

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	自由表面液体リチウムターゲットを用いる加速器の真空特性に関する実験的研究
Title(English)	Experimental study on the vacuum characteristics of a particle accelerator using a free-surface liquid lithium target
著者(和文)	蛭沢貴
Author(English)	Takashi Ebisawa
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京科学大学, 報告番号:甲第362号, 授与年月日:2025年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:林崎 規託,赤塚 洋,片淵 竜也,筒井 広明,長谷川 純
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Institute of Science Tokyo, Report number:甲第362号, Conferred date:2025/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

令和6年度
学位論文

自由表面液体リチウムターゲットを用いる
加速器の真空特性に関する実験的研究

環境・社会理工学院
融合理工学系 原子核工学コース
22D50373 蛭沢 貴

目 次

第一章 序論.....	1
1.1 緒言.....	1
1.2 国際核融合照射施設と IFMIF/EVEDA 原型加速器.....	3
1.3 核融合中性子源 A-FNS 計画.....	5
1.4 自由表面液体 Li ターゲットを有する加速器の先行研究.....	6
1.5 本研究の目的.....	7
1.6 本論文の構成.....	8
1.7 参考文献.....	8
第二章 原理.....	11
2.1 真空の原理.....	11
2.1.1 真空の定義.....	11
2.1.2 気体分子の運動.....	12
2.1.3 真空排気の原理.....	15
2.1.4 コンダクタンスと気体の流れ.....	16
2.1.5 容器間の差圧の計算.....	18
2.1.6 ガス放出特性.....	20
2.1.7 分子間力.....	23
2.2 加速器における真空設計.....	25
2.2.1 加速器における真空の必要性.....	25
2.2.2 加速器における要求圧力（ビームとの相互作用）.....	25
2.2.3 加速器における要求圧力（加速器機器の性能）.....	26
2.2.4 加速器における要求圧力（超伝導加速器を用いる場合）.....	27
2.2.5 加速器の真空系の設計・構成.....	29
2.3 自由表面液体 Li ターゲットシステム.....	31
2.3.1 Li の性質及び用途.....	31
2.3.2 自由表面液体金属ターゲットと液体 Li.....	32
2.3.3 液体 Li ターゲットシステムの原理・仕様.....	33
2.3.4 加速器と Li ターゲットシステム境界部の設計課題.....	34

2.4	まとめ	35
2.5	参考文献.....	35
第三章 Li 逆流抑制を考慮したビーム輸送系の設計.....		37
3.1	A-FNS 加速器における高エネルギービーム輸送系 HEBT	37
3.1.1	A-FNS 加速器設計と HEBT の役割及び要求仕様	37
3.1.2	HEBT 設計の現状と設計課題.....	41
3.1.3	A-FNS HEBT の設計	42
3.2	ドッグレッグ型 HEBT のラティス設計.....	43
3.2.1	多極電磁石によるビーム強度分布の変化に関する理論.....	43
3.2.2	計算条件とモデル	45
3.2.3	PIC シミュレーションによるビーム輸送計算	47
3.3	HEBT の真空設計	50
3.3.1	HEBT 真空設計における要求圧力	50
3.3.2	各所の要求圧力・主ポンプ種の決定	50
3.3.3	真空ダクト材料の選定	51
3.3.4	簡易真空計算.....	53
3.3.5	Molflow+を用いたシミュレーション	54
3.3.6	ビーム入射時の真空解析	56
3.3.7	HEBT 全体の真空設計のまとめ	59
3.4	Li 蒸気の逆流量の比較.....	65
3.5	まとめ	67
3.6	参考文献.....	67
第四章 液体 Li 流動と差動排気の試験体系の設計		70
4.1	液体 Li 流動と差動排気の試験の目的	70
4.2	Li の真空特性に関する先行研究	70
4.3	差動排気実証実験体系の方針.....	72
4.3.1	液体 Li ループシステム	72
4.3.2	液体 Li ループシステムの運転パラメータと運転実績.....	73
4.3.3	差動排気試験体系の設計	74
4.4	試験体系の組立作業	77

4.4.1 真空配管の準備作業.....	77
4.4.2 計測機器類の原理と準備	78
4.4.3 計測機器の Li 測定の事前試験.....	80
4.4.4 試験装置の組立・試運転	82
4.5 まとめ	83
4.6 参考文献.....	83
第五章 実証試験及び真空特性評価	85
5.1 システム構成と立ち上げ手順.....	85
5.2 差動排気及び Li 流動試験	86
5.2.1 差動排気の実証試験	86
5.2.2 液体 Li 流動試験.....	87
5.2.3 残留ガス分析計 QMS による分圧測定	89
5.2.4 膜厚計 QCM による蒸気流入量測定	90
5.3 実験後の真空機器の確認	94
5.4 考察	95
5.4.1 加速器に流入するガス種の評価	95
5.4.2 ガス放出率の評価	96
5.4.3 蒸気流入量の温度・流速依存性の評価	98
5.4.4 Li 蒸気減少量の角度依存性の評価	100
5.4.5 加速器側に流入する蒸気に関する考察	101
5.5 真空系の改善の検討	105
5.6 A-FNS HEBT 真空系への適用の検討	106
5.7 まとめ	108
5.8 参考文献.....	109
第六章 結論.....	110
6.1 本研究の成果	110
6.2 今後の課題	111
Appendix	113
A.1 ヘルツクヌーセン方程式の導出	113
A.2 TraceWin におけるビーム力学計算	114

A.3 熱伝導方程式の解	114
A.4 TIR のシステム設計.....	117
A.5 古典的液滴生成モデルの微粒子生成	117
A.6 ノズルから生成される液滴のサイズの評価モデル	118
A.7 参考文献.....	119
謝辞.....	120

第一章 序論

1.1 緒言

加速器は、加速したビームを標的（ターゲット）物質に照射し、核反応により二次粒子や放射線を生成する装置で、素粒子・原子核・宇宙物理に関する基礎物理学の研究、材料・物性研究、医療、産業応用、原子力システム研究等、様々な用途に利用されている。

そのターゲット方式として、衝突型加速器ではビームターゲット、中性子源では固体金属ターゲット、液体金属ターゲット、数少ないがガスタarget等、多岐にわたる。東日本大震災以降は、原子力関連の規制強化により原子炉ベースの中性子源の利用が困難になり、加速器駆動型中性子源が注目されている。近年では、大強度の加速器駆動型中性子源として液体金属ターゲットを採用する設計・構想が進められている [1]。とりわけ、熱伝導特性が高く中性子発生効率が高い、液体リチウム (Li) をターゲット材料に採用する加速器も、がん治療のためのホウ素中性子捕捉療法 (BNCT) 用途等で設計されている [2]。

液体 Li の除熱特性を利用し、さらなるビームの大強度化を図るため、超伝導高周波線形加速器 (SRF: Superconducting Radio-Frequency linac) を組み合わせた設計・構想も増えつつある。その典型例が、国際核融合材料照射施設 (IFMIF : International Fusion Materials Irradiation Facility) の加速器システムである [3]。

核融合エネルギーの研究は、化石燃料を用いる火力発電、核分裂を用いる原子力発電の代替エネルギーとして、環境への低負荷、燃料の偏在性がなく実質無尽蔵、高い安全性、高レベル放射性廃棄物が発生しないなどの観点から、次世代の有力なエネルギー源として期待されており、世界中で研究開発が進められている。特に、フランスのカダラッシュでは国際プロジェクトとして、図 1.1 に図示するような国際トカマク核融合実験炉 (ITER : International Tokamak Experimental Reactor) の建設・研究が進行中である [4]。

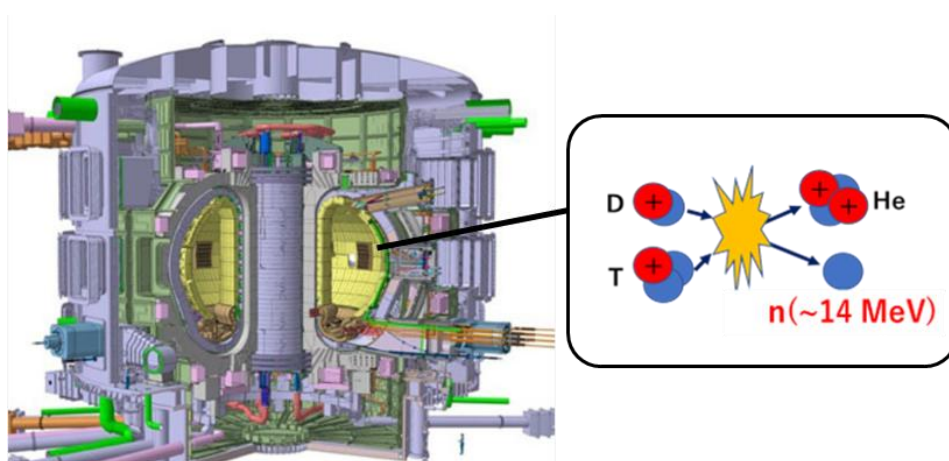


図 1.1 ITER と D-T 核融合反応の模式図 [4]

現在、重水素 (D) と三重水素 (T) の核融合反応 (D-T 反応) で発生する、高エネルギー中性子を用いて電力を発生させる方式が有力視されている。核融合炉内のプラズマを閉じ込める容器や受熱部は、D-T 反応で発生する人類が経験したことのない約 14 MeV の高エネルギー中性子照射環境下にさらされることになる。高エネルギー中性子の照射による核融合炉の構造材料の核変換により、材料特性の変化・劣化が生じることが懸念されている。そのため、核融合発電炉の開発にあたっては、核融合炉で発生するエネルギースペクトルと同様の高エネルギー中性子を用いて、核融合炉構造物の材料の健全性実証が不可欠であるとされている [3]。他に、D-D 反応、D-³He 反応もあるが、反応断面積が小さく高温プラズマの閉じ込めが必要となるなど技術的課題があり、DT 反応が最も有力視されている。

D-T 核融合発電炉の実現に向けて、核融合炉の中性子照射環境を模擬するため、図 1.2 に示すような加速器駆動型中性子源である、IFMIF の検討が、幅広いアプローチ (BA: Broader Approach) 活動の一つとして、国際協力のもと進められている [5]。

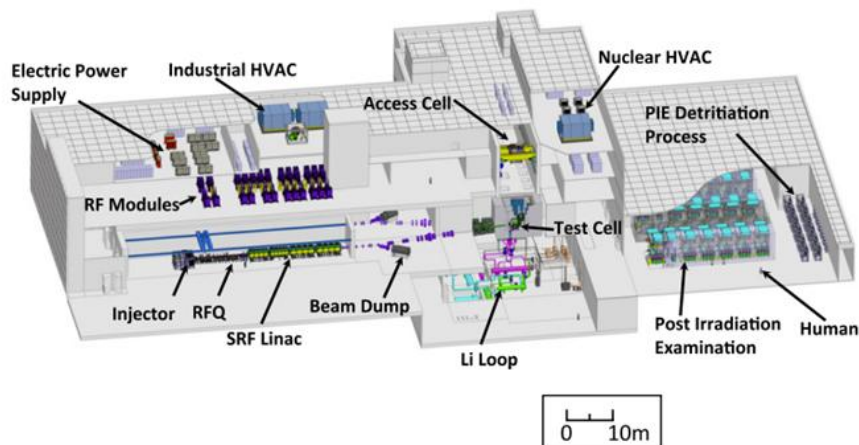


図 1.2 IFMIF 施設の概念図 [5]

2007 年から IFMIF の建設判断に必要な技術実証を行うため、工学実証・工学設計活動 (EVEDA: Engineering Validation and Engineering Design Activities) が開始され、IFMIF の主要な機器の設計・製作・試験が進められている [6]。青森県六ヶ所村の量子科学技術研究開発機構六ヶ所フュージョンエネルギー研究所においては、日本・欧州の研究機関の協力のもと IFMIF/EVEDA 原型加速器の工学実証試験が進められている [7]。さらに、欧州ではスペイン・グラナダに、DONES (DEMO-Oriented NEutron Source) と呼ばれる IFMIF と同等仕様の核融合中性子源の建設が計画され、加速器の設計や建屋の一部の建設が開始された [8]。一方、日本国内では核融合中性子源 A-FNS (Advanced Fusion Neutron Source) の建設が計画されている [9]。

1.2 国際核融合照射施設と IFMIF/EVEDA 原型加速器

IFMIF の目的は、核融合発電炉の稼働期間に相当する量の高エネルギー中性子を発生させる加速器駆動型中性子源を実現し、核融合炉材料の中性子照射試験データを得ることである。図 1.3 に示すような D-T 反応の原型炉 (DEMO 炉) で発生する 14 MeV 付近にピークを持つ高エネルギー中性子場と同等の中性子環境を得るため、IFMIF では線形加速器で加速した 40 MeV の重陽子ビームと Li の核反応 (D-Li 反応) が用いられる [4]。

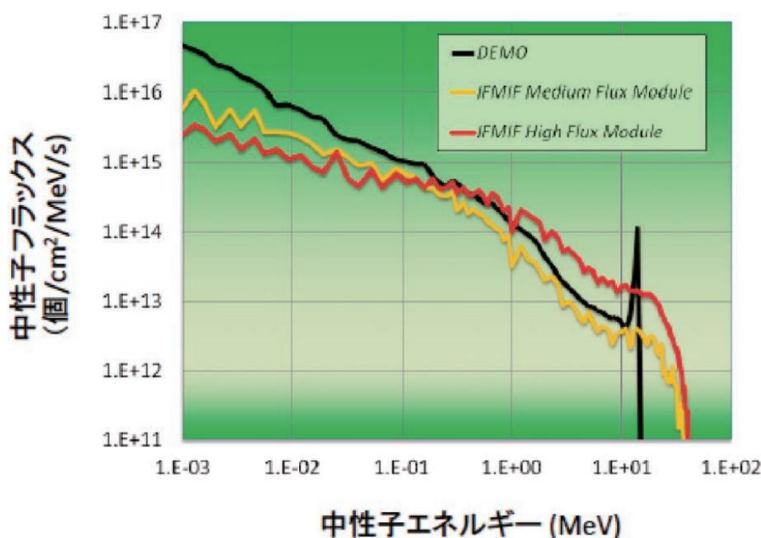


図 1.3 中性子エネルギーとフラックスの関係 [4]

IFMIF の加速器は図 1.4 のように、ECR (Electron Cyclotron Resonance) イオン源と低エネルギービーム輸送系 (LEBT: Low Energy Beam Transport) を有する入射器系 (Injector)、高周波四重極加速器 (RFQ: Radio-Frequency Quadrupole accelerator)、中エネルギービーム輸送系 (MEBT: Medium Energy Beam Transport)、複数台の SRF linac、高エネルギービーム輸送系 (HEBT: High Energy Beam Transport)、ビームダンプ (BD: Beam Dump) 等で構成され、更なる先に液体 Li ターゲットシステム (Lithium Target) と試験設備 (Test Modules) が配置される [10]。

IFMIF は、必要な中性子フラックスを実現するために、CW (Continuance Wave) 運転を行う線形加速器を 2 台用いて、重陽子ビーム 2 本 (合計 250 mA) を自由表面液体 Li ターゲット上で横方向 20 cm × 縦方向 5 cm の平坦な分布のビーム形状を実現するよう輸送・成形し、照射する設計となっている。このため、線形加速器はビーム電流 125 mA の重陽子ビームを CW で加速しなければならない。さらに、年間中性子フルエンスに対する要求から、87 % の高い稼働率が要求される。

このように、IFMIF 加速器は先例のない CW 大電流重陽子ビーム加速器であり、加速粒子が重陽子であることに起因する加速器機器の放射化の低減、大電流ビームを取り扱うことか

らくる大きな空間電荷効果によるビームの広がり抑制、CW 運転による熱負荷の低減など、多くの技術的課題がある [11]。

IFMIF/EVEDA 活動では、イオン源から最初の超伝導加速器までの原型加速器 (LIPAc : Linear IFMIF Prototype Accelerator) を欧州の研究機関で調達・製作し、日欧の協力のもと量子科学技術研究開発機構六ヶ所フュージョンエネルギー研究所に設置後、図 1.5 と表 1.1 のように 125 mA/9 MeV までの CW ビーム加速実証試験が段階的に進められている。

