



Title	液体金属リチウム噴流の表面変動特性と制御に関する研究
Author(s)	沖田, 隆文
Citation	大阪大学, 2022, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/87750
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

液体金属リチウム噴流の表面変動特性と制御に
関する研究

沖 田 隆 文

2021年11月

大阪大学大学院工学研究科

要旨

液体金属は高熱伝導率・常圧で広い液相温度範囲を持つといった特徴から、次世代原子力エネルギーシステムの伝熱材料として注目されている。その中でも液体リチウム (Li) は上記の特徴に加え、重陽子や陽子などのイオンビームの照射を受けると中性子を発生させるという核物理的性質から、加速器駆動型中性子源においてビームターゲットとして用いられる。国際核融合材料照射施設 (IFMIF) を始めとした加速器駆動型中性子源では、重陽子と Li による核破砕反応が用いられ、その熱的・放射化学的要求から高速噴流のターゲット開発が進められている。核融合材料試験以外の副次的な利用も計画されており、中性子利用の機会の拡大にも繋がる。本論文は、Li ターゲットの自由表面噴流の変動特性の解明を目指し、液体 Li の流動実験及び数値流体シミュレーションを実施した。また、磁場印加で生じる MHD 効果の Li 噴流に対する効果を解明するべく検証実験を実施した。

第一章においては、背景として、核融合中性子源や磁場閉込め型核融合炉のブランケットといった液体 Li の工学的適用例及びこれまで実施された Li の流動に関する既往研究について記述し、その後研究の目的を記述した。

第二章においては、実験に使用した大阪大学液体 Li 循環装置について詳述した。また、流動特性の把握のために実施された表面変動計測及び表面流速計測の用いた機器及び手法について記述した。

第三章においては、実施した液体 Li 自由表面変動の計測について記述した。電気接触式液面計と光コム距離計の2種の計器を使用、前者による計測結果から、流速の増加と流下に伴う表面波の発達の様子を得た上で、その波高の増加傾向は流速や計測位置といったパラメータに対して線形では無いことを明らかにした。また接触式計測手法であるがゆえに電気接触式液面計の検出精度の評価が必須である。特に、高流速条件においては計測針上に Li 液滴が生成、その液滴は計測時間中にも落下と生成を繰り返す。この落下による誤接触信号の影響の評価を実施し、噴流平均厚さを算出するための接触頻度分布に対して十分に小さいことを明らかにした。また光コム距離計を用いた非接触式計測手法との比較を行うことで、接触現象に起因して最大波高が過大・過小評価されていること、接触針の針先径と同スケール以下の波高を持つ波が検出されていないことも明らかにした。加えて、光コム距離計を用いて接触式計測手法ではできなかったビーム照射領域の後流を含めたより広い範囲での同一オペレーション計測を実施した。噴流厚さや波高の大幅な増幅と、その増幅傾向に変曲点があることを明らかにしたが、その位置はノズル角及び側壁から発生する定在波の航跡予測から、その定在波の合流の影響を受けていると考えられた。

第四章においては、大阪大学液体 Li 循環装置の噴流試験部、及び計測針上に発生する Li 液滴をモデル化して実施した流体シミュレーションの結果について記述した。ノズル内部のシミュレーションにより、15 m/s 以上でノズル内壁近傍にゲルトラー渦と呼ばれる縦渦

が発生することを明らかにし、ノズル吐出後の自由表面下にその影響が伝播することを明らかにした。ノズルエッジに生じている縞状の損傷痕と渦のスケールが一致していたことから、この損傷は長時間流動による流動加速腐食による可能性が高いことを示唆した。また液滴の挙動シミュレーションの結果、アルゴン相の流速や Li 液滴の温度によって液滴の挙動が大きく左右されることを明らかにした。

第五章においては、磁場印加による Li 噴流の表面変動の抑制手法、及びその応用として電磁流量計の原理に着眼した自由表面噴流の直接流速計測手法に関する実証実験の結果について記述した。撮影画像の輝度の確率密度分布と既往研究による表面傾斜角と波高の分布、及び表面変動計測結果の 3 つの比較から、磁場印加による表面平滑化の可能性を示した。また、後者の実証実験では、設定流速の増加に伴う出力電力の線形性を確認できたことから、本原理で液体 Li 自由表面噴流の流速計測が可能であることを実証した。しかしながら、種々の装置の制約から今回の結果には課題もあり、実際の使用に際しては、より高精度な校正と磁場パラメータの最適化が必要であることも併せて示した。

第六章にて本研究についての結言を記述した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	液体 Li とその応用	1
1.1.1	液体 Li ターゲットを用いた加速器駆動型中性子源	2
1.1.2	液体 Li 荷電ストリッパ	12
1.1.3	液体金属ブランケット及び液体金属ダイバータ	14
1.2	中性子源における Li ターゲットのモニタリングと計測手法	17
1.2.1	Li ターゲットのモニタリングの必要性	17
1.2.2	接触式計測手法と非接触式計測手法の開発	18
1.3	液体 Li ターゲットの流動特性に関する研究	20
1.3.1	流動実験による既往研究	20
1.3.2	数値流動シミュレーションによる既往研究	25
1.3.3	MHD 効果による制御の可能性と流速計測への応用	26
1.4	研究目的	31
1.4.1	Li ターゲット開発における課題	31
1.4.2	研究目的と本論文の構成	33
第 2 章	実験装置及び計測手法	39
2.1	液体 Li 循環装置	39
2.1.1	循環装置概要	39
2.1.2	二段縮流ノズル	44
2.1.3	ノズル出口境界層厚さ	46
2.2	電気接触式液面計（プローブ液面計）	49
2.2.1	計測原理及び実験体系・条件	49
2.2.2	計測手順及び信号処理	54
2.3	レーザープローブ法	58
2.3.1	光コム距離計	59

2.3.2	実験体系	61
2.3.3	計測手順及び信号処理	64
2.4	SWAT 法（表面流速計測）	70
第 3 章	表面変動計測及びプローブ液面計の精度検証	77
3.1	プローブ液面計による表面変動評価結果	77
3.2	プローブ液面計の精度検証	85
3.2.1	プローブ液面計で想定される誤差要因	86
3.2.2	計測プローブ上に生じる液滴による誤差評価	88
3.3	光コム距離計による計測～ノズル出口から BF 領域～	98
3.4	光コム距離計による計測～流路中心及び BF 領域下流～	104
3.5	結論	114
第 4 章	液体 Li 流動の数値シミュレーション	119
4.1	噴流試験部の内部流動シミュレーション	119
4.1.1	ゲルトラー渦	119
4.1.2	計算体系・モデル	120
4.1.3	結果・考察	123
4.2	液滴挙動に関する CFD シミュレーション	131
4.2.1	計算体系・モデル	132
4.2.2	シミュレーション結果	134
4.3	結論	137
第 5 章	磁場印加による Li 噴流の表面変動の抑制と流速計測	140
5.1	MHD 効果	140
5.2	磁場印加による液体 Li 自由表面変動の抑制	143
5.2.1	計測手法及び実験体系	143
5.2.2	実験結果及び考察	147
5.3	磁場を利用した片側開放流路における断面平均流速の計測	150
5.3.1	電磁流量計	150

5.3.2	計測体系及び表面流速の解析手法	151
5.3.3	実験結果及び考察	154
5.4	結論	159
第 6 章	まとめ	162
謝辞		166
研究業績		168

第1章 序論

本研究は、液体リチウム (Li) について、その流動特性の解明を主目的とした実験及び数値解析を用いた研究に関するものである。

液体金属は常圧で液相の範囲が広いことや金属特有の優れた伝熱特性を併せ持つことなどの特徴から、様々な分野で伝熱媒体として注目されている。特に、Liは陽子や重陽子ビームを照射することで中性子を発生する性質を持つことから、加速器駆動型中性子源におけるビームターゲットとして利用が検討されている。その利用例の一つに、欧州と日本の2極間の協力の下で開発が進められている核融合中性子源があり、もう一つとしてがん治療用中性子源である。これら加速器駆動型中性子源におけるLiターゲットは、ビームエネルギーの除熱や核科学の観点から、高速で流動する液体ターゲット方式となっており、ビーム入射側に自由表面を伴う矩形噴流を形成する。液体Li噴流の流動特性は中性子源システムの健全性や安定性に大きな影響を与えることから、本研究ではLi流動実験及び数値流体シミュレーションにより詳細な流動特性評価を実施し、加えてLi噴流への応用を目指した磁場印加実験を実施した。一方、液体Liはその他の応用先として、荷電ビームストリッパー、磁場閉込型核融合炉における新しい液体金属ブランケットや液体金属ダイバータでの使用も検討されている。さらには、宇宙用原子炉の冷却材としても有望視されており、本研究で培った技術や知見はこれらにも活かされるものである。

本章ではまず、液体Liの適用先について、加速器駆動型中性子源及びその他の応用施設について詳述する。その後、本論文で明らかにするLi噴流の流動特性を基に開発が進められる中性子源実機におけるLiターゲットのモニタリング手法と、これまで用いられてきた計測手法の概念および課題について触れる。その後、これまで核融合中性子源開発の中で実施されてきたLiターゲットの開発に向けた流動実験およびシミュレーションに関する既往研究について記述し、最後に本研究の目的と本論文の構成を記述する。

1.1 液体Liとその応用

液体Liは核融合中性子源だけではなく、ホウ素中性子捕捉療法 (Boron Neutron Capture Therapy : BNCT) 向け加速器型小型中性子源のビームターゲット、磁場閉込型核融合炉における新型のブランケットやダイバータ、核図表の拡充を目的としたRIビーム施設 (ex. 理化学研究所のRIBF、MSUのFRIB) におけるビームストリッパー等、様々な応用が期待されている。しかしながら、適用先によって要求される流動条件が異なるため、Li流動につ

いての基礎的な知見の獲得に加え、各機器での要求に則したLi噴流の生成方法や安定化、計測方法の開発を行う必要がある。本研究は核融合中性子源の開発プロジェクトの一環として進められてきたものが主であるが、これまで培ってきた液体Li噴流の取り扱い技術及びここで得られた流動特性に関する知見は他の液体Li施設にも適用でき、さらに磁場下での基礎的な特性を評価することで各分野への応用にも資することができる。

本節では、これらの液体Liの応用について記述する。

1.1.1 液体Liターゲットを用いた加速器駆動型中性子源

液体Liをビームターゲットとした加速器駆動型中性子源の開発が進められており、その主な中性子の利用目的として、高強度・高フラックスの核融合炉材料の開発研究とホウ素中性子捕捉療法（BNCT：Boron Neutron Capture Therapy）によるがん治療が挙げられる。以下に、最初は用いられる核融合中性子源とその開発経緯について記述し、その後、もう一つの応用である加速器型BNCT施設について述べる。

① 核融合中性子源

現在、地球温暖化ガス、特にCO₂の人為的な排出について、世界中で議論されており、脱炭素化に向けて舵が切られている。日本においては、第5次エネルギー基本計画が平成30年7月に閣議決定され、「3E;S」（Safty+Energy security、Environment、Economic efficiency）の原則の下、「より高度な3E+S」を目指すことが示された。具体的な目標として、2030年と2050年に向けた具体的な削減目標が、それぞれ2013年度比で温室効果ガスの26%及び80%減と示されている。この計画における削減目標の達成に向けては、電源構成の見直しや、再生可能エネルギーの主力電源化といった各種電源の性能・安定性・経済性の向上、エネルギー消費側の徹底した省エネルギー化などについて政策対応が行われ、また関連技術の開発が推進される。2030年度に対して目指される電源構成としては火力56%原子力22~20%、再生可能エネルギー22~24%とされており、2021年現在から、火力割合の低減、原子力・再生可能エネルギーの増強が求められる。

こういった、脱炭素化に向けた低炭素社会の実現及びエネルギーセキュリティの観点から、主要なベース電源となりうる次世代エネルギー源の開発も同時に求められる。そうしただ中で、核融合発電の実現は今後のエネルギー問題の解決に多大な貢献が期待される。現在、実現の可能性が最も高い核融合反応は、以下に示す重水素（D：Deuterium）と三重水素（T：Tritium）によるDT反応である。



17.6 MeVの反応エネルギーは、He原子核の運動エネルギー（3.5 MeV）と中性子の運動

エネルギー（14.1 MeV）に分配されて放出され、この運動エネルギーを熱エネルギーとして回収して、発電が行われる。エネルギー源としての核融合には、豊富な資源量、固有の安全性、高い環境保全性の3つの特徴が挙げられることから、その実現を目指した研究開発が世界的に進められている。まず豊富な資源量について、上記の燃料の内、重水素は海水中に含有されており、膨大な資源量が見込まれる。また、核融合炉では固体ブランケットにLiを含有させ、DT核融合反応で発生する中性子による核反応でトリチウムを生成、それを回収することで燃料の消費と増殖を同時に行う計画となっている。さらに液体Liあるいはその液体合金・溶融塩を用いて冷却と燃料増殖を兼ねた液体金属ブランケットの研究開発も進められている。Liは海水中に微量ながら含まれており、海水からの回収技術確立できれば資源の偏在性もなく、多くの資源量が見込まれる。次に固有の安全性について、連鎖的な核反応を利用しないため、電源がシャットダウンされれば即座に反応自体は停止させることが可能である。最後に環境保全性については、発電の過程においては化石燃料の燃焼を伴わないことから、原子力（核分裂）発電と同様に気候変動に寄与する温室効果ガスの低減が見込まれる。加えて、核分裂炉のように廃棄物中に超ウラン元素を含まず、低レベル放射性廃棄物しか出てこないことも環境負荷低減に寄与するものである。

日本は核融合開発の黎明期から貢献してきており、現在は2006年に、日、欧、米、露、中、韓、印の7極の国際協定（イーター事業の共同による実施のためのイーター国際核融合エネルギー機構の設立に関する協定）が締結され、国際熱核融合実験炉ITERの建設が、フランス・のサンポール・レ・デュランスで始まっており、2025年のファーストプラズマを目指している。ITERは磁場閉じ込め方式を採用するトカマク型核融合実験炉で、DとTを用いた燃焼プラズマの自己点火条件の達成及び長時間燃焼の実現と、原型炉開発に必要な炉工学技術の基礎の形成を主要な目的としている。具体的には、1)外部入力エネルギーの10倍の核融合熱によるエネルギーの発生（Q値=10）を短時間達成する、2)Q値>5の状態安定したプラズマを発生させる、3)最大8分間の融合パルスの維持、4)燃焼プラズマの自己点火条件の達成、5)核融合原型炉開発に必要な科学技術の開発（超電導磁石及び遠隔操作技術の開発）、6)燃料であるトリチウムの生産サイクルの有用性の確認、7)D-T反応で発生する高強度の中性子に対する炉材料の遮蔽及び耐久性能の確認、がタスクとして挙げられる。ITERのオペレーションの計画[1]では、機器の据え付けに応じてそのプラズマ運転領域を段階的に拡大していく。2025年中のFP（First Plasma）の達成が目指されており、その後、PFPO（Pre-Fusion Power Operation）-1及びPFPO-2が10年間で実施され、FPO（Fusion Power Operation）へと拡大していく。

一方で、ITERで実施が予定されているタスクのみでは、原型炉DEMOに向けた炉工学技術の全てを確立することは困難である。例えば、ITERにおいて発生させるD-T反応により生じる中性子のエネルギーは14 MeVであるが、フルエンスは低く、材料への中性子照射量は3 dpa/year程度であるが、この値は商業炉で想定される照射量である~50 dpa/yearと比較すると1/10以下である。そこで、ITER計画では取得できないデータを得るための実験・研究を補完・支援し、原型炉の早期実現を目的とした幅広いアプローチ（BA: Broader Approach）、ITER-BA計画が日本と欧州の2極間で締結された協定の下、ITER計画と並行して進められてきた。ITER-BA計画では、核融合原型炉の実現のために必要である炉工学研究や、先述したITERだけでは実施できないプラズマ物理研究などの先進的核融合研究開発が実施された。ITER-BAで実施されるプロジェクトは大きく分けて3つあり、それらは、国際核融合エネルギー研究センター（IFERC: International Fusion Energy Research Center）、サテライト・トカマク計画（日本ではJT-60SA）、国際核融合材料照射施設（IFMIF: International Fusion Materials Irradiation Facility）の工学実証・工学設計活動（IFMIF/EVEDA: IFMIF/Engineering Validation and Engineering Design Activities）である。このうちのIFMIF/EVEDA活動については、D-T反応により生じる商用炉クラスの高エネルギー・高フルエンス中性子場は現状存在しないことから、14 MeV高フルエンス中性子束に対する材料試験を実施するための核融合中性子照射試験設備であるIFMIFの工学設計を行う。核融合中性子源の開発はITER以前から実施されており、研究開発用14 MeV級の核融合中性子源として、日本原子力研究開発機構が所有する核融合中性子源（FNS: Fusion Neutronics Source）や、大阪大学が所有する強力14 MeV中性子工学実験装置（OKTAVIAN）などが存在するが、想定される商用運転条件と比較すると、商用炉クラスの中性子場を模擬できる中性子源は現存していない。ITER-BA以前の核融合中性子源の開発活動として、日本原子力研究所（現：日本原子力研究開発機構）を中心にESNIT（Energy Selective Neutron Irradiation Test facility）計画の検討が行われた[2]。ここでは、中性子の発生方法として式（1.2）で代表される重陽子とLiによるストリッピング反応を利用したD⁺-Li方式が唯一核融合中性子源として実現可能であること、加速器ビームを250 mAとすること、及び試験材料片を微小化することで、照射体積要求を満たすことが可能であることが確認された。



その後、国際的な枠組みの中で、IFMIFの要素技術確証（KEP: Key Element Phase）[3]が開始され、IFMIFにおけるLiターゲットの開発研究は大阪大学が一手に担い、Li噴流の流動特性の把握と取り扱い技術の確立を行い、その成果を提供してきた。そして、2007年7月に、上述のIFMIF/EVEDA活動がITER-BA協定のもと日本と欧州の国際協力で開始された[4]。

IFMIF/EVEDAがIEA（International Energy Agency）傘下のもとに実施されてきたIFMIF-KEP活動の基礎研究を引き継ぎ、ITER-BAの一環として大阪大学は引き続きターゲット開発に参画、所有していた液体Li循環装置に自由表面を伴う噴流試験部を設置し、現在までにLiターゲット設計に必要な知見を提供してきている。2011年には大阪大学液体Li循環装置で得られた技術・知見を基に、日本原子力研究開発機構（核融合部門は現在の量子科学技術研究開発機構：QST）の大洗研究所にELTL (EVEDA Lithium Test Loop)が設計および建設され[5]、IFMIF実機に近いLi噴流体系でのターゲットの実証実験が行われた。ELTLは、流路幅こそIFMIF実機Liターゲットの1/2.6であるが、厚さは同じ25 mmで設計されており、背面壁となる凹面流路の曲率分布に改良が加えられているものの、縦型の凹面壁に沿って流れるという鉛直・湾曲Liターゲットが実現されている。また、電磁ポンプに対する試験部の設置高さを大きくすることでポンプ揚程を稼ぎ、電磁ポンプでのキャビテーション発生をさせることなくIFMIF実機条件である 10^{-3} Paの高真空下での流動を可能とした。ELTLでは実機規模のLiループの成立性や安定性の実証などが行われたのち、2014年までにターゲット流動に関する工学実証試験が完了され、その後解体された。その後、ITER-BAにおけるIFMIF/EVEDAにおけるLiターゲットのタスクについては2018年を持って完了となり、期間が延長されていたIFMIFの原型加速器であるLIPAc (Linear IFMIF Prototype Accelerator)の開発タスクの終了をもって2020年3月に完了している。そこで、ITER-BA活動の終了に先立って、BA活動の継続に向けた共同宣言（幅広いアプローチ（BA）活動に関する日欧政府代表による共同宣言）が2020年3月に日欧間で署名された。これにより、これまでの活動をフェーズⅠとし、BAフェーズⅠで得られた知見を広く共有、維持しつつ、2025年までの新たなフェーズⅡへ移行されることとなった。フェーズⅡでは継続して、IFERC事業・IFMIF/EVEDA事業・JT-60SA計画事業が進められる。BAフェーズⅡでは、IFMIF建設を行う前段階として日欧それぞれで小型の核融合中性子源を建設する計画がある。日欧の核融合中性子源はそれぞれA-FNS（先進核融合中性子源: Advanced-Fusion Neutron Source）[6,7]及びIFMIF-DONES（IFMIF DEMO-Oriented NEutron Source）[8]と呼ばれる。これらは2021年現在、概念設計が行われており、詳細設計に入る段階にある。共にIFMIFの中間工学設計をベースとしており、液体Li噴流ターゲットに重陽子ビームを照射する点はIFMIFと共通する一方で、その総ビーム電流値が125 mAとIFMIFの半分となっており、IFMIFでは40 MeV、125 mAの重陽子加速器が2機（250 mA）用意されるのに対し、加速器は1機のみ構成とされている。A-FNSでは、初段の加速器についてはLIPAcと同構成とし、40 MeVまでの後段加速器については新規設計とすることが予定されている。重陽子ビーム電流の縮小

に伴い、中性子フラックスの確保の観点から、照射領域の面積の幅を100~200 mm (IFMIFでは200 mm) の範囲内で変更する検討が行われている。中性子発生率はLiターゲット背面壁直後で 6.8×10^{17} n/s、平均で 6.0×10^{14} n/sと見積もられている。以上のように、引き続きITER-BAフェーズIIの中で核融合中性子源としてIFMIF、A-FNS、IFMIF-DONESの開発が日欧の共同で進められている。

IFMIF計画当初に提案されたLiターゲット系設計に対する仕様要求として以下の項目が挙げられる：①液体Li壁面噴流の時間的・空間的な安定性を確保することで、発生する中性子場の安定性を保証すること、②D⁺ビームの入射に伴う最大約10 MWのLi流の内部発熱の低減、③ベリリウム7 (⁷Be) やTのD⁺-Liストリッピング反応等で発生する核反応生成物及びリチウム火災に対する安全確保すること。これらの要求に対するLiターゲット系の主要な設計要求を表1.1.[9]に示す。液体Liターゲット系は主に、ストリッピング反応を利用して中性子を発生させるターゲットアセンブリと、規定の温度・不純物濃度・流量の液体Liをそのターゲットアセンブリに供給するLiループシステムから構成されている。

IFMIF計画におけるD⁺ビームの照射条件は、ビームエネルギーが40 MeV、ビーム電流が125 mAであり、 $0.2 \text{ m}^W \times 0.05 \text{ m}^H$ の矩形領域に設定されたビーム照射領域（ビームフットプリント）に対して2本のビーム（総電流250 mA）が照射される。加速器はEUと日本が担当としてBA活動にて開発が進められ、超電導線形加速器の初段までをIFMIF原型加速器LIPAcとして六ヶ所核融合研究所で組立及び試験が行われている。

ターゲット系に関しては、上述したとおり、液体Liの高速噴流が採用され、Liはビーム照射側を自由表面とする片側開放矩形流路を流動するループ型となっている。ターゲットアセンブリは、自由表面噴流を生成するノズルと片側開放矩形流路から構成され、ノズルとして、液体Li自由表面流の安定性を確保するために、ポテンシャル流理論に基づいた島モデル[10,11]に則った二段絞り方式が採用されている。液体Li自由表面流は、図1.1[12]に示すように垂直に設置された湾曲した背面壁に沿って流され、ノズル出口の形状により幅260 mm、厚さ25 mmの平板噴流を形成する。流路の湾曲は、先ほど示したビームフットプリントに入射されるD⁺ビームからの最大10 MWのエネルギー付与に起因するに起因する液体リチウムの沸騰を抑制する。背面壁の曲率は250 mm程度であり、その背面壁に沿って高速で流れることによって発生する遠心力によってLi内に圧力を加えることで、飽和蒸気圧を増加させる構造となっている。液体Liターゲットは、加速器の安定運転のために 10^{-3} Paの真空条件下で流す必要があり、その流速は、D⁺ビームからの高熱負荷を除去するために10~20 m/sの高流速が必要であるとされている。

図1.2にD⁺のLi中におけるエネルギー損失曲線（ブラッグ曲線）を示す[13]。D⁺のエネルギーが40 MeVの時、熱負荷分布はLi表面から21 mmの深さまで達する。最深部のテールが直接背面壁に到達すると壁が損傷・破壊するリスクが増大するため、背面壁まで裕度を4 mm設けて、Li噴流の厚さは25 mmとされている。分布の深さは、D⁺ビームエネルギーの揺らぎ、背面壁境界層厚さの変動、製作公差および据付公差、そして自由表面変動の4つの変動要素によって決まり、これらに対して1 mmずつ裕度が割り振られている。ゆえに、自由表面に発生する波の振幅の許容値はマイナス側に1 mm、プラス側の変動も考慮して±1 mmが目標となっている。

Liループシステムは、Liの温度と不純物濃度を制御しつつ、高熱負荷の除去のために設計要求された流量をターゲットアセンブリに供給するためのLi主循環系ループと、Li純化系ドーターループから構成される。Liのインベントリは約21,000 lである。図1.3[9]で示されるように、Li主循環系ループの主要構成機器は、クエンチタンク、サージタンク、主循環系電磁ポンプ、1次熱交換器、ダンプタンク等である。Liの融点は大気圧下において180.54℃であるが、配管内での閉塞のトラブルを考慮して、最も温度が低くなると想定されるターゲットアセンブリのノズル部温度は250℃に制御され、クエンチタンク温度はLiの流量に依存して280～300℃程度となる。上昇したLi温度を低下させるために熱交換器が設置されており、熱交換器における2次系冷却材を有機熱媒体、3次系を水とする禁水性を考慮した構造となっている。また、Liの純度管理は、ノズル等のターゲット機器の腐食損耗抑制、機器交換保守時の線量低減に繋がるため、純化系ループによってLi主循環系ループ中のトリチウム、⁷Be、放射化腐食生成物、窒素や酸素（窒化物、酸化物）等の不純物量が許容量以下に維持される。主循環系ループのLi流の一部が純化系ドーターループにバイパスされる構造となっており、純化設備であるコールドトラップと2つのホットトラップ（窒素及びトリチウム処理用）で純化されて主循環系ループに戻される。

表1.1. IFMIFターゲット系の仕様[9]

Items	Parameters
Deuteron beam Energy / Current	40 MeV / 250 mA
Beam Deposition Area on Li jet	0.2m ^W x 0.05 m ^H
Jet Width / Thickness	0.26 m / 0.025 m
Jet Velocity	15 m/s (range 10 to 20 m/s)
Nozzle	Two-stage contraction nozzle
Surface roughness of inner nozzle	< 6μm
Curvature of back wall	0.250 m
Wave amplitude of surface waves	< 1 mm
Flow rate of Li	8 m ³ /min (at target section)
Inlet Temperature of Li	250 °C (nominal)
Vacuum Pressure	10 ⁻³ Pa at Li free surface 10 ⁻¹ Pa in target / test cell room
Hydrogen Isotopes Content	< 10 wppm (< 1 wppm:T)
Impurity content	< 10 wppm (each C, N, O)
Materials (back wall) (Other components)	RAF steel of 316L stainless steel 316L stainless steel
Erosion / corrosion thickness (Nozzle and back wall) (Pipings etc.)	< 1μm / year < 50μm / 30 years
Replacement	Every 11 month for back wall No replacement for 30 years for other components
Availability	> 95%

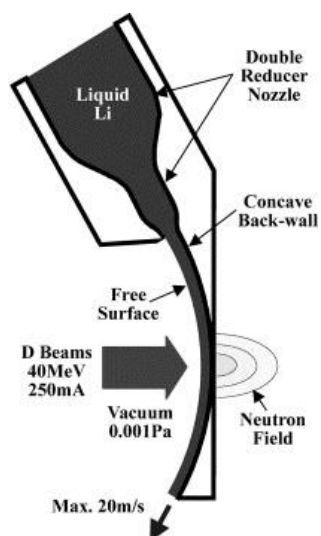


図1.1. IFMIFにおけるLiターゲットの概略図[12]

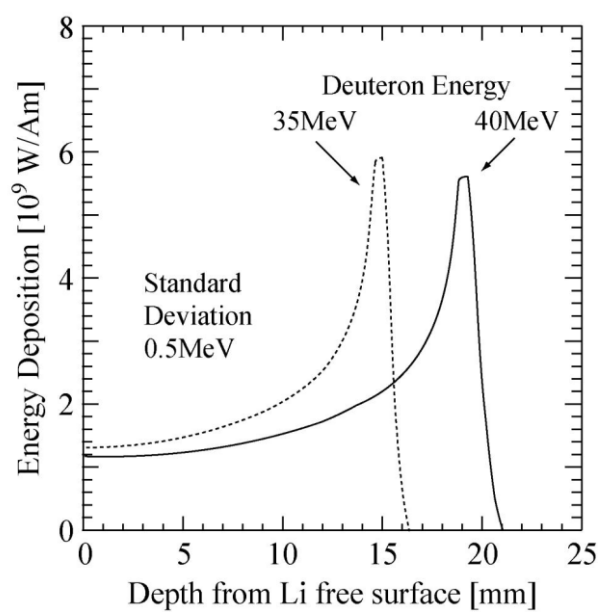


図1.2. 重陽子のLi中のエネルギー損失[14]

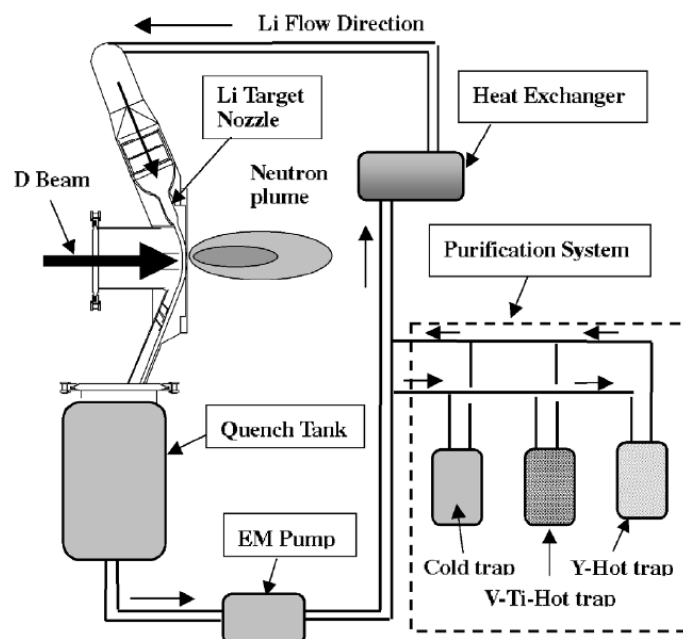


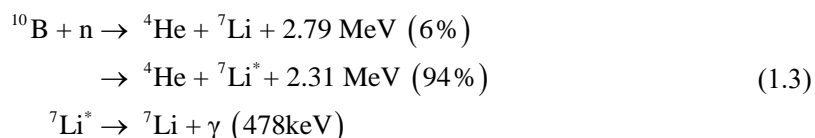
図1.3.IFMIFのLiループ系統図[9]

② BCNT向け加速器駆動型中性子源

次に、加速器型中性子源の開発が望まれているホウ素中性子捕捉療法（BNCT：Boron Neutron Capture Therapy）について記述する。がんは世界各国において死因の上位を占めている。日本においても同様に、厚生労働省による人口動態統計[15]によると、2019年度及び2020年度の日本人の死因の内、悪性新生物＜腫瘍＞がそれぞれ27.3 %、27.6 %を占めており、人数にすると38万人弱にものぼる。また、同じく厚生労働省発表[16]による10万人あたりの死亡率の年次推移データによると、がんによる死亡者数は1947年から上昇し続けており、2020年度において307.0となっている。今後高齢化が進むことで、さらにがん罹患数及び死亡者数が増加することが予想されるため、近代医学においてがん治療法の発展が望まれている。現在のがん治療は、手術療法と化学療法、放射線療法の3つに大別される。また、これらを併用して治療することにより、それぞれの効果を高めることも可能である。手術療法は、がんの原発巣と転移巣を一塊として外科的に切り取る療法で、がんが原発部位だけに留まり、転移が確認されない場合には最も有効な治療法である。しかし、外科手術を施すことによりがん細胞が急速に増殖したり、転移したりする場合があることに加え、腫瘍部位の切除により生体機能が失われ、患者に対する負担が大きいという問題点もある。一方、化学療法は、抗がん剤を患者に投与し、それに含まれる化学物質を用いてがん細胞

の分裂を抑え、最終的にがん細胞を破壊する療法である。化学療法は、血液悪性腫瘍などの全身に転移したがんにも効果がある反面、がん細胞と同時に正常細胞にも損傷を与えてしまうという副作用の影響も大きく、放射線治療は、X線や γ 線、電子線等の放射線の電離作用によって生体細胞内のDNAを損傷させることで細胞死を引き起こし、腫瘍細胞を破壊する療法である。また、放射線治療の中には腫瘍細胞のみを選択的に死滅できるものもあり、局所治療だけでなく侵襲性のがん（例えば乳がん）にも有効な療法として期待されている。さらに、外科治療と比較して臓器の形態や機能を温存できることから、治療後の患者の社会復帰等の生活の質（Quality of Life : QOL）を高水準に保つことができる。また、外科手術時の全身麻酔や化学治療時の重い副作用を伴う抗がん剤投与は、高齢者に対して身体への負担が大きくなるのに対し、放射線治療は低侵襲療法であるため、年齢にほとんど関係なく治療を行うことができるというメリットも有る。以上に示したように、がん治療における放射線治療はQOLを担保できることに加え、加速器技術の発展も伴って、大きな期待が寄せられている。

放射線治療のひとつであるホウ素中性子捕捉療法（BNCT : Boron Neutron Capture Therapy）は、 α 線及びLi線による内部照射を利用した悪性腫瘍の治療法である[17]。本治療法は、中性子の発見の直後にはChadwickによって可能性が見出されていたが、近年になってようやく原子炉を中性子源とした臨床研究が進められている。以下にBNCTで利用される、ホウ素の中性子捕捉反応 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ を示す。



照射された中性子はホウ素によって捕獲され、荷電粒子（アルファ粒子、リチウム原子核）を放出する。これらの粒子はそれぞれ1 MeV程度のエネルギーを持ち、このエネルギーを利用して標的となる腫瘍細胞を破壊する。その飛程は人体組織内において10 μm 程度であり、およそ細胞1つの大きさと同程度であるため、 ^{10}B が蓄積された細胞のみを破壊することが可能である。 ^{10}B を腫瘍細胞のみに蓄積させることで、選択的な治療が可能となる。また、中性子は放射線荷重係数の小さい低エネルギーの熱中性子もしくは熱外中性子を利用することで、中性子線そのものによる被爆も低減することが可能である。以上のことから、BNCTによって腫瘍細胞のみを選択的に治療することが可能であるが、その実現には ^{10}B の集積手法の開発及び集積能の向上及び、中性子源の開発・発展が必須である。 ^{10}B の集積にはキャリアの使用が想定されており、そのキャリアとしてはBPA（ボロノフェニルアラニン）とBSH（ボロカプテイト）が知られている。近年では、ナノパーティクル

やウイルスを応用したキャリアについても検討が進められている。

BNCTに利用する中性子源として、近年まではKUR（京都大学原子炉実験所）やJRR-4（日本原子力研究開発機構：廃炉中）と言った研究用原子炉が臨床・研究開発に利用されてきた。しかし、中性子源としての原子炉を病院内に設置することは国内では不可能であるため、BNCTという治療方法の普及に対する大きなハードルとなっている。そこで病院に隣接可能な、加速器で加速したイオンビームをターゲットに照射して中性子を生成する加速器型中性子源を利用したBNCT設備の開発が求められている。このBNCT設備におけるビームターゲットとしては、主にBeとLiが候補として研究開発が進められている。多くの研究では固体Beや固体Liが採用されるが、固体Beでは二次 γ 線による被ばく線量の抑制が課題にあり、固体Liでは冷却構造やターゲットの耐久性に課題があるのが現状である。一方、これまで核融合中性子源開発において液体Liターゲットの研究を進めてきた大阪大学ではこの技術に応用し、液体Liターゲットを用いたBNCT向け加速器中性子源の開発を進めている。液体Liターゲットの利点は、連続的に液体Liを流すことで、ターゲット交換が長期に渡って必要ない点、インベントリが大きいことからターゲット中に発生するBeやトリチウムの濃度を薄めることができる点、流動によりビーム照射による入熱を除去できる点などが挙げられる。BNCTで治療に用いられる熱および熱外中性子の発生には、Liターゲットに対してエネルギー1.8～2.8 MeV、ビーム電流10～100 mAの陽子ビームが必要とされる。ここで、ビームエネルギーと入射イオンの種類がLiターゲット内へのビームの侵襲深さを決める。40 MeVの重陽子ビームである核融合中性子源では21 mmだったのに対し、1.8～2.8 MeVの陽子ビームであるBNCT向け加速器駆動型中性子源では最大で300 μm 程度となる。大阪大学が開発中のBNCT設備（CSePT：Cell Selective Particle Therapy）で利用が検討されているのは2.5 MeVの陽子ビームであり、この時のLi内へのビームエネルギーの侵襲深さは270 μm 程度であることから、Liターゲットは少なくとも1～2 mmほどの薄膜で流路上を高速流動することが求められる。しかし、このような薄膜では壁面境界層の影響が噴流表面に直接的に表れるため、核融合中性子源における25 mm厚のLi噴流とはその表面特性が異なってくることが予想される。そのため、新たに薄膜噴流の安定性に関する研究が必要となってくる。

1.1.2 液体Li荷電ストリッパ

次に挙げられる液体Liの応用は、RI施設における荷電ストリッパである。理化学研究所のRIBF（Radio Isotope Beam Factory）[18,19]や米国ミシガン州立大学のFRIB（Facility for Rare isotope Beams）[20,21]では液体Liを荷電ストリッパとして利用することが検討され

ている。これらの施設はRIビームを利用して不安定原子核を発生させ、それらの性質を調べる施設であり、その原子核崩壊の変遷などから、核図表の大幅な拡大が目的とされる施設である。核図表は、安定原子核及びその同位体をマス目で分類した図表で、この拡大により、現在唱えられているウラン合成仮説の検証が可能となる。

理化学研究所のRIBFは仁科加速器科学研究センターに設置され、ウラン（U）までの全元素のイオンビームを発生させることが可能で、世界最大・最強のSRC（超電導リングサイクロトロン）を含む多段の加速器で構成されている。イオン源と線形加速器（リニアック）が組み合わされた入射器であるRILAC2から射出されるUまでのイオンビームはその後RRC（RIKEN Ring Cyclotron）、fRC（固定加速周波数型リングサイクロトロン）、IRC（中間段リングサイクロトロン）、SRCと多段で加速される。この多段加速器のうち、RRCとfRCの間に第一段、fRCとIRCの間に第二段の荷電ストリッパがそれぞれ設置され、ウランイオンビーム入射時の第二段荷電ストリッパとして液体Liの採用が検討されている。荷電ストリッパは、入射器から生成され、RRCで加速されたイオンビームから電子を剥ぎ取り（ex. $35^{+} \rightarrow 64^{+}$ ）、より大価数のイオンビームを生成する。第一段荷電ストリッパで電子が剥ぎ取られたイオンビームは再度fRCで加速され、第二段荷電ストリッパに入射され、さらに多くの電子が剥ぎ取られる（ex. $64^{+} \rightarrow 86^{+}$ ）。

まず第一段荷電ストリッパとしては、炭素箔が用いられていたが、ビーム照射によるダメージで寿命が短いことが課題として挙げられ、目標照射時間に対して損傷の発生が非常に早い。そこで、第一段荷電ストリッパとしては、Heガスストリッパの開発[22]が進められてきた。固体である炭素箔ストリッパに対して、ガスストリッパには、ビーム照射による機械的な損傷がなく、供給を続けることで長寿命・高均一性という利点がある。一方で、ArやN₂などの気体では荷電状態が低い点がデメリットであり、このデメリットは電子の剥ぎ取り率の低下を招く。この点を改善するために、原子番号の小さい（Low-*z*）ガスであるHeガスストリッパが有望視されている。Heのガスストリッパへの採用では、拡散が速いことによる維持の困難さが課題の一つとなり、その改善策として多段のMBP（Mechanical Booster Pump）を使用した再循環システムの開発が行われた。

上述の通り、より高い価数への電子の剥ぎ取りを目指してHeガスのストリッパの導入が目指されたが、それでも炭素箔と比較すると、まだ生成されるイオン価数は低い。そこで第二段荷電ストリッパの性能向上も求められる。第二段ストリッパとしては、炭素箔の他、Beディスクを回転させる構造が提案された。ターゲットを回転させることでビーム照射によるダメージを拡散させる構造とされたが、それでも損傷は大きく、重要視され

る厚さの均一性が確保されないため、定期的な交換が必要とされる。そこで、上述した第一段ストリッパと同様のガスストリッパや、同じく連続的な供給が可能である液体荷電ストリッパを導入することで、安定的に長時間に渡る運転の実現を目指してきた。液体チャージストリッパの候補材料の一つとして液体Liが挙げられている。液体Liは核物理の観点及び熱物性の観点からストリッパとして優れており、高い電子の剥ぎ取り性能やビームエネルギーの除熱性能が期待できる。また液体状態でストリッパ材料を流動させることでターゲットの連続供給と付与エネルギーの回収を同時に行うことが可能である。しかしながら、ビームがストリッパを通過することから液体Liストリッパはカーテン状の液膜噴流であることが求められ、それゆえ配管や流路などビームラインに固体が入る形での噴流制御ができず、安定で滑らかな液膜形成が求められる。そのような液膜噴流の安定性を確保するための技術開発と流動特性の把握が必要である。将来的には、固体Be、液体Li、気体のストリッパを並行して利用するシステムの構築が望まれている。

荷電ストリッパとして液体Liを採用する場合、これまで述べてきた中性子源におけるLiターゲットと比較して、要求される液膜の厚さが非常に小さいことが最も異なる点で、数10~200 μm 程度の極薄膜とする必要があるとされる。さらに中性子源ターゲットとは異なり、背面壁などの流路を持たないカーテン状の液膜噴流である。これを上述の中性子源におけるLiターゲットと同様の手法（縮流ノズルから流路に吐出させる方式）での生成を試みると、現実的なループ配管径からの数100 μm への平行縮流方式ではノズル入口をかなりの高圧条件としなければならず、高収縮比により臨界流となって吐出後はかなり乱れた噴流となることも想定される。ストリッパとしての安定性を確保するためには、例えばFRIBで検討されているような中性子源ターゲットとは全く異なったノズルと噴流の形成方法[21]を検討しなければならない。加えて、ストリッパ通過後のビーム品質を高く保つために、液体Liストリッパの厚さを均一に保つ必要がある。そのためには可能な限り液体Li噴流の表面変動を抑制する必要がある。宮崎ら[23]によって実施されたナトリウムカリウム（NaK）の環状噴流に対する磁場印加実験で、強磁場下での噴流表面の平滑化が実証されていることから、液体Liストリッパの表面安定化に磁場印加によるMHD効果は期待できると考えられる。以上から、液体Li荷電ストリッパの実現には、表面が高い平滑度を保持した極薄膜の生成が必要なことから、ノズル構造など薄膜生成システムそのものの検討、および磁場印加などによる表面変動の抑制を確立する必要がある。

1.1.3 液体金属ブランケット及び液体金属ダイバータ

磁場閉じ込め型核融合炉の真空容器を構成するブランケット[24]は、プラズマに近接す

るプラズマ第一壁であり、最も厳しい熱および放射線環境下に設置される。ブランケットは核融合炉において、エネルギーの取り出し（冷却）・燃料増殖（トリチウム生産）・中性子遮蔽の3つの重要な役割を担う。核融合反応によって生じる中性子及びHe原子核がもつ運動エネルギーがブランケットへの衝突によって熱エネルギーに変換され、ブランケット内部の冷却材で熱輸送される。中性子照射を受けるとトリチウムを発生させるLi材料を核融合反応によって生じる中性子フラックスを最も受ける第一壁に設置することでトリチウムを増殖し、そのトリチウムを取り出して燃料として利用することが可能である。また、トリチウム増殖によって中性子が消費されるため、ブランケットではLiが増殖と同時に遮蔽効果も有することとなる。上述したとおり、DT核融合の燃料である重水素は海水中から回収できることから、その資源量は無尽蔵である。一方で三重水素（トリチウム）の自然界での天然資源量はほとんどないため、人工的に生産する必要がある。そのため、核融合発電システム内で消費と同時に燃料増殖システムは必須である。トリチウムを生産するための増殖材のLiも、重水素同様、海水中に存在するため、その回収技術が将来的に確立され、トリチウム増殖比 $TBR > 1$ とすることで、トリチウムの資源量としてもほぼ無尽蔵と言える。固体ブランケットにおける燃料増殖システムでは、核融合反応で生じた中性子がブランケットに入射し、トリチウム増殖材として充填されているLiセラミック材料（チタン酸リチウム Li_2TiO_3 等）と衝突することで、トリチウムが生成される。また、固体ブランケット内には中性子増倍材としてBeもしくはベリライド（ $Be_{12}Ti$ 等）等も充填されており、中性子の個数が増倍される。これらのトリチウム増殖剤及び中性子増倍材は、熱応力による破断のリスクを低減するため1 mm程度の微小球に加工され、固体ブランケット内で層状に高密度充填される。

また、上述した固体ブランケットは別に冷却系が必要なこと、トリチウムを取り出す場合は炉を停止してブランケット交換が必要となる。そうした固体ブランケットの課題を解決すべく、Liを含む高温熔融材料を用いる液体ブランケット[25]も提案されており、その機能検証や概念設計が実施されている。液体ブランケットでは、壁面構造材内部に複数の矩形流路を配置し、ループシステムからマニホールドを経て各流路に冷却材が供給される。液体ブランケットにおいては、別に冷却系を必要とせず、Liを含有させた冷却材が燃料増殖も兼ねており、2次系冷却材に熱交換させて発電させる自己冷却型とすることが可能な上、ループにトリチウム分離システムを導入することで炉を停止せずに増殖したトリチウムを取り出すことも可能である。液体ブランケットの材料候補としては、液体Li単体、Li合金であるリチウム鉛（LiPb）、Liを含有した熔融塩がある。

液体Liブランケットは、単一材料組成であることから熱交換や燃料増殖の評価がシンプルであり、自己冷却型とすることで、機器構成としても最も単純な構造とすることが可能である。Li量を十分確保することでトリチウムの増殖が可能である。一方で液体Liは化学的な活性が非常に高く、大気と反応するだけでなく水と非常に激しく反応する。この点から、その安全なハンドリングや水系等とのバウンダリの確保、Li漏洩等の事故時の安全確保が大きな課題となる。さらに磁場閉じ込め型核融合炉では、ブランケットも強磁場下に置かれ、その中を高い電気伝導度を持つLiを流動させることとなるため、大きなMHD圧力損失が課題となる。また、エルボーやマニホールドのように非磁場下で複雑な流動場を形成する流路では磁場による流動場の変化が圧損に与える影響を正確に予測しなければならず、システムの安全性設計に必要な熱交換効率の評価のためには強磁場下における流動構造の把握と同時にMHD圧損低減の検討が重要となってくる。

Liの合金であるLiPbによる液体ブランケットは、化学活性の高いLiに対してPbを合金化することでその化学活性を抑制すること、Pbが中性子照射による中性子増倍効果を有しているためトリチウム生産の効率化が期待できることから、現在最も有望視されている。一方で、限られたブランケット空間でトリチウム増殖比を上げるためには、 ^7Li を多く含む天然リチウムではなく、 ^6Li をある程度濃縮する必要がある。また、LiPb合金はLiと同様に電気伝導度が高いためMHD圧力損失が大きいことや、Pbを含むことによる金属配管の腐食が懸念される。これらの改善方法として、腐食対策として配管材料に鉛との共存性に優れるSiC/SiC複合材料を用いる案や、ブランケット内の流路内側全面に絶縁材料のライナーを貼って誘導電流を小さくすることでMHD圧損を低減する案が提案されている。その他の懸念点として、Pb分の密度が大きいことから、ループの低重心化など筐体強度にも影響を及ぼす耐震設計には注意が必要と考えられる点と、 ^{210}Po 、 ^{203}Hg の核変換生成物への対応が必要である点が挙げられる。また、熱の取り出しはHeガスで行うガス冷却型や超臨界二酸化炭素を使用する案、上記ふたつを組み合わせ、低流速で循環させる二重冷却型等の概念も提案されている。

Liを含む熔融塩ブランケットは、化学的活性が低いため取り扱いやすく、電気伝導度が低いことから磁場の影響をほとんど受けない。また、固体Beペブルをブランケット内に配置し、熔融塩内にも含有されたBeと合わせて中性子増倍性能が向上され、濃縮されていない天然Liのフッ化物を原料とした熔融塩により、燃料増殖が可能との評価がなされている。Li熔融塩の候補として、FLiBe（フリーベ）やFLiNaBe（フリナーベ）のブランケット設計や基礎材料特性に関する研究が進められている。熔融塩ブランケットの課題としては、

粘性が高く熱伝導率が低いため冷却性能の確保のためには比較的流量を大きくしなければならないが、熔融塩に長期間の耐久性を持つ大流量ポンプが現状では存在しないことである。

もう一つ、炉心プラズマから流出する熱流及び粒子流を第一壁に接触させずに炉心プラズマ境界から遠く離れた所に導き、プラズマ運転で問題となるプラズマと壁の相互作用の場所を炉心プラズマから離すプラズマ制御装置としてダイバータがある[26]。プラズマの磁力線に沿って炉心から流出する熱及び粒子を誘導し、高温プラズマからの熱・粒子束から第一壁を守ると同時に、第一壁及びダイバータで生じる不純物から高温プラズマを守る役割を持つ。ダイバータはプラズマからの熱流束及び粒子束が集中するため、核融合炉でもっとも設計が困難な機器である。現在、固体ダイバータとして表層材にタングステンを使用した設計が採用されているが、タングステンは延性脆性遷移温度が約400℃と0℃以下であるステンレスと比較してかなり高く、核融合炉の運転中にダイバータの温度が変化すると亀裂を生じる可能性があるとされる。そこで、原型炉において不可欠である定常熱除去、非定常現象後の健全性、粒子リサイクリング束制御、壁調整等の性能が期待できる液体金属ダイバータの研究開発が進められている。液体金属ダイバータ開発の初期には液体Liが有望視され、閉じ込め性能改善、ELM 安定化、及びH モード遷移パワーの低減など、トカマク運転に好都合な成果が得られた。近年ではその入手容易な点や空気中で不活性という点から錫（すず）が液体金属材料として研究が進められているが、液体Liも未だ候補の一つである。除熱や粒子リサイクリング束制御の観点から液体金属の対流は不可欠であるが、強磁場下での流動であることから電磁流体としての挙動の把握が重要となり、それを明らかにすることは液体金属ダイバータの開発において不可欠である。

1.2 中性子源におけるLiターゲットのモニタリングと計測手法

1.2.1 Liターゲットのモニタリングの必要性

IFMIF実機運用においては、制御システムが必要であり、種々のモニタリングシステム及びインターロックシステムの設計は安全性を確保する上で重要となる。各構成要素の制御システム[27]は、加速器系、Liターゲット系、テストセル系、ユーティリティの4つの主要サブシステムに分けられる。そして中央制御系にてこれらが統合、各機器の運転制御指令や状態の監視が行われる。また、放射線監視や管理区域への人の立ち入り状況の管理等の周辺安全管理系の機器などはサブシステムには分類されず、共通機器としてこれらの

制御系が構築される。これら全てについて横断的に制御システムが構築される必要がある。ここで、制御システムの構築には各機器における逐次的な状態のモニタリングが必須であり、異常状態の検出により直ちにシャットダウン等の処置が行われるインターロックシステムが必要である。通常の制御指令や監視データの収集についてはLAN等の通信形態を利用するが、インターロックシステム系については、専用の信号ラインを用意するなど、高速化が図られる。Liターゲット系で想定されるインターロックシステムとして、Li流動に対する噴流厚さのモニタリングが必要である。上述したとおり、ビーム照射によるLi噴流へのエネルギー付与はBraggピークに従い、深さ21 mm程度まで到達する。それに対して4 mm程度の裕度が設けられ、健全な状態で膜厚は25 mm程度を維持するが、Li噴流厚さの極端な減少は、ビームエネルギーの背面壁への到達を招き、背面壁の損傷リスクを増大させる。これを防ぐために、噴流厚さの極端な減少（異常）時にはLiターゲットにビームが照射されないように、ビームラインを遮蔽するかビームそのものを停止させるかのインターロックシステムが必要であり、これがシステムでは最もクリティカルであると考えられる。インターロックシステムの確立のためには、前提として噴流厚さをリアルタイムでモニタリングする必要がある。噴流厚さのモニタリングは、ビーム照射領域（BF：Beam Footprint）を直接監視することが最も好ましいが、実機での運転中はビーム照射を遮ることは避ける必要があるため、BFを直接モニタリングすることは困難である。そのため、BFを避けて、その上流もしくは下流領域にモニタリング装置を導入し、その監視情報からBFにおける噴流厚さを予測すること以外になく、そのためにはビーム照射領域のみでなく上流及び下流の流動特性も事前に把握しておくことが重要となる。Li噴流の厚さ変動のモニタリング装置としては、それぞれ利点と課題を持つ接触式及び非接触式の計測手法が検討されてきた。そこで次節では接触式および非接触式計測手法について概要的に説明する。これらの機器は、大阪大学Liループ及びELTLにおける表面変動計測に用いられてきており、本研究でも使用されるため、計測原理や機器の詳細については、第2章にて記述する。

1.2.2 接触式計測手法と非接触式計測手法の開発

核融合中性子源実機のLiターゲットシステムにおける噴流厚さのモニタリング手法として、接触式手法と非接触手法が検討されてきた。これらの手法はこれまで大阪大学の大型Li循環装置やELTLにおいて、Li自由表面噴流の表面変動計測実験にて使用された実績がある。

接触式手法として、核融合中性子源開発の最初期に米国で実施されたFMIT計画から使用されてきた手法で、接触針とLi液面の接触を電気信号として捉える電気接触式液面計（以

後、プローブ液面計）と呼ばれる機器を用いた手法がある。具体的な接触信号の取得スキームを以下に記述する。まず接触針とLiの間に予め電位差を与えておく。針とLi液面の非接触時には回路は開回路であり、電流は流れないが、接触すると回路が閉回路となり、回路内に組み込まれたLEDに電流が流れ、発光する。この発光をフォトカプラが検出すると、常時5 Vを維持している接触信号用の回路が接地される仕組みとなっており、接触時に0 V、非接触時に5 Vの信号が検出される。計測針の高さを変化させることで、各位置における接触頻度を取得し、その分布から最も接触頻度が高い位置を平均厚さとして定義する。本計測手法においては、針が液面に接触することから、針の設置位置下流で表面が乱されるという欠点があり、ビームオンターゲット（照射運転）時のリアルタイムでのモニタリング位置としては、BFより下流地点に限られる。また、プローブ液面計では、接触に起因する液面の未検出（本来あるべき波が針の接触でなくなる等）や誤検出（針へのLi付着に伴って波でない信号を検出する等）が懸念されている。この点については、本研究において評価を行い、針回りのLi挙動についての知見を得たが、これについては次章以降で述べる。表面変動計測実験では計測高さを変えて厚み方向の接触頻度分布を得ていたが、インターロックシステムとしての使用においては厚さ方向位置を走査せず、流動特性評価から得られる異常時の特徴を示すようなある特定の高さに設置することを想定している。また、後述する非接触手法と比較して、計測システムの構造が非常にシンプルであり、遮蔽体で覆われて設置位置や配線などに制約がある実機への導入も比較的容易であることは接触式計測法の大きな利点と言える。

