純物を多く含む様子が目視でも確認できるため、汚れた系に属すると考えられるが、水銀の汚れの度合いを定量的に計測して抵抗係数の評価に反映することは困難である。

そこで本研究では、水銀ターゲットの流動水銀中における微小気泡の挙動を解析で予測するために、既存の工学的な知見を基にして実用的な気泡の抵抗係数を実験的に求めることを目的とした。これは従来の静止流体中の単一気泡に対する抵抗係数とは異なり、水銀の乱流、気泡群の相互作用、水銀汚れなど複数の影響因子をまとめて抵抗係数として包含するものであり、改めて「平均抗力係数」と呼ぶことにする。水銀は不透明で内部の気泡分布を観測することが困難であるため、本研究では流動水銀中に配置したバブラーの下流側で、流路の上壁面に到達した気泡をカメラで撮影した画像から、気泡の半径分布や移動距離等を計測し、気泡の半径と平均的な上昇速度を評価、又は従来の抵抗係数の推算式を参照して、平均抗力係数の推算式を提案した。即ち、実験又は実験と解析の比較においては、流路上面に現れる気泡を基に平均抗力係数や解析結果の妥当性を評価し、ここで妥当性を確認した平均抗力係数や解析手法を用いて水銀内部の気泡分布を計算し、新たなターゲット容器の水銀流路構造を設計した。

1.4 本論文の構成

第 1 章の序論では、水銀ターゲットの概要を説明した後、本研究の背景として圧力波によるキャビテーション損傷を軽減するための方法や仕組み、要求条件について述べ、これらを実現するための課題、及び解決へ向けて設定した本研究の目的と本論文の構成を示す。

第 2 章の「水銀ターゲット内の流れ場」では、キャビテーション損傷の軽減対策を導入する以前の段階として、高出力水銀ターゲットの熱流動設計に要求される条件を満足する、基本的な水銀流路構造の検討について示す。即ち、予備解析で検討されていたクロスフロー型の流路構造について、その有効性を確認して水銀ターゲットの基本構造を決定するために行った、高次精度の解析及び水流動実験による解析手法の検証について示す。また、この成果を基に設計した実機水銀ターゲ

ットの運転で得られた温度データと、解析による予測値との比較も示す。

微小気泡分布の予測に関する研究では、これまで実験的に得られていない数 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡半径に関するデータを得るため、気泡の生成方法に応じて実験を 2 段階で行った。

まず、第 3 章の「水銀中での気泡上昇速度と平均抗力係数に関する研究」では、直線流路の試験体で流動水銀中に細い配管からガスを吹き込むことで微小気泡を生成する方法を用い、気泡の上昇速度と平均抗力係数を評価した結果を示す。この方法では、半径 $150\ \mu\text{m}\sim 350\ \mu\text{m}$ の気泡が生成され、実験で得られた平均抗力係数を粒子レイノルズ数で整理し、従来の評価式で得られる抵抗係数と比較して、平均抗力係数を補正した。

次に、第 4 章の「気泡群の流動水銀中における挙動に関する研究」では、実規模の水銀ターゲットモデルを製作し、米国オークリッジ研究所の大型水銀流動実験装置を用いた水銀流動実験を行った結果[18]を示す。この実験では、旋回流型バブラーを用いて半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の範囲の微小気泡が生成される。実験で得られた気泡半径分布を基にして平均抗力係数を推定し、3 章で得られた半径 $150\ \mu\text{m}\sim 350\ \mu\text{m}$ の気泡に関する実験結果と合わせて、水銀ターゲットの設計に有効な平均抗力係数の推算式を提案した。また、得られた推算式を基に行った気泡の流動解析から推測される、気泡のボイド率の分布等について示す。

第 5 章の「水銀ターゲットの流路構造の改良」では、これまでの成果を基にターゲット容器の流路構造を解析的に再検討し、圧力波の抑制に重要なビーム窓部近傍の気泡分布を改良した結果、及びビーム窓部に内壁を設けて狭隘流路を形成した設計改良について示す。

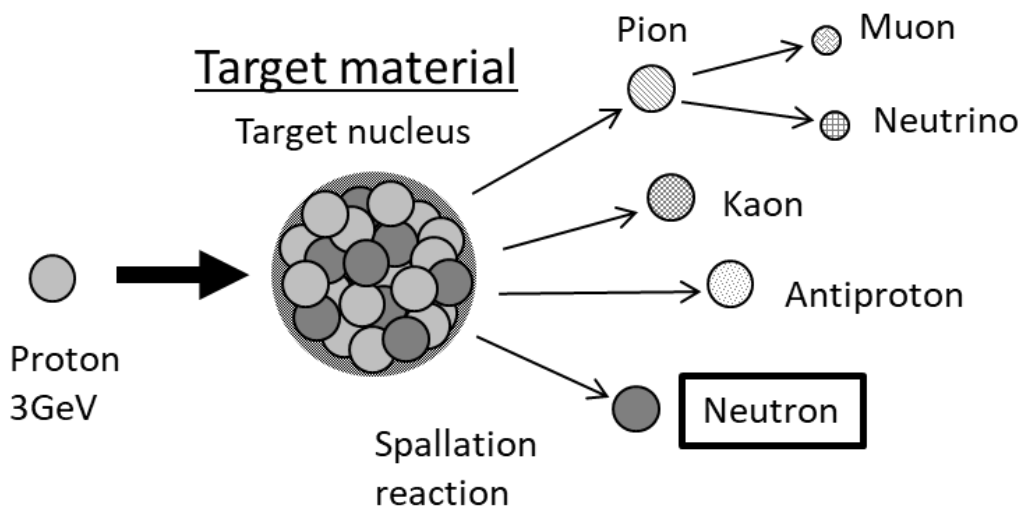


Fig.1.1 Schematic of spallation reaction

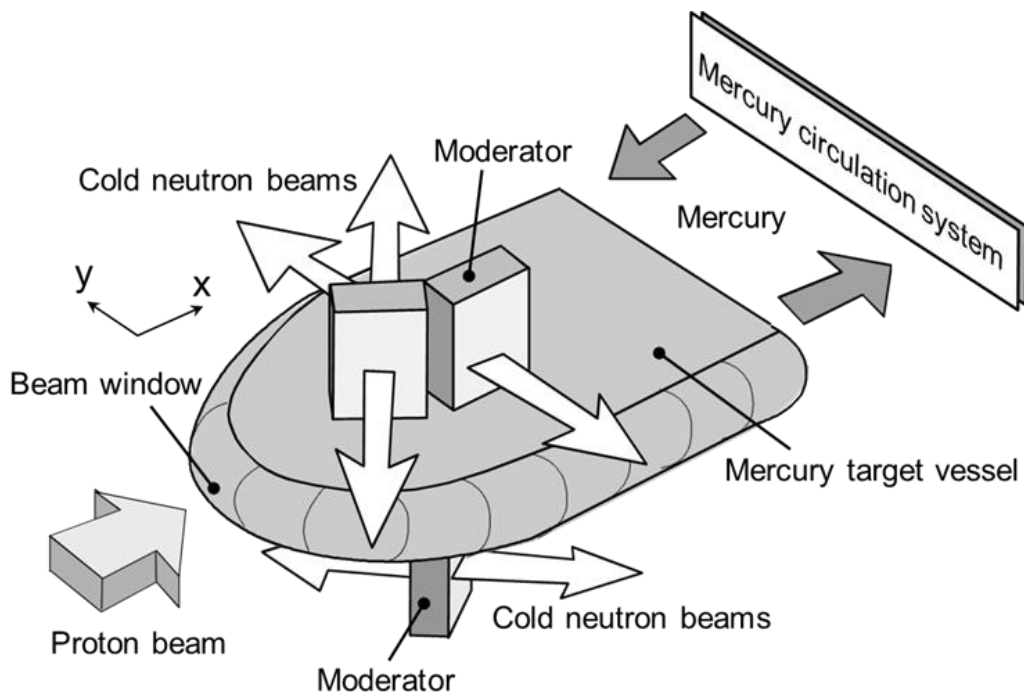


Fig.1.2 Schematic of a mercury target

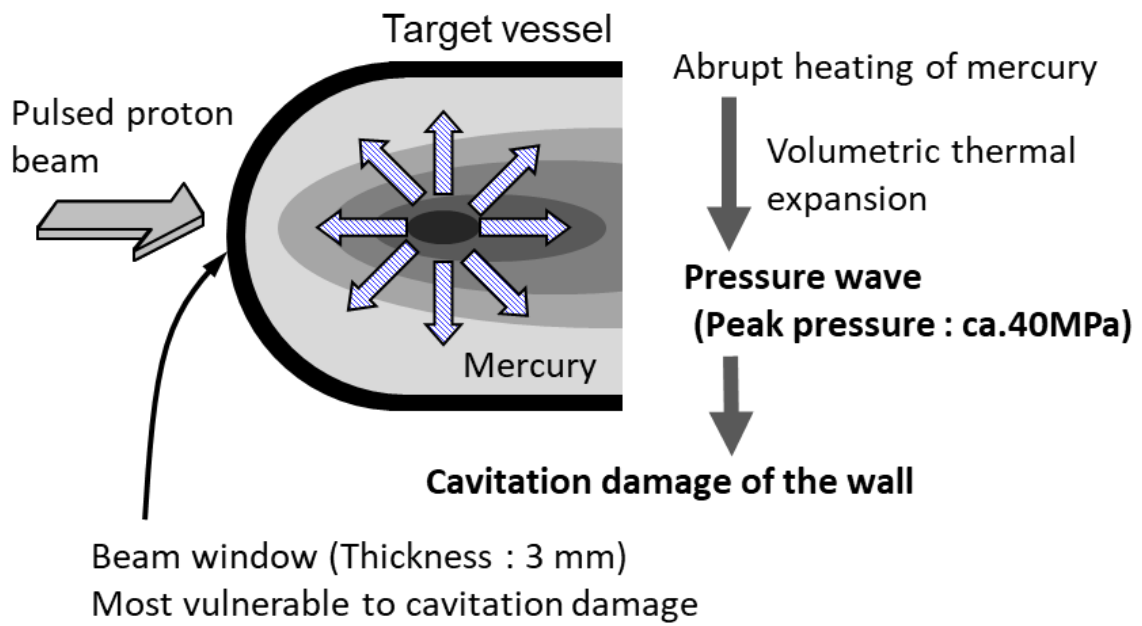


Fig.1.3 Schematic of pressure wave generation

第2章 水銀ターゲット内の流れ場

2.1 緒言

MW を超える大出力のパルス核破砕中性子源に用いるターゲットは、体積発熱による温度上昇と熱応力、及び陽子ビームの運転・停止に伴う繰り返し熱疲労等の熱的に厳しい条件に晒されるため、十分な冷却性能を確保することが重要であり、特に水銀ターゲットでは水銀が冷却材としての役割を果たすため、ターゲット容器の冷却性と構造健全性を確保するためには、ターゲット容器内の水銀の流路設計がポイントであった。まず、(1)温度勾配を抑えて高い熱応力の発生を防止するとともに、(2)特に熱負荷の高いビーム窓近傍で高い冷却性能を確保し、(3)発熱密度が高く熱応力が大きくなる陽子ビーム軸上を避けて整流板を配置しなければならず、更に(4)水銀循環設備機器の大型化を抑制するため、全体の水銀流量を抑制するなど複数の要求を同時に満足させる必要がある。一方、水銀ターゲット容器は、Fig.1.2 に示すように周囲をモデレータや中性子反射体に取り囲まれた核破砕中性子源の中心に水平方向に挿入されるので、構造上の制約条件として、水銀入口と出口は水銀循環設備に面したターゲット容器の後部に配置する必要がある。必然的に、水銀ターゲット容器に流入した水銀は、一旦、先端のビーム窓部へ向かって流れた後に、容器内で流れ方向を反転し、出口へ向かって戻って来る流路構造となる。

水銀をターゲット材に用いる MW 規模の核破砕中性子源として、米国オークリッジ国立研究所の SNS(Spallation Neutron Source)が稼働中であるが[19]、SNS のターゲットは左右 2 箇所 of 流入口から水銀を陽子ビームの入射方向と平行に流し、ターゲット先端で合流して反転し、陽子ビーム照射領域内を出口へ流れる流路構造を採用している。この方式は、ターゲット本体をコンパクトにでき、また、容器内部の流路構造を比較的単純化できる等の利点があるものの、ターゲット先端の高熱負荷領域で合流による低流速領域が生じるため、更にもう 1 つの流路を設けてビーム窓部を冷却するなど、合計 3 箇所の流入口と 1 箇所の流出口が必要な構造となっている。

一方 J-PARC では、水銀配管の着脱を容易にするため出入り口流路を各々 1 箇所のみとし、同時に冷却性能に対する要求条件と構造上の制約条件を満足させるため、Fig.2.1 に示すように陽子ビームの入射軸を横切るように水銀を流すクロスフロー型の流路構造が考案された。これは、核破砕反応に伴う水銀の発熱密度分布がビーム窓近傍でピーク

値となり、水銀ターゲット後方へ向かって指数関数的に低下することから、水銀が陽子ビーム軸を横切る流速成分が発熱密度分布と同様な分布となるように整流板を配置した構造であり、発熱密度に応じた冷却性能を効率的に確保しながら、全体の水銀流量を抑えることで設備のコンパクト化にも貢献すると考えられた。神永ら[20]は計算時間を短縮するため、粗い解析格子で試行錯誤的に整流板の配置を変えて解析を行い、ビーム窓部近傍から水銀ターゲット後方にかけて発熱密度分布と同様な流速分布となるクロスフローを実現可能な流路構造を検討した。

そこで、本研究では高精度の解析手法を用いてターゲット内の水銀流動と冷却性能を評価すると共に、この解析手法を検証するため、アクリル製の実規模水銀ターゲット試験体を製作して非加熱の水流動実験を行い、PIV (Particle Image Velocimetry) 法を用いて測定した流速分布を、水銀の流動解析と同様な解析モデル・手法で評価した水の流動解析と比較して、クロスフロー型流路構造の有効性を検討した[21][22]。さらに、実機ターゲット容器の熱流動解析結果と運転で得られた容器外面温度の計測値とを比較した。

2.2 予備解析によるクロスフロー構造の成立性の検討 (水銀熱流動解析)

2.2.1 水銀の熱流動解析の妥当性

水銀は液体金属で、しかもプラントル数 Pr は通常の水が常温で 7 前後であるのに対して 0.02 と極めて特殊な流体である。そこで木下らは、水銀の熱流動を通常汎用解析コードで再現可能か否か検証するため、内径 14.3mm、長さ 1000mm、加熱長さ 600mm とした円筒直管の試験体を用い、小型水銀ループで水銀流動実験を行い、定常解析結果と比較した[23]。その結果、解析モデルで壁面近傍の第一メッシュ位置を、無次元長さ $y^+=30$ 程度とし、乱流プラントル数 Pr_t を明と笠木による近似式[24]から求めた値を勘案して 1.5 とすることで、解析結果から計算した圧力損失係数と熱伝達係数が実験値と良く一致することを示した。一般に壁法則を用いる解析モデルでは、壁面近傍の第一メッシュ位置を壁関数が有効な $y^+=30\sim 500$ 以内に設定することが推奨されており、水銀流動解析でも同様な考え方で計算できることがわかった。

y^+ は次式で表される。

$$y^+ = \frac{u^* y}{\nu} \quad (2.1)$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2.2)$$

ここで、 y は壁面からの距離、 ν は動粘性係数、 u^* は摩擦速度、 τ は壁面の剪断応力、 ρ は流体密度である。

また、明と笠木による近似式を以下に示す。

$$Pr_t = 0.75 + \frac{1.63}{\ln(1 + \frac{Pr}{0.0015})} \quad (2.3)$$

これらの結果より、本研究の解析でも解析メッシュの作成、及び乱流プラントル数の設定に上記の条件を用いることとした。

2.2.2 陽子ビーム条件と発熱密度分布

陽子ビームの条件は当初想定されていた、エネルギー1.5GeV、出力5MWとし、核破碎反応で生ずる水銀及びターゲット容器の体積発熱を考慮した。発熱密度分布はモンテカルロ粒子輸送計算コードであるNMTC/JAERIを用いて計算されたもので、下記のフィッティング式を用いた。 Q は発熱密度で単位はkW/cm³である。

$$Q = 6.488(1 - 2.9621e^{-0.25636(x+8.7952)})e^{-0.069935(x+9.5499)} \quad (2.4)$$

発熱密度分布を Fig.2.2 に示す。ここで、 x は陽子ビーム入射方向に沿ったターゲット中心軸上の位置で、ターゲット容器内壁面を原点とする。陽子ビームのプロファイルは $6.88 \times 10 \text{cm}^2$ の長方形、陽子ビーム電流の面密度は $48 \mu \text{A/cm}^2$ の一様分布とした。体積発熱の領域は長方形の陽子ビームプロファイルを陽子ビームの x 軸に沿って移動した時にできる直方体で囲まれたターゲット容器及び水銀の範囲内とし、入射した陽子ビームエネルギーの 60%、即ち 3MW がターゲットに熱として負荷される。実際のターゲットでは、入射した陽子ビームが核反応で生ずる二次粒子とともに散乱して発熱領域が広がるため、ここで想定した条件より発熱密度は低くなると考えられるが、内部に高レベルの放射性水銀を内包する設備であるため、安全余裕を見込んだ保守的な設計となる条件を設定した。

2.2.3 解析モデルと解析手法・条件

クロスフロー型水銀ターゲットの流路構造設計では、様々な整流板の配置について流動解析を行い、クロスフローの流れ場を実現できる見通しを得たが[20]、構造検討を行う上で計算パラメータやモデルの数が多いため、計算の収束性と計算時間の短縮を優先し、離散方程式の対流項に一次精度の風上差分法を用いた。この手法は仮想的な数値粘性が加わることで、高レイノルズ数領域の流れを強制的に減衰させてしまうため[25]、計算格子幅を十分小さく取らないと複雑な流れ場の解析では精度が悪くなる。そこで本節では、より精度の高い解析手法でクロスフロー構造の成立性を検討するため、数値粘性の影響を1次精度より小さくできる3次精度の風上差分を用いて、水銀の熱流動解析を行った。

解析による熱流動設計では、一般的に使用実績の多い汎用熱流体解析コードの STAR-CD を用い、以下の手法を用いて乱流熱流動の定常解析を行った。

数値スキーム	:	有限体積法
圧力解法	:	SIMPLE 法
空間差分	:	QUICK 法 (3次精度風上差分)
乱流モデル	:	標準 k-ε モデル[26]
壁面条件	:	壁関数

解析モデルは Fig.2.9 に示す水流動実験用試験体で、整流用ハニカム部を除いた部分の流体部を対象とし、ターゲット中心面について面对称を仮定した 3次元ハーフモデルで、計算格子は総計 242632 の六面体格子を用いた。

ターゲット入口の境界条件は、水銀温度が実機の運転で想定される 50℃、水銀流速は解析パラメータとして、0.6m/s、0.8m/s、1.0m/s、1.2m/s、1.3m/s、1.5m/s、2.0m/s の各条件で解析を行った。

ターゲット容器壁面はビーム窓部で水銀へ 255W/cm² の入熱を仮定し、その他の壁面は全て断熱条件とした。水銀の浮力の影響は考慮していない。これは水銀の強制流動による高レイノルズ数の流れ場であるため慣性力が大きく、また、陽子ビーム入射による水銀の様な体積発熱であるため、浮力の原動力である上下方向の温度差も大きくないからである。乱流プラントル数は 1.5 とした。また、水銀の物性値は温度 50℃、圧力 0.1MPa の値で一定とした。使用した物性値を下に示す。

密度 : 13.47 × 10³ kg/m³

粘性係数： 1.41×10^{-3} kg/m/K

比熱容量：138.5 J/kg/K

熱伝導率：9.36 W/m/K

2.2.4 水銀熱流動解析結果

前節で示したようなターゲット入口流速の各条件で解析を行ったが、全ての場合で水銀の流れ場、及び温度分布のパターンはほとんど同じであった。代表的な結果として入口流速 1.2m/s の場合の流速分布と温度分布を Fig.2.3 及び Fig.2.4 に示す。整流板間の流路 No.3 及び No.4 は流路幅が狭いので、縮流により静圧力のエネルギーが運動エネルギーに変換されて入口部で特に流速が大きくなり、それぞれ 2.9m/s 及び 2.5m/s である。ビーム窓近傍では No.1 と No.2 流路の流れが合流するため No.8 流路入口で流速が大きくなり、整流板の下流側で剥離流れによる滞留域が生じているが、陽子ビームの照射領域から外れているため大きな温度上昇は見られない。陽子ビームの照射領域では、発熱密度の高いビーム窓近傍から $x=450\text{mm}$ 付近までクロスフローの流れが実現できている。 $x=450\text{mm}$ 以降は大きな再循環領域となっており、熱除去の観点では望ましくないが、後に述べるように発熱密度の低い領域であるため温度上昇は大きくない。Fig.2.5 は y 方向速度成分 V_y の x 軸に沿った分布であり、陽子ビーム入射軸上の流れの状況を示している。 $x=0$ から 450mm までは V_y が正の値であり、ターゲット入口側から出口側へ陽子ビーム入射軸を横切る流れが出来ている事を示している。また、体積発熱密度の分布に対応したクロスフローの流速分布が形成されている。 $x=450$ から 780mm にかけて V_y が 0 を横切って単調減少しているのは、再循環領域の存在を示している。

Fig.2.4 はターゲットの大部分で水銀温度が 200°C 以下であるが、部分的に温度の高い場所が 2 箇所が生じていることを示している。一つはビーム窓の内側、もう一つは No.3 流路からの流れが突き当たって流速の遅くなる出口側整流板の内側であり、最高温度は後者の箇所で 281°C である。水銀の最高温度の設計値は、水銀の沸点 356.7°C に安全余裕を見込んで 300°C と設定しており、解析値の水銀の最高温度は設計目標を下回っている。ターゲット後方の再循環領域は、Fig.2.5 に示すようにターゲット前方に比べて発熱密度が格段に小さく、5MW のビーム条件でも $100\text{W}/\text{cm}^3$ 前後であるため、再循環流れの中心部でも水銀温度は 130°C 程度である。

Fig.2.6 はターゲット入口流速の条件に対する、水銀の最高温度及びターゲットでの圧力損失の関係であり、上辺の軸は入口流速に対応するレイノルズ数である。入口流速が増加すると最高温度は指数関数的に減少し、圧力損失は増大する。グラフから入口流速 1.1m/s 以上で最高温度は設計目標である 300℃を下回ることが分かる。一方、ターゲットに水銀を流動させる水銀ポンプは、設備のサイズや電気出力の制約からターゲットでの圧力損失を最大で 30kPa と想定して設計してあるため、これを満足する入口流速はグラフから 1.4m/s となる。従って、ターゲット入口流速は想定されている水銀ポンプ性能の条件で 1.1m/s から 1.4m/s の間が最適値となる。

水銀の流れによるターゲット容器壁のエロージョンについては、木下らがステンレスの円管に水銀を流して計測した実験的な評価式を下記のように求めている[27]。

$$ER=1.7 \times 3.1 \times V \quad (2.5)$$

ここで ER はエロージョン率 ($\mu\text{m}/1000$ 時間)、 V は水銀流速(m/s)、1.7 はデータのバラツキの標準偏差で+70%の値を意味し、3.1 は実験で得られた比例係数である。ターゲット容器の使用可能な寿命は放射線による材料損傷により規定され、ターゲットの運転時間にして 2500 時間(約半年)を目標としていた。ターゲット入口流速として、今回実施した熱流動解析条件のうち最も速い 2m/s を想定した場合、ターゲット容器内で最も流速の大きくなる No.3 流路入口の流速は 4.8m/s であるが、この時のエロージョンによる減肉量は、半年で $63\mu\text{m}$ であり、たとえ運転時間が 2 倍に伸びたとしても $127\mu\text{m}$ であるからエロージョンは問題にならないと考えられる。

これらの結果により、2.2.2 節に示す陽子ビーム条件下で、熱流動解析の観点から、5MW 規模の水銀ターゲットをクロスフロー型流路構造を用いて成立させ得る見込みが得られた。これを検証する次の段階として、実規模の水流動実験と解析の比較により解析手法の妥当性を検討した。

2.3 実機サイズの試験体を用いた水流動実験

2.3.1 実験装置と測定方法

Fig.2.7 は実験に用いた水ループの系統図である。水は容積 3m^3 のタンクからポンプを用いてターゲット試験体へ供給される。ポンプの定格流量は $5\text{m}^3/\text{min}$ 、全揚程は $50\text{mH}_2\text{O}$ である。ポンプからの入熱によ

る水の温度上昇を抑えるため、ターゲット試験体出口には熱交換器を設置してある。水の流量はインバーターによるポンプ回転数の制御により調節し、電磁流量計で計測した。

ターゲット内の流速分布は PIV システムにより計測した。Fig.2.8 に構成を示す。PIV システムは、透明流体中にレーザー光を反射する微細な粒子（シーディング粒子）を混合させておき、非常に短い時間間隔で照射するパルスレーザーに同期して CCD カメラによる画像撮影を行う。これを画像処理することで、時間的に連続した 2 枚の画像上の粒子の移動距離から 2 次元面内の粒子の移動速度分布、すなわち流体の速度分布を求める手法である。シーディング粒子は流体の流れに十分に追従し、同じ速度で移動するものを選定する。本実験では粒子径 5～30 μm 、真密度 1.3g/cm³ のマイクロカプセルであるエクспанセル（型番：DU#461、日本ファイライト社製）を用いた。エクспанセルは塩化ビニデン／アクリロニトリルのポリマーを殻とし、発泡剤としてイソブタンを内包・カプセル化した中空粒子である。

Fig.2.9 は水流動実験に用いた水銀ターゲット実規模試験体の構造図である。この試験体は陽子ビームの断面形状が高さ 68.8mm×幅 100mm の矩形分布を想定して設計してあり、内部形状、寸法は設計したターゲット構造と同じである。レーザーシートと CCD カメラを組み合わせた PIV 法を用いて内部の流速分布を測定するために試験体全体は透明なアクリル製であり、流路寸法は全長 1150mm、幅 460mm で、ビーム窓部の高さは 100mm である。流路下面及び上面はドレン等のために後方へ向かって 1/100 の勾配を設けてあり、最後部の高さは 122mm である。また、試験体の入口、出口には整流用にハニカム整流板を挿入してある。アクリル製の容器壁は内部圧力に耐えられるように 15mm の厚みを持たせてある。Fig.2.9 のハッチングで示した幅 100mm の陽子ビーム照射領域を挟んで左右に 4 枚ずつブレードと呼称する整流板を配置し、水銀が陽子ビーム照射領域を直交する流れ場、すなわちクロスフローを形成するようにしている。以下の議論では、ブレード間の各流路に Fig.2.9 に示すような番号を付けて区別し、また、ターゲット試験体内の陽子ビーム軸方向の位置はビーム窓部の内壁面を座標 0 として表す。

核破碎反応に伴う発熱密度はビーム窓近傍でピーク値となり、陽子ビームエネルギー 1.5GeV、出力 5MW の条件下では 2.3kW/cm³ に達するため、ビーム窓部へ水銀を導く No.1 流路は流路幅を大きく取り、充

分な流量を確保した。一方、No.2～No.4 流路は次第に流路幅を狭くすることで、ビーム窓から離れるに従い指数関数的に減少する発熱密度に応じた流量配分に調整した。

湾曲した試験体側面でのレーザーシートの歪みを抑制するため、試験体をアクリル製の水槽内に設置し、PIV 法で内部流速分布測定を行った。

2.3.2 実験条件

Fig.2.10 は水流動の流速に対して同じレイノルズ数 (Re) となる水銀流速を示したものである。 Re は下記のように表される。

$$Re = UL/\nu \quad (2.6)$$

U : 流れの代表速度

L : 流れの代表長さ (ターゲット入口の相当直径: 0.138m)

ν : 流体の動粘性係数

単相流の場合では相似な物体形状周りの流れは Re のみで決まるため、理論的には水の流動実験で水銀の流れ場を予測可能である。実際のターゲットではビーム入射による入熱があるため、水銀の温度上昇により動粘性係数の値が変化して Re が数 10%程度増加する影響が考えられるが、後に示すように水流動実験や解析で流速を変えて Re の値が変化しても、全体的な流れパターンには大きく影響しないことが分かっている。

実験用の循環水は常温(20℃)であるのに対し水銀ターゲットの設計では入口水銀温度は 50℃であり、Fig.2.10 はそれぞれの温度条件における動粘性係数を用いて Re を算出した。この条件で動粘性係数を比べると、常温水を用いて 50℃の水銀流動の入口レイノルズ数を模擬するには、水銀の約 8.2 倍の流速が必要となる。水銀ターゲットの入口流速は水銀循環系の圧力損失を考慮した水銀ポンプの性能や、水銀流動によるエロージョン防止の観点から 1m/s 以下にすることを目標としており、これを常温水で模擬するには最大 8.2m/s の入口流速が必要である。

本実験ではアクリル製の試験体を使用するため、水流動に対する耐圧性能を保持し、試験体の変形を防止するため、ターゲット試験体入口流速は 5m/s 以下とした。これはレイノルズ数 805000 であり、対応する水銀入口流速は約 0.6m/s に相当する。そこで、実験パラメータとしてターゲット入口流速 1m/s から 5m/s の範囲で実験を行った。

PIV を用いて計測した流速分布は、3 次元的な流れ場を 2 次元的な計測平面上に投影したものであり、ターゲット内の流れ場を完全に表すことは出来ない。しかし、陽子ビーム照射領域に注目して見れば、そこを横切る流れ場を実現しクロスフロー型の流路構造が有効に機能しているか否かを評価できる。PIV による計測平面は Fig.2.9 に示す試験体の上下方向の中心を通る水平面とした。

2.3.3 実験結果

(1) 水銀ターゲット内での流速分布

Fig.2.11 から Fig.2.15 に実験結果の速度ベクトル図を示す。ターゲットの成立性に重要な陽子ビーム照射領域及びブレード近傍の流動状況に注目して測定したので、入口、出口流路の一部は空白になっている。ベクトルの長さは流速に比例するが、それぞれの図でターゲット入口の流速条件が異なるため、入口での流速ベクトルを同じ長さに揃えることで、ターゲット内の流れ場のパターンを比較しやすくしてある。

入口側のブレード間流路 No.1 から No.4 を通った流れは陽子ビーム照射領域を噴流状に横切り、その後、出口側のブレード間流路 No.5 から No.8 を通ってターゲット出口へ流れており、全体的な流れ場はどの入口流速条件でも類似したパターンを示している。しかしながら、No.3 の流路流れが陽子ビーム照射領域へ流入する部分では、入口流速が低流速である 1m/s (Fig.2.11) 及び 2m/s (Fig.2.12) の場合には、それより早い入口流速の場合と違いが見られる。すなわち、No.3 流路から出た噴流が No.4 流路の方へ大きく折れ曲がり、No.2 と No.3 の流路に挟まれた $x=150\text{mm}$ から 400mm の範囲で陽子ビーム照射領域に大きな低流速域が生じている。これは、低流速の場合は噴流の慣性が小さく、また No.3 流路は流量が少ないため、周囲の流体との乱流混合で容易に勢いを失い、隣接する No.4 流路の流れに引き寄せられることが原因と考えられる。入口流速が 3m/s より大きくなると、噴流の慣性が大きくなり、No.3 流路からの噴流は真っ直ぐに陽子ビーム照射領域へ流れ込み、Fig.2.11 や Fig.2.12 に見られたような低流速領域が無くなっている。実際の水銀ターゲットではターゲット容器や水銀の冷却性を確保するために水銀の入口流速は 0.6m/s 以上であり、水流動実験での 5m/s 以上に相当するため、Fig.2.14 から Fig.2.15 に見られるような高流速条件の流れパターンと同様な流れ場となり、No.3 流路の出口のような陽子ビーム照射領域の高発熱密度領域に大きな低流速域が生成す

ることではないと考えられる。

水銀流れを模擬する観点で、最もレイノルズ数の大きな Fig.2.15 について流れ場を詳しく見ることにする。各流路入口での平均流速を比較すると、No.1 流路は 3.8m/s でターゲット入口流速 5m/s より若干低いが、No.2 流路は 7m/s、No.3 及び No.4 流路では 10m/s と流速が速くなる。流量割合では、No.1 流路が全流量の 40%を占めており、No.2 流路は 32%、No.3 と No.4 流路はどちらも 14%である。No.1 流路は最も熱負荷の高いビーム窓先端部を冷却する流路であり、流量割合を最も多くする目標どおりの流量配分になっている。また、水銀の発熱密度の高い $x=0$ から 450mm の領域で陽子ビーム照射領域を横切るクロスフロー流れが実現できている。 $x=450\text{mm}$ から 750mm の陽子ビーム照射領域には大きな再循環流れが生成しているが、発熱量が少ないため、熱的な問題は生じない。

(2) 陽子ビーム軸に直交する流速成分

Fig.2.16 は陽子ビーム軸に直行する速度成分 V_y の、陽子ビーム軸 x に沿った分布を示す。いずれの入口流速の場合も、熱負荷の最も大きなビーム窓近傍で V_y が最も大きくなっている。Fig.2.11 から Fig.2.15 で分かるように、No.1 から No.4 の流路流れに挟まれた整流板の下流域で低流速の領域が生じ、これが Fig.2.16 で流速分布の急激な減少や増加の原因となっている。特に No.3 流路は流量割合が 14%と少ないため、その下流の $x=200\text{mm}$ から 350mm の範囲に低流速域を生み出している。入口流速 1m/s と 2m/s の場合は、 V_y がほとんど 0 であり、入口流速が大きくなってもこの領域だけは V_y の値がほとんど増加せずに 1m/s 以下である。この原因として、アクリル製の整流板が流路間の圧力差よって変形したことが考えられる。No.3 流路の流速は No.4 流路と同様にターゲット入口流速の 2 倍に速くなるため、ベルヌーイの定理により圧力が低下する。No.4 流路は片側が強固な試験体壁面で変形しにくい、No.3 流路は整流板で形成されており、圧力差で流路面積が減少する方向へ整流板が変形すると、もともと狭い流路幅であるため、流量が大きく減少する要因となる。No.3 流路のこのような案内羽の変形は、実際に実験中に観察された。実際のターゲット容器はステンレス製で十分な強度を持ち、しかも水銀流速は 1m/s 以下であるため、このような現象は生じない。

No.4 流路の流量割合は No.3 流路と同様に 14%と少ないが、

$x=450\text{mm}$ から 750mm の陽子ビーム照射領域に生じる再循環流と合流して流量が増加し、 $x=400\text{mm}$ で V_y の大きなピーク値となる。これ以降、 V_y は減少して $x=600\text{mm}$ で 0 となりさらに負の値になるが、これは再循環流の中心が $x=600\text{mm}$ であることを示している。

Fig.2.17 は入口流速 5m/s の場合で、陽子ビーム軸、及び y 方向へ上流側と下流側に 30mm だけ移動した軸上の V_y の分布を示している。いずれの軸上でも最大流速はビーム窓近傍で生じており、また、上流側から下流側へ移動するに従い、 V_y が増加している。これは流体のビーム窓近傍の滞留時間が短くなり、ターゲット容器の温度上昇を抑える方向に働く。

2.4 水流動解析

水流動条件での実験結果と解析結果を比較するため、水流動解析を行った。解析モデルと手法は 2.2 節の水銀流動解析と同様である。水の温度は室温 (27°C) とし、ターゲット入口流速は実験条件と同様に 1m/s から 5m/s の場合について解析を行った。体積発熱は考慮していない。

いずれの入口流速の条件でも、解析で得られた流れ場のパターンは似通っているため、代表的な結果として入口流速 5m/s の流れ場を Fig.2.18 に示す。これを実験結果の Fig.2.13～Fig.2.15 と比較すると、全体の流れ場のパターンは入口流速 3m/s から 5m/s の実験結果と非常に良く一致している。ビーム窓近傍の速い流れや No.3 流路出口の低流速域、また $x=450\text{mm}$ 以降の再循環流れなど実験結果で見られた特徴的な流れが良く再現されている。

一方、Fig.2.11 や Fig.2.12 など水流動実験の低流速条件で見られた No.3 流路下流の大きな滞留領域は、解析では再現されなかった。乱流モデルに使用した標準 $k-\varepsilon$ モデルは、流れの基本式であるナビエ・ストークス方程式に時間平均処理を施したレイノルズ方程式の乱流拡散項をモデル化するものであり [26]、元々、定常な流れ場を想定しているため、不安定で非定常性の強い流れ場では精度が悪くなる。水流動実験の低流速条件では、No.3 流路の流速が遅いため、周囲の圧力場の変動に影響されて流れが不安定になり、局所的に非定常性の強い流れ場になっているが、流速が速くなるほど、流れの慣性と指向性が大きくなり、流れ方向の安定性が増すと考えられる。解析では、定常的な流れ場として解析が行われるので、低流速条件においても速い流れ場と同様