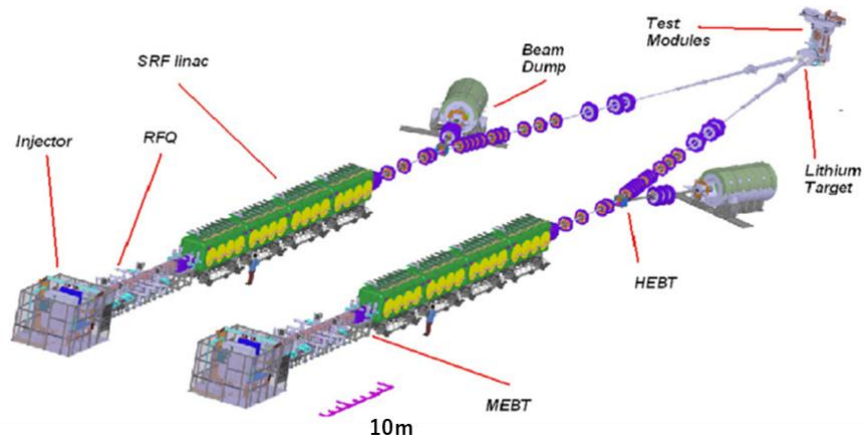


図 1.4 IFMIF 加速器の概念図 [10]

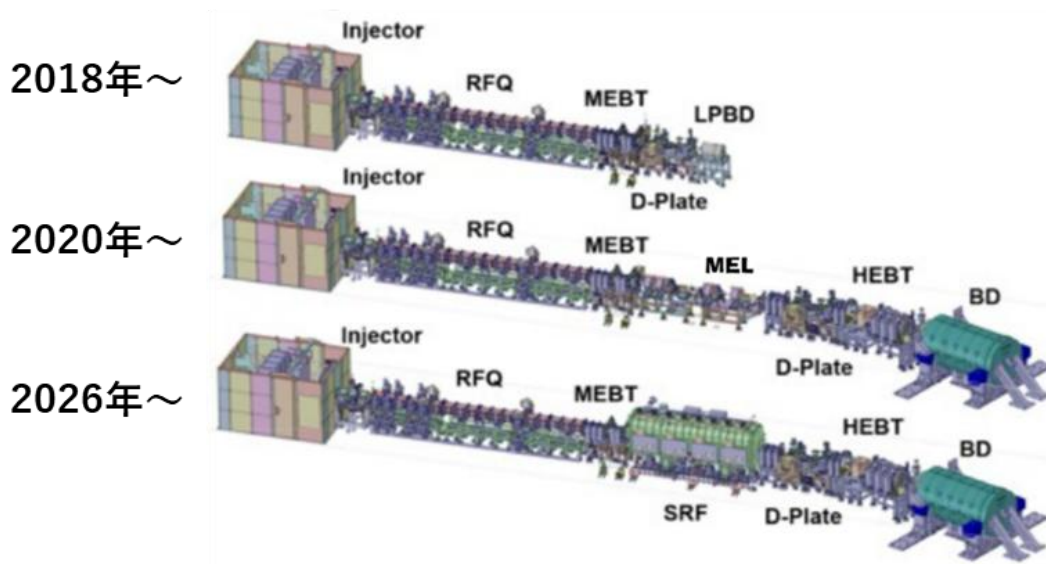


図 1.5 IFMIF/EVEDA 原型加速器の試験段階ごとの構成図 [12]

表 1.1 IFMIF/EVEDA 原型加速器試験の進捗状況

2018 年	RFQ の組立・据付・RF コンディショニング後、低電力ビームダンプ (LPBD) を導入し、陽子ビームによる加速確認の後、重陽子ビーム加速試験スタート
2019 年	低デューティ (1 ms, 1 Hz) ではあるものの、RFQ において 125 mA/5 MeV の重陽子ビーム加速試験に成功
2020 年	SRF を据え付ける前に、RFQ の長パルスビーム加速試験、HEBT 及び BD の性能試験を行うため、SRF 代替のビーム輸送系 (MEL:MEBT Extended Line) を新設
2021 年	BD までのビーム輸送試験スタート、このフェーズの試験では最終的にデューティサイクル約 8.75 %でのビーム加速性能を達成[12, 13]
2022 年	SRF 組立作業スタート
2026 年以降	9 MeV ビーム加速試験スタート (予定)

1.3 核融合中性子源 A-FNS 計画

量子科学技術研究開発機構六ヶ所フュージョンエネルギー研究所は、IFMIF/EVEDA 事業活動の成果をもとに、IFMIF 加速器の設計及び LIPAc の試験で判明した課題を反映し改良を施した、日本独自の核融合炉材料研究のための核融合中性子源 A-FNS の建設を計画している。また、A-FNS では核融合炉材料の研究にとどまらず、医療・産業応用等も視野に入れた多用途の中性子源利用も検討されている [14]。

加速器設計について、Injector 及び RFQ は、LIPAc の試験で良好な結果が得られているため、基本的には LIPAc の設計を踏襲する方針である。加速器機器の大きな改良が検討されているのは、MEBT 以降である。

MEBT については、エネルギーフィルタシステムを導入した設計変更が検討されている。その理由は、RFQ で加速されない低エネルギー粒子を除去しなければ、SRF 内でハローに転換され、許容値を超えるビーム損失・クエンチを引き起こすおそれがあるからである。実際に LIPAc の試験でも、低エネルギー粒子の損失が疑われる現象が確認されている。その対策として、SRF でハローに転換される可能性があるビーム成分を除去するため、偏向したビームライン設計等の導入が検討されている。

SRF については、超伝導加速空洞等の機器の基本的な設計の変更はないが、クライオモジュールの構造を組立・保守を容易にする構造に変更される。高い稼働率を維持するために、

空洞台数・モジュール台数の増設や配置換えが検討されている。

HEBT については、IFMIF の従来の設計ではビームを 9 度だけ偏向する設計が考えられていたが、自由表面液体 Li ターゲットから SRF への Li 蒸気・ガスの流入という特有の問題が懸念されることから、ビーム輸送系への設計変更が検討されている。SRF は、微粒子や放出ガスで加速空洞内面が汚染されると電界放出現象により、加速電場が下がり性能劣化し、加速器の稼働率を低下させる。このような問題は、世界中の SRF を使用する施設から多く報告されている [15]。そのため、スクレーパ、コリメータ、ビームダンプ、ターゲット系など、ガス放出が著しい機器から SRF までは、距離をとる、ガストラップを設ける、ビームラインを曲げて SRF に流入するガスの直撃を避けるなどの対策が必要とされている。

1.4 自由表面液体 Li ターゲットを有する加速器の先行研究

IFMIF 及び A-FNS をはじめ自由表面液体 Li ターゲットを用いる大強度中性子源加速器では、大電流陽子・重陽子ビームをターゲット系に照射するため、全体的に大口径のビームダクトで構成されること、加速器部と液体 Li ターゲットの間に真空窓が存在しないことが大きな特徴の一つである。

一般に加速器は、残留ガスとの相互作用によるビームロスを抑制するため、超高真空状態にする必要がある。一方、液体 Li ターゲットは 200 °C から 300 °C 程度で運転する設計であるため、図 1.6 の Li の温度と飽和蒸気圧の関係が示すように、Li の沸騰防止のため、 10^{-4} Pa から 10^{-3} Pa 以上の圧力を維持しなくてはならない [16]。これより圧力を下げすぎると、液体 Li の沸騰、自由表面の不安定化や加速器側への大量の Li 蒸気流入の懸念があるため、IFMIF 及び A-FNS においては、加速器-ターゲット境界で 2 桁から 3 桁の差圧を実現しなければならない。ターゲット付近は全体的に 30 cm 台の大口径ビームダクトを用いており、またビームダクト径を絞れないため、コンダクタンス調整による差動排気設計、圧力調整が困難である。

自由表面液体金属ターゲット系や類似するシステムを持つ加速器として、FRIB (Facility for Rare Isotope Beams) [17]、SARAF (Soreq Applied Research Accelerator Facility) の LiLiT (Liquid-Lithium Target) [18] が存在する。しかし、現在運用されているこれらの施設では、空間電荷効果が著しく小さい低電流ビーム加速器が主流で、ビームハンドリングやコンダクタンス調整による加速器側への Li 流入対策が比較的容易で、Li の影響は報告されていない。IFMIF 及び A-FNS のように、空間電荷効果が著しく大きな大強度ビームを大型の自由表面液体金属ターゲットに入射する設計の加速器システムは存在しない。

液体 Li 流動試験に関しては、大阪大学、東京科学大学が保有する液体 Li ループシステム、IFMIF の液体 Li ループシステムの実証試験機として開発・試験された ELTL (EVEDA Li Test Loop : 解体済) において、高速液体 Li 流を発生させ、流動の安定性とループシステム全体の長時間の安全・健全な運転の実証試験が実施されている。しかし、加速器真空環境との差動排気下での液体 Li 流動の実証、液体 Li 流動が加速器の真空特性に及ぼす影響を調べた実験的研究は実施されていない。特に、ELTL については、液体 Li 流動の実証試験で、多くの想

定外の問題が発生した。一例として、想定外のキャビテーションや真空計の損傷などのトラブルが発生し、それを防ぐ方法・対策が新たな課題と認識され、今後の液体 Li ターゲットシステムの設計・開発に有益な知見とされた。

1.5 本研究の目的

これまで加速器と液体 Li ターゲットは個別に試験され、両者を組み合わせた実験的研究は行われていない。IFMIF 及び A-FNS のように自由表面液体 Li ターゲットを有する大強度中性子源の加速器システムの実現には、加速器とターゲット系の両者の異なる真空設計条件を満たすため、非常に難易度の高い真空設計と差圧環境下での安定な液体 Li 流動の実証が必要になる。

化学的に活性で強力な腐食・侵食作用を有するアルカリ金属である Li 及びその化合物の加速器側への流入による、加速器機器の汚染・損傷も懸念されており、加速器真空側への Li 流入による真空特性への影響を調べる研究・対策も講じる必要がある。特に近年ではさらなる大強度化のため SRF を用いる加速器システムもあり、より真空設計や Li 流入対策が厳しいものとなっている。

ビーム入射については、液体 Li 流動面の流体力学的シミュレーション、温度上昇・蒸気発生量の評価などの解析的な研究は実施された。しかし、真空特性への影響を詳細に調べた実施例がなく、また実験的知見が存在しない。このような事情もあり、自由表面液体 Li ターゲットを有する加速器の設計が十分に進められていないことが問題視されている。

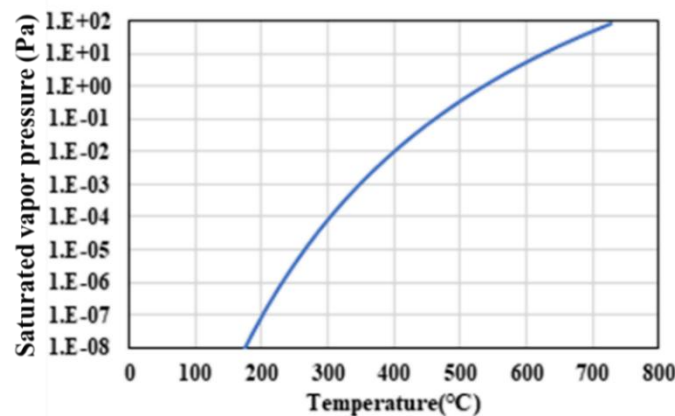


図 1.6 Li の温度と飽和蒸気圧の関係

以上より、本論文研究は、自由表面液体 Li ターゲットを有する大強度加速器駆動型中性子源を実現するため、加速器とターゲット間の差圧を維持するビームラインの設計と模擬体系による実証実験をおこない、液体 Li 流動による真空特性の変化が加速器に及ぼす影響を解析及び実験の両面から評価することを目的とする。

1.6 本論文の構成

本論文は、全六章から構成される。

第一章の本章では、加速器のターゲットの用途とターゲット方式、自由表面液体 Li ターゲットを有する例として核融合中性子源、核融合研究、IFMIF 及び A-FNS 計画について概説し、A-FNS 加速器の設計課題をもとに、本論文の研究目的と課題について述べた。

第二章では、真空設計に必要な真空工学一般に関する原理、加速器における真空系の設計、ターゲット材料の Li の性質、自由表面液体金属ターゲットの原理について述べ、本研究の課題について述べる。

第三章では、大電流ビーム、SRF、自由表面液 Li ターゲットを有する加速器の典型例である IFMIF 及び A-FNS 加速器の HEBT を適用例に、SRF への Li 流入抑制を目的とするドックレッグ型 HEBT のラティス設計に基づき、HEBT 全体のビームシミュレーション及び加速器ターゲット境界間の各々の要求圧力を満たす真空設計とその結果についてまとめる [19]。

第四章では、第三章で設計した真空系について、差圧維持と液体 Li 流動の実証試験及び真空特性を評価する実験を行うため、液体 Li ループシステムを用いた、HEBT と液体 Li ターゲット境界部を模擬する真空体系の設計及び準備についてまとめる。

第五章では、第四章で設計した試験体系を用いて、実際に真空差動排気環境下で液体 Li 流動の実証試験を行い、その環境下で加速器の真空特性への影響を評価し、解析的・実験的に検証する [20]。さらに、実験的に得られた知見を基に A-FNS HEBT 設計に適用し、真空系の改良・増強を検討する。

第六章では、本研究から得られた成果及び今後の課題についてまとめる。

1.7 参考文献

- [1] 高田弘, 中性子源用液体金属標的の技術, OHO'18 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [2] T. Kobayashi, K. Miura, N. Hayashizaki, M. Aritomi, "Development of liquid-lithium film jet-flow for the target of ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reactions for BNCT", *Appl. Rad. Iso.* **88**, 198-202, (2014).
- [3] J. Knaster, F. Arbeiter, P. Cara, P. Favuzza, T. Furukawa, F. Groeschel, R. Heidinger, A. Ibarra, H. Matsumoto and A. Mosnier, "IFMIF: overview of the validation activities", *Nucl. Fusion* **53**, 116001 (2013).
- [4] G. Federici, W. Biel, M.R. Gilbert, R. Kemp, N. Taylor and R. Wenninger, "European DEMO design strategy and consequences for materials", *Nucl. Fus.* **57**, 092002 (2017).
- [5] J. Knaster, A Möslang and T. Muroga, "Materials research for fusion", *Nature Physics* **12**, 424-434 (2016).
- [6] A. Ibara, R. Heidinger, P. Barabaschi, F. Mota, A. Mosnier, P. Cara and F. S. Nitti "A stepped approach IFMIF/EVEDA towards IFMIF", *Fusion Sci. Technol.* **66**. (2014).
- [7] H. Dzitko, P. Cara, Y. Carin, S. Chel, A. Facco, D. Gex, K. Hasegawa, A. Kasugai, K. Kondo, V. Massaut, J. Molla, G. Phillips, A. Pisent, K. Sakamoto and M. Sugimoto, "Status and future