非接触式手法として、金村ら[28]によって開発された光周波数コム（以下光コム）距離計を使用したレーザープローブ法と呼ばれる表面変動計測手法が現在最も有望視されている。本計測手法は時空間的に非常に分解能が高く、また光を用いた計測であるために接触式手法で発生するような未検出や誤検出が発生しないことから、非常に精度の高いモニタリング手法であると言える。また、観察窓や光路による制限はあるものの、任意にまた即座に計測地点を変更することが容易である。光コム距離計は、一般的なレーザー距離計と同じくTime-Of-Flight（TOF）法の原理を利用した距離計測器で、その計測光及び参照光に光コムを使用した距離計測器である。光コムは周波数の異なる数百本の光の合成光であり、周波数軸上に等間隔にモードが楕状に並んだ周波数スペクトルをもつ光信号である。通常単周波数のレーザー光を用いたTOF法では、その分解能は検出器により制限されてしまい、 10^{-6} mオーダーの距離を正確に計測することは困難である。そこで光コム技術と光干渉のビート現象を利用することで、TOF法と比較して非常に高精度な計測を可能としている。

Li液面において、Li液面に光コムを入射すると、Li表面は鏡面反射をする金属表面であることから表面波の頂点（山及び谷）でのみ垂直に反射し、その反射光と参照光から時間差を測定し、距離に変換、Li表面位置の時間変化を得ることができる。本計測手法を実機のビームオンターゲット時のモニタリング装置として使用することを想定すると、鏡面反射を利用するために光コムの導光経路がビームラインと重なってしまうことから、やはり接触式と同様にBFの直接的なモニタリングは困難であり、上流及び下流でのモニタリングとなる。しかし、実機Liターゲットは凹面背面壁を流れ、液面は上流・下流で角度を持っていることから、噴流付近に導光用のミラーの設置が必須となる。Liターゲット周辺は高放射線環境下であり、その遮蔽のために空間は著しく制限される上、加えて遮蔽の観点から周辺遮蔽体に導光経路用の穴を新たに設けるのは好ましくない。仮に導光経路を設置するとしても、真空環境とのバウンダリとなる窓材は、ELTLにおける真空運転での経験から $10^{-3}\sim 10^{-4}$ Paの真空運転時にはLiの蒸着により利用不能となる可能性が高い。以上から、光コムのような表面反射を利用した非接触計測手法を実機におけるリアルタイムのモニタリング手法として採用するには課題が多いと言える。むしろ、ビームオフ時により精度の高い非接触式計測手法で流動特性を把握し、その知見を活かして接触式計測手法でビームオンターゲット時のリアルタイムモニタリングを実施する、というのが現実的な開発方針であると考えられる。

1.3 液体Liターゲットの流動特性に関する研究

ここでは、これまでに実施されてきた液体Liの流動についての既往研究について、実験及び数値シミュレーションそれぞれについて記述する。また、本研究にて実施した磁場の印加による噴流の制御及び流速計測についての現状と既往研究について記す。

1.3.1 流動実験による既往研究

核融合中性子源向けの液体Li噴流ターゲットの開発は、ITER-BAにおけるIFMIF/EVEDA以前から実施されてきており、最も先行する研究としては、米国で実施されたFMIT（Fusion Materials Irradiation Test facility）計画[29-32]が挙げられる。1978年にその試験施設の設計が開始され、加速器の開発をLANL（Los Alamos National Laboratory）が、Liターゲット系及び照射系の諸技術の開発をHEDL（Hanford Engineering Development Laboratory）が担当して、1983年頃まで実施された。その成果として、数種のノズル形状に対して、その自由表面の様相観察が行われ、流れ方向に対して規則的な波とノズルからの定在波の発生

が確認されたこと、接触式プローブにより噴流の厚み計測が実施されたことなどが報告されている。しかしながら、詳細なノズル形状や、計測手法については不明な部分が多く、直接的に参照可能な成果は残されていない。その後IFMIFの概念設計活動（IFMIF-CDA：Conceptual Design Activity）が、FMIT活動を参照しつつ1995年に開始された。設計活動の初段として、水流動実験及び熱流動解析が実施された[33-37]。24 °Cの水は、流速を合わせることで流動に関する無次元数であるRe数とFr数（それぞれ慣性力と粘性、慣性力と重力の比）を同時におおよそ一致させることが可能であり、250 °CのLi流動の模擬流体として有力である。しかしながら、流動の表面性状をおおよそ決定するWe数（慣性力と表面張力の比）については、水に対するLiの密度が0.5倍程度、表面張力が5倍程度であることから、水とLiでRe数、Fr数、We数を全て同時に合わせることは不可能である。このことから、流動全体の性状については、水による同流速での模擬試験によって再現が可能であるが、その際の表面変動特性を比較することはできない。まず中村ら[33,34]によって、暫定設計されたプロトタイプのターゲットアセンブリを使用して、同一流速における水流動実験が実施された。プロトタイプには開発された二段縮流ノズル[10,11]が採用され、20 m/sでの安定的な噴流生成に成功した。上述したとおり、表面波性状についてはLiを模擬していると断定はできないが、自由表面上の微小表面波の形態は、流下に伴い二次元波から三次元波へ変化することが確認され、FMITにおける観察結果[29,30]が定性的では有るが裏付けられた。また、この二次元波から三次元波への遷移については、後述する大阪大学における液体LiループにおけるLi流動実験結果[38]においても確認されている。また、流れ方向に対する噴流厚さ分布の評価により、10 m/s以上の高流速においてはその変化が小さく、90 mm下流位置でノズル出口直下の-10 %以下であることが確認され、その厚さ分布は1次元の運動量方程式で予測が可能であることが示された。また、レーザードップラー流速計による内部の流速分布の計測から、自由表面下の流速分布は渦なしの流れとよく一致し、速度は自由表面にて最大となり、噴流内部にいくにつれて減速することが確認された。このような渦なし流れの理論式に近似される表面近傍が最も流速が大きく、内部に行くほど小さくなる流速分布は、噴流内の静圧がノズル吐出後即座に遠心力によって大きくなり、その分布が急峻になることに起因するとされ、表面流速が高いことは高いことはLiターゲットにおいてLi表面温度を下げることに繋がると結論付けられた。

続いて、伊藤ら[35,36]及び中村ら[37]により厚さ10 mm（IFMIF設計の1/2.5スケール）、幅100 mmの体系における片側開放水平流路を用いて、作動流体を水とした自由表面波に関する詳細な実験が実施された。伊藤らの実験において、ノズル出口直下の自由表面の可視

化によって、8 m/s以下の低流速域においては、平滑な領域と比較的周期性の高い二次元波が観察され、一方で高流速域においては、ノズル出口直下においても周期性が失われた不規則な3次元波に支配されることが確認された。また、二次元スポット光位置検出素子（PSD : Position Sensitive Detector）を用いた表面の傾斜角の変動計測から、傾斜角のパワースペクトル密度分布が評価され、そのピーク値から卓越周波数が得られた。この卓越周波数と理論的に算出された空間最不安定周波数は良い一致を示した。理論的な空間最不安定周波数の算出においては、自由表面下せん断層の速度分布を直線近似して非粘性のOrr-Sommerfeld方程式を解き、そこに実測されたせん断層の速度分布を代入することで最不安定波数が求められた。この理論導出は、表面波の発生はせん断層の不安定性に起因するという前提の上に成り立っていることから、ノズル出口で発生する表面波も、せん断層の不安定性に起因すると結論付けられた。中村らにより、伊藤らの実験結果に対する流路の表面粗さの影響を評価するため、2種類の表面加工粗さ（100 μm 及び6.3 μm ）の流路を用意し、その表面粗さの影響とカバーガスの存在による影響の評価が行われた。結果として、5 m/sまでの極低流速では液面に対する違いは観察されなかったが、7.5 m/s付近から粗さの大きいノズルの乱れが増幅されはじめ、15 m/sの高流速領域では明らかにその表面性状が異なり、液面の乱れによる液滴の飛散が観察されるようになった。カバーガスについては、減圧下と大気圧下で大きな違いは観察されなかったが、定量的な評価は実施されていない。この点について、真空条件下におけるLi流動実験がELTLにて実施されている。

これらの水模擬実験と後述する井田ら[39,40]によって実施された熱流動解析から得られた知見を基に、実際に液体Liの自由表面噴流を用いた流動実験が開始された。Li流動実験を実施する装置として、IFMIFの要素技術確証（IFMIF-KEP : Key Element Phase）活動期に大阪大学の液体Li循環装置に噴流試験部が設置された。本研究においても本装置を使用するため、その詳細については、2章にて記述するが、噴流試験部は幅70 mm、厚さ10 mmの矩形断面のLi噴流を15 m/sまで生成可能である。その流路は実機の縦型ではなく、水平流路を採用している。この装置が設置された目的は非常に多岐にわたり、IFMIF-CDAで設計されたノズルによるLi流動の安定性の確認や、その計測手法の提案と確立、Liの安全な取り扱いに関するノウハウの蓄積が挙げられる。初期のノズル性能試験により、最大流速15 m/sまで安定して自由表面噴流を生成できることが確認されたのち、その自由表面の流動特性の実験的な把握に向けた実験が開始された。Li循環装置においては、その高い化学的反応性から大気に対するバウンダリを確実に確保する必要があることから、空間的な制限を強く受け、また、300 $^{\circ}\text{C}$ の高温であることや不透明な鏡面反射体である点も計測手法を制

限するため、水試験において計測が行われた波長や振幅、速度などの流動特性を高速の液体Li自由表面流動に対してそのまま適用することは困難である。そのため、計測手法の提案と確立も実験研究の主目的の一つであった。

まずは近藤ら[38]によって高ダイナミックレンジのCCDカメラと発行半値幅 $20\ \mu\text{s}$ のストロボ光源をもちいて自由表面の可視化が実施された。その結果、 $3\ \text{m/s}$ 以下の流速領域においては表面全体が平滑で、進行波の存在は確認されず、 $4\text{--}8\ \text{m/s}$ の領域ではノズル出口直下においては周期的な二次元波（波長 $1\ \text{mm}$ 程度）が発生しており、下流においては不規則な三次元波に移行すること、 $9\ \text{m/s}$ 以上の高流速領域ではノズル直下から三次元波で形成されていることが確認された。また、取得した画像から解析された表面波の波長をノズル内の境界層厚さを用いてWe数に対して無次元化したものと、自由表面下せん断層の不安定性理論から得られる最不安定波数は良好な一致を示し、せん断層厚さを代表長さとした際の中立安定We数である $We = 1.8$ ($U_m = 3\ \text{m/s}$) において実験的にも進行波の発生が確認できなかったという点から、自由表面下せん断層が形成されるノズル直下領域においては、進行波の発生が自由表面下せん断層の不安定性のよるものであるとされた。

Liの流動実験を重ね、稼働時間が増加するにつれて、LiとSUS304の共存性に起因すると思われる腐食・壊食がナイフエッジ加工を施したノズル出口の上からの観察において確認された。本来直線であるはずのナイフエッジ部において、鋸状の損傷が発生し、その損傷部から時間的・空間的な定在波が発生し、その定在波に起因して自由表面が乱される状況となった。そこで非接触の三次元形状測定法であるFTP（Fourier Transport Profilometry）法を用いて、その定在波の形状計測が近藤ら[41]によって実施された。その結果、このノズルエッジの損傷部から発生する定在波はノズル出口直下で最大の変動となり、その後流下に伴い減衰していくことが確認され、その減衰率は後流速ほど小さくなり、下流域まで影響が拡大することが確認された。また、その波の復元力としては表面張力が支配的であり、船舶の航跡波に関する理論から導かれた定在波の位相線とよく一致することが明らかになった。

金村ら[42]により、液面の波高分布を計測するための上述したプローブ液面計が大阪大学Liループ向けに開発された。プローブ液面計から得られた各液面高さにおける接触信号から、海洋波における不規則波動を定義する手法であるゼロアップクロス法[43]を用いて解析が実施され、ノズル出口下流 $175\ \text{mm}$ 地点における表面波の変動特性が評価された。その結果、無次元波高の確率密度分布が、同定義による海洋不規則波と同様に、Rayleigh分布とよく一致すること、最大振幅が $2.5\ \text{mm}$ であることが確認された。また、彼らはその接

触信号の詳細な解析から表面波の周期、波長の特性を調査した[44,45]。その結果、周期の確率密度分布が対数正規分布に従い短周期領域にピークを持つことから、振幅の小さい高周波数成分が支配的である一方で、低周期の大規模変動も存在すること、その結果表面波は非常に大きな振幅が検出されていることが報告された。また、同じく金村らにより粒子画像流速計測法（PIV：Particle Image Velocimetry）の原理を応用した表面波の表面速度の計測法が確立された（後にSWAT（Surface WAve Tracking）法とされる[46]）。

杉浦ら[47-49]により、プローブ液面計を用いてノズル直下における計測、波高分布と周波数の解析が実施された。ここでは、表面波のRMS振幅が流速の増加に応じて増加し、14~15 m/sにおいておよそ0.18 mmとなり、増加傾向としては水試験で確認された結果と同様であるものの、その振幅の絶対値は水の1/2と小さくなることが明らかとなった。また、計測において最大波高として定義する非常に大きな波高の表面波の存在が確認されているが、その頻度はRayleigh分布より小さく、一方で大部分の表面波高は非常に小さく、その頻度がRayleigh分布と一致することが確認された。また、上述の金村らによって実施されたSWAT法による表面流速計測のアルゴリズムとデータ取得手法の最適化を実施し、ノズル出口直下及び側壁近傍においては表面速度が断面平均流速より低下しており、ノズル吐出後に表面が速度回復して最終的に断面平均流速よりも若干大きくなることを明らかにした。また、表面流速は不規則波が発生する高流速側の流速域においては断面平均流速とおおよそ一致していることが確認され、SWAT法が表面流速の計測に有効であることも併せて示した。

阪大において2010年3月におよそ1200時間の流動試験によるノズル及び流路の侵食・腐食損傷にともなう試験部の更新を完了、新しくなった試験部で流動試験を開始した。以後、更新前を旧試験部、更新後を新試験部と呼称する。吉橋ら[50]により新試験部での流況観察及びノズル出口下流175 mm地点（流路幅方向中心位置）におけるプローブ液面計による表面変動計測の結果について報告され、旧試験部と新試験部の比較がなされた。旧試験部と比較して新試験部では15 m/sにおける平均波高が30 %減少したことを確認した。また、確率密度分布の比較から、平均厚さに対して波高の上方振幅側の変動が減少し、接触信号数のピーク値が1.5~2倍程度に増加していることから表面変動が微細化していることが明らかとなった。また吉橋ら[51]は新試験部におけるノズル出口下流15 mm及び175 mm地点におけるプローブ液面計による表面変動計測を実施し、15 mm地点では175 mm地点と比較して接触頻度分布が、幅が狭く、頻度が大きい急峻な分布となったことから、ノズルの交換がノズル直下の流れの平坦化に寄与していることを確認した。平均波高については、15

mm地点では流速に依存せずおよそ一定が保たれ、一方で175 mm地点においては旧試験部と同様に流速に応じて変化していることから、平均波高の発達には15 mm地点以降に生じていることが示唆された。また、波高分布がRayleigh分布に従うとして、その表面変動によるターゲット背面壁への入熱の予測が試みられた。ビームの液体Li内でのエネルギー付与はSRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) を用いて評価されたものを使用している。SRIMでの評価時のパラメータとして、密度は523 Kにおける値である 0.507 g/cm^3 、ビームエネルギーは40 MeVとされた。これらのSRIMによる評価結果とRayleigh分布に従う波の空間分布から、ターゲット背面壁への入熱量は 2.0 W/cm^2 以下と小さく、損傷には至らない可能性が高いことが示された。

1.3.2 数値流動シミュレーションによる既往研究

IFMIF計画の初期に、IFMIF-CDAによって検討された概念設計を計算対象・条件として、流体をLiとした熱流体解析が井田ら[39,40]によって実施された。Li流速及び背面壁の曲率半径をパラメータとして実施し、ビーム照射によるLiの沸騰に対する熱的裕度について評価が行われた。ただし自由表面が考慮されていない、自由表面をスリップ条件とした単相流2次元体系であり、加えて背面壁近傍の壁面境界層を扱っていない、流路底の壁面もスリップ条件であることから深さ方向にも速度分布が無い一様流を仮定した簡易な計算であった。結果として、ビーム照射による温度分布は深さ方向については表面から19 mm地点 (Braggピークと一致) で最高となり、流れ方向についてはビーム照射領域の下流端部付近で最高温度となることが確認された。また曲率半径が最も大きく (遠心力が小さい)、流速が遅い10 m/s条件で最も熱的裕度が小さいことも確認された。しかしながら種々の仮定から3次元的な渦構造による乱流熱拡散の効果を含めることができず、完全にLiターゲットの流動を模擬できていないと言えない。IFMIFの設計においては、より大きな裕度を確保する設計 ($U_m=15 \text{ m/s}$, $R=250 \text{ mm}$) となっている。

Gordeevらは、より詳細な流動構造を把握するためにLi自由表面噴流について3次元の乱流モデルを用いた詳細なCFDシミュレーションを実施した。まず彼らは、ノズルから流れが剥離する際に生じる吐出後の表面不安定性について調査した[52]。この報告では、ノズルエッジ部にLi付着物を模擬した計算も実施しており、LES (Large Eddy Simulation) とSST (Shear Stress Transport) $k-\omega$ の2つの乱流モデルを使用した数値シミュレーションが実施され、大阪大学のLiループでの実験結果と比較をすることでコードの妥当性検証も実施している。結果として、非常に大きな計算コストはかかるがLESの方が実験結果とより良く一致した。また、SST $k-\omega$ についても、ノズルエッジ付近の付着物による流動不安定性

による定在波やノズルコーナーにおいて発生する定在波については良く再現されたが、ノズルエッジにおける乱流変動による局所的な流れの剥離の予測や、微小な渦の不安定性の再現はできていない。また、遠心力の影響を調査するため、水を作動流体としたIFMIF実験体系におけるCFDシミュレーションを実施、こちらもLESとSST $k-\omega$ の比較と、壁面接触角に対するパラメータスタディが実施されている。

Gordeevら[53]はまた、縮流ノズルの内部の流動構造が自由表面へ与える影響を調査するためにより詳細なモデルによるLESシミュレーションを実施した。こちらの妥当性の検証として、大阪大学におけるHSVでのLi噴流表面観察結果と比較をし、定性的には一致することを示した。内部のより詳細な渦構造を評価し、ノズル出口における境界層の渦構造が、自由表面波の発達やノズル出口下流における表面波形状に大きな影響を与えていることが示された。ノズル出口からの剥離による境界層の緩和には自由表面近傍の横渦列の発生を伴うことが示され、その横渦列は準定常的な表面波パターンの発生の要因となる。このノズルエッジに沿って間欠的に発生する二次元波構造は微細な Λ 形状の波の伝播による影響を受ける。この影響は数値シミュレーションにおいて、より顕著に観察された。

また帆足ら[54]は、詳細メッシュを用いた二段縮流ノズル内のLES单相流シミュレーション（ノズルの上半分のみをモデル化）とノズルから噴流部までの全体を対象とした二相流シミュレーションを実施した。後者のシミュレーションは乱流モデルとしてSST $k-\omega$ を乱流モデルに用い、前者のLES計算より粗いメッシュにて実施された。前者のLES計算では、ノズル縮流部の湾曲壁でゲルトラー渦が発生していることを確認した。流速の変動成分と主流速度の比で表される乱流強度の分布と運動量厚さを理論解から求めて計算したノズル内のゲルトラー数（ゲルトラー渦の発生の目安を表す無次元数）分布の比較から、曲率の減少がゲルトラー渦列の発生を抑制していることが予測された。また、後者のSST $k-\omega$ によるシミュレーションでは、表面速度の回復やノズルコーナーからの定在波は再現できたが、そのメッシュの粗さから前者のLES計算で得られるような微細な渦構造とそれに起因すると考えられる微細な表面変動は再現できていない。また、流路底部の壁面境界層は、ノズル出口下流175 mm地点において3 mm程度まで発達していることが示されたが、より詳細な評価にはLES計算で表現されるような微細な渦構造を伴う壁乱流の再現が必要である。

1.3.3 MHD効果による制御の可能性と流速計測への応用

自由表面を持つ液体Li噴流は、核融合中性子源等の加速器型中性子源におけるビームターゲット、RIビーム施設における荷電ストリッパのどちらでの利用についても、その表面変動は可能な限り抑制される方が望ましい。特に境界層厚さより薄い膜流が望まれる場

合においては、境界層の発達と壁乱流、表面変動が複雑に入り乱れ、流動場の予測が難しくなることが懸念されるため、表面変動の抑制が望まれる。表面変動を抑制する手段として、磁場によるMHD (Magneto-Hydro Dynamics) 効果の利用が挙げられる。MHD効果は、導電性流体に対して磁場を印加することで誘導電流が生じ、その誘導電流と印加されている磁場の相互作用により、流体に対してローレンツ力が生じる現象である。誘導電流は流動と磁場の外積で表され、その両方に対して垂直に生じ、ローレンツ力は電流と磁場の外積に比例し、誘導電流と磁場の両方に対して垂直に生じる。このことは流れの方向に対して垂直に磁場が働いた場合、ブレーキとして働くことを意味しており、磁場下における液体金属の管内流ではそのままMHD圧損として系統圧損に加わる。これは流れの擾乱やポンプへの過負荷の要因となる。また、このことは表面変動の運動に対しても同じことが言え、表面の運動に対して垂直な方向に磁場をかけるとローレンツ力によるブレーキが働く、つまり変動の抑制が期待できる。核融合炉における液体ブランケットの開発においては、プラズマ閉じ込めのために構成される強い閉じ込め磁場下でブランケット内矩形流路を流れるため、MHD圧力損失の評価が重要な意味を持つ。一方で、液体金属を取り扱う施設では、電磁ポンプ及び電磁流量計といった磁場を利用する機器がしばしば使用される。電磁ポンプは、加速効率は低いが可動部及びシール部がないため、メンテナンスフリーで高耐久なポンプとしてよく利用されており、磁場で発生するローレンツ力により吐出圧をかせぐポンプである。電磁ポンプは、直流型と交流型に大別される。さらに交流型として、その流路の形状に応じて平板流路のFLIP型 (Flat Linear induction Pump)、環状流路のALIP型 (Annular Linear induction Pump) があるが、高速増殖原型炉「もんじゅ」や大阪大学のLi循環装置では主にALIPが採用されている。また、直流型の電磁ポンプの逆作用を利用した機器として電磁流量計がある。磁場を横切る流動により発生する誘導電場を計測することで流量を計測する機器であるが、電位差は配管の外側で計測するため、配管に貫通部を設けずに流量が計測でき、気密性・メンテナンス性に優れる。しかし内部の流動、例えば旋回流や剥離流があると計測に影響を及ぼすため、電磁流量計の性能を把握するためにはMHD効果の正確な評価が必要となってくる。

本研究ではMHD効果を利用した流動の制御の一環として、磁場による表面変動の抑制を検証する。また磁場を印加することで、これまで表面流速しか計測できていなかった液体Li自由表面噴流の流速計測法として電磁流量計の概念が利用できないか検討を行う。表面変動の方向（自由表面に対して上下方向）に対して垂直方向（噴流の流動方向もしくは流路幅方向）に磁場を印加し、MHD効果による表面変動抑制の可能性を検証する。

実際に液体金属噴流の自由表面への MHD 効果が確認できる研究として、宮崎ら[23]によって、FMIT型加速器ターゲットに向けた液体金属リチウム自由表面流の流動についての基礎物理の解明を目的として行われたナトリウムカリウム合金 (NaK78 : 78 wt%K-22 wt%Na) を代替金属流体とした磁気制御実験が挙げられる。この実験は環状の NaK 噴流に対して表面張力と重力による崩壊（管状流化）を磁場印加により抑制することを目標としていた。NaK は Li に電気伝導率が近く、NaK (15 °C) と Li (400 °C) の電気伝導率はそれぞれ 2.85×10^6 S/m、 2.83×10^6 S/m である。ここで、ハルトマン数 (Ha) とレイノルズ数 (Re) で表される相互作用係数は電気伝導率、磁束密度、流速、代表長さ、流体密度で決まる電磁力の流体への影響を表す無次元数である。つまり磁束密度、流速、代表長さを調整することで、比較的容易に Li と NaK の挙動を合わせることができる。それぞれ図 1.4 に宮崎らによって実施された磁場下における NaK 流動実験の実験体系図を、図 1.5 に試験部の概略図及び超電導電磁石により印加した磁場の磁束密度分布図を示す。環状流路部に対して超電導磁石によって磁場が印加され、その直下にあるエッジ加工が施されたノズルから環状 NaK 噴流が吐出される。ノズル出口部における磁束密度は最大で 0.380 T となっており、ノズル出口部及び噴流表面を観測窓から撮影した。図 1.6 は実際に得られた NaK 噴流の撮影画像であり、ノズル出口における磁束密度毎に示されている。磁束密度の増加に伴い、NaK 噴流の表面がなめらかになっていることが表面輝度からも確認でき、磁場による噴流の表面変動の抑制効果は Li 噴流でも期待できると言える。

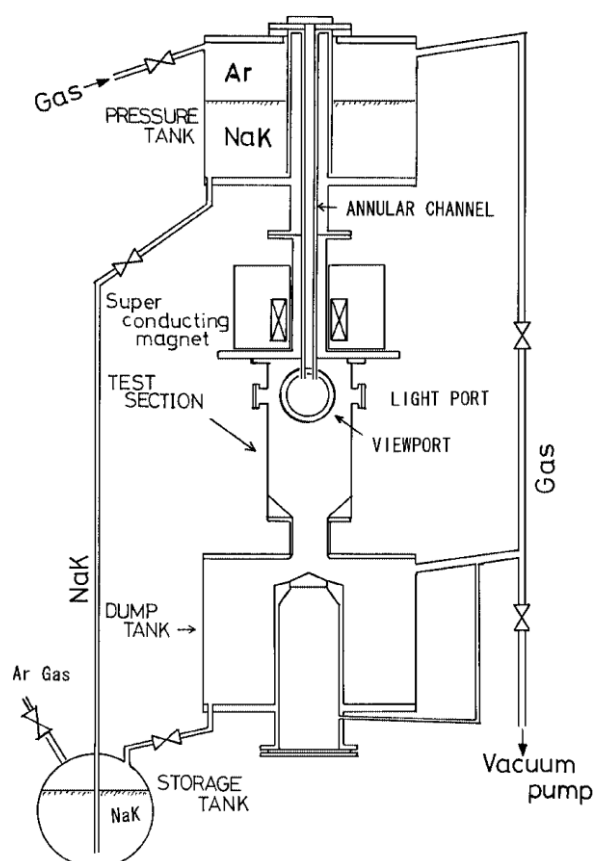


図 1.4. 宮崎らによる NaK 流動実験における実験体系[23]

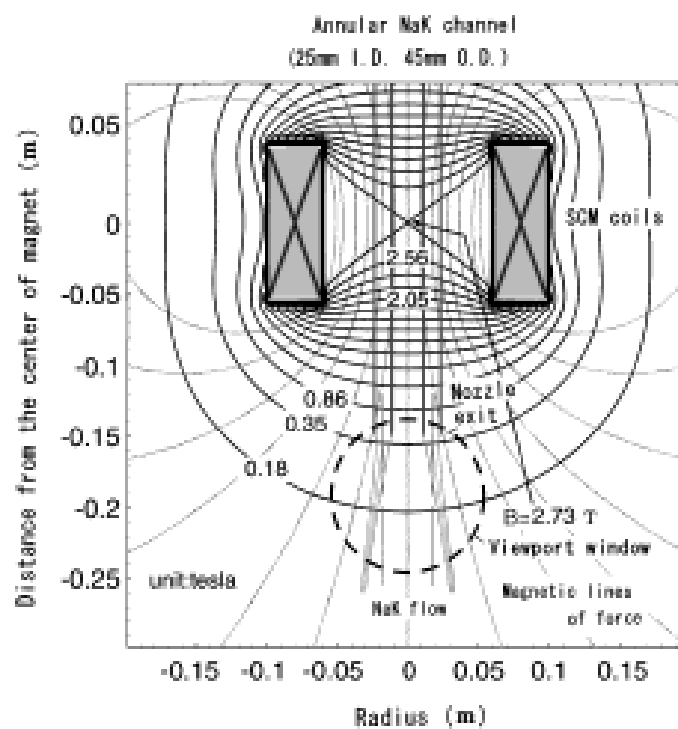


図 1.5. 宮崎らによる NaK 流動実験における試験部概略図及び印加磁束密度分布[23]

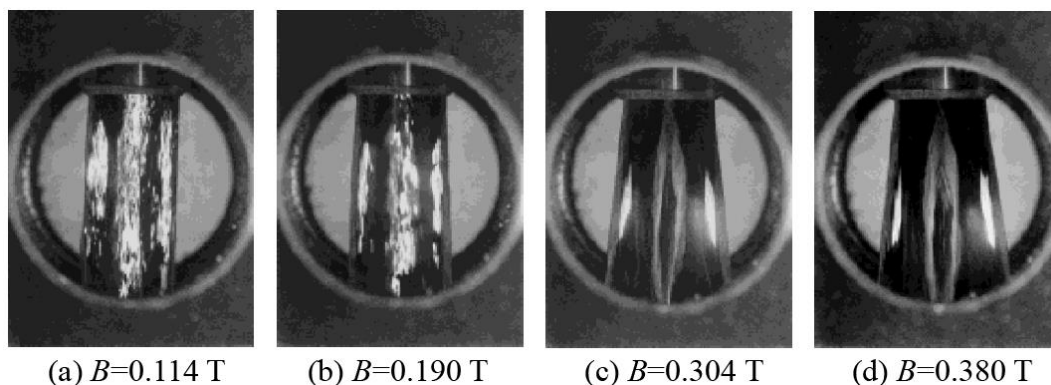


図 1.6. 磁束密度分布毎の環状 NaK 噴流の観察結果 ($U_m = 1.0$ m/s (a, b, c), 0.84 m/s(d)) [23]

また、核融合中性子源においては、遠心力による内圧の上昇を利用して沸点を制御するため湾曲噴流とすることが必要である。核融合中性子源では凹面流路（背面壁）を用いることでこれを形成しているが、一方で背面壁は中性子照射による損傷を最も受けることから定期的な交換が求められる。ターゲット近傍は高線量環境であるため、遠隔での交換技術の開発が必要とされているが、これが施設の運用コストの増大を招くとされる。そこで FMIT 計画への提言として背面壁を取り除き、流路ではなく磁場により噴流を凹型に制御する磁気ガイド型 Li ターゲット（MGLT : Magnetically Guided Lithium Target）が宮崎らによって提案され、その後上述の NaK による模擬実験[23]を経て、木村ら[55]により湾曲噴流形成のための具体的な MGLT システムの詳細な検討がなされた。凹面壁流路を使用しない MGLT システムを導入することでターゲット自体の構造が単純化され、メンテナンスも簡素化することが可能である。さらに、ターゲット背面壁の放射化や経年劣化に伴うターゲット交換が省略されるため、IFMIF の施設の稼働率を向上することが期待される。木村らによって、構造及び材料、体系の検討・提案が行われ、その体系に対する磁場計算により照射部で湾曲した磁力線分布を得た。それを外部磁場条件とした電磁流体の簡易計算により湾曲した磁力線に沿って Li が流れることを示した。提案された MGLT の概略図及び磁力線図を図 1.7. に示す。MGLT は耐放射線コイルと、流路と縮流ノズルが一体となった低放射化フェライト鋼（F82H）製の鉄心、HFTM（High Flux Test Module）の容器の組み合わせで構成される。ノズル一体型電磁石によってターゲット部に磁場が印加され、強磁性体で構成された HFTM 容器により、ビーム照射部の磁力線が凹面に変形され、Li はその湾曲した磁力線に沿って流れる。これにより、コイル電流を調整することで Li と HFTM 間の距離を調整できる可能性も示唆された。

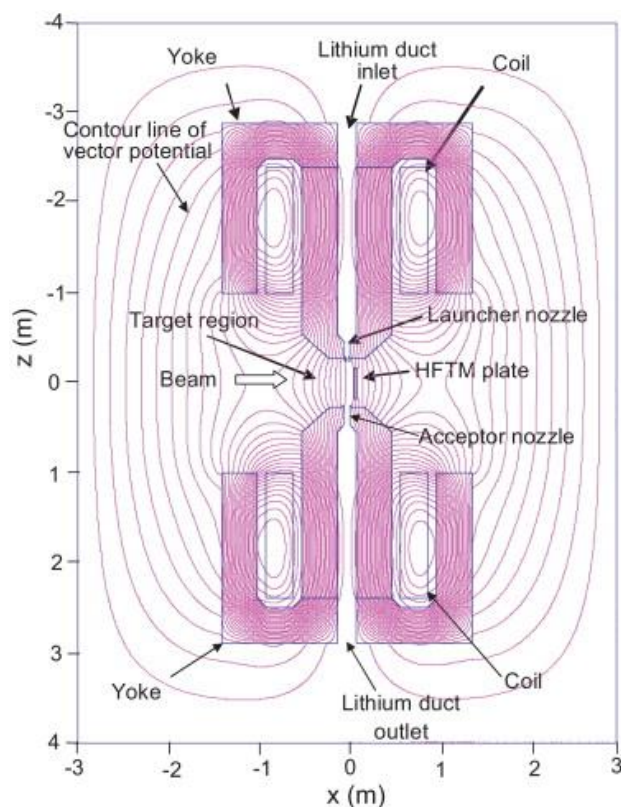


図1.7. MGLTの概略図及び磁力線図[55]

1.4 研究目的

ここでは本研究の目的について記述する。はじめにこれまで記述してきた液体金属Li自由表面流の応用における課題についてまとめ、その後、本論文の研究目的と構成について記述する。

1.4.1 Liターゲット開発における課題

これまでLiターゲットの開発を目的として、水を代替流体として用いた模擬実験から開始され、大阪大学Li循環装置及びELTLを用いた流動実験まで、種々の流動特性の把握に向けた計測実験や計測手法の開発が実施されてきた。その結果、核融合中性子源の液体Liターゲットの開発に対して多くの知見が提供されてきた。欧州側で設計されているIFMIF-DONESにおいても、これまで日本側で実施されてきたLiターゲット開発の知見が活かされる。大阪大学のLiループを用いて実施された実験では、電気接触式のプローブ液面計を用いられ、主にビームフットプリントとノズル出口直下において計測が行われてきた。また、各種カメラを用いた可視化実験も行われており、これらの結果から、実機での想定運転流

速である噴流断面平均流速15 m/sではノズル直下とビーム照射領域の表面変動特性が異なり、流下に伴い表面波の振幅が増加することが確認されている。そこで、表面波の発達過程をより詳細に評価するためには、ノズル直下とビーム照射領域の間を含めたより広い領域での表面変動の特性評価が求められる。また、プローブ液面計による計測結果はLiターゲット開発タスクとして報告されているが、接触式であるがゆえに生じる未検出・誤検出といった誤差要因や計測中に計測針上に生じるLi液滴の影響など、一連の計測精度の評価がモニタリング装置としての実用化において必要不可欠である。また、プローブ液面計で実施されてきた表面変動の発達過程の評価は、これまでビーム照射領域までを対象にしてきたが、実機のオンビーム状態でのLi噴流のモニタリングを考えると、照射領域の上流もしくは下流域でのモニタリングが必要であるため、これまでなされてこなかった下流域での表面変動特性の評価を行い、上流から下流までの流動特性に関する知見を得ることは重要である。また、大阪大学の噴流試験部はその流路幅が70 mmと実機に比べて縮小されているため、下流までの計測においては側壁の影響が中心まで波及することが予測される。より流路幅の広い実機においても下流に行くに従い側壁の影響が中心側に広がってくる。そこで流路中心のみでなく、二次元的な流動特性を把握することで、側壁からの影響がどのように伝播していくかを評価することも重要となる。

また、加速器型BNCT向け中性子源における液体LiターゲットやRIBFにおける荷電ストリッパなどのLi薄膜を利用する場合、核融合中性子源とは異なる視点が必要となってくる。前者においては、ノズル内壁や流路底で発生する境界層内の壁乱流が表面変動にどのように寄与するのかを評価する必要がある。また、後者の荷電ストリッパにおいては、Liは流路を持たない薄いカーテン状の液膜流を形成するが、当然ながら途切れることなく表面が非常に平滑なLi薄膜が生成され続けることが求められる。現状ではLi噴流は膜厚制御用の縮流ノズルと噴流形状制御用の背面壁流路で決まるが、Liが導電性の金属であることから、磁場印加によるローレンツ力を外力として利用することで、その噴流形状や表面変動を制御できる可能性がある。それには宮崎らのNaKによる模擬実験だけでなく、実際にLiを用いた実証実験も必要となってくる。また、Li噴流の流速については、運用としては配管部に設置された流量計で計測された値とノズル出口断面積から求められる断面平均流速を用いて制御されるが、実際の噴流速度の計測も重要である。しかし、これまで自由表面部の流速計測用にPIV計測を応用したSWAT法を開発してきたが、表面流速の計測のみに留まっており、自由表面を持つ噴流の流速を直接的に計測する手法は未だ確立されていない。

1.4.2 研究目的と本論文の構成

以上に示した課題から、本研究では、液体Li自由表面噴流の流動特性の解明を目的に、接触式表面変動計測手法であるプローブ液面計を用いた表面波の発達過程の評価とその誤差評価を実施、また、非接触式手法であるレーザープローブ法を用いて、Liターゲット実験におけるモニタリング地点として検討されているビーム照射領域の下流を含むノズル直下からの広範な領域における流動特性の把握を試みる。プローブ液面計の計測結果と非接触手法の結果を比較することで、計測の際の計測針とLi液面の接触現象による計測誤差の発生過程の考察を行う。加えて、磁場印加による噴流の制御や流量計測手法の開発に資することを目的として、永久磁石を用いた磁場印加装置を作成、Li循環装置に導入することで磁場下におけるLi噴流の挙動を明らかにする。

本論文の構成は以下の通りである。第2章にてLi流動実験に使用した大阪大学のLi循環装置及び表面変動の計測に使用したプローブ液面計とレーザープローブ法、表面流速計測に使用したSWAT法について記述する。3章において、液体Li自由表面変動に関する実験計測の結果について、誤差評価と併せて記述し、4章では、ノズル内を含むLi噴流の自由表面噴流及びプローブ液面計の計測針先端に発生する液滴挙動についての数値流体シミュレーションについて記述する。5章では、磁場印加による表面変動の抑制を目的としたLi流動実験及び磁場下での挙動、そして電磁流量計の原理を応用したLi噴流の断面平均流速計測手法の開発について述べ、最後に6章にまとめを述べる。

参考文献

- [1] ITER Organization, “ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III – Provisional Version)”, ITER Technical Report, ITR-18-003, 17 September 2018
- [2] T. Kondo, H. Ohno, M. Mizumoto and M. Odera, “Selective Energy Neutron Source Based on the D-Li Stripping Reaction”, *Journal of Fusion Energy*, Vol.8, Nos.3/4, 1989, pp.229-235
- [3] IFMIF International Team (edited by H. Nakamura *et al.*), “IFMIF-KEP International Fusion Materials Irradiation Facility Key Element Technology Phase Report”, JAERI Report, JAERI-Tech 2003-005, March 2003
- [4] J. Knaster *et al.*, “Overview of the IFMIF/EVEDA project”, *Nucl. Fusion*, 57 (2017) 102016
- [5] H. Kondo *et al.*, “Completion of IFMIF/EVEDA lithium test loop construction”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 87, Issues 5-6, Aug. 2012, pp. 418-422
- [6] 春日井敦, 粕谷研一, 小林創, 近藤浩夫, 権セロム, 中村誠, 落合謙太郎, 太田雅之, 小柳津誠, 朴昶虎, 佐藤聡, 手塚勝, “QST における先進核融合中性子源 (A-FNS) 計画”, *Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Aug. 7-18, 2018, Nagaoka, Japan, PASJ2018 THOL08
- [7] K. Ochiai *et al.*, “Conceptual design progress of advanced fusion neutron source”, *Nucl. Fusion*, 61, (2021) 025001
- [8] A. Ibarra *et al.*, “The IFMIF-DONES project: preliminary engineering design”, *Nucl. Fusion*, 58 (2018) 105002
- [9] IFMIF International Team, “IFMIF Comprehensive Design Report”, an activity of the International Energy Agency, Implementing Agreement for a Program of Research and Development on Fusion Materials, January 2004
- [10] 島 章, “縮流ノズルの境界層厚さ”, 東北大, 高速力学研究所報告, 第 16 巻, 154 号 (1960/1961)
- [11] 島 章, “任意のノズル形状に関する直接法及び逆法の理論”, 東北大, 高速力学研究所報告, 第 17 巻, 164 号 (1961/1962)
- [12] M. Ida, H. Nakamura, H. Nakamura, H. Nakamura, K. Ezato and H. Takeuchi, “Thermal-hydraulics of IFMIF liquid lithium target”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 63-64, Dec. 2002, pp. 333-342
- [13] M. Ida, H. Nakamura, H. Nakamura, H. Takeuchi, “Designs of contraction nozzle and concave back-wall for IFMIF target,” *Fusion Engineering and Design*, Vol. 70, Issue 2, Feb. 2004, pp.95-106.

- [14] 杉浦寛和, “液体金属リチウム高速自由表面流における流動・波動特性に関する研究”, 大阪大学大学院工学研究科博士論文, 2011
- [15] 「令和2年(2020)人口動態統計(確定数)の概況」, 厚生労働省, 10 Sep., 2021
- [16] 「令和2年(2020)人口動態統計月報年計(概数)の概況」, 厚生労働省, 2021
- [17] 古林徹, “序文—BNCTの概要及び加速器BNCT治療システムへの移行—”, *RADIOISOTOPES*, 64, 1-12(2015)
- [18] Y. Yano, “The RIKEN RI Beam Factory Project: A status report”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 261, Issues 1-2, Aug. 2007, pp. 1009-1013
- [19] 龍頭啓充, “理化学研究所 RI ビームファクトリーにおけるチャージストリッパー”, *J. Particle Accelerator Society of Japan*, Vol. 4, No. 4, 2007, pp. 266-270
- [20] J. Wei *et al.*, “The FRIB Project -Accelerator Challenges and Progress”, *Proceedings of HIAT 2012*, Chicago, IL USA, MOB01
- [21] Y. Momozaki, *et al.*, “Development of a liquid lithium thin film for use as a heavy ion beam stripper”, *Journal of instrumentation*, 4 P04005, 2009
- [22] H. Okuno *et al.*, “Low-Z gas stripper as an alternative to carbon foils for the acceleration of high-power uranium beams”, *Physical Review Accelerators and Beams*, 14, 033503 (2011)
- [23] K. Miyazaki, T. Nagata, T. Horiba and N. Yamaoka, “Magnetically Guided Free Surface Annular NaK Flow Experiment”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 40:2, 84-92, DOI: 10.1080/18811248.2003.9715337 (2003)
- [24] 田中知, “核融合ブランケットシステムの現状と課題”, *プラズマ核融合学会誌*, 75 巻 (1999) 8号, pp. 885-894
- [25] 田中照也, 乗松孝好, “小特集 液体だけど水じゃない～次世代ブランケット・ダイバータ研究開発の現状と課題～ 2. 液体ブランケット研究の現状”, *J. Plasma Fusion Res.*, Vol. 92, No.2 (2016), 112-118
- [26] 嶋田道也, 宮澤順一, “小特集 液体だけど水じゃない～次世代ブランケット・ダイバータ研究開発の現状と課題～ 3. 液体ダイバータ”, *J. Plasma Fusion Res.*, Vol. 92, No.2 (2016), 119-124
- [27] 杉本昌義, “国際核融合材料照射施設 IFMIF の設計と開発の現状 5. 中央制御／共通機器および建家関連施設”, *J. Plasma Fusion Res.*, Vol. 82, No.1 (2006) 26-27
- [28] T. Kanemura *et al.*, “Evaluation of applicability of laser-based distance meter to measure Li-jet

- thickness for IFMIF/EVEDA project”, *Fusion Engineering and Design*, 89(2014) 1642-1647
- [29] J.A. Hassberger, “Stability of the FMIT high speed, free surface liquid jet flowing along a curved wall”, *Proc. 10th Sym. Fusion Engineering Philadelphia, Pennsylvania, December 5-9, 1983*.
- [30] J.A. Hassberger, “Comparison between measured and predicted performance of a high speed, free surface liquid jet flowing along a curved wall”, *Nucl. Technol./Fusion*, vol4, (1983), pp.433.
- [31] C.E. Annese, K.E. Schwartz, “Experimental Results From A Flowing Lithium Target”, HEDL report, HEDL-SA-2722, November 1982.
- [32] 勝田博司, 近藤達男, 小寺正俊, “米国の核融合材料照射試験施設 FMIT 計画における技術開発”, *日本原子力学会誌*, 27 卷(1985)12 号
- [33] H. Nakamura, K. Ito, Y. Kukita, M. Ida, Y. Kato, H. Maekawa, “Water experiment of high-speed, free-surface, plane jet along concave wall”, in: *Proc. NURETH-8, Kyoto, 1997*, p.1268
- [34] H. Nakamura, *et al.*, “Experimental and analytical studies on high-speed plane jet along concave wall simulating IFMIF Li target flow”, *Journal of Nuclear Materials*, 258-263 (1998) 440-445
- [35] K. Itoh, Y. Tsuji, H. Nakamura and Y. Kukita, “Initial free surface instabilities on a high-speed water jet simulating a liquid-metal target”, *Fusion Technology*, Vol. 36, 1999-Issue 1, pp69-84.
- [36] K. Itoh, Y. Tsuji, H. Nakamura and Y. Kukita, “Free surface shear layer instabilities on a high-speed liquid jet”, *Fusion Technology*, Vol. 37, 2000-Issue 1, pp74-88.
- [37] 中村弘史, 井田瑞穂, 中村博雄, 中村秀夫, 江里幸一郎, 秋場真人, “高速噴流ノズルの壁面加工粗さが自由表面噴流に与える影響に関する実験”, *JAERI-Research 2000-068*
- [38] H. Kondo, A. Fujisato, N. Yamaoka, S. Inoue, S. Miyamoto, T. Iida, H. Nakamura, M. Ida, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Surface wave on high speed liquid lithium flow for IFMIF”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 75-79, Nov. 2005, pp. 865-869
- [39] M. Ida, H. Nakamura, H. Nakamura, H. Nakamura, K. Ezato and H. Takeuchi, “Thermal-hydraulic characteristics of IFMIF liquid lithium target”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 63-64, Dec. 2002, pp. 333-342
- [40] M. Ida, H. Nakamura, H. Nakamura and H. Takeuchi, “Designs of contraction nozzle and concave back-wall for IFMIF target”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 70, Issue 2, Feb. 2004, pp. 95-106
- [41] H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka, S. Miyamoto, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Measurement of free surface of liquid metal lithium jet for IFMIF target”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 82, Issues 15-24, Oct. 2007, pp. 2483-2489

- [42] T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka, S. Miyamoto, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Investigation of free-surface fluctuations of liquid lithium flow for IFMIF lithium target by using an electro-contact probe”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 82, Issues 15-24, Oct. 2007, pp. 2550-2557
- [43] 光易恒、海洋波の物理、岩波書店、(1995)
- [44] T. Kanemura, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, H. Sugiura, N. Yamaoka, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Characteristics of free-surface wave on high-speed liquid lithium jet for IFMIF”, *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 417, Issues 1-3, Oct. 2011, pp. 1303-1306
- [45] T. Kanemura, H. Sugiura, N. Yamaoka, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, M. Ida, I. Matsushita and H. Horiike, “Wave period of free-surface waves on high-speed liquid lithium jet for IFMIF target”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 86, Issues 9-11, Oct. 2011, pp. 2462-2465
- [46] T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, Y. Hirakawa, E. Hoashi, S. Yoshihashi, H. Horiike and E. Wakai, “Measurement of lithium target surface velocity in the IFMIF/EVEDA lithium test loop”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 109-111, Part B, 1 Nov. 2016, pp. 1682-1686
- [47] H. Sugiura, T. Kanemura, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, T. Kanai, N. Yamaoka, M. Ida and H. Horiike, “Experimental Study on Wave Propagation Behavior on Free Surface of Lithium Flow for IFMIF”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, 2011 -Issue 9, pp. 1230-1237
- [48] H. Sugiura, S. Yoshihashi-Suzuki, E. Hoashi, H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka, M. Ida and H. Horiike, “Surface wave growth characteristics of the high speed liquid Li flow”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 86, Issues 9-11, Oct. 2011, pp. 2635-2638
- [49] H. Sugiura, T. Kanemura, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, T. Yoshikawa, N. Yamaoka, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita and H. Horiike, “Measurement of Wavy Surface Oscillation on Liquid Metal Lithium Jet for IFMIF Target”, *J. Eng. Gas Turbines Power*, May 2011, 133(5): 052911
- [50] S. Yoshihashi-Suzuki, H. Sugiura, E. Hoashi, H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka, M. Ida, H. Nakamura, K. Nakamura, I. Matsushita and H. Horiike, “Overview: Free surface measurement with renewed nozzle of Osaka Li loop”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 86, Issues 9-11, Oct. 2011, pp. 2577-2580
- [51] A. Yoshihashi-Suzuki, E. Hoashi, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Characteristics of surface oscillation on high speed liquid Li jet”, *Fusion Engineering and*

- Design, Vol. 87, Issues 7-8, Aug. 2012, pp. 1434-143
- [52] S. Gordeev, V. Heinzl, D. Leichtle and A. Moeslang, “Numerical analysis of free surface instabilities in the IFMIF lithium target”, Fusion Engineering and Design, Vol.83, Issues 10-12, Dec.2008, pp.1524-1528
- [53] S. Gordeev, V. Heinzl and R. Stieglitz, “Numerical analysis of high-speed liquid lithium free-surface flow”, Fusion Engineering and Design, Vol.87, Issues 5-6, Aug.2012, pp.569-574
- [54] E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Nanba, T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, N. Yamaoka, H. Horiike, “Numerical study on free surface flow of liquid metal lithium for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9-10, Oct. 2013, pp. 2515-2519
- [55] H. Kimura and E. Hoashi, “Concept of curved magnetically guided liquid lithium target without a back plate for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issue 5, Jun.2013, pp.327-340

第2章 実験装置及び計測手法

本章ではまず、本研究に用いた大阪大学の液体 Li 噴流試験ループの詳細について述べる。その後、計測に使用したプローブ液面計を用いた接触式計測及び光コム距離計を用いたレーザープローブ法による非接触計測による表面変動特性の計測の計測原理及び体系、解析手順について記述し、その後、5 章に記述する磁場印加実験において用いる表面流速の計測手法である SWAT 法について記述する。

2.1 液体 Li 循環装置

大阪大学の大型液体 Li 循環試験装置には、当初強磁場下における液体 Li 管内流の伝熱性能評価のための伝熱試験部のみが設置されていたが、IFMIF ターゲット流を模擬した Li 噴流試験を行うため、噴流厚さが IFMIF ターゲットアセンブリーの 1/2.5 サイズ (10 mm) となる二段縮流ノズル、整流器及び矩形流路等からなる噴流試験部が追加設置された。使用する Li 及びダンプタンク、電磁ポンプなどが共有される形となっており、完全に分離して運転が可能である。本装置の噴流試験部を用いた実験により、これまでに Li 自由表面変動や速度分布など多くの特性評価が行われてきた。長期に渡る運転実績の中で、流動加速腐食によると考えられるノズルエッジの損傷や Li 化合物と思われる固形粒の付着が側壁などに発生し、Li 噴流にその損傷に起因する乱れや波が発生していることが確認されたため、2010 年に損傷したノズルエッジの交換を第一目的とした試験部の改造が施された。この改造では、整流器からノズルエッジまでの縮流器一式と流路、および試験部フランジ全体の交換が実施され、観測機器や測定機器を設置するための試験ポートのレイアウトも一新された。改造の前後をそれぞれ旧試験部及び新試験部と呼称し、本研究で実施された Li 流動実験は、すべて新試験部を使用して実施された。本節では、まず本循環装置及び噴流試験部の概要について記述しその後、ノズル部の詳細と境界層厚さ評価について詳述する。

2.1.1 循環装置概要

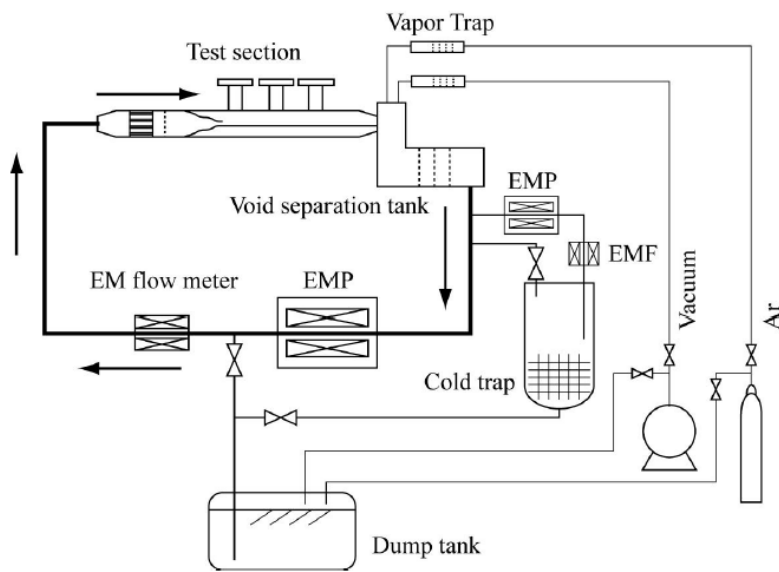
図 2.1.に大阪大学液体 Li 循環装置の全景写真及びフロー図、表 2.1.にその性能の概要をそれぞれ示す。本ループには、噴流試験部を含む主ループと、リチウム純化用のドーターループ、Li 保管用のダンプタンクが設置されている。主ループは噴流試験部に加え、ALIP (Annular Linear Induction Pump) 式電磁ポンプ、電磁ポンプ用空気冷却器、電磁流量計、気液分離容器から構成されている。ループを構成する Li 用配管は直径 2 inch の SUS304 製