な流速分布になったと推測される。

Fig.2.19 は陽子ビーム軸 (x 軸) に沿った y 方向の流速成分 V_y の分布を実験結果と比較した図である。 V_y の分布は実験結果を良く再現しており、特に核破砕による発熱を冷却するための十分な流量が配分される必要のあるビーム窓近傍では、 V_y の値が良く一致している。しかしながら、 $x=200\text{mm}$ から 300mm の範囲で実験値は解析値の約半分の値となっている。これは 2.3.3(2)節で述べたように、実験では No.3 流路の早い流速により、両隣の流路との圧力差で整流板が変形して流路が狭くなり、圧力損失が増して No.3 流路の流量が減少したことが原因と考えられる。これより陽子ビーム軸の下流側では、No.4 流路からの流れにより $x=400\text{mm}$ 付近に生じるピークや、 $x=600\text{mm}$ で V_y の値が 0 となる再循環流の中心の位置など、定量的に良く一致している。

Fig.2.20 はターゲット入口の水流速に対する、ターゲットモデル出入口間での圧力損失の関係を示しており、上側の軸には水流速に対応するレイノルズ数を示している。入口流速 1m/s から 4m/s までは実験値と解析値は 0.5kPa 以下の相違しかないが、入口流速 5m/s では 3kPa の相違となり、これは実験値の 11%である。実験で入口流速を 4m/s から 5m/s へ増加させた時、No.3 流路の入口部では 10m/s を越える流速によりキャビテーションの発生が観察された。これが、入口流速 5m/s の場合のみ、圧力損失の実験値が大きくなった原因と考えられる。

これらの結果は、ターゲット入口流速が 3m/s 以上、レイノルズ数にして 4.83×10^5 以上の条件では、ターゲットモデル内の水流动の流れ場が解析で良好に再現できたことを示している。実機の水銀ターゲットの入口では、これより大きなレイノルズ数で水銀を流動させることは確実であると考えられ、本件で用いた解析コードはターゲット容器内における水や水銀の高レイノルズ数流れを解析するのに有効であると言える。

2.5 実機水銀ターゲット容器の運転データによる検証

2.5.1 実機水銀ターゲット容器の熱流動解析条件

J-PARC 核破砕中性子源の初期の計画では、陽子ビームエネルギー 1.5GeV 、出力 5MW としていたが、その後の具体的な設計・検討の結果を踏まえた計画見直しにより、陽子ビームエネルギー 3GeV 、出力 1MW へと条件が変更され、水銀ターゲット容器も中性子性能を最大化するために、容器高さを 100mm から 80mm へ減らし、製作性を考慮

して水銀の整流板を左右 3 枚ずつにするなど構造の変更を行った。変更後のターゲット容器構造を Fig.2.21 に示す。これら新たな条件を基に設計した水銀ターゲット容器について、容器壁での発熱も考慮した熱流動解析を行った[28]。

入射陽子ビームはエネルギー 3GeV、出力 1MW とし、体積発熱密度分布も新たに評価された値を用いた。当初設計時に想定した陽子ビーム軸に垂直な面内の一様発熱ではなく、加速器で加速される陽子ビームの空間プロファイルを基にガウス分布状の発熱密度分布とし、ステンレス製 (SUS316L) 容器壁や整流板、ビームダンプでの発熱密度分布も解析で考慮した。Fig.2.22 に最も発熱密度の大きい陽子ビーム軸に沿った値の分布を示す。参考に水銀の発熱密度分布のフィッティング式を下記に示す。

$$f(x) = 2.024[1 - 1.832383e^{\{-0.30843(x+21.13747)\}}]e^{\{-0.061754(x+21.863556)\}} \quad (2.7)$$

$$g(x, y) = 430e^{\left(-\left|\frac{y}{5.3863\phi(x)}\right|^{2.355}\right)}e^{\left(-\left|\frac{z}{2.5403\phi(x)}\right|^{2.3365}\right)} \quad (2.8)$$

$$\phi(x) = 1 + 0.01(x + 11.8) \quad (2.9)$$

$$Q(x, y, z) = f(x)g(x, y) \quad (2.10)$$

ここで 2.2.2 節と同様に、 Q は発熱密度で kW/cm^3 、 x は陽子ビーム入射方向に沿ったターゲット中心軸上の位置で、水銀ターゲット容器の先端中心から陽子ビーム軸に沿って 183.5mm だけ内側の場所を原点とする。この原点は核破碎中性子源の中心である。また、モンテカルロ粒子輸送計算コードで求められる陽子ビーム入射による水銀ターゲット内の総発熱量は、陽子ビーム出力の約 50% であり、1MW の陽子ビーム入射の場合、水銀ターゲット内の発熱量は約 500kW となる。

熱流動解析の手法は 2.2.3 節に示したものと同様であるが、空間差分は QUICK よりも精度の向上が期待できる MARS (Monotone Advection and Reconstruction Scheme) を用いた。解析モデルは流体の水銀と固体の容器壁をモデル化し、ターゲット中心面について面対称を仮定した 3 次元ハーフモデルで、計算格子は総計 1,781,254 (流体 : 1,269,526、容器 : 511,728) の六面体格子を用いた。また、乱流プラントル数は 2.2.1 節に示したように 1.5 とした。

水銀の物性値は、粘性係数と熱伝導率の温度依存性を考慮し、温度 T (K) の関数とした。密度と比熱は温度依存性を解析で考慮すると

収束解が得られなかったため、50℃における値の一定値とした。50℃と200℃における水銀の比熱は2%程度の違いであり、解析結果から見て水銀の冷却性に大きな問題は生じないと考えられる。以下に、用いた物性値と温度依存性の式を示す。

密度： $13.47 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$

比熱： 138.5 J/kg/K

粘性係数： $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$

$$-3.93413944 \times 10^{-16}T^5 + 9.29119111 \times 10^{-13}T^4 - 8.85280652 \times 10^{-10}T^3 + 4.29857727 \times 10^{-7}T^2 - 1.08710212 \times 10^{-4}T + 1.27792598 \times 10^{-2} \quad (2.11)$$

熱伝導率： $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$

$$1.01661467 \times 10^{-11}T^4 - 1.52155439 \times 10^{-8}T^3 + 1.87517692 \times 10^{-6}T^2 + 1.51703934 \times 10^{-2}T + 4.14683603 \quad (2.12)$$

容器材料であるステンレス鋼 SUS316LN の物性値は、以下のとおり熱伝導率は温度 T (K) の関数として、密度と比熱は50℃における一定値（比熱は50℃における値）とした。

密度： 7900 kg/m^3

比熱： $563.1 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$

熱伝導率： $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$

$$1927 \times 10^{-6}T^2 + 1.253 \times 10^{-2}T + 10.145 \quad (2.13)$$

ターゲット入口の境界条件は、水銀温度が実機の運転で想定される50℃、水銀流量は設計当初の定格供給量 $41\text{m}^3/\text{hr}$ (11.4 L/s) とし、流入配管内平均流速は 0.634m/s である。

2.5.2 解析結果と実機運転の温度データとの比較

Fig.2.23 に陽子ビーム軸高さの平面内での水銀流速分布の解析値を示す。5MW 対応の設計で行ったこれまでの水流動実験結果や解析結果と比べて、ビーム窓から 150mm ほど離れた位置を中心に低流速域が生じている。これは、整流板の発熱による熱応力を緩和するために、陽子ビーム照射領域の両側に配置した整流板間の距離が、Fig.2.9 に示す5MW 対応設計では 100mm であったところを実機設計では 160mm に広げたことで、整流板が陽子ビーム軸に対してより直線状に配置され、クロスフロー方向の流速成分が低下したことが原因であり、 300mm から 800mm の位置にかけて生じている大きな再循環領域も、上記と同

様な理由で生じたと考えられる。Fig.2.24に Fig.2.23と同じ平面内の温度分布を示す。上記の低流速域および再循環領域の最大温度はそれぞれ 182°Cおよび 105°Cであり、水銀の沸点より十分に低い値である。水銀ターゲット容器については構造強度を維持する観点から設計条件として最高温度を 200°C以下に設定しており、整流板の先端温度は 181°Cと、陽子ビーム照射領域から整流板を離れた効果が得られている。Fig.2.25は解析で得られた水銀容器上面の温度分布であり、実機では特に温度が高くなると予想された図中の黒丸で示した A、B、Cの3箇所にシース外径 1mm、シース材質 SUS316、精度分類クラス1のK型熱電対を設置し、ビーム運転中の温度データを計測した。図中の水銀容器壁と整流板の輪郭は、位置を理解しやすくするために示してある。解析による A、B、Cの各測定点の温度は、1MWの陽子ビーム出力条件でそれぞれ 114°C、167°C、87°Cであり、陽子ビーム軸上のB点の温度が最も高くなっている。ビームが入射する前は水銀ターゲット容器全体が水銀流入温度と同じ初期温度 50°Cとして、ビーム入射による温度上昇幅は A、B、Cの各測定点でそれぞれ 64°C、117°C、37°Cとなる。温度上昇幅は入射する陽子ビーム出力に比例するので、1MWより低い出力に対応する温度上昇幅の予測値は、1MW時の値を基に比例計算で求め、実機ターゲット容器の温度計測値と比較した図を Fig.2.26に示す。実機運転は 105kW、192kW、および 266kWで行った。Bの計測値が解析値より数度低い値となる一方で、Aの計測値は数°C、Cの計測値は 5°C以上、解析値より高い値となっている。Fig.2.25からわかるように、A、B、Cの各点は低流速領域で生じる局所的なホットスポットの温度を計測しており、最も温度勾配の大きな領域であるため、実機の製作精度や入口の流動条件の違いで、ホットスポットの位置がわずかもずれると、温度計測値も大きく変わると考えられ、各点の温度のずれから推測して、ホットスポットは解析値よりターゲット容器前方側へずれている可能性がある。ビーム出力 266kWの温度計測値が比例関係で予測される値より低い傾向にあるのは、この計測が 15分程度の短時間のみ行われたビーム試験時の値であり、十分な定常状態に達していなかったことが原因と推定される。Fig.2.27は水銀ターゲット容器の入口と出口間の水銀温度の上昇幅を示している。いずれの出力でも予測値と計測値との差は 1°C以内の精度で一致しており、発熱密度分布の評価値の信頼性が高いことを示している。

これらのことから、ホットスポットの位置のずれ等に起因する温度

分布の移動等により、解析による予測値と実機運転の計測値に若干の相違が見られるものの、大きくかけ離れた値とはなっておらず、解析により実機ターゲット容器の設計を行うことの妥当性が実証できたといえる。

2.6 結言

高出力水銀ターゲットの熱流動設計に要求される条件を満足する、基本的な水銀流路構造として、予備解析で検討されていたクロスフロー型の流路構造について、その有効性を確認して水銀ターゲットの基本構造を決定するため、高次精度の解析及び水流動実験による解析手法の検証を行った。その結果、クロスフロー型流路構造は MW 規模の出力に対応可能な冷却性能と、効率的な流量配分を実現可能な構造であることを示した。この成果を基に設計した実機水銀ターゲットの運転で得られた温度データと解析による予測値は、内部の流動状況に起因すると考えられる若干の相違があるものの大きな乖離は見られず、解析により実機ターゲット容器の設計を行うことの妥当性が実証できた。

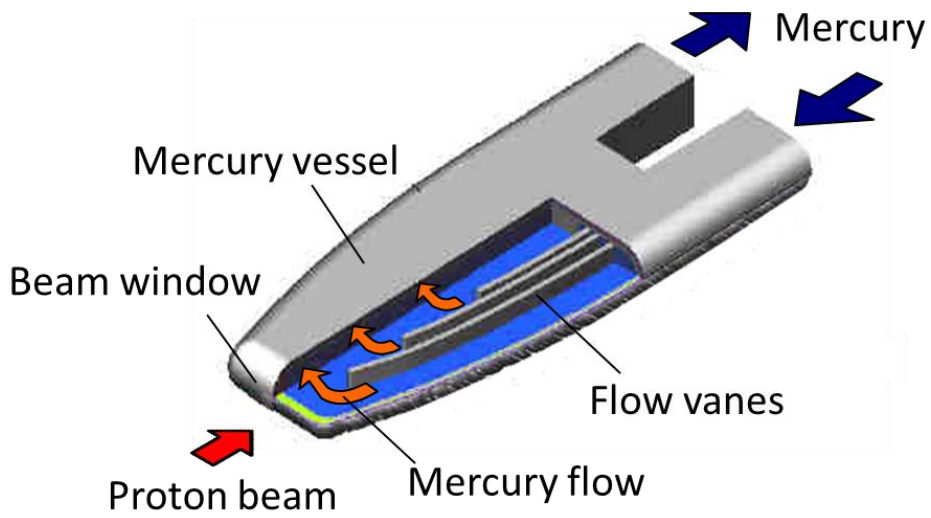


Fig.2.1 Structure of Cross-Flow mercury target

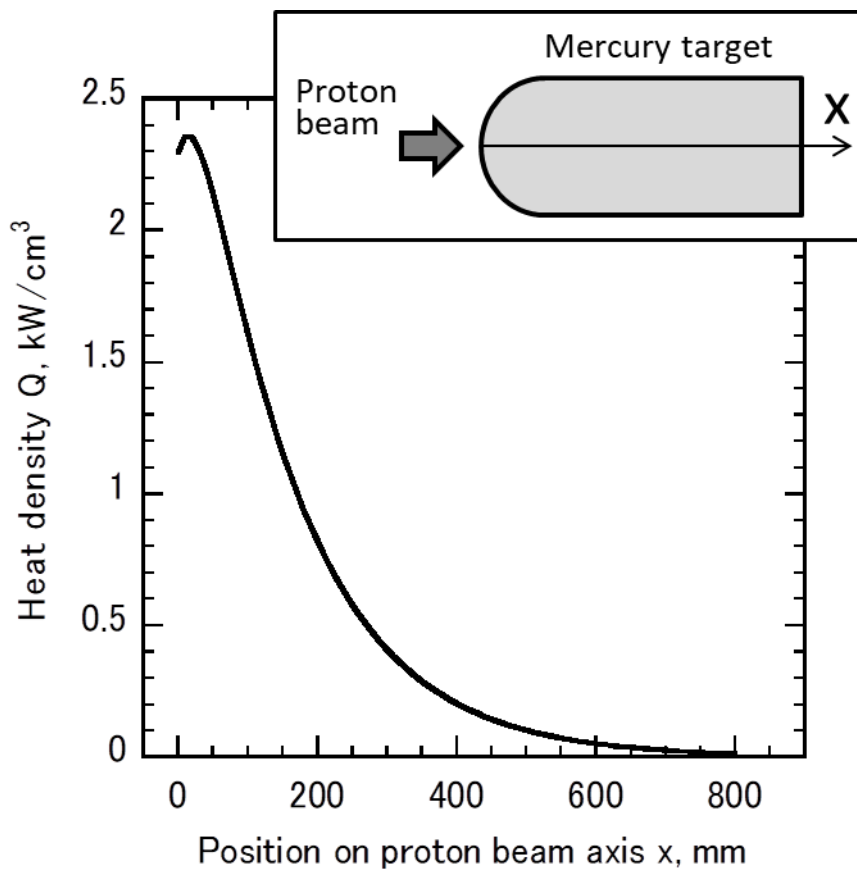


Fig.2.2 Heat deposition distribution in mercury

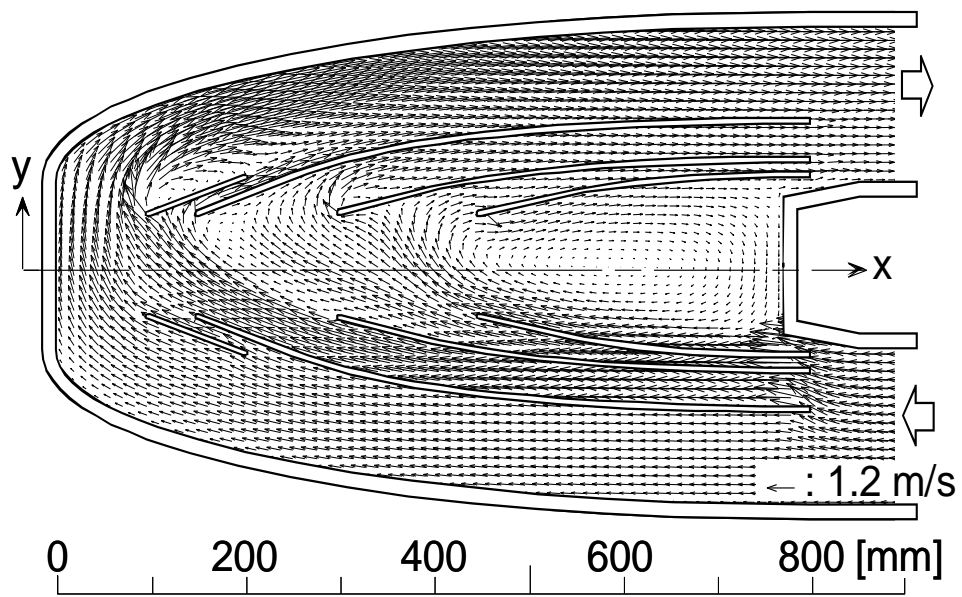


Fig.2.3 Analytical result of the mercury flow field
(Inlet velocity: 1.2 m/s)

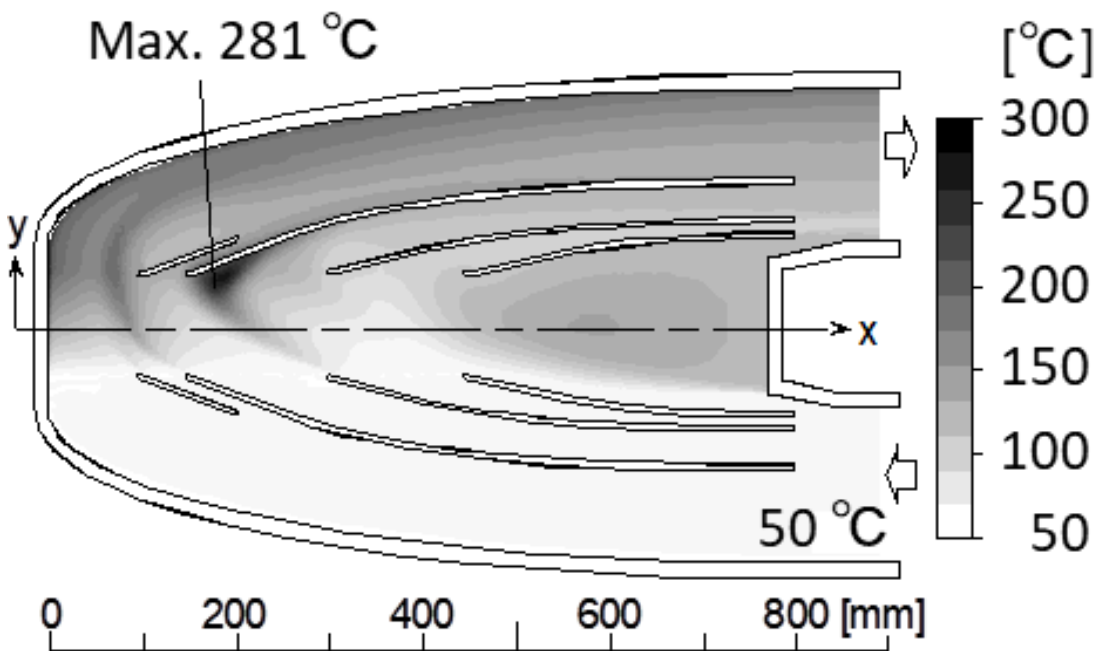


Fig.2.4 Analytical result of the mercury temperature field
(Inlet velocity: 1.2 m/s)

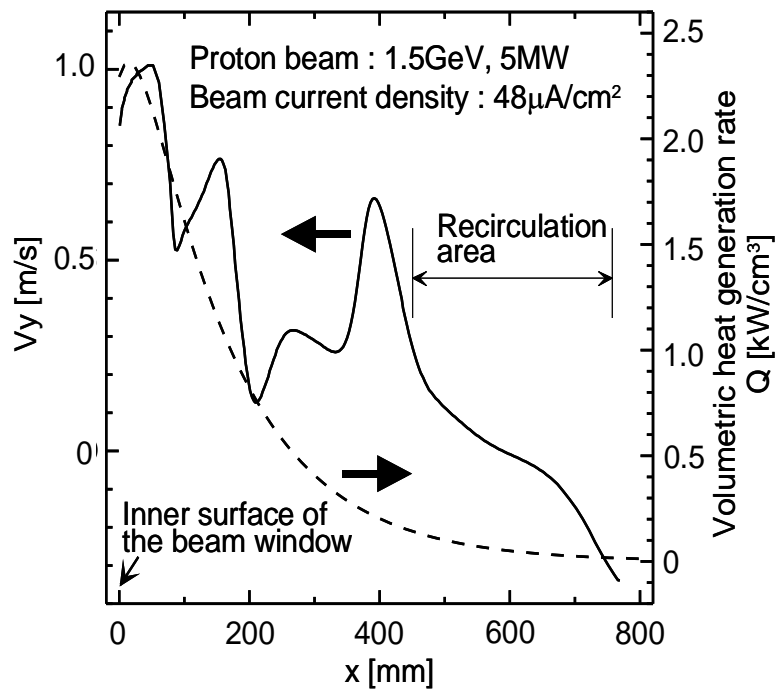


Fig.2.5 Heat deposition distribution along the central axis in the mercury target (Inlet velocity: 1.2 m/s)

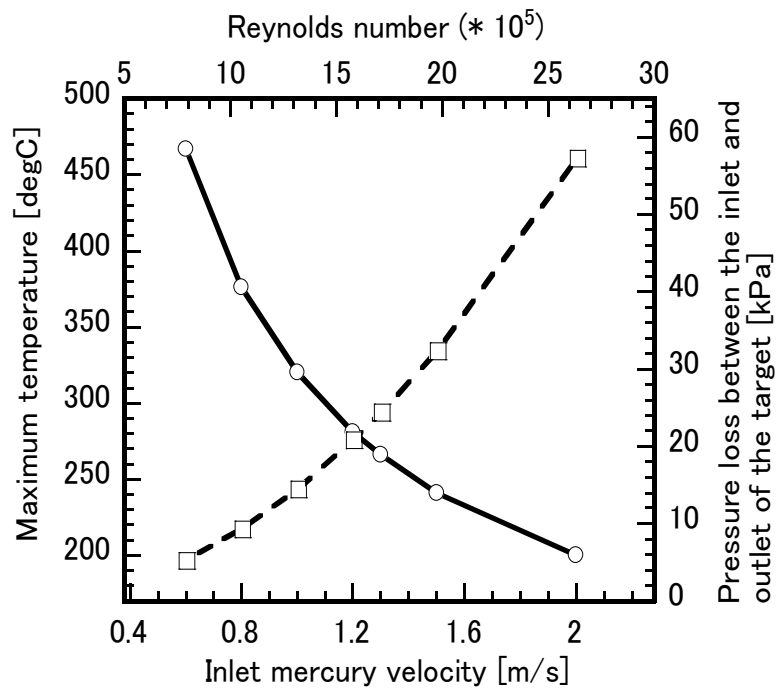


Fig.2.6 Maximum temperature and the pressure loss-dependence on the inlet mercury velocity

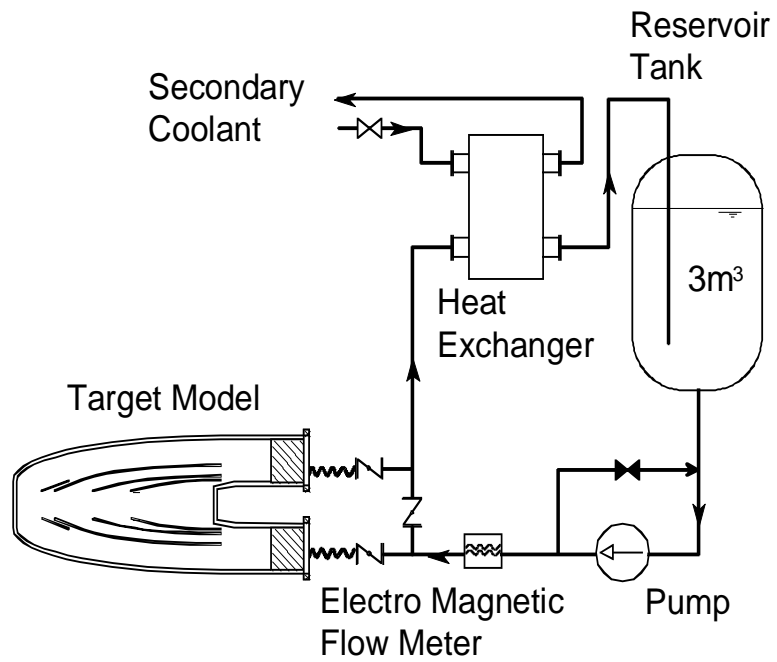


Fig.2.7 Water loop for the target experiment

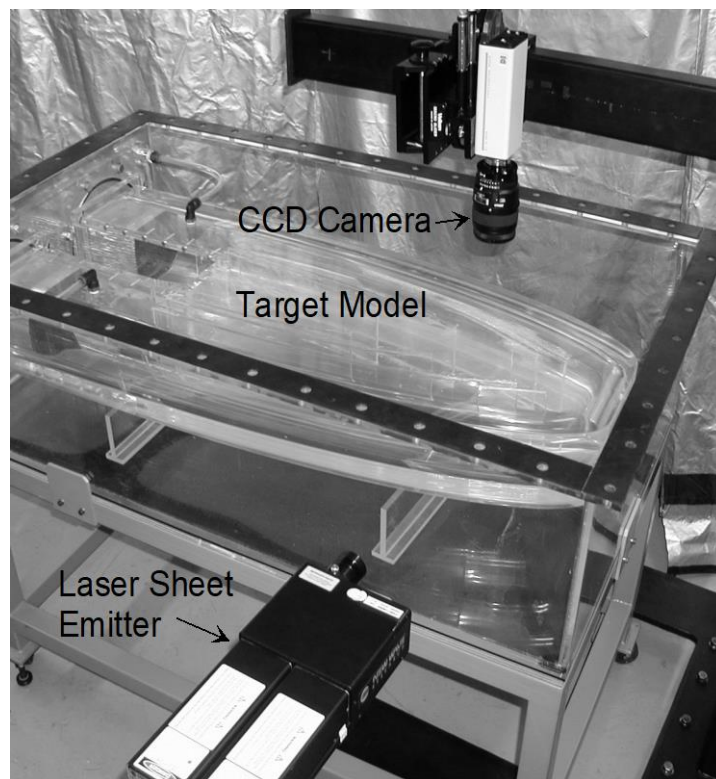


Fig.2.8 Experimental setup of the PIV system

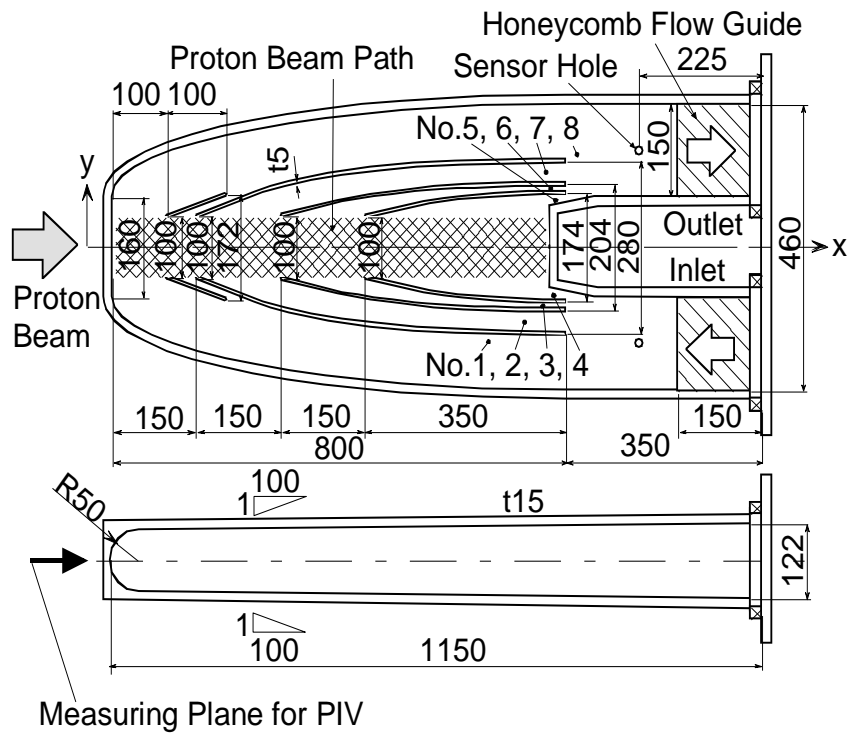


Fig.2.9 Experimental model of the cross-flow type mercury target

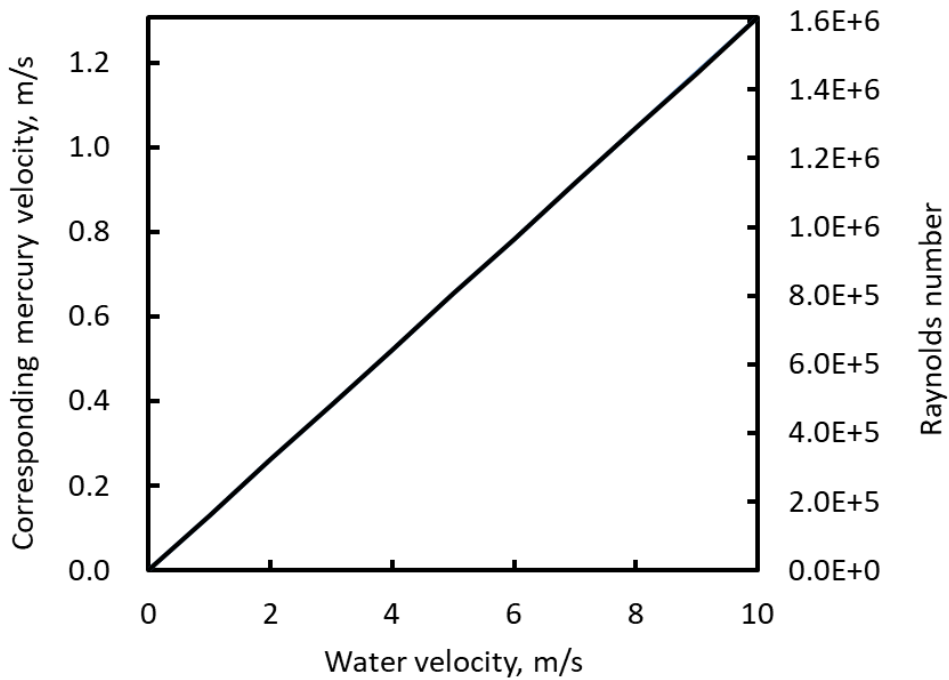


Fig.2.10 Water velocity and corresponding mercury velocity to equalize Reynolds number

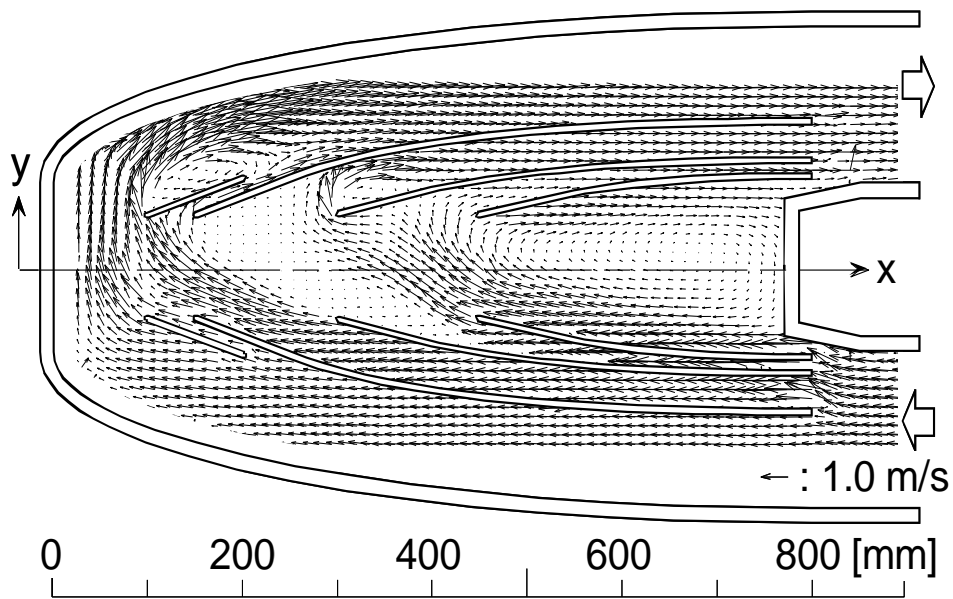


Fig.2.11 Experimental result of the water flow field
(Inlet velocity : 1 m/s)

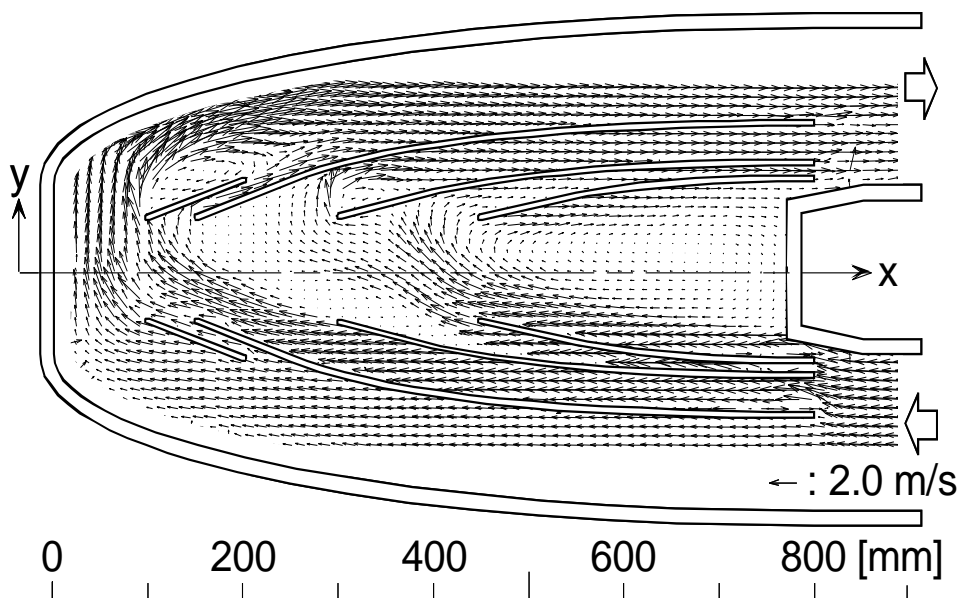


Fig.2.12 Experimental result of the water flow field
(Inlet velocity : 2 m/s)

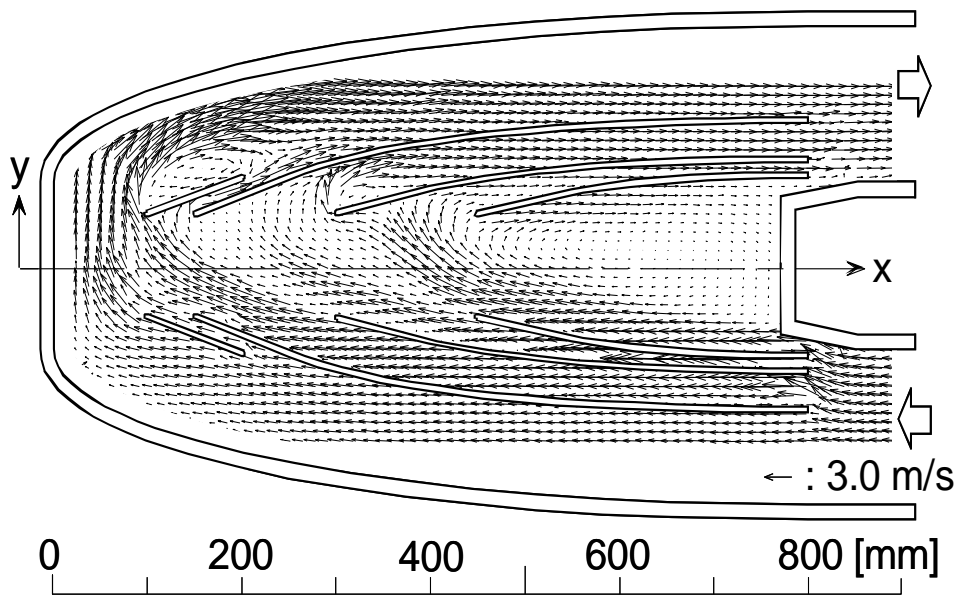


Fig.2.13 Experimental result of the water flow field
(Inlet velocity : 3 m/s)