- development of the LIPAc”, *Fus.Eng. Des.* **168**, 112621 (2021).
- [8] D. Bernardi, A. Ibarra, F. Arbeiter, F. Arranz, M. Cappelli, P. Cara, J. Castellanos, H. Dzitko, A. García, J. Gutiérrez, W. Królas, F. Martin-Fuertes, G. Micciché, A. Muñoz, F. S. Nitti, T. Pinna, I. Podadera, J. Pons, Y. Qiu and R. Román, “The IFMIF-DONES Project: Design Status and Main Achievements Within the EUROfusion FP8 Work Programme”, *Journal of Fusion Energy* 41:24 (2022).
- [9] K. Ochiai, S. Sato¹, H. Kondo, M. Ohta, M. Oyaidzu, M. Nakamura, S. Kwon, H. Tanigawa, T. Nozawa and A. Kasugai, “Conceptual design progress of advanced fusion neutron source”, *Nucl. Fusion* **61**, 025001 (2021).
- [10] IFMIF International Team, JAERI-Tech 2002-02 (2002).
- [11] J. Knaster, A. Ibarra, J. Abal, A. Abou Sena, F. Arbeiter, F. Arranz, J.M. Arroyo, E. Bargallo, P.Y. Beauvais, D. Bernardi, N. Casal, J.M. Carmona, N. Chauvin, M. Comunian, O. Delferriere, A. Delgado, P. Diaz Arocas, U. Fischer, M. Frisoni, A. Garcia, P. Garin, R. Gobin, P. Gouat, F. Groesche, R. Heidinger, M. Ida, K. Kondo, T. Kikuchi, T. Kubo, Y. Le Tonqueze, W. Leysen, A. Mas, V. Massaut, H. Matsumoto, G. Micciche, M. Mittwollen, J.C. Mora, F. Mota, P.A.P. Nghiem, F. Nitti, K. Nishiyama, F. Ogando, S. O hira, C. Oliver, F. Orsini, D. Perez, M. Perez, T. Pinna, A. Pisent, I. Podadera, M. Porfiri, G. Pruneri, V. Quera, D. Rapisarda, R. Roman, M. Shingala, M. Soldaini, M. Sugimoto, J. Theile, K. Tian, H. Umeno, D. Uriot, E. Wakai, K. Watanabe, M. Weber, M. Yamamoto and T. Yokomine, “The accomplishment of the engineering design activities of IFMIF/EVEDA: The European – Japanese project towards a Li(d, xn) fusion relevant neutron source”. *Nucl. Fus.* **55**, 086003 (2015).
- [12] K. Kondo, T. Akagi, F. Arranz, N. Bazin, L. Bellan, B. Bolzon, B. Brañas, P. Cara, Y. Carin, J. Castellanos, S. Chel, M. Comunian, H. Dzitko, T. Ebisawa, A. Facco, E. Fagotti, D. Gavela, D. Gex, F. Grespan, R. Heidinger, Y. Hirata, D. Jimenez, A. Jokinen, A. Kasugai, J. Knaster, K. Kumagai, S. Kwon, S. Maebara, A. Marchena, A. Marqueta, J. Marroncle, P. Méndez, J. Molla, I. Moya, O. Nomen, A. Palmieri, G. Phillips, A. Pisent, I. Podadera, G. Pruneri, D. Regidor, A. Rodriguez, K. Sakamoto, F. Scantamburlo, Y. Shimosaki, T. Shinya, M. Sugimoto, R. Varela and M. Weber, “Validation of the Linear IFMIF Prototype Accelerator (LIPAc) in Rokkasho”, *Fusion Eng. Des.* **153**, 11503 (2020).
- [13] 赤木智哉, Carin Yann, Cismondi Fabio, Dzitko Herve, Gex Dominique, 長谷川和男, 近藤恵太郎, 熊谷公紀, 増田開, Scantamburlo Francesco, 杉本昌義, IFMIF/EVEDA Integrated Project Team, “IFMIF 原型加速器 (LIPAc) の高デューティビーム試験結果”, Presentation of the 21th PASJ2024, FROT07, Yamagata, (2024).
- [14] S. Sato, A. Kasugai, K. Ochiai, K. Masuda, M. Nakamura, M. Ohta, M. Oyaidzu, S. Kwon, K. Sakamoto and S. Ishida, “Conceptual design of advanced fusion neutron source (A-FNS) and irradiation test models”, *Nucl. Fusion* 61 106026 (2021).
- [15] H. Sakai, E. Cenni, K. Enami, T. Furuya, M. Sawamura, K. Shinoe and K. Umemori, “Field

- emission studies in vertical test and during cryomodule operation using precise x-ray mapping system”, *Phys. Rev. Accel. Beams* **22**, 022002 (2019).
- [16] An. N. Nesmeyanov, “Vapor Pressure of the Elements” translated from Russian and edited by J. I. Carasso, Academic Press, New York (1961).
- [17] J. Wei, H. Ao, S. Beher, N. Bultman, F. Casagrande, S. Cogan, C. Compton, J. Curtin, L. Dalesio, K. Davidson, K. Dixon, A. Facco, V. Ganni, A. Ganshyn, P. Gibson, T. Glasmacher, Y. Hao, L. Hodges, K. Holland, K. Hosoyama, H. C. Hseuh, A. Hussain, M. Ikegami, S. Jones, T. Kanemura, M. Kelly, P. Knudsen, R. E. Laxdal, J. Le. Tourneau, S. Lidia, G. Machicoane, F. Marti, S. Miller, Y. Momozaki, D. Morris, P. Ostroumov, J. Popielarski, L. Popielarski, S. Prestemon, J. Priller, H. Ren, T. Russo, K. Saito, S. Stanley, M. Wiseman, T. Xu and Y. Yamazaki, “Advances of the FRIB project”, *Int. J. Mod. Phys. E* **28**, 190003 (2019).
- [18] M. Paul and M. Tessler, ” First nuclear astrophysics experiments with high-intensity neutrons from the liquid-lithium target LiLiT”, 13th International Symposium on Nuclei in the Cosmos (2014).
- [19] T. Ebisawa, S. Sato, N. Hayashizaki, “Beamline and vacuum system design of HEBT for the A-FNS accelerator”, *Fusion Engineering and Design* **195**, 113961(2023).
- [20] T. Ebisawa, M. Oyaizu, S. Sato, N. Hayashizaki, S. Ikeda, “Liquid lithium flow demonstration and vacuum characteristics study for design of a LINAC based neutron source with free surface liquid Li target system”, submitted on *Fusion Engineering and Design* in 2024.

第二章 原理

本章では、加速器の真空設計に必要な基本的な原理について述べる。まず、真空工学に関する一般的原理について述べ、次に加速器のための真空設計に必要な概念について概説する。さらに、IFMIF 及び A-FNS 加速器に真空環境が接続される自由表面液体 Li ターゲットの理解に必要な Li 及びターゲットシステムの基礎的な原理についてまとめる。

2.1 真空の原理

2.1.1 真空の定義

真空とは一般に、JIS (Japanese Industrial Standards, 日本工業規格) で、大気圧よりも低い圧力の空気で満たされた空間の状態のことを言い、圧力が真空を測る指標として使用される。圧力とはある物体に単位面積あたりに働く力で、SI 単位系では、 $L^{-1}MT^{-2}$ の次元を持つ。単位として、Torr, bar, Pa が使用される。単位名は、パスカルの原理等で知られる、Blaise Pascal に由来し、 $1 Pa = 1 N/m^2$ である。この圧力は、空間を運動する膨大な数の気体分子がある物体に衝突した際の力の総和に由来し、温度が一定の環境下で気体分子数が減れば、圧力が下がる [1]。分野によっては真空度と呼ばれることもあるが、真空度という物理量は存在しない。本論文では、圧力 (Pa) を単位として使用する。

表 2.1 圧力による真空の区分(新 JIS 規格)

区分	圧力範囲	主な用途・環境
低真空(Low vacuum)	大気圧未満, $10^2 Pa$ 以上	空調機器
中真空(Medium vacuum)	$10^2 Pa$ 未満, $10^{-1} Pa$ 以上	掃除機, 真空包装
高真空(High vacuum)	$10^{-1} Pa$ 未満, $10^{-6} Pa$ 以上	蛍光灯, 蒸着装置
超高真空(Ultrahigh vacuum)	$10^{-6} Pa$ 未満, $10^{-9} Pa$ 以上	表面分析, 加速器
極高真空	$10^{-9} Pa$ 未満	極低温装置, 宇宙

真空状態は、容器内から真空ポンプを使って空気を排気して作られる。表 2.1 に示すように、圧力の大きさによって、真空状態は、低真空、中真空、高真空、超高真空、極高真空と区分される。2019 年に真空技術に関する一般用語の定義を規定した ISO 規格が 38 年ぶりに改正され、それに対応するため、2021 年に真空に関する JIS 規格も改正された。新規格での大気圧とは、エベレスト山の山頂で気圧が低いときの気圧 31 kPa から、死海で気圧が高いときの気圧 110 kPa の範囲と定義された。

また、近年は技術の発達により、EUV (極端紫外光) を利用した半導体露光技術が利用される半導体分野においては、プロセス中の圧力は中真空から高真空であるものの、その中の不純物ガスの分圧は超高真空レベルまで低くすることが求められており、こうした真空の状態は、超清浄真空と定義された [2]。

2.1.2 気体分子の運動

真空を理解するためには、気体分子の運動について理解する必要がある。

空間を運動する気体分子の数 N は、理想気体の状態方程式

$$pV = Nk_B T \quad (2.1)$$

から計算することができる。ここで、 p [Pa] は圧力、 V [m³] は体積、 $k_B (= 1.38 \times 10^{-23})$ [J/K] はボルツマン定数、 T [K] は温度である。常温 (298 K, 25 °C)、大気圧 (1.0×10^5 Pa) における 1.0 m³ 中の空間中の気体分子の数は 2.4×10^{25} 個になり、この膨大な数の気体分子が及ぼす力が圧力に起因する。

熱平衡状態の気体分子の運動は

$$f(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) dv \quad (2.2)$$

で与えられる、マクスウェル-ボルツマンの速度分布と呼ばれる、速度空間における確率密度分布に従う。この統計平均は、平均速度 \bar{v} と呼ばれ、容器内を運動する気体分子速度の代表値として使用され

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (2.3)$$

とあらわされる。ここで、 m [kg] は気体分子 1 個あたりの質量、 M [kg/mol] は物質量あたりの気体分子質量 (モル質量)、 R は気体定数である。

空間を運動している気体分子は、他の気体分子とも絶えず衝突を繰り返している。ある分子が他の分子と衝突した後、次に他の分子と衝突するまでの移動距離の平均を、平均自由行程 λ [m] (Mean free path) という。ある気体分子が \bar{v} で進行しているとすると、この気体分子は時間 dt の間に距離 $\bar{v}dt$ だけ進む。気体分子の直径を σ [m] とすると、気体分子の最近接距離は σ である。任意の気体分子は、体積 $\pi \sigma^2 \bar{v}dt$ の円筒内に存在する気体分子と衝突することになる。気体分子の密度を $n=N/V$ とすると平均自由行程 λ は

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\text{分子の移動距離}}{\text{分子の衝突回数}} \\ &= \frac{\bar{v}dt}{n \pi \sigma^2 \bar{v}dt} \\ &= \frac{1}{\pi \sigma^2 n} \end{aligned} \quad (2.4)$$

と書かれる。ここで、 $\pi\sigma^2$ は円筒の断面積に相当する。実際は、他の気体分子もマクスウェル-ボルツマン速度分布に従って運動しており、これを考慮すると平均自由行程は

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 p} \quad (2.5)$$

という関係式で与えられる。加速器分野では、残留ガスとの相互作用によるビームの寿命の評価から、真空設計における要求圧力の評価に用いられる。

真空容器表面の単位面積に毎秒衝突する気体分子数は、圧力に比例する。気体がマクスウェル・ボルツマン分布に従う場合、ある微小時間 dt の間に微小面積に dS に衝突する分子数 dN は

$$dN = n f(v) \frac{d\Omega}{4\pi} v \cos\theta dS dt \quad (2.6)$$

と表される。ここで、 n は分子密度、 Ω は立体角、 θ は垂直な軸からの角度である。この内、立体角と分子の速度に関して積分を実行すると

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \int n f(v) \frac{d\Omega}{4\pi} v \cos\theta dS dt \\ &= \left| \int_0^\infty n v f(v) dv \int_0^\infty \frac{\cos\theta \sin\theta}{4\pi} d\theta \right| dS dt \\ &= \frac{1}{4} n \bar{v} dS dt \\ \Gamma &= \frac{1}{4} n \bar{v} = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。この Γ は真空容器内面壁への入射頻度と呼ばれ、このあと述べる真空配管のコンダクタンス等を見積もる際に使用される。さらに、これから理想気体の排気速度を概算することができる。

気体分子が容器表面に衝突すると、ある分子は表面で直接的に散乱され、またある分子は吸着される。直接的な散乱により、気体分子のエネルギーや速度分布は変化する。また、吸着した分子は表面を拡散し、ある時間が経過したのち表面から脱離するか、表面から内部へ拡散する。拡散するうちに表面にある別の分子と反応し、分子の種類が変わることもある。

表面で散乱され空間に放出される気体分子の方向分布は、余弦則（コサイン(Cosine)則）に従うことがよく知られている。図 2.1 のように、余弦則の場合、微小面積 dS に衝突した粒子が、ある方位角 θ 方向へ散乱される頻度が $\cos\theta$ に比例するため、表面に対して浅い角度へ

散乱される頻度は低く、垂直方向へ散乱される頻度が高くなる。このような余弦則は、実験的にも検証されている。

圧力が高く、空間中を運動する気体分子の衝突が主となる流れは、粘性流と呼ばれる。一方、圧力が低く、気体分子と容器表面との衝突が主となる流れは分子流と呼ばれ、表面から散乱された分子の方向分布が余弦則にしたがい流れにくくなる。高真空、超高真空環境では、基本的に分子流領域の流れを扱うことになる。

着目する流れがどちらなのかを判定するために、平均自由行程と真空容器の代表的寸法(円管の直径など) d の比であるクヌーセン数

$$K_n = \frac{\lambda}{d} = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 p d} \quad (2.8)$$

を比較する。真空工学では、目安として分子流及び粘性流とその間の中間流と呼ばれる領域は、表 2.2 のように区分している。

一方、エアロゾル粒子や微小な金属クラスターのように、容器の代表長より平均自由行程が極端に大きい、すなわちクヌーセン数が極端に大きく他の粒子との衝突が無視でき、流体力学におけるナビエ-ストークス方程式で現象を記述することが困難な気体を希薄気体という。例えば、圧力 10^{-6} Pa 下での Li 蒸気の平均自由行程は、約 $10 \sim 100$ m オーダーであり、希薄気体となみなせる。

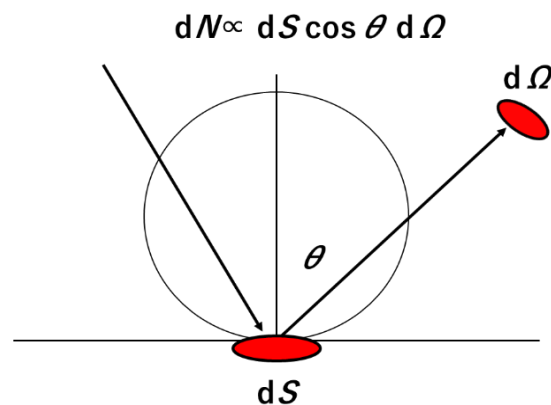


図 2.1 Cosine 則のモデル図

表 2.2 真空工学における流れの区分

区分	範囲
分子流	$0.3 < K_n$
中間流	$0.01 < K_n < 0.3$
粘性流	$K_n < 0.01$

2.1.3 真空排気の原理

前述のように，真空状態は容器から空気を真空ポンプ等で排気して作られる。ここでは，真空排気の原理についてまとめる。

図2.2のように，ある体積 V の真空容器内に気体分子が密度 n で満たされているとすると，容器内の気体分子数 N は

$$N = nV \quad (2.9)$$

である。

この容器内の気体を，ある時間 Δt 毎に体積 v ($\ll V$) のポンプを使って気体を排気することを考えると，真空ポンプで排気される気体の体積は vn となる。この排気を式で表すと，時間 Δt の間に变化する容器内の分子数 ΔN は，容器の体積 V は通常一定であり

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = V \frac{\Delta n}{\Delta t} = -\frac{v}{\Delta t} n \quad (2.10)$$

となる。ここで，

$$V \frac{\Delta n}{\Delta t} = -Sn, \quad \frac{v}{\Delta t} \equiv S \quad (2.11)$$