である。Li の運転温度は大気圧における融点 180.9 °C に対して 300 °C としており、配管部など局所的な温度低下による閉塞を避けるための裕度を与えている。一方で、核融合中性子源における Li ターゲット系ではビーム照射による入熱があるため、逆に沸点への裕度を確保するため、ノズル入り口において 250 °C での運転が予定されている。加熱ヒーターにより 300 °C に昇温・融解された Li は、一度コールドトラップに圧送され、そこから更に分離容器に圧送された後、電磁ポンプのよって噴流試験部に送り込まれる。試験部に送られた Li は管状から矩形に変形され、ハニカムブロック及び多段式ハニカムプレートから成る整流部によって流速分布が均一化された後、ノズルによって厚さ 10 mm、幅 70mm の矩形に縮流される。片側自由表面の矩形噴流となって流路を流れた後、再び気液分離容器に回収される。ここで回収時に巻き込んだ雰囲気ガスであるアルゴン (Ar) の気泡が分離され、再び電磁ポンプに吸い込まれる。主循環ループの全長はおよそ 40 m であり、Li のインベントリは 420 l である。また、リチウム純化用の純化系ドーターループは電磁流量計、電磁ポンプ、及びコールドトラップで構成されている。この純化系ループを使用してリチウムから不純物（酸化物）を取り除くが、リチウム純度を管理する機能は備えられていない。

噴流試験部では、最大流速 16 m/s で噴流を形成することが可能であるが、電磁ポンプ吸い込み口でのキャビテーション、およびガス系統への Li 蒸気侵入防止のため、Li 噴流周囲の圧力を 10^{-3} Pa (IFMIF 設計仕様) の高真空にすることは不可能である。しかしながらドライポンプが設けられており、電磁ポンプ吸い込み口でのキャビテーションが発生しない数 kPa 程度までの真空運転が可能である。本試験部では、雰囲気ガス及び弁の駆動ガスとして Li と不活性である Ar を使用している。



(i) 大阪大学 Li 循環装置全景



(ii) Li 循環装置フロー図

図 2.1. 大阪大学液体 Li 循環装置

表 2.1. Li 循環装置概要

EMP	ALIP 700 l/min, 0.5 MPa
	Max. velocity at test section: 16 m/s
Test section	70 mm width, SUS304
	Operating temp. 300 °C
Nozzle	70 mm width / 10 mm thickness
Open channel	100 cm long
Dump tank	420 liter
Cold trap	6 l/min, operating temp. approx. 220 °C
Evacuation	Dry pump down to 15 Pa (without Li flowing)

図 2.2.に噴流試験部断面図を示す。噴流試験部はハニカムブロックと3枚の多孔板からなる整流部、2 段階縮流ノズル、ほぼ水平に設置された幅 70 mm の矩形流路（バックウォール模擬）、流路を覆うチャンバーで構成される。IFMIF では前章で述べたように半径 250 mm の曲率をもった縦型流路が設置されるが、本装置は装置簡略化のため水平流路が採用されている。これは既設装置及び建屋サイズによる制約が主要因であるが、重力と慣性力の比を表す無次元数であるフルード数（Fr 数）を、代表長さを水力等価直径として評価すると、15 m/s 周辺の高流速域においては 20 を超えるため、流動は慣性力に支配されることとなり、重力の影響を無視することができる。Fr 数の定義式は下式である。

$$\text{Fr} = \frac{U}{\sqrt{gL}} \quad (2.1)$$

$$L = \frac{4 \times \text{断面積}}{\text{濡れ縁長さ}}$$

ここで U は代表流速[m/s]、 g は重力加速度[m/s²]、 L は代表長さ（水力等価直径）である。

また、Li 噴流試験に先行して実施された水平流路を用いた水試験[1,2]との比較が容易であることも水平流路を採用している理由として挙げられる。ただし、流路は完全な水平ではなく、運転停止時に流路の Li を残さずダンプタンクに回収するため、試験部全体に約 2.5°の傾斜がつけられている。試験部チャンバーには、図 2.3.に示すように大小 2 つのポートが設けられ、上流側の第 1 ポートはφ340 mm と大型のフランジ形状となっており、図中は 300×100 mm の楕円形状の観測窓が設置されている。この観測窓からは、ノズル吐出口から IFMIF 実機のビーム照射領域に相当する地点を含むノズル出口下流 240 mm までは垂直に観測可能となっている。後流側に設置されている第 2 ポートからは、重陽子ビーム照

射領域下流の流れをモニタリングすることが可能であり、中心がノズル出口から450 mm地点に設置されている。この下流域は実機において、オンビーム時にLiターゲットをモニタリングする地点の候補として挙げられている。これらのポートも2.5°の傾斜が付いており、流路に垂直である。

本研究で実施された実験は、プローブ液面計及びレーザープローブ法による表面変動の計測実験、磁場印加によるLi噴流への相互作用に関する実験の3種類であり、そのうち、プローブ液面計使用時には第1ポートの観測窓用フランジが液面計用のフランジに交換される。液面計用のフランジはノズル剥離点の下流15 mmおよび175 mm、55 mmおよび135 mm、95 mm地点の計3種類を用意した。磁場印加実験では、第1ポートから磁場印加ユニットを内部に挿入、モータ駆動で上下に運動させることで、磁場状態の変化を可能とした。駆動装置を取り付けるフランジには観察用の楕円ポートが設置することで、磁場印加領域の観察を可能としている。装置の詳細については5章で述べる。

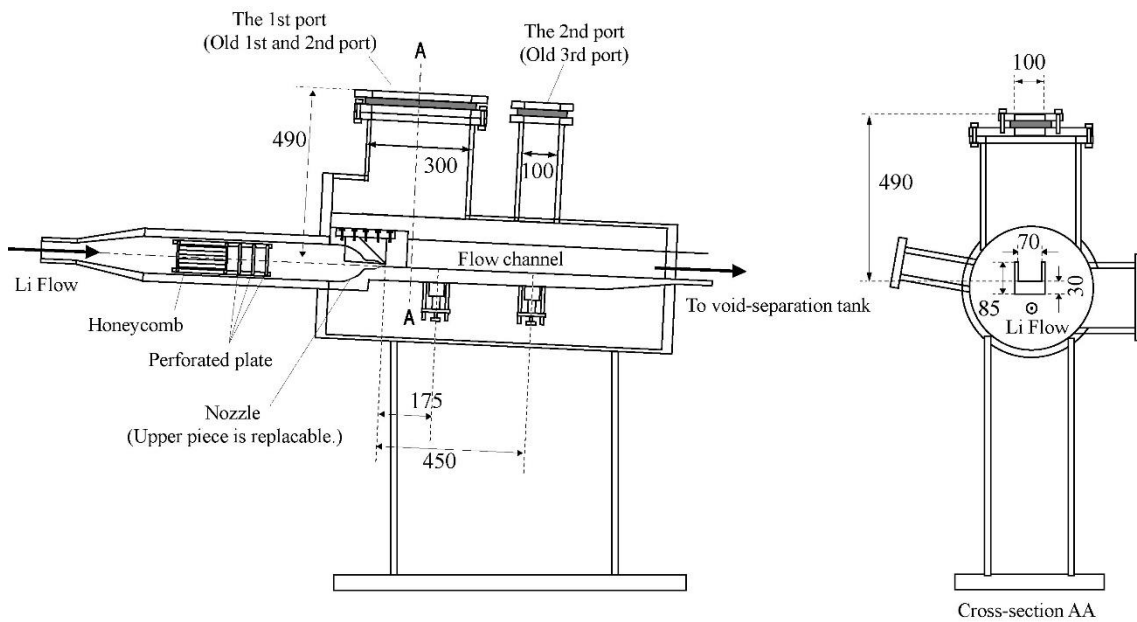


図 2.2. 噴流試験部断面図（観測用フランジ設置時）

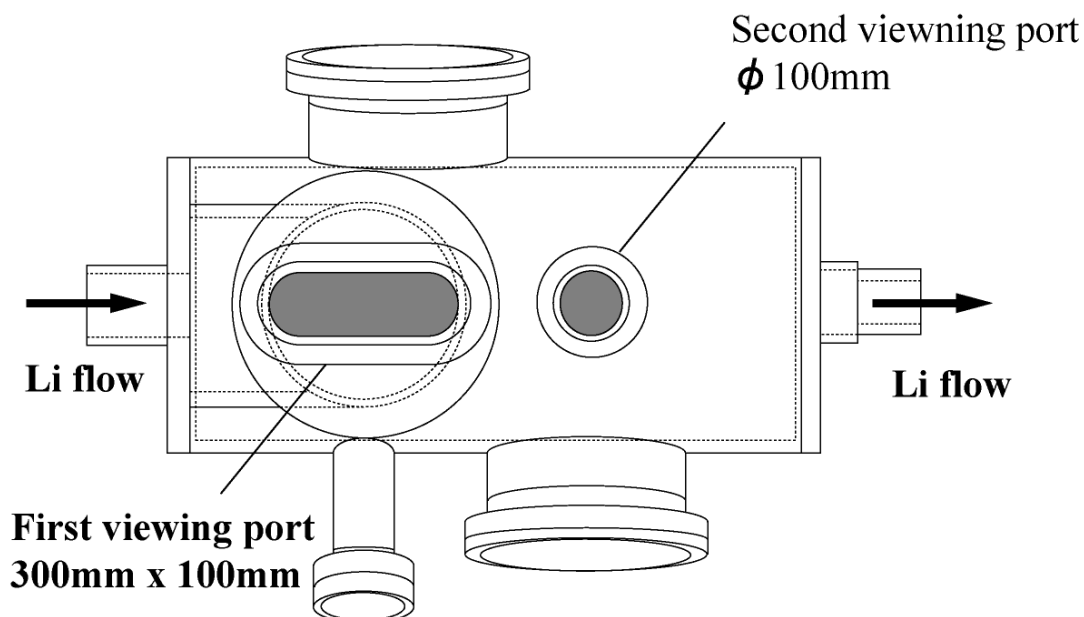


図 2.3. 噴流試験部平面図（観測用フランジ設置時）

2.1.2 二段縮流ノズル

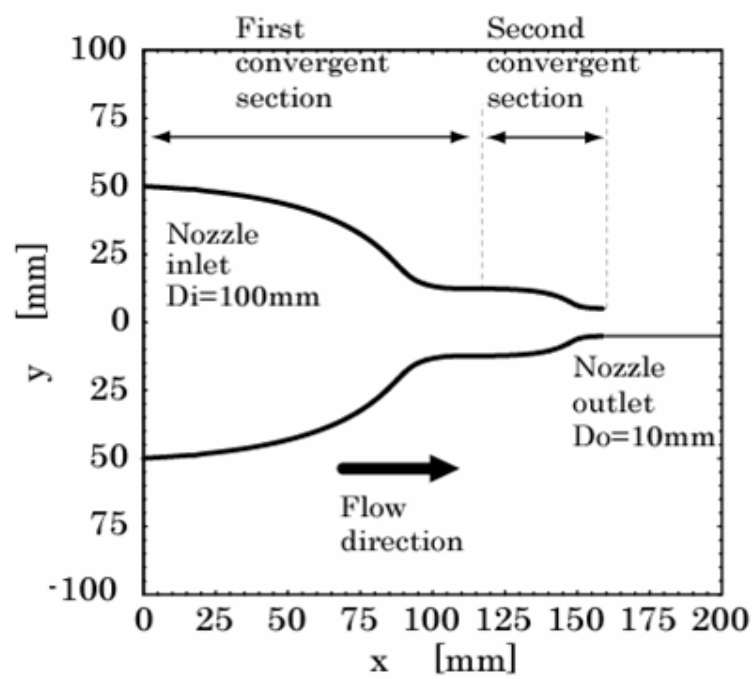
本装置の噴流試験部に設置されている新試験部ノズルの写真および断面座標を図 2.4.に示す。収縮率 4、流れ方向長さ 117 mm の第 1 縮流部と収縮率 2.5、流れ方向長さ 43 mm の第 2 縮流部から構成された、総収縮率 10、全長 160 mm の二段縮流ノズルである。幅 70 mm、高さ 100 mm の矩形の入り口に対して、高さ 10 mm に縮流される。ノズル出口自由表面側のエッジ部は、剥離点において Li を付着すること無く一様に流出させるためにナイフエッジ加工が施されている。本ノズル形状は IFMIF ターゲットアセンブリ暫定設計に選択されている形状[1]の 1/2.5 スケールであり、島がポテンシャル理論に基づき導いたノズル[3,4]を直列 2 段に接続したものである。

2 段のノズルはそれぞれ以下の好適なるノズルの条件を満たすよう設計されている。

- 1) ノズル出口での流れ方向の速度分布は可能な限り一様
- 2) ノズル表面流速分布の軸方向の変化において減速領域が存在しない
- 3) ノズル全長が可能な限り短くなる



(i) ノズル上部および下部写真



(ii) ノズル断面座標

図 2.4. ノズル形状

島により導かれた上述の好適条件から導かれたノズル表面の流速分布 (V_s/V) は次の式 (2.2) で与えられる。

$$\frac{V_s}{V} = 2\sqrt{2} \frac{a}{b} \left[\left\{ 3 \left(\frac{a}{b} \right)^2 + 5 \right\} - \left\{ \left(\frac{a}{b} \right)^2 - 1 \right\} (4 \cos \theta - \cos 2\theta) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

この速度分布から求められるノズル形状は、ノズルの中心軸と縮流部内の等速度ポテンシャル面 ($\phi=0$) の交点を原点に持つ座標平面 (x, y) に対して、 θ をパラメータとして $\theta=0\sim\pi$ の範囲で下式で与えられる。

$$\frac{x}{b} = \frac{1}{2\pi} \cdot \left[\left(\frac{a}{b} + 1 \right) \tanh^{-1}(\cos \theta) + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{b} - 1 \right) \ln 2(1 - \cos 2\theta) + \left\{ \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{a}{b} + 1} - \left(\frac{a}{b} + 1 \right) \right\} \cos \theta \right] \quad (2.3)$$

$$\frac{y}{b} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi} \cdot \left[\left(\frac{a}{b} - 1 \right) \theta + \left\{ \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{a}{b} + 1} - \left(\frac{a}{b} + 1 \right) \right\} \sin \theta \right] \quad (2.4)$$

この形状を2段に連ね、2段縮流としたものである。ただし上式は $y>0$ の範囲のみで成立する。本研究で使用する大阪大学液体 Li 循環装置噴流試験部の二段縮流ノズルの入り口高さ a 及び出口高さ b は、1段目がそれぞれ 100 mm、25 mm、2段目が 25 mm、10 mm となっている。またノズル長さはそれぞれ 117 mm、43 mm である。式(2.3)、(2.4)で与えられるノズルの正の y 座標は $\theta=0$ (x の正の極限) において $y=b/2$ を、 $\theta=\pi$ (x の負の極限) において $y=a/2$ をとるが、本研究に用いたノズルはそれぞれのノズル長さの両端において滑らかに上述の入り口高さ及び出口高さにつながっている。流路幅は 70 mm で一定である。

上述したノズルの満たすべき条件の内、条件 1) は $\theta=\pi$ において満足されるため、厳密の条件 1) を満足させるためにはノズル長を無限大とする必要があり、3) と矛盾してしまう。この条件は現実的には不可能であるため、島らによってノズル出口高さ b の 4.3 倍以上を縮流部として確保する事によって、流速分布がほぼ均一化されていることが報告されている。このことから、本装置で使用されているノズルは、式(2.3)及び(2.4)で与えられる形状の内、 $-3.0b \leq x_\phi \leq 1.3b$ の範囲を縮流部として使用している。ノズル条件の 2) と 3) については、ノズル出口境界層厚さを出来る限り薄くすること、すなわち境界層の乱流遷移を抑制する目的を持ち、ノズル吐出後の自由表面波の成長を抑制するために重要な条件である。

2.1.3 ノズル出口境界層厚さ

境界層厚さは、ジェット流に関する分野においては境界層剥離点での運動量厚さを代表長さとして整理されることがしばしばあり、流れの特性を議論する際に重要な指標である。しかしながら液体 Li は銀白色の内部が不可視な鏡面反射体であることから、内部の詳細な流速分布や境界層厚さ等の計測を行うことは非常に困難であり、理論解析や数値シミュレーションに頼ることが必須である。上述した島によってポテンシャル理論から導かれたノズル形状に対して、Itoh ら[2]によって境界層厚さの評価が実施され、大阪大学の液体 Li 循

環装置の噴流試験部についても同様の評価が実施された。

境界層厚さの評価は整流板からノズル入り口までの直線部における層流域とノズル入り口以降の乱流部に分けて考える。まず、2次元ポテンシャル流モデルによりノズル壁に沿う自由流れ速度 U_0 を求め、 U_0 を用いて層流境界層の発達を次の Walz の式[5]を用いて算出する。

$$\delta(s)^2 = \frac{0.470\nu}{U_0} \int_{s_1}^s U_0^5 dS + \delta_i^2 \quad (2.5)$$

ここで、 s_1 は縮流ノズル入り口を示し、積分はノズル壁に沿って行う。境界層はノズル上流に位置する整流板から発達するものとし、ノズル入り口における運動量厚さを δ_i とする。整流板からノズル入り口までの境界層発達は平板層流境界層発達の式を用いた。次に、層流境界層から乱流境界層への遷移は、運動量厚さを代表長さとする Re 数が 400 を超える際に発生するものとし、遷移後の乱流境界層発達は以下の式 2.5 に示す Buri の方法[5]によって導かれた。

$$\begin{aligned} \delta \left(\frac{U_0 \delta}{\nu} \right)^{1/n} &= U_0^{-b} \left(c + a \int_{s_2}^s U_0^b dS \right) \\ c &= U_{s_2}^b \delta \left(\frac{U_{s_2} \delta}{\nu} \right)^{1/n} \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで、ノズル形状から $n=4$ 、 $a=0.0158$ 、 $b=4.0$ である。

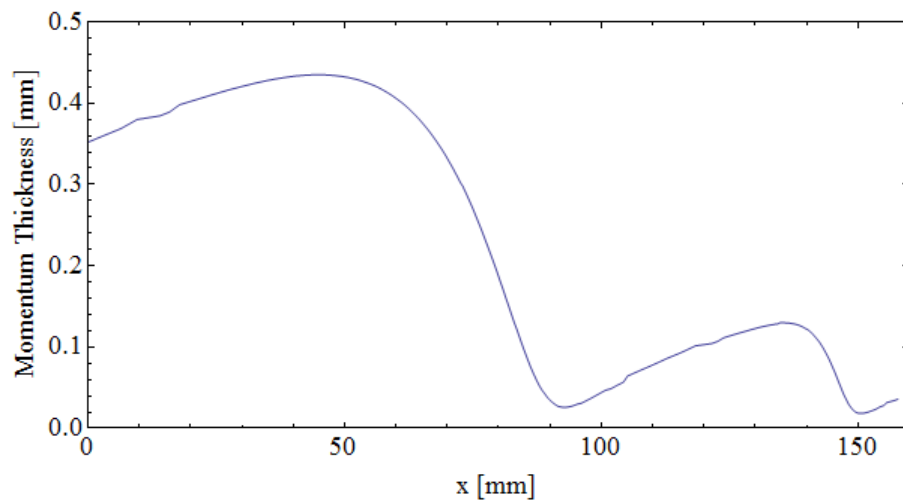
さらに、急激な縮流下において、乱流境界層は再層流化することが知られている。再層流化は加速パラメータ K を用いて、以下の式 2.7 を満たす際に発生する。

$$K \equiv \frac{\nu}{U_0^2} \cdot \frac{dU_0}{dx} > 3.5 \times 10^{-6} \quad (2.7)$$

以上の方法により、算出されたノズル出口運動量厚さを表 2.2.に、ノズル内の運動量厚さ分布を図 2.5.に示す[6]。図 2.5.については、15 m/s の条件においてはノズル入り口までに乱流への遷移条件を満たしているため、Buri の方法のみを用いて算出しており、また、再層流化を考慮していない結果である。

表 2.2. 主流速度毎のノズル出口運動量厚さ[6]

U [m/s]	δ [μ m]		
	層流	乱流	再層流
1	1091	87	143
2	771	59	72
3	630	52	57
4	545	49	51
5	488	46	47
6	445	45	44
7	412	43	42
8	386	42	40
9	364	41	39
10	345	40	37
11	329	39	36
12	315	39	35
13	303	38	35
14	292	38	34
15	282	37	33

図 2.5. $U = 15$ m/s における二段縮流ノズル内の運動量厚さ分布[7]

2.2 電気接触式液面計（プローブ液面計）

本液面計は、センサー（計測針）先端部と液面との接触を電氣的に検出することで、液面の高さ情報を取得するものである。この得られた電気信号を統計的に処理することで、表面波の波高、周波数を計測することができる。本節ではプローブ液面計の概要及び計測手法、解析手法について述べる。本液面計の原理は非常に単純で、液面の高さや発生（接触）頻度といった波の特性の絶対値を定量的に計測可能な接触式の検出器である。本手法は Annese らによって Li 流の計測が行われた報告[8]がある。Annese らは核融合中性子源開発初期の FMIT 計画において、プローブ液面計を用いて Li ターゲット流の厚み計測を行ったが、計測の方法や結果などについて報告では不明な点が多く、十分に参照可能な研究がなされたとは言い難い。そこで、大阪大学の金村ら[9]は Annese らの用いたとされる電気接触式の液面計を改良した装置を開発し、IFMIF 重陽子ビーム照射領域に相当する位置における Li 流表面波の波高計測を行い、平均厚さ及び波高の絶対値を取得することに成功した。その後、同液面計を用いて、ノズル剥離直後の地点や中間地点等の多地点における計測が行われ、表面波の変動特性に関する多くの知見を得た。一方で、2009 年にノズル及び流路の腐食・損傷に伴い、試験部の交換・改造が施され、2010 年 3 月に新試験部としての試運転が実施された。本研究では、新試験部への変更によって腐食の影響が少ない Li 噴流を使用したプローブ液面計による計測について記述する。新試験部では観察及び計測用ポートの構造が変更され、フランジを交換することで、様々な実験に対応できるようになり、任意の計測地点での計測を行えるようになった。そこで本研究では、流れ方向に対する表面波の発達を評価するために、ノズル出口から下流方向に 15 mm、55 mm、95 mm、135 mm、175 mm の計 5 地点における波高計測を行った。装置の起動において、数 10 Pa 程度の真空引きと 1.8 気圧程度の加圧を要するため、真空と加圧の両方に対して周辺空気とのバウンダリを保ちながら計測地点を移動する機構の導入が困難であるため、旧試験部と同様、各地点での計測はそれぞれ異なるマシンタイムにて実施した。以下、2.2.1 項では、計測に使用したプローブ液面計について、仕様及び計測原理について述べ、実験体系を含めた実験概要について述べる。2.2.2 項では計測の手順と接触頻度と得るための計測データの処理方法について述べる。

2.2.1 計測原理及び実験体系・条件

プローブ液面計は計測針（プローブ）と Li 液面との接触を電氣的に検出する装置である。本プローブ液面計の主要な構成要素は、計測プローブと位置校正プローブからなるプロー

ブ先端ユニット、及びこれらを動作させる電動モーターシリンダ（EZC4E010M-A, Oriental Motor 社）である。図 2.6. にプローブ装置の全景及びプローブ先端ユニットの拡大写真を示す。過去に行われた近藤らによる自由表面波の計測結果[10]から、表面波の波長は数 mm 程度であることが分かっている。また、波の碎波限界式 $2A/\lambda \leq 0.142$ (A : 振幅、 λ : 波長) を考慮すると、振幅は 1 mm に満たないと予測される。このような微細な波を計測するために、計測針は $\phi_a = 3.00$ mm の SUS304 製の棒を、先端から 17 mm までを針状に加工したものをを用いた。図 2.7. に計測プローブの写真を示す。図に示すように先端から 5 mm の地点の針直径が $\phi_b = 0.86$ mm、2 mm 地点の針直径が $\phi_c = 0.32$ mm となっている。針先付近は ϕ 0.2~0.3 mm 程度であり、液面の波長に比べて十分に小さいため、微細な表面波の計測が可能である。

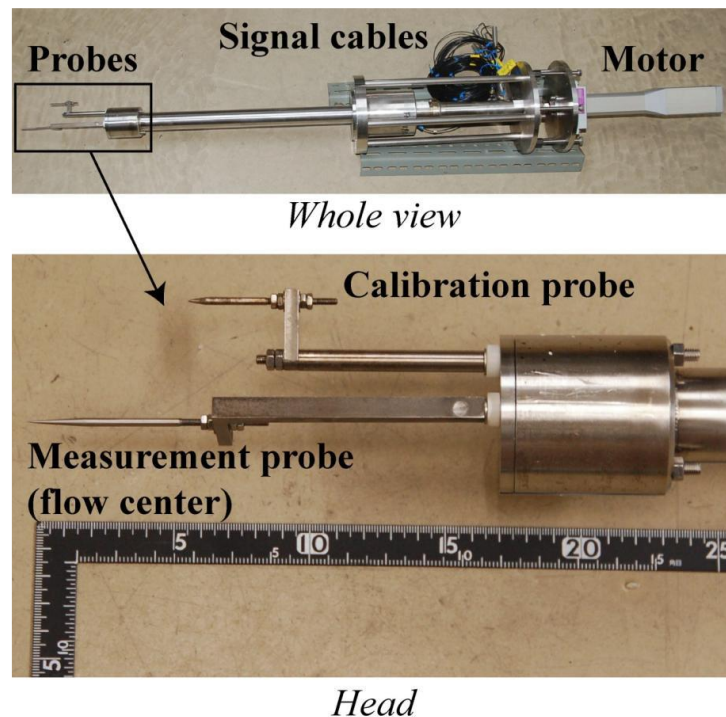


図 2.6. プローブ液面計の全景及びプローブ先端ユニット

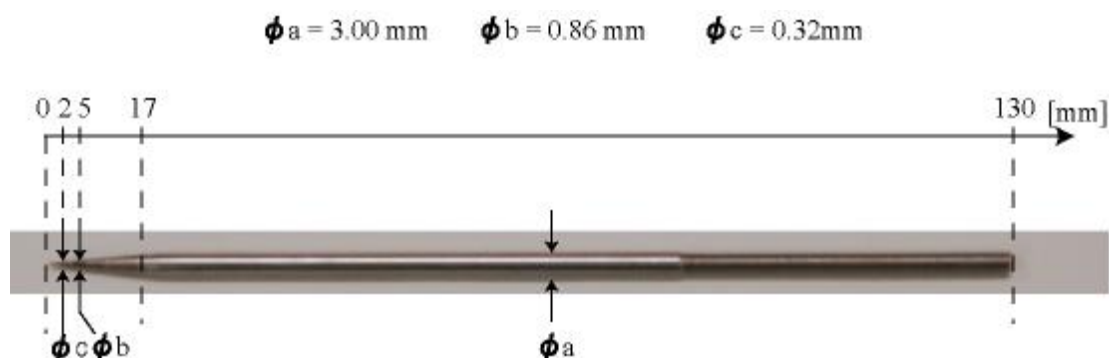


図 2.7. 計測針

本プローブ液面計は、プローブ計測用フランジに設置され、図 2.7.の通りに噴流試験部に設置される。図 2.8.にプローブ用フランジ及びプローブをノズル出口下流 175 mm 地点の計測を行えるように計測用プローブを設置した断面図を示す。プローブ液面計は、溶接ベローズによって試験部バウンダリを形成しており、バウンダリ外の電動モーターシリンダにより上下駆動され、流路に対して垂直に挿入できるようにプローブ軸を調整できる構造となっている。プローブ液面計の軸角度調整時には、流路と同様に水平から 2.5° の傾きをつけて設置する。先述したように、本装置は計測プローブ先端と Li 液面（金属）との接触を電氣的に検出し、その信号を記録するが、噴流の厚さや表面波高を評価するためには、計測針の先端の絶対高さを知る必要がある。この絶対高さは、位置校正針によって流路底からの距離として校正される。計測実施前に校正用プローブが側壁と接触するモーターシリンダ位置を基準高さとし記録する。プローブ先端ユニットの組み立ての際に、位置校正用プローブの流路側壁接触時に、流路から 5 mm の高さに計測プローブの先端が位置するように組み立てられるため（この高さの値は試験毎に精密に繰り返し計測が行われる）、モータの駆動量と噴流試験部および流路の寸法から、計測用プローブの先端の絶対高さを算出することが可能である。また、前章で記述したように循環装置運転時には試験部周辺をおよそ 300°C まで昇温するため、流路やフランジの熱膨張が発生する。この熱膨張や装置備え付け誤差などによるプローブ位置のズレを補正するために、装置昇温が終わって Li 流動試験を開始する直前に位置校正プローブを用いて計測プローブ位置の校正を行う。表 2.3.に位置決め用の電動モーターシリンダの仕様を示す。垂直方向に最大 14 kg の搬送ワークを繰り返すことができ、位置決め精度 $\pm 0.02\text{ mm}$ で、分解能 0.01 mm で動作させることができる。

表 2.3. 電動モーターシリンダ EZC4E010M-A 仕様

リード	6 mm
可搬質量	水平 30 kg、垂直 14 kg
推力	140 N
押し当て力	200 N
電磁ブレーキ保持力	140 N
最高速度	300 mm/s
繰り返し位置決め精度	± 0.02 mm
最小分解能	0.01 mm

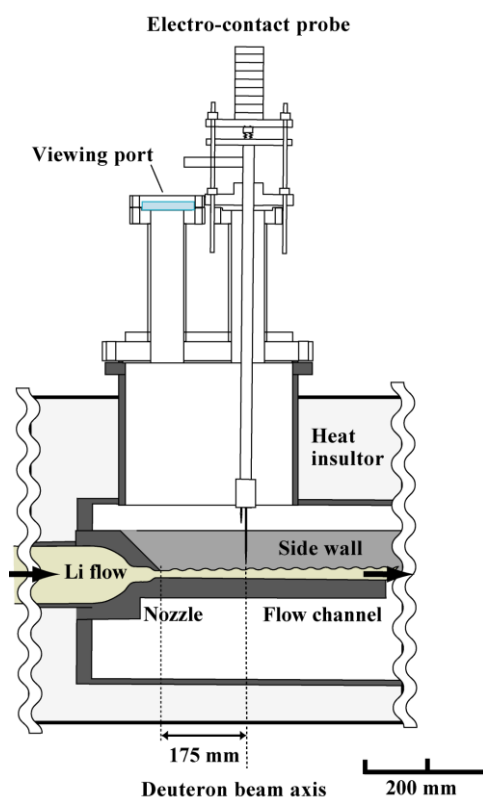


図 2.8. プローブ設置時の噴流試験部断面図（ノズル下流 175 mm 地点計測時）

プローブと Li 液面の接触信号を検知するための電気回路を図 2.8.に示す。この図右の電気回路部分については計測プローブのみを示しているが、実際には位置校正プローブも図 2.8.と同様の回路を持っており、2 本のプローブは電氣的に独立している。計測プローブが Li 液面と、位置校正プローブの場合は流路の側壁と接触すると、プローブ-Li-流路をつなぐ閉回路ができる（位置校正針では流路-プローブ）。回路には直流 5 V の電圧がかけられており、閉回路ができることで電流が生じる。電流が LED の最大定格を超えないように回

路内には定電流ダイオード（CRD）が組み込まれている。この電流により LED が点灯し、フォトカプラを介して図中の右の回路が接地される。記録は、LED の光をフォトカプラが検知することで起こる電圧降下（接地）を利用している。レコーダーには、プローブと液面が非接触時に常時およそ 5 V が記録され、接触時には回路が接地されるため 0 V を出力する。

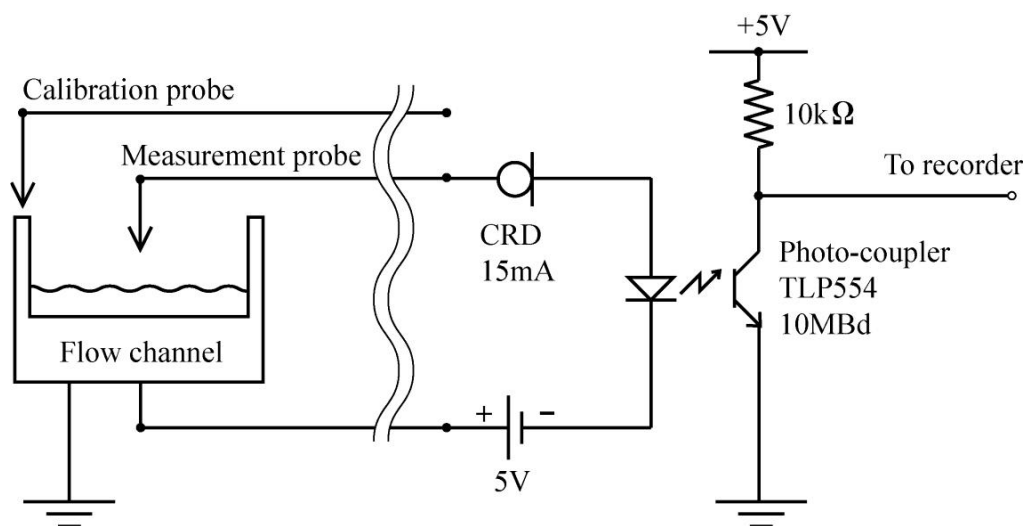


図 2.9. 電気信号検出回路[9]

本研究における実験条件を表 2.4.に示す。本研究ではノズル出口下流 15、55、95、135、175 mm 地点の計 5 地点の流路幅中心点においてプローブ液面計を用いた表面変動計測を実施した。実験体系は図 2.8.で示したとおりで、各計測地点用のフランジに交換して、個別のマシントimeで計測を行った。本実験におけるプローブの降下ステップは、接触頻度の状況から判断して、流速の変化に伴って 0.01~0.1 mm で変化させた。これは高流速条件において計測が長時間になることで、電磁ポンプ等の負荷が大きくなることを避けるためである。流動条件（Li 流速）については表 2.4.に示す通り、最大で 15 m/s まで計測が実施された。この流速は電磁流量計によって計測される流量 [L/min]をノズル出口の断面積で除することで得られる噴流の断面平均流速である。55 mm 地点と 135 mm 地点の実験においては、電磁流量計の不具合により流量を算出することが困難であったため、電磁ポンプの出力電圧を記録し、不具合の改善後に校正を行った。135 mm 地点の計測については、13 m/s 及び 15 m/s においては不具合改善済みのデータとなっている。また、後述するレーザープローブ法による計測による結果との比較対象としては、ここで掲載する実験とは別のマシントimeにて個別に実施したものを使用している。本循環装置は電磁ポンプの吸い込み口

におけるキャビテーション発生に対する裕度が小さいため[11]、真空条件ではなく 0.12 MPa 前後の Ar ガス加圧下での実験を行っている。

表 2.4. プローブ実験条件

Measurement Point (Distance from the Nozzle Exit)	15 mm	55 mm	95 mm	135 mm	175 mm
Record Time	30 s				
Flow Velocity	3~11 m/s	1.91~ 11.71 m/s	3~15 m/s	1.91~ 15 m/s	3~15 m/s
Pressure	0.13 MPa				
Down Step	0.01 or 0.02 mm	0.01~ 0.1 mm	0.05 or 0.1 mm	0.02~ 0.1 mm	0.1 mm
Sampling Frequency	50 kHz				

2.2.2 計測手順及び信号処理

図 2.10.に Li 自由表面流の変動計測のフローチャートを示す。まず、計測針を Li 液面上方から徐々に降下させ、記録時間である 30 秒間に Li との接触が確認され始めた位置からプローブ位置を固定し、接触信号（ON-OFF 信号, 図 2.11.）をデータレコーダ（ZR-MDR10 : OMRON 株式会社）によって記録する。レコーダーの電圧信号のサンプリング周波数は 50 kHz である。その後、プローブの降下と接触信号の記録を繰り返し行い、記録時間中にプローブと液面が完全接触（常時接触）するまで計測を行う。完全接触を確認後、プローブの位置を原点まで上昇させ、流速を変えて同様の計測を行う。

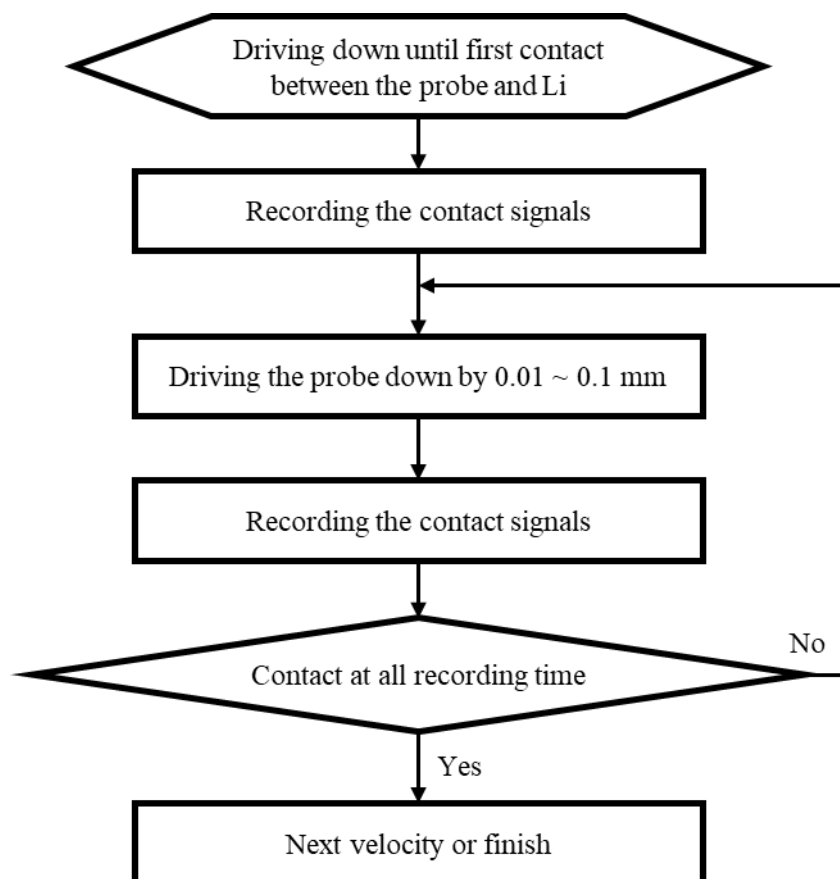
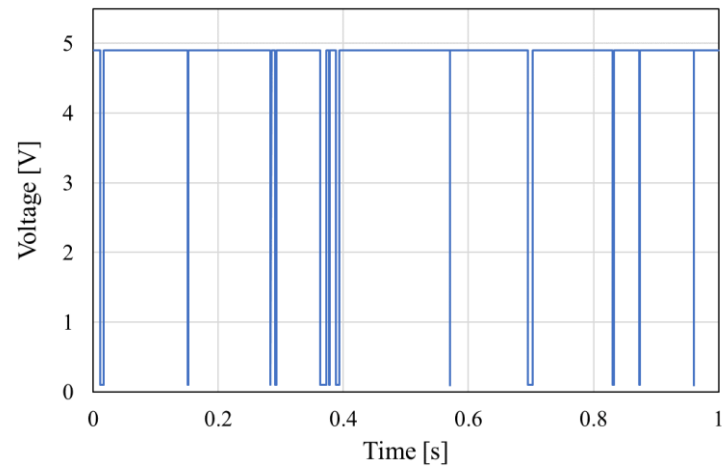
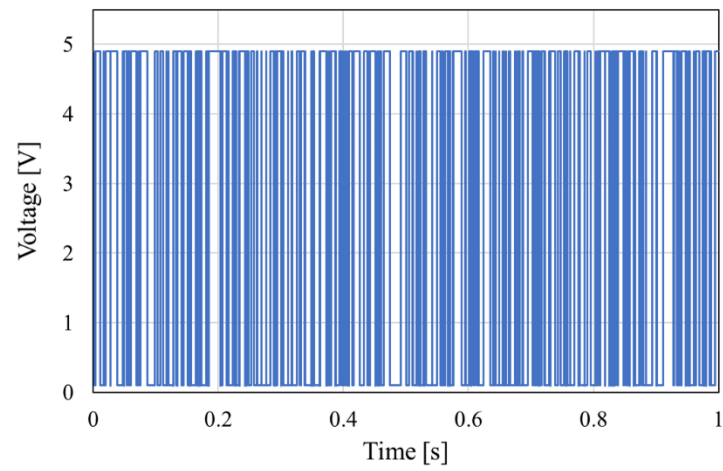


図 2.10. 計測フローチャート

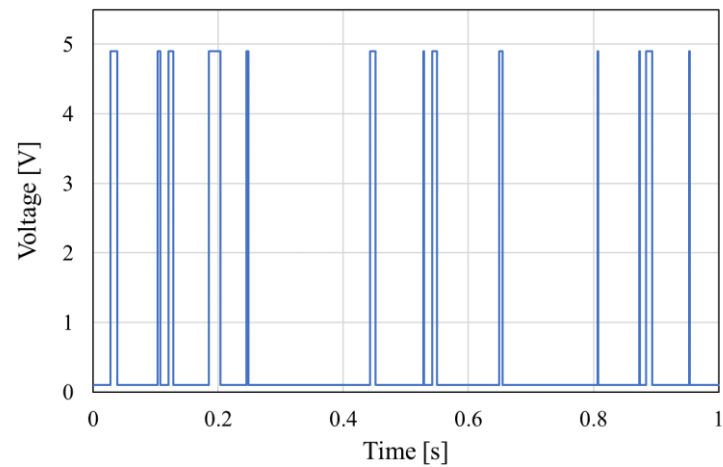
以下では、前項までに述べたプローブ液面計を用いた計測から得られた接触信号について述べる。図 2.11.(i)～(iii)に、実際にレコーダーに得られる計測針先端と Li 表面の接触による電圧信号の模式図を示す。縦軸と横軸は電圧と時間をそれぞれ示し、1 秒間の信号の模式図である。図 2.11.(i)は平均厚さより上にプローブ先端が位置する条件での信号であり、(ii)は平均厚さ近傍での信号、(iii)は平均厚さより低い位置に先端が位置する条件での信号である。



(i) 噴流平均厚さより上方



(ii) 噴流平均厚さ近傍の地点



(iii) 噴流平均厚さより下方

図 2.11. 電圧信号模式図

次に、接触信号から接触頻度を定義する方法について述べる。まず、接触信号を出力信号 V_{out} が 2.5 V を上回るとき 0（非接触）、下回るとき 1（接触）となるように二値化すると、計測開始から i 番目の接触信号は関数 I_i で次のように定義される。

$$I_i = \begin{cases} 0, & V_{out} > 2.5 \text{ V} \\ 1, & V_{out} < 2.5 \text{ V} \end{cases} \quad (2.8)$$

接触頻度 F_i を単位時間当たりの接触回数と定義すれば、 F_i は I_i を用いて次式で表される。これにより接触→非接触に切り替わった瞬間（ $I_i = 0, I_{i+1} = 1$ ）の回数が数えられる。

$$F_i = \frac{1}{\tau} \sum_{i=1}^n (1 - I_i) I_{i+1} \quad (2.9)$$

ここで、 τ は計測時間、 n は総データ数を示す。

次に、計測信号から得られる接触頻度分布の模式図を図 2.12. に示す。横軸に噴流厚さ、縦軸に接触頻度 f_i を取っており、高さに応じた接触頻度の離散値が得られる。先に示したように実験では高い位置から低い位置へプローブを徐々に降下させていく。図 2.11. のように、プローブと液面が接触し始めてからプローブを徐々に降下させていくと、接触頻度は増加し、ある地点において最大値（Peak f_i ）を取る。その後、さらにプローブを降下させると頻度は減少し、プローブと Li 液面が常時接触となったとき頻度は 0 になる。これまでに行われた実験結果から、接触頻度分布はピーク位置を軸にほぼ対称になっていることが確認されており、ピーク位置を表面変動の中心、すなわち噴流の平均厚さと定義する。計測点はプローブの降下間隔に応じた離散値であるため、接触頻度分布のピーク位置は、ピーク近傍の 3 点から二次の内挿で算出することにより評価される。また、プローブと液面の接触開始地点から完全接触地点までが噴流の表面変動の範囲であり、この距離を最大波高と定義する。計測は実験の目的によって流速や装置内の圧力を変化させて行われるため、流速及び圧力に応じた接触頻度分布の結果および最大接触頻度、噴流平均厚さ及び最大波高の絶対値が得られる。噴流の平均厚さの位置における接触頻度は、Li 噴流の表面の可視化から評価された表面波の周波数と比べて小さな値を示すが、接触頻度は噴流平均厚さ（変動中心）を得るために必要な値であって、必ずしも表面波の周波数（波長）を表す特性値ではないと考える。

図 2.12. の接触頻度模式図において、高さ H_1 における接触頻度は波の山の高さが H_1 以上の波が単位時間当たりに通過する数と捉えることが出来る。 H_1 より僅かにプローブを降下させた位置 $H_2 (= H_1 - \Delta H)$ における接触頻度と H_1 における頻度の差を、波の山（波頭）の高さが H_1 から H_2 の高さにある波が単位時間当たりに通過した数とする。最大接触頻度

は、波の中心（変動中心）における接触頻度であり、すなわち全ての波の総接触数である。接触頻度を分析することにより、中心から最大変動までの範囲での波の波頭の分布を知ることが出来る。同様の方法で、波の谷の振幅（中心から下方への変動）の分布も得ることが出来る。

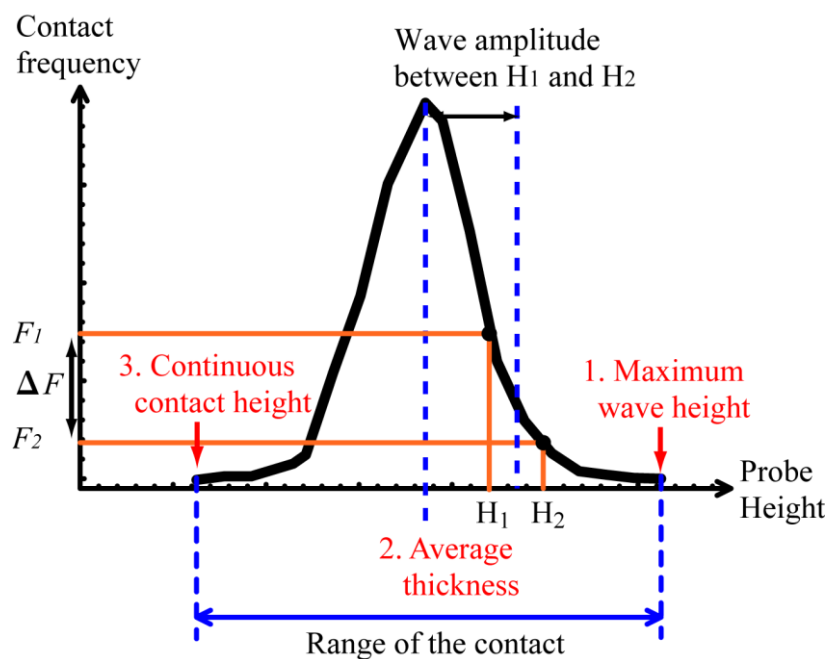


図 2.12. 接触頻度分布模式図

2.3 レーザープローブ法

次に、本節では、非接触式の液面計である光コム距離計を用いた、レーザープローブ法について記述する。液体 Li 自由表面流の計測において非接触であることは次第の利点は、液面を乱さないことであり、その他にも液体 Li との機器の接触による腐食の影響を取り除くことができる。一方で、レーザープローブ法のような光学系を利用した非接触式手法は、実機等への導入を考えると、導光用の窓材が必要な点と、窓材への Li の蒸着により使用が困難になるなどの課題も挙げられる。レーザープローブ法で使用される光コム距離計は非常に高い距離分解能ともつことから、高速で流動する液体の微細な表面変動の計測に適している。

2.3.1 光コム距離計

図 2.13.にレーザープローブ法で TOF の光源として使用する光コム技術の概念図を示す[12]。超短パルスモード同期レーザーは、時間軸上においては短パルス列である、と同時に、フーリエ変換の関係で結ばれる周波数軸上においては多数の光周波数モード列となっている。多数のモードが等間隔に並ぶ様子から、光の櫛（光コム）と呼ばれている。櫛の歯間隔はパルス列間隔の逆数に相当、櫛全体の広がり（スペクトル幅）はパルス幅の逆関数に相当し、非常に精密に出力される。本研究で用いた光コム距離計は、光コム干渉による Time-of-Flight 法を用いる位相計測方式であり、測定対象に照射される測定用光コムが測定対象から反射され、反射光を参照用光コムと干渉ヘッド内で重ね合わせ、その干渉信号の解析を行って距離情報を得る。本研究で使用した装置は、光コム距離計 ML-5201D1-HJ（株式会社 XTIA（旧：株式会社光コム））である。本機器は同社と QST の共同で Li の表面変動計測のために開発されたものである[13]。構成及び詳細について次項で述べる。

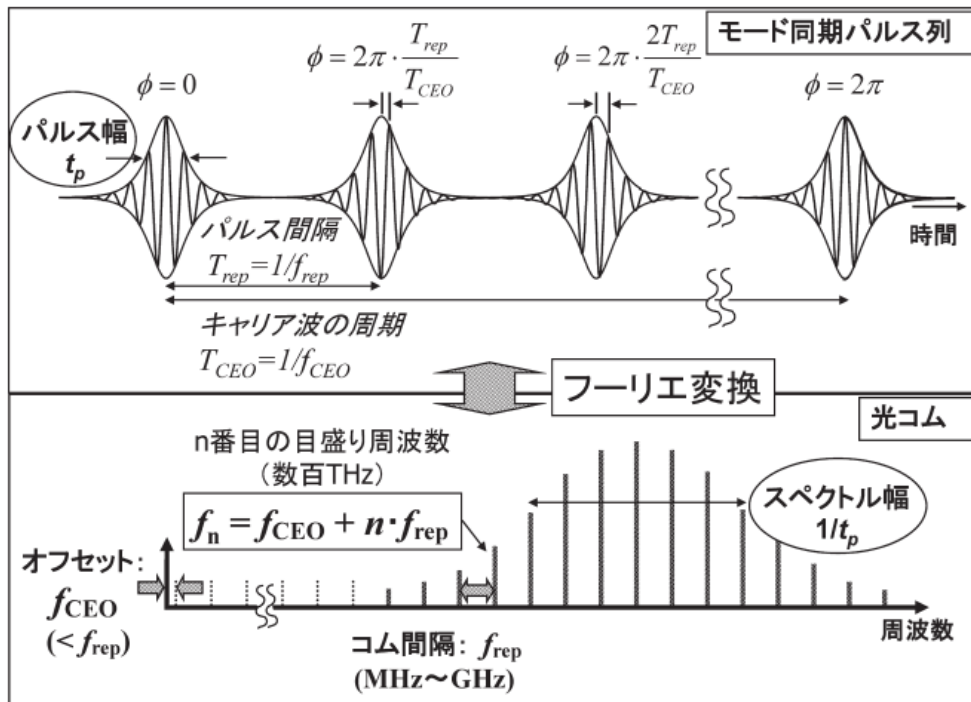


図 2.13. 光コム概念図[12]

光コム距離計は光コム発振器とレーザーヘッド、干渉計、レーザーパルスのその場観察を行うオシロスコープ、信号処理を行う FPGA ボードを搭載した PC、ビームエキスパンダーとフォーカサー等の光学機器で構成されている。光コム発振器は測定用と参照用の光コ

ムをそれぞれ出力する2台のモジュールを内蔵している。表2.5.に光コム発振器の使用を示す。発振器から出力された光コムの内、測定用はビームエキスパンダーとフォーカサーによって集光され、測定対象へ照射される。ビームエキスパンダーとフォーカサーの位置を調整することで、ビームスポットまでの距離を変更することが可能である。また、測定光の一部は測定面に照射せずに干渉計内部で参照光との干渉に使用され、この干渉信号と、対象からの反射光との参照信号の2つの時間差によって、測定対象までの絶対距離が得られる。マイケルソン干渉計による距離測定手法を基本としており、干渉計ヘッドに内蔵されている参照ミラーを基準とした距離が計測され、本研究に於いては変調周波数の半波長で決まる測定区間内（52.420 mm 幅）の相対距離を測定する相対距離測定モードを採用した。表2.6.に距離計の仕様を示す。

表 2.5. 光コム発生器仕様

OFCG1（測定光）	
動作周波数（fm1）	2.86 GHz 帯
駆動周波数安定度	基準信号と同等（基準信号(OCXO)に同期）
光周波数安定度	レーザー光源と同等
コム発生帯域	>2 THz ※LINbO3 結晶の材料分散で制限される発生帯域
OFCG2（参照光）	
動作周波数（fm2）	2.86 GHz 帯 ※ $ fm1 - fm2 = 0.5 \text{ MHz}$ となる周波数が選択される。
駆動周波数安定度	基準信号と同等（基準信号(OCXO)に同期）
光周波数安定度	レーザー光源と同等
コム発生帯域	>2 THz ※LINbO3 結晶の材料分散で制限される発生帯域
音響光学周波数シフタ（AOFS）	
シフト周波数(fa)	40 MHz（up shift）
周波数安定度	基準信号と同等（基準信号(OCXO)に同期）
基準発振器（OCXO）	
発振周波数	10 MHz
周波数安定度	$\pm 1 \times 10^{-7} / \text{year}$ ※OCXO は光コム発生器に内蔵
電源	AC100～240 V、50/60 Hz、単相
動作温度	5℃～35℃
保存温度	0℃～40℃
湿度	20～80 %RH（但し、結露しないこと）
寸法	445 mm（W）×177 mm（H）×435 mm（D）
重量	約 21 kg

表 2.6.干渉計仕様

方式	干渉計方式（台形プリズム型干渉計）
入力光ファイバ	偏波保存ファイバ（1.55 μm 帯用 PANDA ファイバ） ・コネクタのキーは偏波保存ファイバの Slow 軸に一致
出力パワー定格	1 mW 以上、5 mW 以下（レーザクラス 1）
出力ビーム径	直径 3.6 mm \sim 4 mm（光強度 $1/e^2$ の値）の並行光を出力
	ビームエキスパンダー&フォーカサー出力後 直径 100 \sim 150 μm （ビームスポットにおいて）

図 2.14.にレーザーヘッドから出射したレーザーが Li 噴流に反射し、干渉計に戻るまでの光路の概略図を示す。Li は鏡面反射体であるため、入射光は、気液界面における波の山及び谷においてのみ鏡面反射体で反射され干渉ヘッドに戻り、その距離が計測される。