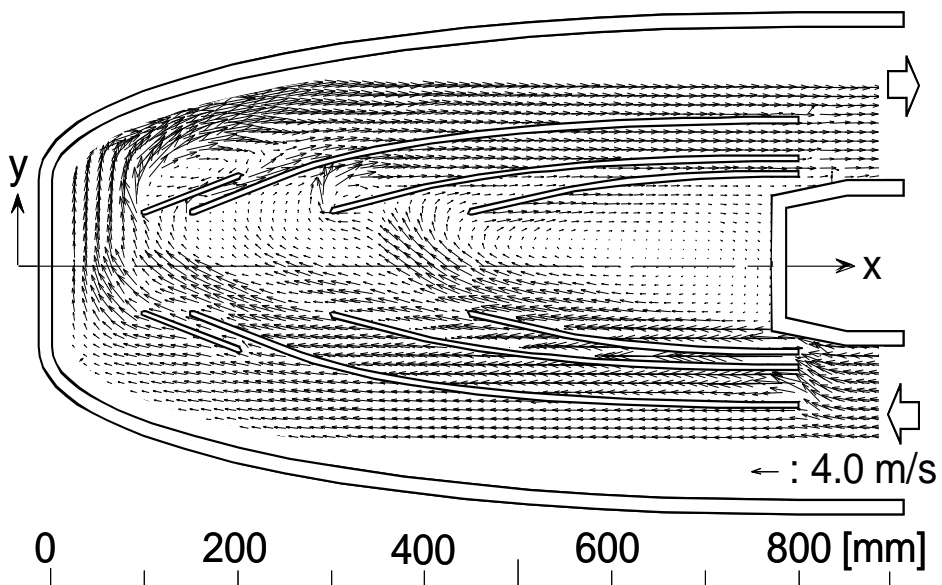


Fig.2.14 Experimental result of the water flow field
(Inlet velocity : 4 m/s)

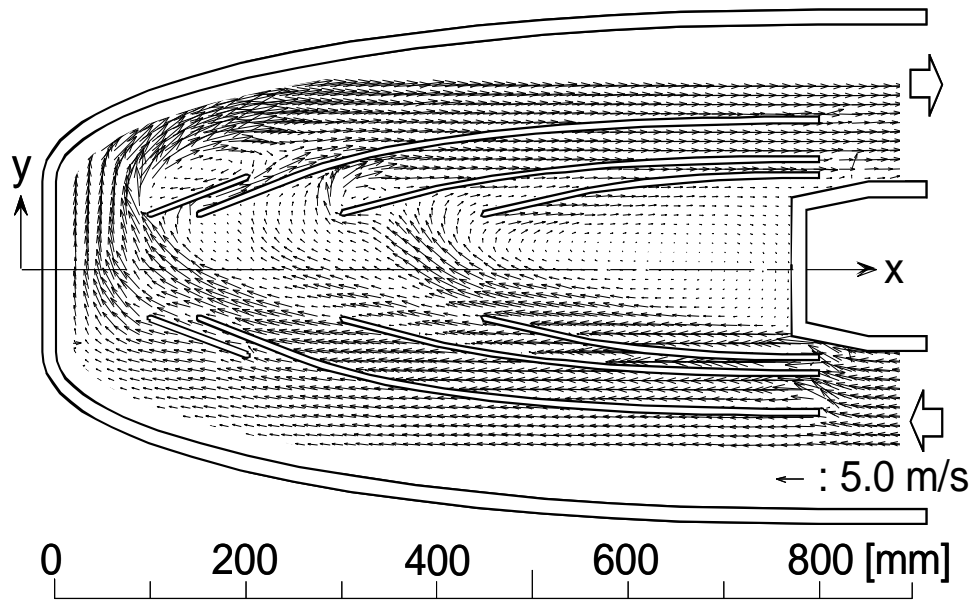


Fig.2.15 Experimental result of the water flow field
(Inlet velocity : 5 m/s)

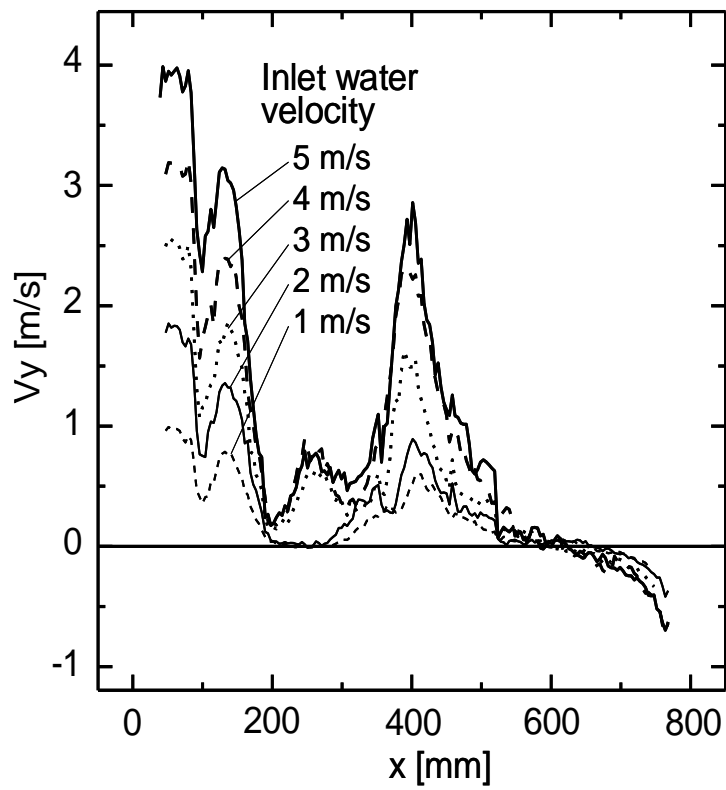


Fig.2.16 V_y distribution along the central axis ($y=0$ mm)

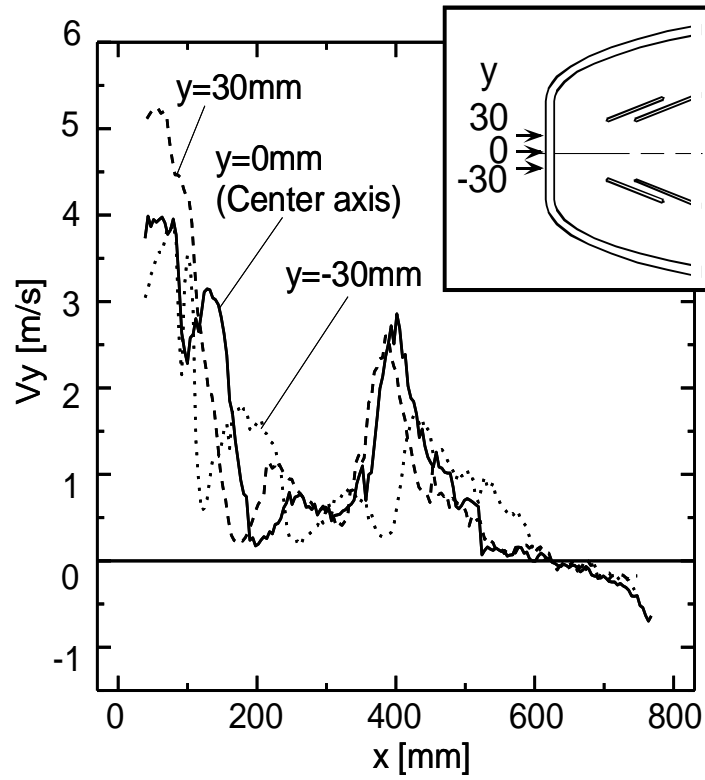


Fig.2.17 V_y distribution along the x -axis in the proton beam path
(Inlet velocity: 5 m/s)

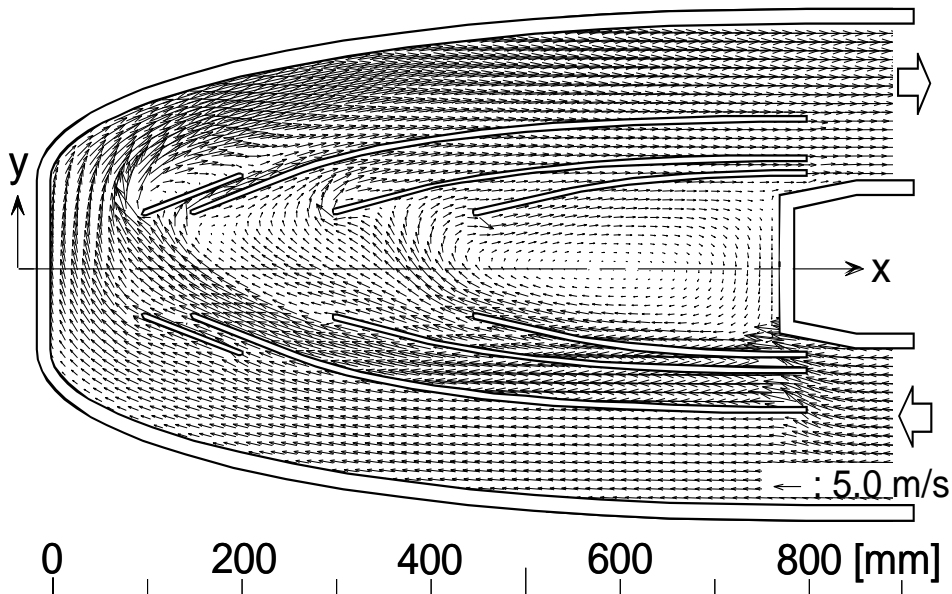


Fig.2.18 Analytical result of the water flow field
(Inlet velocity : 5 m/s)

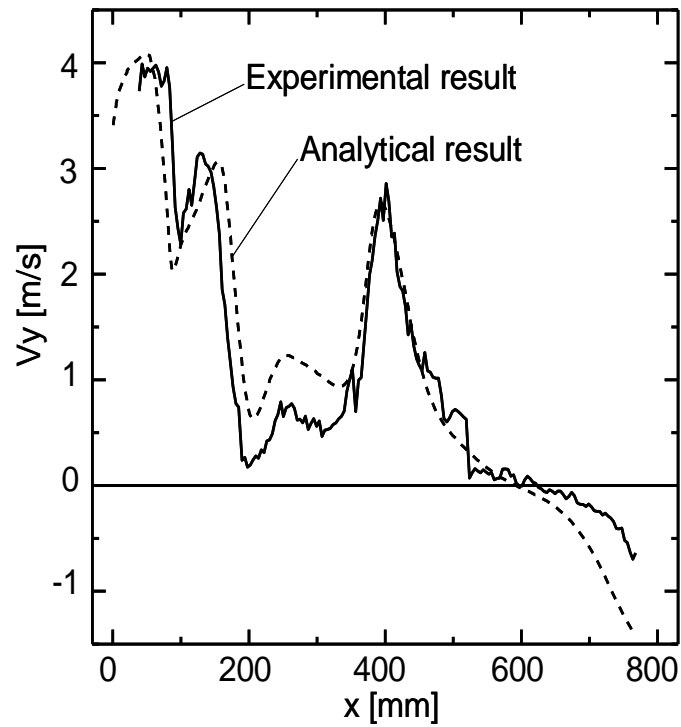


Fig.2.19 Experimental and analytical results of the V_y distribution along the central axis (Inlet velocity : 5 m/s)

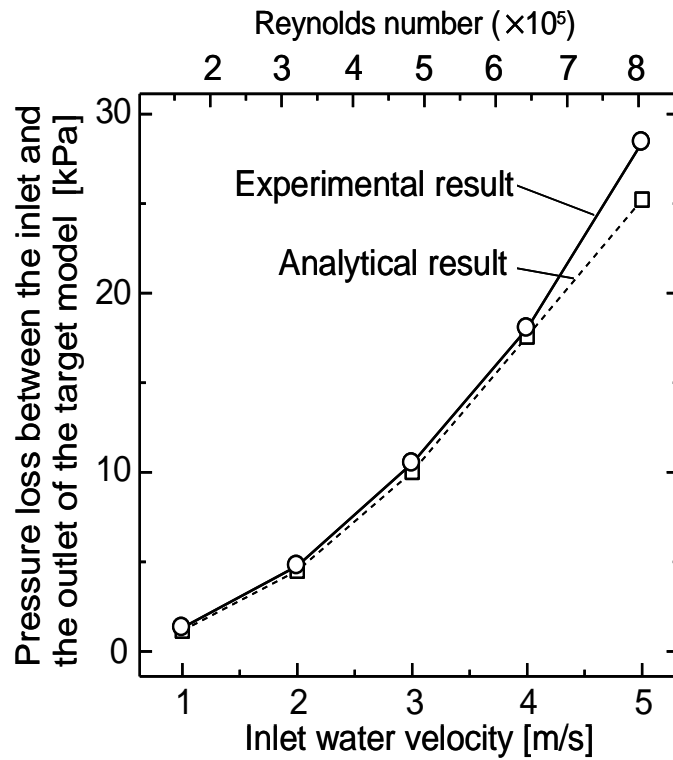


Fig.2.20 Experimental and analytical result of the water pressure loss between the inlet and the outlet of the target model

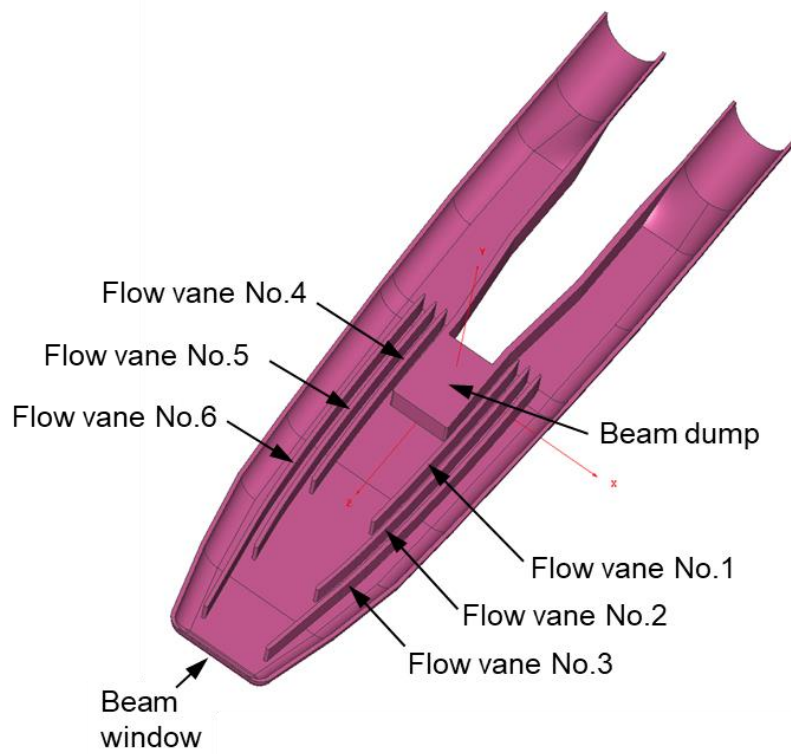


Fig.2.21 Structure of the mercury vessel for 1 MW power

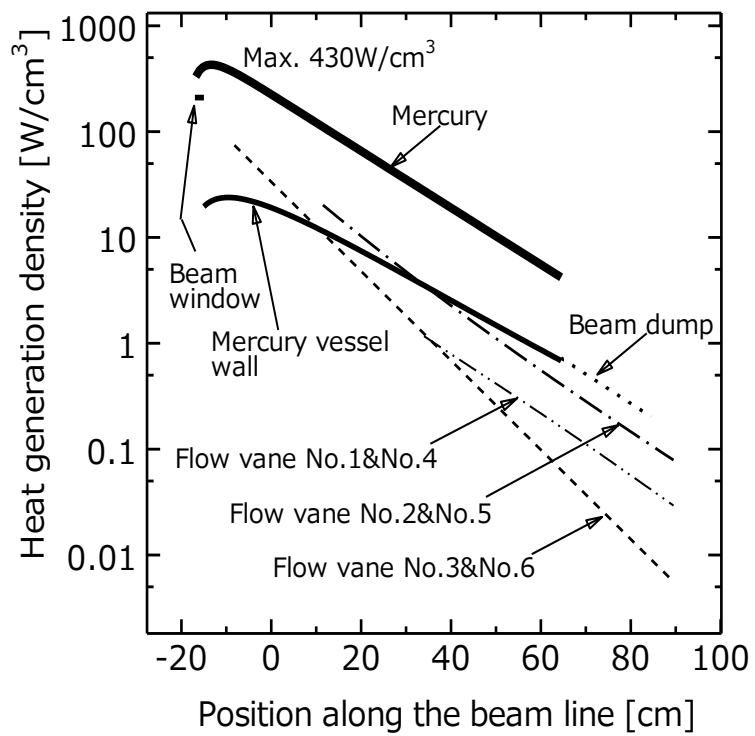


Fig.2.22 Heat deposition distribution in the mercury target

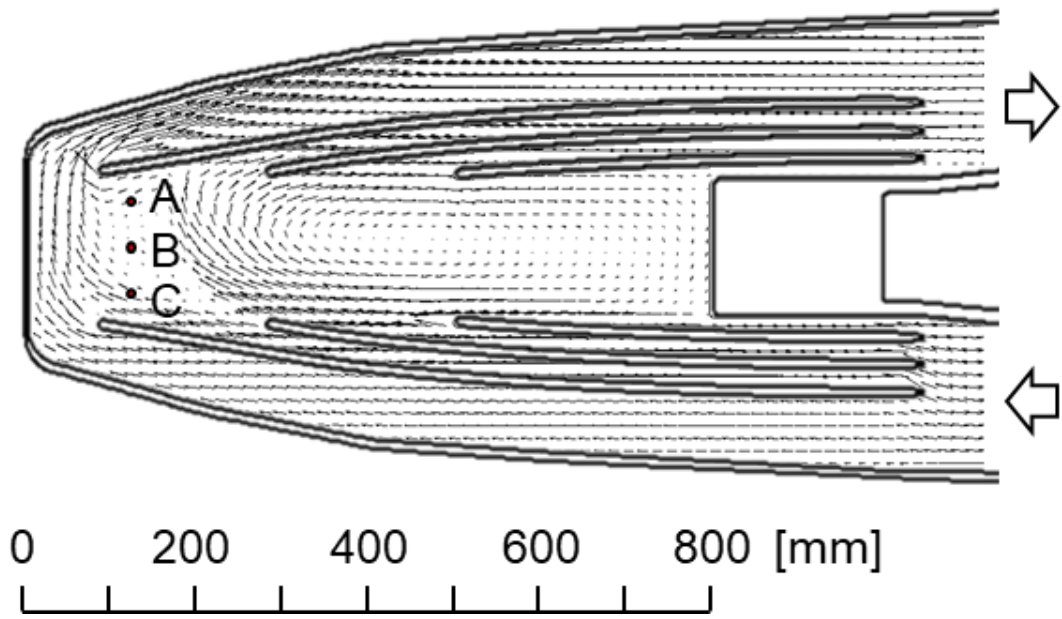


Fig.2.23 Analytical result of the mercury flow field
(Mercury flow rate : 11.4 L/s)

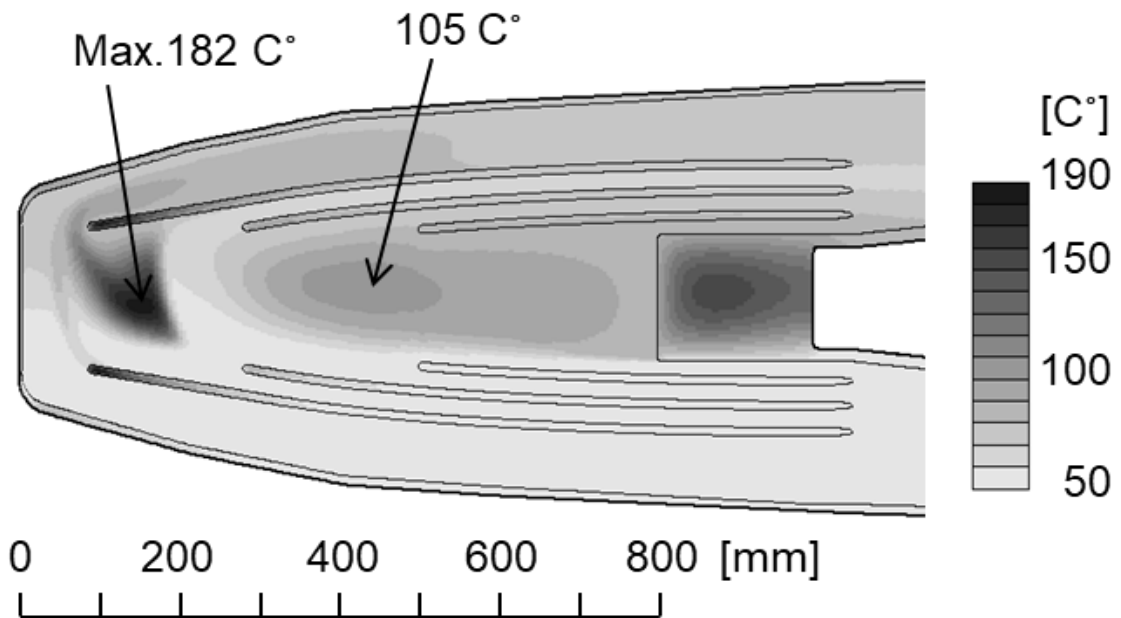


Fig.2.24 Analytical result of the temperature field in the horizontal plane at the target center (Mercury flow rate : 11.4 L/s)

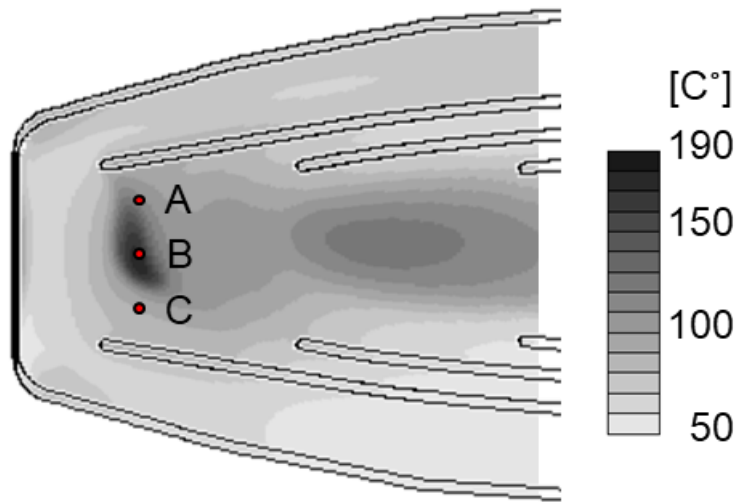


Fig.2.25 Analytical result of the temperature field on the outer surface of the target vessel and the position of the thermocouples (Mercury flow rate : 11.4 L/s)

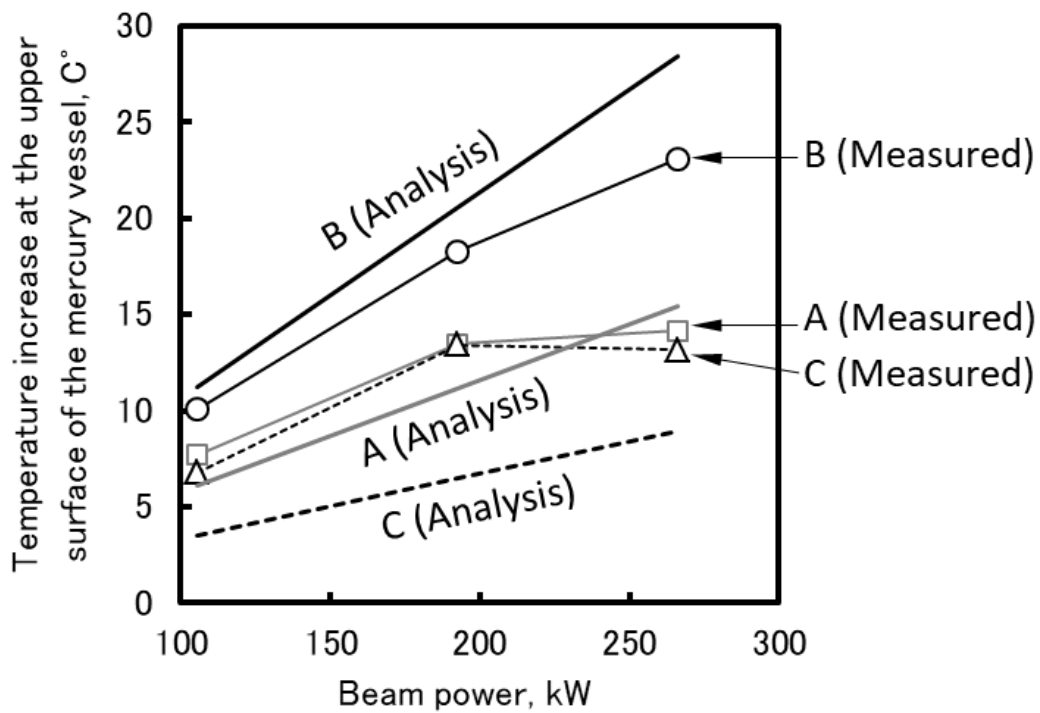


Fig.2.26 Comparison of target wall temperature between the analytical prediction and the measured value

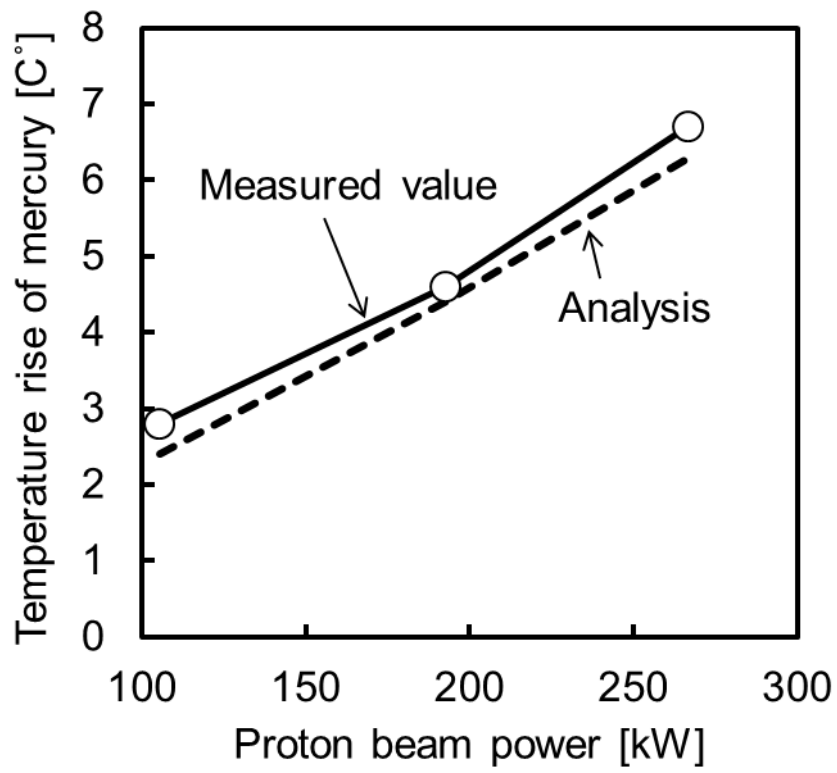


Fig.2.27 Temperature rise of mercury in the target vessel

第3章 水銀中での気泡上昇速度と平均抗力係数に関する研究

3.1 緒言

微小気泡の注入による圧力波の抑制を成功させるには、強い圧力波が発生する高熱負荷領域に適度なサイズの気泡を一定量以上のボイド率で分布させることが重要である。不透明で流体内部の目視観察が困難な水銀について気泡の挙動を評価し、先に述べた条件を満足するターゲットの設計をするには、水銀中での微小気泡の上昇速度と平均抗力係数を調べるのが重要である。

静止液体中の気泡の上昇速度や抵抗係数については、理論解析や実験を基にした様々な研究がなされている。Moore[29]らに変形した気泡の液体中での挙動を理論的に解析し、粒子レイノルズ数が数 10～数 1000 の広い範囲で気泡の抵抗係数を求める式を示した。Sawi[14]はこの式を用いて、非粘性、非圧縮性の静止した無限流体中で気泡が浮力で上昇する場合の終端速度と気泡半径の関係を理論的に導き、水銀に適用した場合の終端速度のグラフを示している。Mei[30]らは流速変動の少ない非定常流れ中の球形気泡について、粒子レイノルズ数が 0.1～200 程度の範囲の気泡について、ナビエ・ストークス方程式を解いて抵抗係数を求める式を示した。実験的研究については、Mori[15]らが半径が $600\ \mu\text{m}$ 以上の大きさの気泡について水銀中での終端速度を実験的に計測し、Sawi の理論値と比較してその有効性を示した。しかし、半径 $600\ \mu\text{m}$ より小さい気泡について水銀中の挙動を実験的に調べた例は他に見あたらず、この気泡サイズの領域での Sawi の理論値の有効性はまだ確認されていない。一方、水中での気泡挙動に関する実験的研究については多くの報告がなされており、主要な研究例は Clift[16]らによってまとめられ、終端速度と気泡半径の関係を示す実験式が示されている。Peebles[32]らは水やオイル、有機溶媒中の単一気泡の上昇速度を計測し、広い範囲の粒子レイノルズ数について抵抗係数や終端速度の実験式を示した。Duineveld[33]は Moore らの抵抗係数の式を用いて、水中での気泡の上昇速度を評価し、実験結果と良く一致することを示した。竹村[34]らはシリコンオイル中を上昇する球形気泡の上昇速度を実験的に計測し、粒子レイノルズ数が 100 以下の範囲における抵抗係数の推算式を提案した。富山[17]らは既存の相関式を基に、広範囲の流体物性と気泡径に適用可能で体系の汚れ度まで考慮した抵抗係数の推算式を提案した。

本研究では、流動水銀中で半径が数 $100\mu\text{m}$ の微小気泡の上昇速度を実験的に計測して平均抗力係数を求め、静止流体中の気泡について行われた過去の研究報告や工学的知見を基に、その妥当性を評価した。

3.2 実験装置と測定方法

Fig.3.1 に実験で用いた水銀ループの系統図を示す。水銀は出力 18.5kW の 8 極モーターに接続した永久磁石回転式電磁ポンプを用いて流動させる。水銀配管は内径 32.2mm のステンレス鋼管であり、膨張タンクで必要な圧力を加える。電磁ポンプによる水銀への入熱は配管に巻き付けた銅製の冷却水配管で冷却し、温度の上昇を防ぐ。Fig.3.2 に実験装置の模式図を示す。透明なアクリル製の内径 22.2mm の円管を水銀ループに設置した。ポンプの吐出圧力と流量の性能を考慮して、試験部に流せる水銀の流速が、ターゲット入口の水銀流速である 1m/s を確保できるように試験部の円管内径を決めた。ヘリウムガスを注入するノズルはノズルの下流側に生ずる後流が気泡挙動に与える影響を小さくするために出来るだけ細いノズル径とし、内径 (ID) 0.1mm 、外形 (OD) 0.2mm のステンレス製の細い配管を、内径 0.2mm 、外形 0.5mm のパイプに差し込んで補強し、水銀流れと平行方向にヘリウムガスを注入出来るように曲げてある。これを水銀中へ差し込み、ノズルを通してヘリウムガスを注入した。当初、ノズルを流路の上側から挿入したが、ノズルから放出されたガスが下流側に生ずる剥離域に集まって、気泡サイズが大きくなってしまったため、ノズルを流路の下側から差し込むことにした。これに伴い、ノズル先端は流路の上壁面から 4.2mm の深さとなった。

Fig.3.3 に測定方法の模式図を示す。注入したヘリウムガスは気泡となり、流動する水銀と共に移動しながら浮力により上昇し、上壁面に付着する。これをデジタルカメラで撮影し、気泡が上壁面に現れた場所のノズルからの距離 L と水銀流速 v 、及びノズルから上壁面までの高さ l を用い、気泡の水銀中での上昇速度 U_b は次の式で求められる。ここで、気泡の速度は流体に対する相対速度を表す。

$$U_b = \frac{lv}{L} \quad (3.1)$$

また、カメラの画像処理により気泡の大きさを知ることが出来る。しかし、上壁面には元々付着していた気泡、即ち Fig.3.3(a) の B_3 、 B_4 に相当する気泡が存在するため、水銀中から上昇して上壁面に現れる

Fig.3.3(b)の B₁、B₂ のような気泡のみを識別するため、1 秒間隔で撮影した二枚の画像を見比べることにより、初めの画像に無くて後の画像に新しく現れる気泡のみを計測の対象とした。元々付着していた気泡が、撮影間隔時間の間に水銀流れの抵抗で位置が移動し、新しく付着した気泡として計測される可能性が有るが、実際に実験をすると本研究の対象とする半径数 100 μm の気泡は一旦付着した後の移動はほとんど無いことが分かった。これは水銀の接触角が 130° と大きく、気泡の裾野が広がるように壁面に付着するため、水銀流れの抵抗を受けにくいことが理由としてあげられる。従って、上記のような誤計測は無視できると考えられる。上壁面に付着した気泡が多くなるとお互いに合泡して成長し、ある程度の大きさになると水銀流れの抵抗により Fig.3.3(c)のように周囲の付着気泡を巻き込みながら流れ去るため、再度、新たに付着する気泡を計測できる状況となる。

Fig.3.4 に上壁面に付着した気泡を撮影した画像の例を示す。壁面に付着した気泡の画像上の半径 R は、それが水銀中に自由気泡として浮遊している場合の半径 r と異なるため、気泡の壁面への接触角を θ として幾何学的に R の値から r を計算した。即ち、壁面に付着した気泡の形状を Fig.3.5 に示すように一様な半径を持つ球体の一部を半径 R の円で切り取った形状と仮定し、その体積が自由気泡である半径 r の球の体積に等しいと置いて R と r の関係式を求めた。関係式を以下に示す。

$$r = \left(\frac{1}{4} \times \frac{2 + 3\cos\theta - \cos^3\theta}{\sin^3\theta} \right)^{\frac{1}{3}} R \quad (3.2)$$

水銀の接触角 θ は常温で実施した本実験の場合、およそ 130° ~140° 程度と見積もられる[35]が、接触する界面の条件や温度に影響されるため、 θ の値と上式の右辺の係数の関係を Fig.3.6 に示す。接触角 130° に比べて 140° では係数が 9%程度低くなる。自由気泡半径の計算値も同様な不確定さの幅を持つことになるが、これについては後で実験結果について比較する。ここでは代表値として 130° を水銀の接触角 θ とすると、 R と r の関係は下記の式となる。

$$r = 0.5724R \quad (3.3)$$

実験条件は水銀流速を 0.57m/s、0.7m/s、1m/s とし、ヘリウムガスの供給量は 1cm³/s とした。水銀流速 0.57m/s については 5cm³/s のガス供給量でも実験を行った。ガス供給量が多すぎると試験部の観察面

が連続的なガス膜で覆われてしまい、ガス供給量が少ないとガス流量が安定しないなどの影響があったため、上記の手法による計測が可能な条件を試行錯誤的に決定した。

3.3 実験結果

Fig.3.7に気泡が上壁面へ付着した場所のノズルからの距離 L と気泡半径 r の測定結果を示す。気泡半径は式(3.3)で求めた自由気泡の半径である。気泡半径やノズルからの距離はともに一定の範囲内でバラつきがあるので、気泡半径を $50 \mu\text{m}$ ごとに区切り、各区画ごとに気泡半径とノズルからの距離の平均値を求めた。距離のバラつきの範囲をデータの標準偏差で示している。流速条件により計測できた気泡の総数が異なり、 0.57m/s で 110 個、 0.7m/s で 88 個、 1m/s で 11 個、 0.57m/s でガス供給量 $5\text{cm}^3/\text{s}$ では 52 個であった。全体の気泡半径は $150 \mu\text{m}$ ~ $350 \mu\text{m}$ の間に分布しており、水銀流速 1m/s の場合を除いては、いずれの水銀流速でもノズルからの距離は 30mm 以下で、気泡半径が大きいとノズルからの距離が短くなる傾向が見られる。一般に気泡半径が大きくなると上昇速度も速くなるため、ノズルからの距離は短くなると予想され、本実験結果は予想どおりの傾向を示している。また、 L のバラつきは $\pm 6\text{mm}$ 前後であった。水銀流速 1m/s の場合は、気泡の計測個数が 11 個と少なく、気泡半径の範囲も狭いので、 L との相関に顕著な傾向はみられない。 L は最大 60mm 近くまで広がっており、バラつきは $\pm 17\text{mm}$ 程度と大きくなった。全体に、水銀流速が速いと生成する気泡半径が小さくなる傾向も見られる。