という S を定義すると，この S は単位時間に持ち出される体積を表し，排気速度と呼ばれる真空ポンプの性能を表す指標の一つになる。

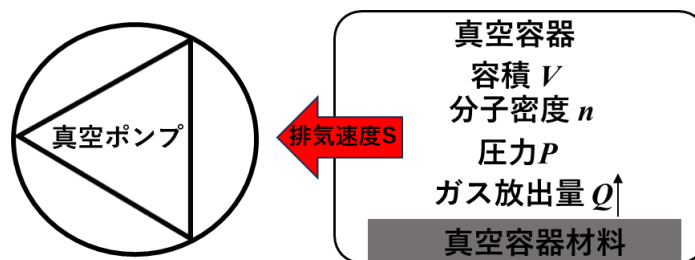


図 2.2 真空排気の模式図

排気における密度の変化が十分に滑らかになると考え，時間平均をとって滑らかに変化するとして時間 $\Delta t \rightarrow 0$ の極限をとる(2.11)式は

$$\frac{dn}{dt} = -Sn \quad (2.12)$$

となる微分方程式が導出され，容器内の気体分子の排気過程を表す関係式になる。実用上，分子密度ではなく，圧力 P を用いて表現した方が扱いやすく，ここで理想気体の状態方程式

$$P = nk_B T \quad (2.13)$$

を用いて

$$V \frac{dP}{dt} = -SP \quad (2.14)$$

なる式が導出される。この式は、排気の式と呼ばれる。この式を、 $t = 0$ の時、容器内の圧力が $P = P_0$ の初期条件のもと解くと

$$P = P_0 e^{-\frac{S}{V}t} = P_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad \tau = \frac{S}{V} \quad (2.15)$$

という解が得られ、理想的には圧力が時間とともに指数関数的に減少することを意味する。 τ は排気の時定数で、圧力が $1/e$ になるまでの時間を表す。

しかし、実際は容器内面に吸着している気体分子・原子の放出や、容器外部からのリークなどがあり、指数関数的に単調に減少し続けることはない。到達圧力は

$$V \frac{dP}{dt} = Q - SP \quad (2.16)$$

と書かれる微分方程式を解くこと評価できる。ここで、 Q は真空容器や機器の材料から放出される気体の流量であり、いわゆるガス放出量である。この関係式から、真空系の到達圧力は、基本的には真空中の材料からのガス放出量と真空ポンプの排気速度との大小関係で決まるといことが分かる。また、真空排気に要する時間の評価や、目標とする圧力実現に必要な真空ポンプの排気能力の評価等にも用いられる。

2.1.4 コンダクタンスと気体の流れ

真空排気の効率、排気ラインの径や長さに依存する。図 2.3 のように、ある真空容器 1 と 2 の間を導管で接続した場合を考える。容器 1 (圧力 p_1 , ガス量 Q_1) から、容器 2 (圧力 p_2 , ガス量 Q_2) へ流れる正味のガス流量 $Q (= Q_1 - Q_2)$ と、圧力差との関係は、比例係数 C を用いて

$$Q = C(p_1 - p_2) \quad (2.17)$$

と書かれる。この比例係数は、導管のコンダクタンスと呼ばれ、排気速度と同じ単位を持つ。コンダクタンスは、導管の気体の流れやすさを表し、電気回路における電気抵抗の逆数に相当する。電気回路の抵抗の合成のように、直列、並列で接続した場合の配管のコンダクタンスの合成はそれぞれ

$$C = C_1 + C_2 \text{ (並列)} \quad (2.18)$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \text{ (直列)} \quad (2.19)$$

で与えられる。

なお、実際の真空排気ラインは直列接続になり、直列接続の関係式 (2.19) において $C_1 > C_2$ とすると

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} < C_2 \quad (2.20)$$

となり、合成コンダクタンス C_2 よりも必ず小さくなる。

また、容器2を真空ポンプと見て、排気速度を S_2 、容器1の導管接続口での排気速度を S_1 とすると、 $Q = S_1 p_1 = S_2 p_2$ であり

$$S_1 = \frac{S_2 C}{S_2 + C} \quad (2.21)$$

となる。これは容器1側の実行排気速度になり、 $\frac{S_2}{\frac{S_2}{C} + 1} < S_2$ であることから実行排気速度は真空ポンプ単体のもつ排気速度 S_2 より、必ず小さくなることを意味する。

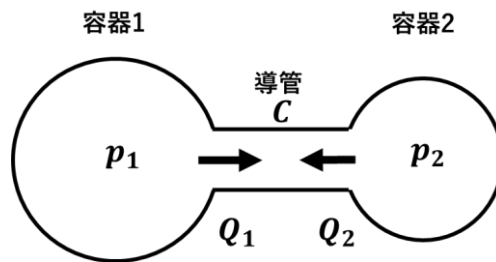


図 2.3 容器間のガスの流れの模式図

また、気体の流れは、前述したように、環境圧力に応じて、粘性流もしくは分子流と呼ばれる流れ方になる。

圧力が高い場合、すなわち気体分子が多く気体分子同士の衝突が多い場合は粘性流と呼ばれ、配管のコンダクタンスは

$$C = \frac{\pi d^4 \bar{p}}{8 \mu L} \quad (2.22)$$

と書かれる。 d は配管の直径、 \bar{p} は平均圧力、 μ は粘性係数、 L は長さであり、粘性流の場合、コンダクタンスは、配管の径、長さ、平均圧力に依存する。

一方、圧力が十分に低い場合、すなわち分子流の場合のコンダクタンスは

$$C = 121 \cdot \frac{d^3}{L} \quad (2.23)$$

と書かれる。分子流の場合は圧力に依存せず、配管の径と長さに依存する。先述のように、高真空、超高真空を扱う場合は分子流として見なし、この式を用いればよい。

また、配管の形状によって関係式は変わる。図 2.4 のコリメータのような形状に対して、径 a 、 b 、長さ L の絞りのあるラッパ型の配管の場合

$$C = 121 \cdot \frac{a^2 b^2}{(a + b)L} \quad (2.24)$$

と書かれる。

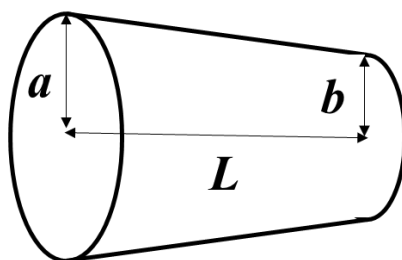


図 2.4 絞りのあるラッパ型の配管の模式図

いずれの形状の配管の場合でも、直観的には狭い配管を通る気体は配管に進行を抑制され、長い配管を移動すると時間がかかり、排気効率が悪くなることが分かる。効率的に真空排気するには、コンダクタンスが大きくなるように、すなわち径が大きく短い配管を用いて、容器と真空ポンプを接続する必要がある。逆に、コンダクタンスが小さい導管を介して接続されると、排気速度の高い真空ポンプを使用しても、実行排気速度は小さくなり、排気効率が悪くなり、到達圧力を十分に下げられなくなる問題が生じる。

2.1.5 容器間の差圧の計算

線形加速器のような、複数の容器・真空ポンプで構成される複雑な真空系は、各容器の到達圧力が異なる場合がある。また、各所の要求圧力の違いから、意図的に差圧環境を維持しなければならない場合がある。ここでは、各容器の到達圧力を計算する原理についてまとめる。

簡単のため、まず図 2.5 のように 2 つの容器が、コンダクタンス C_{12} の細い配管で接続された真空系について考える。

容器 2 から 1 への気体の流量 q_1 は

$$q_1 = C_{12}(P_2 - P_1) = C_{12}P_2 - C_{12}P_1 \quad (2.25)$$

とあらわされ、気体の流出入は両者の圧力に比例する。分子流の場合、 $1 \rightarrow 2$ 、 $2 \rightarrow 1$ の流れは独立で移動確率は同一であるので

$$C_{12} = C_{21} \quad (2.26)$$

の関係が成り立ち

$$q_1 = C_{12}P_2 - C_{12}P_1 \quad (2.27)$$

となり、容器 1 の到達圧力は

$$P_1 = \frac{Q_1 + C_{12}P_2 - C_{12}P_1}{S_1} + p_1 \quad (2.28)$$

となる。一方、容器 2 から 1 への気流の流れ q_2 は q_1 と方向が逆であることから、 $q_2 = -q_1$ がなりたち、容器 2 の到達圧力は

$$P_2 = \frac{Q_2 + C_{21}P_1 - C_{12}P_2}{S_2} + p_2 \quad (2.29)$$

となる。(2.28)と(2.29)の2つの式を変形して整理すると

$$\begin{pmatrix} S_1 + C_{21} & -C_{12} \\ -C_{21} & S_2 + C_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_1 + S_1 p_1 \\ Q_2 + S_2 p_2 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

とまとめることができる。各々の容器のガス放出、容器間のガス流出入、排気量と、各容器の到達圧力の関係を表す連立方程式であり、これを解くことで容器 1、2 の各々の到達圧力が計算できる。

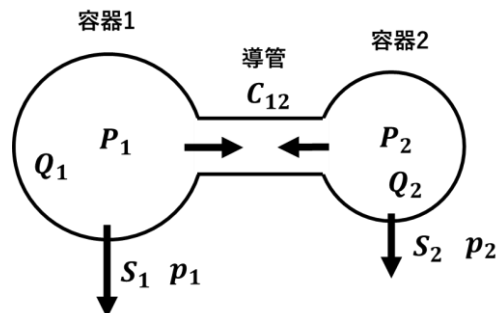


図 2.5 容器 2 台の排気の模式図

また、各容器の要求圧力が異なる場合は、この式からポンプの各真空ポンプの排気速度や容器・配管のコンダクタンスを逆算・調整することで、容器間の差圧の評価や、差動排気系の設計に用いることができる。

さらに、図 2.6 のように容器 3 台と 2 本の配管で接続された真空系の場合は

$$\begin{pmatrix} S_1 + C_{21} & -C_{12} & 0 \\ -C_{21} & S_2 + C_{12} + C_{32} & -C_{23} \\ 0 & -C_{23} & S_3 + C_{32} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_1 + S_1 p_1 \\ Q_2 + S_2 p_2 \\ Q_3 + S_3 p_3 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

のように拡張した連立方程式を解き、各容器の到達圧力を計算することができる。

基本的に、外部からのリークが十分小さい静的真空系 (Static vacuum) の到達圧力は、容器内面からのガス放出率 (もしくはガス放出量) と、真空ポンプの排気能力及び排気効率 (コンダクタンス) の関係で決まることになる。密封性の悪い材料やシール材を用いて、外部からのリークが無視できない場合は、流入するガス流入量を考慮する必要がある。

また、核融合・加速器装置の場合は、高周波電力の入射、プラズマ生成、ビーム輸送時の動的真空系 (Dynamic vacuum) で生じるガス放出、ターゲット材料などから発生するガス放出量も考慮し、余裕を持たせた真空設計が必要である。

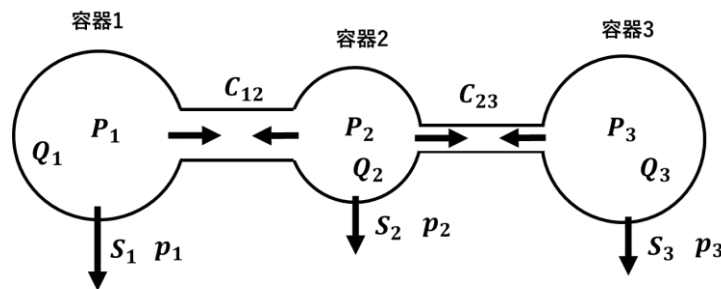


図 2.6 容器 3 台の真空排気系の模式図

2.1.6 ガス放出特性

真空設計には、真空容器内面にけるガス放出率もしくはガス放出量の情報が必要である。ここでは、ガス放出機構及び評価方法についてまとめる。

図 2.7 に示すように、ガス放出は二種類の機構がある。一つは、真空容器材料内面に吸着した水分子及び一酸化炭素等の可逆吸着性気体の熱脱離である。もう一つは、真空容器金属バルク中にある水素等の拡散性気体の真空側への拡散である。

ガス放出量の簡易的な評価方法として、真空容器と真空ポンプの間のバルブを閉じ排気ラインを遮断し、圧力の上昇率を測定する方法がある。(2.16)式を用いて説明すると、排気を遮断するため $S=0$ として、ガス放出量は

$$Q = V \frac{dp}{dt} \quad (2.32)$$

で与えられる。容器の内面積を A とすると単位面積当たりのガス放出率は、

$$q = \frac{Q}{A} = \frac{V}{A} \frac{dp}{dt} \quad (2.33)$$

で与えられる。これは、圧力上昇法あるいは、ビルドアップ法と呼ばれる。

もう一つのガス放出量の評価については、真空ポンプを稼働したまま評価する方法がある。容器内の圧力が時間的にほとんど変化しない準定常状態を考える。準定常状態とは、真空容器の壁に吸着される速度を S_w とすると

$$\left| \frac{V}{A} \frac{dp}{dt} \right| \ll \frac{S_w}{V} \quad (2.34)$$

となる場合であり、この条件が成立するときに $\frac{dp}{dt} \cong 0$ と無視できガス放出量は

$$Q = Sp \quad (2.35)$$

と書き直され、容器内面の面積で割るとガス放出率は

$$q = \frac{Sp}{A} \quad (2.36)$$

で与えられる。もしくは図 2.8 のように、コンダクタンス C の開口を用いた 2 つの容器の到達圧力の差を用いて

$$Q = C(P_1 - P_2) \quad (2.37)$$

の関係から評価できる。これらは、流量法あるいは、スループット法と呼ばれる。

ビルドアップ法は明確な測定時間が議論されておらず、精密なガス放出率の評価にはあまり用いられない。極低温装置の液体ヘリウムを溜めるデュワーやトランスファーラインの気密確認など、大まかな真空漏洩の確認等に用いられる。真空ハンドブック等にまとめられている各種材料の精密なガス放出率は、ほぼスループット法によって評価されたものである。

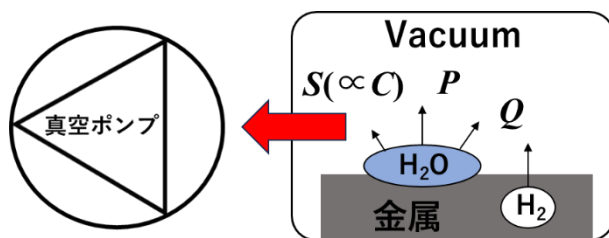


図 2.7 真空容内のガス放出の模式図

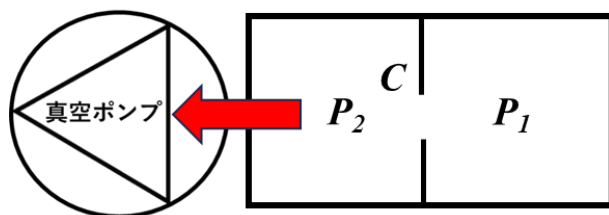


図 2.8 スループット法によるガス放出量評価の模式図

材料のガス放出量の評価の理論的背景について、ステンレス材料のガス放出率の理論値と実験結果を比較した例がある。

ここではガス放出を単純化して議論するため、代表的な拡散性気体および可逆吸着性気体としてそれぞれ水素と水蒸気を考える。

水蒸気が主となる場合のガス放出率は

$$q_w = \sigma_m \left(-\frac{d\theta}{dt} \right) = \frac{\sigma_m(1-\theta)}{(1-\theta+g)} \frac{e^{i\theta} - 1}{\tau(E_0)} \quad (2.38)$$

と表される。ここで、 σ_m は単分子吸着における表面吸着分子数、 θ は被覆率、 g は排気パラメータ（単位面積当たりの排気能力）である。 θ を排気時間 t の関数として記述する微分方程式となっている。真空システムにおける真空ポンプの排気速度を S 、単位面積当たりの水分子の理想排気速度を $u/4$ 、付着率を s_0 、壁の表面積を A とすると

$$\gamma = \frac{S}{u} \frac{1}{As_0} \quad (2.39)$$

で定義される。 $\tau(E_0)$ は化学吸着した水分子の脱離の最大活性エネルギー E_0 で定められる表面滞在時間、 b は水分子の脱離の活性化エネルギー E_1 に対して定められる定数で、気体定数 R と絶対温度 T を用いて

$$b = \frac{E_0 - E_1}{RT} \quad (2.40)$$

て定義される。

水素が主となる場合のガス放出率は拡散方程式から

$$q_H = kc^2 = D \frac{dc}{dx} \quad (2.41)$$

と表せる。ここで、 c は水素原子の表面濃度、 k は再結合定数、 D は拡散係数である。基本的に水素脱離は一定とみなせる。

ベーキング等の加熱処理が不十分な材料や表面が清浄化されていない場合は、水の脱離等による吸着ガスの放出が優勢となり ($q_w > q_H$)、到達圧力は設計値より高止まりする場合がある。一方、十分ベーキングを施し、電解研磨など材料表面の清浄化処理を施した場合は、固体内部から真空側の材料表面への水素の拡散が優勢となる。