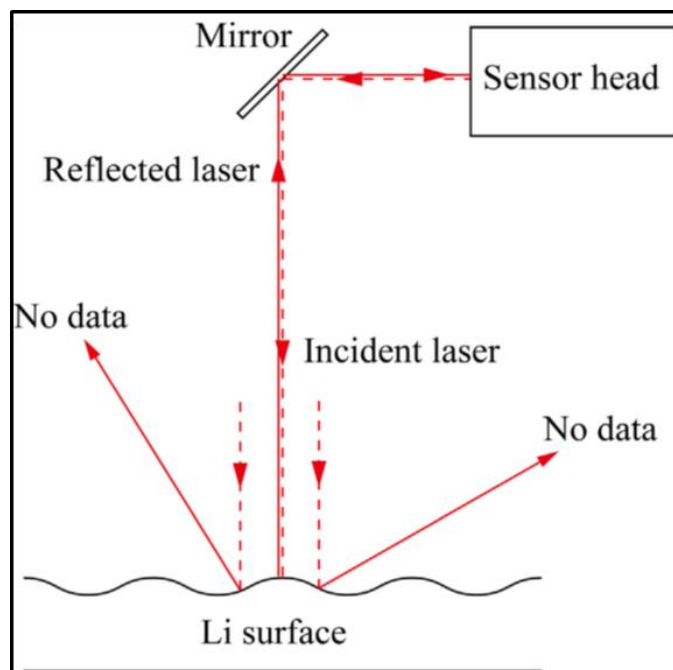


図 2.14. 計測条件概略図[13]

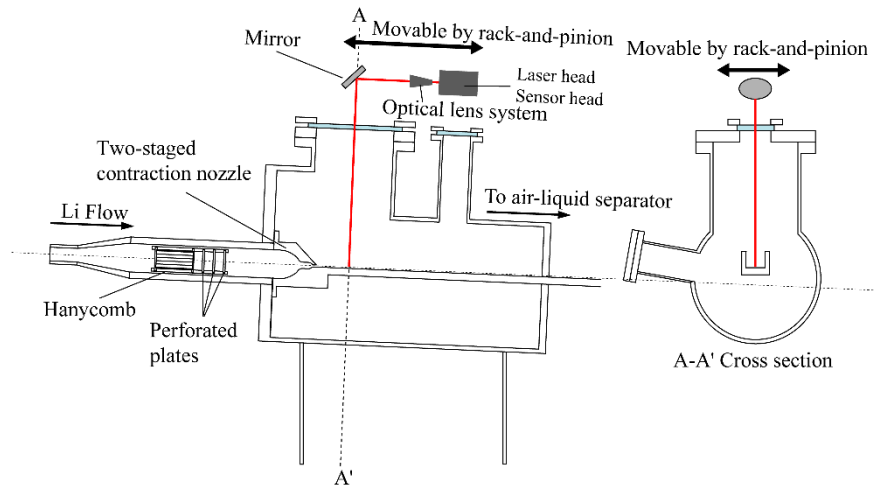
2.3.2 実験体系

ここでは、大阪大学液体 Li 循環装置における、レーザープローブ法による表面変動計測の実験体系について述べる。図 2.15 に光コム距離計を設置した体系の試験部断面図を示す。本論文では、計測対象を上流域におけるビーム照射領域を中心とした計測と、流路幅方向中心におけるノズル出口直下からビーム照射領域下流に至るまでを中心とした計測を実施

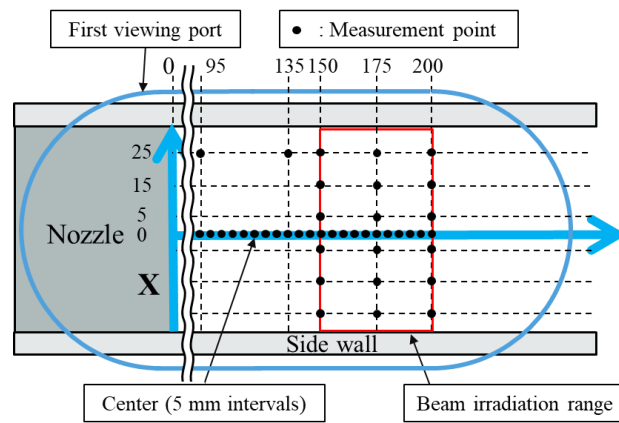
した。以後、ビーム照射領域を主対象として実施した実験を「実験 A」、ビーム照射領域下流を主対象とした実験を「実験 B」とする。これらの実験では計測範囲変更のために光コムの試験部への導入方向（レーザーヘッドの向き）が異なるのみで、実験手法に関わる本質的な違いはない。

まずは実験 A について記述する。図 2.15 に実験 A の(i)体系及び(ii)計測地点を示している。オシロスコープ、制御・計測用 PC とともに試験部近傍に設置された光コム発振器から光ファイバーケーブルでレーザーヘッドに導光された光コムは、ビームエクスパンダーとフォーカサーを通り、Au コーティングされたフラットミラーによって試験部に垂直に入射される。これらの光学系とレーザーヘッドは長作動ラックピニオンレール（#56-797 : Edmund Optics Inc.）と可動キャリア（#56-793 : Edmund Optics Inc.）及び X 軸アルミクロスローラステージ（TAMC-30301-M6 : シグマ光機株式会社）によって駆動し、各計測点間を移動させる。実験 A においては、プローブ液面計との比較が主目的となるため、ノズル出口下流 95 mm 以降のプローブ液面計での計測と同一の計測地点とし、そこに加えて流路幅方向中心においては 5 mm 間隔で 200 mm 地点まで計測が行われ、ノズル出口からの距離がビーム照射領域と一致する 150~200 mm 地点においては、150, 175, 200 mm 下流地点において幅方向に側壁から 10 mm 地点から 10 mm 間隔で計測を行った。流速は 7、11、15 m/s で実施された。試験部内はプローブ液面計による計測と同様に Ar 雰囲気で 0.12 MPa 程度の加圧下で実施されている。

実験 B においては、流路幅方向中心におけるビーム照射領域後流に至るまでの噴流厚さ等の変動特性の取得と後流地点における二次元領域の流れ場の把握を目的として、計測点を設定した。計測体系としては装置の可動域を確保し第 2 ポートでの計測を可能とするため、レーザーヘッドの設置方向が実験 A から変更された。本 Li ループの計測用ポートの制限から、流路中心について、第 1 ポートからはノズル出口下流 0 ~240 mm が、第 2 ポートからは 410 ~490 mm 地点までのみが計測可能であり、その範囲で 10 mm 間隔で計測点が設定された。幅方向についてはノズル出口下流 200, 210, 220, 230, 240, 420, 450, 480 mm の 8 地点において実験 A と同様に 10 mm 間隔で計測点を設定した。実験 B では流速 15 m/s のみで実施した。試験部内雰囲気圧力は実験 A と同条件とした。

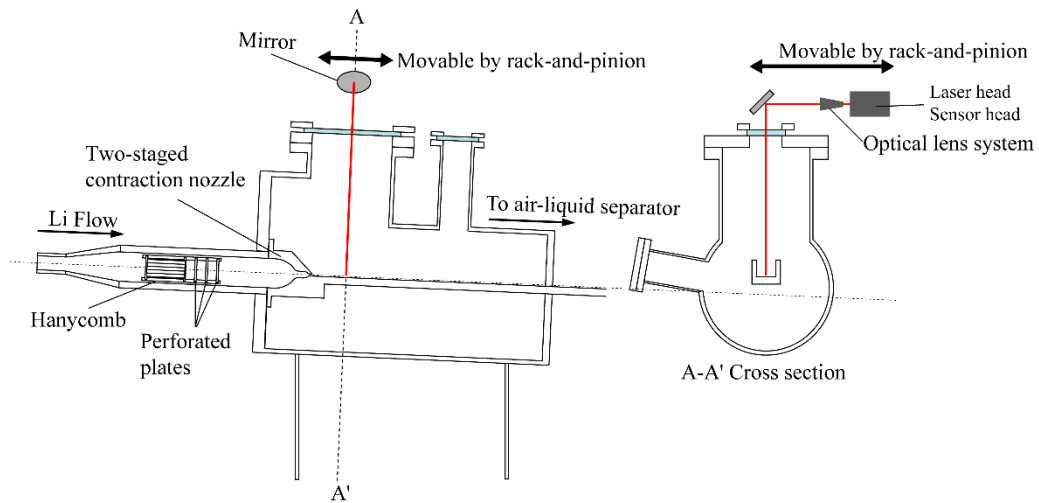


(i) 実験体系

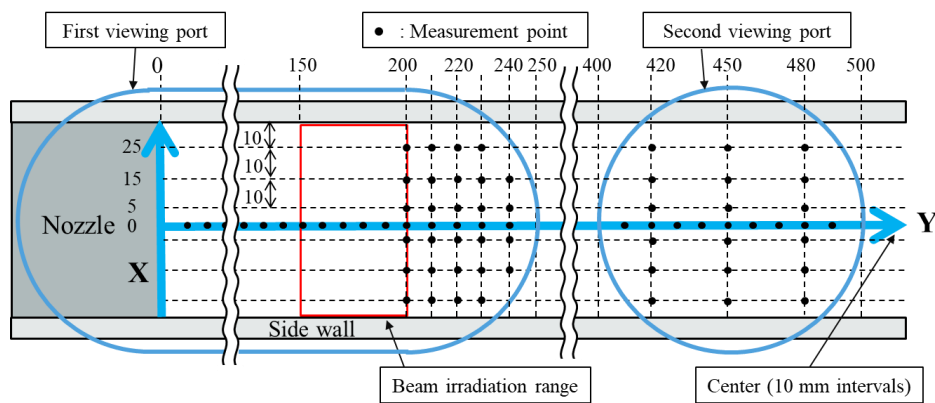


(ii) 計測地点

図 2.15. レーザープローブ法の実験体系及び計測地点（実験 A）



(i) 実験体系



(ii) 計測地点

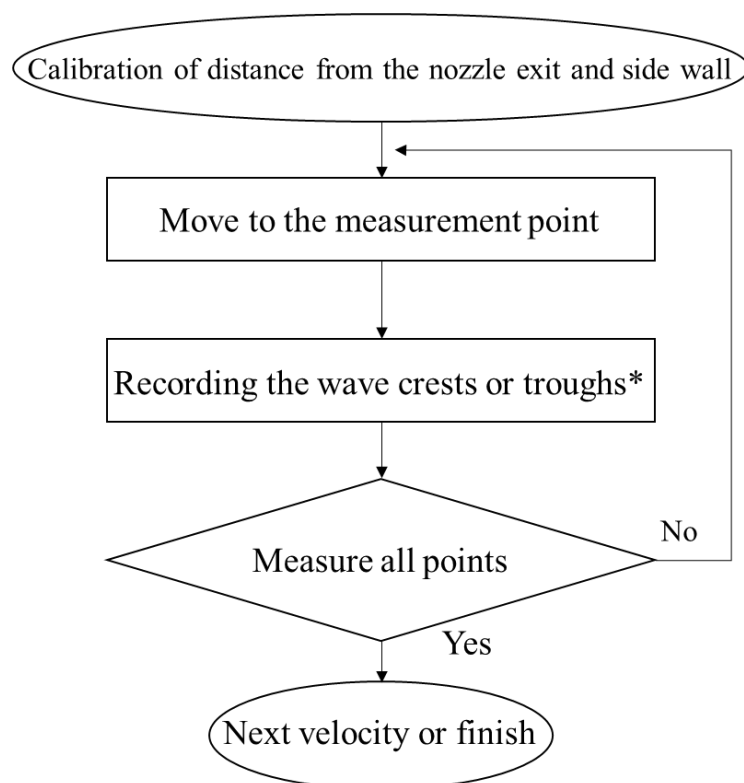
図 2.16. レーザープローブ法の実験体系及び計測地点（実験 B）

2.3.3 計測手順及び信号処理

本節では、まず、計測の手順について示し、前節で述べた実験から得られた距離データの整理及び解析方法について述べる。はじめに、実際の計測で得られた液面データの図を示し、その後、流路底までの距離のキャリブレーション結果、データの解析方法について詳細に記述していく。

実験のフロー図を図 2.17.に示す。はじめに、Li の流動開始前に反射光の有無を利用してノズル出口のエッジ及び流路側壁の位置のキャリブレーションを実施し、測定点の位置決めを実施する。その後、噴流厚さの評価に使用する流路底までの距離の計測を書く計測地

点にて実施する。そして Li 流動を開始させ、各測定点へレーザーを移動させ、60 秒間の計測終了後、レールで Li 流れ方向、可動式ブレードボードで流れの幅方向に Li 噴流に対して平行に動かすことで別の地点を計測し、すべての地点の計測が終了すると流速を変えて同様の計測を行った。



*Recording time : 60 sec, Sampling frequency : 500 kHz

図 2.17. 計測フローチャート

図 2.18.に、60 秒間の計測時間のうち、任意の 2 秒間に検出された液面位置データの例を示す。本データは実験 B における流速 15 m/s の計測結果の内、ノズル出口下流 170 mm の流路幅方向中心におけるデータである。図中のプロットが実際に Li 噴流との反射条件を満たし、反射光強度の閾値を超えて検出された点であり、縦軸はキャリブレーション結果を用いて、Li 噴流の厚さを表す height [mm]としている。赤実線は全計測データの平均値を示している。

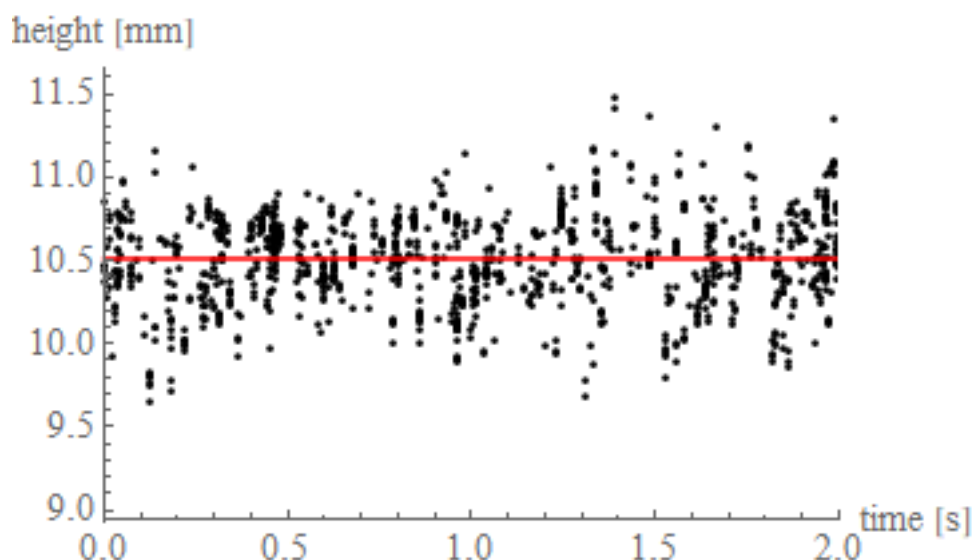


図 2.18. 2 秒間に計測された液面データ

上述したように、本装置は光コム位相計測方式であるために、測定対象との距離は約 52.410 mm の幅の繰り返しで出力される。本実験では位相出力範囲を $(-\pi \sim \pi)$ としたので、計測対象までの距離は $(-26.21 \text{ mm} \sim 26.21 \text{ mm})$ で出力される。そのため、厚さ方向のキャリブレーションとして Li が流動していない状態で流路底の計測を実施し、その平均値を算出、Li 噴流表面の計測結果から引くことにより、噴流厚さ（流路底から表面噴流までの距離）と定義する。そして、噴流厚さの全計測データの算術平均を平均厚さとし、平均厚さからの変動を波高として定義する。

キャリブレーションで得られる測定結果の例として、実験 B における流路中心でのキャリブレーション結果を図 2.19 に示す。横軸はノズル出口から測定値までの距離、縦軸は流路底に対する光コム距離計の測定値を示している。実験 B では、Li を流す前に流路底の高さを測定したが、Li を流して測定を開始した後、ビューポートガラス窓からの反射光がノイズとして大きく検出され、正確な測定が困難になった。そのため、急遽光路を再調整して計測を継続した。再調整した光路でのキャリブレーションは、Li の供給を停止し、Li を流路からドレンした後に各測定点において流路底までの距離を再度測定し、そのデータをキャリブレーションの値として用いた。図 2.20 にキャリブレーション実施時の流路底の写真を示す。流路底に固体の Li コンパウンドが付着しているため凹凸が大きい箇所が確認できる。この影響で数点において反射光の強度が低下し、正確なキャリブレーション計測が困難な箇所が発生したため、それらの点については、流れ方向に対して前後の 2 点の結果から最小二乗法により内挿して求めた値を使用している。上述したとおり、大阪大学の Li

ループの噴流試験部における水平流路は、ドレン時の Li 回収のために水平から 2.5° の傾斜が設計されている。しかしながら、流動後のクエンチタンクへの Li の吐き出し部については固定されておらず、ノズル部のみで試験部は固定されている片持ち梁のような状態となっている。そのため、流路の昇温による熱膨張で自由端である流路端が動き、流路全体で傾斜角が変化することが確認されている。本キャリブレーション測定値より流路の傾きは設計値より大きく、約 2.95° の傾斜をもつことが確認された。また、実験 A においては、全計測点において流路底のキャリブレーションが可能であった、その変動は非常に微小であったため、最小二乗法による近似直線を使用してキャリブレーション結果とした。実験 A における流路の傾斜角は約 3.0° であった。

また、本実験では図 2.20.にあるように Li 流れ方向を Y 方向、幅方向を X 方向と定義し、ノズル剥離地点かつ幅方向中心を原点とした。図 2.16.にも示した通り、実験 B における 250 mm 地点～400 mm 地点の間は試験部の体系の制限から、計測が不可能である。

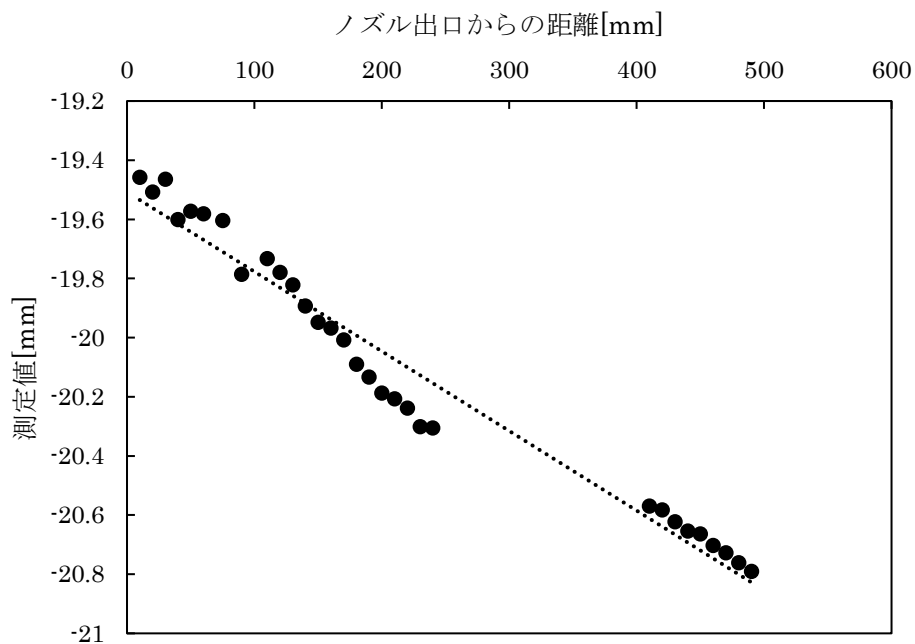


図 2.19. 実験 B における流路底までの距離の分布 (Y 方向 : 流れ方向)



図 2.20. 流路底の写真

測定で得られた液面（山と谷）のデータと流路底によるキャリブレーション結果から得られた絶対高さのデータより、以下のステップで波高の解析を行う。図 2.21. 及び図 2.22. にステップ毎の概要図を示す。本解析では海洋学分野で不規則波動を記述する方法であるゼロアップクロス法[14]及びアメリカ機械学会（American Society of Mechanical Engineers、以下 ASME）の計測の不確かさの定義[15]を採用している。

- ① 閾値以上の反射強度を持つ計測結果を取得する。
- ② 1 つの平らな液面に対して、複数の計測値を得たと考え、①のデータの中で計測結果が連続して取得されたものを液面とする。
- ③ 1 つの液面計測の平均と不確かさ U を定義する。
- ④ 全ての液面の平均値とその不確かさから平均液位とその不確かさを算出する。
- ⑤ 液面の不確かさが全計測データ不確かさの平均 \pm 不確かさの標準偏差の 3 倍を超えるものを異常データとして取り除く。
- ⑥ ゼロアップクロス法に基づき、山と谷の距離から 1 波（1 つの液面変動）の波高値を計算する。異常データ以外の全液面データについて計算し、最大波高及び統計値を算出する。

②で用いた波の山と谷を 1 つの平らな液面とする仮定の妥当性については、レーザー照射領域は実際には曲面であるが、その平坦度は $1\mu\text{m}$ 未満であり、測定装置の精度よりも低いために平坦な表面であるとみなすことができるという金村ら[13]の報告があり、それを参照している。また、ASME の計測の不確かさ U は以下のように定義される。

$$\pm U = \pm (B + tS_{\bar{x}}) \quad (2.10)$$

ここで B は測定の正確度、 $S_{\bar{X}}$ は測定値 X の標準偏差、 t は対称スチューデント t 値を示す。これにより、本研究における 1 つの液面計測の平均値と不確かさは以下のように定義される。

$$\bar{Z}_1 \pm U_1^\circ = \sum_{i=1}^{n_1} \frac{Z_{1i}}{n_1} \pm (B \pm t S_{\bar{Z}_1}) \quad (2.11)$$

本研究では B には光コム距離計の確度 ($1 \mu\text{m}$) を、 $S_{\bar{Z}_1}$ は 1 つの液面計測の標準偏差を、 t には 95% に対する対称スチューデント t 値を用いた。 t 値は以下の表に示す値をとる。

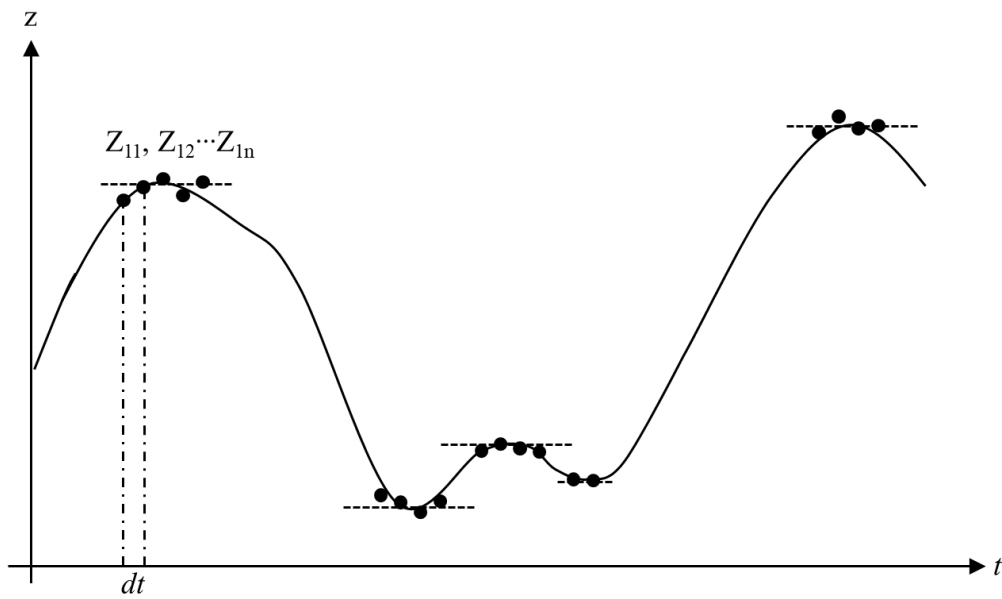


図 2.21. ①、②の概要図

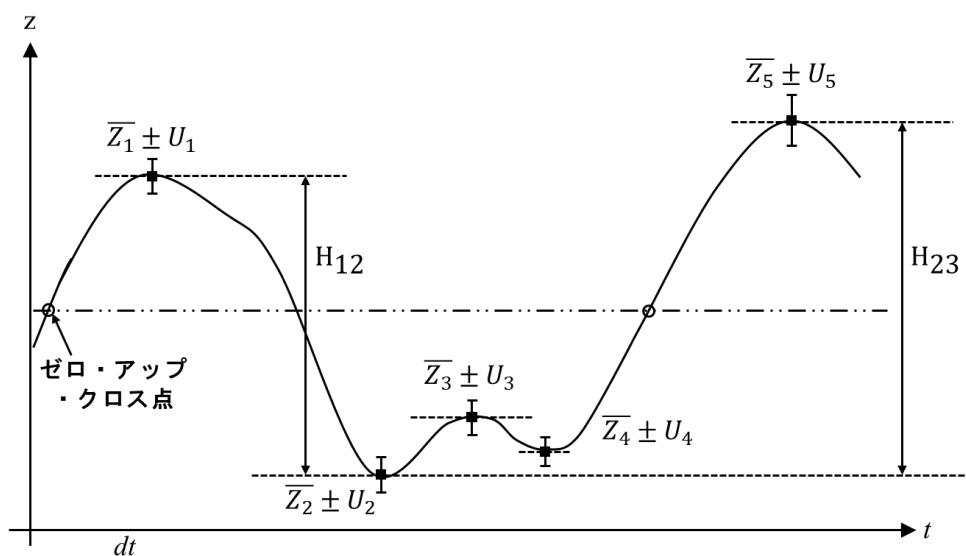


図 2.22. ③～⑥の概要図

表 2.7. 95%信頼度に対する対称スチューデント t 値[15]

自由度	t	自由度	t
1	12.706	16	2.120
2	4.303	17	2.110
3	3.182	18	2.101
4	2.776	19	2.093
5	2.571	20	2.086
6	2.447	21	2.080
7	2.365	22	2.074
8	2.306	23	2.069
9	2.262	24	2.064
10	2.228	25	2.060
11	2.201	26	2.056
12	2.179	27	2.052
13	2.160	28	2.048
14	2.145	29	2.045
15	2.131	30 以上	2.0

2.4 SWAT 法（表面流速計測）

本章の最後に、磁場印加実験にて実施された表面速度計測で使用した Surface Wave Tracking (SWAT) 法について詳述する。本手法は粒子追跡法 (PIV : Particle Image Velocimetry) の技術を応用した計測技術である。これまで金村ら[16]、杉浦ら[17,18]によって液体 Li 噴流の表面流速計測に用いられており、金村ら[19]によって命名された。PIV

法は、浮力の影響を受けず、流れにも影響を与えない微粒子をトレーサ粒子として流体に混入し、高速度撮影によって同一粒子の軌跡をたどることで流体の速度場を評価する手法であるが、液体 Li は不透明な流体であることから、トレーサ粒子の追跡が困難である。そこで、表面が波立っていることを利用して、表面の連続撮影画像の輝度分布について、相互相関係数を算出することで同一点を決定し、その移動距離と撮影間隔から表面の速度を評価する手法である。ここではその詳細について記述する。

図 2.23. に Li 噴流試験部における SWAT 法の計測原理の概念図を示す。図中左から右へノズル部から Li は流れており、その表面には変動が生じている。この Li 噴流について、時刻 t 及び時刻 $t+\Delta t$ における連続画像、それぞれ画像 1 及び画像 2 を撮影する。PIV の解析ではまず、検査領域サイズと探査領域サイズが設定される。検査領域サイズは同一領域探索を行う（相互相関係数を算出する）領域のサイズであり、検査領域サイズは画像 2 中で同一領域の探索を実行する領域である。まず同一点検索の基準として、画像 1 中に検査領域 f が設定され、この検査領域 f の画像 2 中の移動先候補となる検査領域 g が設定される。これらの検査領域 f, g の輝度分布について、相互相関係数 $\text{Corr}(f, g)$ を計算する。ここで、相関係数 $\text{Corr}(f, g)$ は以下の式で表される統計量である。

$$\text{Corr}(f, g) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(x+i, y+j) - \bar{f}\} \{g(x+i+\Delta x, y+j+\Delta y) - \bar{g}\}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(x+i, y+j) - \bar{f}\}^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{g(x+i+\Delta x, y+j+\Delta y) - \bar{g}\}^2}} \quad (2.12)$$

$$\bar{f} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N f(x+i, y+j)}{N^2}, \quad \bar{g} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N g(x+i+\Delta x, y+j+\Delta y)}{N^2}$$

N^2 : 検査領域サイズ

その後、検査領域 g を探査領域内で走査し、 $\text{Corr}(f, g)$ の探査領域内での分布（図 2.24.）を取得する。得られた相関係数分布のうち、最も大きいピークを示した地点を検査領域 f の移動先として決定する。この 2 地点の中心間をつないだベクトルが移動ベクトル \mathbf{d} となり、移動ベクトル \mathbf{d} と連続撮影を行った時間間隔 Δt 、画像のピクセルスケール α [mm/pixel] から表面速度ベクトル \mathbf{u} が算出される（式(2.13)）。

$$\mathbf{u} = \alpha \frac{\mathbf{d}}{\Delta t} \quad (2.13)$$

ここで得られる速度ベクトル \mathbf{u} が検査領域 f の平均速度を表すとし、 f の中心の流速値であると定義する。ここで移動ベクトル \mathbf{d} はそれぞれの画像から算出されるため、画像 1 pixel 毎に得られる離散値であり、時間間隔 Δt も離散的な値であることがから、評価される速度ベクトル \mathbf{u} も離散的な値となる。以上の手順を検査領域 f を移動させて算出していく

ことで、二次元的な速度ベクトル場を評価することが可能である。さらには複数の連続写真に対して実施することで、時間的に平均化することが可能である。

本研究における同一典型作に使用した直接相互相関法では、検査領域サイズ N と探査領域サイズ N_s を主要パラメータとして設定する[20]。検査領域サイズ N は、基本的には任意に設定可能であるが、実用上は検査領域の中心位置の明確化のために奇数とするのが一般的である。また、回転やせん断による輝度分布のパターンの変形の影響を低減するために、可能な限り小さい値とすることが望まれる。また、PIV において N は粒子画像数密度とも密接な関係がある。パターン変形の影響を極小化するために可能な限り N を小さく設定した場合、通常の PIV においては、トレーサ粒子が検査領域内に全くないもしくは 1 個しか記録されていないケースが想定される。このケースにおいては、相互相関保による同一点検索を実施することができない。そのため、検査領域サイズ $N \times N$ [pixel²]の中に 5 個以上のトレーサ粒子が記録されるように設定することが一般的である[20]。逆に、 N の大きさを先に決める場合には、流れの可視化の際にトレーサ粒子を適切に調整する必要がある。この考えは SWAT 法での検査領域サイズの決定にも適用される。

探査領域サイズ N_s について、輝度値パターンの画像上最大移動量との関係から決定する必要がある[20]。予想されうる最大移動量を X_{\max} と表すと、次式の条件を満たすことが探査領域サイズ N_s の目安となる。

$$|X_{\max}| < \frac{N_s}{2} \quad (2.14)$$

探査領域サイズ N_s は検査領域サイズ N と同様に任意の値をとり得る。通常は、検査領域の中心を一致させた一辺が奇数画素の正方領域を設定する。また、格子間隔は検査領域サイズ N の半分、すなわち隣同士の測定点における検査領域が互いに 50%オーバーラップするように設定することが多い。図 2.25 に SWAT 法により取得される表面流速分布の一例を示す。撮影された画像に得られた流速ベクトルを重ねて表示している。上述した同一点検索結果とフレームレートから各検査領域における表面流速が測定され、設定した検査領域毎に流速分布が評価される。

同一点検索を含む表面速度の計測には流体画像解析ソフトウェア JPIV[21]を用いて実施された。最初に「検査領域サイズ」「探査領域サイズ」「解析領域」「有効相互相関係数値」「有効画素割合」をパラメータとして設定し、そのパラメータを用いて解析を実施した後、過誤ベクトルの削除及び欠落ベクトルの内挿を実施している。過誤ベクトルの除去は、相互相関係数が設定した有効値を超えない、または唯一性が不十分な誤ベクトルを統計的な判断から除去するスキームである[20,21]。その後、誤ベクトルとして除去された箇所や計

測不能であった箇所に、時間的に連続した計測結果から補間が行われる。この補間は、「連続体の速度は空間的・時間的に連続的となる」ことを前提として実施される。

本研究で実施した SWAT 法を採用した表面流速計測実験の体系や条件については、その結果について記述する5章において併せて記述する。

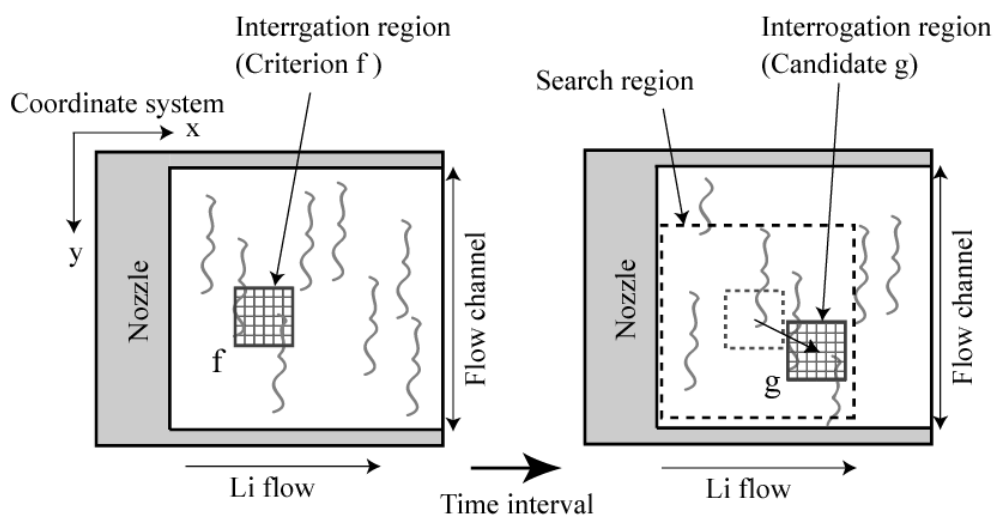
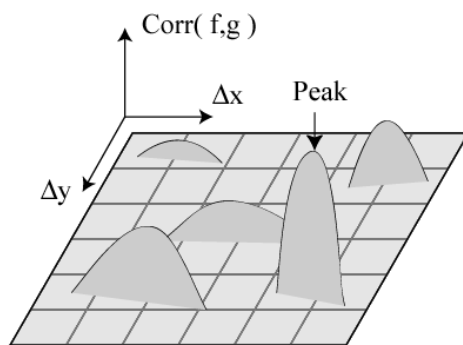


図 2.23. 表面流速計測手法概念図[18]



Distribution of correlation coefficient
between f and g in search region

図 2.24. 相互相関係数 $\text{Corr}(f,g)$ の分布概念図

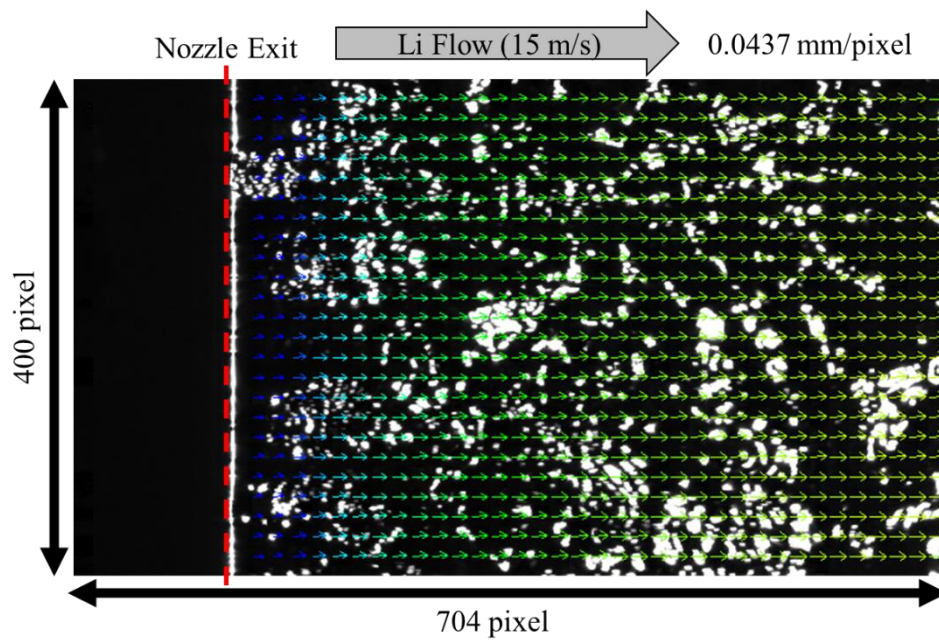


図 2.25. SWAT 法で取得される表面流速分布例

参考文献

- [1] K. Itoh, Y. Tsuji, H. Nakamura and Y. Kukita, “Initial free surface instabilities on a high-speed water jet simulating a liquid-metal target”, *Fusion Technology*, Vol. 36, 1999-Issue 1, pp69-84.
- [2] K. Itoh, Y. Tsuji, H. Nakamura and Y. Kukita, “Free surface shear layer instabilities on a high-speed liquid jet”, *Fusion Technology*, Vol. 37, 2000-Issue 1, pp74-88.
- [3] 島 章, “縮流ノズルの境界層厚さ”, 東北大, 高速力学研究所報告, 第 16 巻, 154 号 (1960/1961)
- [4] 島 章, “任意のノズル形状に関する直接法及び逆法の理論”, 東北大, 高速力学研究所報告, 第 17 巻, 164 号 (1961/1962)
- [5] H. Schlichting, *Boundary layer theory* 6th ed., McGraw-Hill Book Company.
- [6] 杉浦寛和, “液体金属リチウム高速自由表面流における流動・波動特性に関する研究”, 大阪大学大学院工学研究科博士論文, 2011
- [7] 滝田将弘, “数値シミュレーションを用いた液体金属 Li の自由表面流に関する研究”, 大阪大学大学院工学研究科修士論文, 2011
- [8] C.E. Annese, K.E Schwartz, “Experimental Results From A Flowing Lithium Target”, HEDL report, HEDL-SA-2722, November 1982.
- [9] T. Kanemura, H. kondo, N. Yamaoka, S. Miyamoto, I. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga, H. Horiike, “Investigation of free-surface fluctuations of liquid lithium flow for IFMIF lithium target by using an electro-contact probe”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 82, Issues 15-24, October 2007, Pages 2550-2557
- [10] H. Kondo, A. Fujisato, N. Yamaoka, S. Inoue, S. Miyamoto, T. Iida, H. Nakamura, M. Ida, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Surface wave on high speed liquid lithium flow for IFMIF”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 75-79, Nov. 2005, pp. 865-869
- [11] H. Kondo, A. Fujisato, N. Yamaoka, S. Inoue, S. Miyamoto, T. Iida, H. Nakamura, M. Ida, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Experimental study of lithium free-surface flow for IFMIF target design”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 81, Issues 1-7, Feb. 2006, pp. 687-693
- [12] 美濃島薫, “精密長さ計測のための光コムによる干渉計測”, *光学*, 37(2008)576-582
- [13] T. Kanemura *et al.*, “Evaluation of applicability of laser-based distance meter to measure Li-jet thickness for IFMIF/EVEDA project”, *Fusion Engineering and Design*, 89(2014) 1642-1647
- [14] 光易恒、*海洋波の物理*、岩波書店、(1995)
- [15] The American Society of Mechanical Engineering Measurement Uncertainty” ASME

- Performance Test Codes, Supplement on Instruments and Apparatus, Part 1 (ANSI/ASME PTC 19.1-1985)
- [16] T. Kanemura, H. Kondo, H. Sugiura, Y. Niwa, K. Ko, N. Yamaoka, S. Miyamoto, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Measurement of free-surface velocity of liquid lithium flow for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 83, Issues 10-12, Dec. 2008, pp. 1529-1535
 - [17] H. Sugiura, H. Kondo, T. Kanemura, Y. Niwa, N. Yamaoka, S. Miyamoto, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Development of velocity measurement on a liquid lithium flow for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 84, Issues 7-11, Jun. 2009, pp. 1803-1807
 - [18] H. Sugiura, T. Kanemura, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, T. Kanai, N. Yamaoka, M. Ida and H. Horiike, “Experimental Study on Wave Propagation Behavior on Free Surface of Lithium Flow for IFMIF”, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 48, 2011 -Issue 9, pp. 1230-1237
 - [19] T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, Y. Hirakawa, E. Hoashi, S. Yoshihashi, H. Horiike and E. Wakai, “Measurement of lithium target surface velocity in the IFMIF/EVEDA lithium test loop”, Fusion Engineering and Design, Vol. 109-111, Part B, 1 Nov. 2016, pp. 1682-1686
 - [20] 可視化情報学会、PIV ハンドブック、森北出版株式会社、(2002)
 - [21] JPIV, <https://eguvep.github.io/jpiv/index.html>, (参照 2021/09/24)

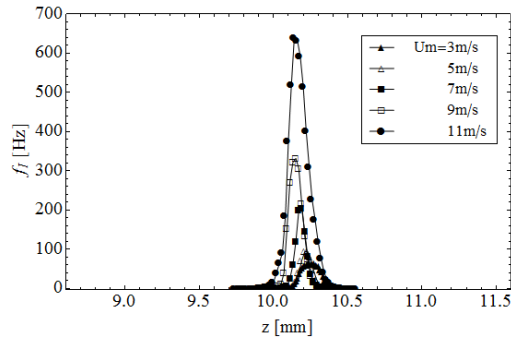
第3章 表面変動計測及びプローブ液面計の精度検証

本章では、2 章にて記述した、大阪大学液体 Li 循環装置において実施した自由表面噴流の表面変動計測の結果について述べる。併せて、接触式のプローブ液面計について実施した、プローブ液面計の精度検証について記述する。プローブ液面計の精度検証の一つとして実施した Li 液滴の生成・挙動に関する CFD シミュレーションについては、数値シミュレーションに関する次章にて記述する。本研究では接触式と非接触式の 2 種類の計測方法を採用しているが、本章では、3.1 節にてプローブ液面計による計測結果について記述し、それぞれの結果について述べる。続いて、3.2 節では、プローブ液面計の精度検証及び計測実施中にプローブ上に付着する Li 液滴の影響の評価について記述する。その後、光コム距離計を用いたレーザープローブ法による実験結果を示す。ここで光コム距離計を使用した実験は上流側と後流側に分けて実施されており、異なるマシンタイムでの計測になるため、3.3 節と 3.4 節に分節している。最後に 3.5 節において接触式および非接触式の計測結果の比較により、接触現象に内包されている未検出・誤検出について評価する。

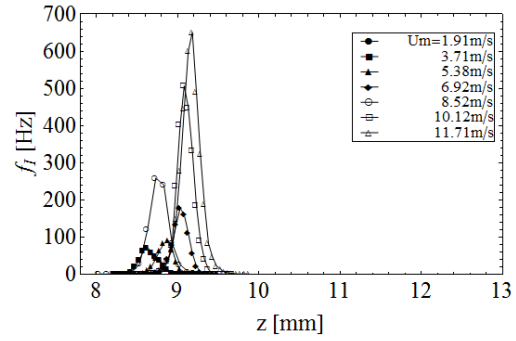
3.1 プローブ液面計による表面変動評価結果

本節ではプローブ液面計で実施した流路幅方向中心の 5 地点における結果について述べる。まず各地点における各流速での接触頻度分布図を図 3.1.にそれぞれ示す。縦軸が計測時間 30 秒間に計測された接触回数（接触→非接触）を示し、横軸は噴流厚さを示す。(i)～(v)はそれぞれノズル出口から 15、55、95、135、175 mm 地点における計測結果である。175 mm 地点が実際の Li ターゲットにおけるビーム照射領域の中心とおおよそ一致する。どの計測地点・流速においても、一つのピークを持ち、そのピークに対して左右対称の分布となっている。このピーク位置が平均厚さに相当するが、計測地点・流速ごとにばらつきが見られる。また、接触頻度分布の幅はノズルに近いほど狭く、分布としては急峻な形となり、ノズルから離れるほど広がっていく。それに伴い、高流速条件ではそのピークの接触頻度は低くなっている。接触頻度分布の幅が広がることは、波高のバラつきが増加することを意味しており、高い波高を持つ波の発生頻度が増加していることを示している。ただし、図 3.1.(iv)の 135 mm 地点の結果において、最も低い流速条件である 1.91 m/s で 7.3 mm 付近において接触信号を示しているが、その要因として、流速が低いことで慣性力が弱まり、表面張力と重力によって噴流の断面として矩形形状を維持できていない可能性があること、計測針（プローブ）と Li 液面が表面張力でつながってしまうことで誤検出が生

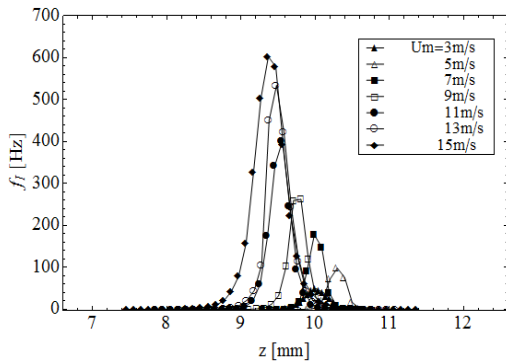
じてしまっていることが考えられる。明らかに他の流速と異なる傾向を示していることから、以下で示していく解析・考察では、135 mm 地点の 1.91 m/s のデータにおける 7.3 mm 付近の接触信号についてはグラフにプロットはされているが、議論からは除いて行うものとする。



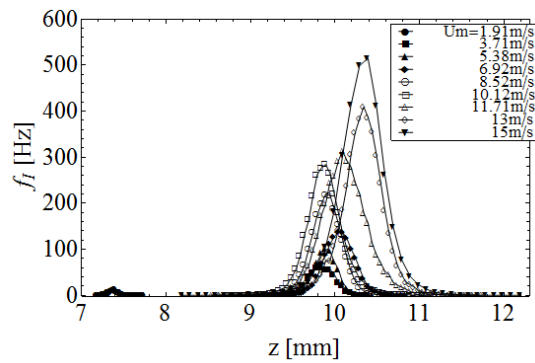
(i) 15 mm 地点



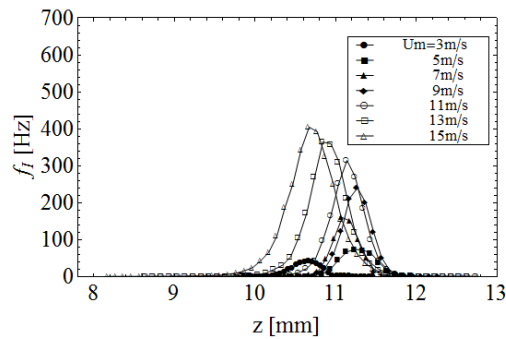
(ii) 55 mm 地点



(iii) 95 mm 地点



(iv) 135 mm 地点



(v) 175 mm 地点

図 3.1. 各地点における接触頻度分布図

次に流速変化に対する平均厚さ分布について図 3.2.に示す。縦軸が噴流厚さを示し、横軸が流速条件を示している。黒の実線はノズル出口の厚さである 10 mm を示している。各色のプロットが各計測地点・流速における平均厚さを示し、エラーバーは最大波高として示している。平均厚さは、流速が 5 m/s を超えると流速による変化は小さくなるが、その大きさについては計測地点で異なっている。計測地点を変える際は、一度装置を冷温停止してプローブ設置位置を変えることから計測地点ごとにマシンタイムが異なるため、平均膜厚の大きさの違いに対して再現性を確認することは難しいが、一つとして、噴流の断面が厳密な矩形に維持されておらず、表面波とは別に膜厚そのものが時空間的に大きく緩やかに波打っていて、その上に微小な表面波による変動が重ね合わさっていることが考えられる。このうち空間的な平均厚さの変動について、後述する光コムによる非接触計測による同一マシンタイムでの複数地点の計測から、流速条件 15 m/s における各計測地点での空間的な平均厚さの変動幅は 0.1 mm 以内であることが確認された。このことから、本プローブ計測で見られる計測地点ごとの平均厚さの分散は、プローブ計測特有のマシンタイムが異なることによる流況の変化が影響してしまっていると考えられる。ゆえに、このような計測地点ごとの平均厚さの相違は、ノズルや流路底に付着した Li やその化合物のコンパウンドによる流況の変化や、フランジや針先ユニットの設置誤差によって引き起こされていると考えられる。この点が同時に多地点における計測を実施できないプローブ液面計の短所であり、マシンタイム毎ではなく、マシンタイムを跨いだ統計的評価が困難である。しかしながら、平均厚さについては偏差が生じてしまうが、波高については平均厚さからの変動で定義されているため、流況の変化による影響は受けるものの、設置誤差の影響は受けない。

図 3.3.に流速に対する最大接触頻度の分布を示す。最大接触頻度はおよそ平均厚さとなる針先高さで記録される。すべての計測地点において、流速の増加に伴って接触頻度は増加している。流速の増加に伴い、噴流の表面速度も当然増加するので、Li 表面上に形成されている表面波の計測点における通過数も増加する。一方で、本計測条件における下流側であるノズル出口下流 135 mm 及び 175 mm 地点においては、流速に対して線形に増加しているが、それに対して 15, 55, 95 mm 地点の上流側の結果においては流速 9 m/s 近傍を境に、傾きが変化する傾向を示している。上流域の低流速（ ~ 9 m/s）及び下流域の全流速について、流速が2倍になると最大接触頻度もおよそ2倍程度に増加していることから、その増幅率は 1 より僅かに大きい程度である。この部分については単純に、上述した流速の増加に伴う通過波数の増加が支配的であると考えられる。一方で、流速 7 m/s を超える領域については、計測地点ごとにその傾きが異なり、流速の増加に伴いその傾きが大きくな

る流速条件が存在する。15 及び 55 mm 地点については 7 m/s を境界に、95 mm 地点については 9 m/s を境界に、135 mm 地点については 13 m/s を境界に傾きが大きくなっている。175 mm 地点については、計測が行われた流速域ではその傾きに大きな変化は見られず、流速の増加に対して概ね線形に増加している。最大接触頻度の増幅率が大きくなることは、流速の増加によって表面波構造の微細化が発生していることが要因と考えられる。

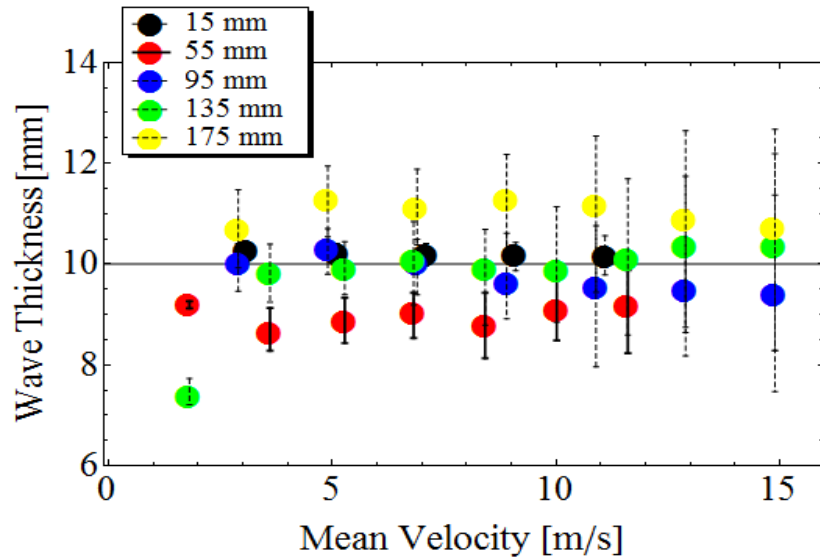


図 3.2. 平均厚さ分布

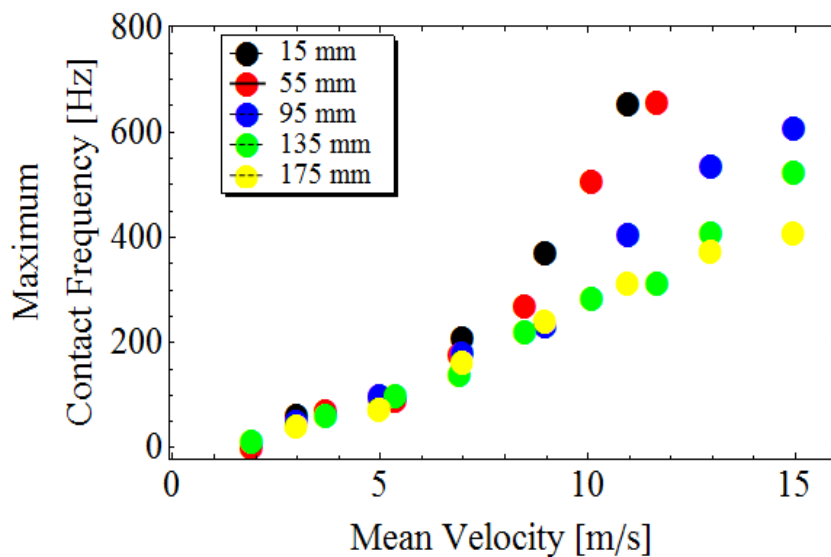


図 3.3. 最大接触頻度の分布

図 3.4.及び 3.5.に平均波高及び最大波高の流速に対する各計測点での依存性をそれぞれ示す。横軸が流速、縦軸が波高をそれぞれ示す。最大波高は、平均厚さを境に上方振幅と下方振幅に分けて算出、図 3.5.は上方振幅の二倍として算出されているものである。これは、プローブ計測が計測針と Li との物理的な接触を捉える計測手法であることから、下方振幅のほうが Li の表面張力や濡れ性の影響による未検出や誤検出等の影響を受けやすいと予想されるためである。平均波高について、図 3.4.より全体的には流速の増加に伴い増加する傾向を示しているものの、減少部分も見られるなど、単調な減少・増加の分布になっていないことが確認される。最大波高については、わずかに例外点も見られるものの、流速の増加に伴い概ね一律増加傾向を示している。

大阪大学の Li ループを用いた既往研究において、流速の変化に伴いその表面波の性状が変化することが近藤ら[1]によって確認されている。そこでは、旧試験部においてストロボスコープと高感度 CCD カメラを用いた Li 表面の撮影による波長計測と自由表面下のせん断層の不安定性解析が実施され、ノズル出口直下における実験計測からは、①3 m/s 以下では波はほとんど発生せず完全に滑らかである、②5~8 m/s において流れ方向に規則的な二次元波が発生し、その波長は 1.5~1 mm で流速の増加に伴い減少する、③9 m/s 以上においては完全に不規則な三次元波が発生している、ことが実験的に確認された。また、実験で得られた波長の流速依存性を、ノズル内境界層厚さを用いて、We 数に対して無次元化した波数換算した結果は、せん断層の不安定性理論から求めた最不安定波数等と良好な一致を示したことから、表面波の発生はせん断層不安定性により生じるものであり、その性状は擾乱方程式によって整理可能であると結論付けられた。

本研究の最大波高の分布について、そのわずかな増加傾向の違いから、その傾向が変化する流速域をそれぞれ(A) : ~3.7 m/s 近傍、(B) : ~9 m/s 近傍、(C) : 9 m/s~と流速域を分割することができ、同様の区域分けを平均はこうでも導入すると、中間域 (B) において変化が小さく、(C) において増加傾向に転じることが確認できる。この(A), (B), (C)の流速域の区分けは既往研究における流動性上の違いと一致しており、その流速区域の違いは、試験部の交換や運転状態による境界層の変化に起因するものと考えられる。