これらのデータを基に、式(3.1)を用いて計算した気泡の上昇速度を Fig.3.8 に示す。気泡半径が大きいほど上昇速度が速くなる傾向が明確に読み取れる。Fig.3.7 では流速 1m/s の場合にノズルからの距離が突出して大きな値であったが、上昇速度に換算した Fig.3.8 では他の流速条件の値と整合が取れている。

3.4 考察

3.4.1 水銀中を上昇する気泡の変形量の評価

流体中の気泡の変形を評価する上で、ウェーバー数 (W) が重要なパラメータとなる。

$$W = \frac{2r\rho U_b}{\sigma} \quad (3.4)$$

ここで、 σ は流体の表面張力である。 W は気泡を変形させる動的な慣性力と気泡を球形に保とうとする表面張力の比を表しており、気泡の形状や変形の挙動を支配するパラメータである。水銀の表面張力を 0.482N/m (25°C) [36]とし、水銀中を移動する気泡の W を計算した結果を Fig.3.9 に示す。実験で得られた結果は、気泡半径 r が $150\ \mu\text{m}$ ~ $350\ \mu\text{m}$ 、上昇速度 U_b が平均値で 0.13m/s ~ 0.23m/s の範囲であることから、 W は約 1 以下の値となることが分かる。

水銀は不透明なので、実験で液中の気泡形状を直接観察することはできないため、これまで提案されている理論式から気泡の変形の程度を推測してみる。Moor[29]や Sawi[14]は気泡の変形を、長径と短径が異なる偏円でモデル化し、長径と短径の比を χ で表してウェーバー数 W との関係性を求めた。それぞれ異なる理論と仮定を用いているが、 $\chi < 2$ の範囲では両者の W はほぼ一致する。次式は Sawi が導出した式である。グラフを Fig.3.10 に示す。

$$W = \frac{2(h\chi^2 - f)^2 [f\chi(3\chi^2 - f^2) - (3\chi^2 + f^2) \tanh^{-1}(\frac{f}{\chi})]}{f^4(3h\chi^2 - 2hf^2 - 3f)\chi^{\frac{7}{3}}} \quad (3.5)$$

$$f = (\chi^2 - 1)^{\frac{1}{2}}, \quad h = \sec^{-1} \chi \quad (3.6)$$

W が 1 の時 χ の値は 1.18、気泡半径 $200\ \mu\text{m}$ 前後で評価すると W が 0.5 で χ は 1.08 と見積もられ、実験で計測された自由気泡は、ほぼ球形であると見積もられる。

3.4.2 抵抗係数の評価

一般的に球形気泡の運動方程式は以下の式でモデル化される [34]。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \rho \frac{4}{3} \pi r^3 U_b \right) = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 g - C_d \pi r^2 \frac{1}{2} \rho U_b^2 \quad (3.7)$$

ここで、左辺括弧内の $1/2$ は付加質量係数 [37] である。

静止流体中に置かれた気泡は浮力により上昇するが、上昇速度に応じた抵抗力を流体から受けるため、浮力と抵抗力が釣り合うところで速度が一定（終端速度）となるので、式(3.7)左辺を 0 と置いて、

$$\rho \frac{4}{3} \pi r^3 g = C_d \pi r^2 \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (3.8)$$

ここで、 ρ ：流体密度、 π ：円周率、 C_d ：抵抗係数、 U ：終端速度、 g ：重力加速度である。厳密には気泡の自重も重力方向へ働くが、ここで対象とする水銀や水などの流体と比べて、気体の密度は小さいので無視する。抵抗係数は気泡の上昇速度を決定する重要な因子であり、次式に示す気泡の粒子レイノルズ数 Re_b を用いて整理された関係式が多く報告されている。ここで ν は流体の動粘性係数である。

$$Re_b = \frac{2rU_b}{\nu} \quad (3.9)$$

Fig.3.11 に実験で得られた気泡径と上昇速度の範囲の粒子レイノルズ数をグラフで示す。粒子レイノルズ数は数 100～1800 程度の範囲であることが分かる。

以下に、これまで提案されている球形気泡の抵抗係数に対する理論解及び推算式をいくつか示し、本実験結果との比較を行う。Moore[29]、Sawi[14]は非粘性、非圧縮性の静止した不純部の無い無限流体中で、気泡が浮力で上昇する場合に、気泡の変形を考慮に入れて下記の理論式を提案した。

$$C_d = \frac{48}{Re_b} G(\chi) + o\left(\frac{1}{Re_b^{\frac{3}{2}}}\right) \quad (3.10)$$

$$G(\chi) = \frac{\chi^{\frac{4}{3}}(\chi^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \left\{ (\chi^2 - 1)^{\frac{1}{2}} - (2 - \chi^2) \sec^{-1} \chi \right\}}{3(\chi^2 \sec^{-1} \chi - (\chi^2 - 1)^{\frac{1}{2}})^2} \quad (3.11)$$

また、抵抗係数 C_d を粒子レイノルズ数、ウェーバー数とモルトン数 M を用いて下記のように表す式を導いている。

$$C_d = \frac{\frac{4}{3} M Re_b^4}{W^3} \quad (3.12)$$

モルトン数は物性値によって決まる無次元数で次式で表される。

$$M = \frac{g\mu^4}{\rho\sigma^3} \quad (3.13)$$

ここで、 g は重力、 μ は流体の粘性係数である。式(3.10)右辺第二項の寄与は小さいため無視すると、式(3.12)へ代入して下記の式が求められる。

$$Re_b = \left(\frac{36W^3 G(\chi)}{M} \right)^{\frac{1}{5}} \quad (3.14)$$

これらの式を用いることで、 x を決めれば式(3.5)、式(3.6)から W が求まり、式(3.14)から粒子レイノルズ数と式(3.12)から抵抗係数を計算できる。これらの手順に従い、数値計算で求めたグラフをフィッティングして求めた抵抗係数の式を下記に示す。

$$C_d = \frac{48}{Re_b} (1 - 1.186 Re_b^{-0.50396}) \quad (3.15)$$

Mei[30]らは粒子レイノルズ数が 0.1~200 の場合について、ナビエーストークス方程式を解いて、汚れの無い純粋な系を仮定し気泡に働く抵抗力を評価した。これは、レイノルズ数が大きくなると、Moore[29]の評価式と同じになる。論文に示されている抵抗力の式を、式(3.8)左辺に等しいと置いて、計算した抵抗係数を式(3.16)に示す。

$$C_d = \frac{16}{Re_b} \left[1 + \frac{Re_b}{8 + 0.5(Re_b + 3.315\sqrt{Re_b})} \right] \quad (3.16)$$

一方、実験的研究で得られている既存の抵抗係数の推算式では、Peebles ら[32]が下記の式を提案している。

$$C_d = 18.7 Re_b^{-0.68} \quad (3.17)$$

竹村ら[34]は液体にシリコンオイルを用いた比較的汚れの少ない系での実験結果を基に粒子レイノルズが 100 以下の範囲について下記の式を示した。

$$C_d = \frac{16}{Re_b} [1 + 0.122 Re_b^{0.55}] \quad (3.18)$$

富山ら[17]は広い範囲の流体物性と気泡径について既存の抵抗係数の推算式を調べ、高純度系における球形気泡について粒子レイノルズ数が 50~800 程度までの条件で Levich[38]の理論式(3.19)を推奨している。

$$C_d = \frac{48}{Re_b} \quad (3.19)$$

また、十分に汚れた系における球形気泡については、剛体球の液中の沈降に対する Schiller ら[39]の抵抗係数の式(3.20)を推奨している。Schiller らはこの式が粒子レイノルズ数 3000 まで適用できるとしている。

$$C_d = \frac{24}{Re_b} [1 + 0.15 Re_b^{0.687}] \quad (3.20)$$

Fig.3.8 に示す本研究の実験で得られた気泡半径と上昇速度を基に式(3.8)を用いて求めた平均抗力係数と、上記で列挙した既存の評価式

を用いた抵抗係数を Fig.3.12 に示す。抵抗係数には液体の汚れ度合いが大きく影響し、汚れた系で気泡は固体球と同様の抵抗係数を示すとの実験結果が報告されている [16]。一般的な水道水でも十分に汚れた系に分類され、純粋製造機でろ過した水でやっと中程度の汚れ系なので、通常の実験で使用する液体のほとんどは汚れた液体に属する [17]。従って、Peebles らの示した実験式(3.17)は汚れた系のデータを基にしていると考えられ、本研究の実験も汚れた系に属すると考えられる。Fig.3.12 から分かるように、本実験から求めた平均抗力係数は純粋な系の抵抗係数に比べて大きな値であり、Peebles らの示した式(3.17)に近い分布を示しているが、固体球に対する Schiller らの式(3.20)よりは小さい値である。本実験で得られた平均抗力係数は粒子レイノルズ数が 400 より大きい範囲の値であるため、これより小さい粒子レイノルズ数の領域については、更に半径の小さな微小気泡を使った実験によるデータ取得が必要である。

3.4.3 終端速度の評価

Fig.3.12 の抵抗係数及び本実験で算出した平均抗力係数を式(3.8)に代入することで、気泡半径と終端速度の関係を計算した結果を Fig.3.13 に示す。純粋な系では抵抗係数が小さいので、必然的に終端速度は大きくなる。水銀実験の結果は気泡半径 $200 \mu\text{m}$ の付近ではほとんど Peebles らの評価式と同等の値であるが、これより気泡半径が大きくなるに従い Peebles らより若干低い上昇速度となる。Moore や Sawi の終端速度が気泡半径 $300 \mu\text{m}$ 付近で減少傾向に転じているのは、上昇速度の増加に伴って気泡が変形し、抵抗が大きくなるからであり、この時の粒子レイノルズ数は 2000、扁平率 χ は 1.75 である。細いノズルからガスを注入する本実験の方法では、気泡半径が $200 \mu\text{m}$ より小さい範囲の気泡を生成することができず、旋回流式バブラーを用いた次章で論ずる。

ここで、気泡が初速度 0 で上昇を始めてから終端速度に達するまでの時間または距離を評価してみる。球形気泡の運動方程式(3.7)に抵抗係数の式を代入して微分方程式を解けば、気泡の上昇速度 U_b または気泡のノズルからの上昇距離 x が時間 t の関数として求まる。抵抗係数としては Peebles らの式(3.17)のような形の式を用いると従来のデータとの相関が良いが、微分方程式を解くのが困難である。そこで、単純な形の式(3.19)を基にし、実験で得られたデータの粒子レイノルズ数

400～1200 の範囲で式(3.17)に近い抵抗係数となるように係数を調整した式(3.21)を用いる。

$$C_d = \frac{152}{Re_b} \quad (3.21)$$

これを式(3.7)に代入し、粒子レイノルズ数を表す式(3.9)を考慮すれば、式(3.22)の運動方程式が求まる。

$$\frac{dU_b}{dt} = 2g - 57 \frac{v}{r^2} U_b \quad (3.22)$$

時刻 $t=0$ で $U_b=0$ 、 $x=0$ の初期条件で積分すると、次の 2 式が得られる。

$$U_b = \frac{98r^2}{285v} \left(1 - e^{-\frac{57vt}{r^2}} \right) \quad (3.23)$$

$$x = \frac{98r^2}{285v} \left(\frac{r^2}{57v} e^{-\frac{57vt}{r^2}} + t \right) - \frac{98r^2}{16245v^2} \quad (3.24)$$

気泡半径を $200 \mu\text{m} \sim 300 \mu\text{m}$ として計算した U_b 及び x の時間変化を Fig.3.14、Fig.3.15 に示す。終端速度に達するまでの時間は気泡半径 $200 \mu\text{m}$ で 0.03 秒、 $250 \mu\text{m}$ で 0.05 秒、 $300 \mu\text{m}$ では 0.07 秒程度を要し、この間の上昇距離はそれぞれ、3mm、7.7mm、15.2mm である。本研究の実験ではガスを注入するノズルが、流路上端から 4.2mm しか離れていないため、気泡半径が $200 \mu\text{m}$ 前後より小さい場合は気泡が流路上端に達する前にほぼ終端速度になるが、これより大きな気泡半径では、終端速度に達する前に流路上端に接触すると評価される。即ち気泡半径が大きい範囲の実験結果は、終端速度に達する前の速度を評価していると考えられる。

そこで、実験結果を基に式(3.1)で計算した気泡の上昇速度と、式(3.23)から計算される終端速度の相違を検討する。Fig.3.16 は Fig.3.15 の横軸を拡大した図であり、気泡の上昇速度は曲線の傾きで表される。式(3.1)では気泡が初めから終端速度で移動する前提であるため、Fig.3.16 で原点と気泡が上壁面に達する点を結ぶ細い点線で表した直線の傾きを終端速度とするが、実際は徐々に加速するため、終端速度に達した後の曲線の傾きは式(3.1)の前提で考えた直線の傾きよりより大きくなる。即ち、式(3.1)を用いて計算した Fig.3.12 や Fig.3.13 の実験値は気泡の終端速度を過小評価していることになる。このような考え

方を基に、実験結果から気泡の終端速度と平均抗力係数を再評価した結果を Fig.3.13、及び Fig.3.17 に白抜きの円形マーカで示してある。再評価した補正值は全体に Peebles の式よりも早い速度に分布し、平均抗力係数は Peebles の式より小さくなっている。また、上昇速度が増加したことで粒子レイノルズ数が、より広い範囲に分布することになった。ただし、式(3.21)は仮に設定した平均抗力係数の評価式であり、Fig.3.17 から分かるように粒子レイノルズ数が 800 以上の範囲では当初の実験から求めた平均抗力係数より小さくなるので、気泡半径が大きな領域では終端速度が大きめに評価されていると考えられる。

3.5 結言

流動水銀中に極細の配管からヘリウムガスを注入し、水平に配置した透明な流路の上壁面に浮上して現れる気泡を計測することで、気泡の注入位置と上壁面に達するまでの移動距離から、従来の研究で実験データが存在しなかった半径 $150\ \mu\text{m}$ ~ $300\ \mu\text{m}$ の微小気泡に関する流動水銀中での上昇速度を実験的に評価した。気泡が終端速度に達するまでの速度と上昇距離の時間変化を評価し、実験値を補正したところ、終端速度は Peebles らの提案した式で得られる値より速く、平均抗力係数は低い値になる可能性を示した。

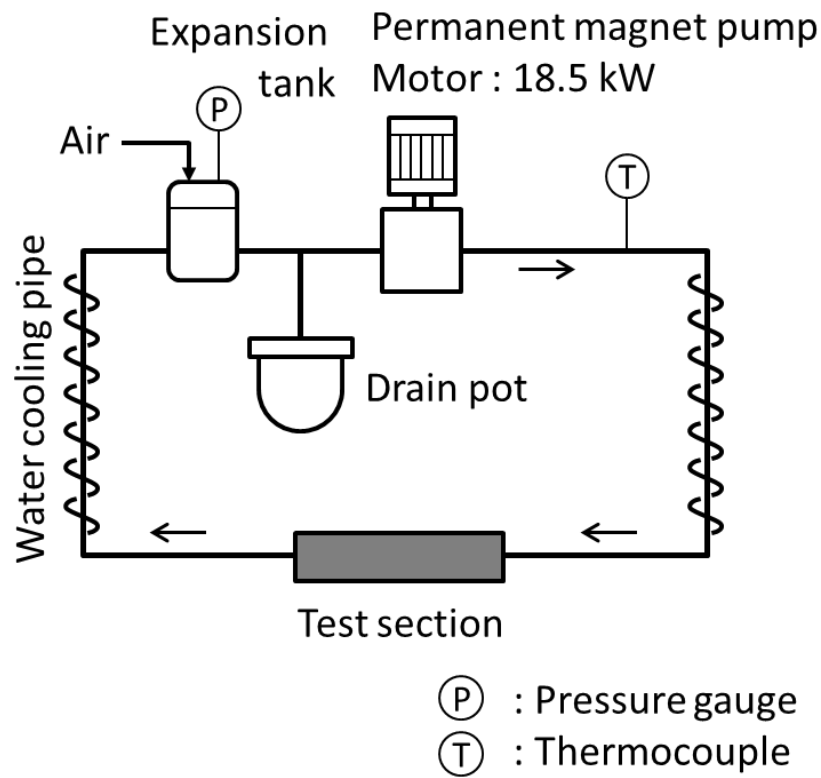


Fig.3.1 Experimental setup

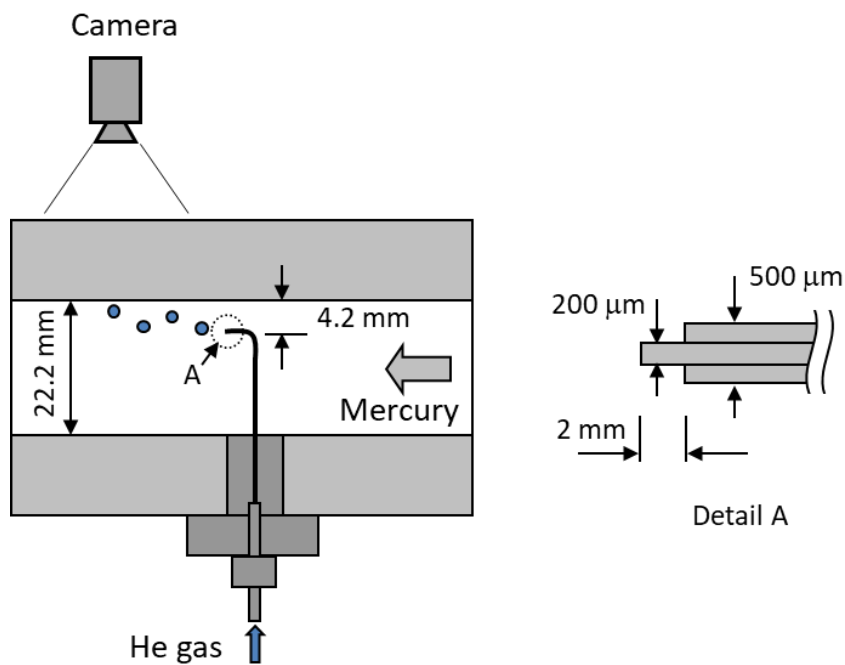


Fig.3.2 Schematic of the test section and the needle nozzle

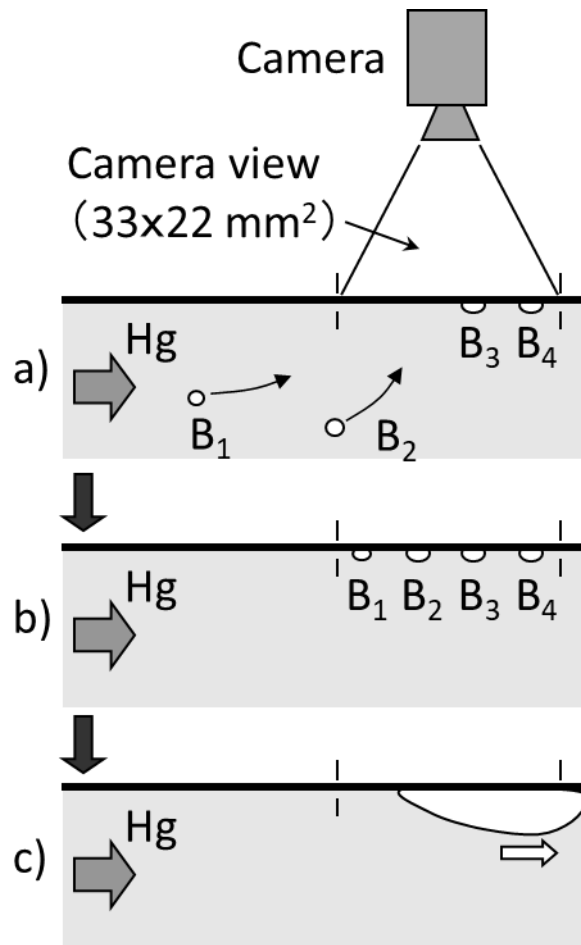


Fig.3.3 Schematic motion of bubbles appearing on the top wall

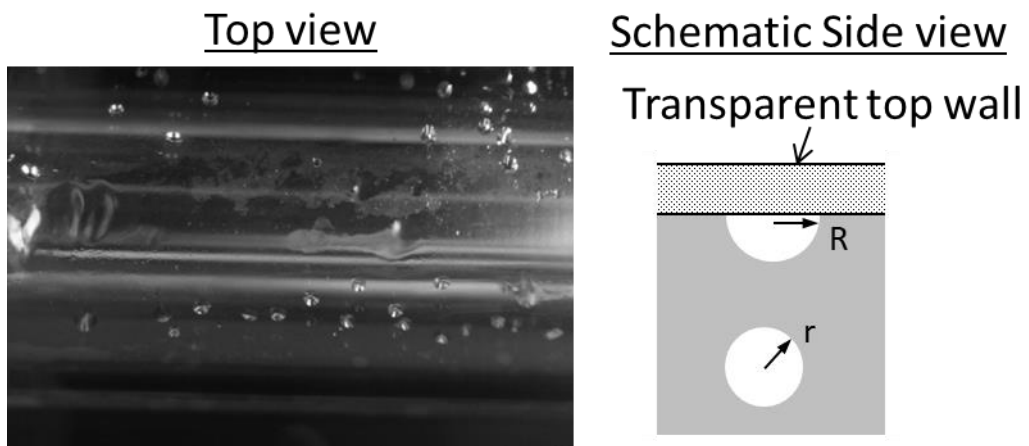


Fig.3.4 Photograph of the bubble image on the top wall and the schematic bubble shapes in mercury

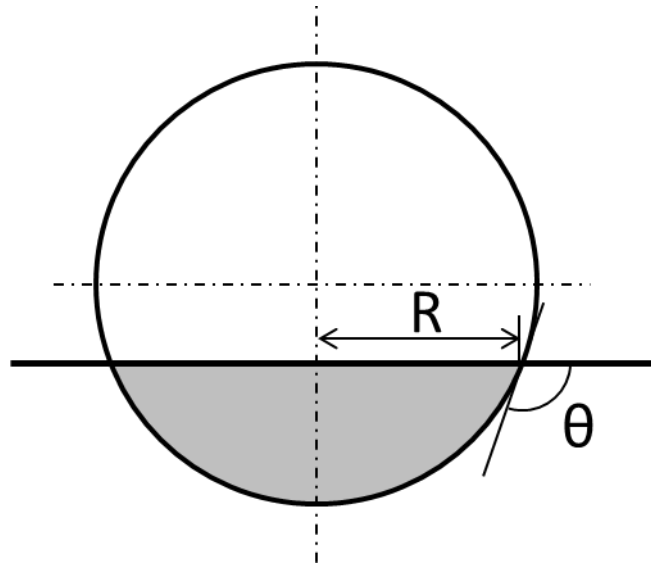


Fig.3.5 Assumed bubble shape fixed on the top wall

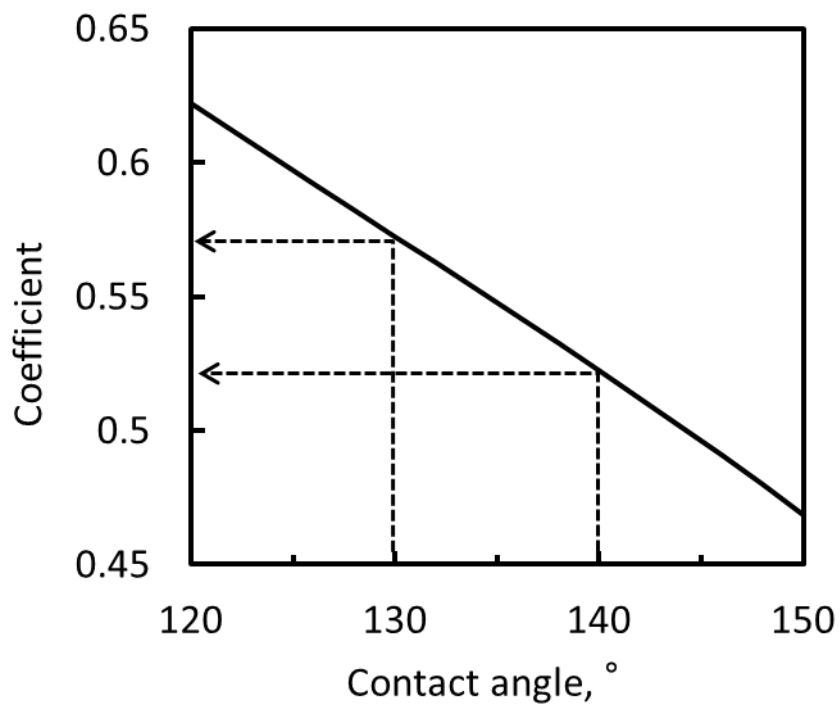


Fig.3.6 Dependence of radius conversion coefficient on the contact angle

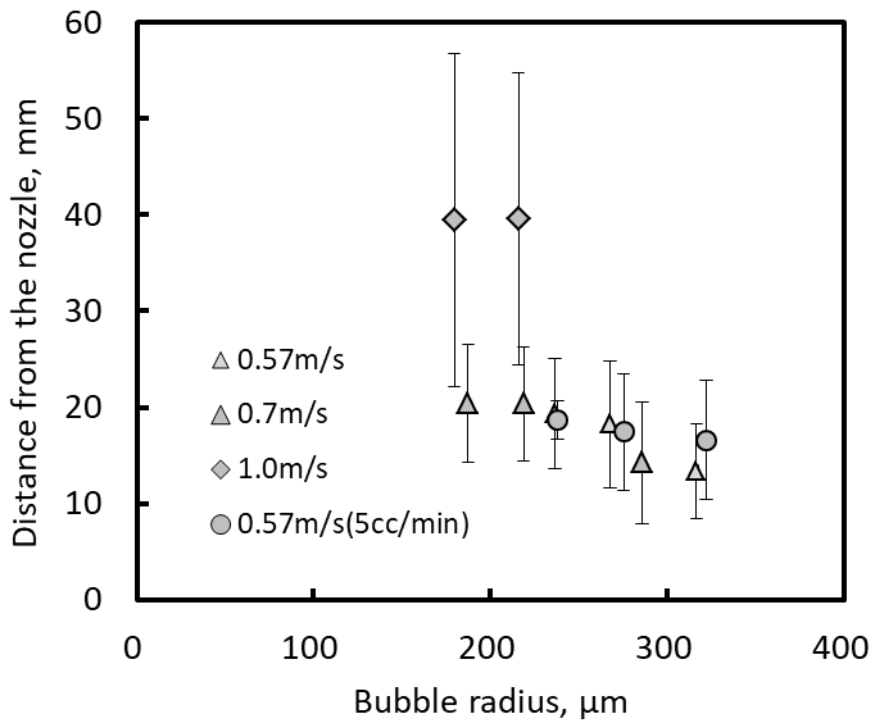


Fig.3.7 Experimental result of bubble radius and the distance from the nozzle

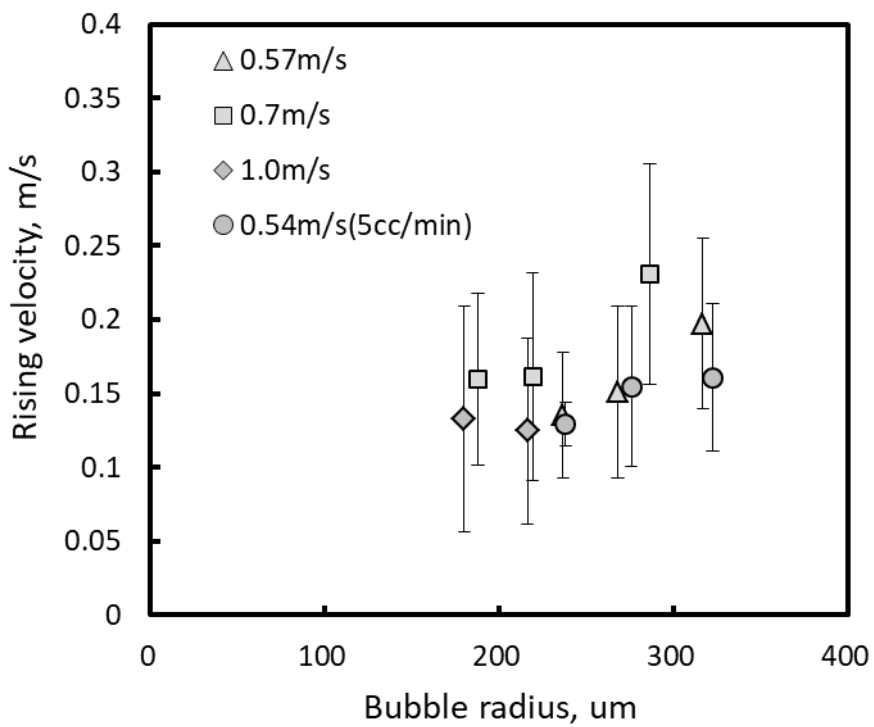


Fig.3.8 Bubble rising velocity evaluated from the experimental results

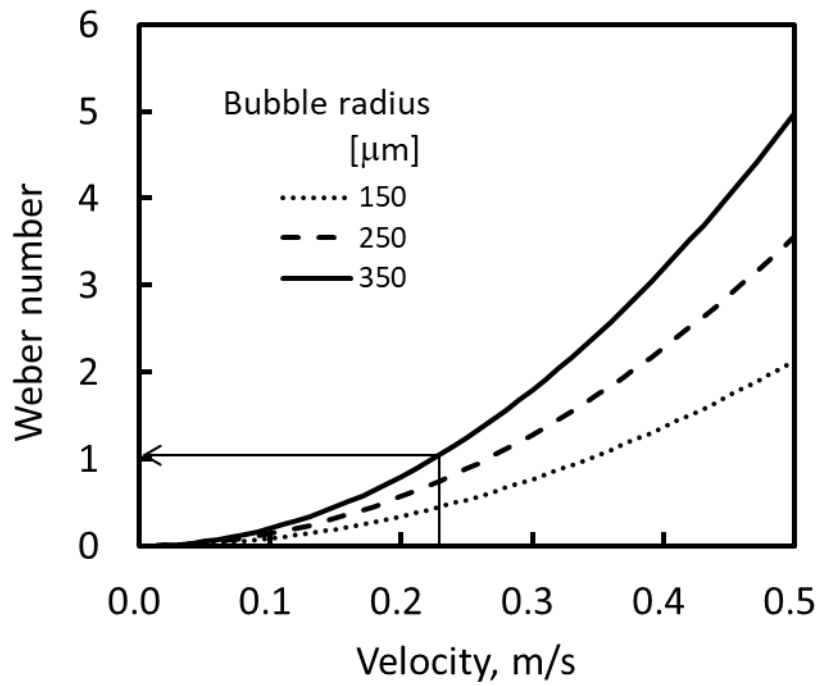


Fig.3.9 Bubble rising velocity and corresponding Weber number

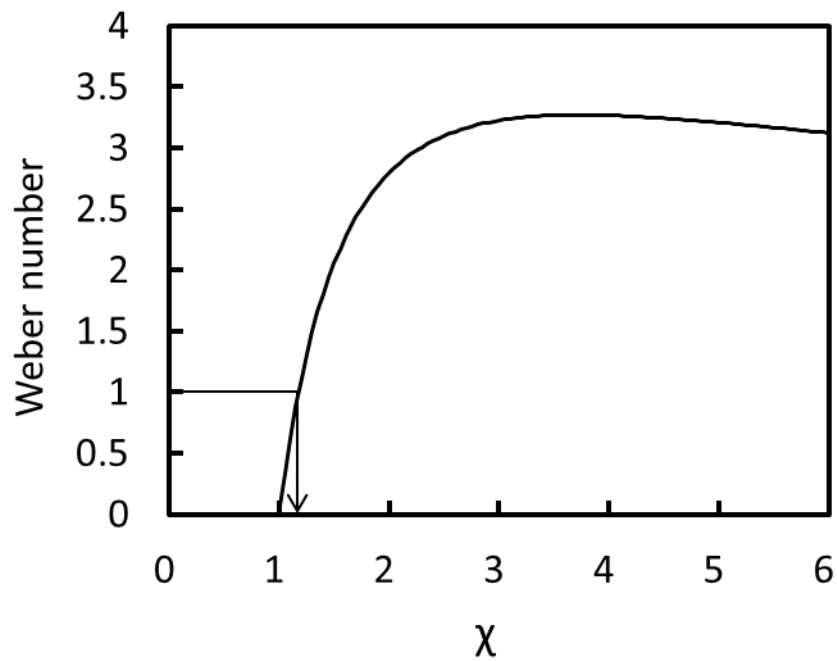


Fig.3.10 Shape factor and corresponding Weber number

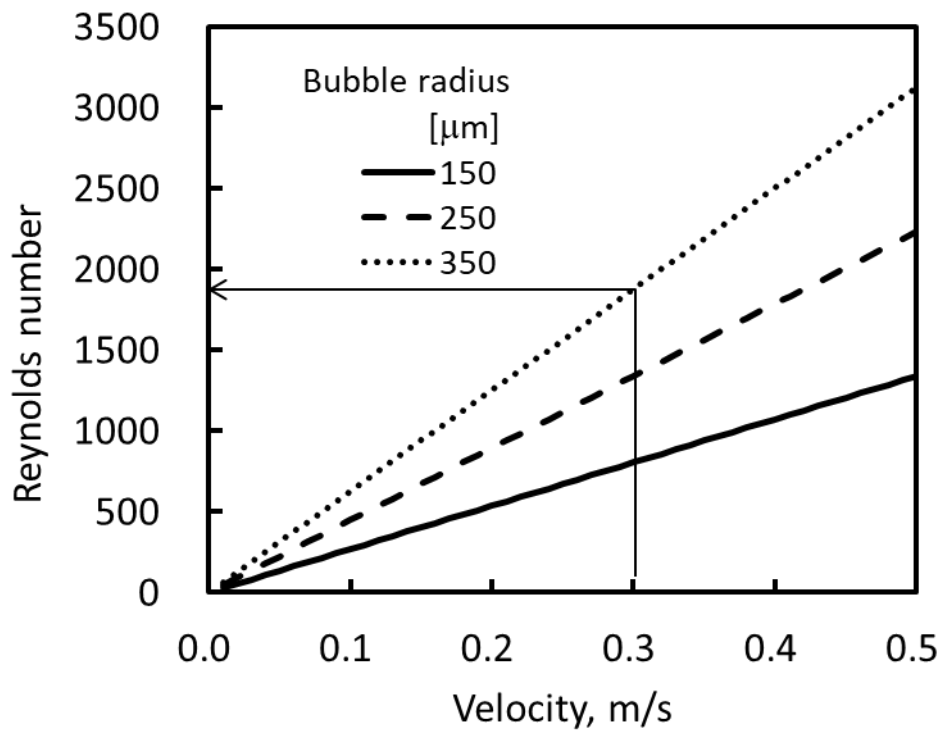


Fig.3.11 Bubble rising velocity and corresponding Reynolds number

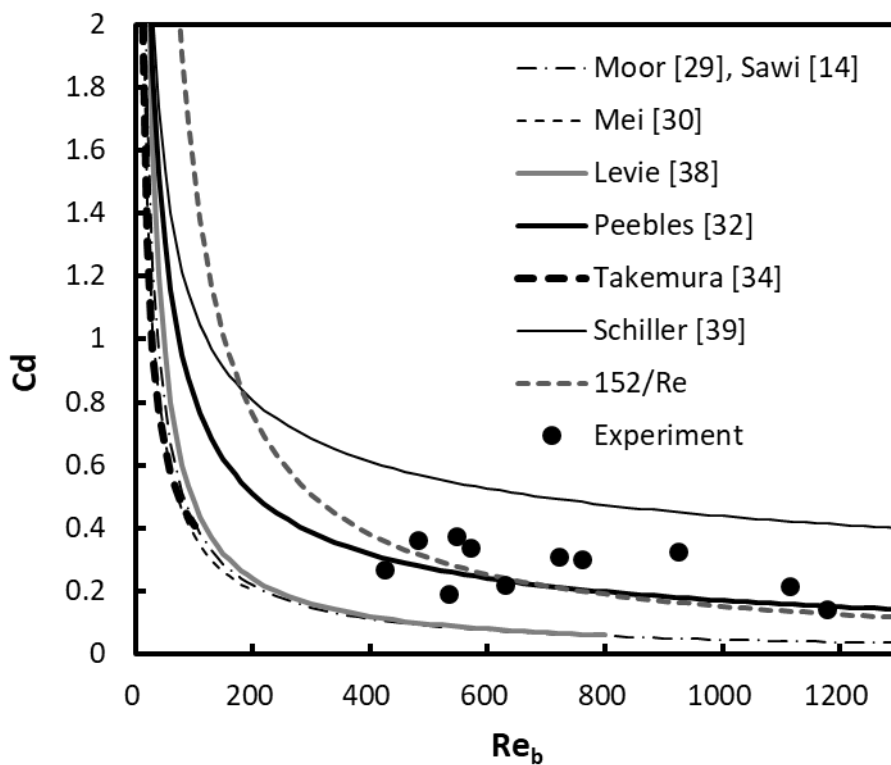


Fig.3.12 Drag coefficient curves and the experimental results

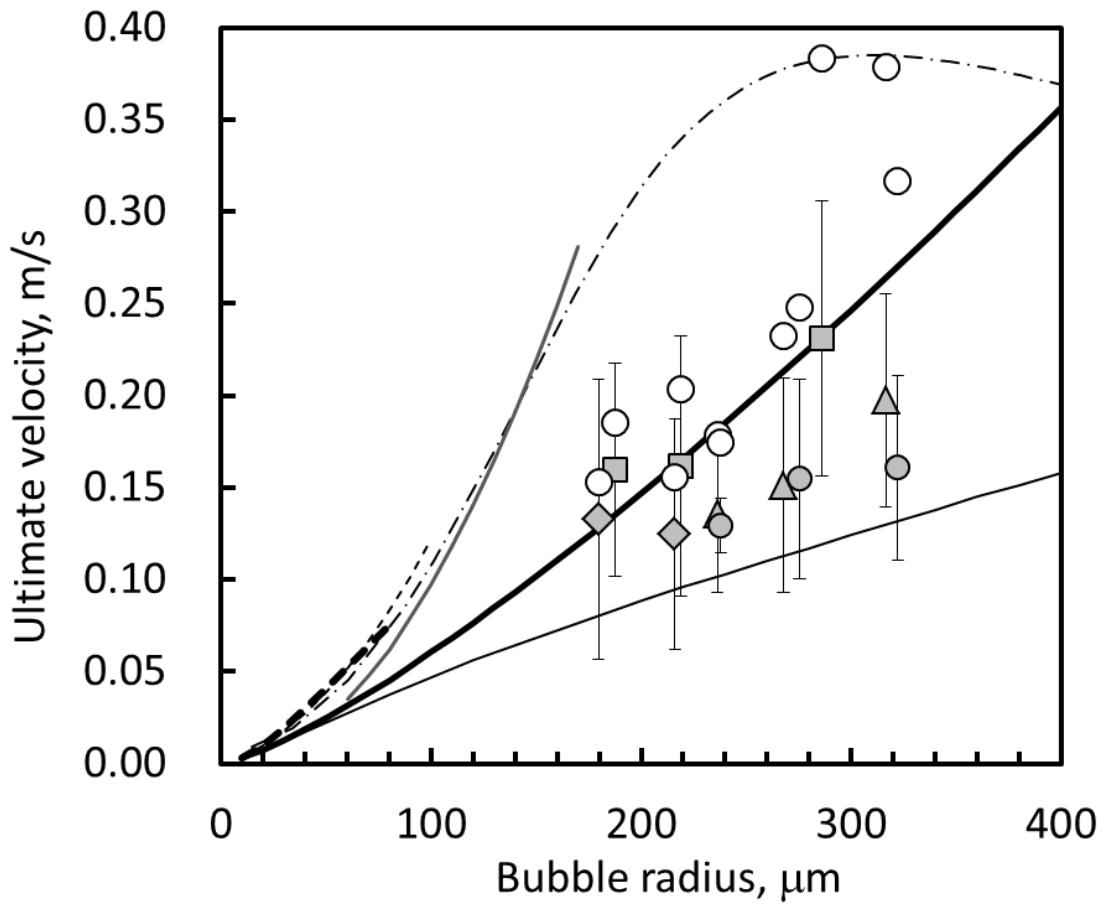
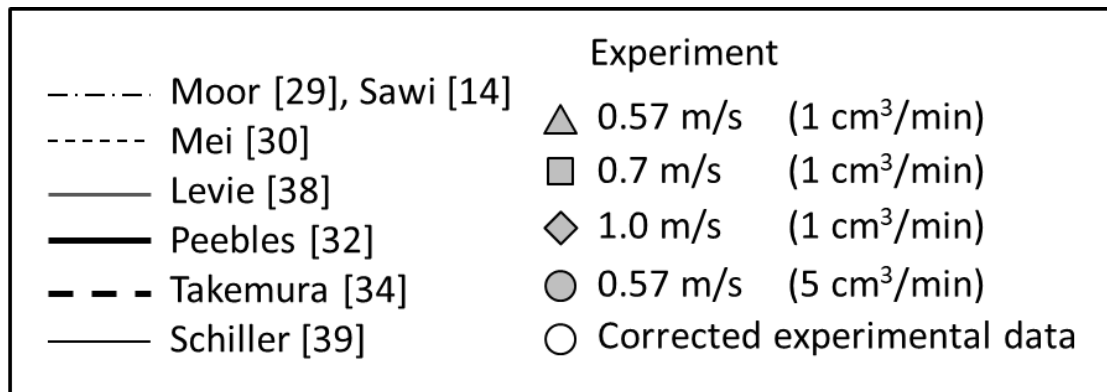