多くの場合は吸着性ガスのガス放出が優勢となり、材料からのガス放出率は

$$q = A \sigma_m \left(-\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (2.42)$$

で記述される。この理論式を使った解析により、図 2.9 に示ようにステンレス材料のガス放出率の実験値と理論的評価がよく一致した [3]。

ただし、被覆率等については、実験的評価が必要であり、理論的評価だけではガス放出量の評価は不可能である。ガス放出率は、真空容器を構成する材料の種類、表面物性、温度など環境の条件、材料の表面処理・加工方法などに大きく依存する。使用する材料の物性特性や機器の真空特性が不明確な場合は、あらかじめ実機に近い使用条件や環境下で実験的に評価しておく必要がある。

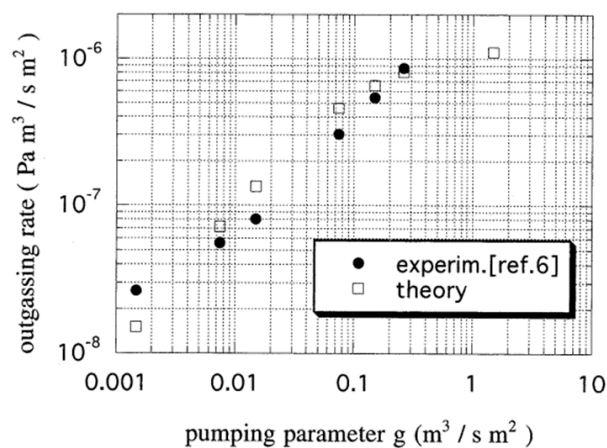


図 2.9 ステンレス材料のガス放出量の実験と理論的評価の比較 [3]

2.1.7 分子間力

分子が表面に近づくと、電気的な相互作用のため両者には引力が働き、系のエネルギーが

低下する。一方、近づきすぎると反発力が働くためエネルギーは上昇し、引力と反発力の兼ね合いでエネルギーはある位置で極小値をとる。この関係を定性的に示したものが、図 2.10 のグラフにある吸着のポテンシャルもしくはレナード・ジョーンズポテンシャルと呼ばれ、定式化すると

$$U = \varepsilon \left(\left(\frac{\varepsilon}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right) \quad (2.43)$$

なる経験式で記述されることが知られている。ここで、 ε 及び σ は分子に固有のフィッティングパラメーターである。12 次の項は、分子間に働く斥力-電子雲の重なりによって働く反発力を表す。この反発力は、主としてパウリの排他律に基づいて生じる。2つの電子軌道が重なると、この排他律のためにどちらかの電子がその軌道にとどまらなくなるため、その電子に許される最もエネルギーの低い軌道を回っていた電子がよりエネルギーの高い軌道へ移らざるを得なくなり、全体のポテンシャルエネルギーが増加する。一方、6 次の項は引力を表しており、二つの分子間の分散力に依存する。

エネルギーが極小となる位置が分子の吸着位置に相当し、そのときのエネルギーの利得 E_s が吸着エネルギーである。分子内には電荷の偏りがある場合がある。表面にも正・負電荷に偏りがある場合があり、このとき正電荷と負電荷の間には引力が働く。この相互作用に起因する分子の吸着を物理吸着と言う。

分子の永久双極子が表面の電荷が作る電場と相互作用するのが双極子相互作用、永久双極子を持たない分子が表面の電場で分極し相互作用するのが誘起双極子相互作用である。永久双極子を持たない分子も量子力学的なゆらぎにより、ある瞬間には分子内の電子分布に偏り(電気双極子)が生じ、それにより誘起双極子相互作用が働く。これが分散力、もしくはファンデルワールス力とも呼ばれる。分子の電子軌道が表面の電子軌道と重なるまで近づくと、相互作用の結果、両者の間に新たな分子軌道が形成される。この相互作用による吸着を化学吸着と言う。

物理吸着は可逆吸着であり、真空排気可能である。一方、化学吸着は不可逆吸着の場合があり、加熱処理等しないと排気できない。

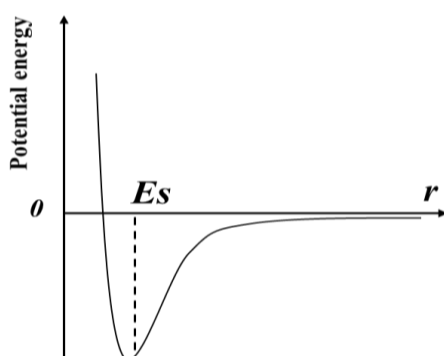


図 2.10 ファンデルワールスポテンシャルの距離依存性の模式図

2.2 加速器における真空設計

2.2.1 加速器における真空の必要性

加速器において真空は、ビームに最も近い空間（状態）であり、加速器と真空は切っても切り離せない関係にある [4]。ここでは、加速器における真空の必要性について述べる。電子ビーム加速器とイオンビーム加速器で、各々理由は異なるが、いずれも高真空から超高真空の真空環境が要求される。ここでは、イオンビーム加速器の設計を中心に述べる。

イオンビーム加速器においては、ビームを構成する荷電粒子が、水や水素などの残留ガス分子や原子と衝突し相互作用をおこすと、ビームのエミッタンス増大やエネルギー損失を引き起こしたり、ベータトロン振動の振幅が大きくなったり、進行方向が曲げられ軌道から外れたりして、ビームダクト内壁に衝突し、寿命を迎える。

一般に高エネルギーの陽子・重陽子が媒質中を進行する場合、進行中に媒質の原子を取り巻く電子を励起したり、その電子を原子から脱離させイオン化することによるエネルギー損失を招いたりするだけでなく、電子の障壁を突き抜け原子内部に侵入し、原子核の正電荷との間のクーロン斥力による散乱が生じる。

基本的には、このような残留ガスとビームとの相互作用による問題を避けるため、加速器では真空状態を維持する必要がある。

2.2.2 加速器における要求圧力（ビームとの相互作用）

ビームの残留ガスとの相互作用による寿命の観点から、加速器における具体的な要求圧力について概説する。

ビームを構成するイオンの個数を N 、残留ガスとの散乱で失われるイオンの個数を ΔN とすると、ビームロスの割合は

$$\frac{\Delta N}{N} = \sum_i \left[\int_L n(Z_i, s) \sigma(Z_i, s) dS \right] \quad (2.44)$$

と記述される。残留ガスの密度 n とビームロスを引き起こす散乱断面積 σ の積を加速器の総長 L で積分し、残留ガスを構成する原子の種類 Z_i の総和をとることで求められる。分子密度 n は状態方程式で圧力に依存することから、ビームロスの割合も環境圧力に依存し、圧力が低ければビームロスは小さくなることは定性的にわかる。近年ではビームの大電流化により、残留ガスとの相互作用によるビームロスが大きくなる傾向にあるため、真空設計の要求がより厳しくなってくる。

ビームの寿命の定量的評価について、簡単のため窒素分子（質量数 28）と陽子・重陽子ビーム ($q=1$) の相互作用による寿命を例に考えると

$$\tau = 113 \frac{a^2 \beta^3 \gamma^2}{p \left(\frac{\lambda_B}{2\pi} \right)^2} [\text{sec}] \quad (2.45)$$

と書かれることが知られている。ここで、 a はビームダクトの半径、 β は陽子の速度を光速 c で割った相対論 β (ベータ) と呼ばれる因子、 γ はローレンツ因子、 p はビームダクト内の圧力、 λ_B はベータトロン振動の波長である。この関係から、圧力が低いほど、陽子の寿命は長いことがわかる。日本原子力研究開発機構と高エネルギー加速器研究機構の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) のような数百 MeV から数 GeV の陽子ビームで考えると、 10^{-4} Pa 程度の圧力下では数秒の寿命を維持することは可能であるとされている [5]。

IFMIF 及び A-FNS の 40 MeV の重陽子ビームに関して、散乱断面積を計算する。散乱断面積は

$$\sigma = \frac{3.25 \times 10^{-28}}{(V \theta)^2} [\text{m}^2] \quad (2.46)$$

で記述される。ここで、 V はビームのエネルギー、 θ は散乱角で、 $\theta = 2\pi a / \lambda_B$ で与えられる。この式を変形し、理想気体の状態方程式に代入すると

$$p = k_B T / \sigma L \quad (2.47)$$

となる。ここで、 L は加速器の長さである。これは、ビーム損失が生じる残留ガスの圧力のしきい値となる。この式に IFMIF 及び A-FNS 加速器の代表的な設計値 ($a = 10$ cm, $L = 100$ m, $V = 40$ MeV, $T = 300$ K, $\lambda_B = 5$ m) を代入すると、 $p = 3.0 \times 10^3$ Pa となる。これはすなわち、約 100 m の線形加速器を輸送する場合 (加速器長とイオンの平均自由行程が平衡状態になる)、1 桁裕度を考慮し 100~10 Pa 以下程度であればよく、ビームの寿命という観点からは、IFMIF 及び A-FNS の加速器においては必ずしも高真空や超高真空が要求されるわけではないということがわかる。また、(2.44) 式の解析から、1 W/m 以下のビームロスを維持するという観点からも考えても、 10^{-2} Pa から 10^{-3} Pa 程度以下の真空環境を維持すればよい。ただし、加速器設計にはこれと別の理由から、超高真空レベルの圧力が要求される。

2.2.3 加速器における要求圧力 (加速器機器の性能)

高周波加速空洞を用いてビームを加速する場合、加速空洞に数 kW から数十 kW 級の高周波電力を投入して駆動する。その場合、グロー放電防止のため、加速空洞内は 10^{-5} Pa 台かそれ以下の高真空環境にする必要がある。

また、大強度イオンビーム加速器においては、機器の長寿命化、安定性の維持、メンテナンスフリーの要求の観点から、 10^{-6} Pa 台かそれ以下の超高真空にする必要がある。加速器の運転において、ビームの一部が軌道を外れビームダクト、電磁石、壁、床を貫通し、その結果それらは放射化し、残留放射能を有することになる。ビーム強度が大きい加速器では、より

顕著になる。特に、IFMIF 及び A-FNS の場合、大強度の重陽子ビームを取り扱うことによる機器の放射化の懸念から、メンテナンスフリーの要求性がより強くなる。

放射線環境下での機器の保守作業は、作業員の被ばくを避ける観点から、理想的には不要であることが望ましい。しかし、長期間ビーム運転を続けていると、定期的に保守・交換が必要な機器が発生してくる。それらの機器については短時間で対応でき、保守回数も減らすようにする必要がある。

有限の寿命を有する機器の代表例は、真空機器である。特に超高真空を維持するために使用されるイオンポンプは、スパッタリングターゲット素子の Ti が尽きれば排気性能がなくなり、真空ポンプとしての寿命を終えることになり、交換が必要になる。イオンポンプは、使用環境や加速器の仕様にもよるが、例えば、 10^{-4} Pa 以下の環境で使用した場合、約 50000 時間（約 5 年半）が寿命であるとされている。実際は、放電等で排気速度が不安定になったり、ビームロスによるガス放出等で排気速度を低下させてしまったりすることで、さらに寿命を下げってしまう。保守的に考え、 10^{-5} Pa 以下で使用すると、ポンプを 100 台使用する場合には、5 年に 1 度 100 台すべて交換する必要があるという試算もあり、非現実的である。一台当たりの寿命を一桁延ばすために要求圧力をさらに一桁下げ、 10^{-6} Pa を要求値とすると、5 年で 100 台中 10 台の交換で済むとされている。この例に基づき、多くの大強度イオンビーム加速器では、 10^{-6} Pa 台かそれ以下の超高真空を要求圧力として採用することが多い。

また、イオンポンプに限らず、真空計も表面状態に敏感な機器が多くある。放電を利用する冷陰極真空計 (CCG:コールドカソードゲージ) は、放電によりスパッタされた陰極物質の周囲への付着が放電条件を変化させ、測定誤差を生じさせたり、放電を停止させたり、圧力測定のトラブルを引き起こす。このような現象も、超高真空を維持することで、進行を遅らせ、機器の寿命を長くすることができる [6]。

他にも、残留ガスモニタは使用圧力が低い方がフィラメントを損傷しにくく、使用寿命を長くし故障率を下げるができる。溜め込み型のクライオポンプも、使用環境の圧力が低いほど、再生（溜め込んだガスを放出する作業）する頻度や故障率を下げるができる。

2.2.4 加速器における要求圧力（超伝導加速器を用いる場合）

IFMIF や A-FNS のように、ビーム出力の大強度化・高デューティ化のため、超伝導高周波加速器 SRF を用いることが検討されるケースが多くなり、実際に理化学研究所（理研）の SLIRAC (Superconducting RIKEN Liner ACceleraotr) のように実用化されている施設もある [7]。

SRF は、超伝導加速空洞内面への微粒子の混入により電界放出現象 (FE: Field Emission) を誘発し、加速電場の性能を劣化させてしまうことはよく知られている [8]。その原理は、図 2.11 に示すように、強力な電場により仕事関数のポテンシャル障壁が下がり、量子力学的トンネル効果により、フェルミ準位近傍の電子が局所的に放出され、その放出された電子が加速電場の増加に伴い指数関数的に増幅しそれらが空洞内で加速され加速エネルギーを奪い、同時に放射線 (x 線) を発生させる現象とされている。この現象により、加速された電子が超

伝導空洞表面に衝突し、熱的クエンチを引き起こし、超伝導状態を破壊する。

FE 電流（密度）は表面電場 E_s に対し、高周波の変化 $\sin \theta$ を考慮した Fowler-Nordheim の関係式

$$j = A_{FN} \frac{(\beta_{FN} E_s \sin \theta)}{\Phi} \exp\left(-\frac{B_{FN} \Phi^{1.5}}{\beta_{FN} E_s \sin \theta}\right) \quad (2.48)$$

から評価される。ここで、 $A_{FN}=1.54 \times 10^{-6}$ となる係数である。 Φ は仕事関数であり、超伝導空洞の材料ニオブ (Nb) の場合、その値は 4.36 eV である。 β^{FN} は電場増幅係数と呼ばれ、空洞表面の突起形状、埃、汚染などの影響を表す量であり、その影響に応じて大きくなる。このため超伝導空洞は、化学研磨、超純水を用いた超音波洗浄、高圧水洗浄 (HPR: High Pressure Rinsing) など徹底した洗浄が行われ、超伝導加速器の空洞部の組立作業は、半導体製造工場クラス (ISO class4: 1 m³ あたりの 0.1 μ m の微粒子が 10⁴ 個以下) のクリーンルーム内で行われる。

SRF の安定な運転を維持するためには、SRF の構成機器だけではなく、隣接する機器にも同様の清浄な超高真空環境が要求される。ほかの機器から SRF に流入する残留ガスや微粒子が超伝導空洞表面を汚染することにより、空洞表面の仕事関数を変化させ電界放出現象を誘発しやすくし、熱的クエンチを引き起こすことも知られている。そのため、SRF に隣接する機器には 10⁻⁶ Pa 以下 (理想的には設計裕度を考慮し 10⁻⁷ Pa 以下) の清浄な超高真空環境が要求される。その理由は、SRF は液体ヘリウムで 4 ~ 1.5 K という極低温に冷却されており、SRF 自身が巨大なクライオポンプとしてふるまい、ガスや微粒子を容易に吸着・凝縮させてしまうためである。