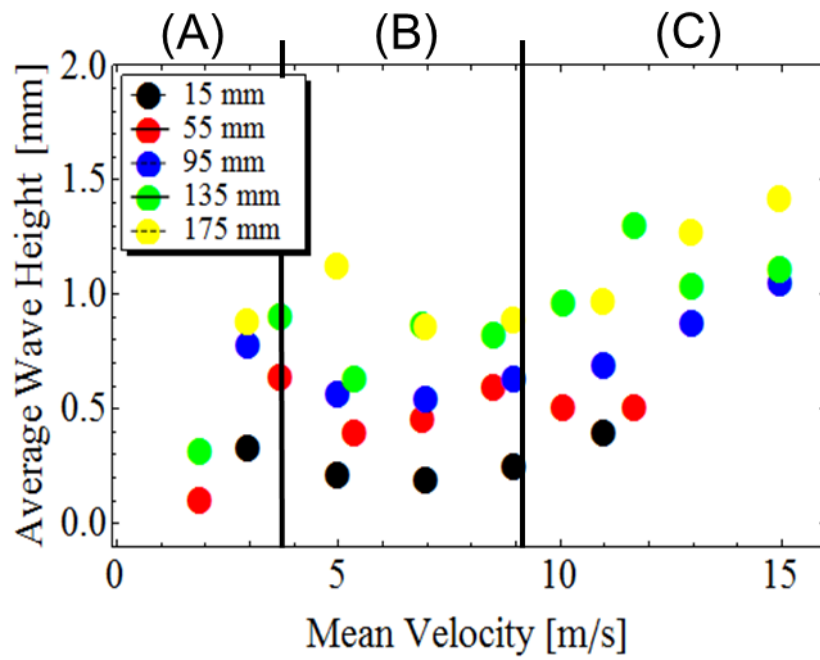


図 3.4. 流速毎の平均波高分布

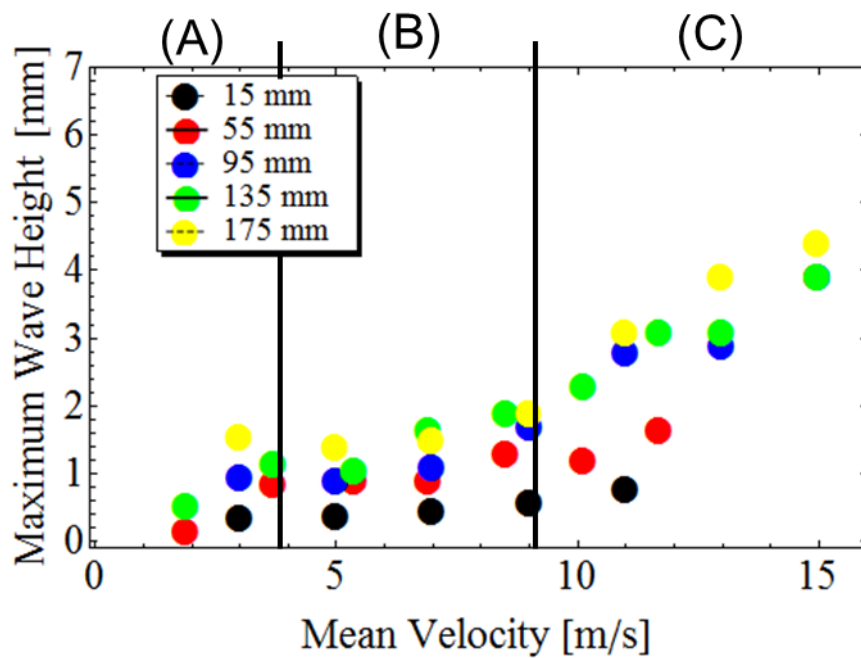
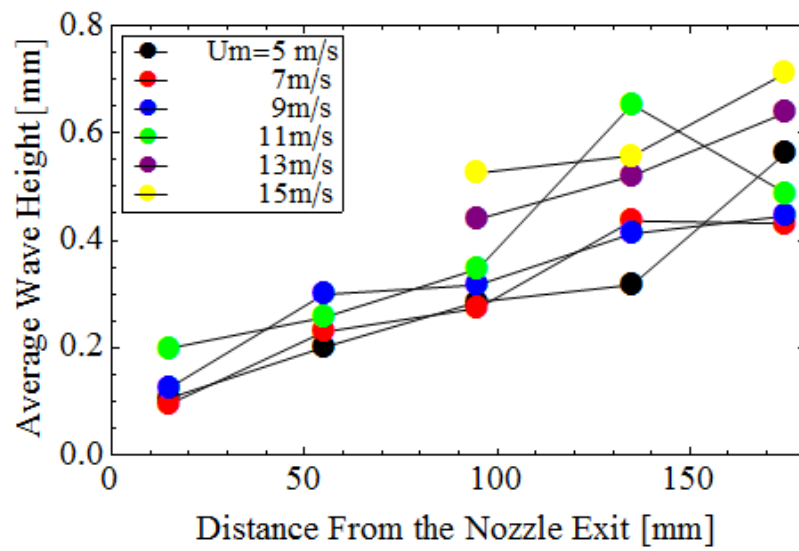
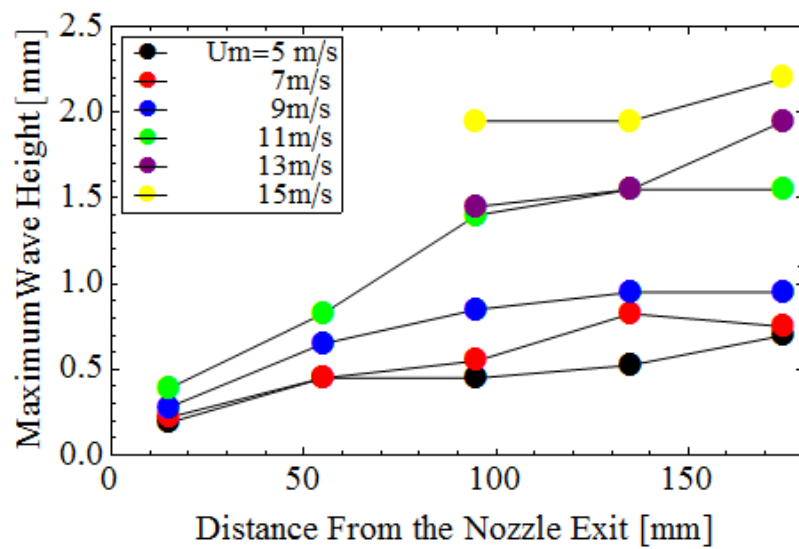


図 3.5. 流速毎の最大波高分布

次に、空間的な波高の変化を評価するため、各流速における平均波高及び最大波高のノズル出口からの距離に対する分布を図 3.6.に示す。縦軸は波高、横軸がノズル出口からの距離を表示し、(i)と(ii)はそれぞれ平均波高と最大波高についての結果を示す。55 mm 地点と 135 mm 地点については、設定流速がわずかに異なるが、最も近い流速のデータを使用して整理を行っている。平均波高について、11 m/s における 135 mm 地点の結果だけが大きく外れるが、全流速について線形に近い形で増加している。最大波高についても流下に伴って増大しており、その要因としては、上流側で生じた微細な乱れ（渦や表面変動）が流れと共に合体・増幅されていくことが考えられる。最大波高については、後流側の地点ほど増加傾向が小さく、95 mm（およそ $3D$: D は水力等価直径）までが支配的である。この波高の増幅傾向を詳細に検証するため、各計測地点の直前地点の同流速の波高で除すことで増幅率とし、その評価結果を流速毎に整理したものを図 3.7.に示す。(i)と(ii)はそれぞれ平均波高と最大波高の増幅率を示す。すべての地点で計測が行われている 11 m/s までについて、9 m/s 以下の流速では 15~55 mm 地点間の増幅が平均・最大共に 2 程度とかなり大きく、その他の地点間では 1.5 を下回る地点がほとんどであることから、低流速領域では、ノズル出口からおおよそ 55 mm 地点近傍までの増幅が支配的であると言える。流動特性を考えた際の高流速領域と中流速領域の境界付近である 11 m/s について、135 mm 地点において上流の 3 地点と後流の 175 mm の結果から予想される増幅から外れてかなり大きな平均波高が計測されており、 H_{135}/H_{95} が大きく評価され、 H_{175}/H_{135} は逆に小さい値をとっている。他の地点での流速との相関を見ると、135 mm 地点の 11 m/s のデータは何かしら計測上のトラブル等が想定され、この値を除いて平均化することを考えると、 H_{135}/H_{95} と H_{175}/H_{135} は 1.2 程度と H_{55}/H_{15} と H_{95}/H_{55} と同程度となる。このことから、本来 11 m/s でも他の流速条件と同様に全流速域に於いて一様な増幅傾向を示すのではないかと考えられる。最大波高については、13 m/s と 15 m/s を含むすべての流速領域についても、95 mm 以降の地点での増幅率が概ね 1 程度であることから、最大波高の発達は概ねノズル出口下流 95 mm くらいまでが支配的であり、それより下流域では最大波高は大きく増加することはないこと示されている。このことから、最大波高については、95 mm 地点での計測により、ビーム照射領域の最大波高を評価できる可能性が示唆される。波高の増幅については、光コム距離計を用いた計測では、より後流までの計測が 15 m/s にて実施されており、その結果及び考察においても検証する。

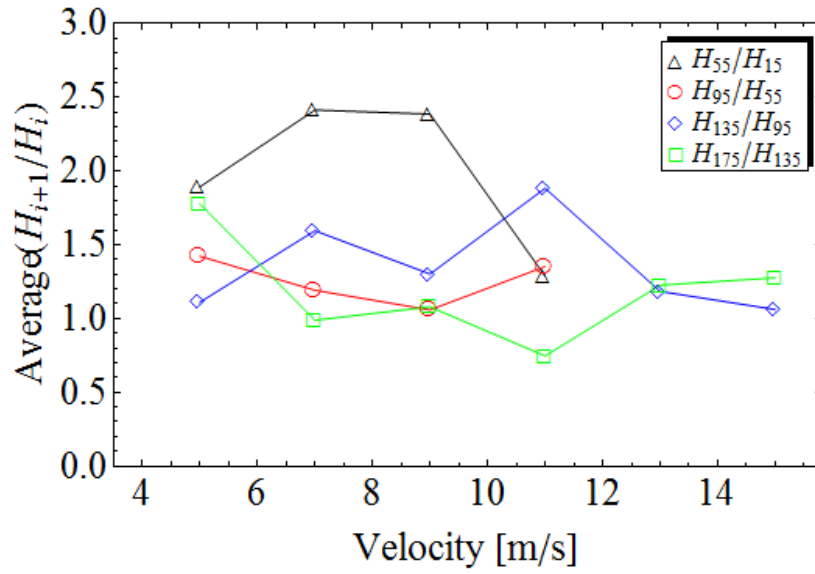


(i) 平均波高分布

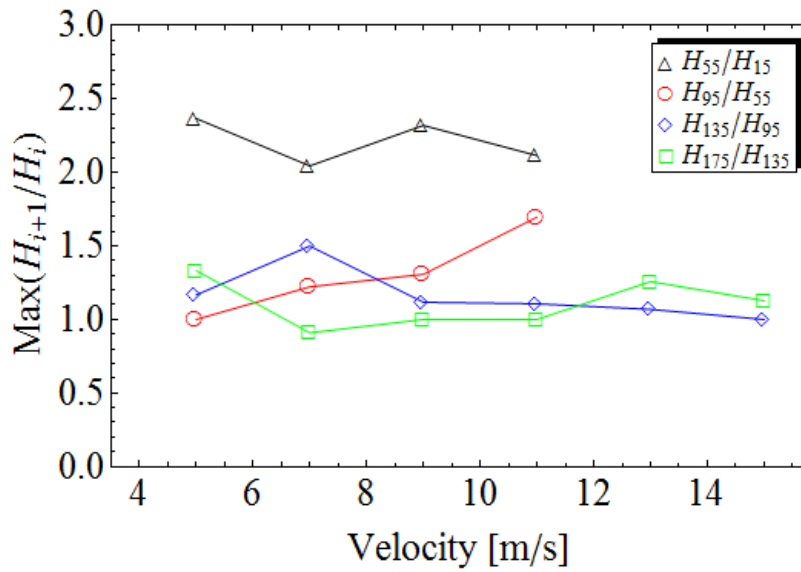


(ii) 最大波高分布

図 3.6. 流速毎の波高の増幅



(i) 平均波高の増幅率



(ii) 最大波高の増幅率

図 3.7. 流速毎の波高の増幅

3.2 プローブ液面計の精度検証

プローブ液面計は本研究だけでなく、既往研究の中でこれまで多くの Li 噴流の表面変動計測に使用され、その流動特性について多くの知見を IFMIF/EVEDA において提供してきた。しかしこれまではその計測精度の検証は十分に行われておらず、モニタリングへの適

用を考えるにはその検証は必要不可欠である。本章では、まずプローブ液面計で想定される誤差要因について議論する。その後、具体的に高流速域試験中に計測プローブ先端に生じ、上下動により Li 液面との接触を繰り返す Li 液滴による接触頻度への影響を評価した結果を示す。

3.2.1 プローブ液面計で想定される誤差要因

これまで大阪大学 Li ループの旧試験部、新試験部において、プローブ液面計を用いた試験が繰り返し実施されており[2-6]、IFMIF/EVEDA 活動に多くの知見を供出してきた。日本原子力研究開発機構（JAEA）の大洗研究所に設置された ELTL においても、実際の計測は実施されていないものの、大型の電気接触式液面計が設計[7]・製作された。またプローブ液面計はそのシンプルな構造・校正から、核融合中性子源の Li ターゲット実機において、モニタリングやインターロックシステムとしての利用も検討されている。そこで、そのプローブ液面計から得られる結果の精度の検証が求められている。プローブ液面計には、その構成及び計測手法から、流路及び試験部や針そのものの製作精度など、計測精度を決定する要因がいくつか挙げられ、それらは I. 機械精度と II. 検出精度に大別される。I. はプローブ液面計では位置決め精度のことを指し、II. は計測原理に由来する液面の検出精度である。

機械精度は I-1 位置決め精度（基準位置）と I-2 駆動精度（繰り返し位置決め精度）に分別できる。I-1 として想定される項目はプローブ先端ユニットの組み立て精度と流路の加工精度である。プローブ先端ユニットの組立精度に関して、組立時にはハイトゲージ（HD-60AX、Mitutoyo Corporation）を複数回の計測によって計測プローブの位置及び位置校正プローブの先端との距離の確認が実施され、ハイトゲージの繰り返し精度が 0.01 mm、最大許容誤差 ± 0.04 mm であるので、0.05 mm の精度は保証されていると考える。以下の図 3.8. にプローブ先端ユニットの全景を、表 3.1. にユニット組み立てに使用したハイトゲージの諸元を示す。また、I-2 としてはプローブ液面計の構成機器のうち、位置決めに使用される電動モーターシリンダの駆動精度が挙げられる。

II. の液面検出精度としてはその要因としてが三つ考えられる。1 つ目が空間分解能で、モーターシリンダの降下ステップ幅と計測プローブの先端の加工精度によって直接的に決定される。2 つ目は時間分解能であり、こちらは計測回路の時間分解能依存となる。最後に 3 つ目として検出の不確かさ（非検出及び誤検出）が挙げられる。空間分解能の内、深さ方向に関しては、0.01~0.1 mm（流速によって変更：高流速ほど大）でのステップ幅で計測が実施され、メインターゲットとなる高流速域については、0.10 mm が採用されている。

流れ幅方向については、計測針の先端径が決定要因の一つとなる。大阪大学のプローブ液面計で実際に使用される計測針は、最先端部が平坦となっており、平坦部から曲線的に広がって直線部に至る。その先端径をデジタルマイクロスコープ（VHX-900、Keyence 社）を用いて 5 回計測した結果の平均値は、平坦部の径が $111.506\ \mu\text{m}$ 、直線部と R 部の境目の径が $182.616\ \mu\text{m}$ であった。時間分解能を決める計測器の時間分解能は $50\ \text{kHz}$ に設定されている。以上のように空間分解能や時間分解能については使用機器の性能により決定されるが、検出の不確かさは針先の物理的な接触現象による誤検出や未検出が要因となり、これらについては現在まで十分な評価がなされていない。検出の不確かさを引き起こす事象の例として、目視で確認されている針先での Li 液滴の付着が挙げられる。具体的には、プローブ液面計を用いた $9\ \text{m/s}$ 以上の流速条件における計測において、計測プローブ上に Li 液滴が発生し、計測時間中（ $30\ \text{s}$ 間）にプローブ上に生成され、生成→成長→液面と接触→崩壊→再生成という過程を繰り返すことが確認されている。この一連のプロセスの中で見られる液滴と液面の接触は、計測プローブと Li 噴流の電氣的な接触をもたらし、信号として検出される。すなわち、本来その間に記録されるはずである接触・非接触の信号の変化が記録されず、誤検出が生じることは容易に想像できる。そこで本節では、液滴の接触による計測信号への影響について具体的に評価していく。

また、接触現象に伴う誤検出や未検出の発生を検証するため、非接触式の計測手法による結果との比較を行うが、本項目については、非接触式液面計による計測を扱う 3.3 節以降で、その結果と合わせて記述する。

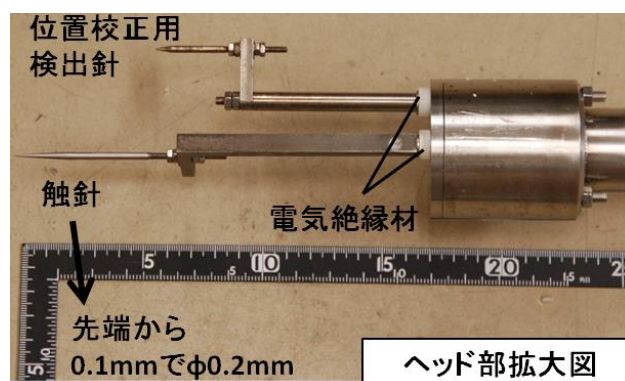


図 3.8. プローブ先端ユニット

表 3.1. ハイトゲージ諸元

Product name	Digital height gauge, HD-60AX, Mitutoyo Corporation
Measuring range	0 to 600 mm
Min. display range	0.005 mm
Max. allowable error	± 0.04 mm (ISO/TR 14253-6:2012、 JIS B 7517:2018)
Repeatability	0.01 mm
Max. response speed	500 mm/s

3.2.2 計測プローブ上に生じる液滴による誤差評価

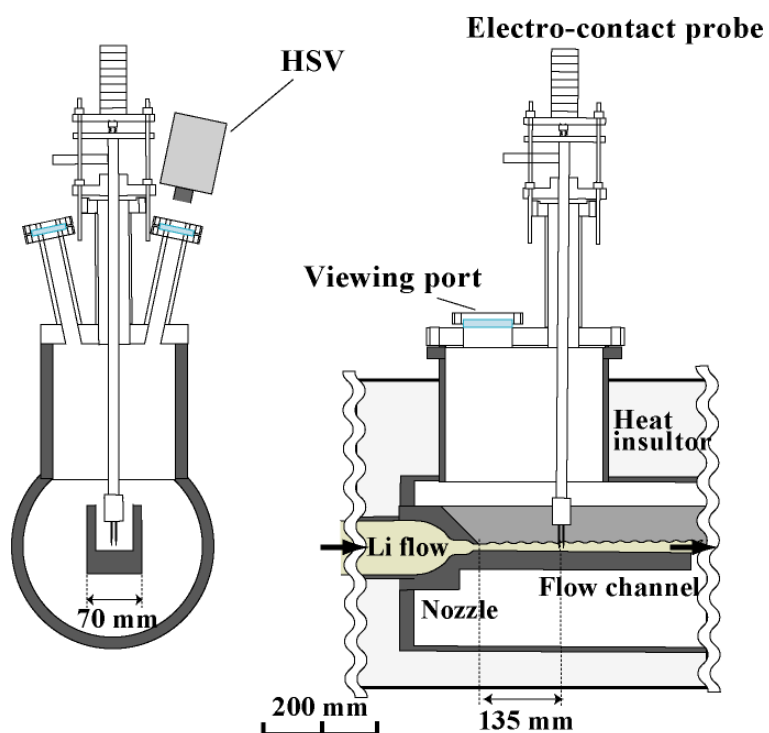
検出精度には液面検出精度として空間分解能・時間分解能・検出の不確実性（液面の未検出・誤検出）がある。そこで本節では、液面との接触信号の誤検出、その中でも特に、実験中に計測用プローブ先端付近に生じる Li 液滴による誤検出についての誤差評価を行う。Li 液滴は計測用プローブ上に、特に 9 m/s 以上の高流速領域にて生成が目視で確認されている。そしてこの液滴は、接触信号の記録中を含む表面変動の計測中に落下して液面と接触する。このような液滴の生成・崩落現象は、接触信号の誤検出を引き起こす可能性が危惧される。そこで、本節では、この液滴の生成・崩落現象の波数及び周波数、波高分布等の統計結果に対する影響を実験的に評価する。

本研究では、液滴挙動を観測するため、2つの体系で実験 1 及び 2 を行った。実験 1 及び 2 の体系図を図 3.10.(i)と(ii)にそれぞれ示す。プローブ液面計は、どちらの実験においても、ノズル出口下流 135 mm 地点に設置する。実験 1 では、プローブを設置しているフランジのポートの隣に設置してある傾斜を持ったポートから (Li の流れに垂直な方向から)、また実験 2 ではノズル直下の位置に SUS304 の板に鏡面加工を施したミラーを設置し、フランジに設置した楕円形ビューポートから (Li 噴流の並行方向上流側から)、高速度ビデオカメラ (HSV) (SA1.1 : PHOTRON Ltd.) を用いて、プローブ装置の針先における液滴挙動の観測及び撮影を行った。実験 2 におけるミラーは、フランジ面に対して垂直に設置した HSV から針先を撮影するため、流路に対して 55.5° 傾斜するように設計されている。本実験の実験条件及び使用した HSV のパラメータを表 3.5.に示す。流速は、過去の計測において液滴が多く観測されている高流速領域に設定した。実験 1 においては、フレーム数を高めに設定し、より詳細な液滴挙動の撮影を行い、実験 2 では録画時間を重視することで、プローブ装置の接触時間の記録時間である 30 秒間をすべて記録している。HSV 動画とプローブ

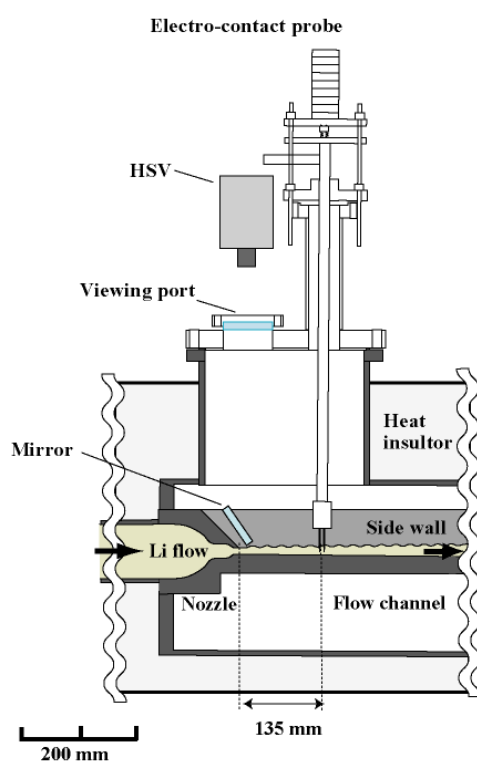
装置による接触信号を同期するため、プローブ装置の接触信号を記録しているデータレコーダ（ZR-MDR10：OMRON 社）に、HSV の録画信号を同時収録する。この同期された信号から、Li 液滴の落下時の接触信号を検索する。

表 3.5. 実験条件及び HSV のパラメータ

	実験 1	実験 2
流速	9, 11, 13 m/s	11, 13, 15 m/s
フレーム数	5400 fps	2000 fps
シャッタースピード	1/5400 s	1/2000 s
画像サイズ	512×512 pixels	320×256 pixels
録画時間	4.042407 s	34.9265 s



(i) 実験 1 体系



(ii) 実験 2 体系

図 3.10. 液滴挙動観測実験体系

図 3.11.に実験 1 において撮影した液滴の画像を、図 3.12.に図 3.11.の画像と同期された同時間帯のプローブの接触信号を示す。針先の流路底からの高さは、過去の実験で液滴の急速な成長と崩壊が確認されている Li 噴流の平均厚さの位置に設定されており、流速も同様の理由から 13 m/s としている。画像は液滴が Li 液面に接触する瞬間をとらえたものであり、すべての画像で Li は左から右方向に流れており、図 3.11 から、A.が接触前の液滴の状態を示したものであり、B.が液面との接触中、C.で一度液面から液滴が離れ、D.で再接触し液滴が崩壊している瞬間であることがわかる。図 3.12.において、縦軸は信号の強度を示し、横軸が時間であり、赤線がプローブの接触信号、黄線が HSV の録画信号である。縦軸の信号強度については、比較のためにそれぞれの軸を移動させて示しており、接触信号については、非接触時で 5 V、接触時に 0 V が記録され、HSV の記録信号については緑線が非撮影中、黄色線のように上昇している部分が撮影中を示しており、撮影中か否かを示す信号で、絶対値は意味を持たない。400 ms を超えたあたりで録画信号は降下しており、この時点で録画が終了したこととなる。これらの画像から、液滴の挙動が概略的に理解できた。A.の画像において、プローブの直径が 3 mm であることから、液滴の直径は 6~8 mm であると推定される。B.から、液滴が液面に接触することで、プローブ先端から後方に定在波が発生していることが確認できる。そして D.周辺の動画から、液滴の崩壊挙動を確認することができる。図 3.12.より、液滴接触中のプローブ装置の接触信号は常時接触を示しており、この接触時間は液滴が液面に接触していない他の通常の接触状態に比べて 10 倍程度長くなっている。このことから、液滴の接触信号の中に、通常の接触信号が埋もれていると考えられ、プローブの接触信号に対して液滴接触に起因するエラーは確実にあると言える。

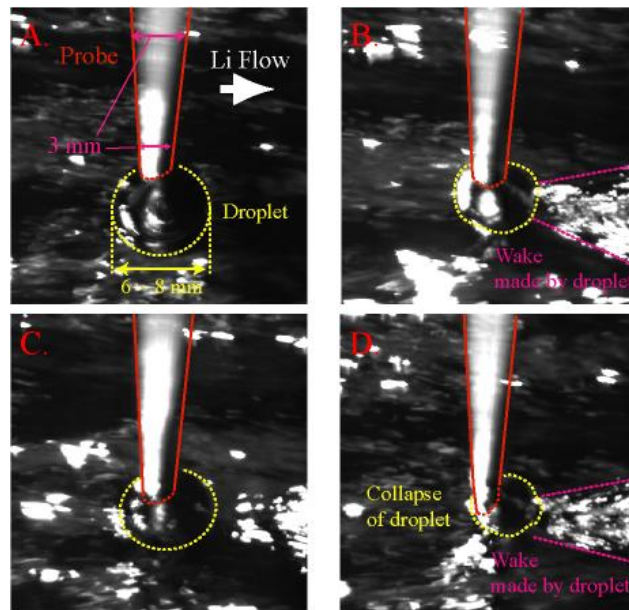


図 3.11. Li 液滴落下時の画像

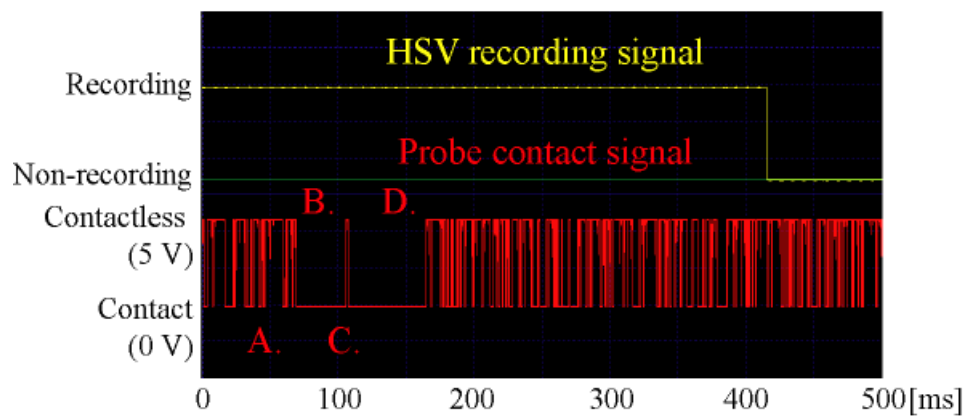


図 3.12. Li 液滴落下時の接触信号

実験 1 に関する上述の考察を受けて、プローブ計測から算出した接触頻度に対する誤差評価を行った。図 3.12.から、平均厚さ以上の高さにおける液滴の接触によって引き起こされる接触信号へのエラーを、通常時の信号から視覚的に区別することは容易である。また、平均厚さは、最も接触頻度が高い際の噴流厚さと定義しているため、液滴によって生じるエラー信号中に生じている接触非接触の繰り返しの頻度がもっとも多い平均厚さにおける接触頻度の誤差が最も大きいと考えられる。しかし、信号解析において平均厚さは実測頻度が最大となる点とその前後の計 3 点を用いて二次の最小二乗近似から得られた頂点と評価される。そのため、ここでの液滴接触による誤差評価は、実測接触頻度が最大となる針

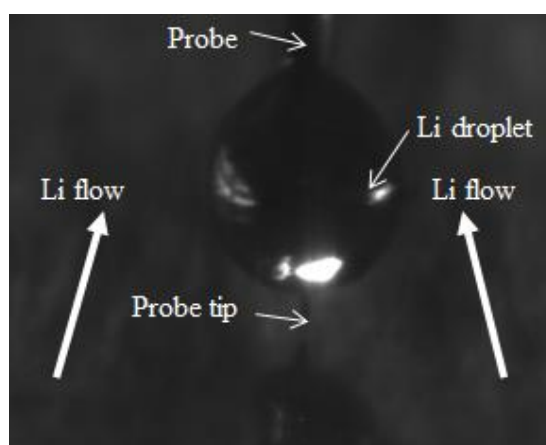
先高さの信号に対して実施した。評価方法は、プローブ信号の中から、エラーである疑いがある部分を探索し、抽出された液滴接触部分の接触時間の総和 T_i を算出する。 T_i とプローブの計測時間である 30 s、計測された接触回数 $N_{measured}$ を用いて、以下の式(3.1)から補正された接触頻度 F_c を算出する。

$$F_c = \frac{N_{measured}}{30 - T_i} \quad (3.1)$$

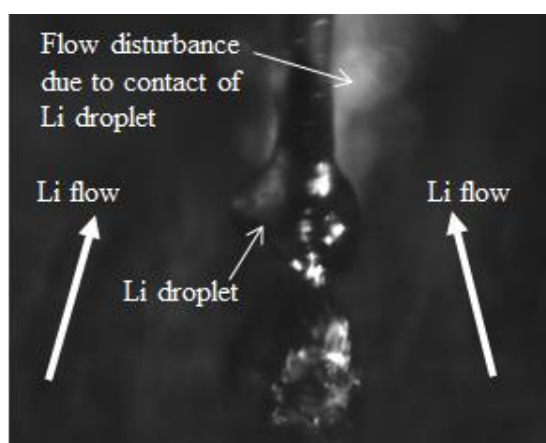
3.1 節で述べたプローブ液面計を用いた計測の内、175 mm 地点の平均厚さにおけるプローブ信号と接触信号を用いて、誤差評価を行った。誤差を含んだ接触頻度と誤差を取り除いた接触頻度はそれぞれ 610.552 s^{-1} と 614.018 s^{-1} となり、これにより誤差は 0.567 %であると評価できる。

次に、実験 2 の結果について記述する。実験 1 の画像は斜め上方向から撮影されているため、液滴の高さ方向の変動の評価が困難であったが、それに対し、実験 2 では、ミラーを用いることで、上流側のほぼ同じ高さからプローブ先端の様子を撮影・観察しているため、より詳細な液滴挙動の把握が可能である。加えて、記録時間が長いため（フレームレートを下げることで撮影可能時間が長くなる）、液滴の崩壊から生成、成長、降下、再崩壊と言った計測中の挙動を連続的に観察することができる。実験 2 で得られた、Li 液滴が液面に接触前及び、接触中の画像を図 3.13.(i), (ii)にそれぞれ示す。流速は 15 m/s、針先の位置は流路底から高さ 11.44 mm である。(i)が生成された Li 液滴が Li 液面に接触する前、(ii)がおよそ 0.05 秒後の液滴接触中の画像である。Li は手前（画像上の下）から奥（画像上の上）に流れている。Li 液滴は針上で徐々に成長していき、触れる直前では下に弛むような形状になっている。実験 1 では上下動しているように見られた Li 液滴は、実際には、成長して肥大化する過程で液面と接触していることがわかる。Li 液面と接触した液滴は、実験 1 と同様、崩壊し後流の流れを乱す。図 3.14.に、液滴による誤検出を含む 1 秒間のプローブ信号を示す。縦軸が信号強度 V、横軸が時間 s であり、赤線がプローブの接触信号、黄線が HSV の録画信号をそれぞれ示す。図 3.14.中の白破線で囲まれた時間帯は、図 3.13.(b)の接触時と同時間帯である。これらの図における計測高さは平均波高より上方に位置するため、その接触信号は非接触側が支配的で、その接触時間も非常に短いにもかかわらず、明らかに液滴のものとみられる比較的長時間の接触側の信号が得られている。このことより、この部分は液滴による誤検出であると考えられる。流速 15 m/s における計測では、プローブ針先の高さが 11.09 mm の接触信号において、記録時間である 30 s 間に、液滴による誤検出と考えられる信号が 4 箇所で見られ、その誤検出の合計時間は約 0.291 s であった。この値から実験 3 と同様に接触頻度の誤差を算出すると、0.97 %であった。針先高

さが平均厚さ周辺であるデータのみで誤差評価を他流速においても評価した結果を表 3.6. に示し、その値をエラーバーとして示した接触頻度に関する結果を図 3.15.に示す。(i)~(iv) はそれぞれ全体のまとめ、11, 13, 15 m/s のピーク部分の拡大図である。表 3.6.より、誤差は全流速、全ての高さにおいて 1 %以下である。この数値は工学的に見て十分に低い値と言え、得られる接触頻度分布に対する Li 液滴による誤検出の影響は十分に小さいものであると言える。



(i)接触前



(ii)接触中

図 3.13. Li 液滴の観察画像（流速 15 m/s、針先高さ 11.44 mm）

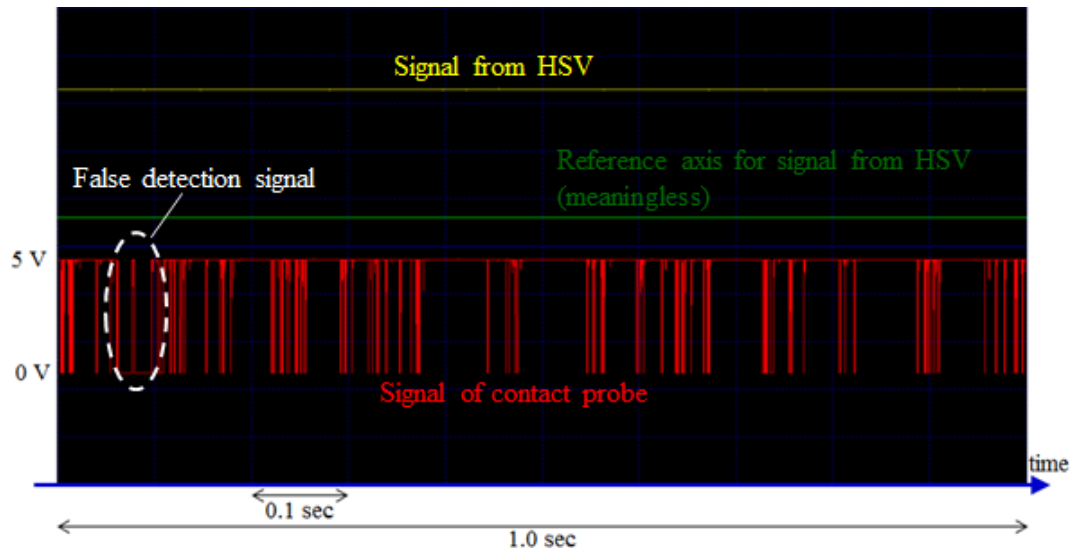
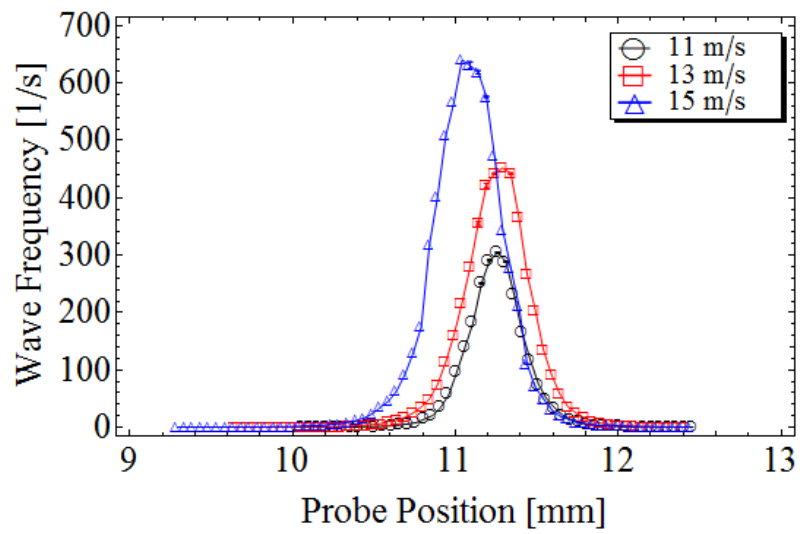


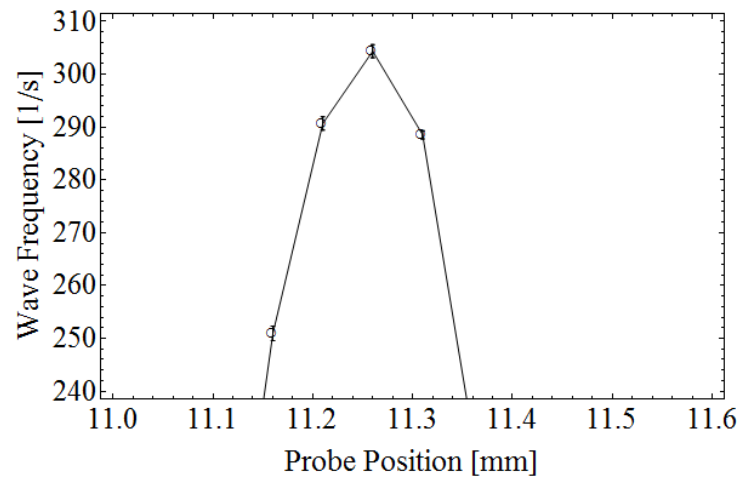
図 3.14. Li 液滴による誤検出を含む 1 秒間の接触信号（流速 15m/s、針先高さ 11.44mm）

表 3.6. 実験 2 の実験条件及び誤差評価結果

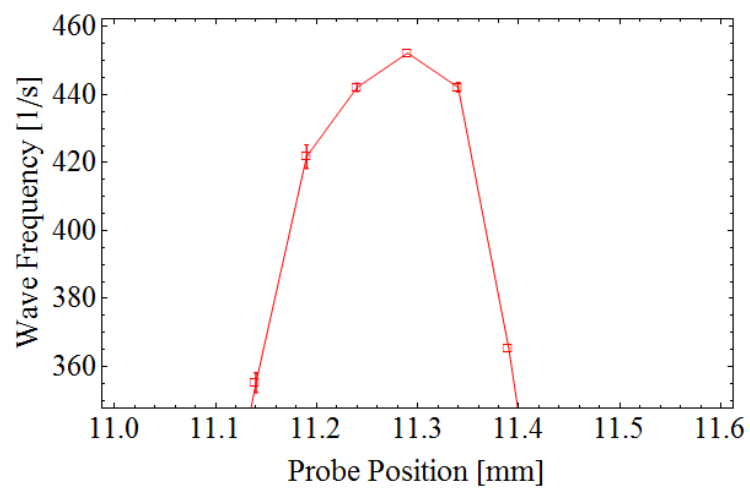
Velocity [m/s]	Probe-tip position [mm]	Error [%]
11	11.16	0.55
	11.21	0.44
	11.26	0.41
	11.31	0.27
13	11.14	0.81
	11.19	0.82
	11.24	0.26
	11.34	0.30
15	11.09	0.97
	11.14	0.46
	11.19	0.25
	11.44	0.16



(i) 全体



(ii) 11 m/s



(iii) 13 m/s

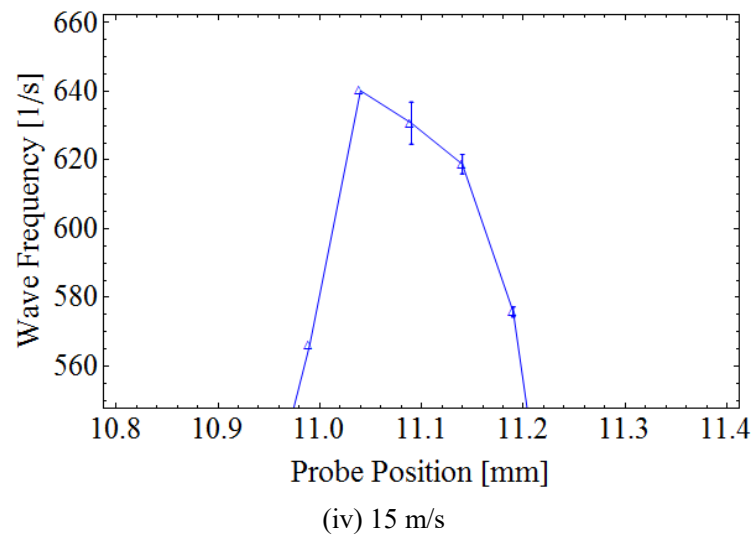


図 3.15. エラーバーを含む接触頻度分布

3.3 光コム距離計による計測～ノズル出口から BF 領域～

本節では、プローブ液面計の計測誤差要因のうち、接触現象に起因する未検出及び誤検出について評価するため、非接触手法による計測を大阪大学 Li 循環装置にて実施し、その結果と接触式液面計による評価結果を比較する。非接触計測法であるレーザープローブ法は、光コム距離計を用いた自由表面変動の計測手法であり、その手法及び実験体系については第2章にて記述したとおりであり、本節では実験 A の計測結果について述べる。本計測手法は非常に高い空間的・時間的分解能をもつ計測手法であり、接触式のプローブ液面計とは異なり、表面波の山及び谷部のみの離散的な位置データを取得することが可能である。取得したデータの解析手法としてはプローブ液面計と同じくゼロアップクロス法を採用しており、最終的に得られる頻度分布や波高分布について、同様の定義とすることでそのデータの比較が可能である。また、光コムレーザのヘッドは装置のバウンダリ外にあり、照射位置の変更は容易に行うことが可能であるため、複数地点の計測が同一マシンタイム内で可能である。

まず、各計測地点のデータから評価された平均厚さについて、実験 A における流れ方向に対してビーム照射領域に相当する領域（150mm～200 mm）の流速 15 m/s における二次元分布を図 3.16.に示す。Li は図 3.16.中の左手前側から右手奥側方向に流動し、 $X = 0$ mm 地点が流路の幅方向中心であり、 $X = \pm 35$ mm 地点にそれぞれに側壁が存在し、幅方向の計測点の端点は側壁から 10 mm 離れた地点である。赤色のプロットが各計測点であり、各計測点間は線形補間によって形成される補間面が描かれており、補間面の表面には等高線が描かれている。 $X = 0$ mm の流路中心を境界に、正側と負側で大きな分布の違いが観測され、側壁に最も近い $X = \pm 25$ mm の地点が両側について、最も高い値を示している。これは、ノズル出口の両端から生じる定在波及び側壁に付着した Li コンパウンドから生じる時間的に大きく変動しない波の山部に差し掛かっていると考えられる。また、側壁付近では Li と SUS304 製流路との濡れ性に伴う接触角により Li が側壁を昇り、側壁近傍ではその影響で陥没部が生じるなど、平坦な表面形状ではなく、更に側壁に付着している酸化物等の影響で下流域でも側壁から定在波が発生しているというように側壁の影響は幅方向、流れ中心に向かって波及していく。高流速領域においては慣性力が支配的では有るため、側壁近傍の表面形状や壁からの定在波などは壁側に押しやられ、その影響は非常に限定的となる。しかし、ビームが照射される領域においても、定在波の重畳も相まって側壁から中心方向 20 mm 程度までは影響が生じていると考えられる。Li ターゲットの設計時にもこの懸念は示されており、両側壁から 30 mm の裕度が設けられている。この距離については相似則が

成り立つわけではなく、絶対的な距離となるため、本 Li ループの流路幅が 70 mm であることを考えると中央部 10 mm 幅が側壁の影響を受けにくい領域となる。本計測結果における幅方向中心 ($X=0$ mm) の平均厚さの計測結果も最大で 0.1 mm の変動であり、おおよそ平坦となっていることから、設計で設けられる裕度は妥当なものと言える。

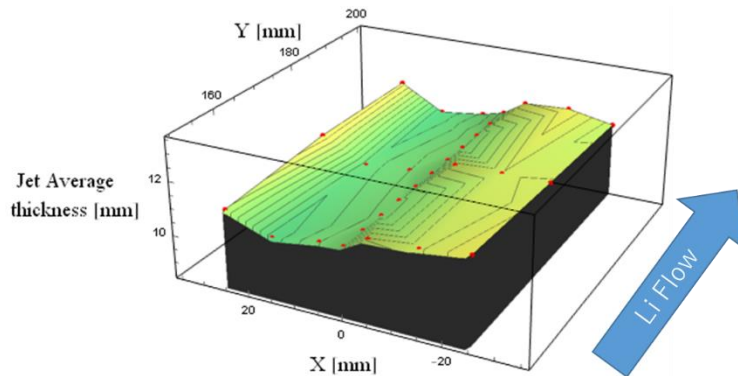


図 3.16. ビーム照射部相当領域における平均厚さの二次元分布（実験 A、15 m/s）

図 3.17. に実験 A における流路幅方向中心における最大波高の分布を示す。縦軸が最大波高 [mm]、横軸がノズル出口からの距離 [mm] を示す。黒色のプロットが光コム距離計による非接触レーザープローブ計測（実験 A）の結果を、赤い色のプロットがプローブ液面計による接触式計測による結果をそれぞれ示している。(i)～(iii) で流速 7、11、15 m/s についてそれぞれ示している。レーザープローブ法を用いた非接触計測はノズル出口下流の 95 mm 地点から 200 mm 地点までを 5 mm 毎に計測が実施されており、7 m/s については、流下に伴い大きな増減はなくおおよそ一定であり、一方で 11 m/s 及び 15 m/s の高流速側においては流下に伴って増加していることを確認した。本結果はプローブ液面計による接触式計測についても、3 点のみからの判断ではあるが、同様の傾向を示している。ここで、接触式と非接触式の比較には、最も接触現象による誤検出・未検出の影響が出ると想定される最大波高を用いて実施する。最大波高は接触開始時及び完全接触時までの距離によって評価する。流速毎に接触・非接触計測の結果を比較すると、11 m/s ではよい一致を示しているが、7 m/s については一部過小評価が、15 m/s では一部過大評価が見られる。このことは、流速条件によって、計測針と Li 液面の接触現象が異なる可能性が高いことを示唆している。低流速領域及び高流速領域それぞれについての接触現象による過小評価及び過大評価の概念図をそれぞれ図 3.18.(i) および (ii) に示す。プローブ液面計による接触式計測において、最

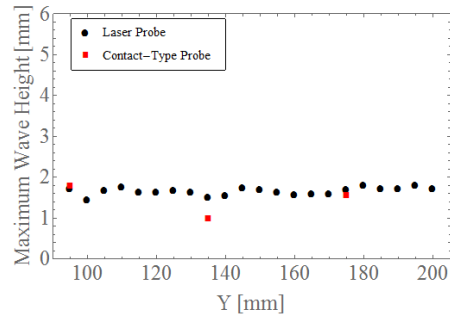
大波高は計測手順のうち接触開始時と完全接触時の計測針の高さで与えられる。ここでは、まず図 3.18.(i)に示す最も計測針が Li 内に挿入された完全接触を検出する体系における過小評価のメカニズムを考える。液体 Li の高い表面張力及びステンレス（SUS304）製の針と液体 Li の間に働く濡れ性によって、接触した Li が引っ張られる。低流速においては波高など変動の規模が小さく、流動による慣性力が小さいことから、この引っ張られた Li が針先から剥離しづらく、接触した状態で Li が引っ張られることで、下方振幅側の最大振幅が過小評価される可能性が考えられる（図 3.18.(i)）。次に、図 3.18.(ii)に示すような高流速条件において考えられる接触現象によって起こりうる過大評価のメカニズムを考える。高流速条件における過大評価の要因の一つとして計測針の先端部に対する Li 噴流の衝突による波の増幅が想定される。単純に片持ち梁の自由端である計測針と衝突する波の運動を考えると、計測針に衝突した波は計測針に振動をもたらし（流力振動）、その計測針の先端の流力振動により波は流れ方向と反対に反射される。計測針の上流から進行してくる表面波のスケールがこの反射波と同等であれば、波の重ね合わせが生じる。この重畳された波が見かけ上の波として本来の波よりも大きな波として検出される。このように重畳されて波高が増幅した場合、その増幅した波高が計測針の先端を超えると、図 3.18.(ii)に示すように本来の波高であれば完全接触となっていた針先の位置よりも深い谷部分が生じることが考えられ、この場合は本来ではあり得ない非接触という信号が生じる。先述の低流速条件における過小評価と同様に、この現象は下方振幅における完全接触において発生すると考えられ、プローブ液面計での計測時間である 30 秒の間に一度でも発生すると、これが誤って最大下方振幅として記録され、最大波高を過大評価する要因となる。図 3.17.(iii)に示す 15 m/s 条件でのプローブ計測の過大評価の具体的な値は 3 計測点の平均で 0.9 mm である。プローブ計測で発生する実際の波に対する過大評価については、実機でのモニタリングを想定した場合においてはむしろ安全側であるが、そもそもの Li ターゲットの安定性の評価においては、こういう過大評価は解析において大きな影響がある。

波高を平均厚さに対する上方振幅と下方振幅に分け、各波高値に対する確率密度分布図を図 3.19.に示す。(i)と(ii)はそれぞれ流速 11 m/s と 15 m/s の結果をそれぞれ示しており、計測点はどちらも流路幅方向中心におけるノズル出口下流 175 mm 地点である。青の分布がレーザープローブ法による計測結果で、赤の分布がプローブ液面計による計測結果をそれぞれ示し、各 Bin 幅は各流速におけるプローブ液面計の計測針の降下幅である 0.05 mm と 0.1 mm としている。これらの比較から、平均厚さ近傍の ± 0.2 mm 程度の微小振幅部分についてレーザープローブ法では計測され、全体の分布の形状として山形となっている。一方

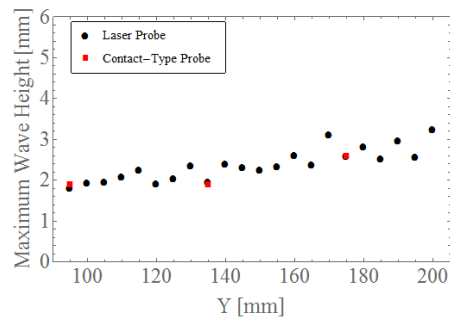
でプローブ液面計を用いた計測では、微小振幅部分はあまり検出されておらず、形状として平均厚さを軸に二峰性の分布となっている。 0.2 mm という値はおおよそ計測針の先端の径と一致することから、高さ方向の分解能について、モーターシリンダの駆動分解能のみならず、プローブの先端径のサイズも検出可能限界を決定する因子となると考えられる。表面張力・濡れ性の影響により、計測針の先端径が波のサイズより大きいと計測針に接触した液面が引っ張られ、より Li が計測針から剥離しづらくなことが考えられる。つまり、プローブ計測においては微小な波は計測針により潰され、結果として波の未検出を引き起こしていることを意味している。それぞれの計測法で得られた分布の比較では、中程度の振幅 ($1\sim 0.2\text{ mm}$) においてはプローブ液面計のほうが大きくなっているが、縦軸は確率密度分布であるため、潰されている微小振幅の波、つまり未検出分が母数に入ると、その差異はなくなると考えられる。この現象により、頻度が高い微小振幅の波が未検出となっていると考えると、プローブ液面計による頻度分布を解析する段階で、波高を平均化する際に本来であれば頻度の高い微小な波が律速するところを、それがなくなることによって次に頻度の高い中程度の波が律速し、結果として平均波高を過大評価している可能性が考えられる。一方で、最大波高は図 3.19.の分布の内、大波高側のテール部分と定義されるため、先述の過大評価の波を適切に排除することで評価され、この微小振幅の波の未検出の影響はない。また、有義波高についても大きい側から $1/3$ の波を抽出して定義されるため、同じく微小振幅の未検出の影響は受けにくいと考えられる。

プローブ液面計を縦型の湾曲ターゲットに導入することを考えると、まず流動そのものは高 Fr 数条件で慣性力に支配され、かつ Li が低密度であることからプローブの挿入方向の違いによる影響は非常に小さい。一方で、計測中にプローブの先端に生成される Li 液滴の挙動は、針との濡れ性と重力に支配されることから、Li 噴流表面に与える影響は異なってくる懸念される。3.2.3 節にて Li 液滴の落下による接触信号への誤差を評価したが、プローブ液面計をビーム照射領域下流に設置するモニタリングでの体系を考えると、針は Li 噴流に対して垂直に挿入するため、計測針は水平軸からわずかに傾けた設置方向となる。モニタリングで設置されるプローブの方向は大阪大学で Li 液滴挙動を確認したほぼ鉛直体系と重力が 90 度近く異なるため、当然液滴の挙動も変わる。考えられる挙動として 2 つある。1 つは、大阪大学 Li 循環装置と同様に計測針上に生成された Li 液滴が再度計測針に沿って Li 噴流と接触する。もう 1 つは、計測針上に残り、針上に流れてくる Li に押されて針状を上り、そのまま上部の構造物に接触する、もしくは肥大化して針からこぼれ落ち、下部に落下する。ここで懸念されるのは、計測針に沿って上がってきた Li 液滴が上部のプロ