Fig.3.13 Ultimate velocities and the experimental results

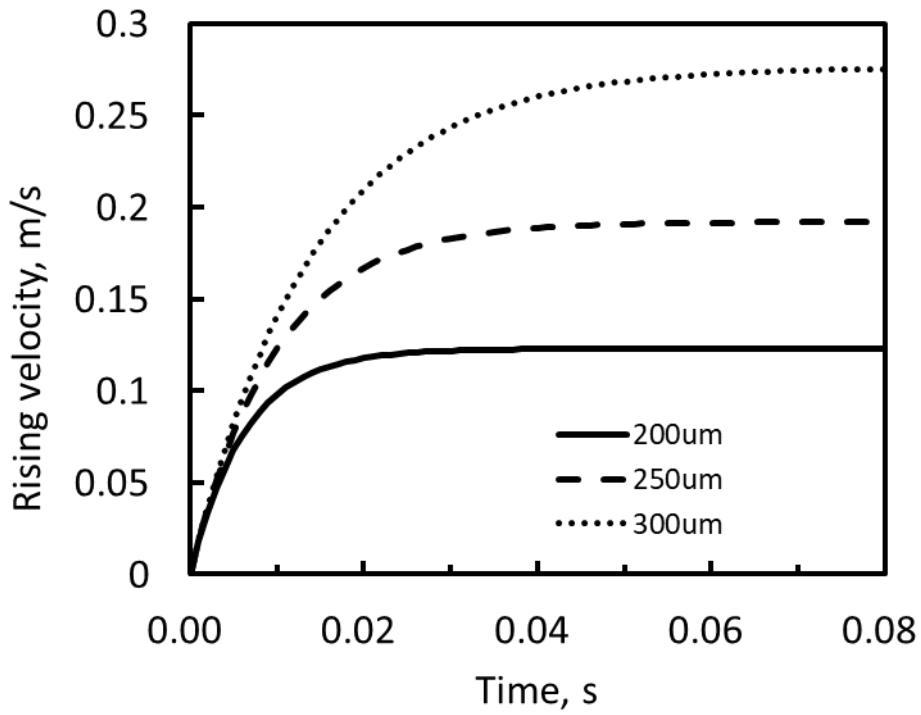


Fig.3.14 Time course of bubble rising velocity

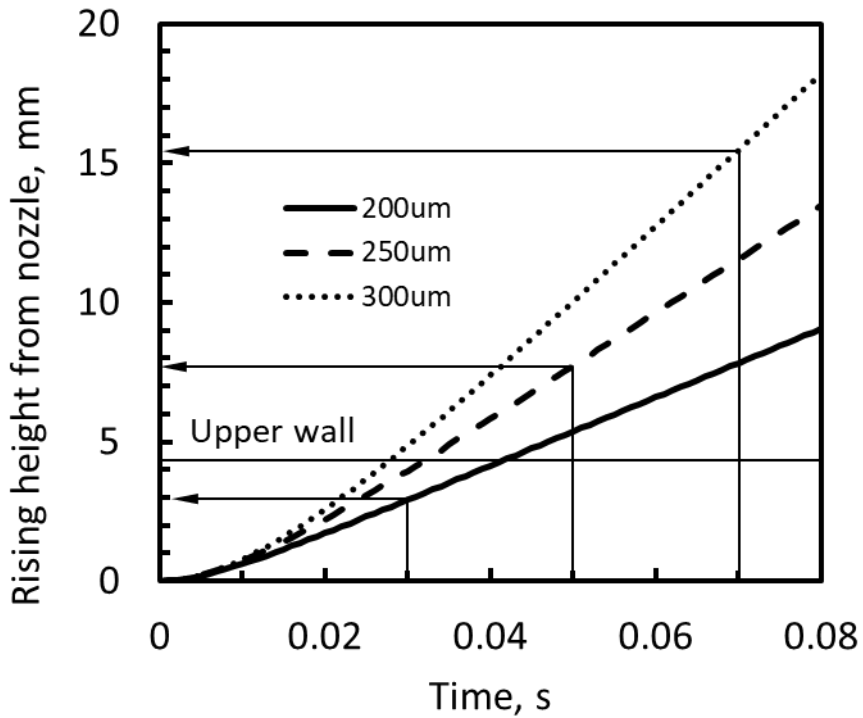


Fig.3.15 Time course of bubble rising height from the nozzle

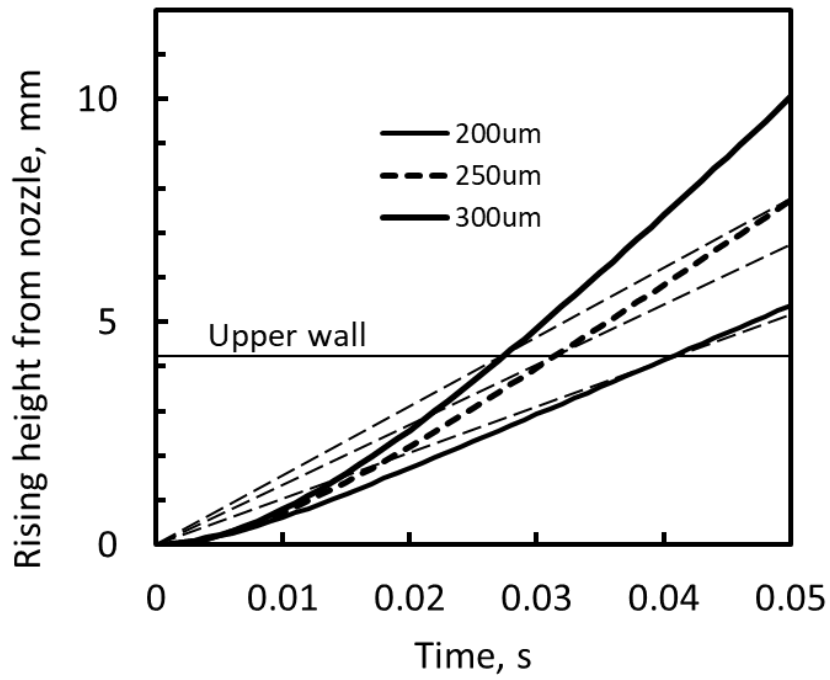


Fig.3.16 Bubble position transitions to calculate the ultimate velocities

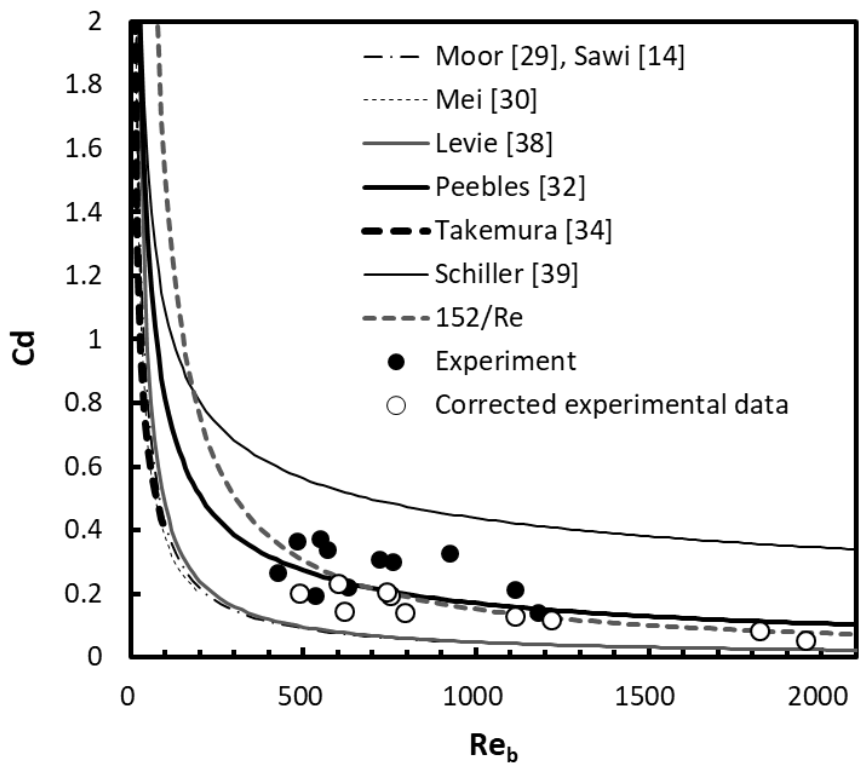


Fig.3.17 Drag coefficient curves and the experimental results (Corrected experimental data are added.)

第4章 気泡群の流動水銀中における挙動に関する研究

4.1 緒言

沖田ら[9]は、圧力波低減効果を得るための気泡条件を解析により準静的な条件下で評価し、半径 100 μm 以下の気泡が、水銀に対する体積割合であるボイド率で 10^{-3} 以上存在すると、圧力波のピーク圧力が 1/10 以下に低減できる可能性のあることを示した。そこで水銀ターゲット内に設置可能で圧力損失が出来るだけ小さく、且つ、流動する水銀中で直径 100 μm 以下の微小気泡を生成できる旋回流型のバブラーを開発した[11]。陽子ビームが水銀ターゲットに入射するビーム窓近傍は最も強い圧力波が発生するため、ビーム窓の壁面が最も圧力波によるキャビテーション損傷を受けやすい。このため、ビーム窓の近傍に集中的に微小気泡を分布させる必要があるが、水銀ターゲットはビーム窓に近いほど発熱密度が大きくなるため、バブラーに発生する熱応力を許容応力以下に抑えるためには、気泡発生器をビーム窓から離れた位置に設置する必要がある。

水銀は密度が水の 13 倍もある重い液体なので気泡には鉛直方向に強い浮力が生じ、また、ビーム窓近傍の湾曲した壁面形状に沿って流れる気泡は水銀の受ける遠心力で生ずる圧力勾配により、ビーム窓から離れる方向へ向心力を受けるため、ビーム窓部において気泡分布が極端に偏る可能性があった。そこで、ターゲット容器内のバブラーの配置を検討した予備解析の結果[40]を基に、微小気泡の生成器を内蔵した実機規模のターゲット容器のモックアップ試験体を製作し、米国オークリッジ国立研究所（ORNL）の大型水銀流動実験施設である TTF（Target Test Facility）を用い、ターゲット容器内を流動する水銀中に微小気泡を注入する実験を行った[18]。気泡の計測は 3 章と同様に、透明な上壁面の内側に浮上して現れる気泡をカメラで撮影して、画像処理により気泡半径分布を求めた。従って、実験で得られる情報は流路上壁面の極近傍に存在する気泡の半径分布であり、水銀中の気泡分布はこれらの実験結果を基にして解析的に評価する必要がある。本研究では、上壁面に現れる気泡半径分布の実験結果と解析結果の比較により、最も整合性の良いバブラー出口の初期気泡半径分布と平均抗力係数を求めた後、これらを解析条件に組み込んで水銀中の気泡半径分布、及びボイド率を評価した。ここで得られた評価手法を用い、ビーム窓部近傍で目標とする気泡分布を実現するターゲット容器の設計を行う。

4.2 水銀流動実験による気泡分布測定

4.2.1 実験装置

ORNL の TTF は、遠心式の渦巻きポンプで水銀を流動させる大型水銀ループであり、吐出圧力は最大 1MPa、水銀循環流量は最大 29 L/s である。Fig.4.1、Fig.4.2 に水銀ターゲット容器のモックアップ試験体の写真と寸法図を示す。試験体の水銀流路寸法は長さ 900mm、幅 390mm、高さ 80mm である。水銀の流れ場と浮力による微小気泡の上昇が気泡分布を決定する主要因であると考えられるため、整流板の配置や試験体のサイズは実機とほぼ同じにした。気泡分布の計測は 3 章で実施した方法と同様に行うため、モックアップ試験体の上壁は、水銀中を上昇して内壁面に付着する気泡を観察するために透明なアクリル板で製作した。TTF の水銀ループに接続するモックアップ試験体は、水銀漏洩に対する安全を確保するために 1MPa の内圧に耐えることを要求されたため、アクリル板の厚みは 50mm とし、さらにステンレス製のリブで補強した。また、試験体の側部と底部はステンレス板で製作した。実機ターゲット容器では側部は曲面であるが、モックアップ試験体では、構造を単純化して気泡を計測しやすくするために平面とした。Fig.4.3 に使用したバブラーの分解写真を示す。バブラーは水銀の旋回流を生成する案内羽部、絞り部、および旋回流抑止部から構成される。案内羽で作った水銀の旋回流の中心にヘリウムガスを注入すると、ガスが旋回流の中心に集まって柱状の気柱となり、下流側の流路断面積を縮小する絞り部の出口側で気柱が崩壊して微小気泡が生成される。バブラーで生じた旋回流により、生成した微小気泡が再び集合して合泡することを防止するため、流れに平行に整流板を配置することで旋回流を止める旋回流抑止部を下流側に設けた。バブラーは樹脂製で、内径 32mm の案内羽部と内径 21mm の絞り部、および旋回流抑止部から成るバブラーユニットを縦 2 個、横 3 個の合計 6 個並べて一体構造とし、ターゲット容器試験体の水銀入口流路に設置した。旋回流バブラーは実験的に直径 100 μm 以下の微小気泡を水銀中に生成する性能が確認されている [11]。

実験ではアクリル製の上壁面に付着した微小気泡の画像をデジタルカメラにより撮影した。カメラは Nikon D200 に焦点距離 105mm の Micro Nikon レンズとテレコンバーターを装着した。シャッター速度は 1/8000 秒で 0.2 秒間隔の連写を行い、撮影に必要な照度を得るため、高輝度ライトを追加的に用いた。

4.2.2 実験条件

設計当初に 11.3 L/s としていた実機水銀ターゲットの水銀流量は、核破碎反応に伴う発熱の冷却性、水銀ポンプの性能、及び水銀循環システムの耐圧性能を考慮して、当初の条件から若干少ない 10.3 L/s に設定してあるが、実験で同じ条件を用いることは困難であった。実験で使用したバブラーは、内部で水銀の旋回流を発生させる案内羽根を内包しており、構造が複雑であるため実験の段階では合成樹脂で製作した。このため水銀の流速が速すぎるとバブラー前後の圧力損失が大きくなり、バブラーが破損する可能性があるため、水銀流量を 7.5 L/s、ターゲット入口での流速は 0.75 m/s とした。また、流量が 6.5L/s より小さいと、バブラーで注入したヘリウムガスが試験体内の整流板の下流側に生じた剥離領域に蓄積し、ガス溜まりが形成されるため、実機条件の流れ場を再現できない。バブラーを使ったヘリウムガス注入量は、沖田ら[9]の解析結果を基に、圧力波の低減に有効なボイド率 10^{-3} 、即ち水銀の体積流量に対して 0.1% とした。微小気泡はバブラーにより連続的に生成され、旋回流により分散されるため、バブラー出口での気泡分布はほぼ一様であると仮定した。気泡の画像は、Fig.4.4 に示すようにターゲット試験体の水銀入口流路に設置したバブラーの下流側からビーム窓部に至る主流路に沿った A, B, C の 3 箇所と、ビーム窓部近傍の D で撮影し、気泡の大きさと密度を計測した。各測定箇所のバブラー出口からの距離は、A: 353mm, B: 595mm, C: 768mm, D: 1039mm である。撮影した視野は 22mm×33mm で 2592×3872 ピクセルに相当し、解像度は 0.118pixel/ μm である。ビーム窓近傍の D 地点は特に注目する計測点であったため、写真 2 枚分の 44mm×33mm の範囲で計測した気泡数を集計して気泡数密度を算出した。気泡半径は 10 μm 以下の気泡を 10 μm 、10 μm を超えて 20 μm 以下の気泡を 20 μm というように、10 μm ごとに区切って個数を集計し、気泡半径ごとの個数の分布（気泡半径分布）を作成した。

4.2.3 実験結果

Fig.4.5 に気泡半径分布の実験結果を示す。A, B, C 地点はほぼ直線状の水銀流路上にあるため、得られるデータは単純な管路内流れの基本的な気泡の挙動を反映していると考えられる。どの箇所でも半径 150 μm を越える気泡は非常に数が少ない一方で、これより小さい気泡サイズの領域では半径 40 μm 近傍をピークとして比較的多くの気泡が見ら

れる。半径 $10\ \mu\text{m}$ から $90\ \mu\text{m}$ の範囲の気泡数が多く、A から C へと下流へ行くに従いピークの形状が鋭く明確になっている。これは、半径 $90\ \mu\text{m}$ 程度より小さい気泡が遠くまで運ばれやすいことを示唆している。

ビーム窓部近傍の D でも主流路に沿った気泡半径分布と同様に、半径 $40\ \mu\text{m}$ をピークとし、主に $100\ \mu\text{m}$ 以内に分布が集中した。これらの結果から、水銀中で半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡を水銀ターゲットの高熱負荷領域に分布させ得ることを実験的に実証できた。また、気泡半径分布はバブラーから 300mm 程度下流の位置でも既に半径 $150\ \mu\text{m}$ 以下の範囲に収束し、その後の気泡半径分布に大きな変動の無いことが分かった。

4.3 気泡流動解析と実験の比較による気泡分布評価

4.3.1 解析モデルと手法

流動解析は大型計算機に新たに導入された熱流動解析コードである Fluent v17.2 を用い、以下の手法を用いて乱流の定常解析を行った。

数値スキーム	: 有限体積法
圧力解法	: SIMPLE 法
空間差分	: 2次精度風上差分
乱流モデル	: Realizable $k\text{-}\epsilon$ モデル[41]
壁面条件	: 壁関数

解析モデルは Fig.4.2 に示す水銀流動実験の試験体を基にした対称面等を用いない 3次元のフルモデルであり、計算格子は総計 147 万セルの六面体格子を用いた。気泡分布の解析には、流体中に注入した液滴や気泡などの挙動を解析する DPM(Discrete Phase Model)[42]を用いた。DPM は各気泡に働く浮力や抵抗力、液体の流動で生ずる乱流拡散、曲がり流路で生ずる向心力なども考慮することができるが、気泡同士の合泡や分裂等の相互作用は考慮しない。気泡の移動に大きな影響を与える抵抗力は、抵抗係数を指定する。実際の現象では水銀中で気泡同士の合泡や分裂が生ずると考えられるが、注入するガス量が水銀流量の 0.1%と微量であるため、気泡同士の相互作用の確率が少ないと推測し、各気泡の移動を独立に解析する手法を試した。注入するヘリウムガス気泡は、実験のバブラー出口位置を気泡の放出位置とし、気泡半径と気泡数の分布を指定して、流路断面全体に渡って同一条件の気泡半径分布で気泡が放出されるようにした。水銀中を上昇して上壁面に達した

微小気泡は、Fig.3.3 に示したように、壁面に沿って移動する大きな気泡と合体して流れ去る状況が実験で観察されたが、DPM の解析では合泡を考慮できないため、微小気泡が上壁面に達した場所で固定され、それ以降の移動を禁ずる条件とした。これにより、実験で上壁面に達した気泡数を計測したように、解析でも上壁面に固定された気泡数を計算すれば、実験値と比較することができる。

ターゲット入口の水銀流量は実験と同じ 7.5 L/s、ヘリウムガスの注入量は水銀流量の 0.1% である 7.4 cm³/s (標準状態) とした。

4.3.2 平均抗力係数の推定方法

実験で得られた気泡半径は 3 章で計測できなかった 200 μm 以下の範囲に分布しており、この気泡半径の領域で流動水銀中の平均抗力係数を評価できれば、3 章のデータと合わせて半径数 10 μm から 300 μm に渡る範囲の平均抗力係数の実験式を得られる。

3.4.3 節で示したように、気泡半径が小さいほど気泡が終端速度に達するまでの移動距離は短くなり、半径 200 μm で 2.8mm 程度であるため、半径 200 μm 以下の領域では、気泡は数 mm の上昇で終端速度に達すると考えられる。この実験では、Fig.4.6 に示すようにバブラー出口位置で流路の垂直断面全域から気泡が放出される。ある高さから放出された気泡が上壁面に達する位置 L は乱流拡散により一定の範囲に広がって分布するが、別の高さから放出された同じ半径の気泡が上壁面に達する広がり範囲と部分的に重複するため、上壁面で計測した気泡の放出位置を個別に判別することはできない。気泡の上昇距離が不明であるため、式(3.1)で気泡の上昇速度 U_b を計算することはできず、式(3.8)を使って抵抗係数 C_d を求めることもできない。従って、気泡半径分布の実験結果を解析結果と比較することで、良好な整合性の得られる平均抗力係数を推測する。

まずは、解析を実施するための初期条件であるバブラー出口の気泡半径分布を推定する必要がある。そこで、既存の研究で提案されている気泡の抵抗係数を参照して平均抗力係数を仮定し、バブラー下流直近の A 地点での実験結果を再現するバブラー出口での初期気泡半径分布を推定し、これを解析の初期条件として、A 地点から D 地点まで全ての実験結果と整合性の良い結果が得られる平均抗力係数に微調整する手順とした。

4.3.3 実験の初期気泡半径分布の推定

バブラーでは 6 個の案内羽根や絞り部、旋回流抑止部で生ずる極めて複雑な流れや渦が生じており、この中で生成した気泡は合泡や分裂を経て、最終的な気泡半径分布となり、バブラーから下流へ放出される。バブラーでのこれら複雑な現象を解析し、バブラー出口の初期気泡半径分布を評価することは極めて困難であるため、実験と解析の比較を基に初期気泡半径分布を推定する。

流動解析に設定する抵抗係数は Peebles の式を用いた。Peebles の式は水、有機溶媒、オイルなど様々な溶液を用いた実験により静止液体中の単一気泡の抵抗係数を評価しており、実在する液体に対する計測値を基にしていることと、3 章で求めた水銀に対する気泡の平均抗力係数は、Peebles の式より若干低い値となっていたが、顕著な乖離は見られなかったため、第一近似としては妥当な値が得られると考えた。

A 地点から D 地点までの実験値が半径 $40\ \mu\text{m}$ ~ $50\ \mu\text{m}$ にピークを持つ分布となっていることから、初期気泡半径分布は、半径 $40\ \mu\text{m}$ 付近の気泡数が多く、A 地点の実験値のように偏った分布を持つことを示唆している。そこで、Fig.4.7 に示すように A 地点の実験値の分布をひな型にしていくつかの初期気泡半径分布を設定し、解析を行った結果を Fig.4.8 に示す。いずれの気泡半径分布でも注入するガス量の合計は水銀流量に対して 0.1% の一定値なので、分布が広い範囲になるほどそれぞれの半径に割り当てられるガス量が少なくなり、各気泡の絶対数は少なくなる。しかしここでは、気泡の絶対数ではなく分布形状に注目しているため、気泡半径分布の比較を容易にするため、それぞれの分布はピーク値で規格化した値で示した。Case0 は A 地点の実験値を初期気泡半径分布とした場合であり、Case1 は、A 地点の実験値で半径 $40\ \mu\text{m}$ 以上の範囲の所々に見られる局所的な気泡数のピークを除いて最小二乗法でフィッティングした場合である。これらを基にした A 地点の解析結果は、 $50\ \mu\text{m}$ ~ $170\ \mu\text{m}$ の範囲で実験値より多くなっていたので、対応する範囲の気泡数を Case1 の半分にした Case2 で解析を行ったところ、A 地点で実験の気泡半径分布を良く再現できる結果が得られた。一方、Fig.4.8 で B 地点の分布は Case2 も $50\ \mu\text{m}$ ~ $170\ \mu\text{m}$ の範囲で実験値より 2 倍~3 倍多く評価されており、C 地点では一旦整合性が良くなるが、D 地点では再び $50\ \mu\text{m}$ ~ $70\ \mu\text{m}$ の範囲で実験値より多くなっている。これらの結果から、Peebles の式を用いて推定した Case2 の初期気泡半径分布は、部分的な乖離はあるものの実験と整合

性の高い結果を与えており、解析の初期条件として用いることとした。バブラー出口の初期気泡半径分布は、既に半径 $40\ \mu\text{m}$ に鋭いピークを持ち、半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡がほとんどを占めていることになる。粉川らの研究[11]によれば、旋回流型バブラーが水銀中で生成する気泡は主に半径 $50\ \mu\text{m}$ 以下に分布しており、TTFを用いた本実験においては、狭い流路内に生成した微小気泡の多くが合泡等で巨大化した後に、半径 $40\ \mu\text{m}\sim 50\ \mu\text{m}$ にピークを持つ分布の微小気泡が生き残って下流に移動したと推測される。

4.3.4 平均抗力係数の評価と推算式の算出

Fig.4.8 から分かるように Peebles の式による解析結果は、B 地点や C 地点で部分的に相対的な気泡数分布を実験より多く評価する傾向があった。これは、実験であれば早く上昇して気泡半径分布から消えているはずの気泡が、Peebles の式では上昇速度が遅く評価されるために、分布の中に残留していることが原因と推定した。これは、3 章の実験で評価した水銀中の気泡の上昇速度が、Peebles の式による抵抗係数で予測される上昇速度より速かった事実と整合する。つまり平均抗力係数は、Peebles の式による抵抗係数より低い値であることを示唆している。そこで、注目している気泡半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の範囲で、平均抗力係数の評価点を設定し、3 章で得られた結果と合わせて、平均抗力係数の推算式を求める。

Fig.4.9 に従来の研究の抵抗係数、及び求めた平均抗力係数のグラフを示す。実験の気泡半径分布のピーク位置である半径 $40\ \mu\text{m}\sim 50\ \mu\text{m}$ の気泡に対する抵抗係数は、既存の静止流体中の気泡に対する実験式では、Peebles の式で 3.2 であるのに対し、比較的汚れの少ない系としてオイルを用いた竹村ら[34]の式では 1.3 程度と幅がある。そこで、半径 $40\ \mu\text{m}$ の気泡に対して Peebles の式で求められる抵抗係数の $1/2$ である 1.6 を評価点 1、Peebles の値の $3/4$ である 2.4 を評価点 2 と設定し、それぞれについて式(3.8)、式(3.9)を用いて終端速度と粒子レイノルズ数を計算して、3 章の 3.4.3 節で評価した平均抗力係数の補正值と合わせてフィッティング式を算出した。式の形は多数の実験結果を統括的に表している Peebles らの式と同じ形を採用した。通常の静止流体中の単一気泡に対する抵抗係数 C_d と区別するために、平均抗力係数を C_{av} で表す。

評価点 1 を用いたフィッティング式：

$$C_{av} = 9.456Re_b^{-0.61433} \quad (4.1)$$

評価点 2 を用いたフィッティング式：

$$C_{av} = 15.331Re_b^{-0.68641} \quad (4.2)$$

各々の式を用いて解析を行い実験値と比較したところ、次節に示すように評価点 1 を用いた式(4.1) で実験値と整合性の良い結果が得られた。従って、流動水銀中の気泡に対する平均抗力係数の推算式として式(4.1)を用いることとした。

Fig.4.10 は Peebles の式と、新たに求めた平均抗力係数の推算式(4.1) を基に計算した気泡の終端速度である。平均抗力係数を基にした終端速度は、全体に Peebles らの終端速度より 10%~20%程度速い値となっていることが分かる。

4.3.5 実験結果と解析結果の比較

4.3.3 節で推定したバブラー出口の初期気泡半径分布と、式(4.1)及び式(4.2)を用いた解析結果を、実験結果と比較したグラフを Fig.4.11 に示す。縦軸は水銀ターゲット上壁面に現れた単位面積当たりの気泡数であり、左側の縦軸は実験値、右側は解析値である。実験は気泡同士の合泡による気泡数密度の減少があるが、解析は合泡を考慮していないため、気泡数密度の絶対値は解析の方が多くなる。

式(4.1)を用いた解析結果は、A,B,C,D の全ての地点で、実験の気泡半径分布を良く再現しており、Fig.4.8 の Peebles らの式を用いた解析で見られた、B 地点及び D 地点での部分的な実験値との不整合も改善されている。一方、式(4.2)を用いた解析結果は、全体的な分布形状は実験から大きく逸脱していないものの、B, C 地点のピーク位置近傍で気泡分布が少なめに見積もられており、式(4.1)を用いた解析の方が実験との整合性が勝っている。これ以降は全て、式(4.1)を平均抗力係数に用いる。

解析結果と実験結果の主な相違点として、解析では A 地点から下流へ行くに従い、大きな気泡半径の気泡は消えて、D 地点では $100 \mu\text{m}$ 以上の成分が無くなるが、実験ではどの地点でも常に $100 \mu\text{m}$ 以上の成分も残っている。実際の流れでは、バブラーから放出された気泡は、流れに乗って下流へ移動しながら気泡同士の合泡により大きい半径の気

泡が生成していると考えられ、これが各計測地点で常に $100\ \mu\text{m}$ 以上の成分が計測される原因の一つと推察される。

Fig.4.12 は A, B, C 地点、Fig.4.13 は D 地点で気泡数密度の実験値を横軸に、解析値を縦軸に取って表してあり、いずれの地点の気泡数密度も一本の直線に沿って分布していることが分かる。これは、解析値と実験値の気泡数密度が一定の比率で一致していることを示しており、Fig.4.12 では解析の 2%、Fig.4.13 では解析の 3.8% が実験値と良く整合することが分かった。解析は気泡同士の合泡等の相互作用を考慮しない条件で行っているため、実際の現象で合泡が頻繁に生じている場合は、実験の気泡数密度が解析よりも顕著に減少する傾向になるはずである。従って、解析と実験の気泡数密度が、ほぼ一定の割合で一致していることは、実際の水銀・気泡流れにおいても気泡同士の相互作用の頻度が少なく、粒子的な振る舞いをすることを示唆している。ただし、先に述べたように、どの場所でも常に $100\ \mu\text{m}$ 以上の成分の気泡が生成する程度の合泡は生じていると考えられる。

4.3.6 気泡のボイド率の評価

(1) 上壁面の気泡分布を基にした実験と解析の比較

実験では水銀中の気泡を直接計測することはできず、試験体の上壁面に付着した気泡の情報のみしか得られないので、下記の式で上壁面近傍での水銀中の気泡のボイド率を見積もった。

$$\alpha = \sum_{r=10}^{r=r_m} \alpha_r \quad (4.3)$$

$$\alpha_r = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{N_r}{AU_r \Delta t} \quad (4.4)$$

ここで、 α ：上壁面近傍での気泡のボイド率、 α_r ：半径 r の気泡のボイド率、 r ：気泡半径、 r_m ：計算対象とする気泡半径の最大値、 π ：円周率、 N_r ：半径 r の気泡数、 A ：画像の撮影領域の面積、 U_r ：半径 r の気泡の終端速度、 Δt ：画像の撮影間隔であり、 Δt はこの実験では 0.2 秒である。気泡の終端速度は式(4.1)を基に計算した。

Fig.4.14 に計算方法の考え方を示す。上壁面に付着する気泡の画像は 0.2 秒間隔で撮影したので、1 枚の画像には、画像の撮影領域の面積と、0.2 秒の間に気泡が上昇する高さを掛け合わせた検査体積内に存在

していた気泡が写っていると考えられる。気泡は半径によって上昇速度が異なるため、気泡半径ごとに検査体積を計算し、それぞれ対応する半径の気泡体積の合計を除せば、式(4.4)で単位検査体積当たりの気泡体積が求まる。これを全ての気泡半径について合算すれば、式(4.3)で気泡のボイド率が計算できる。