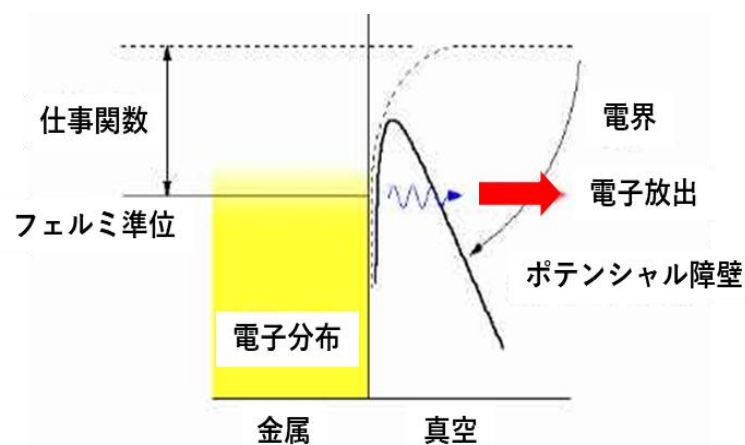


図 2.11 電界放出現象の説明の模式図

清浄な真空環境を十分に維持できず、加速性能を劣化させ電界放出現象による線量の上昇やクエンチトラブルに悩まされている報告が、世界中の SRF を使用する加速器施設から多くある。近年は、SRF に関する真空作業や組立作業の見直し [9]、SRF 接続部の機器における

清浄な真空環境を維持するための真空設計やビームライン構築作業も、細心の注意を払って行われている [10, 11]。さらに、真空排気・ベント時に乱流による微粒子の混入を防ぐため、低速で真空排気・ベントできるスロー排気システムが開発され、実際にクリーンルーム内での超伝導空洞の組立作業や、ビームラインの真空排気作業にも導入され、徹底的に SRF の空洞性能劣化を防ぐ措置が講じられている [12, 13]。

IFMIF 及び A-FNS の MEBT や HEBT も例外ではなく、SRF との接続部付近においては、清浄かつ理想的には 10^{-7} Pa 以下の超高真空環境を維持するための真空設計が必要である。LIPAc の MEBT は、 10^{-7} Pa 台を維持している。さらに、HEBT に関しては、自由表面液体 Li ターゲットから逆流してくる Li 蒸気やビーム入射時の放出ガス、スクレーパやビームダンプからくる放出ガスの影響も考慮した真空設計も要求される。

2.2.5 加速器の真空系の設計・構成

ここでは、加速器の真空系の基本的な設計・構成について概説する。図 2.12 に示すように、現在設計中である、SRF と HEBT の接続部の真空系統図を例にする。

加速器設計は基本的に、各々の施設の用途や要求設計に基づき、ビームシミュレーションにより、現実的な電磁石や加速空洞の配置と仕様（サイズ・強度）を決定し、ラティス設計をする。

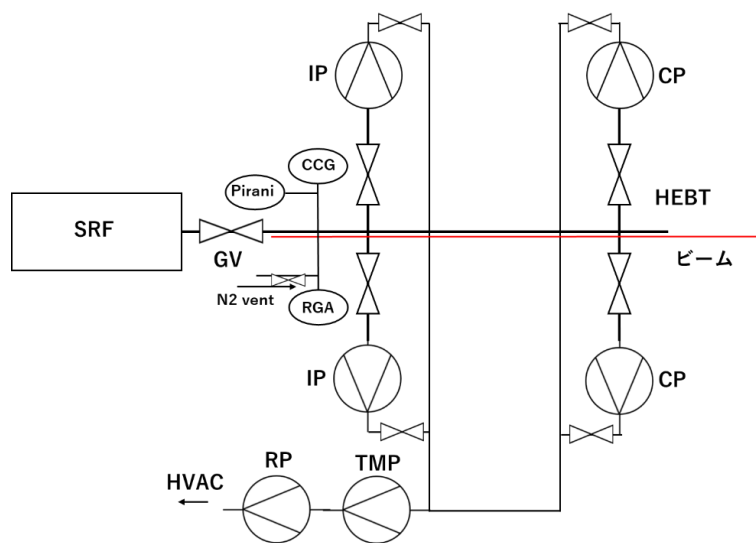


図 2.12 加速器の真空系統図 (A-FNS SRF と HEBT 接続部の例)

加速器の構成機器の配置が決まったら、ビームサイズ・ハローの大きさを考慮し、許容量を超えるビームロスが生じないように、ビームダクト径を決める。近年ではビーム電流値の高い加速器も設計されており、強力な空間電荷効果によるビームの広がり大きく影響する。その場合、ビームダクトが大口径化する傾向にあり、空間電荷効果を考慮したビームシミュレーションの評価は必須である。

ビームダクト径が決定されたら、ダクト材料を決め、ダクト内面からのガス放出量を算出

し、電磁石や加速空洞との干渉を避けて真空ポンプを配置し、要求圧力を満たすように適した主ポンプの仕様（排気能力・種類）を決定する。

このように、加速器の真空設計は、初期段階からビームシミュレーションに基づくラティス設計と並行して実施することが肝要であり、あとから真空ポンプを増設してもあまり効果的ではない[14]。

多くの真空装置において、真空容器を目標の圧力まで排気しその圧力を維持するためのポンプを主ポンプといい、主ポンプの動作可能な圧力領域まで排気するポンプを粗排気ポンプと呼ぶ。加速器に限らず多くの真空システムは、ターボ分子ポンプ（TMP）を主ポンプ、油回転ポンプ（ロータリーポンプ）等を粗排気ポンプ（RP）として使用する組合せで構成される。油汚染が厳禁な装置に対しては、オイルフリーのドライポンプやスクロールポンプを使用する。排気したガスは放射化している成分もあるため HVAC に輸送し、放射性物質を除去してから外部に排気する。

まず、粗排気ポンプで、真空容器内を 1 Pa 程度まで排気する。次に、ターボ分子ポンプを起動し、 10^{-5} Pa 程度まで排気する。その次に、He リークディテクターを用いた真空漏洩試験を実施し、漏れがないことを確認する。多くの場合、この工程で事足りる。

さらに低い 10^{-6} Pa 台以下の超高真空環境を得るには、ベーキングとよばれる作業を実施する。ベーキングでは、真空容器外部にヒーターを取り付け加熱し、容器内面に吸着している水分子や残留ガスを熱的に脱離し、排気する。100~150 度で、約 24 時間保持する。容積が大きい機器の場合は、さらに数日ベーキングを継続する。温度が低い領域があると、そこに水が吸着し、ベーキング後に水が再放出されてしまうため、装置を均一に加熱する必要がある。この作業により、真空容器やダクトからのガス放出率を低減し、超高真空環境を維持することが容易になる。表面科学分野における薄膜を生成する装置や、加速器にとって重要な作業である。

さらに、 10^{-7} Pa から 10^{-8} Pa 程度のより低い真空環境を得るために、イオンポンプ（IP）やクライオポンプ（CP）のような、溜め込み型の真空ポンプを使用する場合もある [15]。

真空環境の管理には、真空計を用いる。低真空用にはピラニーゲージ（Pirani）、高真空用にはペニングゲージやコールドカソードゲージ等を用いる。加速器のような放射線環境下では、耐放射線性のものを用いる必要がある。磁力が強い真空ゲージを使用する場合は、電子ビームや低エネルギービームの場合、わずかな磁場の影響も受けやすいので、真空計の配置場所に注意が必要である。

分圧の管理には、残留ガス分析計（RGA: Residual Gas Analyzer）を用いる。近年では、高線量環境下で使用できるものも開発されている。代表的なものとして、四重極質量分析計（QMS: Quadrupole Mass Spectrum Analyzer）がある。

システム間はゲートバルブ（GV）で仕切り、ビーム輸送開始時に開ける。著しいガス放出などのトラブルが発生したら瞬時に閉めて、加速空洞をガスによる汚染から守る機器保護機能を設けるインターロック機能が肝要である。

真空を破る（大気圧に戻す）際は、ベントラインからゆっくり不活性である純窒素ガス（もしくはアルゴン）を入れる。SRF 付近では、微粒子の混入を避けるため、マイクロフィルタ

を設ける。以上の操作を考慮し、機器構成を考える必要がある。

以下には、加速器の超高真空システムを製作する上で、機器選択・材料開発に留意すべき点についてまとめる [16]。

- 常温でガス放出が少なく、機械強度・耐食性がある材料を使用する。表面は電解研磨や化学研磨処理を施し、清浄化する。
- 100～150 度でベーキングできる材料、システム構成とする。
- 融点が高い材料、蒸気圧が高い材料を避ける。
- 排気システムに使用する配管は太く、短く、径が大きなものを使用し、コンダクタンスがなるべく大きなものを使用する。
- ビームロス、ビーム成形が発生する場所には、放射化を考慮した材料選択をする。
- デューティ比が高い加速器や SRF に使用する真空機器は、清浄度の高い環境下で製作・処理・組立を実施する。

2.3 自由表面液体 Li ターゲットシステム

2.3.1 Li の性質及び用途

表 2.3 に、IFMIF 及び A-FNS のターゲット材料である Li の一般的な物性情報をまとめる [17]。

表 2.3 Li の物性情報

物性	値
原子番号	3
原子量	6.941
密度	0.534 g/cm ³ @常温
融点	453 K (180 °C)
沸点	1603 K (1330 °C)
熱容量	24.86 J/mol K
熱伝導率	84.7 W/mK

Li は、原子番号 $Z=3$ 、原子量 6.941 である、常温下で銀白色の個体金属である。化学的にはアルカリ金属に属し、ナトリウムなどと同様、空気や水との反応性が非常に高いが、アルカリ金属の中では最も反応性は弱い。自然界では単体ではなく、化合物の形で主に海水中に存在する。

我が国においては、消防法第 3 類の第一種自然発火性物質および禁水性物質に分類され規制される危険物であり、使用前に十分な取り扱い計画を練る必要がある。規定量以上 (10 kg) の Li を取り扱う場合は、使用場所が属する消防署及び市町村長等の使用許可が必要である。

その反応性の強さから、単体は安全に取り扱う必要があり、常温では無機オイルやアルゴ

ンなどの希ガス中に保管する。原子半径は金属の中で最も小さく、非金属元素と強く結合するため、侵食作用が激しい。多くの金属に対し腐食作用が強く、高温下ではステンレスですら腐食される。特に、液体では反応性・腐食作用はより強くなる。真空中でLiを取り扱う場合は、真空容器は耐食性の強い材料を使用しなければ、腐食作用により真空漏洩することあり、真空容器の材料選択には注意が必要である。

融点は約 453 K (180 °C)、沸点は常圧下で 1603 K (1330 °C)であり、アルカリ金属の中では最も低い。密度は常温で 0.534 g/cm³であり、金属の中で最も軽い。図 1.6 で示したように、Li の沸点は環境圧力に大きく依存し、圧力が低くなると沸点も低くなる。比熱は全固体元素で最大であり、冷却材に有利になる。

産業的には古くから熱伝導材料として注目されていた。近年では、パソコンやスマートフォン等の Li イオン電池の材料に利用されている。また、海水からの分離技術が確立され、国内での確保・安定供給が可能となっている。化学的毒性は他の金属に比べ強くないが、Li 化合物を含む躁鬱病薬品には使用初期の副作用として眩暈症状を伴うことがある。

2.3.2 自由表面液体金属ターゲットと液体 Li

現在、世界中で稼働中の中性子源加速器は、陽子・重陽子ビームをターゲット物質の原子核に衝突させ、核破砕反応により高い中性子束の中性子ビームを生成し、各々の施設の用途に応じた中性子条件を実現するように設計されている。

近年では、液体金属を用いるターゲットシステムも開発されており、加速器真空環境と真空窓を介さずに直接ターゲット系が接続される、自由表面液体金属ターゲットシステムも開発されている。その理由は、液体金属は、ターゲット物質としてだけではなく、熱伝導性にも優れ、ビーム入射による発熱を抑制する冷却材としての機能も併せ持つことが期待されているためである。とりわけ、原子番号が小さく、さらに融点が低く液体が取り扱いやすく、中性子発生率・熱伝導率が高い液体 Li が使用される。また、流動式のターゲットシステムを採用することで、原理的に放射線損傷（ブリストリング）の問題が生じず、ターゲット材料の入れ替えが不要で、メンテナンス頻度を下げることができるため、放射性廃棄物の低減、作業員の被ばくの低減、長期間持続可能な運用ができるなどのメリットも期待されている [18]。以上の理由により、IFMIF においては自由表面液体 Li ターゲットが選ばれた。IFMIF 以外にも、BNCT、核変換加速器のターゲット材料としても利用が検討されている。重イオン加速器では、荷電ストリッパの材料として利用されている。

核融合分野では磁気閉じ込め型のトカマク炉で、ダイバータに熱負荷がかかるため液体金属流を用いた冷却機構が考えられている。有力視されているのは、液体 Li や Li 合金を利用する方式である。Li は原子番号が小さく、炉心プラズマに混入しても放射損失が極端に増大する懸念が少ない。また、Li 表面は不純物ガスを吸収し、プラズマの表面密度を下げ、プラズマの閉じ込め性能を向上させることも期待されている。さらに、トカマクシステムでは中性子エネルギーから熱エネルギーへの変換と炉外への取り出し、中性子トリチウム原子の核反応を利用したトリチウム燃料の生産（増殖）と炉外への取り出し、放射線遮蔽を目的にブ

ランケットと呼ばれる機器も用いられ、液体 Li を用いたブランケットシステムの構想も検討されている [19]。

加速器・核融合分野以外にも、半導体開発における EUV 技術でも注目されている。現在、液体スズ合金にレーザーアブレーションする方式が主流の方法として用いられているが、一部の研究では液体 Li のほうが輝度、寿命、純度、安定性が優れているという報告もあり、実際に利用も検討されつつある。学術・産業ともに液体 Li の利用機会が増えつつある [20]。

2.3.3 液体 Li ターゲットシステムの原理・仕様

ここでは、液体 Li ターゲットシステムの原理・仕様についてまとめる。

液体 Li ループシステムにおける流動面の生成は、原理的には湾曲した板面（バックプレート）に流し、遠心力を利用する。バックプレートに生じる圧力は、

$$P(r) = P_s + \int_{r_s}^r \frac{\rho v^2}{r} dr = P_s + \rho v^2 \ln(r/r_s) \quad (2.49)$$

で表される。ここで、 P_s は自由表面上の圧力、 ρ は密度、 v は流速、 r_s は流動する液体金属表面の曲率半径である。これは、中心位置から r の位置では自由表面上の圧力と、局面を流れる液体金属に発生する遠心力が生む圧力の和を表しており、この圧力によって液体金属がバックプレートに沿って安定に流動することが可能となる。 P_s は液体 Li の運転温度に依存し、200~300 °C の場合、 10^{-4} Pa~ 10^{-3} Pa 程度である。

一例として、IFMIF の液体 Li ターゲットシステムの要求仕様を、表 2.5 にまとめる。図 2.13 に示すように、40 MeV の重陽子ビームの Li 中の飛程が Li 自由表面から約 22 mm であることから、除熱・中性子発生率を考慮し、厚み 25 mm の設計である。薄すぎるとビームがバックプレートを損傷し、厚すぎると中性子発生量の減少とトリチウム生成量を増やす恐れがある。ビームサイズ（横方向）が 200 mm であることから、幅 260 mm としている。流速は、15 m/s である。要求圧力は、 10^{-3} Pa 以上である。真空環境にさらされる自由液面の液体 Li が重陽子ビームの入熱により沸騰しないよう安定した自由表面を形成するため、背面壁は遠心力を付加するため湾曲したノズル形状とする [21]。

表 2.5 Li ループシステムの仕様 [22]

仕様	設計値
背面壁の曲率半径	250 mm
Li 厚さ	25 mm
Li 幅	260 mm
最大 Li 流速	20 m/s
圧力	10^{-3} Pa
Li 温度	523 K

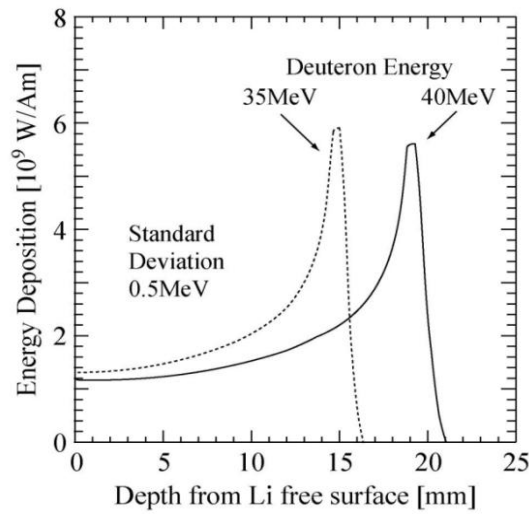


図 2.13 重陽子ビームの Li 中のエネルギー損失 [21]