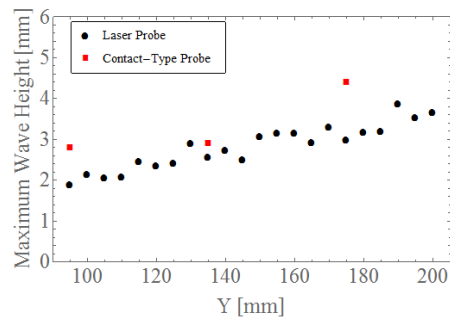
ープの駆動機構や絶縁部などに接触し、腐食や計測回路のショートなどを引き起こすことである。



(i) $U_m = 7 \text{ m/s}$

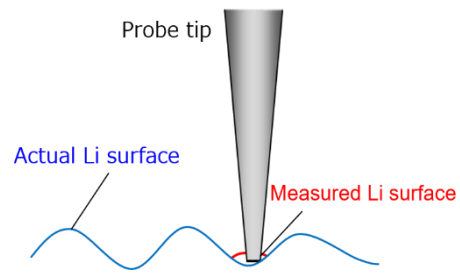


(ii) $U_m = 11 \text{ m/s}$

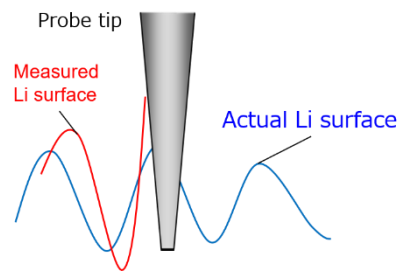


(iii) $U_m = 15 \text{ m/s}$

図 3.17. 流路幅方向中心における最大波高の流れ方向分布の比較（赤：プローブ計測、黒：光コム計測（実験 A））



(i) Low velocity and low amplitude



(ii) High velocity and high amplitude

図 3.18. 接触現象による未検出・誤検出の概略図

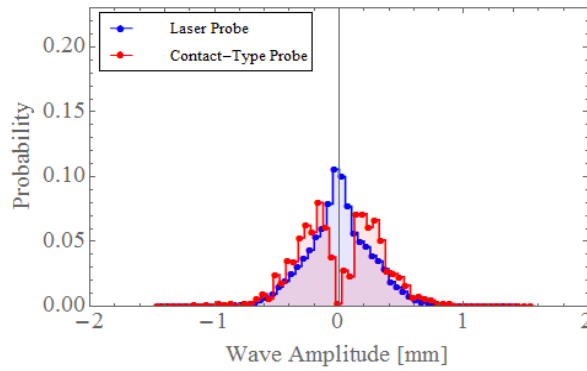
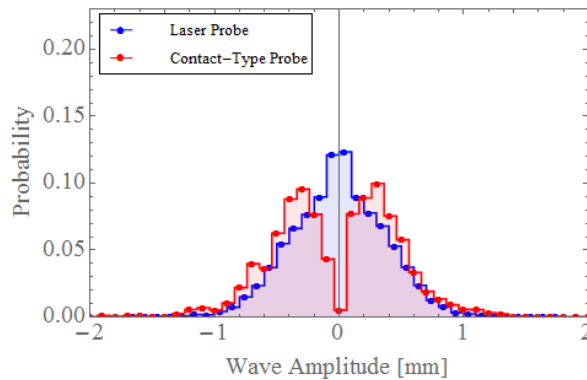
(i) $X = 0$ [mm], $Y = 175$ [mm], $U_m = 11$ [m/s](ii) $X = 0$ [mm], $Y = 175$ [mm], $U_m = 15$ [m/s]

図 3.19. 各振幅値の確率密度分布の比較

3.4 光コム距離計による計測～流路中心及び BF 領域下流～

本節では、レーザプローブ法による表面変動計測実験の内、実験 B の結果について議論する。ノズル出口からの距離が核融合中性子源の Li ターゲット実機におけるビーム照射領域と一致する地点までの表面変動については、島モデルの二段縮流ノズルを採用することで境界層厚さが十分に薄く、その発達も表面変動へ影響しないとできる点と、側壁からの影響が側壁から 30 mm 以内であることが確認されている点から、噴流厚さ及び流路幅が縮小されている大阪大学 Li ループにおいても直接的に Li ターゲット実機を模擬できるとしてきており、流速及びノズル出口からの距離をそのまま適用してきた。しかしながら、ビーム照射領域下流域においては側壁や底部境界層の表面変動への影響が無視できない可能性が考えられることから、本実験の考察においては Li ターゲット実機へのスケールングを実施している。実験 B では、ビーム照射領域より後流を広範な領域に渡って流速 15 m/s の計測を行い、流路幅方向中心については、ノズル出口下流 10 mm 地点から 240 mm まで、

410 mm 地点から 490 mm 地点までを 10 mm 刻みで計測している。図 3.20.に流路幅方向中心、流速 15 m/s における平均厚さの流れ方向分布を示す。横軸はノズル出口からの距離 [mm]、縦軸は噴流厚さ[mm]をそれぞれ示し、赤線はノズル出口厚さである 10 mm を示している。エラーバーは有義波高で定義している。有義波高は、海洋波の分野で一般的に用いられる波高であり、波高や波長などの成分が均一でない波群を扱いやすくするために統計値で表したものである。観測された波高データを降順に整理し、波高の大きい側から全波数の 1/3 を取り出したものを標本とした平均値が有義波高として定義される。一般の天気予報や波浪図などで用いられている波高は全て有義波高である。平均厚さはノズル出口直下の 10~30 mm 地点まではおおよそ平坦で、40~100 mm 地点で増加し、その後はしばらく平坦に保たれ、ビーム照射領域と一致する地点ではその変動は 0.1 mm 以下である。また同範囲では有義波高は 1 mm 以下に維持されている。第 2 ポートから計測が実施された後流域において、平均厚さ、有義波高は共に上流域より増加している。平均厚さについては 450 mm 以降に再度平坦化し、上流側の平坦部のおよそ 10.5 mm から 11.5 mm に、10 %程度増加している。噴流厚さの増加は流路幅方向中心だけでなくその他の後流域の計測地点においても顕著なことから、後流域では噴流の矩形の断面形状が維持できていない可能性が考えられ、噴流の盛り上がりは断面積の増加を意味しており、流量は保存されることから流速が減少していることが示唆される。むしろ、表面張力と壁面との濡れ性から生じる側壁との摩擦、また境界層の発達に伴う流路底面での摩擦の増加による減速がこの表面の隆起の要因となっていると考えられる。つまり減速の結果として断面積が増えた（表面が盛り上がった）と考えるのが自然である。

また、平均厚さはノズル剥離後すぐに一度増加した後平坦化し、そのまま計測が行えない第 1 ポートと第 2 ポートの間を通過、第 2 ポートで計測可能領域に到達した際には再び増加傾向となっている。このことから、定常状態から増加に遷移する変曲点は上流側の 40 mm 地点と 100 mm 地点、計測不能区間内と 450 mm 地点にあることがわかる。ノズル出口から吐出後すぐの 40 mm 地点近傍の膜厚の増加について、要因の 1 つとして噴流表面の速度回復が挙げられる。壁面では流体の速度は 0 になる。それが吐出すると固体壁の拘束がなくなり、自由表面となることで速度境界層は主流に粘性で引きずられ急速に速度回復する。加えて、速度回復の過程で境界層内の流体は渦度を持つようになり、それにより表面が波立ち始める。それまでに必要な区間として、40 mm 地点近傍までの領域が考えられる。上流側の 120~240 mm 地点の平均厚さから最小二乗法で算出した近似直線と下流側の 410 ~450 mm 地点の結果から得られる近似直線の交点はおよそ 313 mm 地点となる。この照射

領域後流に生じる増加に遷移する変曲点はノズルコーナーや側壁上に付着した Li コンパウンドから生じる定在波の合流の影響が大きいと考えられる。図 3.21.に Li 噴流の自由表面の HSV による撮影画像を示す。(i)は第 1 ポートから撮影された上流域であり、左端にノズル出口がある。(ii)が第 2 ポートから撮影された下流域の流況であり、表面の鮮明な観察のため輝度とコントラストが調整されている。共に流速は 15 m/s で画像上では左から右へ Li が流動しており、画像の上端と下端の白破線は側壁を示す。これらはレーザープローブ法による計測実験とは異なるマシンタイムで撮影されており、また(i)と(ii)もそれぞれ異なるマシンタイムで撮影されたものである。これらの画像を比較すると、(i)では側壁近傍に定在波の形状が明確に確認できるが、(ii)ではこれらの形状がはっきりと観察できず、上流域と比較して明らかに表面全体に擾乱が広がっている。それゆえ、レーザープローブ法で計測ができないポート間において定在波等の合流が発生し、流れがより複雑化して全体的に乱れが広がっていると予測される。

実験 A においても記載したが加速器駆動型中性子源の Li ターゲットにおいては、ビーム照射領域に対して側壁の影響が波及しないよう、両側壁からそれぞれ 30 mm の裕度が設けられている。また、下流域での噴流の断面形状の隆起についても実機では凹面壁で発生する遠心力によって抑制されると考えられる。しかしながら、ビーム照射領域の下流域にて噴流厚さや波高、流速といった流動特性をモニタリングする場合は、そのモニタリング地点に対して側壁からの定在波の影響が無いことを確認する必要がある。

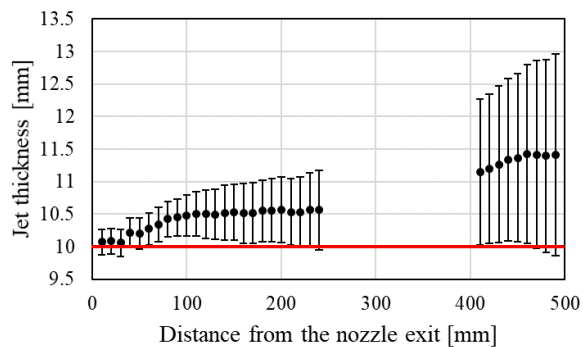
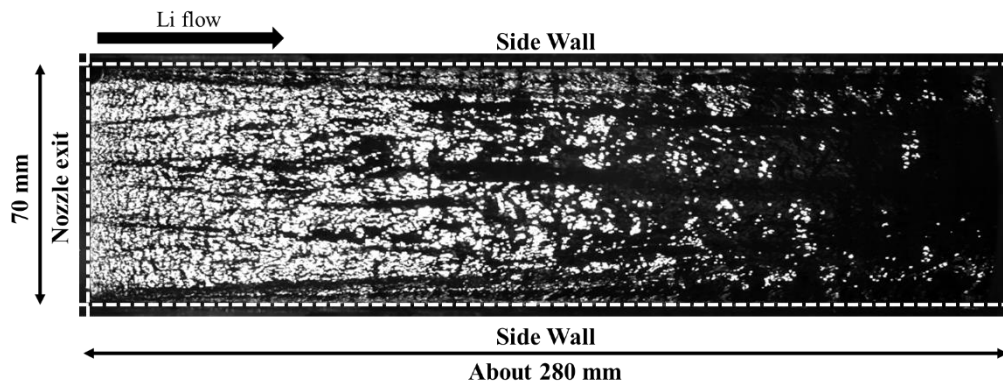
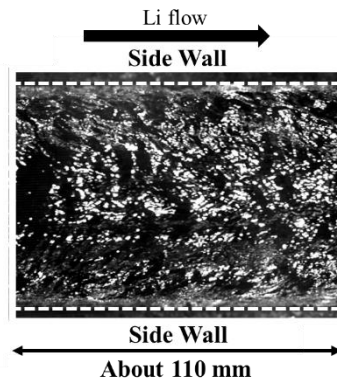


図 3.20. 流路幅中心における噴流平均厚さの流れ方向分布 (X = 0 mm, 15 m/s)



(i) 第1ポート（ノズル出口から 0~250 mm）



(ii) 第2ポート（ノズル出口から 400~500 mm）

図 3.21. 各ポートからの HSV での Li 噴流表面撮影画像 ($U_m=15$ m/s)

ノズルエッジ表面に付着した Li コンパウンドの障害物による定在波やノズルコーナーから発生する定在波について、近藤ら[8,9]により実験的及び数値解析的な研究が実施されている。これらの研究では、定在波形状のパターンが撮影画像の 8-bit 輝度分布から解析され、Lamb の理論から見積もられる Kelvin 定在波の形状との比較が実施された。表面の定在波が重力ではなく表面張力に支配される場合、その様な波で構成される波群は表面張力波群と仮定することができる。表面張力波群と仮定された定在波の形状の等相線は以下の式(3.2)で示される。

$$\begin{cases} X = \frac{6\pi\sigma}{\rho V^2} \cdot n \cdot \sec \theta \tan \theta \\ Y = \frac{2\pi\sigma}{\rho V^2} \cdot n \cdot \sec \theta \cdot (1 - 2 \tan^2 \theta) \end{cases} \quad (3.2)$$

ここで、 n は相パラメータ、 ρ は密度、 σ は表面張力、 V は流体の流速である。15 m/s におけるノズルコーナーから発生する等相線を式(3.2)で評価した結果を図 3.22.に示す。横軸がノズル出口からの距離を示し、縦軸は流路幅方向の座標を示し、各線はそれぞれ各位相パラメータにおける位相線を示す。破線は 250 mm と 400 mm に引かれ、破線間が計測不可の区間を示す。相パラメータ n は $n=1$ が 2π の位相線と一致し、 $n=2$ の位相線はおよそ 390 mm において合流する。この合流地点は流路幅と流速により決定され、流速が早くなるほど後流側に遷移する。このことは実験的にも確認されている。

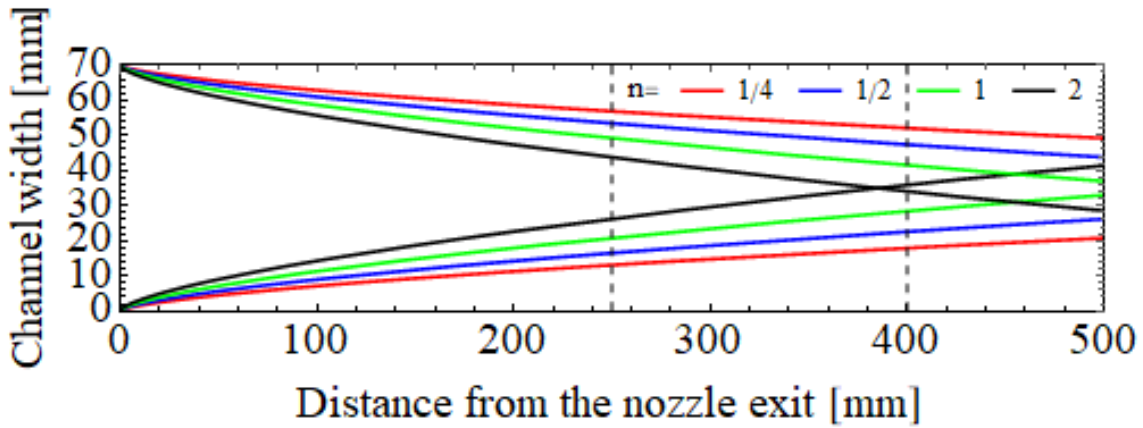


図 3.22. 15 m/s におけるノズル出口端部から生じる定在波の等相線

ノズルコーナーから発生する定在波の等位相線を、核融合中性子源実機に対してスケールリングするため、式(3.2)の両辺を代表長さ L で除すことで、式(3.3)に示す We 数を用いた無次元距離の表記へ変形した。

$$\begin{cases} \frac{X}{L} = \frac{6\pi}{We} \cdot n \cdot \sec \theta \tan \theta \\ \frac{Y}{L} = \frac{2\pi}{We} \cdot n \cdot \sec \theta \cdot (1 - 2 \tan^2 \theta) \end{cases} \quad (3.3)$$

この無次元化された等位相線を図 3.23.に示す。等位相線の合流地点の位置は We 数と代表長さのみで決定される。位相パラメータは本実験結果における合流地点と近い値を示す $n=2$ とし、流速は Li ターゲット想定流速である 15 m/s とし、代表長さとして流路幅 [m]を

採用、大阪大学 Li ループの噴流試験部体系及び ELTL 体系、核融合中性子源 Li ターゲット実機体系における We 数ごとの等相線をプロットしている。黒の実線が図 3.22.と同様に大阪大学 Li ループ (We 数=20877) を、赤の破線が ELTL 体系 ($We=29824$)、青の破線が Li ターゲット実機体系 ($We = 77542$) の等相線を示している。本解析結果から Li ターゲット実機における $n=2$ の等相線の合流地点はノズル出口からの無次元距離が 10.7、つまり実距離にして 2782 mm となる。この地点はビーム照射領域 (ノズル出口から 150 ~ 200 mm 地点) から十分に離れており、かなりの下流地点となる。このことから、想定されている実機における下流でのモニタリングにおいては、この地点よりも上流側かつビーム照射領域よりも下流の地点でのモニタリングとすることで、ノズルコーナーから発生する定在波の合流の影響を考慮する必要はない。

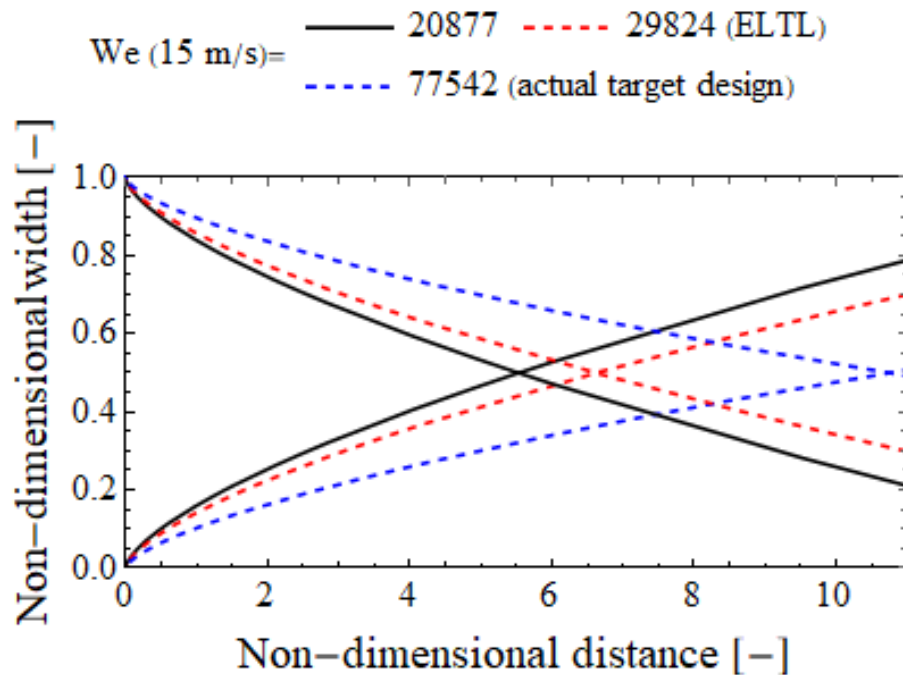


図 3.23. 流路幅で規格化した定在波の等相線の実機へのスケーリング

図 3.24.に光コム計測の実験 B における流速 15 m/s、流路幅方向中心の最大波高、有義波高、平均波高の流れ方向分布をそれぞれ示す。下部横軸はノズルからの距離を示し、上部横軸は水力等価直径を用いたノズル出口からの無次元距離を、縦軸は波高を示す。ここで、上述の図 3.23 における定在波の場合は側壁からの距離が合流地点に影響するため距離を

無次元化する際に流路幅を代表長さとしたが、表面変動には流路幅に加えて膜厚の影響もあると考えられるため、代表長さとして流路幅と膜厚を含む断面の水力等価直径を用いた。平均厚さを基準としたゼロアップクロス法を用いて波を定義し、連続する上方振幅と下方振幅のセットが1波として扱われ、それら合計が一波の波高として定義される。最大波高と平均波高はそれぞれ計測時間である60秒間の最大値と算術平均である。四角のプロットが最大波高を、ひし形が有義波高を、丸プロットが平均波高をそれぞれ表している。6本の線は最小二乗法による近似直線を示しており、有義波高と平均波高については、実線が第1ポートの結果から得られた結果の近似直線の前外挿で、破線が第2ポートからの結果に対する近似直線の後外挿を示している。最大波高の2本の近似直線については後述する。最大波高について、局所的な分散は大きいものの、分布全体の傾向としては流下に伴い増幅しており、その変化は直線的である。X=470 mm 地点について、他の地点と比べても非常に大きな最大波高が検出されておる。この非常に大きい X=470 mm 地点の最大波高の妥当性を考えるため、同地点のデータにおける2番目に大きい振幅を最大波高と定義した場合の値を白抜き四角のプロットで示す。これらを比較すると、X=470 mm 地点の2番目に高い振幅に対して同地点の最も大きい振幅は4.82 mm 大きく、光コム計測は同じマシンタイムで計測点を移動させていることを考えると、前後の地点との連続性の観点からこの X=470 mm 地点における最大振幅は計測エラーである可能性が考えられる。また、流速条件 15 m/s の流路中心におけるこのような非常に大きな外れ値は X=470 mm 地点のみで見受けられるが、幅方向も含めた全計測地点で見えていくと、11 m/s および 15 m/s においてそれぞれ3点ずつ、同様の過大な最大波高を示す計測点が存在する。光コム距離計からのデータは、その非常に高い時空間的分解能から、各波頭を検出しているデータとして、時間的に連続して取得されているデータのみを抽出して、それら連続データの平均値をその波頭の位置とし、さらにその後、ASME による対称スチューデント数を用いた不確かさの定義を用いて、不確かさが全体の不確かさの標準偏差の3倍となるデータについても取り除かれていることから、ノイズのような非物理的なデータはこれらの過程で取り除かれる可能性が高い。しかしながら、これらの外れ値については、多段のフィルタリングを通過していることから、何らかの現象を捉えていると考えられる。それ故、このような不連続性が指摘される大きな外れ値は運転による装置自身の振動や表面や等から飛散してくる液滴の検出が原因として考えられる。最大波高については、最大値を含めた近似直線を実線で、2番目に大きな波高値を用いた近似直線を一点鎖線で示している。続いて、有義波高と平均波高についても、流下に伴って増幅しているが、最大波高と比較すると値が小

さいため、分散も小さい。ここで、有義波高、平均波高ともに、その算出の過程において上述した大きな外れ値は除外しておらず、除外した場合でもその違いは 0.01 mm 以下である。これらの増幅傾向も、最大波高と同様に直線的であるが、平均厚さの際と同様に、その直線的な変化に変曲点が測定不能なポート間に存在していると推察される。両波高の分布に対して、第 1 ポートから計測された上流域については実線で、第 2 ポートから計測された下流域については破線で最小二乗法による近似直線がそれぞれ示されている。これらの近似直線の交点を白抜きの丸プロットで図示しており、それぞれ 356 mm と 365 mm に位置する。変曲点までの無次元距離を ELTL 及び Li ターゲット実機へスケーリングすると、それぞれ 763 mm と 782 mm、960 mm と 984 mm となる。ビーム照射領域下流におけるモニタリングを考えると、この変曲点より上流地点をモニタリング地点とすることで、ビーム照射領域の変動を下流地点の結果から線形で予測が可能となる。Li ターゲット実機における変曲点の予測地点は、図 3.23.における定在波の合流地点の予測地点と同様にビーム照射領域から十分に離れている。また、定在波の合流予測地点と変曲点の予測地点には隔たりが生じているが、この差異は $n>2$ の相の定在波の影響と、底部境界層で生じた渦の表面への寄与や自由表面下の流動構造の影響が含まれていると考えられる。

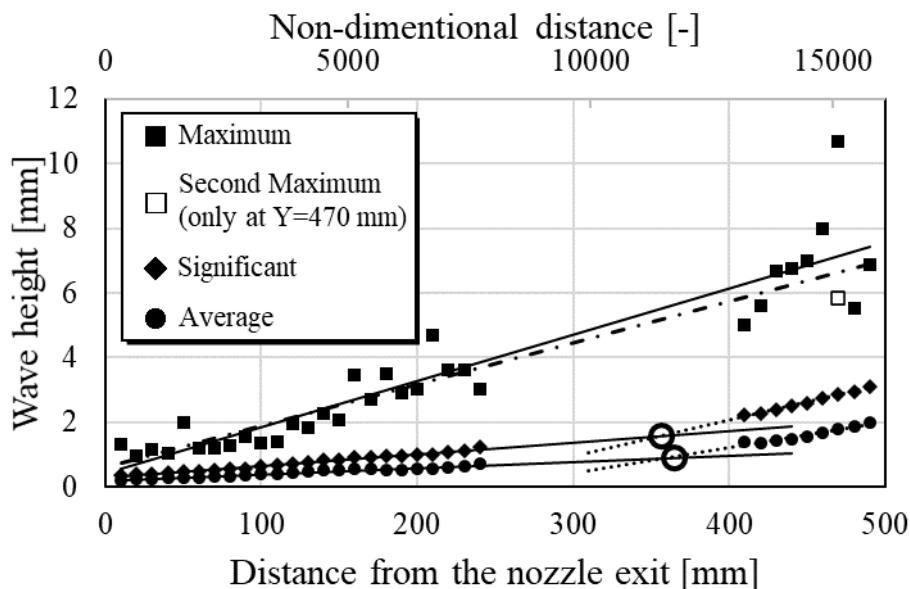


図 3.24. 流路幅方向中心における最大波高、有義波高、平均波高分布@15 m/s

図 3.25.に平均厚さの 2 次元的な分布を示す。赤プロットが各計測地点の結果を示し、プ

ロット間は直線補間されている。分布は流路中心を軸に左右対称となっておらず、流れ方向に向かって左側の $X=-15\text{ mm}$ 地点が隆起している。一方で ELTL における噴流厚さ計測 [11]では、おおよそ左右対称の分布が確認されている。図 3.16.のビーム照射領域の結果においては、より平坦な分布となっているものの、同様にわずかに左右非対称であり、Li 流に向かって左側 ($X < 0$ 側)の方が平均厚さが大きいことが確認できる。このことから図 3.25.示される平均厚さの幅方向の変動は上流域から対称性が流下に伴い崩れていると考えられる。この原因として、流路に付着した微小な Li コンパウンドなどの障害物に起因する側壁からの定在波や底部での流れの乱れの増幅が挙げられる。特に後流部は流路底及び側壁のクリーニングが十分に実施できない部分があるため、Li コンパウンドによる側壁及び流路底の形状の乱れが懸念される。ここまで述べてきた流路中心における平均厚さ分布において確認した変曲点についても、上述した流速の減少や定在波の合流だけでなく、流路の形状変化の影響を受けている可能性が考えられる。核融合中性子源実機における Li ループでは、常時流動状態が維持され、計測機器の交換などに伴うバウンダリの解放も基本的にはない上、放射化等の損傷を考慮し 1 年程度でターゲットアセンブリが交換される計画となっているため、同様の Li コンパウンドによる流路底形状の変形はほぼ発生しないものと考えられる。また、下流域における $X=\pm 25\text{ mm}$ の側壁最近傍点において、その平均厚さは 10 mm 以下となっている。この側壁部近傍における膜厚分布沈降の原因として、側壁に付着した Li コンパウンドを障害物とした定在波の谷部に位置することと、側壁における濡れ性の影響が考えられる。側壁との接触部では SUS304 と Li の濡れ性による隆起と、それにともない側壁近傍では膜厚が減少する領域が存在することが実験的にも数値シミュレーションにおいても確認されている。また、後流部においてその傾向が顕著になっているが、中心部における平均厚さ分布の増加について論じた際に、後流部においては噴流の流速が減少していることを示したが、濡れ性による側壁近傍での表面の凹凸は流速が小さくなるほど顕著になることも分かっている。

幅方向に 7 地点で計測が行われているノズルから最も遠い後流地点 ($Y=480\text{ mm}$) における無次元波高分布の確率密度分布図を図 3.26 に示す。流速 15 m/s 時の結果であり、赤プロットが流路幅方向中心、黒プロットが最も側壁に近い $X=25\text{ mm}$ 地点の結果をそれぞれ示している。また、実線は式(3.4)で表される Rayleigh 分布を示している。海洋波などの不規則波群は Rayleigh 分布によく従うことが知られており [10]、Li 噴流の自由表面変動についても、しばしば Rayleigh 分布との比較が行われてきた。

$$p(H) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{\bar{H}} \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left(\frac{H}{\bar{H}} \right)^2 \right\} \quad (3.4)$$

ここで $p(H)$ 確率密度関数、 H が波高、 \bar{H} は平均波高をそれぞれ表す。近藤ら[11,12]によって実施された大阪大学 Li 循環装置の水平試験部及び ELTL の縦型試験部における流動実験の結果においても、Rayleigh 分布に対して良い一致が示されている。本実験結果においても、良い一致を示しているが、流路側壁近傍点についてはわずかに Rayleigh 分布から外れており、特に平均波高近辺においては大きな値を示している。これまでに実施されてきた上流領域におけるプローブ液面計による側壁近傍の計測結果は壁面近傍点では Rayleigh 分布と明確な一致は見られなかったため、定在波の影響を受けた規則的な波群となっているとされてきたが、流下に伴い、その規則性に乱れが生じているのではないかと考えられる。

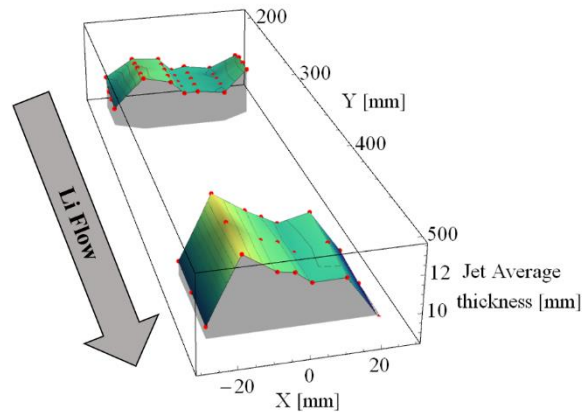


図 3.25. 平均厚さの 2 次元分布 ($U_m = 15$ m/s)

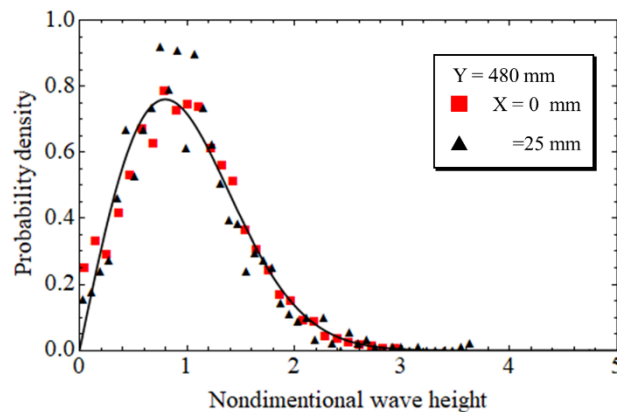


図 3.26. $Y=480$ mm、 $U_m=15$ m/s における無次元波高分布の確率密度分布

3.5 結論

第3章では、核融合中性子源においてビームターゲットとして採用される液体 Li 自由表面噴流の自由表面変動について、広い範囲での二次元的な変動特性を把握することを目的として、接触式と非接触式の距離計をそれぞれ用いた表面変動計測を、流路幅方向及び流動方向それぞれについて複数地点にて実施した。またプローブ液面計について、その計測精度の評価のため、接触現象によって引き起こされる未検出・誤検出といった誤差について検証を行った。その結果、以下の結論を得た。

- プローブ液面計を用いた表面変動計測がノズル出口下流の 15 mm 地点からビーム照射領域の中心地点と一致する 175 mm 地点までの 5 点で実施、平均厚さ、平均波高、最大波高について流速及びノズル出口からの距離をパラメータとした分布を取得し、以下の結果を得た。
 - I. 平均厚さについては、プローブ液面計の設置誤差による計測地点間の偏差が見られたが、3 m/s 以下の極低流速を除く流速において流速の変化に伴う大きな変化は観測されなかった。おおよそ平均厚さと一致する最大接触頻度については、流速の変化に対して線形増加の傾向が見られ、一部では増加率の増大を確認した。この増加率の増大は、表面波の特性の変化が要因と考えられ、波の微細化によって生じたものと考えられる。
 - II. 波高の分布について、その流速に対する分布の傾向の変化から、既往研究で確認された、せん断層の不安定性理論による表面波性状の流速による整理と一致することを確認した。また、計測地点間の増幅率を流速ごとに整理した結果、すべての流速で計測が行われている 11 m/s までについて、9 m/s 以下の流速では 15~55 mm 地点間の増幅が平均・最大共に 2 程度とかなり大きく、その他の地点間では 1.5 を下回る地点がほとんどであることから、低流速領域では、15~55 mm 地点の領域での増幅が支配的であることを明らかにした。
- プローブ液面計の計測精度評価のため、計測中に計測針上に形成される液滴の挙動観察とそれによる誤差評価を実施し、以下の結果を得た。
 - I. HSV カメラを用いた針先の撮影をプローブ液面計の接触信号と同期して取得し、液滴の落下現象が生じている間の信号を確認したところ、明らかに誤検出と見ら

れる信号が検出されていることが分かり、その誤信号の中に複数の接触信号が埋もれてしまっていると考えられる。

- II. 実験2の撮影映像から、これまで針上を上下動していると考えられていた液滴が、実際には上下動はせず肥大化していることが確認され、肥大化によって液面と接触した際に誤検出信号を発生させていることを確認した。そこで、平均厚さ周辺の高さにて計測された30秒間の接触頻度の値と液滴による誤信号の合計時間から、接触頻度に対する誤差を評価し、すべての流速について1%以下であることを示した。

- 2次元的な特性の把握を目的として、光コム距離計による非接触のレーザープローブ法による表面変動計測が複数の計測点について実施、以下の結果を得た。
 - I. ビーム照射領域に相当するノズル出口下流150~200 mm地点の流路幅方向中心における平均厚さは0.1 mm以下の変動でおおよそ平坦である。
 - II. プローブ液面計の結果と比較し、最大波高について流速によって過大/過小評価されていることを確認、それぞれ針先とLi液面との接触現象によって発生していると考えられ、過大評価と過小評価のどちらとなるかは波長と波高によって決まる表面波のスケールによって決まることを明らかにした。
 - III. 波高の確率密度分布から、プローブ液面計では平均厚さ近傍の微小振幅波が未検出となっていることを示し、未検出として影響が現れる範囲は計測針の先端径とおおよそ一致することを明らかにした。
 - IV. ビーム照射領域からさらに後流までの計測結果から、平均厚さがノズル出口下流100 mmまでに一度増幅し、その後ビーム照射領域では平坦分布となり、計測不可であった第1ポートと第2ポートの中間域で再度増幅する。このことから、後流域においてはノズル出口での断面形状を維持できておらず、断面積の増加に伴い減速していることを示した。また、この増幅現象はノズル出口端部や側壁から生じている定在波の合流の影響を受けていると考えられる。ノズル出口端部から発生する定在波の等相線のスケージングから、実機において予想される定在波の合流点は下流でのモニタリング地点として想定される領域からみても十分に下流であることから、モニタリング地点の選択の際に定在波の合流の影響は考慮する必要がないことを明らかにした。

- V. 同じく後流域までの計測から評価された波高の分布から、最大波高は線形に増幅すること、有義波高と平均波高についても流下に伴い増幅するが、その増幅傾向が平均厚さと同様に第1ポートと第2ポートの中間域にて変化していることを明らかにした。増加傾向の変曲点までの距離を水力等価直径で無次元化することで、等相線分布と同様に Li ターゲット実機における変曲点位置は 970 mm 付近とビーム照射領域から十分に下流にあると予測された。こちらも等相線から求めた定在波の合流地点と同様に十分に下流地点である。一方で定在波の合流地点とは隔たりのあるが、その差異には $n>2$ の相の影響や底部境界層で生じた渦の表面への寄与や自由表面下の流動構造の影響が含まれていると考えられる。

参考文献

- [1] H. Kondo, A. Fujisato, N. Yamaoka, S. Inoue, S. Miyamoto, T. Iida, H. Nakamura, M. Ida, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Surface wave on high speed liquid lithium flow for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 75-79, Nov. 2005, pp. 865-869
- [2] T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka, S. Miyamoto, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Investigation of free-surface fluctuations of liquid lithium flow for IFMIF lithium target by using an electro-contact probe”, Fusion Engineering and Design, Vol. 82, Issues 15-24, Oct. 2007, pp. 2550-2557
- [3] T. Kanemura, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, H. Sugiura, N. Yamaoka, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Characteristics of free-surface wave on high-speed liquid lithium jet for IFMIF”, Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1-3, Oct. 2011, pp. 1303-1306
- [4] T. Kanemura, H. Sugiura, N. Yamaoka, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, M. Ida, I. Matsushita and H. Horiike, “Wave period of free-surface waves on high-speed liquid lithium jet for IFMIF target”, Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9-11, Oct. 2011, pp. 2462-2465
- [5] H. Sugiura, T. Kanemura, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Kondo, T. Kanai, N. Yamaoka, M. Ida and H. Horiike, “Experimental Study on Wave Propagation Behavior on Free Surface of Lithium Flow for IFMIF, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 48, 2011 -Issue 9, pp. 1230-1237
- [6] A. Yoshihashi-Suzuki, E. Hoashi, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Characteristics of surface oscillation on high speed liquid Li jet”, Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, Aug. 2012, pp. 1434-143
- [7] T. Kanemura, H. Kondo, S. Yoshihashi-Suzuki, E. Hoashi, N. Yamaoka, H. Horiike, T. Furukawa, M. Ida, K. Nakamura, I. Matsushita and E. Wakai, “Engineering Design of Contact-Type Liquid Level Sensor for Measuring Thickness Variation of Liquid Lithium Jet in IFMIF/EVEDA Lithium Test Loop”, Fusion Science and Technology, Volume 62, 2012-Issue 1, Pages 258-264
- [8] H. Kondo, A. Fujisato, N. Yamaoka, S. Inoue, S. Miyamoto, F. Sato, T. Iida, H. Horiike, I. Matsushita, M. Ida, Hideo Nakamura, Hiroo Nakamura, T. Muroga, “High speed lithium flow experiments for IFMIF target”, Journal of Nuclear Materials, 329-333 (2004) 208-212
- [9] Hiroo Kondo, Takuji Kanemura, Hirokazu Sugiura, Nobuo Yamaoka, Seiji Miyamoto, Mizuho Ida, Hiroo Nakamura, Izuru Matsushita, Takeo Muroga, Hiroshi Horiike, “Thickness distribution of high-speed free-surface lithium flow simulating IFMIF target”, Fusion Engineering and Design, 84 (2009) 1086-1090

[10] 海洋波レイリー

[11] H. Kondo, T. Kanemura, T. Furukawa, E. Wakai and J. Knaster, “Validation of liquid lithium target stability for an intense neutron source”, *Nuclear Fusion*, 57(2017), 066008

[12] H. Kondo, T. Kanemura, H. Sugiura, N. Yamaoka, M. Ida, H. Nakamura, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Development of measurement technique for surface waves on high-speed liquid lithium jet for IFMIF target”, *Fusion Engineering and design*, 85 (2010) 1102-1105

第4章 液体 Li 流動の数値シミュレーション

液体 Li はあくまで金属であり、不透明な液体であることから実験的には表面の計測に限られ、内部の流動構造を実験的に把握することは非常に困難である。そこで、大阪大学の液体 Li 循環装置を対象として、商用 CFD ソフトである ANSYS 社の非構造格子系汎用熱流体解析ソフトウェア FLUENT®を使用して数値流体シミュレーションを実施した。FLUENT は有限体積法をベースとした非構造格子に対応するソルバーを搭載している。また、プローブ液面計の計測針の先端に計測中に付着する Li 液滴について、その生成及び挙動についての CFD シミュレーションを実施した。本章ではその計算概要及び結果について記述する。

4.1 噴流試験部の内部流動シミュレーション

現在までに、液体 Li ターゲットを対象とした数値シミュレーションが種々行われてきた。その一例として、IFMIF の設計段階ではその湾曲形状などを決定するために、2次元体系での熱流動シミュレーション[1]や、大阪大学 Li ループの水平試験部を対象とした LES (Large Eddy Simulation) モデルを使用した乱流シミュレーション[2-4]などが挙げられる。本論文で実施した Li 流動に関する CFD シミュレーションは、大阪大学の液体 Li 循環装置を対象としたもので、ノズル出口流速 9 m/s 以上の高流速領域において、二段縮流ノズルの縮流部にて発生が予期されている Görtler (ゲルトラー) 渦の可視化と、自由表面変動への影響、ノズル損傷への影響を評価することを目的として実施した。

4.1.1 ゲルトラー渦

ここではまず、ノズル内において発生するゲルトラー渦について記述する。凹面壁上を流体が流れる際、遠心力の作用による Taylor-Görtler 不安定性により流れ方向に軸を持つ縦渦が幅方向に複数発生する。Görtler によって凹面境界層における線形安定性からその存在が予測されたことから、Görtler (ゲルトラー) 渦[5]と呼ばれる。Görtler はまた、凹面境界層の安定性は以下に示すゲルトラー数 G に支配されていることを示した。

$$G = \text{Re}_\theta \sqrt{\theta/R} \quad (4.1)$$

ここで、 θ は運動量厚さ、 Re_θ は θ を代表長さとするレイノルズ数、 R は曲率半径を示す。この G 数が 0.25 ~ 0.75 以上となるときにゲルトラー渦が発生すると言われている。大阪大学の Li ループの縮流ノズルに於いてゲルトラー渦の発生の可能性を確認するため、まずは

式(2.2)及び(2.3)の形状から曲率半径を求め、図 2.5.にて示されたノズル内の境界層厚さ分布を用いて G 数を概算した結果を図 4.1.に示す。第 1 縮流部と第 2 縮流部それぞれの G 数がピークを取る点は、どちらも運動量厚さの最も大きい点と曲率半径の最も小さい点のおおよそ中間点に位置することが確認でき、その値は、Görtler 渦の発生の閾値となる値を大きく超えている。このことから、ノズル全体に渡って Görtler 渦が発生する可能性が示唆され、G 数が運動量厚さの $3/2$ 乗に比例する点と、運動量厚さが実際のものより数倍程度過剰評価されている可能性を考慮しても、縮流部における Görtler 渦の発生は不可避である。

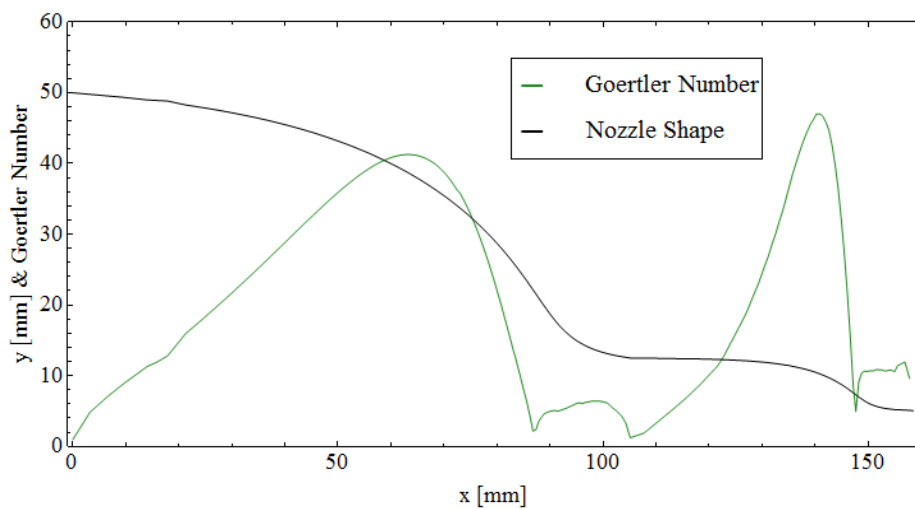


図 4.1. 縮流ノズル形状と流速 15 m/s におけるゲルトラー数[6]

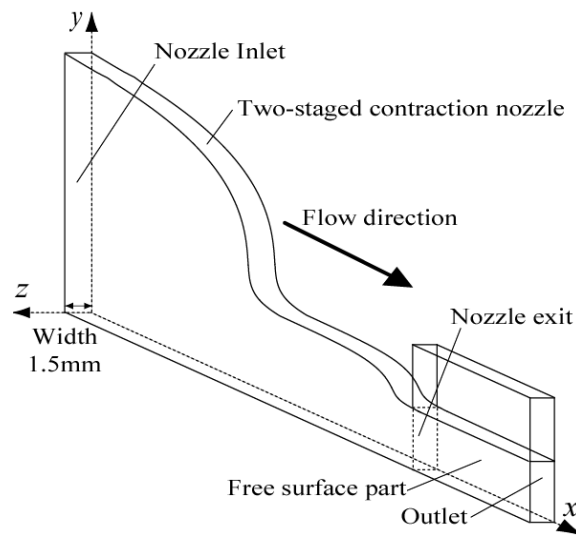
また、大阪大学 Li 循環装置は、2010 年の新試験部への更新に伴い、取り外された旧試験部のノズルおよび流路の分析が実施され、ノズルエッジには明らかに加工時に生じる加工痕とは異なる縦に並ぶ損耗が確認された。この損傷痕の原因としてゲルトラー渦による流動加速腐食が挙げられる。本研究では、まず、微細な渦構造を精度良く可視化できる LES を乱流モデルとして使用した CFD シミュレーションを実施し、ゲルトラー渦の発生を渦構造の可視化によって明らかにし、ノズルエッジ表面部でのせん断応力分布を損傷痕のスケールと比較することで、ノズルエッジの損傷痕とゲルトラー渦群の相関について考察する。

4.1.2 計算体系・モデル

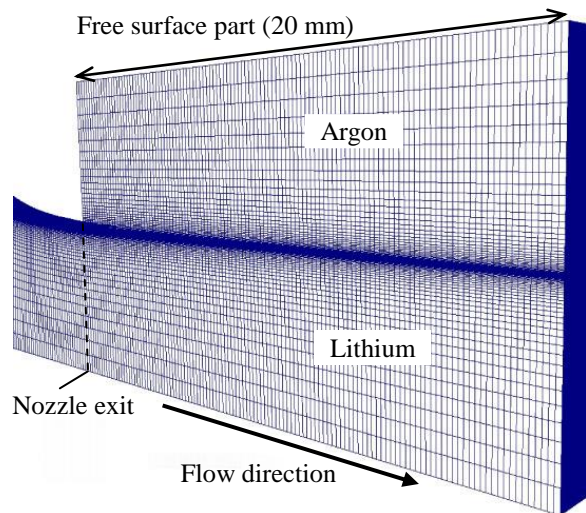
本シミュレーションは図 2.2 の大阪大学液体 Li 循環装置の噴流試験部を対象として実施した。図 4.1.にシミュレーションモデル及び自由表面部の拡大図を示す。噴流試験部の内、二段縮流ノズルの入り口からノズル出口下流 20 mm 地点までの自由表面部をモデル化した。

上下方向について対称境界条件として上半分のみをモデル化し、また、モデル幅についても幅 1.5 mm とし、両側に周期境界条件を設定して、計算負荷の低減を試みている。自由表面部では下側は流路底であり、本来であれば壁面条件で対称ではないが、下方の壁近傍の影響がノズル直下において上方の自由表面に及ぶことはないと考え、本シミュレーションではノズル内の壁乱流と自由表面の相関を主眼に置いている。また、先述の試験分析において、ノズルエッジの上下方向反対側、流路底のノズル出口部にはノズルエッジで見られた損傷痕は確認されておらず、ノズルエッジ側の方がゲルトラー渦の影響を受けている可能性が示唆されている。その意味で、本モデルはノズルエッジ側をモデル化している。ノズル入口は流入条件、自由表面部側の端部は圧力流出条件（Pressure outlet）としている。

計算条件とモデルを表 4.1. に示す。乱流モデルとして Large Eddy Simulation (LES) を、界面捕獲法として Volume Of Fluid (VOF) 法を採用している。LES モデルにおけるサブグリッドスケール (SGS) モデルとしては Wall-Adapting Local Eddy-viscosity (WALE) モデルを使用した。WALE モデルは、壁面からの距離などを用いる減衰関数を必要とせず、渦粘性による適切な y^3 壁面近傍のスケールリングを行うことが可能であることから、代表的に用いられる Smagorinsky モデルと比較して境界層流れの精度向上が期待できる。流速条件について、縮流率 4 の第一縮流部、2.5 の第二縮流部（総縮流率 10）を採用している二段縮流ノズルにおいて、ノズル出口における Li 噴流の断面平均流速を 9 m/s 及び 15 m/s とするため 0.9 m/s 及び 1.5 m/s が流入条件として想定されるが、ノズル上流にある整流板からノズル入り口までの上流ダクト部（平行平板）の非定常 $k-\epsilon$ モデルシミュレーションを実施し、その出口における流速分布をノズル入口流速条件として設定した。さらに LES で必要な入口の変動成分については Fluent® に実装されている Spectra-Synthesizer の機能を用いて与えられている。設定に必要な水力等価直径としては実際のノズル入口断面積と濡れ縁長さから求められる値を設定している。気相部の圧力は 0.1 MPa、Li 及び Ar 温度は 573 K としている。実機における Ar は強制的な対流は与えられておらず、Li 界面とのせん断によって流動されるが、シミュレーションでは Ar 初期流速を 0 m/s とすると気液の界面、特にノズルエッジ部において計算が不安定になる。そこで、計算初期の不安定性を回避するために、Ar についても初期流速として流れ方向に 15 m/s の流速を付与している。また、計算に使用される密度、粘性係数、表面張力の物性値は Li、Ar 共に 573 K における値を使用した（表 4.2.）。



(i) 解析モデル全景



(ii) 自由表面部の拡大図及びグリッド

図 4.1.解析モデル及び自由表面部のメッシュの拡大図

表 4.1. 解析条件

Items		Conditions
差分法		有界中心差分法
時間差分精度		2 次精度陰解法
乱流モデル		LES
SGS モデル		WALE
重力		$(g_x, g_y) = (7.5694 \times 10^{-4}, 9.8,)$ m/s ²
入り口流入条件	流入速度	0.9 and 1.5 m/s
	乱流強度	4 %
	水力等価直径	82.346 mm
出口流出条件		0 Pa Gauge
壁面条件		Non-slip
タイムステップ幅		5×10^{-6} s
温度		573 K
圧力条件		0.1 MPa

表 4.2. 573 K における Li 及び Ar の物性値

	Li @573 K	Ar @ 573 K
密度 kg/m ³	502.4435	0.854886
粘性係数 Pa・s	4.96806×10^{-4}	3.75×10^{-5}
表面張力 N/m	0.3785	0

4.1.3 結果・考察

まず、壁面境界層内のゲルトラー（Görtler）渦および自由表面下の渦構造の可視化を行う。図 4.2. に流速 9 m/s における、また図 4.3. に 15 m/s における渦構造の可視化結果をそれぞれ示す。共に計算開始後 $t=0.2$ s の結果を示している。渦の可視化には速度勾配テンソルの第二不変量（ Q 値）の等値面を用いた。 Q 値の定義を下式(4.2)に示す。

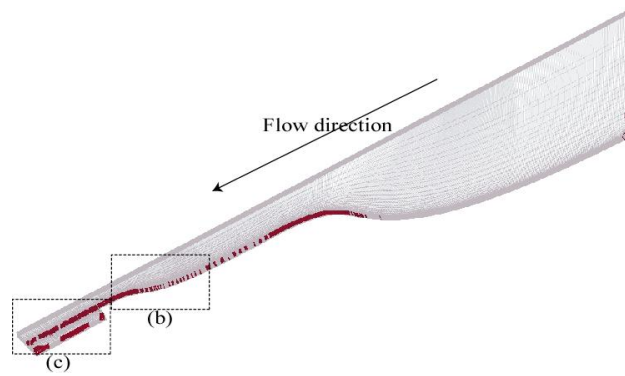
$$Q = \frac{1}{2} \left(|\Omega|^2 - |S|^2 \right) = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$
(4.2)

ここで、 S_{ij} は速度勾配テンソルの対称成分、 Ω_{ij} は速度勾配テンソルの非対称成分である。

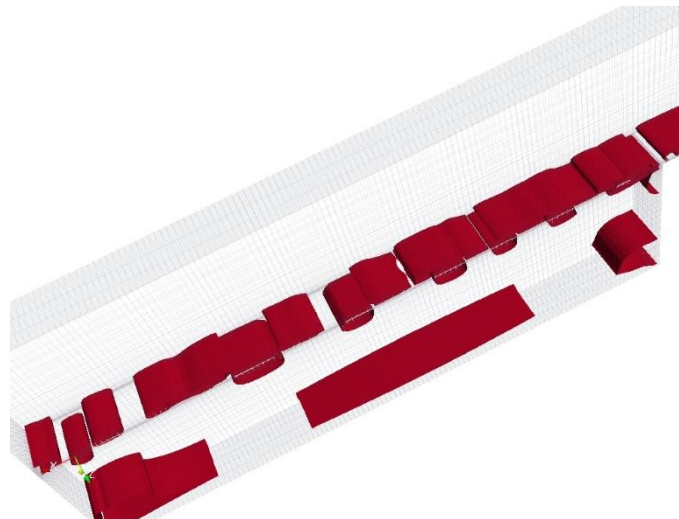
自由表面下の Li 内部の渦を明確に示すため、図 4.2.、4.3.では上下を逆転させて表示させている。どちらの図についても、(i)が全体図を示し、(ii)(iii)については(i)の全体図中の(b)及び(c)部の拡大図である。図 4.2.に示す 9 m/s では、ノズル内壁の境界層領域では幅方向に軸を持つ横渦で示される乱流遷移直前の流れを表す横渦（T-S 波：Tollmien-Schlichting 波）群のみが確認され、自由表面下においては境界層の速度回復時に発生する自由せん断層の横渦と、気液のせん断応力によってそれに引きずられて生じる気相側の横渦が確認できる。図 4.3.の 15 m/s では、ノズル内壁近傍の境界層において、9 m/s でも確認された T-S 渦に加え、縦渦（ゲルトラー渦）の発生し流動構造が複雑化していることが確認できる。これらのゲルトラー渦はノズルエッジからそのまま自由表面部に吐出し、自由表面部において、さらに縦渦を誘起している。このようなノズル内で発生したゲルトラー渦はそのまま本計算モデルにおける出口境界（ $x = 20 \text{ mm}$ ）まで到達している。



(i) 全体

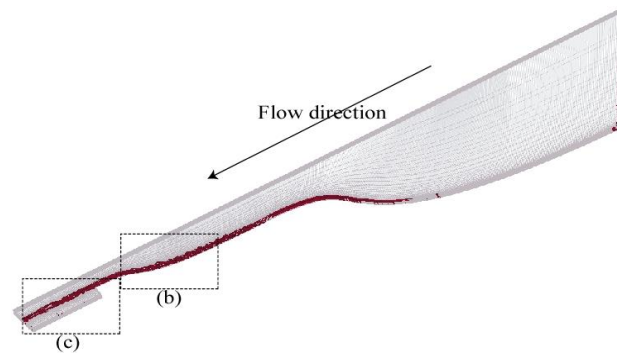


(ii) 第2縮流部



(iii)自由表面部

図 4.2. 9 m/s における渦構造の可視化結果 ($Q=20,000$)