この考え方は、最も大きな検査体積内のどこを取っても気泡半径分布が一様であるという前提を基にしているが、その成立性については後に行う水銀内部のボイド率分布の評価の項で行う。

Fig.4.15 は、A 地点から D 地点の場所ごとに半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡について計算したボイド率の解析結果と実験結果を、バブラーからの距離で整理したグラフである。実験値は 8×10^{-6} から 1×10^{-5} の間であり、どの計測地点でもほぼ同様に 10^{-5} 前後の値となった。バブラーで注入したヘリウムガス量は水銀流量に対して 0.1%、即ち 10^{-3} のボイド率であるが、バブラー下流直近の A 地点で既に 1/100 の 10^{-5} まで低下してしまい、下流のビーム窓部まで顕著な変動無く、同程度のボイド率となることが分かった。気泡は浮力により上昇するため、上壁面近傍のボイド率が最も高い値になると推測されるため、下層まで含めた流路断面の平均ボイド率は 10^{-5} より更に低くなると考えられる。

解析値は 2×10^{-4} から 5×10^{-4} で、これらも 10^{-4} 台の中間の値で場所による大きな変動は無い。4.3.5 節で判明した実験値と解析値の比率をボイド率にも適用し、A, B, C 地点で解析の 2%、D 地点で解析の 4% の値を実験値と比較すると、ほぼ同じ値になることが分かる。

4.3.5 節で評価した気泡半径分布及び本節のボイド率の評価において、気泡同士の相互作用を考慮しない解析結果と実験結果が一定の割合で一致していることから、実際の水銀流動において気泡同士の相互作用は、ボイド率が 10^{-5} 程度になると非常に少なくなると考えられる。

(2) 解析による水銀内部のボイド率分布の評価

これまでは、実験値と比較するために、上壁面に到達した気泡の分布から上壁面近傍のボイド率を評価してきたが、先に述べたように、ほぼ一定の比率で解析値と良く一致することが分かった。解析では水銀内の気泡分布も分かるので、水銀ターゲットモデルの流路高さ 80mm を 10mm ごとに分けて、各高さの範囲に含まれる半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡のボイド率を求めた。A, B, C, D の各地点でボイド率の高さ方向の分布を計算した結果と、実験値との比率を掛けて A, B, C 地点の値を

解析値の2%、D地点の値を解析値の4%とした結果を Fig.4.16 に示す。実験値との比率を掛けたボイド率の分布を見ると、A 地点では水銀ターゲット上壁面近傍の高さ 80mm から 40mm 付近まで 10^{-5} 台を保っているが、40mm より下では 10^{-7} 台まで急激にボイド率が低下していることが分かる。B, C, D 地点は高さ 80mm では 10^{-5} 程度であるが、深くなるほど連続的にボイド率が低下し、最も底部の高さ 10mm では 10^{-8} 台になることが分かった。

実験結果からボイド率を計算する前提として、最も大きな検査体積内のどこを取っても気泡半径分布が一様であると仮定しているため、圧力波低減に有効な大きさとして注目している半径 $100\mu\text{m}$ 以下の気泡に限定して妥当性を評価してみる。半径 $100\mu\text{m}$ の気泡では 0.2 秒間の上昇高さが 15mm であるため、高さ 75mm~80mm のボイド率分布を調べると、C 地点で約 29%、D 地点で約 17%程度の低下が見られるが、A, B 地点ではほぼ一定のボイド率となっており、実験値から計算したボイド率は、C, D 地点では若干大きめの評価となっていると考えられるが、大きな乖離は無く、ほぼ実際の水銀内の状況を反映していると考えられる。

10^{-5} 台となっている上壁面近傍のボイド率を当初の目標である 10^{-3} まで増やすには、0.1%として評価して来たヘリウムガスの注入量を 100 倍の 10%に増やせば良いことになる。しかし、実際の水銀流動実験ではガス供給量を増やすほど、上壁面に現れる大きなガス膜が増加して、壁面に付着した微小気泡を巻き込みながら流れ去るので、微小気泡の計測が困難となる。ヘリウムガスの注入量を増やすと気泡の生成量が多くなるが、水銀ターゲット内の限られた空間であるため、合泡頻度も増大してガス膜の生成が活発になると考えられる。従って、バブラーへのガス供給量と微小気泡の生成量に比例関係は成立しないと推察されるが、まだ両者の間の相関について十分なデータは得られておらず、今後、実験的に確認する必要がある。

4.3.7 微小気泡の挙動に関する評価手法の適用性

本研究では、水銀流量 7.5 L/s で実施した実験と解析との比較により、バブラー出口の初期気泡半径分布を推定し、これを基にして平均抗力係数の推算式を算出して、不透明な水銀中での微小気泡の挙動を解析的に評価したが、これらの評価結果を適用可能な条件の範囲は別途、異なる流動条件や流路構造の実験で検証する必要がある。旋回流型バ

ブラーで生成される気泡半径は水銀流速の影響を強く受ける[11]ため、異なる水銀流量では初期気泡半径分布も異なり、また、別の水銀流路構造では気泡の流れも変わるため、平均抗力係数の評価にも影響するであろうが、本研究で用いた手法を用いれば、流動条件や流路構造が変わった場合でも、実験及び解析から適切な初期気泡半径分布を推定し、平均抗力係数を設定して、水銀中の気泡挙動を評価することが可能と考えられる。

ここで、本研究結果の実機条件への適用性を考える。旋回流型バブラーでは水銀流量が大きいと、生成する気泡半径が小さくなるため、10 L/s 以上の水銀流量となる実機では、より微小な気泡数が多くなり、Fig.4.7 の Case2 より更に鋭いピークを持つ初期気泡半径分布になると推測される。気泡半径が小さいほど上昇速度が遅く水銀流れに追従し易くなるので、気泡同士の相互作用が少ない粒子的な振る舞いをする傾向は保持されると考えられる。また、Fig.4.9、Fig.4.11 から分かるように、本研究の手法で評価した平均抗力係数の推算式は、半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡に対する抵抗係数の評価点が多少異なったとしても、実験の気泡半径分布から大きく逸脱しておらず、実機条件の解析でも、近似値としては妥当な気泡半径分布及びボイド率を求めることができる。

4.4 結言

実規模のターゲット容器試験体を用いて、実機条件の約 73%に当たる水銀流量 7.5L/s で水銀流動実験を行い、旋回流型バブラーにより微小気泡を注入し、バブラーより下流の計測点で上壁面に現れる気泡半径の数密度分布を計測した。また、水銀流動実験で用いた試験体と同様な解析モデル、及び水銀流量の条件で行った解析との比較をおこなった。これら実験及び解析により、下記の事項が明らかとなった。

- (1) どの計測箇所でも気泡数密度は半径 $40\ \mu\text{m}$ ~ $50\ \mu\text{m}$ をピーク値として、主に $10\ \mu\text{m}$ ~ $100\ \mu\text{m}$ の範囲に分布しており、目標とする半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡をビーム窓近傍の高熱負荷領域に分布させ得ることを実験的に実証した。
- (2) 実験で得られた気泡数密度分布を基に、解析を用いてバブラー出口の初期気泡分布を推定した結果、半径 $40\ \mu\text{m}$ を鋭いピークとする分布であることが分かった。

- (3) 実験結果を最も良く再現する平均抗力係数を解析的に調べ、3章で得られた半径 $150 \mu\text{m} \sim 350 \mu\text{m}$ の気泡に対するデータと合わせて、粒子レイノルズ数で約 $10 \sim 2000$ の範囲に適用可能な平均抗力係数の推算式(4.1)を提案した。
- (4) 注入したヘリウムガスの水銀流量に対する体積分率は 10^{-3} であったが、実験値から評価した上壁面近傍の気泡のボイド率は、どの計測箇所でも約 10^{-5} まで低下していた。
- (5) 平均抗力係数の推算式を用いた解析により、水銀の深さ方向のボイド率分布を評価し、ビーム窓部では流路底部のボイド率が上壁面より2桁以上も低い 10^{-8} 台にまで低下する可能性のあることが分かった。
- (6) 半径 $100 \mu\text{m}$ 以下の気泡が主要な部分を占める気泡半径分布では、 10^{-5} 前後のボイド率で気泡同士の相互作用は非常に少なくなると考えられる。

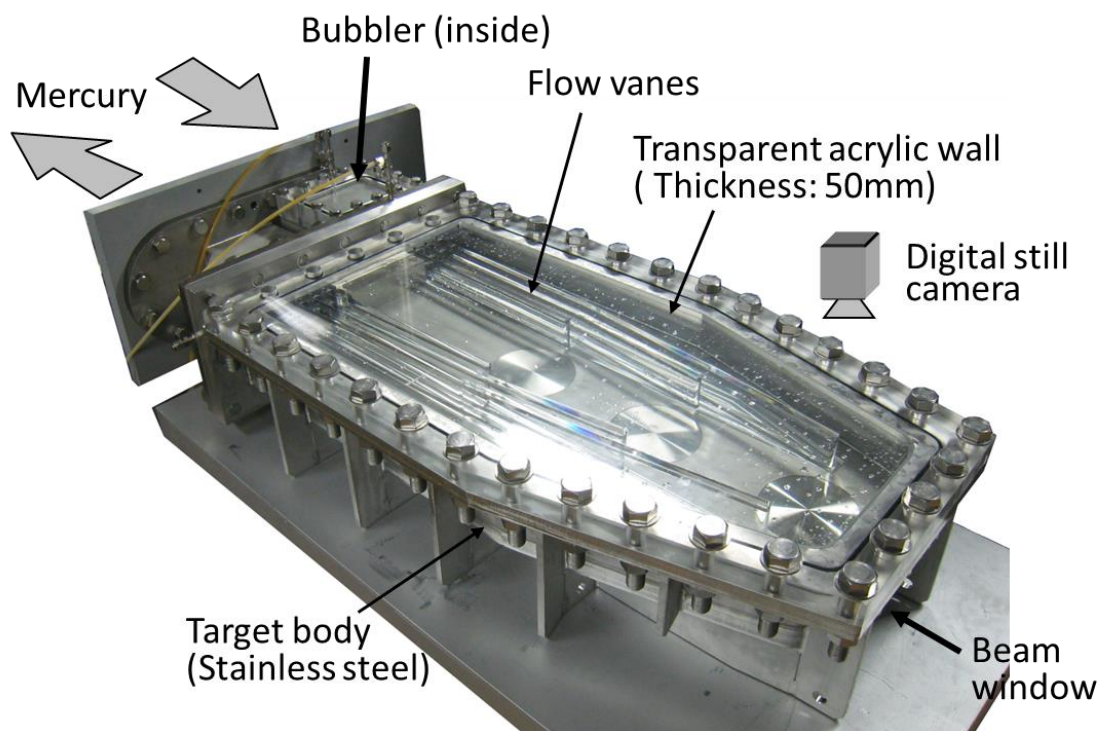


Fig.4.1 Photograph of the mockup mercury target model

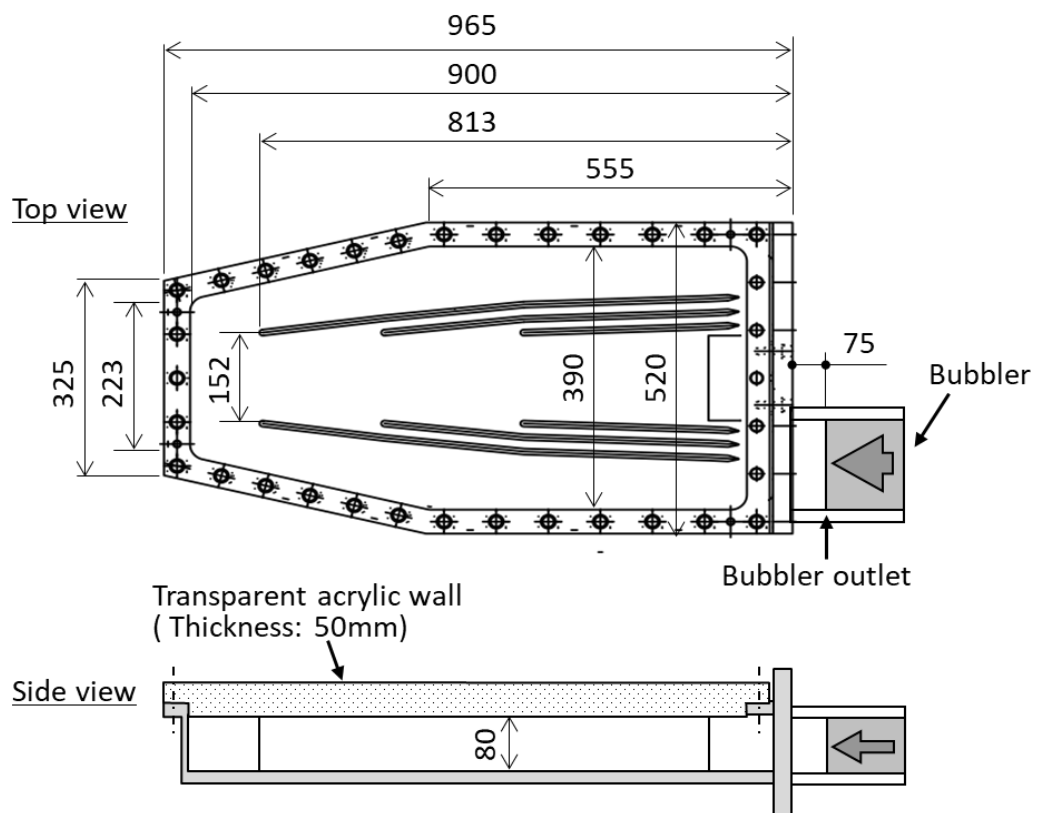


Fig.4.2 Dimensions of the mock up mercury target model

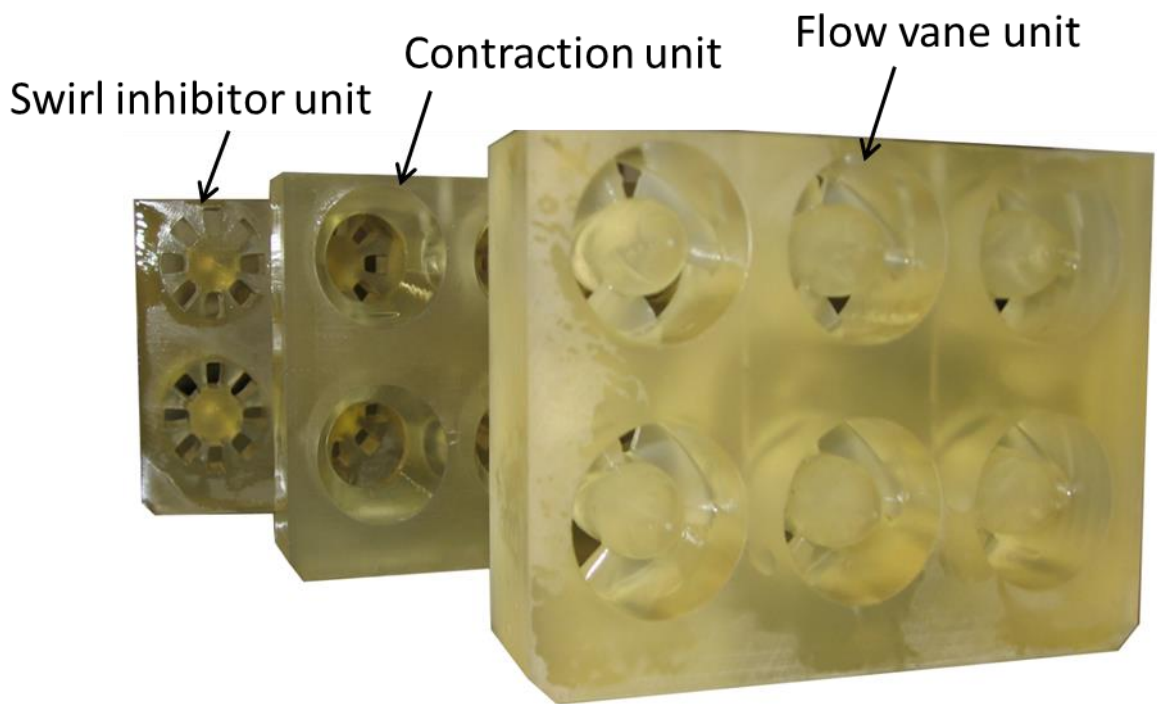


Fig.4.3 Photograph of the multi swirl-type bubbler

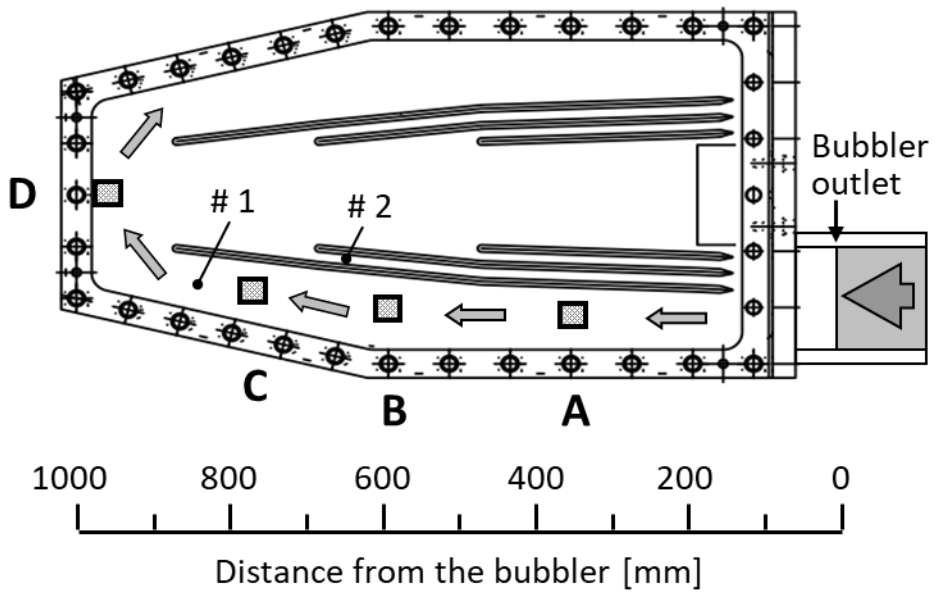


Fig.4.4 Locations of measurements on the mockup model

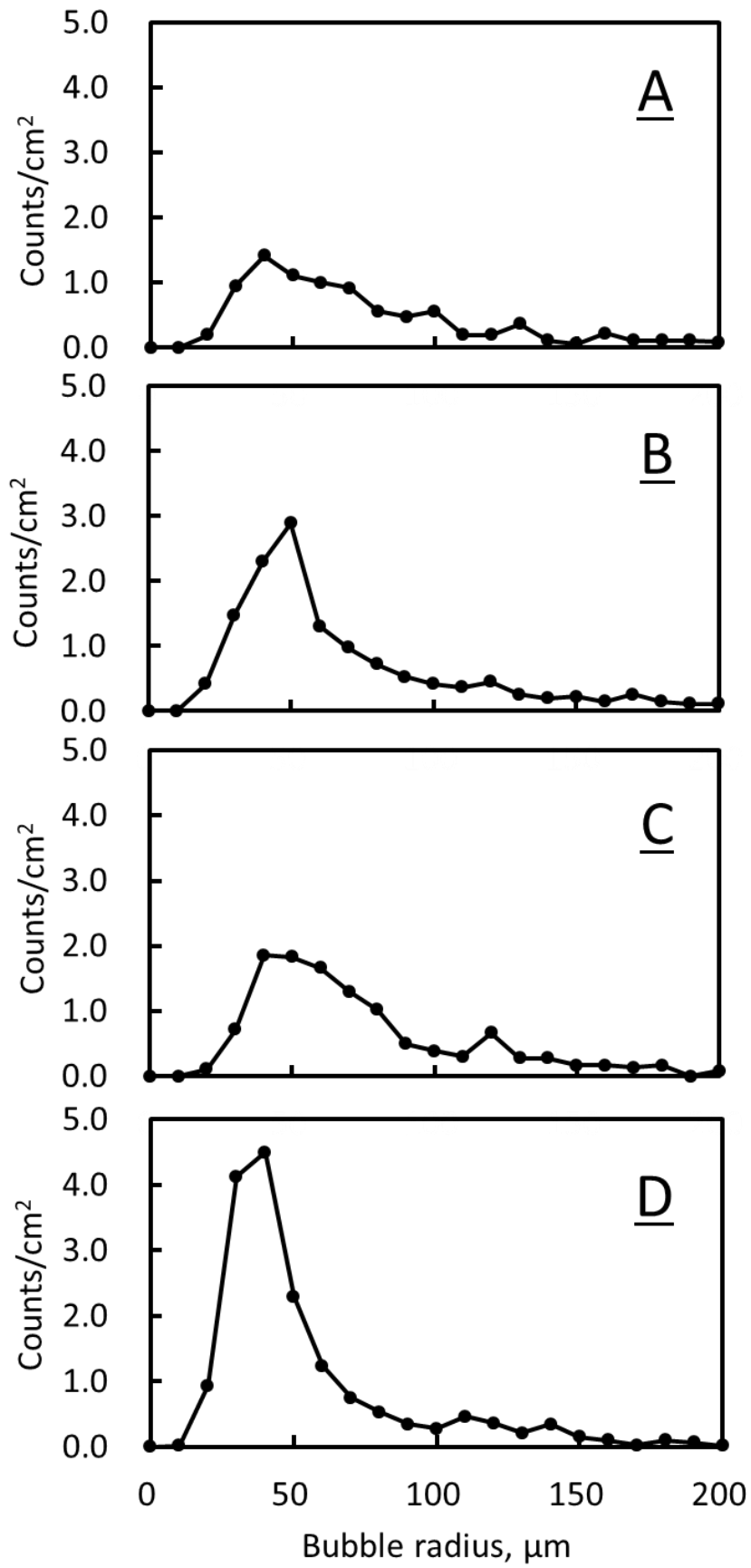


Fig.4.5 Experimental results of the bubble size distribution

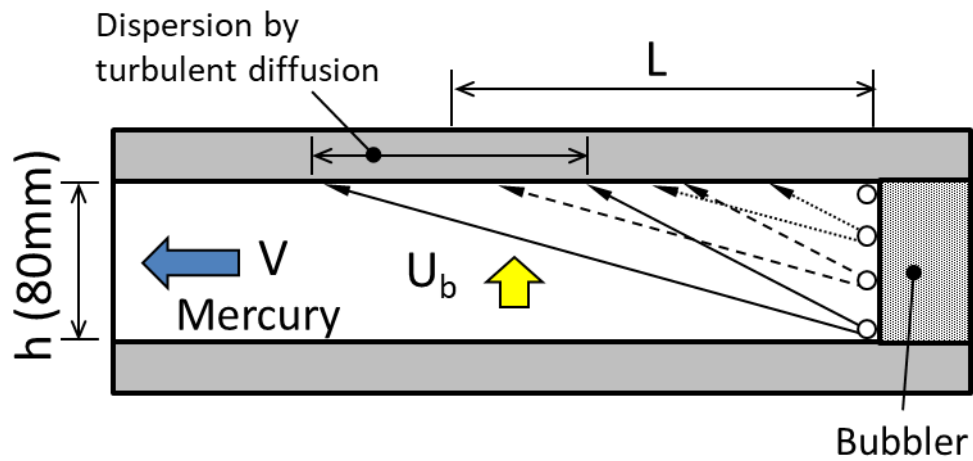


Fig.4.6 Schematic of the bubble motion in the mercury flow

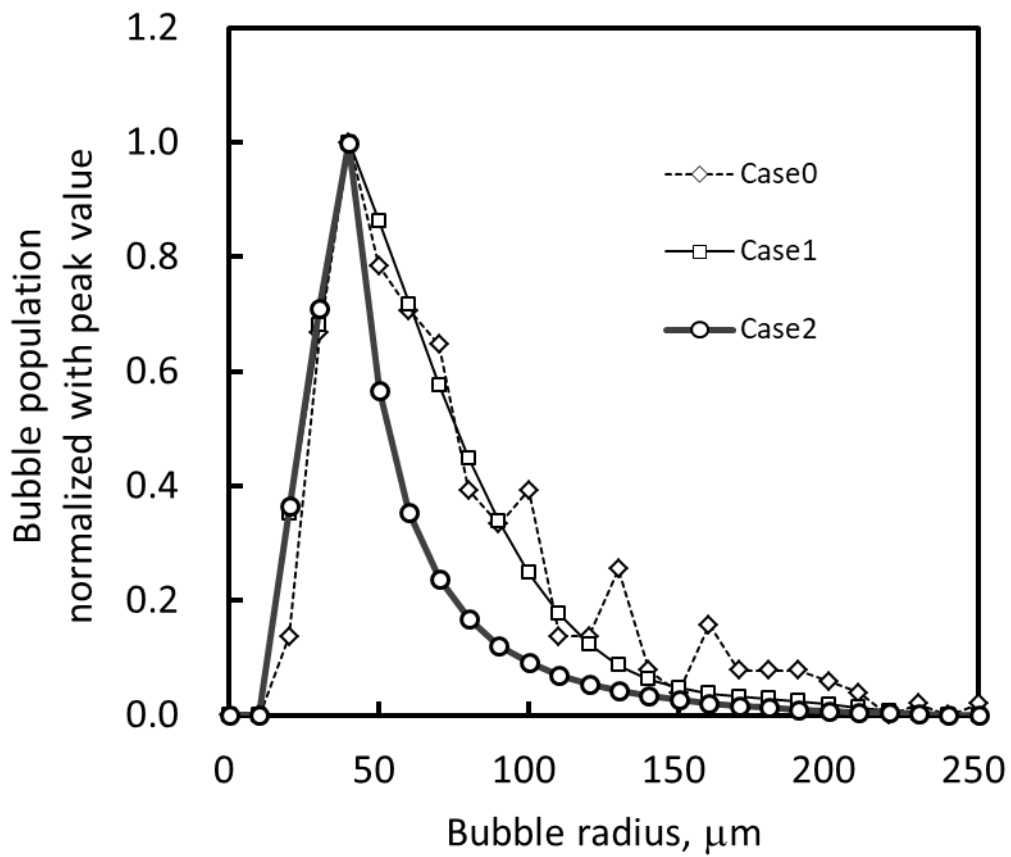


Fig.4.7 Initial bubble radius distribution at the bubbler outlet

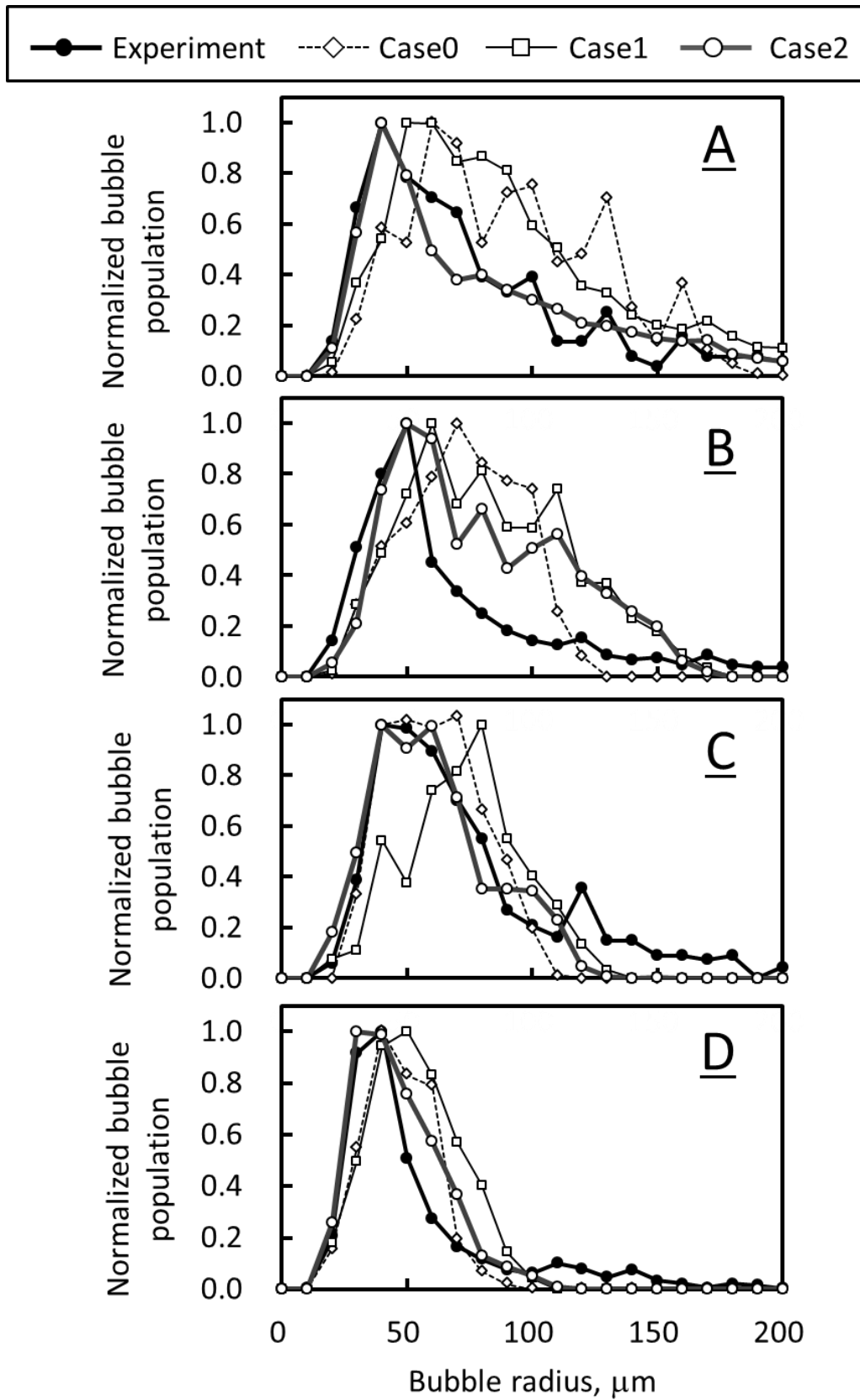


Fig.4.8 Comparison of the bubble radius distributions (Analytical results were obtained using Peebles equation.)

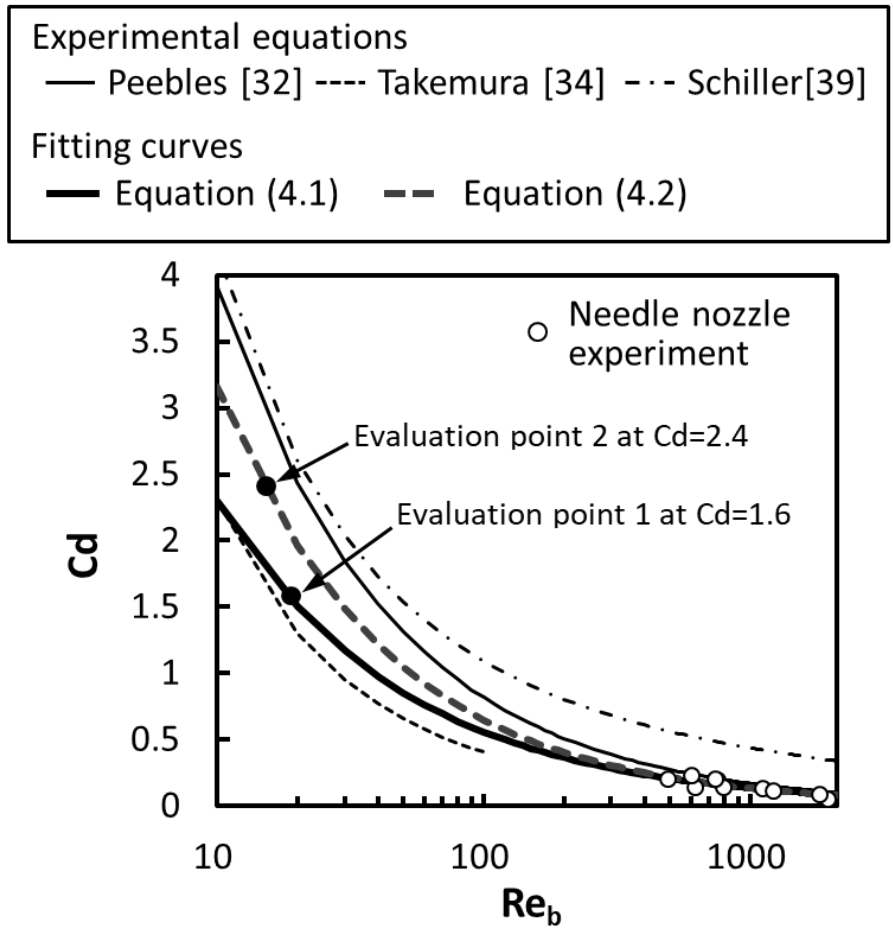


Fig.4.9 Comparison of drag coefficient evaluations

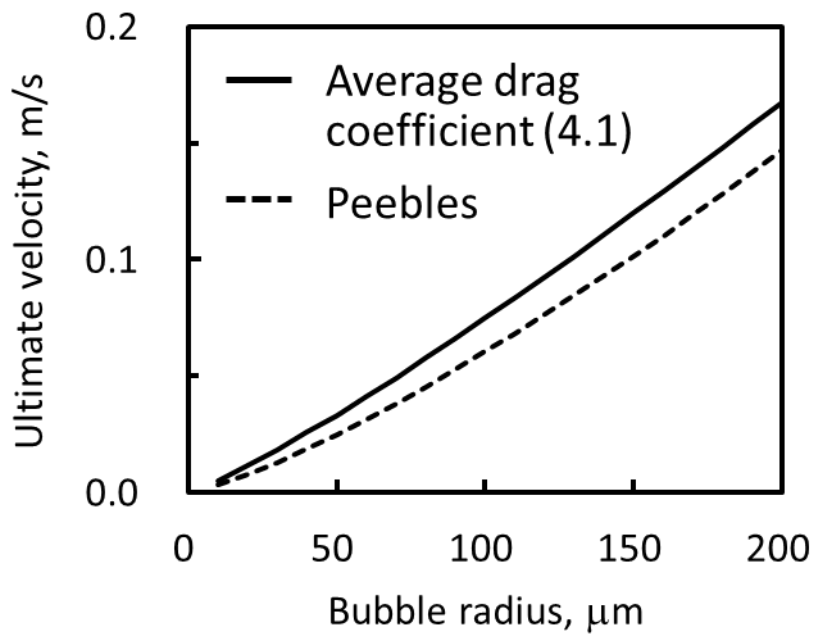


Fig.4.10 Ultimate velocities calculated from the drag coefficients

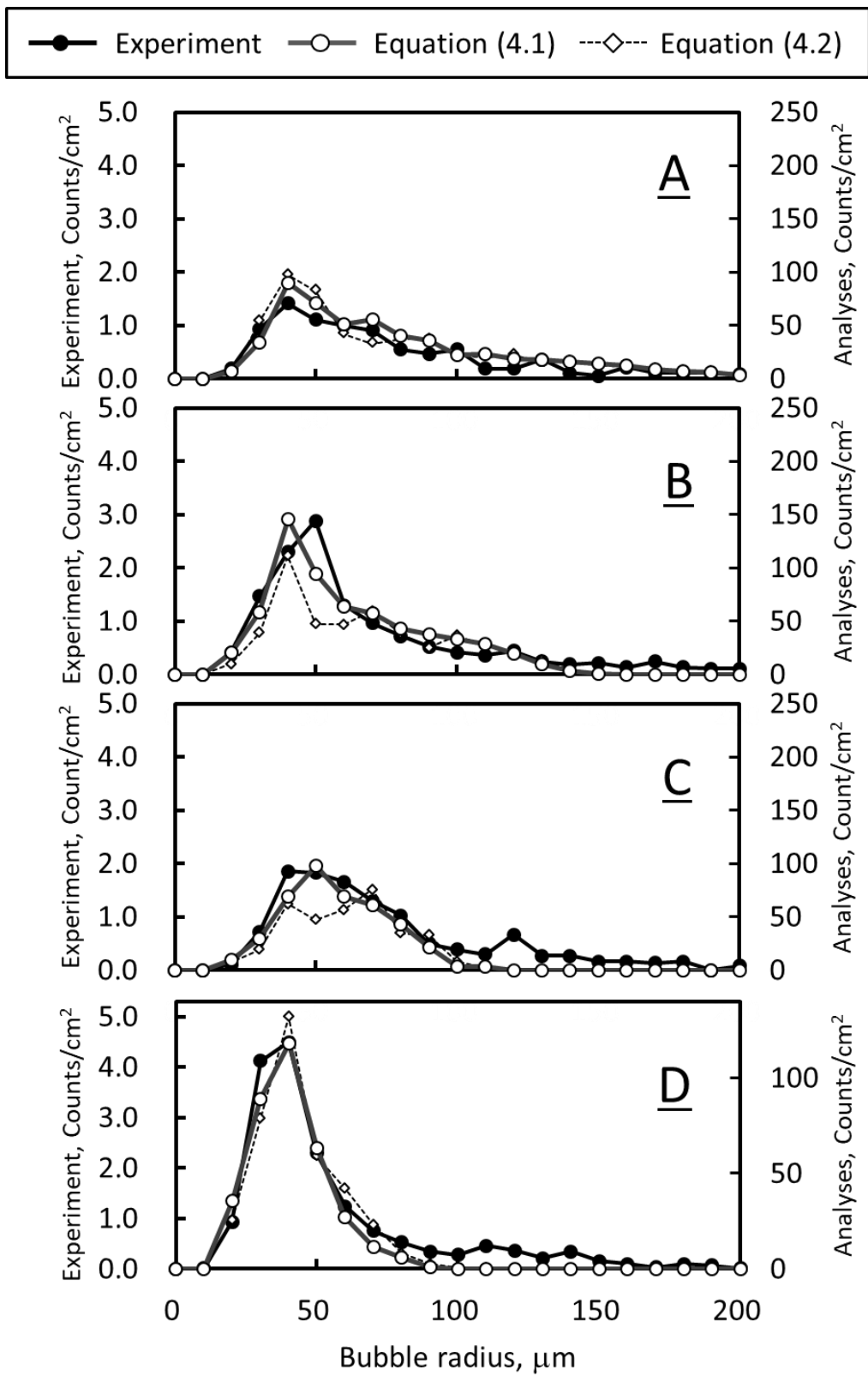


Fig.4.11 Comparison of bubble radius distributions
 (Analytical results were obtained using equations of (4.1) and (4.2))

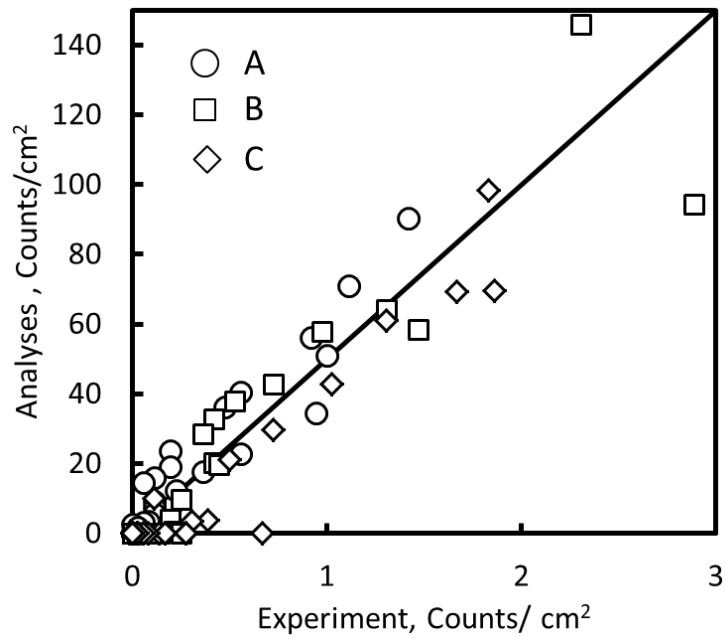


Fig.4.12 Comparison of the bubble population density at the locations A, B and C with the experimental results (Equation (4.1) was used as the average drag coefficient in the analyses.)