液体 Li の安定な流動の技術実証のため、図 2.14 のように IFMIF 設計の約 2/3 スケールの実証試験装置 ELTL が 2007 年から大洗研究所に建設・開発され、2014 年までに液体 Li 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。その試験結果に基づき、IFMIF 及び A-FNS においても近似曲率半径 250 mm の凹型形状を有するものが採用される方針である [22]。

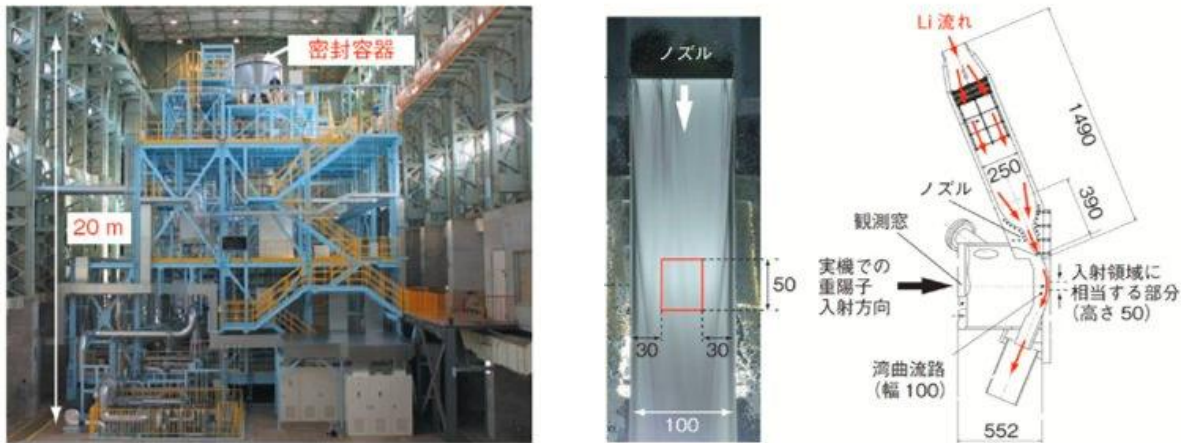


図 2.14 ELTL の全体の写真(左)、Li ループシステムの概略図(右)[21]

2.3.4 加速器と Li ターゲットシステム境界部の設計課題

IFMIF 及び A-FNS においては、液体 Li ターゲットから加速器側への Li 蒸気の流入、ビーム入射時の放出ガスの逆流による加速器機器の汚染・性能劣化が懸念されている。緒言でも述べたとおり、液体 Li ターゲットシステム単体の流動試験、LIPAc の試験によって、システム個別にはその実証試験がすすめられ、各々の性能が実証されつつあるが、両者を組み合わせ

せた試験は実施されていない。

ELTLにおいて、長時間の液体 Li 流動の安定性が実証され、さらに蒸気がコサイン則に従う傾向にあること、真空計破損、キャビテーションのトラブルが発生することが判明した。しかし、液体 Li 流動中の真空特性は詳細に調べられていない。

IFMIF 及び A-FNS の加速器を設計するには、加速器真空環境との共存可能性の実証、圧力変動量、流入するガス種、Li 蒸気流入抑制の条件や方法などを実験的に確認する必要がある。

2.4 まとめ

本章では、基本的な真空に関する原理（気体分子の性質・真空排気・ガス放出等）、加速器の高真空システムの設計における留意点、特に SRF を用いる場合は清浄かつ超高真空の環境が必要であること、Li の性質とターゲットシステムの概要、IFMIF 及び A-FNS をはじめとした自由表面液体 Li ターゲットを有する加速器の設計における課題についてまとめた。

2.5 参考文献

- [1] 熊谷寛夫, 富永五郎, 辻泰, 理博堀越源一, 物理学選書 11 “真空の物理と応用”, 裳華房, (1970).
- [2] 日本工業規格, JISZ 8126-1, 真空技術－用語, “<https://vacuum-jp.jvss.jp/standard/jis>”
- [3] 赤石憲也, “圧力上昇法と流量法とで測定した非ベーク真空系のガス放出率の違い”, J. Vac. Soc, **44**, 6, (2001).
- [4] 林崎規託, “大学と加速器と真空”, 表面と真空 **65**, No. 12, pp. 566–570, (2022).
- [5] 金正倫計, “真空システム(II):大強度陽子加速器の真空”, OHO’01 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [6] 魚田雅彦, “磁石と真空 2:J-PARC 主リングの真空系”, OHO’10 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [7] N. Sakamoto, M. Fujimaki, E. Ikezawa, H. Imao, O. Kamigaito, T. Nagatomo, T. Nishi, K. Ozeki, K. Suda, A. Uchiyama, T. Watanabe, Y. Watanabe, K. Yamada “COMMISSIONING OF SUPERCONDUCTING-LINAC BOOSTER FOR RIKEN HEAVY-ION LINAC”, Proceedings of the 17th PASJ2020, FRPP05, online, paper TUP051 (2020).
- [8] H. Sakai, E. Cenni, K. Enami, T. Furuya, M. Sawamura, K. Shinoe and K. Umemori, “Field emission studies in vertical test and during cryomodule operation using precise x-ray mapping system”, Phys. Rev. Accel. Beams **22** 022002 (2019).
- [9] H. Sakai, K. Enami, T. Furuya, M. Satoh, K. Shinoe, K. Umemori, M. Sawamura, E. Cenni, “High Power CW Tests of cERL Main-Linac Cryomodule”, SRF’13, Paris, France, p.855 (2013).
- [10] 阪井寛志, 古屋貴章, 本田融, 梅森健成, 加古永治, 許斐太郎, 沢村勝, 篠江憲治, 野

- 上隆史, “Field emission 抑制のための超伝導空洞組立のクリーン作業改善に向けて”, Proceedings of the 14th PASJ2017, TUP051, Sapporo, Japan, paper TUP051 (2017).
- [11] H. Imao, K. Yamada, N. Sakamoto, T. Watanabe, Y. Watanabe, K. Oyamada and O. Oyamada, “NON-EVAPORABLE GETTER-BASED DIFFERENTIAL PUMPING SYSTEM FOR SRILAC AT RIBF”, Proceedings of SRF2019, Dresden, Germany, paper TUP013 (2019).
- [12] 蛭沢貴, 柳町太亮, 熊谷公紀, 近藤恵太郎, 春日井敦, 長谷川和男, 加古永治, 阪井寛志, 梅森健成, スカントビューロ フランチェスコ, フィリップス ガイ, ジッコ エルベ, カラ フィリップ, “IFMIF/EVEDA 原型加速器超伝導加速器据付位置でのパーティクル測定”, Proceedings of 18th PASJ2021, QST-Takasaki Online, Japan, paper THP010 (2021).
- [13] H. Sakai, E. Kako, T. Konomi, K. Umemori, Y. Yamamoto, T. Ebisawa and A. Kasugai, “IMPROVEMENT OF A CLEAN ASSEMBLY WORK FOR SUPERCONDUCTING RF CRYOMODULE AND ITS APPLICATION TO THE KEK-STF CRYOMODULE”, Proceedings of SRF2019, Dresden, Germany, paper TUP014 (2019).
- [14] T. Ebisawa, S. Maebara, K. Kondo, A. Kasugai, K. Sakamoto, E. Kako, H. Sakai, K. Umemori, N. Bazin, S. Berry, G. Phillips, H. Dzitko and P. Cara, “Preperation of the cryomodule assembly for the Linear IFMIF Prototype Accelerator (LIPAc) in Rokkasho”, Proceedings of SRF2019, Dresden, Germany, paper TUP015 (2019).
- [15] 齊藤芳男, “加速器の真空系を設計するにあたって”, 真空大綱 (2001).
- [16] 金澤健一, “真空:真空技術の基礎と加速器”, OHO’09 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [17] 石橋拓弥, “真空システム(1)(2)”, OHO’19 高エネルギー加速器セミナーテキスト.
- [18] D. W. Jeppson, J. L. Ballif, W. W. Yuan, B. E. Chou “Lithium Literature Review: Lithium’s Properties and Interactions”, HEDL -TME 78-15, UC-20 (1978).
- [19] 神前康次, 乗松孝好, 古河裕之, 林巧, 惣万芳人, 西川正史, 苜米地頭 “炉チェンバー・炉システム設計”, J. Plasma Fusion Res. **83**, No.1 19-27 (2007).
- [20] S. Ellwi, P. Serpglozov, D. Glushkov, K. Koshelev, A. Vinokhodov, M. Krivokorotov, O. Yakushev, Y. Sidelnikov, A. Lash and V. Krivtsun, “A High-Brightness LPP EUV Source Based on Liquid Lithium Jet for Actinic Mask inspection”, International work shop on EUV and Soft X-Ray Sources, 2016.
- [21] 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.
- [22] 若井栄一, 近藤浩夫, 杉本昌義, 深田智, 八木重郎, 井田瑞穂, 金村卓治, 古川智弘, 平川康, 渡辺一慶, 藤城興司, 鈴木晶大, 寺井隆幸, 枝尾祐希, 廣本鉄史, 重春論志, 新妻重人, 木村晴行, 堀池寛, 帆足英二, 鈴木幸子, 山岡信夫, 芹澤久, 川人洋介, 辻義之, 古谷一幸, 武尾文雄 “IFMIF/EVEDA リチウムターゲットシステムの開発”, J. Plasma Fusion Res. **88**, No.12 691-705 (2012).

第三章 Li 逆流抑制を考慮したビーム輸送系の設計

本章では、液体 Li ターゲットからの Li 蒸気等の加速器上流側への逆流を抑制することを目的とするビーム輸送系の設計を行う。具体的には、実例として A-FNS 加速器の HEBT (High Energy Beam Transport system: 高エネルギービーム輸送系) のビームシミュレーションに基づくビームラインのラティス設計、真空設計について述べる。

3.1 A-FNS 加速器における高エネルギービーム輸送系 HEBT

3.1.1 A-FNS 加速器設計と HEBT の役割及び要求仕様

A-FNS の加速器設計は、緒言で述べたように基本的に IFMIF 加速器設計を踏襲する方針である。しかし、図 3.1 に示すように、高い稼働率・低いビーム損失を実現するため、一部の設計変更が検討されている。各機器について述べる。

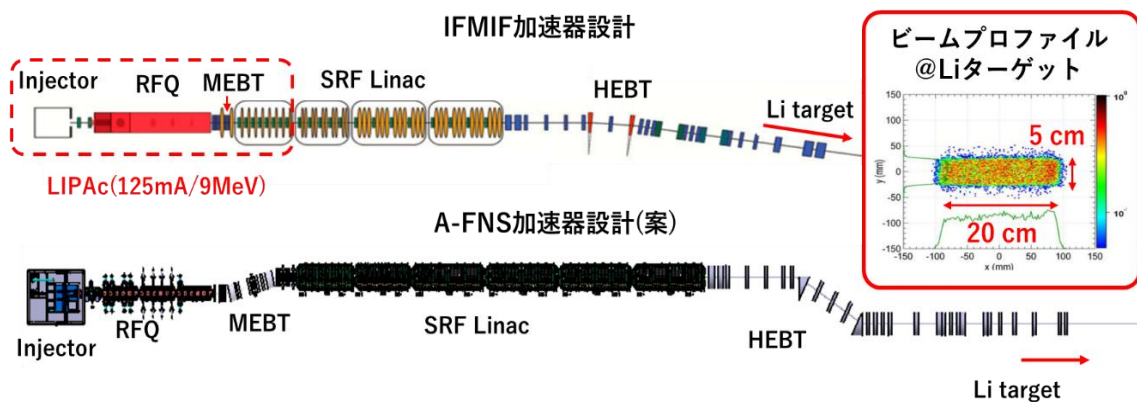


図 3.1 IFMIF 加速器(上)と A-FNS 加速器設計(案)(下)の模式図

- 入射器系 (Injector)

Injector は、125 mA/100 keV の重陽子ビームを生成する ECR イオン源、RFQ へのビーム入射条件を調整する LEBT で構成される。ECR イオン源については、LIPAc の試験で良好な性能を示しているため、大きな設計変更は予定されていない。しかし、近年では漏洩磁場や放電を抑えより安定な大強度イオン源も試作され、その性能が実証されており、それに倣った軽微な変更が行われる可能性はある [1]。

- 高周波四重極加速器 (RFQ)

RFQ は、重陽子ビームを 5 MeV まで加速・収束する。LIPAc の試験において、125 mA/5 MeV (最大デューティ 8.75 %) のビーム加速試験に成功しているため、RFQ の空洞構造の大きな設計変更は予定されていない。しかし、実用機として安定な運転を実現するため軽微な変更が行われる可能性はある。また、ロウ付けによらずボルト締めで、アライメント誤差を

抑え、電力効率の高い RFQ も実現しているため、空洞の製作・組立方法については再考の余地がある [2]。さらに、コンディショニング中にデューティを上げるとカップラーで真空漏洩や温度上昇がみられたため、機械的・熱的により堅牢なカップラーの設計が必要と考えられている [3]。

- 中エネルギービーム輸送系 (MEBT)

MEBT は、四極電磁石及びバンチャー等で構成され、RFQ で加速された重陽子ビームを、SRF への入射条件を調整し輸送するビーム輸送系である。MEBT については、RFQ で加速されない低エネルギー粒子を除去しなければ、SRF 内でハローに転換され、ビーム損失による放射化・熱的クエンチを引き起こすことが懸念されているため、既存の xy 方向用のスクレーパに加え、エネルギーフィルタシステムの導入が検討されている。

図 3.2 に、RFQ で加速されなかった低エネルギー粒子を含めた場合と、除去した場合の SRF におけるビームロス分布のシミュレーションの比較の結果を示す (テスト粒子数: 10^6 個)。低エネルギー粒子を除去した場合、SRF linac 部でビームロスが生じなかったが、低エネルギー粒子を含め計算すると、低エネルギー粒子が SRF に侵入し、総量 5~10 W のビームロスが発生する可能性があることが判明した。これは、液体 He 冷凍機的能力にもよるが、クエンチを誘発するのに十分な熱負荷である。

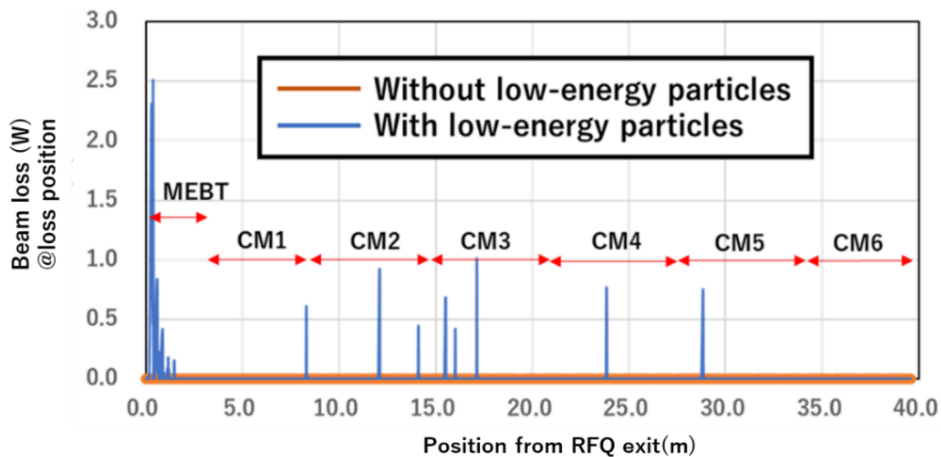


図 3.2 低エネルギー粒子がある場合(青)とない場合(橙)のビームロス分布シミュレーションの比較

実際に、LIPAc の試験においても、RFQ で適切に加速されなかった低エネルギー粒子のビームロスによるものとみられる圧力の上昇、放射化も見られている。粒子分布を詳細に調べたところ、ロスする粒子はエミッタンスが低く比較的ビームの中心付近にあり、既存のスクレーパだけで除去するのは困難であることが分かった。そのため、このビームロスを抑制するためのビームライン設計が検討されている。具体策として、ビームを偏向するドッグレッグ型もしくはシケイン型のビーム偏向により、低エネルギー成分を除去するビームライン設計が検討されている。図 3.1 の設計変更案は、ドッグレッグ型 MEBT の場合のものである。