(i) 全体



(ii) 第2縮流部



(iii) 自由表面部

図 4.3. 15 m/s における渦構造の可視化結果 ($Q=20,000$)

この自由表面下の渦構造は表面変動に寄与するものと考えられる。それを明らかにするために、YZ 平面で自由表面直下の渦構造について詳しく観察する。図 4.4.に可視化領域概略図と 15 m/s における Q 値のコンター図をそれぞれ示す。可視化を行った領域はノズル出口から 15 mm 地点であり、初期条件における気液界面の Li 側の深さ 0.1 mm 部分を拡大して示している。コンターは Q 値を示しており、赤い領域が渦を示している。また、白の矢印は本断面内の断面流速ベクトルを示している。画像上に追記している赤色の矢印は、流速ベクトルに基づく大まかな流動構造を示している。自由表面下で横に広がっている赤い領域は横渦を、その下の円に近い赤い領域が縦渦を表しているこの縦渦と横渦が重なる地点近傍では、3 次元的に非常に複雑な流動構造が生じている。この横渦と縦渦による流動構造と表面形状の相関を明らかにするために、同断面の Ar-Li 界面を図 4.5.に示す。青の実線で示されるのが Ar-Li 界面であり、図 4.4.で示した赤矢印の流動構造をここでは破線による矢印で併記している。表面変動の大きさの絶対値は実験で計測されている各種波高と比較して非常に小さいものの、表面形状は明らかに自由表面下の流動構造によって決まっていることが確認できる。つまり、Li 噴流の自由表面変動は、ノズル内で発生した縦渦が自由表面下のせん断層の流れを複雑化し、その結果として起こるものと言える。このような自由表面下の複雑な流動構造は、ノズル吐出後、下流に向かうにつれ渦の合体などを経ながらより複雑化していくと考えられるが、これが過去の実験研究[7]で HSV によって観察された、高流速における横方向に振動するランダム波の生成の起点となっていると考えられる。ここで、シミュレーションモデルの妥当性について触れる。本シミュレーション体系においては計算負荷軽減のため、噴流試験部の上半分のみをモデル化して上下方向を対称境界条件として評価していることから、ノズル内については実際の体系をよく再現できているが、噴流部については下側の壁面（流路底）を考慮していない。本シミュレーションのようにノズル直下、流れ方向 20 mm のモデル化においてはこれでよいが、噴流部をより長い体系、少なくとも実験で見ている 55 mm、95 mm あたりまで体系を拡張した場合は、流路底の壁乱流が自由表面に影響を与える可能性も否定できないため、今後、より長い噴流部を対象として表面変動の発達過程を明らかにしていくためには、上下方向については全体をモデル化することが望ましい。また幅方向のモデルサイズについて、図 14(b)から、再現された縦渦のスケールは 0.5 mm 程度であり、本モデル幅 1.5 mm の体系でも最大で 3 個程度の渦の解像が可能であり、渦の形成において左右の周期境界条件の影響を大きく受けているようには見えないが、そもそも周期境界をまたぐサイズの渦は表現できず、幅のサイズが渦の形成に影響を与えている可能性もまた否定できない。より長い体系で渦の合

体などを伴う表面変動の発達の過程を明らかにするためにはより大きな渦も解像できるようにする必要があり、幅方向についてもさらに大きな体系とすることが望ましい。

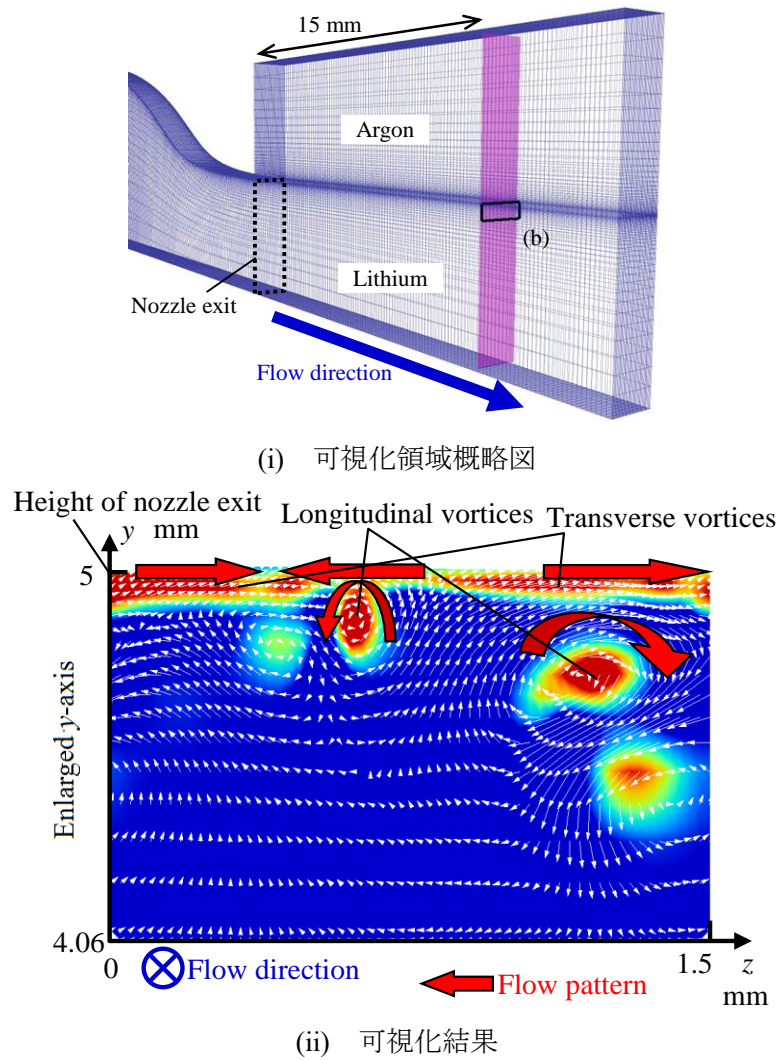
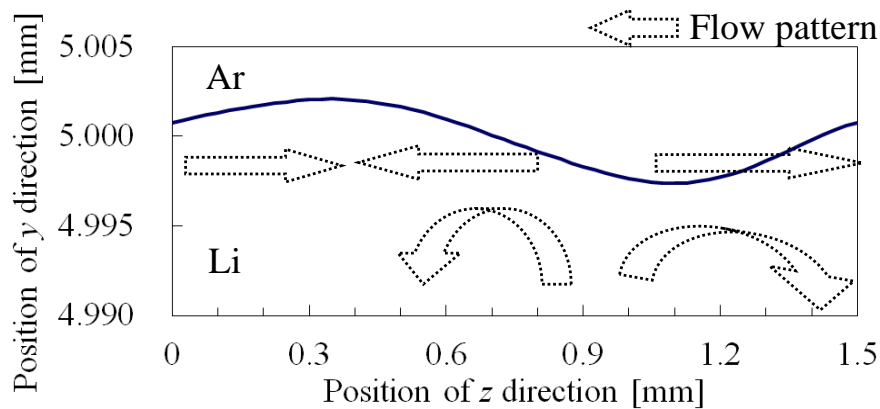


図 4.4. 自由表面部 yz 断面における流動構造 ($U = 15 \text{ m/s}$, $x = 15 \text{ mm}$)

図 4.5. 表面形状及び流動構造 ($U = 15 \text{ m/s}$, $x = 15 \text{ mm}$)

本研究に使用した大阪大学の液体 Li 循環装置における噴流試験部は、2009 年度にノズル及び流路の経年による損傷を確認するために試験部の交換工事が実施された。取り外された旧試験部におけるノズルエッジの Li 自由表面側の観察画像を図 4.6.に示す。画像下側から上方向に Li が流動しているが、明らかに加工時のナイフエッジ研磨によって生じたものとは異なる流れ方向の損傷痕が確認でき、その周期的な損傷痕の間隔はおよそ 0.2 mm である。このような損傷痕は単なる腐食の結果として考えるには不自然で、やはり流動によるエロージョン・コロージョン（流動加速腐食）によると考えるのが妥当である。それを明らかにするために、本シミュレーションで得られた流速 15 m/s におけるノズルエッジ先端近傍における流路幅方向に対するせん断応力分布を図 4.7.に示す。せん断応力は速度勾配に依存し、ゲルトラー渦により幅方向のせん断が強くなることから、このせん断応力分布のピーク位置はゲルトラー渦の下端位置に相当する。このピークの間隔は $0.2 \sim 0.4 \text{ mm}$ であり、図 4.6.に示す実際の損傷痕の間隔と同スケールであることから、損傷痕はゲルトラー渦と位置的に相関があるのは明らかである。このことは、図 4.6.に示す損傷痕がゲルトラー渦に起因する流動加速腐食によるものとする要因となり得る。

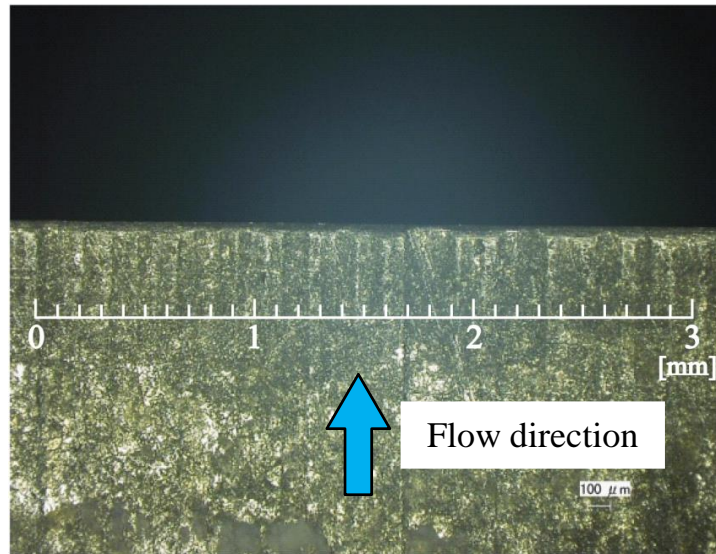
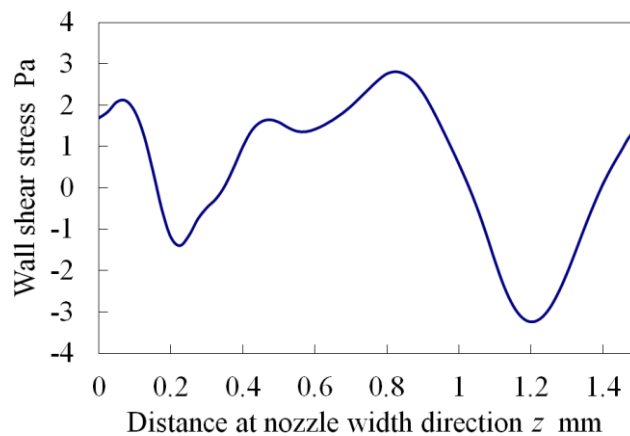


図 4.6. 2009 年に取り外された旧試験部のノズル出口表面

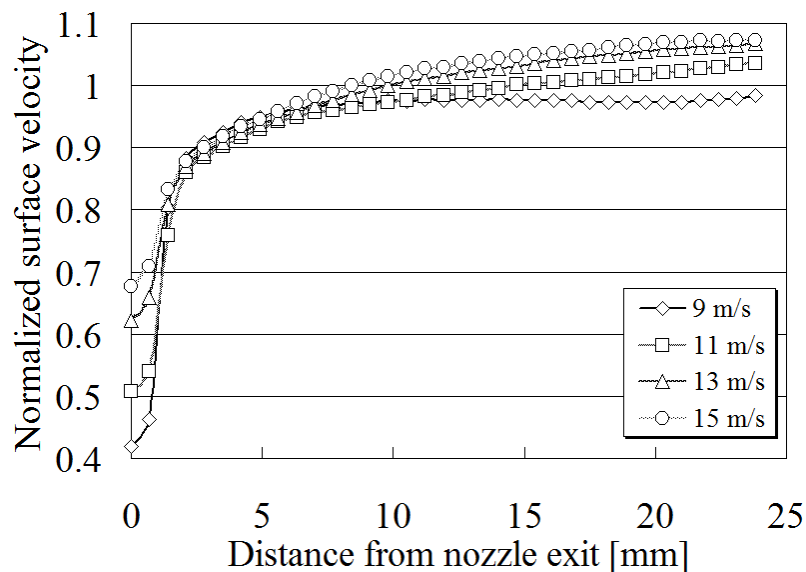
図 4.7. $U_m = 15$ m/s におけるノズル出口壁面近傍のせん断応力分布

続いて、表面流速について記述する。図 4.8.に $U_m = 15$ m/s における Li 表面の主流方向流速のノズル出口からの距離に対する分布を示す。(i)はシミュレーション結果、(ii)は SWAT 法で得られた表面流速である。ノズルエッジからの剥離後に徐々にその表面流速が回復していくという点においては定性的な一致が見られるが、定量的に見るとシミュレーションの方で明らかに回復が遅い。図 4.8.(i)のシミュレーションの表面流速は変動が見られるが、これは瞬時値での表示であるためである。実験ではカメラのシャッター速度からミリ秒単位での時間平均値として撮影されるが、シミュレーションでも時間平均化するともう少し滑らかになり得る。時間平均化には時系列データが必要であるが、逐次データの保存をしておらず、ここでは時間平均値による比較ができなかった。今後の計算では時間平均値の

出力を計算開始時に予め設定しておく必要がある。また、ノズル剥離直後 ($x = 0$ mm) の評価については、手法上、数値計算では壁面部となるために $u = 0$ m/s となり、実験計測では正確に $x = 0$ mm 地点の評価が不可能であるため、 $x = 0$ mm での厳密な計測は困難である。



(i) 本シミュレーションで得られた表面流速分布 (瞬時値)



(ii) SWAT 法による表面流速結果[8]

図 4.8. ノズル出口から距離に対する表面流速の比較

4.2 液滴挙動に関する CFD シミュレーション

前章において、プローブ液面計の機械的誤差と、針先に生じる液滴による計測誤差につ

いて論じた。しかし、プローブ計測における計測針上に生成される Li 液滴の形成・成長過程は解明されていない。そこで、液滴の形成・成長過程とその挙動を明らかにするため、針先と液面にフォーカスしたシミュレーションを実施した。CFD ツールとしては前節同様 FLUENT®を使用し、形成過程と形成後の成長、およびその挙動をそれぞれ解明するため、2 種類の計算を実施した。また、本シミュレーションでは、Li 液滴と噴流表面を陽的に扱うため、界面追跡法として VOF 法を用いた二相流シミュレーションとした。本節では、そのシミュレーションモデル及び結果について述べる。

4.2.1 計算体系・モデル

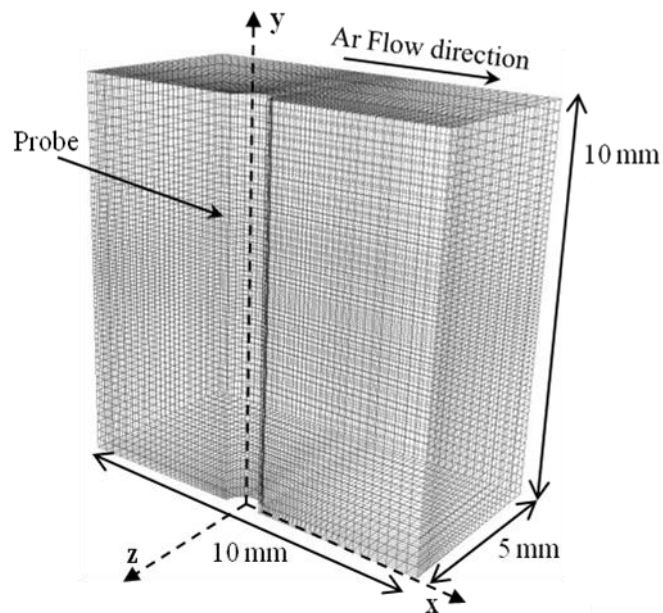
前述したとおり、本研究では 2 つのモデルを用いた液滴挙動に関するシミュレーションを行った。それぞれを Case1 及び Case2 とする。Case1 の目的は、プローブ上に付着した Li 液滴の挙動と Ar ガスフローの関係性、特に Li 液滴の形成と移動のメカニズムを解明することである。Case2 のシミュレーションは、Li 液滴と Li 噴流表面の関係および成長のメカニズムの解明を目指して行われた。

表 4.3.に Case1 のシミュレーション条件を、図 4.9.に Case1 のシミュレーションモデルをそれぞれ示す。X 軸の中央に設置された円筒形の領域はプローブを模擬している。計算負荷の軽減のため、Z 軸方向のモデル幅を半分にし、 $z = 0$ である円筒側には対称境界条件を設定している。メッシュサイズは不等間隔で、針（壁）に近づくほど細くなるように設定した。Ar ガスの入口境界は $x = -5 \text{ mm}$ の位置に設定、Ar の流速は $5 \text{ m/s} \sim 10 \text{ m/s}$ の間で変化させる。また、できるだけ実現象を模擬するために下方ほど Li 流に気液のせん断応力で引っ張られて Ar 速度が大きくなる分布を与える条件 ($3 \sim 7 \text{ m/s}$) についても実施した。初期条件として、直径 2 mm の Li 液滴を $y = 6 \text{ mm}$ の地点に付着させ、プローブによる温度低下を考慮して Li 温度は $200 \text{ }^{\circ}\text{C}$ と $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ としている。

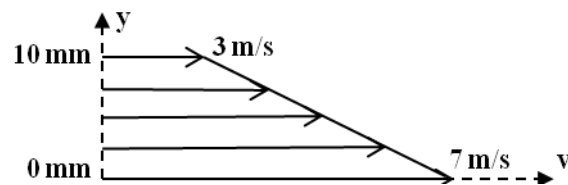
表 4.4.及び図 4.10.に Case2 のシミュレーション条件及びシミュレーションモデルを示す。液体 Li と Ar ガスは $x = -40 \text{ mm}$ の面から流入してくる。Ar ガスの流入速度は $3 \sim 6.8 \text{ m/s}$ の Li 液面に近づくほど大きくなる分布を与えている。初期条件として、 3 mm 角の立方体形状の Li をプローブ先端から 5 mm の高さに設定する。Li 液滴の初期状態を立方体としているのは、球状とするためには記述が複雑となってしまう、立方体としてもすぐに表面張力で球形になることから、初期設定として簡単な手法を採用した。メッシュ幅は、液面及び針の近傍において小さくなるように設定されている。Case 2 では、Li 噴流の流速条件を 15 m/s の一条件のみとした。

表 4.3. シミュレーション条件 : Case1

Total number of grid	36,800
Minimum volume	$4.41 \times 10^{-13} \text{ m}^3$
Maximum volume	$2.27 \times 10^{-11} \text{ m}^3$
Symmetrical boundary	$z = 0 \text{ mm}$
Inlet and outlet boundary	$x = -5, 5 \text{ mm}$
Wall boundary	$y = 0, 10 \text{ mm}, z = 5 \text{ mm}$
Diameter of cylinder	1.0 mm
Ar velocity	5~10 m/s
Li temperature	473~573 K
Li-SUS304 contact angle	55°



(i) モデル全景

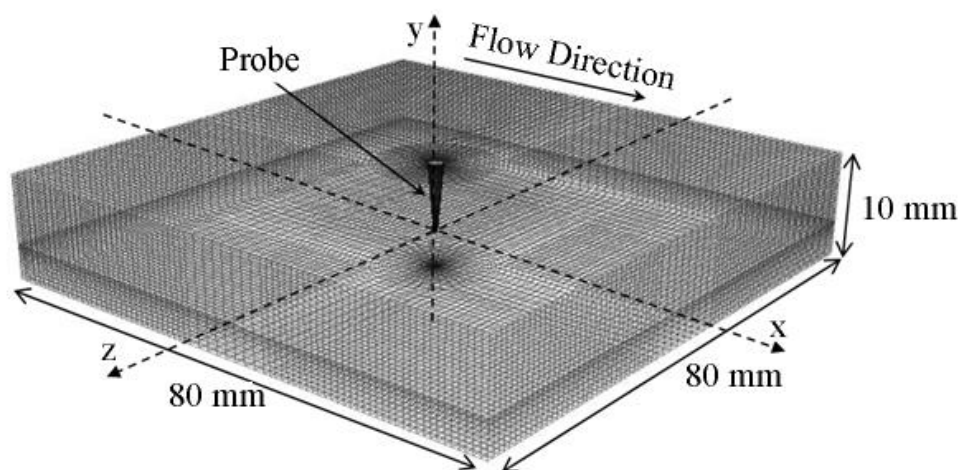


(ii) 気相 (Ar) 流速分布 (3 ~ 7 m/s の変動)

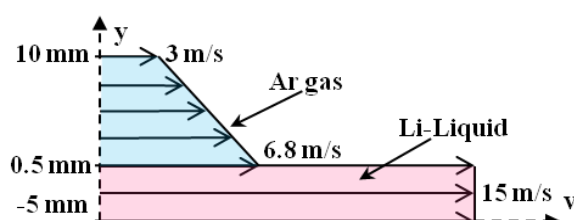
図 4.9. シミュレーションモデル: Case1

表 4.4. シミュレーション条件 : Case2

Total number of grid	368,740
Minimum volume	$1.14 \times 10^{-13} \text{ m}^3$
Maximum volume	$8.45 \times 10^{-10} \text{ m}^3$
Symmetrical boundary	$z = -40, 40 \text{ mm}$
Inlet and outlet boundary	$x = -40, 40 \text{ mm}, y = 10 \text{ mm}$
Wall boundary	$y = -5 \text{ mm}$
Diameter of cylinder	$0.2 \sim 2.0 \text{ mm}$
Position of cylinder	$y = 0 \sim 10 \text{ mm}$
Li velocity	15 m/s
Li temperature	573 K



(i) モデル全景



(ii) 流速分布

図 4.10. シミュレーションモデル: Case2

4.2.2 シミュレーション結果

Case1 の Ar 流速が 3~7 m/s の条件における、液滴形状とその周辺の Ar ガスの流線とその速度分布を図 4.11.に、Y 軸（高さ）方向の Li 液滴の中心位置の変動を図 4.12.にそれぞれ示

す。図 4.11 の速度勾配は、Ar ガスが Li 噴流に気液せん断にて引っ張られて速くなっている状態を模擬している。Ar ガス流が液滴に衝突することで液滴がプローブの背面（下流側）に片寄っている様子が確認できる。図 4.12.では、Li 液滴の直径が 2 mm であることから、中心位置の高さ 1 mm というのは下面に落下してしまっていることを示している。Li 温度が 573 K (300 °C) の全てのケースにおいて Li 液滴は落下しているが、473 K (200 °C) のケースでは高流速条件で液滴が Ar 流により押し上げられて上昇している。温度が低い 473 K の条件は、外容器に設置されているプローブ液面計本体が外側で冷やされ、計測用プローブもその影響で Li 温度と同じ 573 K (運転温度) になっていないため、Li 液滴も温度が下がることを想定したケースである。本結果は、プローブに付着することで Li の温度が下がると Li 液滴はガス流により上昇しやすくなる傾向があることを示している。Li 温度が上昇することで粘性、表面張力は減少することから考えると、低温状態においては壁面に拘束される力が強く、密度変化（昇温によって減少）による影響より大きくなっていることが考えられる。次に、図 4.13.に Case2 における Li 液滴挙動と Li 噴流表面形状および高さ方向の速度を示す。液滴と Li 表面のコンターカラーが高さ（y 軸）方向の速度を示している。1 s における緑のメッシュは液滴の表面を表しているが、これは初期条件としてプローブに付着した Li の形状を正方形で設定したために、この段階ではまだ初期条件の影響で正方形に近い形状をしている。ちなみに、正方形に設定したのは、初期設定の簡便さによる。液滴は表面張力により球形に変形していくので、最終的には球状の液滴となる。Case 2 のシミュレーションにおいて、液滴は Li 表面まで落下せず、プローブに沿って上昇するか、そのまま高さ方向に飛散してしまう。一方、実際に 3.2 節で示した液滴の観察では、プローブに付着した Li 液滴は次第に成長し、最終的には Li 噴流に落下、接触してしまう。この違いは、一つに実際の大阪大学液体金属 Li 循環装置における Ar ガス流速と比較して、シミュレーションで設定している Ar ガスの流入速度が大きすぎることが要因として考えられる。また、実験観測では液滴の成長が見られるが、シミュレーションではその再現ができていない。実現象で予測されるのは、Li が液面から濡れ性でプローブを伝って昇り、液滴に供給され、液滴が成長するというプロセスである。Li は濡れ性が高く、また実際のプローブは μm オーダーで見ると表面に加工痕があり、加工痕に沿って毛管力が働くことで表面張力が大きい Li はプローブを昇り易くなっていることが考えられる。一方、シミュレーションでは、濡れ性は壁面の接触角を設定することで表現されるが、表面粗さによるミクロな凹凸に起因する毛管力まで表現することが難しく、Li がプローブをほとんど昇らない。予測精度の向上のためには、正確な接触角を設定し、表面粗さに起因する毛管力による上

昇力の増大などを表現し、流速や温度の条件についてより広範なケーススタディを実施しなければならない。これらについてはデフォルトの機能で再現するのは困難であり、モデル化が必要となる。

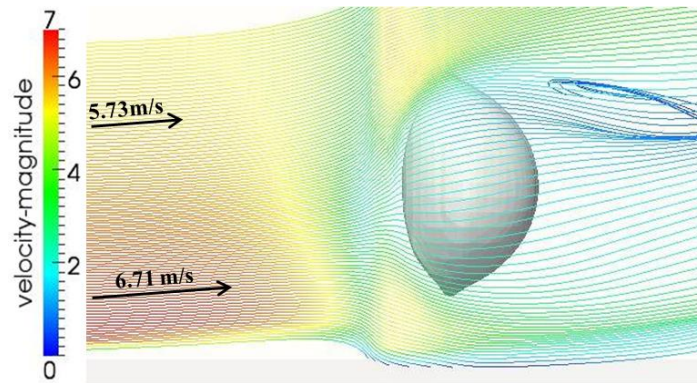


図 4.11. Case1 における Li 液滴形状と周辺 Ar ガスの流線

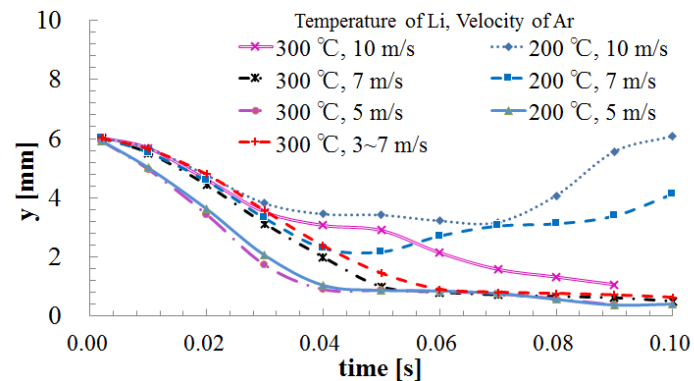


図 4.12. Li 液滴の中心点の位置変動

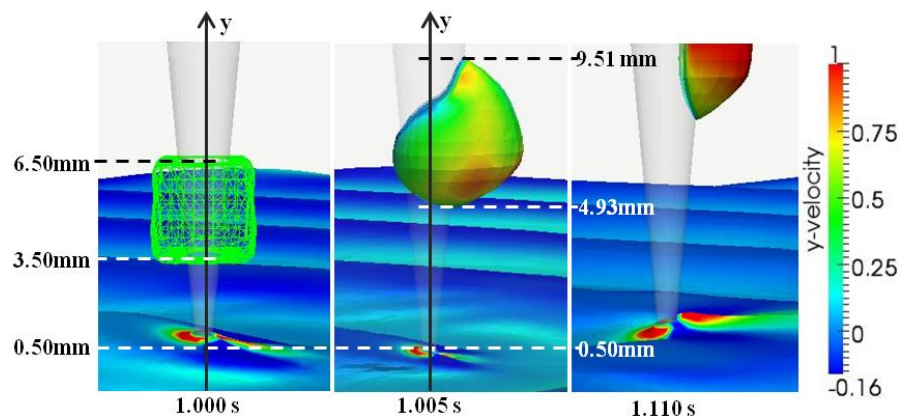


図 4.13. Case2 における Li 液滴挙動と Li 噴流表面形状、および高さ方向速度分布

4.3 結論

3 章では、大阪大学 Li 循環装置を使用した流動実験について記述したが、液体 Li は内部が不可視であることから、その内部の流動構造の自由表面への影響は実験のみで解明することは困難である。本章では、Li ターゲットにおける二段縮流ノズル及び自由表面部について内部流動を明らかにするために数値流体シミュレーションを実施した。また、プローブ液面計の計測針上に生じる Li 液滴の挙動を解明するため、計測針先端部と Li 液滴をモデル化した数値流体シミュレーションを実施した。本シミュレーションでは大阪大学液体 Li 循環装置の噴流試験部に設置された二段縮流ノズル及び自由表面部の一部をモデル化し、LES を乱流モデルとして使用した CFD シミュレーションを実施した。対称境界条件を用いて上部のみのモデル化とし、計算コストの削減を行っている、流速は $U=9 \text{ m/s}$, 15 m/s の 2 条件について実施した。これらの CFD シミュレーションから以下の結論を得た。

- 速度勾配テンソルの第二不変量 Q 値の等値面を描くことにより渦構造を可視化したところ、 9 m/s において、ノズル内壁の境界層領域に剥離渦群が確認され、自由表面部には気液せん断応力によって生じたと考えられる横渦のみが界面近傍において形成される。一方で 15 m/s においては、ノズル内壁において横渦に加え、縦渦が発生、ノズルの縮流部において発生・発達している。これは凹面壁を流れる際の流体力学的不安定性に起因するゲルトラー渦である。この縦渦群はノズルエッジから自由表面部へ吐出、それは自由表面下でさらに別の縦渦を誘起し、ノズル出口から 20 mm 地点まで消滅することなく存在していることが分かった。
- Li-Ar 界面直下の Li 内部の流動構造を確認したところ、ゲルトラー渦に起因する縦渦群と気液せん断により生じる横渦の相互作用により形成される流動構造が表面形状と相関があることが分かった。このことは、3 次元的な細かい複雑な表面波はノズル内で形成された渦構造により生じることを示唆している。
- ノズルエッジ部におけるゲルトラー渦のスケールと、取り外された旧試験部のノズルエッジで確認された縞状の損傷痕のスケールを比較したところ、おおよそ一致を示した。このことから、ノズルエッジの損傷にはゲルトラー渦群による流動加速腐食が大きく影響していることを明らかにした。

- 液滴のシミュレーションにより、プローブ上に設置された液滴の挙動は、気相の Ar の流動条件と Li 液滴温度に大きく依存することを示した。しかしながら、実際に実験において観察された Li 液滴の成長は再現できず、気相の流動による上下運動など挙動の一部の再現に留まった。より厳密な現象の再現には表面粗さに起因する毛管力のモデル化などが必要である。

参考文献

- [1] M. Ida, H. Nakamura, H. Nakamura, H. Nakamura, K. Ezato and H. Takeuchi, “Thermal-hydraulic characteristics of IFMIF liquid lithium target”, Fusion Engineering and Design, Vol. 63-64, Dec. 2002, pp. 333-342
- [2] S. Gordeev, V. Heinzl, D. Leichtle and A. Moeslang, “Numerical analysis of free surface instabilities in the IFMIF lithium target”, Fusion Engineering and Design, Vol.83, Issues 10-12, Dec.2008, pp.1524-1528
- [3] S. Gordeev, V. Heinzl and R. Stieglitz, “Numerical analysis of high-speed liquid lithium free-surface flow”, Fusion Engineering and Design, Vol.87, Issues 5-6, Aug.2012, pp569-574
- [4] E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, H. Nanba, T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, N. Yamaoka, H. Horiike, “Numerical study on free surface flow of liquid metal lithium for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9-10, Oct. 2013, pp. 2515-2519
- [5] H. Görtler, “Instabilität laminarer grenzsichten an konkaven wänden gegenüber gewissen dreidimensionalen störungen,” Z. Angew. Math. Mech. 21, 250–252 (1941).
- [6] 滝田将弘, “数値シミュレーションを用いた液体金属 Li の自由表面流に関する研究”, 大阪大学大学院工学研究科修士論文, 2011
- [7] H. Kondo, A. Fujisato, N. Yamaoka, S. Inoue, S. Miyamoto, T. Iida, H. Nakamura, M. Ida, I. Matsushita, T. Muroga and H. Horiike, “Surface wave on high speed liquid lithium flow for IFMIF”, Fusion Engineering and Design, Vol. 75-79, Nov. 2005, pp. 865-869.
- [8] Eiji Hoashi *et al.*, “Study on Surface Wave Characteristics of Free Surface Flow of Liquid Metal Lithium for IFMIF”, Proc. ICONE19, 44185, 2011

第5章 磁場印加による Li 噴流の表面変動の抑制と流速計測

本章では、液体金属 Li 噴流の表面変動を、磁場を印加することにより抑制することを目指して行った実験及び磁場印加による断面流速の計測手法の開発に資する基礎研究について記述する。本研究で扱う液体 Li は、核融合中性子源におけるビームターゲットとしてのみならず、BNCT 等の医療に利用する加速器型中性子源の薄膜ターゲット、磁場閉じ込め型核融合炉におけるブランケット材、理化学研究所の RIBF (Radio-Isotope Beam Factory) における荷電ストリッパなど、様々な分野で利用が期待されている。一方、Li は常磁性であるため、磁場の影響を受ける液体金属である。液体金属と磁場の相互作用を利用した機器として、電磁ポンプや電磁流量計などがすでに製品としてあり、その技術は確立されている。このように電磁流体 (MHD) 効果は電磁ポンプのように駆動力として制御する側の利用ができる一方で、液体金属の流動に対するブレーキとして働くことで発生する MHD 圧力損失といった抑制が難しい効果をもたらすことも懸念され、その影響を事前に評価しておくことは非常に重要である。本研究では液体 Li 自由表面流に対して、磁場印加による自由表面変動の抑制に関する実験及び、電磁流量計の技術を応用した自由表面噴流を形成する片側開放矩形流路向け流速計測手法の基礎原理実証試験を実施した。本章ではまず、MHD 効果の概要について説明する。その後、磁場印加による表面変動の抑制に関する実験について、次に電磁流量計の技術を利用した流速計測手法の基礎原理実証試験について記述する。

5.1 MHD 効果

電磁流体 (Magneto-Hydro-Dynamics : MHD) 効果は磁場と流体の相互作用であり、その効果の概略は以下に示すとおりである。印加した磁場中を導電性流体が流れることで誘導電流 (渦電流) が式(5.1)に従って生じる。発生する誘導電流ベクトルは流速ベクトルと磁場ベクトルの外積で表されるため、この 2 つのベクトルで表される平面に対して垂直方向に生じる。

$$\mathbf{J} = \rho_e \mathbf{v} + \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.1)$$

ここで \mathbf{J} は渦電流密度[A/m²]、 ρ_e は電荷密度[C] (= [A·s])、 σ は電気伝導率[S/m] (= [1/Ω·m] = [A²·s³/kg·m³])、 \mathbf{E} は電場の強さ[V/m] (= [m·kg/A·m³])、 \mathbf{B} は磁束密度[T] (= [Wb/m²] = [kg/A·s²])、 \mathbf{v} は流速[m/s]を示し、この内 \mathbf{J} 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{v} はベクトルである。そして、電荷と誘導電流は印加されている電場と磁場とそれぞれ相互作用し、式(5.2)に従って

ローレンツ力が生じる。このローレンツ力は電流ベクトルと磁場ベクトルの外積で表されるため、上と同様に2つのベクトルに対して垂直方向に働く。

$$\mathbf{f} = \rho_e \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (5.2)$$

ここで \mathbf{f} は生じたローレンツ力[N/m³]を表す。電磁流体力学において、流体がプラズマである場合には電場の変動が高速でイオンと電子の運動にずれが生じることから、電荷密度を無視することはできないが、金属流体内の電荷はほぼ中性であると仮定され、外部から電荷を注入しない限り $\rho_e = 0$ とみなされる。その結果、ローレンツ力の強さは渦電流密度と磁束密度のみで与えられる。

本研究では液体 Li 自由表面噴流の幅方向に磁場を印加する体系を扱う。この体系におけるローレンツ力が働く方向を、噴流の主流と表面変動に分けて考える。まずは噴流全体への影響について、噴流の流れ方向が磁場の印加に対して垂直で一様と仮定すると、その磁場の印加方向が流動方向に対して左右どちら向きであっても、流動を妨げる向きにローレンツ力が生じる。図 5.1.に Li 噴流の流速、印加磁場、発生する誘導電流とローレンツ力の方向の概略を示す。(a)が鳥瞰図、(b)が側壁側から見た断面図である。このローレンツ力 \mathbf{f} による減速で生じる圧力損失が MHD 圧力損失と呼ばれ、流動に対する妨げとなり、主流の減速につながるなど、磁場下で液体金属を流すループにおけるポンプ特性に大きな影響を及ぼす。開発が進められている磁場閉じ込め形核融合炉における液体金属ブランケットでは強磁場下を Li やその合金、Li 熔融塩と言った液体状態のブランケット候補材料が多数の配管の中を流動し、さらには分岐・合流を伴うため、圧損や整流化など MHD 効果を考慮した流動評価が求められる。

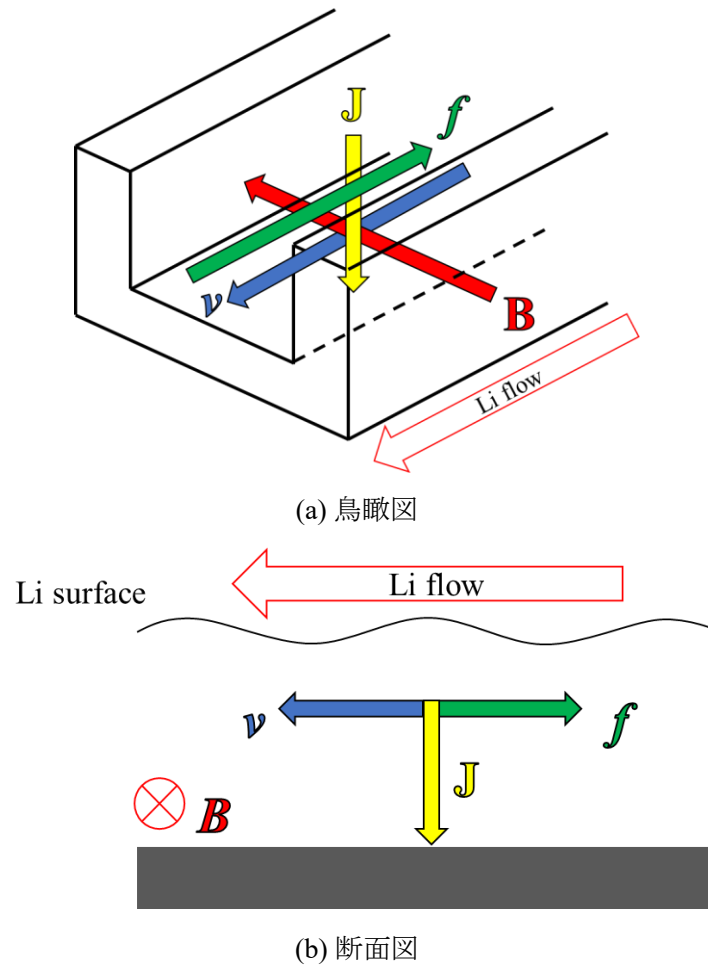


図 5.1. Li 噴流の流速、印加磁場、発生する誘導電流とローレンツ力の方向の概略

次に、自由表面噴流における特徴的な運動である、表面変動に対して働くローレンツ力を考える。図 5.2.に表面変動に対する MHD 効果についての概略図を示す。表面の変動は流れに対して上下方向の相対運動をするが、絶対座標で考えると流れ方向に上下運動が乗るので流速と変動が一定なら正弦（sin 関数）的な挙動となる。しかし、ここではまず相対運動である上下変動のみに着目して考える。この場合、ローレンツ力はやはり自由表面変動を妨げる向きに生じ、結果として、自由表面が平滑化される。

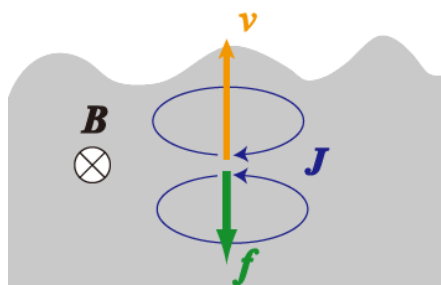


図 5.2. 表面変動に対する MHD 効果の概略図

液体金属噴流への MHD 効果の検証が行われた研究として、1 章にて紹介した宮崎ら[1]によるナトリウムカリウム合金 (NaK78 : 78 wt%K-22 wt%Na) を金属流体として使用した実験がある。この研究は核融合中性子源開発の黎明期に実施された FMIT 型加速器駆動中性子源のターゲットである液体金属リチウム自由表面流の流動の基礎物理の解明を目的として NaK78 を代替流体として用いた実験である。NaK 環状噴流に対する磁気制御実験が行われ、印加する磁束密度の増加に伴い、NaK 噴流の表面が平滑されていくことが確認されたことから、磁場による自由表面変動の抑制効果が実証されてきた。

5.2 磁場印加による液体 Li 自由表面変動の抑制

本節では、大阪大学の大型液体 Li 循環装置にて実施した、液体 Li 噴流の自由表面噴流への磁場の印加による、自由表面変動の抑制効果の評価実験について示す。まずは計測手法及び実験体系について 5.2.1 項で記述し、その後結果について、5.2.2 項で記述する。

5.2.1 計測手法及び実験体系

本実験における磁場の印加方法について、容易に ON/OFF が可能で、その効果が分離しやすい電磁石の導入も検討されたが、以下に示す観点から本装置では見送った。まず、チャンバー内にはヒーター線や熱電対などの機器が設置されているため空間的な制限が有る点、試験部周辺に磁性体の構造材があるため意図した磁場の生成が困難で有る点、チャンバー内は 300°C の高温であるためコイルを内部に設置した際に必要とされる冷却が困難な点である。そこで、本研究では永久磁石を採用した磁場印加装置の設計を行った。上述したとおり、MHD 効果により、自由表面変動を抑制するためには、磁場の印加方向を変動に対して垂直な流路幅方向もしくは、主流方向に与える必要がある。この 2 つを比較した場合、幅方向に印加した場合には流動を妨げる方向にローレンツ力が発生するが、主流方向

に印加した場合には \mathbf{v} と \mathbf{B} が平行となるのでローレンツ力は発生しないこととなる。このことから、実機での使用を考慮すると、流れを妨げない主流方向への印加が好ましい。主流方向に磁場を印加するならば、電磁石であれば宮崎ら[1]と同様に Li 噴流流路を取り囲むようにコイルを配置してソレノイド磁場を形成するか、もしくは永久磁石であれば流路両脇に S 極と N 極を流れ方向に設置するかであるが、空間的な制約からそれらはいずれも難しく、本実験では S 極と N 極を流路を抱く形で両脇に配置し、幅方向に磁場がかかる構造とした。

図 5.3.に本実験で使用した永久磁石を用いた磁場発生装置の先端部外観を示す。永久磁石にはサマリウム-コバルト (Sm-Co) 磁石を採用した。一般的な磁束密度が大きい磁石としてはネオジウム磁石があり、こちらのほうが安価で容易に入手可能であるが、ネオジウム磁石はキュリー点が 300 °C 近傍と耐熱性が低いことが課題である。キュリー点とは、強磁性体が常磁性体に転移する温度、もしくは強誘電体が常誘電体へと転移する温度を指す。キュリー温度以上になると強磁性体内の磁気モーメントの方向が熱振動によって乱れ、強磁性体の性質が失われて常磁性体となる。キュリー点に到達した瞬間に、瞬時に磁束が失われるのではなく、キュリー点近傍（ネオジウム磁石では 250 °C を超えた辺り）から減磁が徐々に始まり、キュリー点でかなりの磁束が失われる。Li ループの運転温度は 300 °C であり、Li 噴流周辺及び Ar ガス雰囲気もそれに近い温度になるため、ネオジウム磁石ではかなりの磁束が失われると考えられる。一方で Sm-Co 磁石のキュリー点は 700~800 °C であり、かつこの Sm-Co 磁石はネオジウム磁石と異なり、キュリー点近傍までほとんど磁束が弱まらない。それゆえ運転温度である 300 °C においても、磁束を維持することが期待できる。図 5.3.のように Sm-Co 磁石は流路を挟み込む形で設置され、鉄製のリターンパスを設けることで磁束の発散による磁束密度の低下を抑制している。磁石を設置する位置は、斜めの観測ポートから磁場印加部を可視化できるようにするため、流路左右の架橋部に対して流れ方向下流にずらして設置している。図 5.4.にガウスメートルとガウスプローブを用いて計測した両側の永久磁石間の磁束密度分布を示す。ガウスメートルには 421 Gauss meter (Lake Shore Cryotronics, Inc.) とガウスプローブには MNT-4E04-VH (Lake Shore Cryotronics, Inc.) を用い、精度はそれぞれ ± 0.20 [%rdg] ± 0.05 [%dgt] と 30 [kG] に対して 0.25 [%rdg] である。磁束密度の計測は永久磁石の流れ方向中心の平面において、幅方向と上下方向（深さ方向）に対してそれぞれ実施し、その合成値を示している。噴流試験部に設置した状態での磁束密度の計測は困難であるため、装置から取り外して固定し、光学ステージ上に固定したガウスプローブを 5 mm 刻みで移動させて計測を実施している。導入した Sm-Co 磁石

は、磁石表面での磁束密度が約 5000 G という製品を使用している。計測された最小値である 391.08 G から最大値である 4198.6 G までをコンターで表示しており、矢印は測定した 2 方向から算出した磁束密度ベクトルの向きを示す。コンター図中に赤破線で示されている領域は、Li 噴流部に一致する領域であり、中心点で 455.05 G、側壁近傍でおよそ 1000 G である。

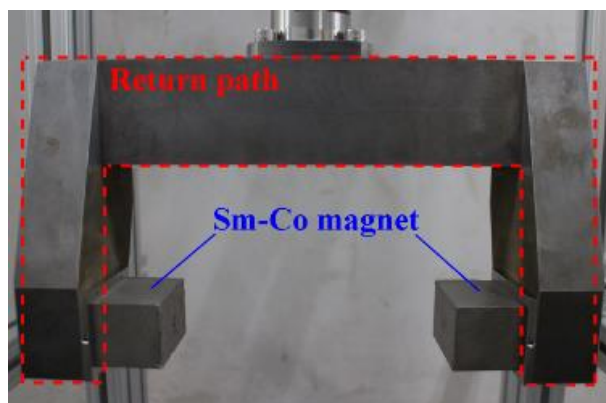


図 5.3. 磁場印加ユニット外観

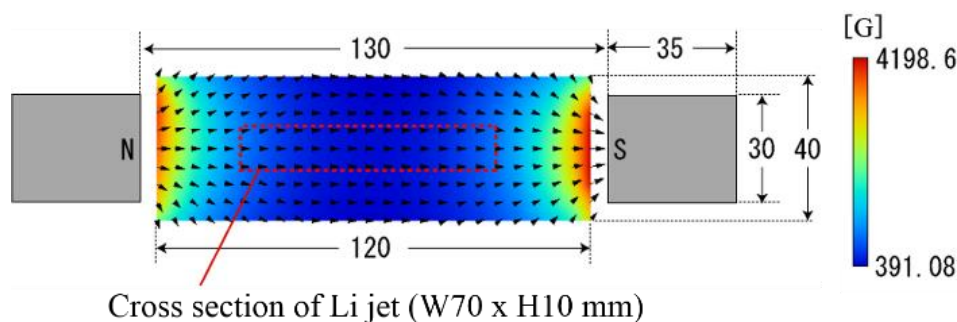


図 5.4. 磁束密度分布（磁石の中心部：Z = 25 mm）

図 5.5. に実験体系を示す。永久磁石はノズル出口下流 165 mm 地点に中心が来るように設置した。鉄心を含む磁場印加ユニットはプローブ液面計と同様に溶接ベローズを介して駆動用モータに繋がれており、バウンダリを維持したまま上下方向に駆動させることが可能であり、モータ駆動により噴流部への磁場印加の強弱が同一マシンタイム内で変更できる。実験における磁場条件としては、永久磁石中心高さが噴流の中心高さとも一致する位置にした磁束密度が強い条件と、磁場印加ユニットを駆動幅最大の位置（40 mm 上昇）まで引き上げて永久磁石部を噴流部から完全に外し、漏れ磁場のみとした磁束密度が弱い条件の二通りとした。図中は磁場印加ユニットを最下部（永久磁石間中心が噴流高さ）に設置した

条件を示している。磁場が印加される領域を HSV (SA-X2、PHOTRON Ltd.) によって、駆動部が設置されているポート横に斜め方向に設置された観測ポートから撮影した。上流側に設置された観測ポートから金属ハイドランプ (LS-M210-TTF、株式会社住田光学ガラス) をファイバーケーブルを用いて導光することで試験部内の明るさを確保した。表 5.1 に実験条件及び撮影条件を示す。Li 温度及び Ar 雰囲気圧力は表面変動計測と同様で、断面平均流速は 5, 7, 10, 13, 15 m/s の 5 流速で実施した。撮影範囲はノズル出口下流 160 mm~190 mm 地点である。

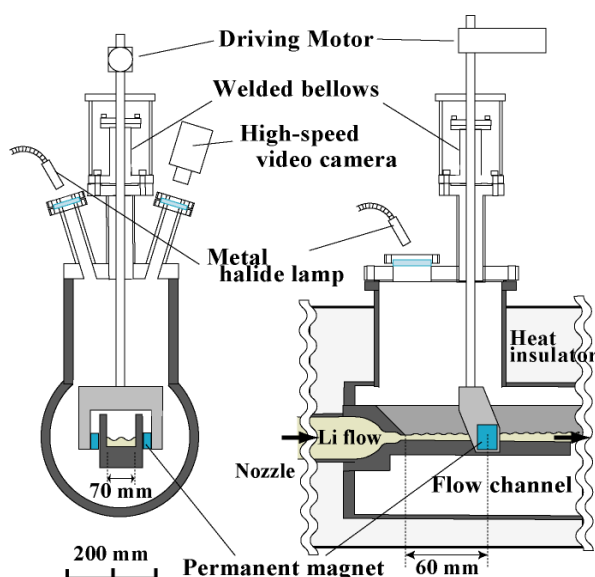


図 5.5. 実験体系

表 5.1. 実験条件及び撮影条件

Li temperature	573 K
Pressure	0.12 MPa
Jet velocity	5, 7, 10, 13, 15 m/s
Measurement point	160 to 190 mm from nozzle exit
Resolution	340 x 580 pixels (Max. 1,024 x 1,024 pixels)
Frame rate	6000 fps
Shutter speed	1/6054 sec

5.2.2 実験結果及び考察

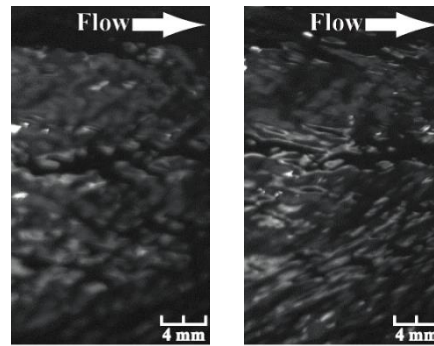
図 5.6. に HSV による表面の撮影画像を示す。(i)と(ii)はそれぞれ 7 m/s 及び 13 m/s における画像であり、(a)と(b)はそれぞれ磁場印加ユニットが上限、下限の位置にある状態である。Li 噴流は左から右へ流れており、各画像右下に画像スケールを示しているが、撮影軸が噴流面に対して垂直な線から幅方向に斜めである為、本スケールは画像上の横方向にのみ適用され、画像上の縦方向については、カメラの角度を考慮して線形に変化するスケールを用いて解析を行った。撮影を実施している間、カメラの位置や焦点距離や絞り等のレンズ設定は変更していないが、明らかに低流速条件の撮影画像の方が画像が鮮明であり、高流速条件の画像は焦点が合っていないように思われる。これは、流速の変化により、噴流の厚さが変化し、低流速条件時の噴流表面に焦点が合っていたため、高流速条件では被写界深度から液面が外れたことに起因している。試験部内の撮影領域は磁場印加ユニットにより光源の導入に制限が多いため、可能な限り鮮明な画像を取得するため HSV カメラのレンズの絞りを最も開放した条件で実施している。そのため被写界深度は非常に浅く設定せざるをえず、焦点が合う範囲が限られ、僅かな厚さの変化でピントがずれたものと考えている。また、この画像の不鮮明さは、シャッタースピードの不足もその一因と考えられる。

図 5.6.(i)の流速 7 m/s の画像から、印加磁場を強くすることで、明暗による表面の模様が明らかに細くなっていることが確認できる。そこで、流速変化及び磁場の影響を確認するため、撮影領域全体の輝度値の確率密度分布の比較を行った。図 5.7.にその輝度値の確率密度分布を示す。横軸が輝度値であり、8 bit 画像であるため、0~255 の 256 階調となっている。これらの分布は、撮影された全撮影画像から各条件 30 枚を無作為に抽出し、その算術平均を求めたものである。この結果から得られた、それぞれの条件における確率密度のピーク値とそのときの輝度値、また輝度値 75~125 の区間の確率密度の合計を表 5.2.に示す。7 m/s 時と比較して 13 m/s においてはピークが低く、幅広い分布となっており、磁場条件毎の比較では、磁場が強い条件においてピークが高いことが確認できる。輝度分布の広がりとはそれだけ表面波の形状のバラつきが大きくなることを示しており、磁場が強くなるとピーク値が大きくなることはある特定の傾き（形状）を持つ波が増えていることを示していると考えられる。

Li は金属であり、鏡面反射体であることから、これらの輝度分布の違いは表面の傾斜角の違いを意味する。ここで、光がカメラに垂直に入射した場合を輝度最大と仮定すると、光源として設置したメタルハライドランプとハイスピードカメラの設置角度から算出された最大輝度となる表面の傾斜角度は 14.5 度であることが分かる。これを正しいとすると、