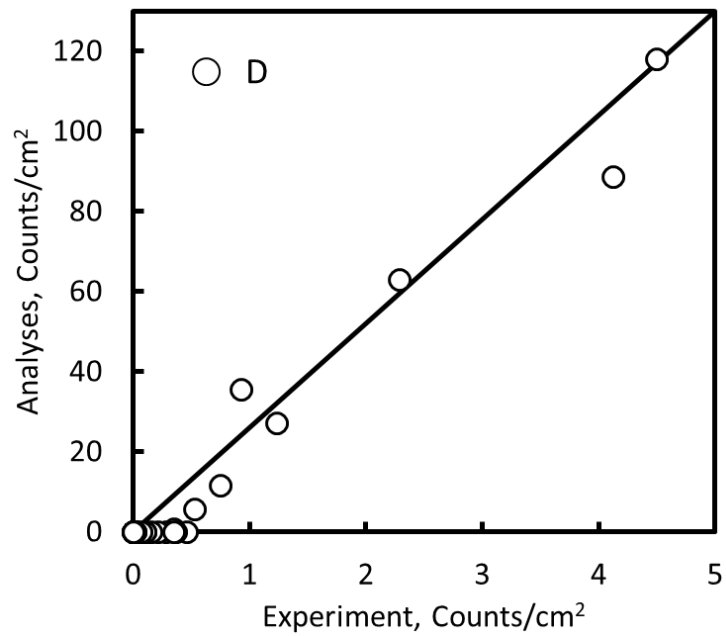


Fig.4.13 Comparison of the bubble population density at the location D (Equation (4.1) was used as the average drag coefficient in the analyses.)

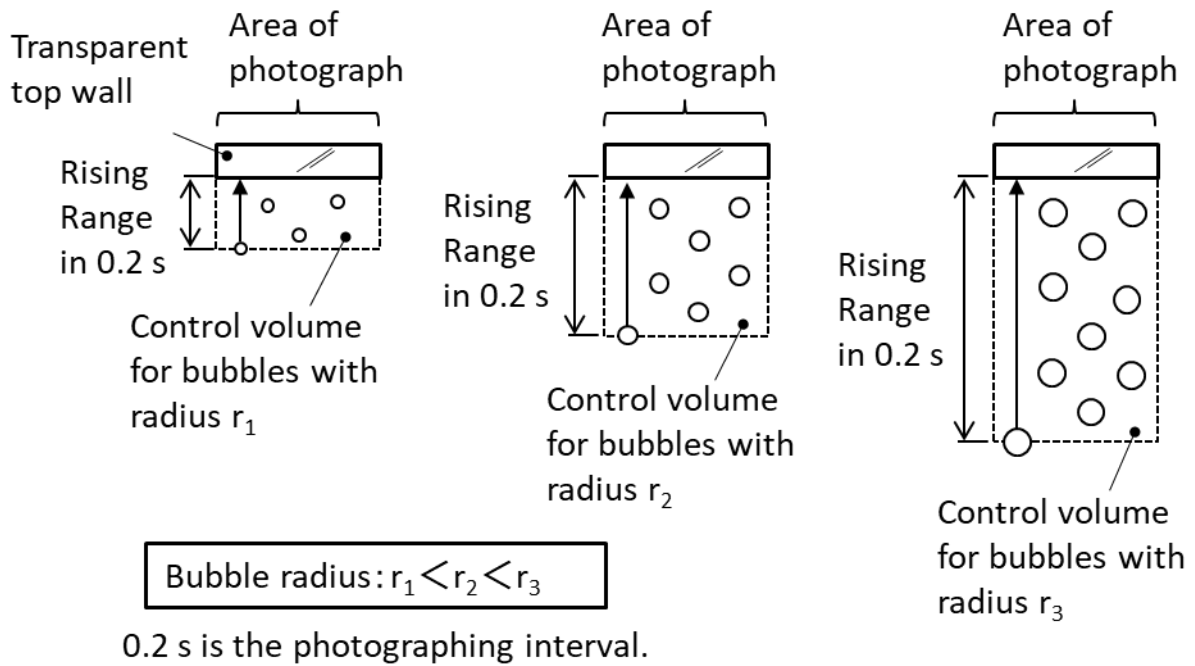


Fig.4.14 Concept of the technique to estimate the void fraction of bubbles from the bubble population at the top of the mercury channel

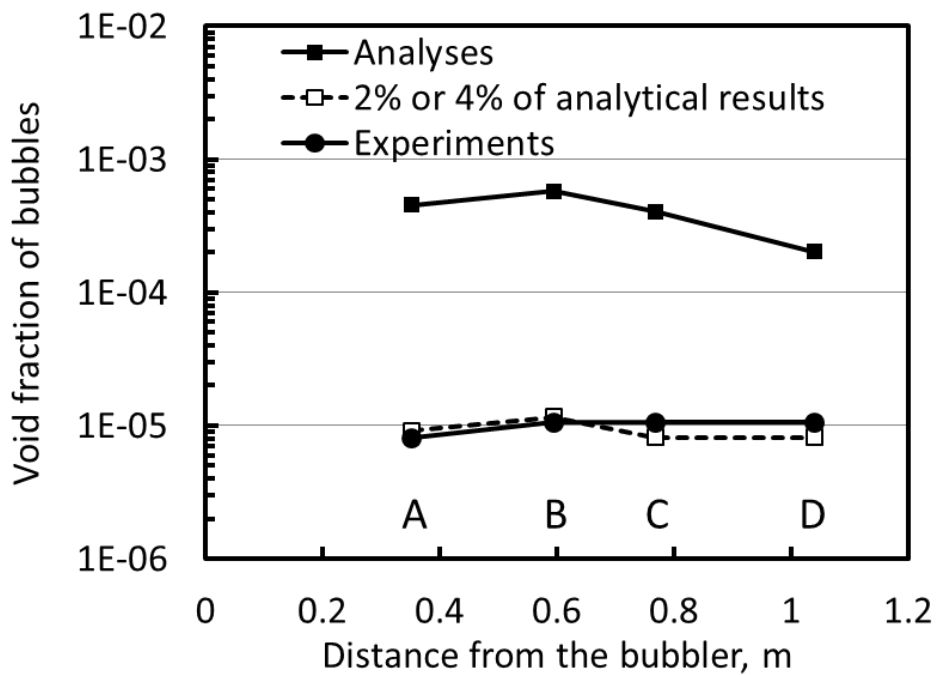


Fig.4.15 Void fraction distribution along the mercury flow channel (Dotted line : 2% at A, B, C, and 4% at D of analytical results)

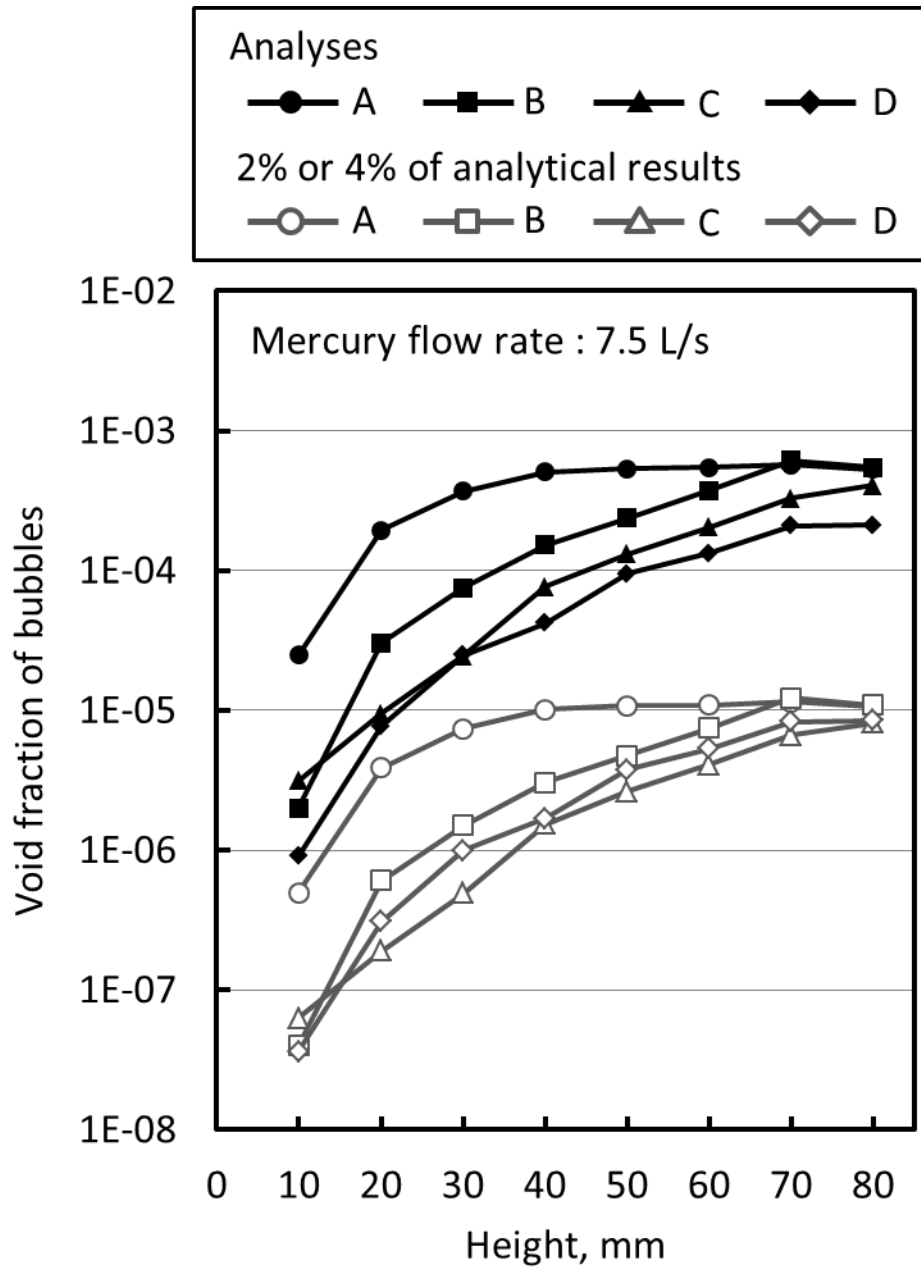


Fig.4.16 Void fraction distribution in vertical cross section at the mercury flow rate of the experimental condition (Mercury flow rate : 7.5 L/s) (Void fractions were reduced to 2% at A, B, C, and 4% at D of analytical results)

第5章 水銀ターゲットの流路構造の改良

5.1 緒言

4章で行った実機水銀ターゲットをモデル化した解析によると、バブラーをターゲット容器の水銀流入位置に設置したばあい、約 1m 下流にあるビーム窓の近傍では Fig.4.16 に示すように上下方向に気泡数の偏りが生じ、底面近くのボイド率は 10^{-8} 台まで低下することが分かった。実際には気泡同士の合泡なども加わり、気泡数はより少なくなると考えられる。一方、沖田ら[9]の解析的研究によれば、圧力波のピーク値を 1/4 以下に低下させる効果を得るために、半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡が 10^{-3} 以上のボイド率で存在する必要があるため、 10^{-8} 台のボイド率では十分な圧力波の低減効果は期待できない。4章の研究結果から気泡半径の条件は満足できると考えられるが、ボイド率については圧力波の低減が特に重要なビーム窓近傍で、出来るだけ向上させることが、実機ターゲットの設計に不可欠の要求である。そこで、4章で用いた水銀ターゲットの解析モデル、解析手法、及び新たに求めた平均抗力係数を用い、水銀流量や気泡の注入位置などの条件を変えてビーム窓近傍での気泡のボイド率への影響を調べ、これを基に実機水銀ターゲットの流路構造を再検討した。

5.2 気泡のボイド率分布の均一化

圧力波は水銀内部の高さに関係なく発生するので、圧力波を効率的に低減するためには、出来るだけ高さ方向に均一な気泡分布とする必要があるが、水銀流速が遅いほど目的の地点に達する前に多くの気泡が上昇して水銀流路下層部のボイド率が小さくなると考えられるため、実際の水銀ターゲットの流動条件である $10.3\ \text{L/s}$ ($37\ \text{m}^3/\text{h}$) に水銀流量を増やした場合の解析を行った。水銀流量は設計当初に $11.4\ \text{L/s}$ であったが、水銀循環システムの耐圧性能を考慮し、安全余裕を見込んで若干少ない水銀流量へ変更された。ヘリウムガスの注入量は水銀流量の 0.1%としているため、注入するヘリウムガスの絶対量も増加することになる。流量の条件が変わると、4.3.3 節で推定した初期気泡半径分布や、実験と解析の気泡数及びボイド率に見られた一定の比率も影響を受けると考えられるが、ここでは4章で行った水銀流量 $7.5\ \text{L/s}$ の時と同一の条件が成り立つと仮定して解析を行い、A, B, C 地点では解析の 2%、D 地点では解析の 4%のボイド率として評価した。結果を Fig.5.1 に示す。全体のボイド率は 1.5 倍～3 倍程度の増加が見られるものの、

高さ方向の分布に大きな変化は無く、水銀流路下層部では 10^{-7} 台のボイド率である。水銀流速が速いと、より広範囲に気泡が分散されるためボイド率が減少するが、ヘリウムガスの注入量が増加するので、最終的にボイド率を若干押し上げる効果が生じると考えられる。

Fig.5.1 で、B, C, D 地点の底面のボイド率は上面より 2 桁も低下しているが、最も上流の A 地点では 1 桁程度の低下であり、バブラーからの距離が短いほど、深さ方向のボイド率の分布が均一に近くなる。バブラーをビーム窓近傍の近くに配置すれば、ボイド率の分布が改善し、気泡の絶対数も増加することは容易に想像できる。しかし、Fig.2.22 に示したようにビーム窓に近いほど陽子ビーム入射に伴う体積発熱量が急激に増大し、バブラー本体の温度と熱応力も増大するため、構造健全性を確保する許容値を超えないようにするには、バブラーの配置可能な位置は制約を受ける。また、実機の設計を考慮して、バブラーを設置するのに必要なスペースを確保可能な場所であることも条件となる。ここでは、バブラー出口から A 地点までの距離が 353mm であることから、ビーム窓部から同程度の距離にバブラーを配置することとし、Fig.5.2 に示すようにビーム窓から 350mm の距離まで近づけた位置で気泡を注入した場合の解析を行った。

更に、深さ方向のボイド率の分布を均一化するため、水銀の流れ方向に対して反時計回りに水銀の旋回流を加えた解析も行った。旋回流はバブラー出口から上流側 100mm の範囲で、水銀に旋回方向の体積力を負荷して生成した。半径 $100\ \mu\text{m}$ の気泡の終端速度は 0.075m/s であるため、数倍速い程度の旋回速度となるように、体積力を調整しながら、最終的に気泡注入位置における旋回の接線方向の流速成分を約 0.2m/s とした。ビーム窓近傍 D 地点における深さ方向のボイド率の分布を Fig.5.3 に示す。バブラーをビーム窓に近づけたことで、上層と下層でボイド率の差は 1 桁まで減り、更に旋回流を与えた場合はほぼ均一な分布となった。ただし、バブラー後流の旋回流は、渦の中心に気泡を集合・合泡させて気泡数を減少させる方向に働くため、旋回流の強さの影響は合泡を考慮して別途検討する必要がある。

ボイド率を更に増加させるためには、バブラー出口で放出される気泡の絶対量を増加させる必要があるが、バブラーへのガス供給量が過剰になると生成する気泡半径が大きくなったり、合泡が活発になって目的とする半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡の生成効率が低下する可能性があり、微小気泡を効率的に生成すると同時に、合泡による気泡数の減少

を抑制可能なバブラーや流路構造の最適化は今後の研究課題である。

5.3 実機水銀ターゲットの流路構造の設計

これまでの成果を基に、当初計画していたようにビーム窓部の狭隘流路内に速い水銀流れを作り出すとともに、内壁の近傍に微小気泡を分布させてキャビテーション損傷を軽減する、高出力水銀ターゲットの設計を行った。狭隘流路の流路幅はこれまでの実験的研究[10][12]やSNSでの実績[13]を考慮して、2mmとした。設計の概略を Fig.5.4 に示す。改良のポイントは、(1) バブラーの位置をビーム窓に近づけることで、ビーム窓部での底面近くの気泡数を増加させたことと、(2) バブラーの上流側に狭隘流路の入口を設けることで、バブラーで生ずる圧力損失を利用し、狭隘流路への流量配分を確保して早い水銀流れを作り出すことであった。バブラーはターゲット容器内で最も大きな圧力損失を生じる部分であり、実機の設計では水銀ポンプの昇圧性能を考慮して、バブラーで最大 0.2MPa の圧力損失まで許容する設定としている。バブラーの位置を変更した後で、各整流板間の流量配分を従来と同様に維持しクロスフロー型流れを作り出すためには、バブラーと同等の圧力損失を生ずる要素を適切な位置に設置する必要がある。そこで、板材に円形の穴をいくつも開けた多孔板を、整流板の後端部に設置する構造とし、バブラーの圧力損失係数が約 8.1 と既知であることから、多孔板の圧力損失係数による各流路の流量配分への影響を解析的に評価した。Fig.5.5 に解析結果を示す。横軸は多孔板の圧力損失とバブラーの圧力損失の比であり、 κ で表している。また、縦軸は Fig.5.4 に示す各水銀流路への流量配分比である。バブラーの設置してある流路を No.1、多孔板を設置してある流路を No.2 および No.3 とする。多孔板の圧力損失が大きくなるほど No.1 流路への流量配分が大きくなり、従来の設計値と同等に維持するには、 κ の値を 0.7 以上にする必要がある。Fig.5.6 はターゲット容器内で水銀が陽子ビーム軸を横切る方向の流速成分の分布である。 κ の値によってクロスフローの流速分布も大きく影響を受け、 κ が 0.7 以上で従来の流速分布に近くなることが分かる。この条件を満足する多孔板を設計するため、Fig.5.7 に示すように穴の配列を 4×9 列、穴中心間ピッチを 8mm、多孔板の厚さを 10mm として固定し、穴の直径をパラメータにして、ターゲット容器に組み込んだ場合の流動解析を行った。Fig.5.8 に穴の直径とバブラー前後の圧力損失の関係を示す。従来の構造では、バブラーを通る水銀流量が

25m³/h の時に、バブラー前後の圧力損失が水銀ポンプの最大昇圧値である 0.2MPa となるため、これと同条件を満たす穴の直径を調べたところ、直径を 5mm とするのが妥当であると考えた。

5.4 新しいターゲット構造の熱流動解析による評価

バブラーは微小気泡を生成する過程で水銀に旋回流を生じるので、後流に残った旋回流で微小気泡が再び集合するのを防ぐために、Fig.5.9 に示すようにお互いの旋回方向を逆向きにして、後流の旋回流を打ち消すようにバブラーユニットを配置している[11]。しかし、流路断面の出来るだけ広い範囲をバブラーの開口部で包含するために、バブラーユニットを奇数個の 5 個設置するため、どちらか一方の旋回方向のバブラーユニットが 1 つだけ多くなり、旋回方向を調整することでバブラー下流に緩やかな水銀の旋回流れを加えることができる。これらの設計をモデル化し、Fig.2.22 に示したのと同様な陽子ビーム入射に伴う発熱も考慮して熱流動解析を行った。バブラーの位置を前方へ移動したことで設置スペースが狭くなり、バブラーユニットの内径をこれまでの 32 mm から 28.5 mm へ変更したため、バブラーでの圧力損失が増加した。このため、バブラー前後の圧力損失が 0.2 MPa となる水銀流量として、これまで実機条件で 10.3 L/s としてきたが、本解析では 9.6 L/s とした。水銀の入口温度は 50℃で、陽子ビーム出力は 1 MW である。バブラーユニットは内部にバブラーでの圧力損失係数を模擬する要素を設定し、水銀に体積力を負荷することで、各バブラーユニット内の旋回流を発生させた。温度評価のために多孔板や水銀容器壁、及びフランジ等の固体部もモデル化したため、解析モデルの格子数が 2200 万メッシュと多いので、ガス供給量はこれまでと同様に水銀流量の 0.1% であるが、放出した気泡の半径は 50 μm で一定とした。Fig5.10 はバブラー出口から気泡が放出された後の軌跡を示しており、バブラー出口下流で生じた旋回流で、流路下層にも気泡が運ばれている様子が分かる。Fig.5.11 はビーム窓近傍の垂直断面内の気泡数分布を、最も多い気泡数で規格化したグラフである。流路下層の気泡数は上層の半分程度になっており、Fig.5.3 に示したように 1 桁以上の差が生じていた場合より改善されている。

Fig.5.12 は水銀ターゲット中心を通る水平面内の水銀流速ベクトル図である。狭隘流路内は 3.7 m/s の速い水銀流れが実現できており、気泡を注入している内壁内側のバルク流路は 1.3m/s と、従来の構造と同

等の流速である。Fig.5.13 に示すターゲット容器温度分布では、狭隘流路の速い水銀流れにより、ビーム窓部の冷却性能が向上して、容器外表面温度が 157℃と低めに抑えられており、内壁の中心温度も最大 127℃である。このように、バブラーをビーム窓へ近づけることで、ビーム窓近傍の気泡分布を均一化し、更にビーム窓部に狭隘流路を形成して速い水銀流れを実現した新しい流路構造で、1MW 運転の冷却性能を確保できることを示した[43]。

Fig.5.14 はこれらの設計検討結果を反映して製作したターゲット容器の外観である。これまでのボイド率の評価結果から、水銀流量に対するヘリウムガスの注入量が 0.1%の条件で、気泡の最大ボイド率は 10^{-5} 台であった。新しいターゲット構造でも同様のボイド率であるとする、目標とする 10^{-3} 台より 2 桁も低い値であるが、実機の運転実績では、気泡注入により圧力波に起因する水銀ターゲットの振動が 1/3 まで低減し[44]、キャビテーション損傷も軽減されていることが確認されており[45]、確実に効果のあることが実証されている。

5.5 結言

バブラーをターゲット容器の水銀流入位置に設置した場合、実機相当の 10.3 L/s の流量でも約 1m 下流にあるビーム窓の近傍では上下方向に気泡数の偏りが生じ、上壁面近傍のボイド率は 10^{-5} であるが、底面近くでは 10^{-7} 台まで低下することが分かった。そこで、バブラーをビーム窓から 350mm の位置まで近づけるとともに、水銀流れに緩い旋回流を加えることで、水銀深さ方向のボイド率分布を均一化し、全体のボイド率を 10^{-5} 程度にできることが分かった。これらの知見を実機ターゲット容器設計に反映してバブラーの配置を変更し、更にバブラーで生ずる高い圧力損失を利用して、ビーム窓部に形成した狭隘流路で速い水銀流れを作り出すように水銀流路構造の改良を行った結果、キャビテーション損傷を軽減し得る高出力に対応した水銀ターゲット容器を設計することができた。

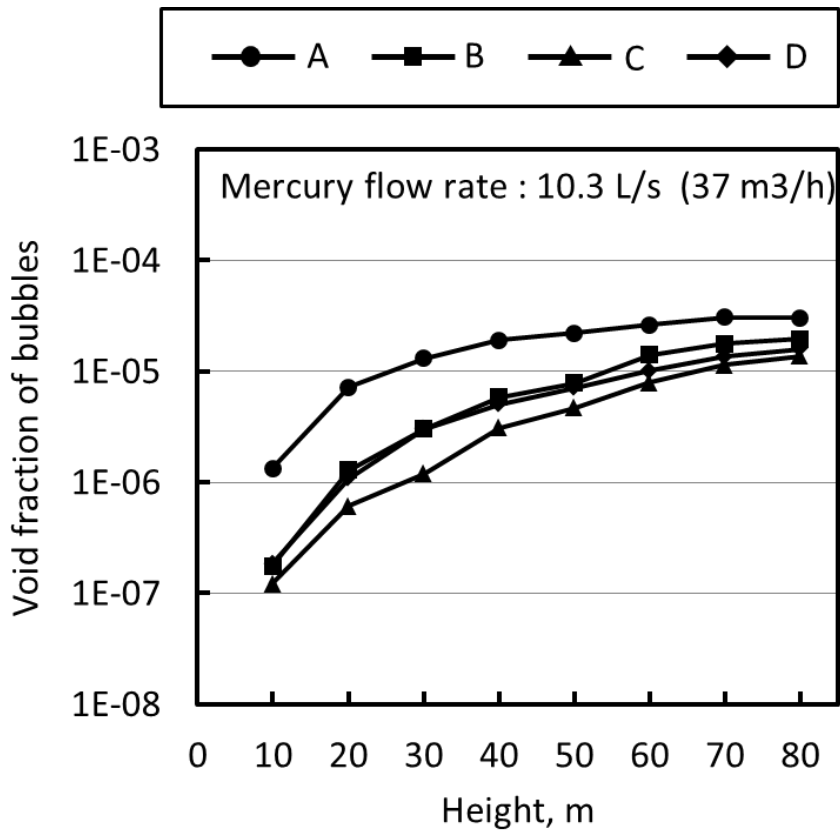


Fig.5.1 Void fraction distribution in vertical cross section at the mercury flow rate of the actual target (Mercury flow rate : 10.3 L/s) (Void fractions were reduced to 2% at A, B, C, and 4% at D of analytical results)

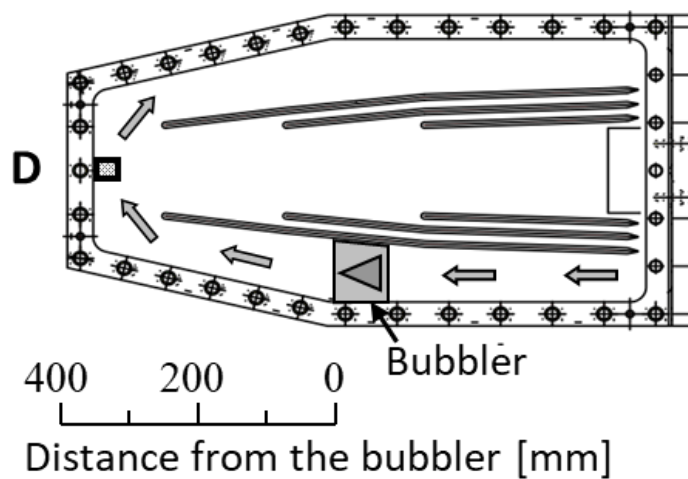


Fig.5.2 New bubbler position to improve the void fraction distribution in the vertical cross section near the beam window

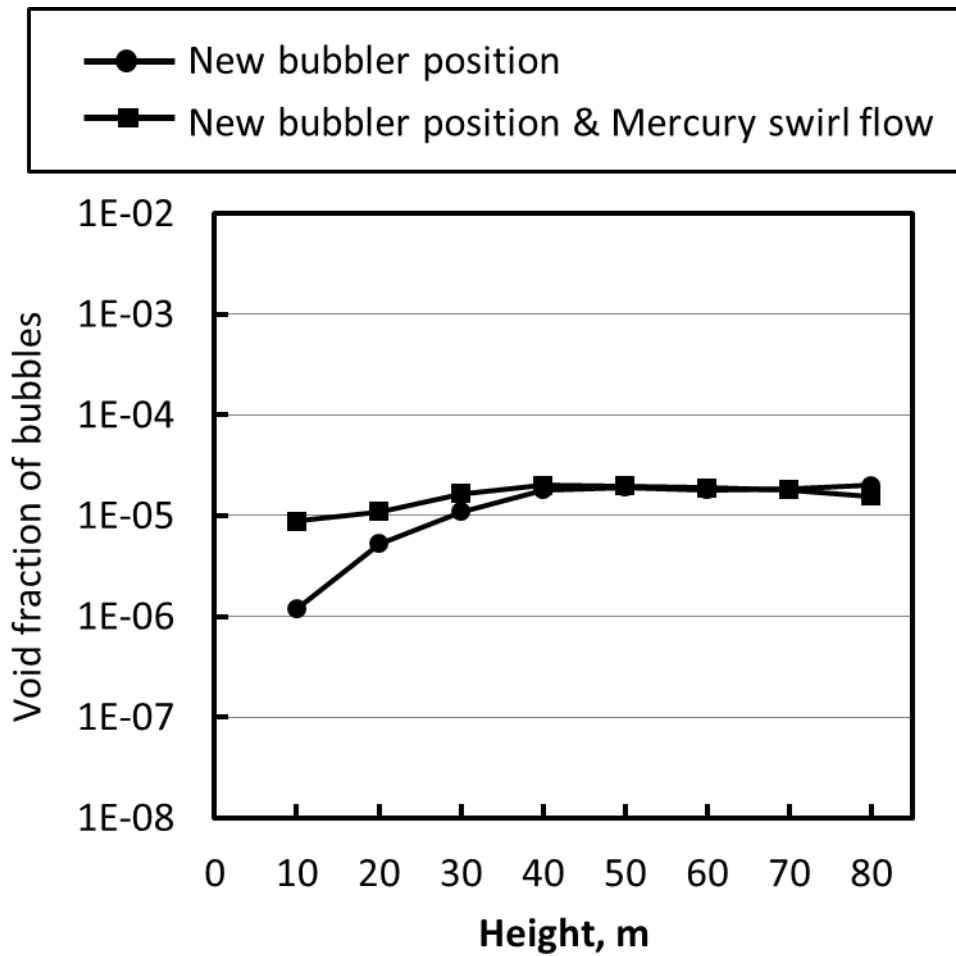


Fig.5.3 Void fraction distribution in vertical cross section at the position D with the new bubbler location (Mercury flow rate : 10.3 L/s) (Void fractions were reduced to 4% of analytical results)

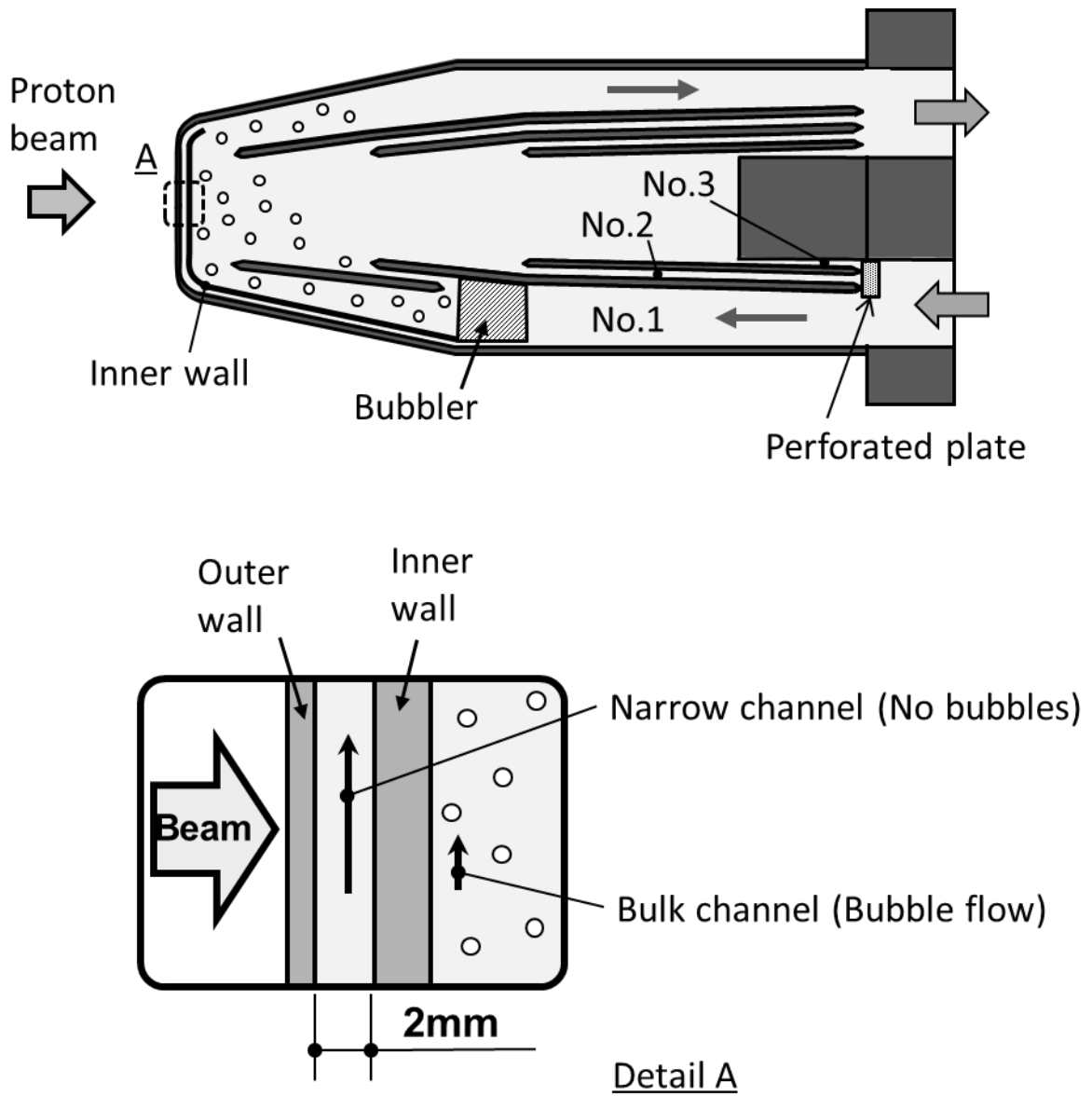


Fig.5.4 Concept of the new target design

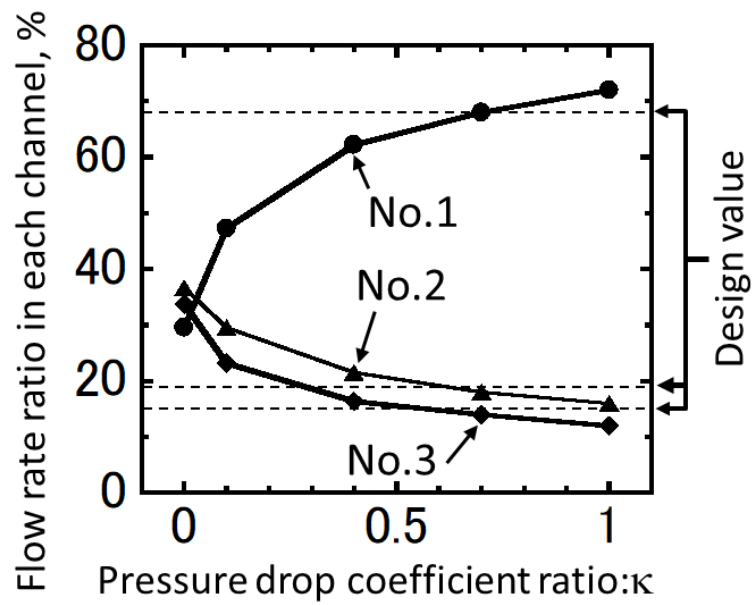


Fig.5.5 Effect of the pressure drop coefficient ratio on the flow rates in No. 1, 2 and 3

f_1 : Pressure drop coefficient of bubbler

f_2 : Pressure drop coefficient of perforated plate

$\kappa : f_2/f_1$

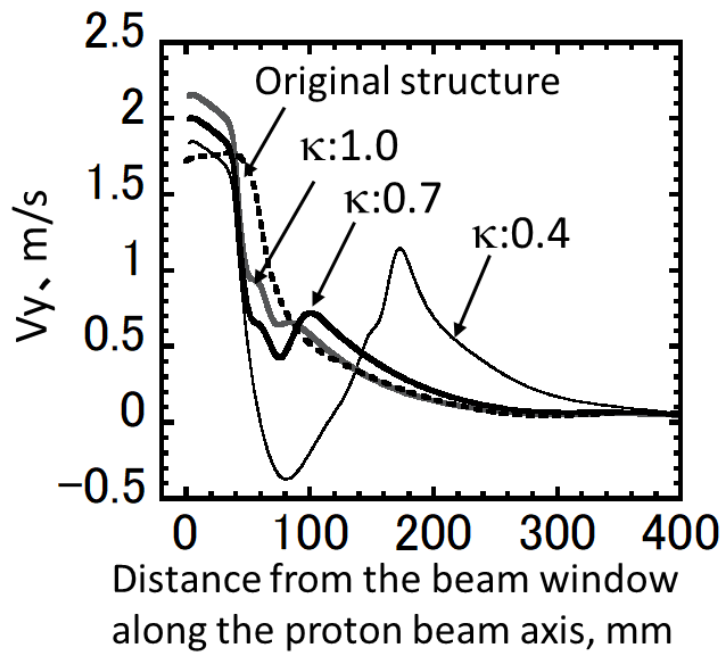


Fig.5.6 Distribution of the mercury velocity component in y direction along the proton beam axis