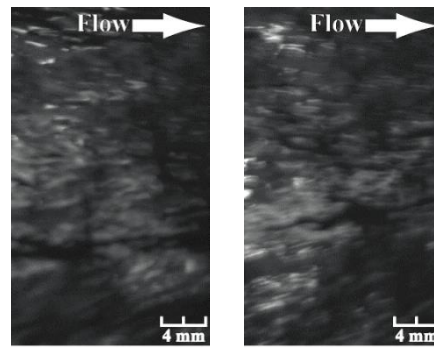
表面波の傾斜角が 14.5 度に近づけば近づくほど、輝度分布は大きくなる。図 5.8.は過去に実施されたレーザー反射法を用いた表面傾斜角の計測[2] (Li 表面にレーザーを照射し、その反射光の位置をトレースすることで表面傾斜角を計測する方法) の結果である。この実験は大阪大学 Li ループを用いて実施され、Li 噴流の上部に磨りガラスを設置し、磨りガラスの中心に設置されたレーザー導光用ホールからレーザー光を Li 表面に入射し、磨りガラス上に描かれる反射光の軌跡を HSV を用いて撮影し、その軌跡から表面傾斜角を計測することで変動の特性解明を目指したものである。図 5.8.は表面波の形状を単純な \sin 関数で仮定した時に得られる波長と波高の相関を示しているが、そのうち 7 m/s 及び 13 m/s のものを抜粋したものである。緑の直線は 14.5 度の傾斜角を示す線である。14.5 度周辺の点の数が流速の増加に伴い増加していることが確認できる。一方で、プローブ液面計や光コム距離計による表面変動の計測結果から、流速の増加に伴い表面変動は増幅されることが分かっている。これら 2 つの観点から、表面変動が大きくなることは、本実験において輝度が増加することと一致すると考えてよい。つまり、輝度分布が鋭くなり、そのピークが低い側に移動するということは表面変動が抑制されていると考えることもでき、磁場印加による MHD 効果が Li 自由表面噴流の表面変動を抑制していると考えられる。

以上から、磁場印加による自由表面の変動の抑制は可能であり、液体 Li の片側自由表面ターゲットに対する磁場による噴流制御の可能性を実証できた。この手法を実際に加速器型中性子源に対して導入する場合には、主流に対する MHD 効果と入射されるイオンビームに対する磁場の影響を考慮する必要があるが、主流方向にせよ幅方向にせよ表面変動抑制のためにかける可能性のある方向はイオンビームの入射方向と直交するため、ビームを曲げるなどの影響はなく、イオンビームへの影響は小さい。



(a) 磁場印加弱 (b) 磁場印加強

(i) $U_m = 7 \text{ m/s}$



(a) 磁場印加弱 (b) 磁場印加強

(ii) $U_m = 13 \text{ m/s}$

図 5.6. HSV による撮影画像

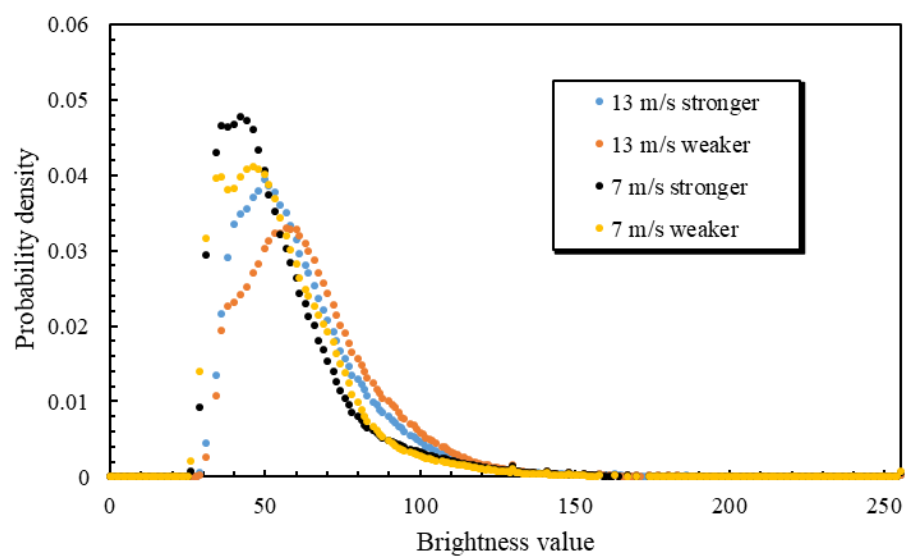


図 5.7. 流速及び磁場条件ごとの輝度値の確率密度分布

表 5.2. 磁束密度分布

Flow velocity [m/s] Magnetic field condition		Peak Probability Density (brightness value)	Sum of 75-125
7	Stronger	0.04769 (42)	0.1653
	Lower	0.04113 (46)	0.1695
13	Stronger	0.03940 (50)	0.2462
	Lower	0.03299 (57)	0.3059

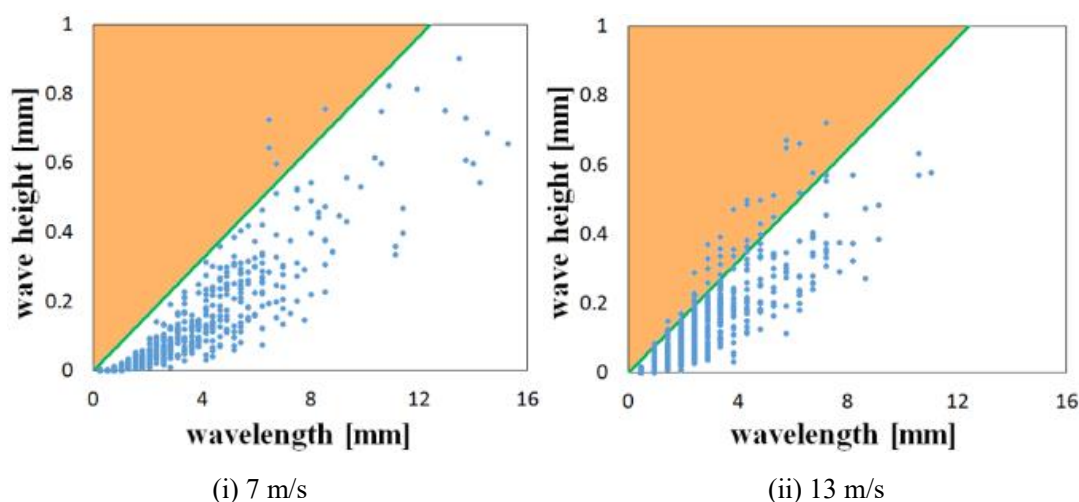


図 5.8. レーザー反射計測法により取得された波長と波高の相関[2]

5.3 磁場を利用した片側開放流路における断面平均流速の計測

前章にて記述した磁場印加によるLi噴流の流動制御に関する実験に引き続き、磁場中のLi噴流に対する応用技術として、電磁流量計の原理に基づく片側開放矩形流路における流量測定手法の開発に向け、電位差計測実験について記述する。まずはじめに電磁流量計の基本原則について記述し、その後実験体系や条件などを示したのち、結果と考察について記述する。

5.3.1 電磁流量計

電磁流量計は、流れ方向に対して垂直に磁場を印加し、印加磁場に対して垂直に生じる起電力を測定することで、配管内を流動する電導性流体の流量を計測する機器である。配管の内部へ管壁を貫通する構造物を設置する必要がなく、配管の外部から非接触で計測が可能であることから、流れを乱すことなく、また内部流体の漏洩リスクもなく、メンテナンスフリーであることが大きな利点である。加えて、腐食性などの化学反応度が高い流体

に対しても適用が可能である。図 5.9.に電磁流量計の計測原理の概略図を示す。導体円管の軸方向に対して横切る方向に磁場を印加し、導電性流体が流れると、磁場に対して垂直な径方向に電場が生じ、その方向に電極を設置すると生じた起電力を計測することができる。この起電力は下式(5.3)に示したファラデーの法則に従って生じる。

$$V = \int (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{r} \quad (5.3)$$

ここで、 V が起電力[V]であり、 \mathbf{U} は主流の断面平均流速ベクトル[m/s]、 \mathbf{B} は印加する磁束密度ベクトル[T]、 r は円管の内径[m]をそれぞれ示している。このファラデーの法則から、発生する起電力 V は流速 \mathbf{U} に比例する。つまり、磁場に対して垂直な方向に設置した電極間の起電力（出力電圧）を計測することで、流体の流速を計測することが可能である。ただし、出力電圧と流速の関係については別途設置した流量計を用いた校正が必要である。

本実験では、この電磁流量計の理論を片側開放の矩形流路を流れる導電体である液体 Li 自由表面噴流の流量計測への適用を試み、その成立性を検討する。円管流れと同様に流動の幅方向に永久磁石によって磁場を印加し、測定を行う電極を Li 自由表面の幅方向中心と流路側壁の上部に設置した。

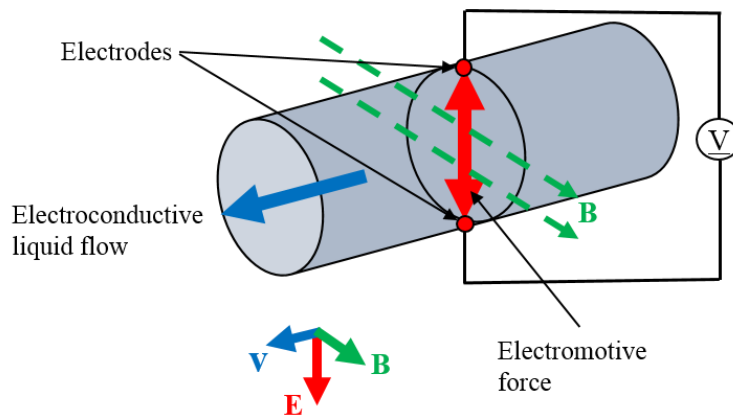


図 5.9. 電磁流量計の計測原理

5.3.2 計測体系及び表面流速の解析手法

本節では、本実験で実施した電位差測定による流量計測の装置及び設置体系について記述する。本実験では、磁場による流動への影響を評価するため、電極設置地点の上流領域において HSV による撮影を実施、第 2 章にて記述した SWAT 法による表面流速の計測を磁場強度が最大、最小の場合において実施した。

Li 流動実験はこれまでと同様、大阪大学の液体 Li 循環装置を用いて実施した。図 5.10.に永久磁石を用いた磁場印加ユニットの外観を示す。5.2 節にて示したものから改良が加えられているため、以後磁場印加ユニット②と呼称する。流況観察の可能領域の拡大や電極固定治具の設置、流路周辺のヒータ等の構造物の回避を目的として鉄製ヨークの形状を更新し、また磁場強度の増加のため永久磁石を片側 2 体ずつの計 4 体とした。永久磁石は図 5.2 の磁場印加ユニットと同様に Sm-Co 磁石を採用し、それらの表面における磁束密度が 0.5 T、最大のエネルギー生成は $175\sim 207\text{ kJ/m}^3$ である。それぞれ同サイズの磁石が用いられており、磁束発生面が $50\times 30\text{ mm}$ で、厚さが 35 mm である。両側の磁石表面間の距離は 136 mm である。図 5.11.に電位差を計測するための電極ユニットを示す。これらのユニット及び電極は Li に対して安定な SUS304 製であり、電極同士は絶縁されている。また、治具に対してセラミックスパiserによって絶縁されている。Li 表面に挿入される電極は、Li 噴流との接触により流れを大きく乱すため、プローブ液面計の計測針と同様に針形状に加工されている。側壁側に設置される電極は完全な固定はされておらず、わずかではあるが流路側壁上部に接触後もユニットの上下動が可能となるような構造とした。これは、磁場印加ユニット②の上下動によらず側壁との接触を確実にするためである。図 5.11.では、右側の長い針が Li 表面に設置する電極で、左側の短い針が側壁上部に設置する電極である。この電極ユニットを用いた計測において、側壁用電極の可動部分の不具合から適切に電極と側壁が接触していなかったため、結果としては流路と電氣的に導通している試験部本体と Li 表面との電位差を測定した。電極に耐熱導線を接続し、観測用ポートから絶縁状態を保ったまま専用設計のフランジを用いて試験部バウンダリ外に取り出す構造としている。計測はデジタルマルチメーター (KEWMATE 2012R : KYORITSU ELECTRICAL INSTRUMENTS WORKS, Ltd.) を用いて実施した。本計測器は $\Delta\Sigma$ 変調方式を採用した電位差計測が行われ、その精度は直流電圧に対して $\pm 1.0\% \text{rdg} \pm 3\text{ dgt}$ である。

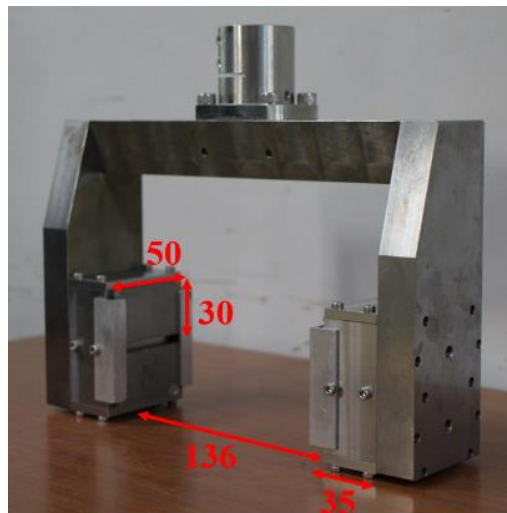


図 5.10. 磁場印加ユニット②

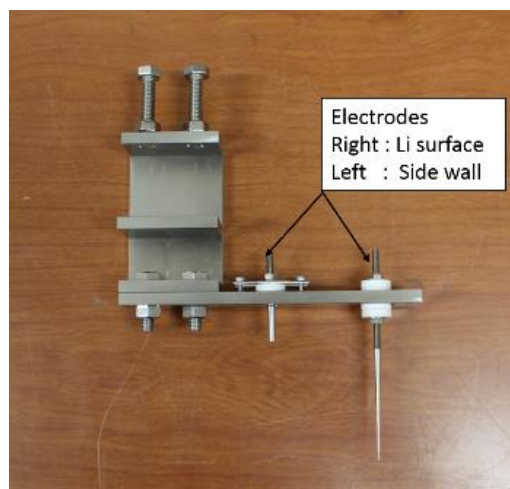


図 5.11. 電位差計測用電極ユニット

図 5.12.に実験体系の試験部断面図を示す。図 5.5.と基本的には同体系で設置されており、磁場印加ユニットはモータシリンダによって上下が可能となっている。磁場印加ユニット②に更新、本流路に適合した形状に変更し、SWAT 法による表面流速分布評価のための HSV カメラが上流側に設置されている。HSV カメラは Photron 社製 FASTCAM SA-5 が用いられ、フレームレートは 5000 fps、露光時間を 0.2 ms (1/frame 秒) とした。光源としては上記実験と同様のメタルハライドランプを使用している。

計測は流速 3~15 m/s の範囲で 2 m/s 刻みで実施した。

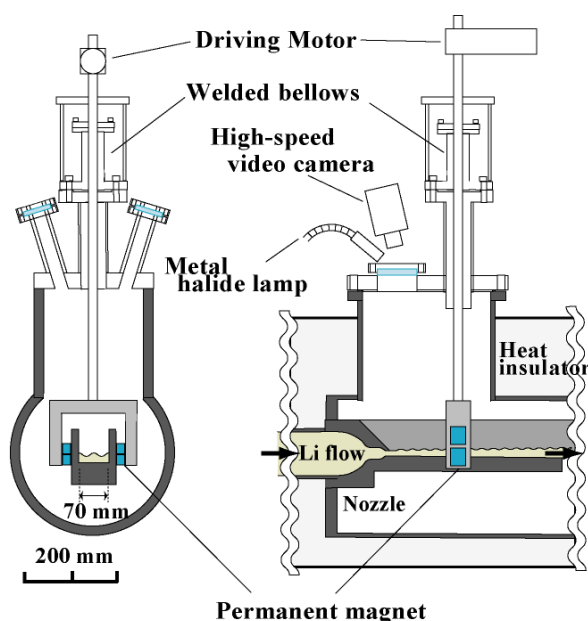


図 5.12. 実験体系概略図

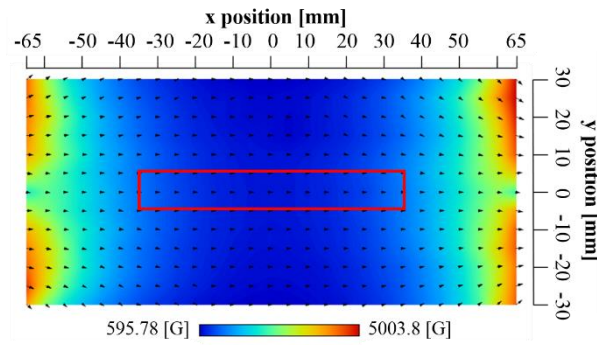
5.3.3 実験結果及び考察

図 5.13. に磁石の中心断面において測定された磁束密度分布を示す。(i)は永久磁石間全体を、(ii)は(i)の赤線枠で囲まれている、磁場印加ユニット②を最下部まで下降させた強磁場条件において Li 噴流部に相当する領域を拡大したものである。磁束密度の計測は 5.2 節の実験と同機器を用いて、同手法・手順で実施した。この結果から、Li 噴流と一致する領域の磁束密度分布の方向は概ね水平となっており、その値としては、側壁近傍で 1330 G、流路中心の表面付近で 733 G となっている。磁場印加ユニットを最大まで上昇させた弱磁場条件においては、流路中心の表面近傍において 571 G となる。これらの値を使用して、ローレンツ力と粘性力の比として式(5.4)で定義される、磁性流体に対する電磁力の影響度を示す Hartmann (Ha) 数を評価した。

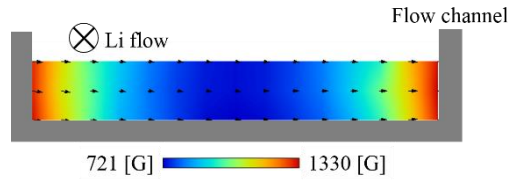
$$Ha = BL \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}} \quad (5.4)$$

ここで、 B は磁束密度[T]、 L は代表長さ[m]、 σ は電気伝導度[S/m]、 ρ は密度[kg/m³]、 ν は動粘性係数[m²/s]をそれぞれ示す。強磁場条件と弱磁場条件それぞれの Ha 数を表 5.3. に示す。代表長さとしては噴流の断面積と濡れ縁長さから求められる水力等価直径を用いている。大阪大学 Li ループの噴流部における流速 15 m/s の条件での Re 数は約 4.8×10^5 、 Ha^2/Re で定義される相互作用係数 N (電磁力と慣性力の比) を表 5.3. 中のそれぞれの条件で計算すると $Ha = 185$ で $N = 0.07$ 、 $Ha = 144$ で $N = 0.04$ となる。一方、3 m/s の条件でも、この場合 Re

$= 9.5 \times 10^4$ となるので、 $Ha = 185$ では $N = 0.36$ 、 $Ha = 144$ では $N = 0.22$ となり、最低流速条件では大きくなるものの $N < 1$ を維持する。 N が 1 を超えないということは、電磁力の Li 流動への影響は小さく、本実験で印加した磁場は Li 流動に対しては弱いということである。つまり、電磁流量計の原理で流速を計測することを考えると、Li 流動に影響を与えないことはよい意味合いを持つと言える。



(i) 永久磁石間全体



(ii) Li 噴流部

図 5.13. 磁石中心面における磁束密度分布

表 5.3. 各磁場条件における Ha 数の評価結果

B	0.0733 [T]	0.0571 [T]
L	0.0311 [m] (Hydraulic equivalent diameter)	
σ	3.536×10^6 [S/m] (from electrical resistance [3])	
ρ	507 [kg/m ³]	
ν	1.06×10^{-6} [m ² /s]	
Ha	185	144

図 5.14. に計測された Li 噴流に設置された電極と試験部外容器に設置した電極の電位差を示す。横軸が設定流速[m/s]、縦軸が電位差[mV]である。設定流速は、Li 循環装置のオペレーションで用いている電磁流量計の流量とノズル出口の断面積から求めた断面平均流速で

ある。グラフ中の点線は最小二乗法から得られた近似直線であり、数式と R^2 値が示されている。得られた電位差は断面平均流速の増加に対して線形関係を持っていることが確認でき、流量計として成立条件を満たすことが分かる。今回はノズル出口での断面平均流速との相関であるが、適切な校正を行うことで実際の噴流速度と出力電圧の相関を取ることができれば、本体系にて矩形 Li 噴流の流速計測が可能であることが示された。実際の自由表面噴流の流速を別の方法、例えば超音波流速計などの計測が必要であるが、逆に言えばそれが可能であれば Li 噴流の流速計測手法としてバリエーションも増えるため、今後検討できればと考えている。また、本実験では、SUS304 製の構造物である流路や構成機器内では電位が等しいと仮定して評価を試みたが、実際には構造物は一体の物質ではなく、接合部やフランジなどの物質界面が存在し、さらには温度分布も生じていることから、それらによって全ての構造物で等電位とするのは多少乱暴な仮定である。その意味で、今回は計測に失敗した側壁との電位差を得ることができれば、今回の全ての構造物で等電位という仮定が正しいかの議論も可能となる。ただし、外容器との電位差であるにも関わらず線形関係が得られているということは、絶対値の議論は変わるかもしれないが、流速に対して感度を持っていることを意味するので、Li 噴流の流速計測手法として可能性を秘めていると言える。

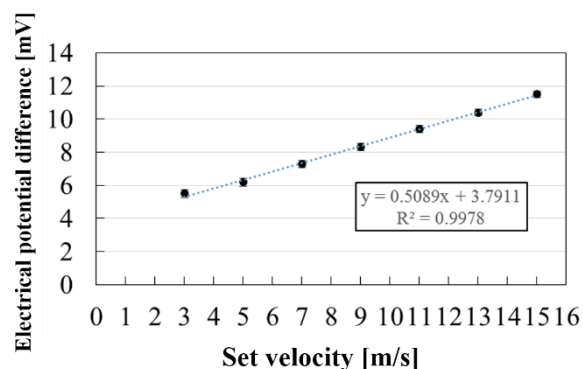


図 5.14. 各流速における電位差測定結果

次に、磁場印加に伴う MHD 効果による噴流への影響を評価するため、HSV カメラによる撮影画像を用いた SWAT 法による表面流速計測を実施した。図 5.15. は実際に撮影された画像に SWAT 法の解析時に設定した座標軸を重ねたものを示す。この画像において、Li は右から左に向かってノズル出口流速 15 m/s 条件の流量で流動しており、磁場の印加方向は幅方向で流れに垂直、図 5.15. では上から下の方向となる。縦軸が流路幅方向距離 [mm]を

示しており、横軸が流れ方向距離 [pixel] を示している。図 5.12. で示したように上流（ノズル）側から流れ方向はカメラを傾斜させて設置し、周辺構造の都合上、図 5.15 に示すように流れが画像上横になる方向での撮影となっている関係から、流れ方向については pixel スケール [mm/pixel] が定数とならないため、単位を pixel で示している。原点は両側の永久磁石の中心を結んだ軸上の流路幅方向中心点に取っている。画像上の $y = 0$ mm の左端近傍に電位差測定用の電極が映っている。また、磁石中心軸上（磁場が最も強くなる領域）とその上流側を比較することで磁場の効果を評価するため、赤の実線で示す永久磁石の端部周辺に相当する 320 pixels 上流側の直線（Line A）上での解析も実施した。

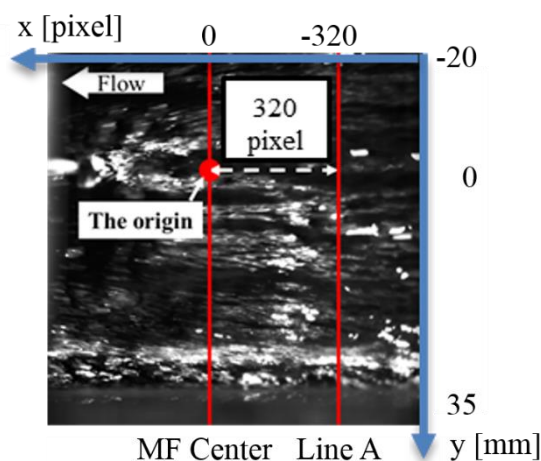


図 5.15. HSV 撮影画像及び SWAT 法における座標設定

図 5.16. に磁場中心及び Line A 上の SWAT 法によって得られた表面流速分布をそれぞれ示す。横軸は流路幅方向位置を示し、縦軸はそれぞれの磁場条件において得られた流速をその平均値で規格化した無次元流速分布 [-] としている。(i)(ii) 共に赤のプロットが磁束密度が原点において 571 G（磁場印加ユニット②最上段位置）となる磁場条件の結果を、青のプロットが 733 G（磁場印加ユニット②最下段位置）となる磁場条件の結果をそれぞれ示しており、本結果は 300 枚の連続画像を用いた解析の平均値である。 y が 35~40 mm の領域は側壁に相当する。ここで、SWAT 法における探査領域サイズは 128 pixels \times 128 pixels としており、このサイズはカメラ軸に対して垂直な面上では 7.68 mm \times 7.68 mm のサイズとなる。探査領域のサイズは結果として予想される速度（ここでは設定流速の 15 m/s）の 2 倍の速度までの計測が可能となるよう決定した。また、検査領域サイズについては、101 pixels \times 101 pixels に設定している。検査領域サイズは、2 章にて記述したとおり、任意で決定でき

る、セル中心の明確化のために奇数が望ましい、変形の影響を極小化するために可能な限り小さくすることが望ましい、といった性質のパラメータであり、PIV 法では粒子 5 個分が含まれるサイズで有ることが一般的な目安とされているが、SWAT 法は表面パターンの輝度分布に着目するため、明確な基準を定めることができない。それゆえ、発生する誤ベクトルの数と解像度とのトレードオフとなる。そこで本研究における検査領域サイズは、撮影された画像から 1000 枚の連続画像を抽出し、それらに対して様々な検査領域サイズによる解析を実施し、ある程度の解像度を保持させた上で、誤ベクトルが最も少ない検査領域サイズを採用している。また精度向上のためのサブピクセル解析等は実施していない。

どちらの位置の結果についても、磁束密度の上昇によって表面流速は減少する傾向が確認できる。流路中心部 ($y = 0$ 近傍) においてはその傾向は弱い、側壁付近でより減速が大きくなっている。磁束密度は距離の二乗に反比例するため、磁石位置に近い側壁近傍で磁束密度が大きく、また側壁近傍では流速が小さくなることから、磁束密度の二乗に比例し、速度に反比例する相互作用係数 N は側壁に近づけば近づくほど大きくなる。そのため側壁近傍でより大きい減速が生じている。また、 $X = -320 \text{ pixel}$ 地点と磁場中心位置 (0 pixel) の結果を比較すると、磁場中心の表面流速分布の方がより平坦化されていることが確認できる。図 5.16.(i)で示される $X = -320 \text{ pixel}$ 地点は永久磁石の端点であることから、漏れ磁場が磁石間の外側に及んでおり、磁石間の磁場印加領域に入る前から流速分布の平坦化が開始されていると考えられ、磁束密度の増加も相まって、MHD 効果による流速分布の平坦化が流下に伴い促進され、磁場中心 ($X = 0 \text{ pixel}$) でより高い効果を発揮したものと考えられる。

以上から、本実験における磁束密度及び流速の条件であっても主流部で最大 20 %程度の MHD 効果による減速が発生するため、電磁流量計の手法を用いた流速計測法は減速の効果を考慮した校正とすることが必要である。核融合中性子源における Li ターゲットを想定すると、減速が大きいと乱流による熱拡散が減少し、下流域における Li 温度が上昇するため、除熱性能に影響が出ない範囲での使用を考える必要があり、除熱性能を担保するために、MHD 効果による減速が少なくともビーム照射領域まで波及しない程度下流に設置するか、オフビーム時の流速計測の使用に限定するかにしなければならない。

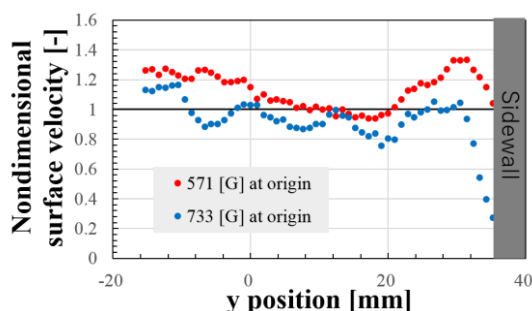
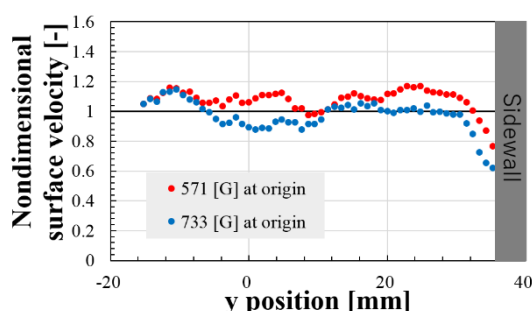
(i) $U=15$ [m/s], $X = -320$ [pixel] (upstream edge of magnetic field)(ii) $U=15$ [m/s], $X = 0$ [pixel] (Center of magnetic field)

図 5.16. 表面流速分布

5.4 結論

液体 Li は磁性・導電性を持つ流体であることから、磁場を印加することによる MHD 効果を利用することによって、液体 Li 自由表面噴流の流動構造の制御及び断面平均流量の測定といった、応用技術の開発が期待できる。そこで本研究では永久磁石を用いた磁場印加ユニットによって Li 自由表面噴流に対して磁場を印加し、その流動への影響及び電磁流量計の技術の適用可能性の検証を行い、以下の結論を得た。

- 磁場を印加した領域を HSV カメラにて撮影し、その画像群から輝度値 (8 bit : 256 階調) の確率密度分布を評価した。その結果を磁場の印加強度及び流速を変化させてまとめたところ、印加磁場を上昇させることでピークが低輝度側にシフトし、そのピーク形状も急峻となることが分かった。同様の分布の変化は流速の減少によっても確認できる。輝度分布の拡がりはそれだけ表面波の形状のバラつきが大きくなることを示しており、磁場が強くなるとピーク値が大きくなることはある特定の傾き (形状) を持つ波が増えていることを示していると考えられる。

- 既往研究におけるレーザー反射法によって評価された波長と波高の相関から確認できる傾斜角の分布と、プローブ液面計及びレーザープローブ法によって評価された波高と流速の相関から、磁場印加前後の輝度値の確率密度分布の変化は表面変動の抑制を示すものであることが示唆され、幅方向への磁場の印加による表面変動の抑制効果は輝度分布の遷移からも確認することができた。
- 実機での導入に対しては、噴流に対する MHD 圧力損失による流量の低下効果を考えると、表面変動の抑制の意味では流れ方向に磁場を印加することが望ましい。また、照射されるイオンビームの光軸への影響も考慮する必要がある。
- 片側自由表面噴流に対して磁場を印加し、Li 表面と試験部との電位差を計測した結果、流量の変化に対して線形な電位差が測定され、電磁流量計として成立することを確認、流量の測定が可能であることが示された。
- 磁場印加ユニットを更新した体系における表面流速計測から MHD 効果による減速を確認、流速が低く磁束密度の強い側壁近傍でその効果がより顕著であることを確認した。設置場所などを検討する際には、その影響が装置の安定性・健全性に及ばないよう考慮する必要がある。
- 流速計測として使用することを想定した場合、幅方向に磁場を印加する必要があり、先に示したように減速効果が働くため、より厳密な校正を行う必要がある。また、流速の低下を伴うことからその設置位置と使用方法には注意が必要となる。

参考文献

- [1] K. Miyazaki, T. Nagata, T. Horiba and N. Yamaoka, “Magnetically Guided Free Surface Annular NaK Flow Experiment”, Journal of Nuclear Science and Technology, 40:2, 84-92, DOI: 10.1080/18811248.2003.9715337 (2003)
- [2] S. Yoshihashi, T. Masaoka, E. Hoashi, T. Okita, H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka and H. Horiike, “Laser reflection measurement on liquid lithium flow surface”, Fusion Engineering and Design, Vol. 102, Jan. 2016, pp. 108-111
- [3] J. F. Freedman and W. D. Robertson, “Electrical Resistivity of Liquid Sodium, Liquid Lithium, and Dilute Liquid Sodium Solutions”, the Journal of Chemical Physics 34, 769 (1961); doi: 10.1063/1.1731673

第6章 まとめ

本研究は、液体Li自由表面噴流について、その流動特性の解明を目的とした実験及び数値解析を用いた研究及び磁場を応用した技術開発に向けた液体Liの電磁流体的特性の解明に関するものである。液体金属は高い伝熱特性・広い液相範囲といった特徴を有することから、次世代原子力エネルギーシステムの伝熱流体材料として注目されている。その中で液体LiはIFMIFやA-FNS、IFMIF-DONESといった核融合材料の中性子照射施設においてビームターゲットとして使用される。Liターゲットは、重陽子ビームの照射を受けストリッピング反応により中性子を発生させる役割と液体として流すことでビーム照射によって生じるエネルギーと核反応生成物であるトリチウムを除去する役割を担っている。本論文では、液体Li自由表面噴流について、その表面変動を接触式及び非接触式の2方式にて複数地点での計測を行い、二次元的な特性についてまとめた。また接触式手法について、機械的精度及びLi液面との接触現象によって生じる誤検出・未検出についての評価を実施した。また、内部が不可視であるLi流について、その内部流動構造を把握するため、LESを乱流モデルとして使用してCFDシミュレーションを実施し、速度勾配テンソルの第二不変量の等値面により渦構造を可視化した。また、実験的に把握が困難であるプローブ液面計の計測針上に生じるLi液滴の挙動の解明を目指したシミュレーションを実施した。さらにLi自由表面噴流への磁場の応用技術の開発の基礎実験として、表面変動の抑制を目指した磁場印加実験及び電磁流量計の計測に向けた電位差の計測実験を実施し、これら技術の実用可能性について述べ、実用までに解決されるべき課題についてまとめた。

本論文においては、3章にて表面変動計測・誤差評価、4章にてCFDシミュレーション、5章にて磁場印加実験をそれぞれ取り扱った。第3章では、液体Li自由表面噴流に対してプローブ液面計及びレーザプローブ法による表面変動の計測を実施し、またプローブ液面計の接触現象による未検出・誤検出の評価を実施し、以下の結論を得た。

1. プローブ液面計による表面波の計測から、Li噴流の平均厚さは、表面張力の影響が大きく断面形状が矩形を保持していない極低流速を除いて、流速の変化による大きな変動ないことを明らかにした。また、表面波の微細化が流速9 m/s以上の上流域（ノズル出口下流95 mm付近まで）において発生していることが最大接触頻度の分布図から示唆された。
2. 計測地点間の波高の増幅率を流速ごとに整理した結果、11 m/sまでについて、平均波高は9 m/s以下の流速条件において、最大波高については全流速条件において15~55 mm地点間の増幅が2程度と非常に大きく、その他の地点間では1.5を下回る点

が多く確認されたことから、11 m/sまでの流速領域では、ノズル直下領域での増幅が支配的であることを明らかにした。

3. 計測針先端に生じるLi液滴の挙動をHSVカメラにて撮影し、映像と接触信号と同期することで、接触信号への影響を確認した。液滴の落下・液面への接触により接触信号として誤検出されることを確認した。この誤信号による接触頻度に対するエラーは1 %以下で有る。
4. レーザープローブ法による表面変動計測を流速15 m/s条件で実施し、プローブ液面計よりさらに多点での計測を行うことで、ビーム照射領域近傍であるノズル出口下流100~200 mmの領域における平均厚さの変動は0.1 mm以内に収まっていることを確認した。
5. 波高の確率密度分布について、プローブ液面計とレーザープローブ法による結果を比較したところ、プローブ液面計では計測針の先端径と同程度である0.2 mm以下の波高を持つ波の検出頻度がレーザープローブ法で得られた波高分布より極端に低く、ここがプローブ液面計の微小振幅波の検出限界であると考えられる。
6. レーザープローブ法によるビーム照射領域からその後流までの計測結果から、平均厚さはノズル出口下流100 mmまでに一度増幅、ビーム照射領域近傍では平坦となり、計測不可であった第1ポートと第2ポートの中間域で再度増幅することを確認した。このことは、後流域では流速の低下に伴って断面積が増えていることを示唆している。

液体Liは内部が不可視の鏡面反射体であることから実験的に内部の流動構造を把握することは非常に困難であるため、数値シミュレーションによる評価が望まれている。第4章では、大阪大学液体Li循環装置の噴流試験部の上部半分と自由表面部の一部のみをモデル化しCFDシミュレーションを実施することで自由表面直下の流れ場を可視化することで表面変動と乱流構造の関係について評価した。また、同様に実験的に詳細を把握することが難しいプローブ液面計の計測針上に発生するLi液滴の挙動について把握することを目的として、針に付着するLi液滴の二相流シミュレーションを実施した。これらから以下の結論を得た。

1. 二段縮流ノズル内部のシミュレーション結果から、流速9 m/sにおいて乱流遷移直前の流れを表す横渦（T-S波）群の発生を確認、15 m/sにおいてはその横渦が崩れ、ノズル縮流部（凹面壁）において縦渦も発生していることを明らかにした。この渦は

- Görtler渦と呼ばれ、凹面境界層において遠心力の作用によるTaylor-Görtler不安定性から生じるもので、その発生は Ge 数より予測が可能であることを示した。
2. 15 m/sのノズル縮流部において生じたGörtler渦群はそのままノズル出口から吐出し、噴流部においても自由表面下で消滅・発生を繰り返し、自由せん断層の渦構造で縦渦の発生を誘起していることを明らかにした。この自由せん断層の渦構造はノズル出口から下流20 mm地点においても維持される。
 3. 自由表面直下の断面における渦構造と気液界面を比較すると、縦渦と気液せん断によって生じる横渦によって決まる流動場で表面形状（表面波）が決まることを明らかにした。
 4. 旧試験部から新試験部への更新の際に取り外された旧ノズルエッジ部に加工痕とは明らかに異なる縞状の損傷痕が確認され、その損傷痕の間隔はおよそ0.2 mmで有ることがわかっている。この損傷痕の間隔とノズルエッジ部壁面近傍のせん断応力分布のピーク位置の間隔を比較すると、これらが同スケールであることが分かった。せん断応力は速度勾配に依存し、Görtler渦により幅方向のせん断が強くなることから、せん断応力分布のピーク位置はGörtler渦の下端位置に相当することから、このノズルエッジ内面の損傷はGörtler渦に起因する流動加速腐食によるものと考えられる。
 5. 針に付着したLi液滴シミュレーションを異なる条件で実施した結果、針上に付着した液滴の挙動は、気相（Ar）の流動条件によって左右され、また、Li液滴そのものの温度にも左右されることを明らかにした。しかしながら、Li液滴の生成・上下運動・Li液面との接触までの一連の過程の再現には至らず、一部の現象の解明に留まった。これには表面粗さに起因するLiの濡れ性を厳密に再現できていないこと、相変化を考慮していないため気化したLiの凝縮による成長なども考慮できないことが影響していると考えられることから、より詳細なプロセスを明らかにするためには更なるモデル化が必要である。

第5章では、液体Li自由表面噴流に対する制御・計測の応用技術の開発の基礎研究として、磁場を印加する実験によりその実用可能性の検証を実施した。目的とする磁場印加を伴う応用技術として、表面変動の抑制、及び、電磁流量計の原理を利用した片側自由表面流の流速計測の2例を提案し、それぞれについての実験・計測から、以下の結論を得た。2種類の実験では、Sm-Co製の永久磁石を用いた磁場印加ユニットを使用、流路幅方向に噴流に

対して垂直な磁場を印加した。

1. 磁場を印加した領域をHSVカメラにて撮影し、その画像群を8bitの輝度値の確率密度分布として評価した。2つの流速条件でそれぞれ磁場を強めた条件と弱めた条件の結果から、印加磁場強度が大きくなると輝度分布のピークが低輝度側にシフトし、且つ高輝度側が減少し急峻な分布へと変化することを確認した。また、流速の減少によっても同様の分布の変化があることを明らかにした。過去のレーザー反射法を用いた波長の計測結果とsin波仮定、碎波限界から求める波高値から得られた波高と波長の分布、表面変動計測結果から、上述の傾向は表面変動が小さくなっていることを示していることが分かり、このことは磁場の印加により表面変動の抑制に効果があることを示している。
2. 片側自由表面噴流に対して磁場を印加し、Li表面と試験部との電位差を計測した結果、流量の変化に対して線形に電位差が変位することを確認した。この線形性は流量計として必須であり、このことは本システムによる電磁流量計は片側開放の矩形流路に対して適用可能であることを示している。しかしながら、電位差計測においてLi噴流の他端電極は試験部外容器に設置されたものであった。試験部全体に設置されたヒーターによって試験部は昇温されており、断熱材が巻かれているものの、設定温度である300℃と室温である周辺環境温度との温度差が大きいため温度分布が生じている点や、様々な機器がネジ止めや溶接にて接続・固定されていることから、ペルチェ効果やゼーベック効果による起電力の発生も考えられ、それらによって出力電圧の傾きは変わる可能性は大いに考えられる。そのため、Li表面に設置する電極の他端電極の設置位置の最適化は必要である。電位差の計測点を最適化する必要がある。また、電位差のグラフの横軸に示した流速はLiループの流量計によるものであり、噴流の流速ではない。噴流速度の計測への適用を考える場合、この出力電圧は実際の噴流速度に対して校正される必要があり、本システムの適用においてはその校正方法に検討の余地があると考えられる。

謝辞

本研究における実験及びシミュレーションの実施、本論文をまとめるにあたり、終始有益なご指導・ご鞭撻を賜りました帆足英二准教授に深く感謝申し上げます。また、本論文の副査を務めていただき、懇切なご指導、ご助言を頂いた村田勲教授、佐藤文信教授に深く御礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり、指導教官を務めていただいた学生時代から現在に至るまで貴重なご指導、ご助言をいただいた堀池寛名誉教授に深く感謝申し上げます。また、同じく学生時代にご指導ご鞭撻を賜った名古屋大学の吉橋幸子准教授に深く感謝申し上げます。

ご在職中からご退職後の現在に至るまで、実験及びデータ解析を進めるにあたり、装置の運転と維持、データ収録技術、液体金属の取扱技術など多大なご助言、ご助力を賜りました元技術職員の山岡信夫様に深く感謝申し上げます。また、三菱重工業の近藤浩夫博士、ミシガン州立大学の金村卓治博士に深く感謝申し上げます。研究室の先輩であるお二人には、量子科学技術研究開発機構（旧日本原子力研究開発機構）に在職されていた際に、共同研究やELTLでの実験などを通して非常に有意義なご助言を頂戴しました。

また、核融合中性子源のLiターゲット開発にかかる共同研究において、研究の計画・遂行、論文の執筆に際して有益なご議論、ご助言を賜りました、量子科学技術研究開発機構の春日井敦博士、落合謙太郎博士、小柳津誠博士、釧路工業高等専門学校の中村誠先生、株式会社神戸工業試験場の朴昶虎博士に深く感謝いたします。

Li噴流に対する磁場印加実験に関する共同研究を通して、大変有益なご助言を賜りました、核融合科学研究所/総合研究大学院大学物理科学研究科核融合科学専攻の室賀健夫教授、京都大学工学研究科原子核工学専攻の横峯健彦教授、理化学研究所の奥野広樹博士に深く感謝いたします。

研究室配属から現在まで、研究のみならず生活に至るまで様々な場面でお世話になりました、大阪大学大学院工学研究科環境エネルギー工学専攻システム量子工学領域の先輩、同期、後輩の学生の皆様、事務補佐員の長井智子様、檜麻由美様に感謝申し上げます。

環境エネルギー工学専攻の助教として着任してから現在に至るまで、大変お世話になりました、環境エネルギー工学専攻の教職員の皆様に深く感謝いたします。

最後に、私を生み、育ててくれた両親に、また普段の生活において私を支えてくれ、理解を示してくれている妻の奈津美、娘の伊澄に心から感謝いたします。

本研究はITER-BAに関する日欧協定におけるIFMIF-EVEDA、日本原子力研究開発機構及び量子科学技術研究開発機構、理化学研究所、核融合科学研究所との共同研究により実施

されました。ここに感謝を記します。

研究業績

学術論文誌

1. E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Okita, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka, H. Horiike, “Study on Formation and Development of Surface Wave of Liquid Metal Lithium Jet for IFMIF”, *Mechanical Engineering Journal, Special Issue on Nuclear Energy, Secure World*, Vol.1, No.4, p.TEP0017, 2014.
2. T. Okita, E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Certification of contact probe measurement of surface wave of Li jet for IFMIF”, *Fusion Engineering and Design*, 98-99, 2050-2053, 2015
3. S. Yoshihashi, K. Yamamoto, N. Teranishi, D. Izawa, T. Okita, E. Hoashi, H. Horiike, “Optical Property of Lithium Vapor Evaporated in Vacuum or Cover-gas area”, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, Sep 2015, Volume 305, Issue 3, pp 953-956
4. S. Yoshihashi, T. Masaoka, E. Hoashi, T. Okita, H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka and H. Horiike, “Laser reflection measurement on liquid lithium flow surface flow”, *Fusion Engineering and Design*, Vol.102, Pages 108-111, January 2016
5. T. Okita, J. Morioka, E. Hoashi, H. Okuno and H. Horiike, “Study on suppression of free surface fluctuation of liquid Li jet by magnetic field”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 124, November 2017, Pages 975-979
6. S. Matsuda, T. Kanemura, H. Kondo, S. Kaji, T. Okita, S. Yoshihashi, E. Hoashi and H. Horiike, “Measurement of transient flow characteristics of target flow in water experiment for IFMIF”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 124, November 2017, Pages 1096-1100
7. T. Okita, S. Matsuda, N. Yamaoka, E. Hoashi, T. Yokomine and T. Muroga, “Study on measurement of the flow velocity of liquid lithium jet using MHD effect for IFMIF”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 136, Part A, November 2018, Pages 178-182
8. E. Hoashi, S. Kuroyanagi, T. Okita, T. Maeji, K. Ibano, Y. Ueda, “Study on melting and solidification behaviors of tungsten loaded by high heat flux for divertor in tokamak fusion reactor”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 136, Part A, November 2018, Pages 350-356
9. K. Hamaguchi, Y. Teramoto, E. Hoashi, T. Okita, K. Ibano, Y. Ueda, “Development of a simulation method for evaluating Marangoni convection with free surface for tungsten divertor”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 136, Part A, November 2018, Pages 270-275
10. K. Hamaguchi, E. Hoashi, T. Okita, K. Ibano, Y. Ueda, “Evaluation of Marangoni convection and

free surface velocity of molten tungsten for tungsten divertor”, *Fusion Engineering and Design*, Volume 140, March 2019, Pages 117-122

11. T. Okita, S. Entani, K. Watanabe, M. Higashi, E. Hoashi, H. Kondo, C.H. Park, M. M Nakamura, K. Ochiai, A. Kasugai, “Verification of accuracy of contact-probe distance meter for lithium target of fusion neutron source”, *Fusion Engineering and Design*, 159, 111799 (2020)
12. E. Hoashi, Y. Fujii, S. Yamada, T. Okita, H. Kondo, C.H. Park, M. M. Nakamura, K. Ochiai, A. Kasugai, “Interaction between surface behavior and inner flow pattern of liquid Li jet for fusion neutron sources”, *Fusion Engineering and Design*, 160, 111842 (2020)
13. Y. Matsuda, S. Yamashita, Y. Miyamoto, D. Motoi, T. Okita, E. Hoashi, K. Ibano, Y. Ueda, “In-situ measurement of surface modifications of tungsten exposed to pulsed high heat flux for divertor design in tokamak-type fusion nuclear reactors”, *Fusion Engineering and Design*, 161, 112042 (2020)
14. D. Motoi, K. Ibano, Y. Kikuchi, S. Saito, T. Okita, E. Hoashi, H. T. Lee, Y. Ueda, “Study on pulse shape dependence of tungsten mass erosion under disruption-like heat load”, *Fusion Engineering and Design*, 165, 112209 (2021)
15. T. Okita, Y. Matsuda, S. Saito, E. Hoashi, K. Ibano, Y. Ueda, “Observation of surface deformation of tungsten exposed to single pulsed high heat flux and magnetic field for divertor design”, *Fusion Engineering and Design*, 171, 112547 (2021)
16. E. Hoashi, S. Ko, T. Okita, M. Oyaizu, K. Ochiai, “Study on turbulent heat transfer mechanism inside high-speed lithium jet irradiated by ion beam for fusion neutron sources”, *Fusion Engineering and Design*, 167, 112324 (2021)

国際会議プロシーディング

1. T. Okita, E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, N. Yamaoka and H. Horiike, “Experimental and Numerical Study on Free Surface Flow of Liquid Metal Lithium for IFMIF”, *Proceedings of 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-15)*, NURETH15-186, Pisa, Italy, May 12-17, 2013. (査読有)
2. E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Okita, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Study on Formation and Development of Surface Wave of Liquid Metal Lithium Jet for IFMIF”, *Proceedings of 21th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE21)*, ICONE21-16689, Chengdu, China, July 29-August 2, 2013. (査読有)

3. E. Hoashi, M. Kaginaka, T. Okita, S. Yoshihashi, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Numerical study on influence of boundary layer flow inner nozzle on surface characteristics of liquid metal Li jet”, *Proceedings of 9th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS9)*, N9P0026, Buyeo, Korea, November 16-19, 2014.
(査読有)

国際会議発表

1. T. Okita, E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, N. Yamaoka and H. Horiike, “Experimental and Numerical Study on Free Surface Flow of Liquid Metal Lithium for IFMIF”, *15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-15)*, NURETH15-186, Pisa, Italy, May 12-17, 2013.
2. E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Okita, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Study on Formation and Development of Surface Wave of Liquid Metal Lithium Jet for IFMIF”, *21th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE21)*, ICONE21-16689, Chengdu, China, July 29-August 2, 2013.
3. E. Hoashi, M. Kaginaka, T. Okita, S. Yoshihashi, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Numerical study on influence of boundary layer flow inner nozzle on surface characteristics of liquid metal Li jet”, *9th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS9)*, N9P0026, Buyeo, Korea, November 16-19, 2014.
4. T. Okita, E. Hoashi, S. Yoshihashi-Suzuki, T. Kanemura, H. Kondo, N. Yamaoka and H. Horiike, “Certification of contact probe measurement of surface wave of Li jet for IFMIF”, Symposium on Fusion Technology 2014 (SOFT2014), SOFT2014-P2.151 Topic H, San Sebastian, Spain, September 29th-October 3rd, 2014
5. S. Yoshihashi, T. Masaoka, E. Hoashi, T. Okita, H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka and H. Horiike, “Laser reflection measurement on liquid lithium flow surface flow”, Symposium on Fusion Technology 2014 (SOFT2014), SOFT2014-P3.175 Topic I, San Sebastian, Spain, September 29th-October 3rd, 2014
6. T. Okita, J. Morioka, E. Hoashi, H. Okuno and H. Horiike, “Study on suppression of free surface fluctuation of liquid Li jet by magnetic field”, Symposium on Fusion Technology 2016 (SOFT2016), P4. 178 Topic I, Prague, Czech republic, Sep. 5-9 2016
7. S. Matsuda, T. Kanemura, H. Kondo, S. Kaji, T. Okita, S. Yoshihashi, E. Hoashi and H. Horiike,

- “Measurement of transient flow characteristics of target flow in water experiment for IFMIF”, Symposium on Fusion Technology 2016 (SOFT2016), P4.181, Prague, Czech republic, Sep. 5-9 2016
8. E. Hoashi, M. Kaginaka, T. Okita, S. Yoshihashi, H. Kondo, T. Kanemura, N. Yamaoka, H. Horiike, “Numerical study on detailed flow structure inner high-speed liquid metal lithium flow”, Symposium on Fusion Technology 2016 (SOFT2016), P4.177, Prague, Czech republic, Sep. 5-9 2016
 9. Y. Iwama, E. Hoashi, T. Okita, N. Yamaoka, H. Horiike, T. Yokomine, T. Muroga, “Numerical study on fluid dynamics of liquid metal breeder under magnetic field”, Symposium on Fusion Technology 2016 (SOFT2016), P4.187, Prague, Czech republic, Sep. 5-9 2016
 10. K. Hamaguchi, Y. Teramoto, E. Hoashi, T. Okita, K. Ibano, Y. Ueda, “Development of a simulation method for evaluating Marangoni convection with free surface for tungsten divertor”, Symposium on Fusion Technology 2016 (SOFT2016), P4.110, Prague, Czech republic, Sep. 5-9 2016
 11. T. Okita, S. Matsuda, N. Yamaoka, E. Hoashi, T. Yokomine and T. Muroga, “Study on measurement of the flow velocity of liquid lithium jet using MHD effect for IFMIF”, 13th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-13), P2-096, Kyoto, Japan, Sep. 25-29 2017
 12. E. Hoashi, S. Kuroyanagi, T. Okita, T. Maeji, K. Ibano, Y. Ueda, “Study on melting and solidification behaviors of tungsten loaded by high heat flux for divertor in tokamak fusion reactor”, 13th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-13), P2-011, Kyoto, Japan, Sep. 25-29 2017
 13. K. Hamaguchi, E. Hoashi, T. Okita, K. Ibano, Y. Ueda, “Evaluation of Marangoni convection and free surface velocity of molten tungsten for tungsten divertor”, 13th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-13), P3-015, Kyoto, Japan, Sep. 25-29 2017
 14. T. Okita, S. Entani, K. Watanabe, M. Higashi, E. Hoashi, H. Kondo, C.H. Park, M. M Nakamura, K. Ochiai, A. Kasugai, “Verification of accuracy of contact-probe distance meter for lithium target of fusion neutron source”, 14th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-14), P3-061, Budapest, Hungary, Sep. 22-27 2019
 15. E. Hoashi, Y. Fujii, S. Yamada, T. Okita, H. Kondo, C.H. Park, M. M. Nakamura, K. Ochiai, A. Kasugai, “Interaction between surface behavior and inner flow pattern of liquid Li jet for fusion neutron sources”, 14th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-14), P3-

051, Budapest, Hungary, Sep. 22-27 2019

16. Y. Matsuda, S. Yamashita, Y. Miyamoto, D. Motoi, T. Okita, E. Hoashi, K. Ibano, Y. Ueda, “In-situ measurement of surface modifications of tungsten exposed to pulsed high heat flux for divertor design in tokamak-type fusion nuclear reactors”, 14th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-14), P1-028, Budapest, Hungary, Sep. 22-27 2019
17. D. Motoi, K. Ibano, Y. Kikuchi, S. Saito, T. Okita, E. Hoashi, H. T. Lee, Y. Ueda, “Study on pulse shape dependence of tungsten mass erosion under disruption-like heat load”, 31st Symposium on Fusion Technology 2020 (SOFT2020), P2.91, ONLINE, Sep. 20-25 2020
18. T. Okita, Y. Matsuda, S. Saito, E. Hoashi, K. Ibano, Y. Ueda, “Observation of surface deformation of tungsten exposed to single pulsed high heat flux and magnetic field for divertor design”, , 31st Symposium on Fusion Technology 2020 (SOFT2020), P2.106, ONLINE, Sep. 20-25 2020
19. E. Hoashi, S. Ko, T. Okita, M. Oyaizu, K. Ochiai, “Study on turbulent heat transfer mechanism inside high-speed lithium jet irradiated by ion beam for fusion neutron sources”, , 31st Symposium on Fusion Technology 2020 (SOFT2020), P2.85, ONLINE, Sep. 20-25 2020

受賞歴

1. 大阪大学工業会、大阪大学工業会海外交流助成金, 15 万円, 2013/05, NURETH-15(Italy)への渡航費用