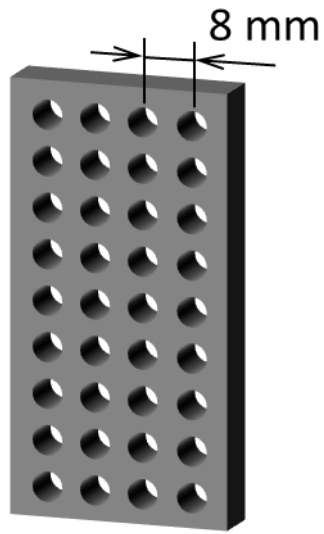


Fig.5.7 Design of a perforated plate

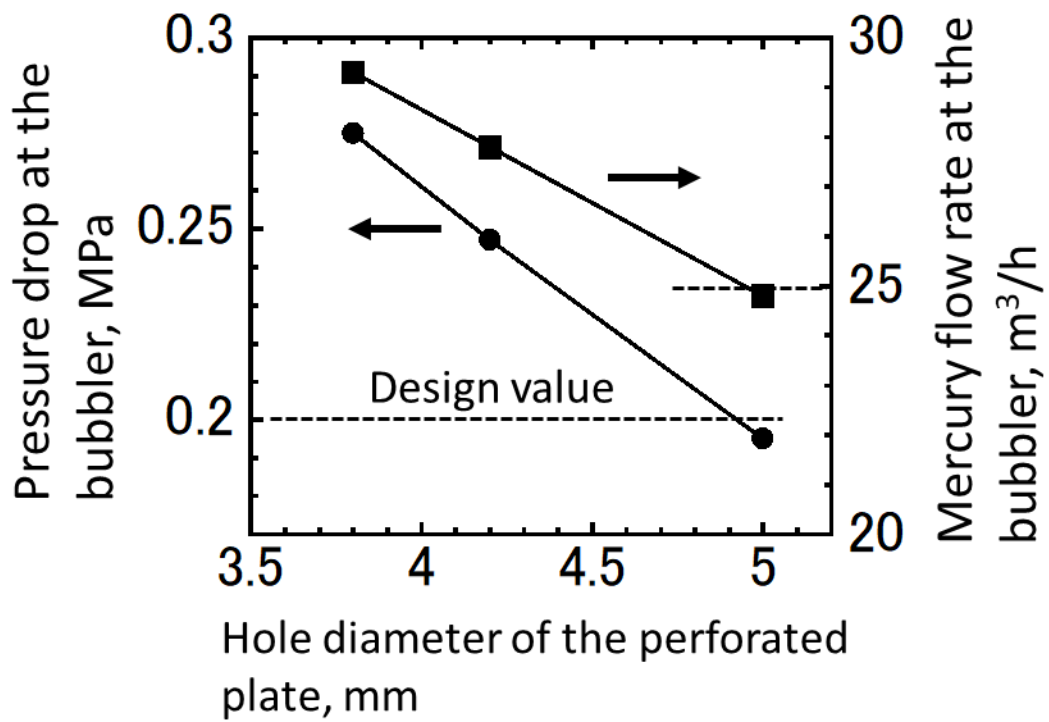


Fig.5.8 Influence of the hole diameter of the perforated plate on the pressure drop at the bubbler

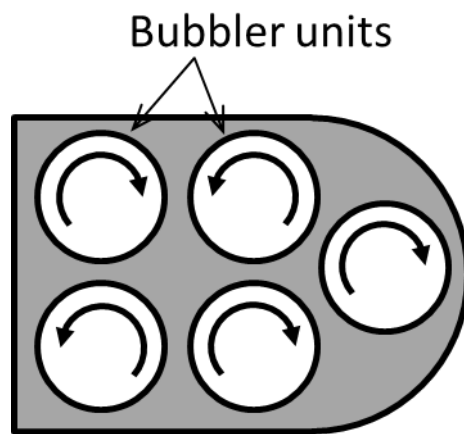


Fig.5.9 Arrangement of the bubbler units and the swirl directions

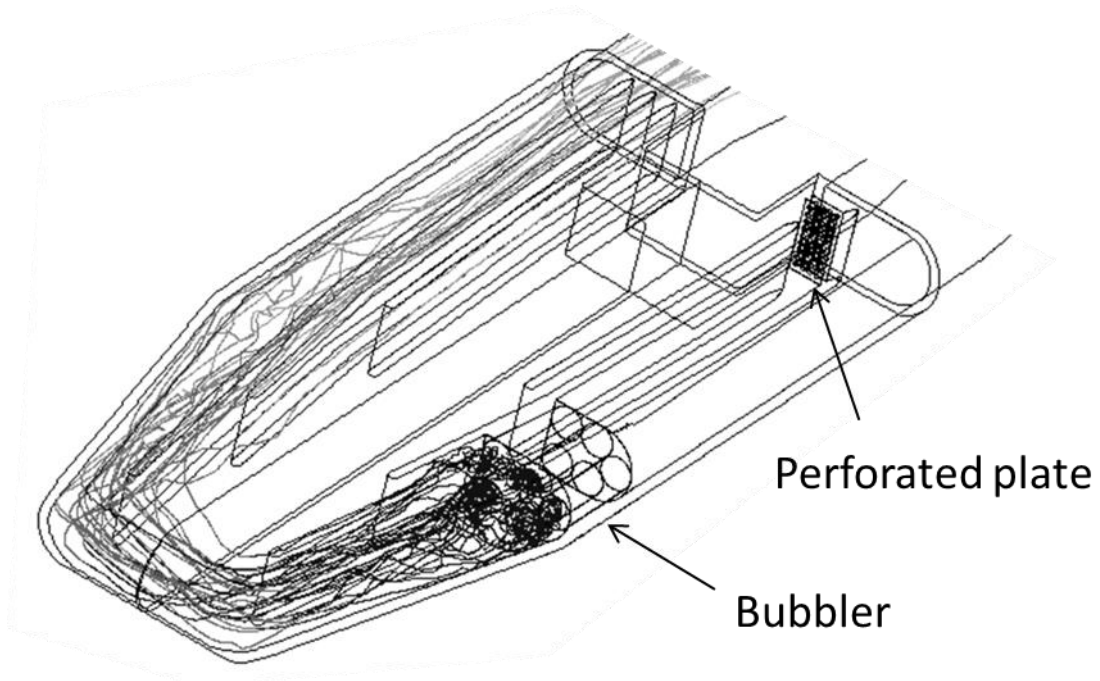


Fig.5.10 Bubble flow track in the mercury target of the new design

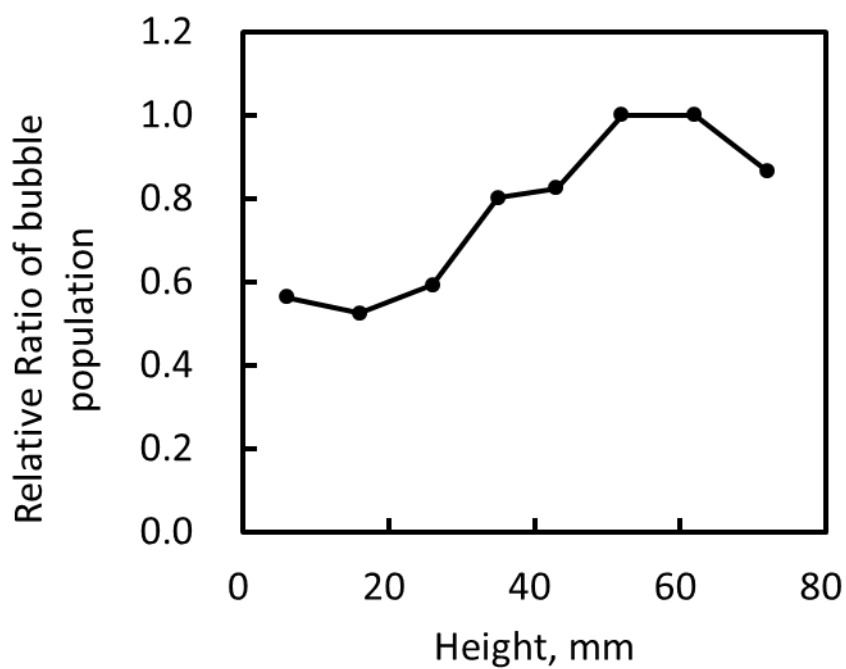


Fig.5.11 Bubble population distribution in vertical cross section near the beam window in the mercury target of the new design

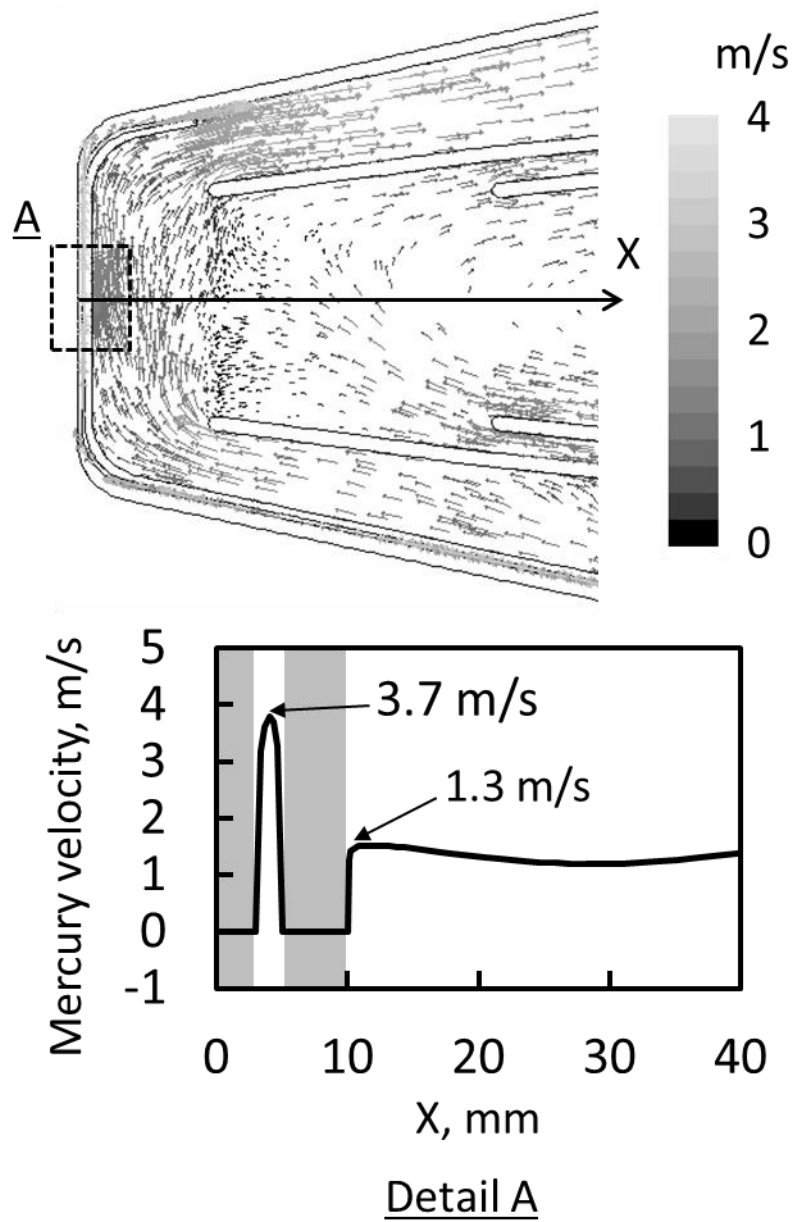


Fig.5.12 Mercury flow field in the mercury target of the new design

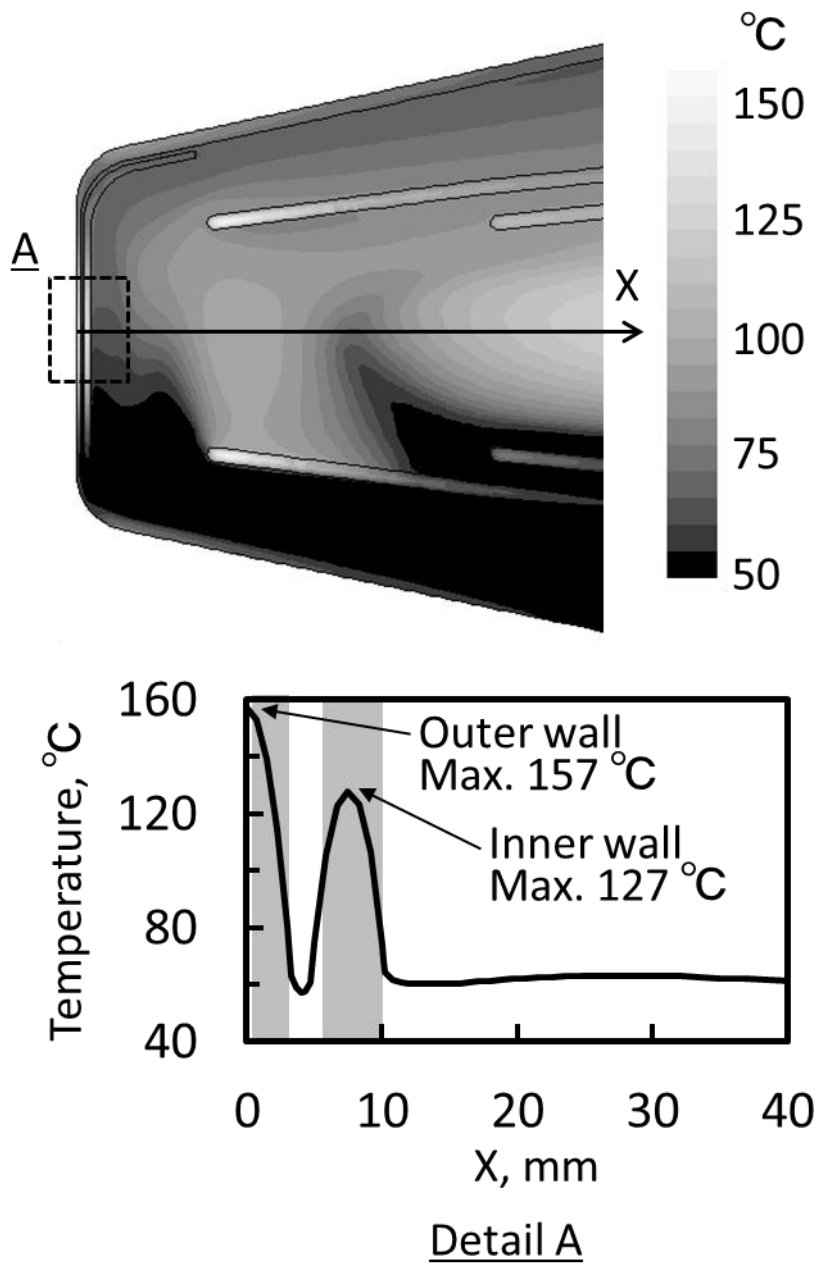


Fig.5.13 Temperature field in the mercury target of the new design

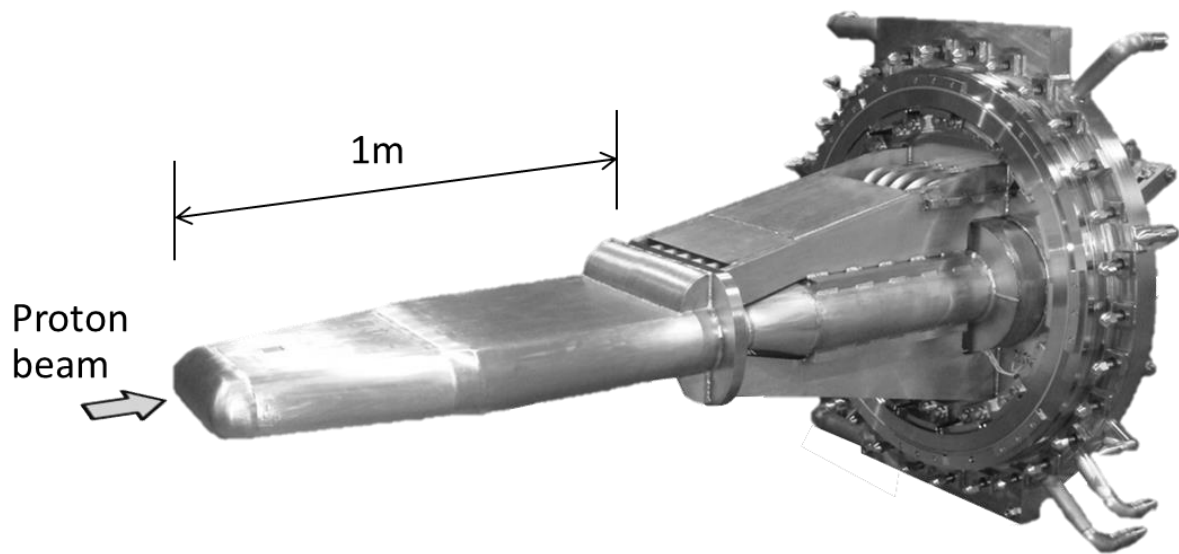


Fig.5.14 Picture of the mercury target vessel

結言

MW 規模の核破砕中性子源に対応可能な高出力の水銀ターゲットを実現するため、解析的検討によりクロスフロー型流路構造の詳細設計を行い、水流動実験により流れ場解析の有効性を実証した。この解析手法を用いて実機水銀ターゲットの流路設計を行い、構造解析による応力評価を経て詳細構造を決定し、最終的に製作した水銀ターゲットの運転データを熱流動解析による予測値と比較したところ、水銀ターゲットの温度は予測値と良く一致することが分かった。これにより、解析による水銀ターゲットの設計手法と、クロスフロー型流路構造の有効性を示した。

一方、パルス状の陽子ビーム入射で水銀中に生ずる圧力波により、ステンレス鋼製のターゲット容器にキャビテーション損傷が生ずる課題に対して、半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の微小気泡を流動水銀中に分布させる機能と、ビーム窓部に狭隘流路を形成して速い水銀流れを作り出す機能を兼ね備えた水銀ターゲットの開発を行った。キャビテーション損傷を抑制する必要があるビーム窓部近傍に必要なサイズの気泡を分布させるためには、注入した気泡の流動水銀中の挙動を調べる必要があるが、水銀中における半径数 $100\ \mu\text{m}$ 以下の微小気泡の上昇速度や抵抗係数などは実験的研究例が無い。このため、まずは透明なアクリルを用いて製作した単純な直線流路を流れる水銀中に単一ノズルからガスを注入し、ノズル下流で流路上面に浮上して付着する気泡を調べる手法で気泡の上昇速度を評価し、水銀の乱流や水銀自体の汚れなど定量化の困難な要素を包含した平均的な抵抗係数である平均抗力係数を求めた。ノズルからガスを注入する手法では半径 $150\ \mu\text{m}\sim 350\ \mu\text{m}$ の気泡に関するデータが得られ、純粋な静止液体中の気泡挙動を解析的に評価した研究の予測値より遅く、実験的に気泡の上昇速度を調べた Peebles の式で予測される値より速くなる傾向を示した。

圧力波の低減に効果的な半径 $100\ \mu\text{m}$ 以下の気泡に関するデータについては、微小気泡を水銀中で効率的に生成可能な旋回流型のバブラーを実機サイズの水銀ターゲット試験体に設置し、大型水銀流動実験装置に接続して水銀流動実験を行った。その結果、半径 $10\ \mu\text{m}\sim 200\ \mu\text{m}$ の微小気泡に関するデータが得られ、バブラーから約 1m 下流のビーム窓部近傍でも、半径 $40\ \mu\text{m}$ をピークとして $10\ \mu\text{m}\sim 150\ \mu\text{m}$ の気泡が到達していることが分かった。また、気泡を観察した上壁面近傍のボイド率は、場所に関わらず 10^{-5} 程度であることが分かった。

これら気泡の挙動を解析的に評価するため、合泡を考慮しない条件で気泡を粒子的に扱う DPM モデルを用い、Peebles の式を用いてバブラー出口の気泡半径分布を予測した後、先に求めた直線流路の水銀流動実験で得られたデータと合わせて、最も実験結果を良く再現できる平均抗力係数の推算式を提案した。この平均抗力係数を用いて、水銀中の気泡分布を評価したところ、ビーム窓部近傍では流路底部のボイド率が 10^{-8} 台まで低下してしまうことが分かった。

これらの解析結果を適用可能な条件の範囲は別途、異なる流動条件や流路構造の実験で検証する必要があるが、本研究で用いた手法を用いれば、流動条件や流路構造が変わった場合でも、実験及び解析から適切な初期気泡半径分布を推定し、平均抗力係数を設定して、水銀中の気泡挙動を評価することが可能と考えられる。

キャビテーション損傷を抑制するには、水銀中にできるだけ均一に微小気泡を分布させる必要があるため、流路底部の気泡数を増加させるためにバブラーをビーム窓に近づけて、緩やかな旋回流を加える設計改良を実施した。ターゲット容器内に設置したバブラーの圧力損失と同程度の圧力損失要素を流路に追加することで、従来と同等の水銀の流量配分を維持し、且つ、流路下部の気泡数を増加させることが来た。また、ビーム窓部に狭隘流路を設け、圧力損失の高いバブラーの上流側で水銀流れを分岐させることで、狭隘流路に速い水銀流れを作り出す構造改良を行った。

本研究の成果は既に実機水銀ターゲットの設計に反映されてビーム運転が行われており、ビーム運転中にレーザードップラー振動計により水銀ターゲット容器上面の振動速度を計測し、気泡注入の無い時に比べて約 $1/3$ に低減できたことを確認した[44]。また、定量的に損傷の程度を計測はできていないが、気泡注入を行った水銀ターゲットの目視による損傷観察により、気泡注入によるキャビテーション損傷の軽減効果が確認されている[45]。狭隘流路による効果についても、500kW 出力までの運転を終えた使用済み水銀ターゲットから切り出した試験片の観察により、損傷深さを定量的に計測し、損傷低減効果の評価が進められている[46]。キャビテーション損傷の軽減対策はまだ発展途上であり、新たに得られた知見を反映して更なる高出力に対応可能な水銀ターゲットの実現に向けた開発が現在も進められている。現在、水銀ターゲットは 400kW で運転しており、平成 30 年中には 500kW の定常運転を計画している。

参考文献

- [1] G. Bauer, Operation and development of the new spallation neutron source SINQ at the Paul Scherrer Institut, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 139, 65-71 (1998).
- [2] A. Taylor, Progress at the ISIS Facility, Physica B 385-386, 728-731 (2006).
- [3] J. Haines, T. J. McManamy, T. A. Gabriel, R. E. Battle, K. K. Chipley, J. A. Crabtree, L. L. Jacobs, D.C. Lousteau, M. J. Rennich, B. W. Riemer, Spallation neutron source target station design, development and commissioning, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 764, 94-115 (2014).
- [4] Y. Ikeda, J-PARC status update, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 600, 1-4 (2009).
- [5] K. Haga, M. Kaminaga, H. Kinoshita, H. Kogawa, H. Sato, S. Ishikura, Y. Torii, R. Hino, Mercury Target and its Peripheral Devices for 1MW Spallation Neutron Source, Proc. of 12th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE12), April 25-29, Arlington, Virginia (Washington, D.C.), USA, Paper No. ICONE12-49518 (2004).
- [6] M. Futakawa, H. Kogawa, R. Hino, H. Date, H. Takeishi, Erosion damage on solid boundaries in contact with liquid metals by impulsive pressure injection, International Journal of Impact Engineering, 28, 123-135 (2003).
- [7] D.A. McClintock, B.W. Riemer, P.D. Ferguson, A.J. Carroll, M.J. Dayton, Initial observations of cavitation-induced erosion of liquid metal spallation target vessels at the Spallation Neutron Source, Journal of Nuclear Materials 431, 147-159 (2012).
- [8] T. Naoe, M. Teshigawara, T. Wakui, H. Kinoshita, H. Kogawa, K. Haga, M. Futakawa, Damage inspection of the first mercury target vessel of JSNS, Journal of Nuclear Materials 450, 123-129 (2014).
- [9] K. Okita, S. Takagi, Y. Matsumoto, Propagation of pressure waves, caused by a thermal shock, in liquid metals containing gas bubbles, Journal of Fluid Science and Technology 3, 1, 116-128 (2008).
- [10] T. Naoe, M. Ida, M. Futakawa, Cavitation damage reduction by microbubble injection, Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 586, 382-386 (2008).
- [11] H. Kogawa, T. Naoe, H. Kyotoh, K. Haga, H. Kinoshita, M. Futakawa, Development of microbubble generator for suppression of pressure waves in mercury target of spallation source, Journal of Nuclear Science and Technology 52, 12, 1461-1469 (2015).
- [12] 直江崇、二川正敏、静止水銀中の狭隘部における圧力波誘起キャビテーション損傷、日本機械学会論文集、80, 810, 1-12 (2014).

- [13] B.J. Vevera, D.A. McClintock, J.W. Hyres, B.W. Riemer, Characterization of irradiated AISI 316L stainless steel disks removed from the Spallation Neutron Source, *Journal of Nuclear Materials* 450, 147–162 (2014).
- [14] M. El Sawi, Distorted gas bubbles at large Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 62, part 1, 163-183 (1974).
- [15] Y. Mori, K. Hijikata, K. Kuriyama, Experimental study of bubble motion in mercury with and without a magnetic field, *Journal of Heat Transfer (Trans. ASME)* 99, 404–410 (1977).
- [16] R. Clift, J. R. Grace, M.E. Weber, *Bubbles, Drops, and Particles*, Academic Press, pp30, pp111, pp172 (1978).
- [17] 富山明男、片岡勲、坂口忠司、気泡の抗力係数に関する研究、日本機械学会論文集 (B編)、61, 587, 2357-2364 (1995).
- [18] K. Haga, T. Naoe, H. Kogawa, H. Kinoshita, M. Ida, M. Futakawa, B. W. Riemer, M. W. Wendel, D. K. Felde, A. A. Abdou, Distribution of Microbubble Sizes and Behavior of Large Bubbles in Mercury Flow in a Mockup Target Model of J-PARC, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 47, 10, 849-852 (2010).
- [19] T. McManamy, A. Crabtree, D. Lousteau, J. DeVore, L. Jacobs, M. Rennich, Overview of the SNS target system testing and initial beam operation experience, *Journal of Nuclear Materials*, 377, 1–11 (2008).
- [20] M. Kaminaga, A. Terada, S. Ishikura, M. Teshigawara, Y. Sudo and R. Hino, Mercury target development for JAERI spallation neutron source, *Proc. 7th international conference on nuclear engineering, ICON-7123*, (1999).
- [21] 羽賀勝洋、寺田敦彦、神永雅紀、日野竜太郎、案内羽根を用いたクロスフロー方式水銀ターゲットモデルの水流動実験及び解析、日本原子力学会誌, 42, 8, 821-824 (2000).
- [22] K. Haga, A. Terada, M. Kaminaga, R.Hino, Water flow experiments and analyses on the cross-flow type mercury target model with the flow guide plates, *Nuclear Engineering and Design* 210, 157-168 (2001).
- [23] H. Kinoshita, M. Kaminaga, K. Haga, A. Terada, R. Hino, Experimental study on heat transfer and pressure drop in mercury flow system for spallation neutron source, 50, 4, 400-408 (2013).
- [24] H.K. Myong, N. Kasagi and M. Mirata, Numerical prediction of turbulent pipe flow heat transfer for various Prandtl number fluids with the improved $k-\epsilon$ turbulence model, *JSME International Journal, Series II*, 32, 4, 613-622 (1989).
- [25] 河村哲也, 非圧縮性流体解析, 数値流体力学編集委員会編, 東京大学出版会, p.109 (1995).
- [26] 村上周三, 乱流解析, 数値流体力学編集委員会編, 東京大学出版会, p.24, p. 27 (1995).

- [27] H. Kinoshita, K. Haga, M. Kaminaga, R. Hino, Experiments on Mercury Circulation System for Spallation Neutron Target, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 41, 3, 376–384 (2004).
- [28] 羽賀勝洋、涌井隆、粉川広行、原田正英、二川正敏、林健一、仲村宏二、水銀ターゲット容器の熱流動設計、*JAEA-Technology* 2008-033 (2008).
- [29] Moore, D. W., The velocity of rise of distorted gas bubbles in a liquid of small viscosity, *Journal of Fluid Mechanics*, 23, 749–766 (1965).
- [30] Mei, R., Klausner, J. F., Lawrence, C. J., A note on the history force on a spherical bubble at finite Reynolds number, *Physics of Fluids*, 6, 1, 418–420 (1994).
- [31] Mori, Y., Hijikata, K., Kuriyama, K., Experimental study of bubble motion in mercury with and without a magnetic field, *Journal of Heat Transfer (Trans. ASME)* 99, 404–410 (1977).
- [32] Peebles, F. N., Garber, H. J., Studies on the motion of gas bubbles in liquids, *Chemical Engineering Progress*, 49, 2, 88–97 (1953).
- [33] Duineveld P. C., The rise velocity and shape of bubbles in pure water at high Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 292, 325–332 (1995).
- [34] 竹村文男、矢部彰、低レイノルズ数領域における球形気泡の上昇速度、*日本機械学会論文集*, 63, 623、7–12 (1997).
- [35] A. H. Ellison, R. B. Klemm, A. M. Schwartz, Contact angles of mercury on various surfaces and the effect of temperature, *Journal of Chemical and Engineering Data*, 12, 4, 607–609 (1967).
- [36] 2017年理科年表
- [37] 椎貝博美、流体力学ノート 8. 付加質量、*日本流体力学会誌「ながれ」*, 13, 5, 399–401 (1994).
- [38] Levich, V., *Zh. Eksptl. i Theoret. Fiz.*, 19, 18 (1949).
- [39] Schiller, L., Naumann, A., A drag coefficient correlation, *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*, 77, 318–320 (1935).
- [40] K. Haga, H. Kogawa, T. Wakui, T. Naoe, M. Futakawa, S. Yamazaki, N. Tanaka, Bubble flow simulations in target vessel, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 600, 64–67 (2009).
- [41] T.H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu., A New $k-\varepsilon$ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation, *Computers Fluids*, 24, 3, 227–238 (1995).
- [42] ANSYS, Inc., *Ansys Fluent Theory Guide Release 17.2*, 381 (2016).
- [43] K. Haga, T. Naoe, T. Wakui, H. Kogawa, H. Kinoshita, M. Futakawa, Thermal Hydraulic Design of a Double-walled Mercury Target Vessel, *JPS Conf. Proc.* 8, 051008 (2015).

- [44] H. Kogawa, T. Naoe, M. Futakawa, K. Haga, T. Wakui, M. Harada, H. Takada, Mitigation technologies for damage induced by pressure waves in high-power mercury spallation neutron sources (IV) – measurement of pressure wave response and microbubble effect on mitigation in mercury target at J-PARC –, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 54, 7, 733-741 (2017).
- [45] T. Naoe, H. Kogawa, T. Wakui, K. Haga, M. Teshigawara, H. Kinoshita, H. Takada, M. Futakawa, Cavitation damage prediction for the JSNS mercury target vessel, *Journal of Nuclear Materials* 468, 313-320 (2016).
- [46] T. Naoe, T. Wakui, H. Kinoshita, H. Kogawa, K. Haga, M. Harada, H. Takada, M. Futakawa, Cavitation damage in double-walled mercury target vessel, *Journal of Nuclear Materials*, to be published in 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.10.044>

謝 辞

本論文の執筆にあたり、温かい励ましと御指導を戴きました筑波大学システム情報系の京藤敏達教授に深く感謝の意を表します。本論文の審査にあたり、ご専門の立場から多くの貴重なご助言と御教示を戴きました筑波大学システム情報系の阿部豊教授、筑波大学システム情報系の文字秀明教授、筑波大学システム情報系の羽田野祐子教授、筑波大学システム情報系の金川哲也助教に心より感謝いたします。

また、日本原子力研究開発機構 J-PARC センターの二川正敏 副センター長には研究を進めるうえで貴重なコメントを数多く戴き、深く感謝いたします。

本研究を行うにあたり、日本原子力研究開発機構 J-PARC センター中性子源セクションの直江崇氏、粉川広行氏、涌井隆氏、木下秀孝氏には実験やデータ整理でご協力いただき、中性子源セクションの皆様からも多大なご支援を戴きました。心から感謝いたします。

また、米国オークリッジ国立研究所の Bernard Riemer 氏, Mark Wendel 氏, David Felde 氏, Bob Sangrey 氏, Ashraf Abdou 氏には、様々なターゲット運転データの共有や、大型水銀ループを用いた水銀ターゲットの流動実験を実施するため、多大なご支援・ご協力を戴きました。ここに感謝の意を表します。

水銀ターゲット設計の初期段階では、日本原子力研究開発機構 原子力エネルギー基盤連携センターの日野竜太郎氏、大洗研究開発センターの神永雅紀氏、原子力エネルギー基盤連携センターの寺田敦彦氏に水流動モデルの設計や実験で多大なご協力を戴きました。深く感謝いたします。

本研究は日本原子力研究開発機構、及び米国オークリッジ国立研究所において、高出力水銀ターゲットシステムの実現を目指して研究開発に邁進されてきた多くの方々のご協力を得て実施しました。全ての方々のお名前をここに記すことは叶いませんが、皆様方に心より感謝申し上げます。

最後に、私の健康を気遣いながら家庭を守り協力してくれた妻と娘に心から感謝します。