ただし、ビームを偏向するとビームライン総長が長くなるため、開発コスト、ビーム調整、建屋設計の面で不利になる。そこで、電磁場の組み合わせで特定のエネルギーの粒子を選択的に除去・直進させる、直線型のウィーンフィルタの設計・導入も検討されている。

- 超伝導高周波加速器 (SRF)

SRF は、重陽子ビームを 40 MeV まで CW で加速する。SRF クライオモジュールは、ビーム加速用の Nb 製の半波長共振器型超伝導空洞 (HWR: Harf Wave Resonator, 運転温度: 4.5 K, 共振周波数: 175 MHz, 平均加速電場 4.5 MV/m), RF カプラー (最大伝送出力: 200 kW), ビーム収束用の NbTi 製の超伝導ソレノイドコイル (最大中心磁場: 6.0 T) のほか、低温環境を維持するためクライオスタットなどの機器で構成される。加速エネルギーの増大に合わせて、 $\beta=0.1$ (Low β HWR) と 0.16 (High β HWR) の 2 種類の相対論 β 値の HWR 空洞を用いられる。

各機器の要求性能については、LIPAc 及び IFMIF 設計から基本的に変更はない (高圧ガス保安法申請のために、製作方法や材料の軽微な変更の可能性はある)。ただし、ビーム輸送・収束しやすくするため機器の配置変更、加速性能に余裕を持たせるための空洞台数の増強などが検討されている。具体的には、後段のクライオモジュールで、IFMIF 設計ではソレノイド 1 式と空洞 3 式の周期配置だったものが、ソレノイド 1 式と空洞 2 式の周期配置に変更される。また、IFMIF ではクライオモジュール 4 台設計だったところを 6 台に増強し、加速エネルギーで 6 MeV 程度の余裕を持たせる設計に変更された。超伝導加速器は電界放出現象による加速電場の低下だけでなく、初期運転時にチューナーが動作しないなどの機器トラブルでも空洞を駆動できず、加速エネルギーが低下する恐れがあるためである。ソレノイドコイルがトラブルで使用不能となるとビームが収束できず、HWR の xy 方向の電場で大きくビームが蹴られることも判明したため、ソレノイドコイルの増設・配置の検討も必要とされている。図 3.3 に、ビームロスなく各機器のパラメータを調整したクライオモジュール 6 台設計の場合のビームシミュレーション (テスト粒子数: 10^6 個、ただし低エネルギー粒子は除去している) の結果を示す。

現在検討されている SRF 設計では、IFMIF 設計より全長が長くなるため、施設への影響や開発コスト増大につながる。表 3.1 に IFMIF と A-FNS の SRF 機器の台数や性能を比較したものをまとめる。HEBT への入射条件を考慮し、さらに LIPAc のモジュール試験・ビーム試験の結果も反映しながら、総合的に再検討する方針である [4]。

表 3.1 SRF 構成機器の台数，最大加速エネルギー，総長の比較

	IFMIF SRF	A-FNS SRF
Low β HWR	18	26
High β HWR	24	27
ソレノイド	21	33
最大ビーム加速エネルギー	40 MeV	46 MeV(最大)
総長	~25 m	~38 m

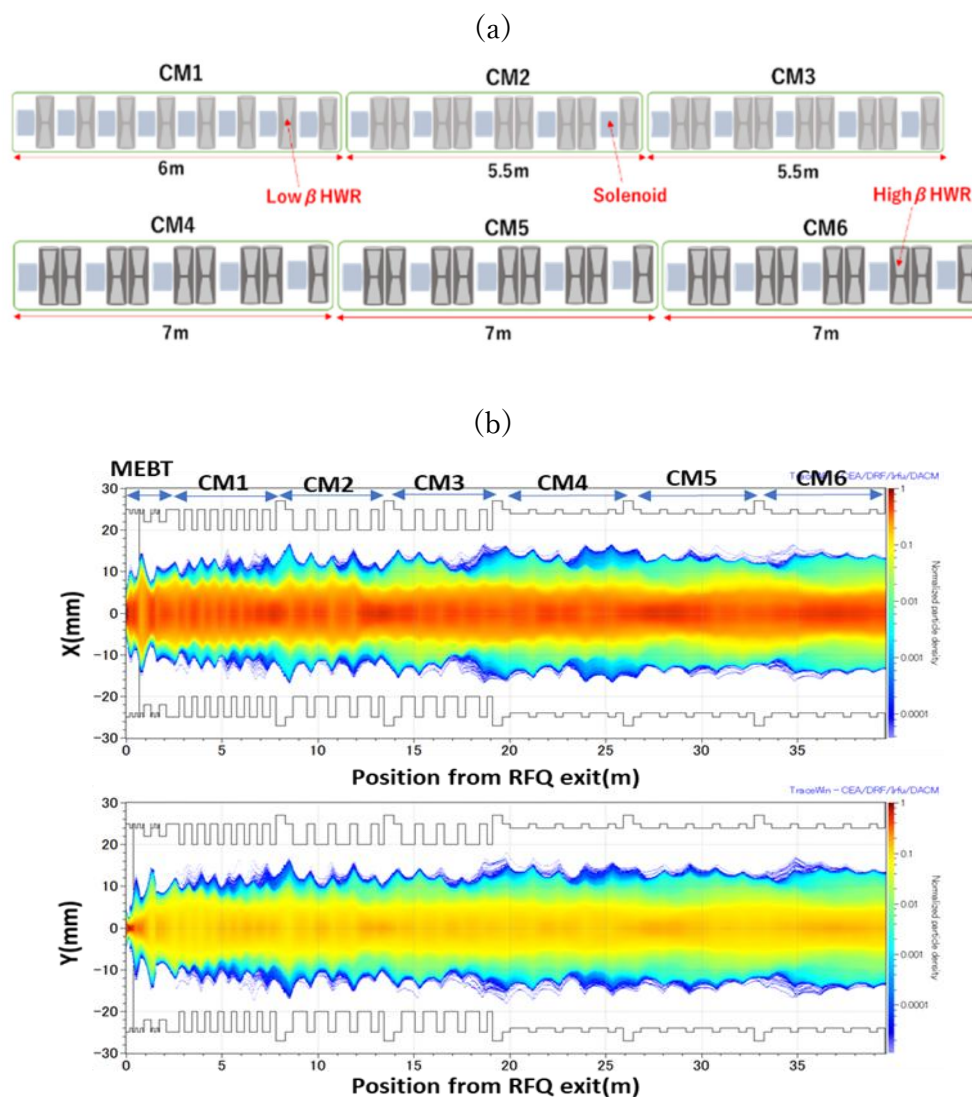


図 3.3 A-FNS SRF の機器配置案(a)と SRF 内の PIC ビームシミュレーションの結果(b) [4]

- 高エネルギービーム輸送系 (HEBT)

HEBT は、SRF と液体 Li ターゲットシステムの間にあるビーム輸送系であり、主に二つの役割をもつ。表 3.2 に、要求仕様を示す [5]。A-FNS における HEBT も、基本的には IFMIF のそれと同じである。

第一の役割は、ビーム輸送系として、SRF で加速した 40 MeV/125 mA の CW 重陽子ビー

ムを、液体 Li ターゲット上において、横方向 20 cm×縦方向 5 cm のフラットトップの長方形型のビーム粒子分布を実現するよう成形して輸送することである。

第二の役割は、真空窓を介さず接続される自由表面液体 Li ターゲットからの Li 蒸気、ビーム入射時に発生する蒸気や放出ガスを排気し、上流側にある SRF への逆流及び汚染を抑制することである。超伝導加速空洞は、微粒子やガスの流入・汚染による電界放出現象により、加速性能劣化・クエンチを引き起こし、加速器の稼働率を著しく低下させる恐れがある。

表 3.2 A-FNS HEBT の要求仕様

要求仕様	要求値
ビームエネルギー	40 MeV
RMS エミッタンス	0.3π mm mrad
ビーム電流	125 mA
Duty cycle	CW
ビーム透過率	> 99.8 %
ビームロス	< 1 W/m (スクレーパ・コリメータ以外)
ビームフットプリント	20 cm x 5 cm (Li ターゲット上)
圧力	SRF との接続部 < 10^{-6} Pa
	HEBT 全体 < 10^{-5} Pa
	Li ターゲットとの接続部 > 10^{-4} Pa

3.1.2 HEBT 設計の現状と設計課題

HEBT は、IFMIF 設計では図 3.4 のような磁石配置 (ラティス) 設計になっており、SRF からのビームを収束するための四極電磁石 (Quadrupole)、ビームの粒子分布・形状を成形するための八極電磁石 (Octupole) 及び十二極 (Duodecapole) を組み合わせた非線形電磁石系、液体 Li ターゲットに 9° 偏向して入射させるための偏向二極電磁石 (Dipole) より構成される。IFMIF の設計段階では、ビーム輸送計算、放射化解析、遮蔽設計などは実施されたが、真空系やビーム計測器等の詳細なシステム設計や液体 Li の影響を考慮した設計までは十分に検討されていない [5]。

DONES においては、液体 Li 流動を考慮しない予備的な真空設計、ビーム計測系の選定、加速器-ターゲット境界部の TIR (Target Interface Room) の機器配置設計まで進められている。いずれも、液体 Li ターゲットとの境界部の詳細な真空設計や加速器側への影響を評価した研究は不十分であり、特に実験的な評価は皆無である [6]。

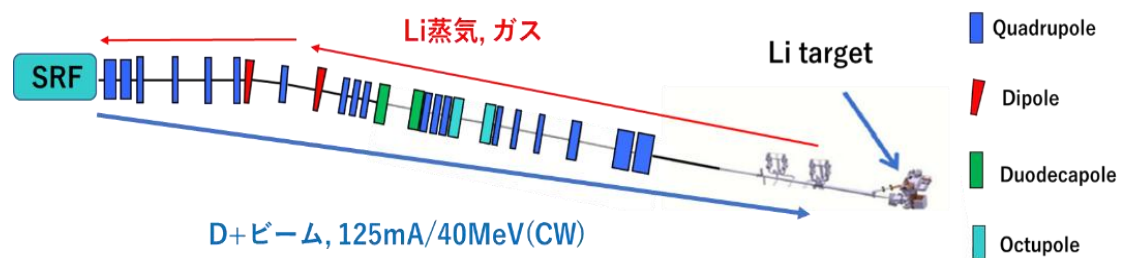


図 3.4 IFMIF 設計の HEBT

3.1.3 A-FNS HEBT の設計

IFMIF の設計段階では前述のように、液体 Li ターゲットから SRF の直視を避けるため、HEBT は 9° だけ偏向する設計であった。SRF が検討される前は、40 MeV まで加速するために銅製の常伝導加速器であるドリフトチューブライナック (DTL: Drift Tube Linac) が検討されていた。しかし、大きな空間電荷効果によるビームの広がりや考慮したボア径の大口径化の必要性、CW 運転による熱負荷抑制等の観点から、DTL から SRF への設計変更が検討され、LIPAc で実証されることとなった。A-FNS においても同様に、40 MeV までのビーム加速には SRF を使用する計画であり、SRF を使用する以上、真空環境の汚染対策がより厳しくなる。

そこで、液体 Li ターゲットからの Li 蒸気・ガスの逆流をよりよく抑制するため、ビームを 2 度偏向するドッグレッグ型のビームラインに設計変更を検討する。最初にビームシミュレーションによりラティス設計を行う。次に、ビームシミュレーションで決まったラティス設計の情報をもとに、SRF と液体 Li ターゲット両者の要求圧力を満たすように真空系を設計する。具体的には、SRF に接続されることを考慮し、IFMIF の HEBT の設計条件より厳しい真空設計条件を課し、SRF との接続部の要求圧力は 10^{-7} Pa 以下になるように、液体 Li ターゲットとの接続部は Li 沸騰防止のため 10^{-4} Pa 以上になるように真空系を設計する。さらに、真空ダクトの材料、ポンプ種・仕様も決定し、簡易真空計算及びシミュレーションによりビームラインの到達圧力を評価しながら真空設計を進める。

図 3.5 に、HEBT 設計の手順についてまとめる。

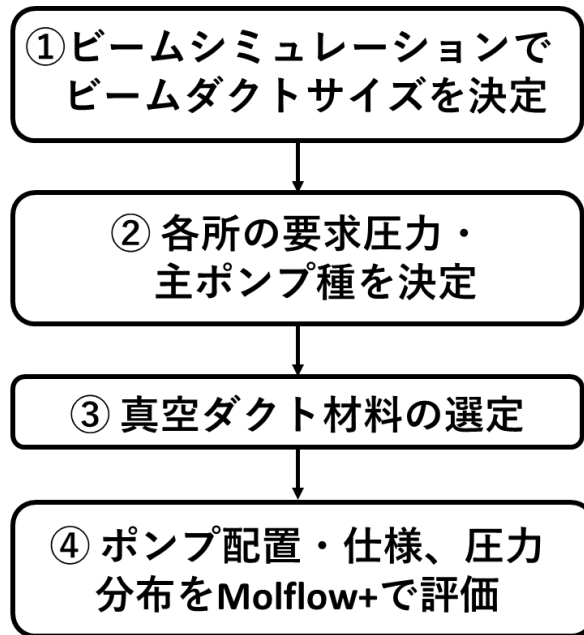


図 3.5 A-FNS HEFT 設計の手順

3.2 ドッグレッグ型 HEFT のラティス設計

3.2.1 多極電磁石によるビーム強度分布の変化に関する理論

ラティス設計に先立ち、HEFT に配置される多極電磁石の非線形力によるビーム強度分布の変化の理論的背景について述べる。図 3.6 のように、多重極電磁石を通過する荷電粒子の x 方向及び y 方向の運動は、 xy 方向が結合した運動方程式

$$x'' + K_4(s)x + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} \operatorname{Re}[(x + iy)^{n-1}] - F_x(x, y, s) = 0 \quad (3.1)$$

$$y'' - K_4(s)y + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{K_{2n}}{(n-1)!} \operatorname{Re}[(x + iy)^{n-1}] - F_y(x, y, s) = 0 \quad (3.2)$$

で記述される。ここで、 K_4 は四極電磁石の磁場強度、 K_{2n} は $2n$ 極電磁石の磁場強度である。 $F_x(x, y, s)$ 及び $F_y(x, y, s)$ はそれぞれ、 xy 方向の空間電荷効果の強さを表す関数である。これらの式は解析的取り扱いが困難であるが、近似的に

$$x'' + K_4(s)x + \frac{K_6}{2} x^2 [1 - (y/x)^2] + \frac{K_8}{3!} x^3 [1 - 3(y/x)^2] + \dots = 0 \quad (3.3)$$

$$y'' - K_4(s)y - \frac{K_6}{2} xy + \frac{K_8}{3!} y^3 [1 - 3(y/x)^2] + \dots = 0 \quad (3.4)$$

と高次の項を展開し、書き換えることができる。

非線形力によるビーム強度分布の均一化は、位相空間において、初期の粒子分布が作る楕円形状が S 字型のように曲げられることにより、実空間分布の裾が内側へ折りたたまれるこ

とによるものと解釈されている。簡単のため、横方向 1 次元の理論解析について考えると、ビーム輸送系において極数 $2n$ ($n>3$) の多重極電磁石で非線形集束されたビームの実空間強度分布は近似的に

$$\rho_t = \frac{\rho_0}{\sqrt{\frac{\beta_t}{\beta_0} \cos\theta - \sqrt{\frac{\beta_t}{\beta_0} \frac{K_{2n}}{(n-2)!} x_0^{n-2} \sin\theta}}} \quad (3.5)$$

と書かれることが知られている。ここで、 ρ はビームの実空間分布関数、 β はベータ関数であり、 ρ_0 、 β_0 は多極電磁石入口（位置 s_0 ）、 ρ_t 、 β_t は多極電磁石出口（位置 s_t ）におけるそれぞれの関数である。 θ は、多重極電磁石入口から多極電磁石出口の位置までのベータatron振動の位相進度である。

ρ_0 がガウス分布の場合のビームから均一ビーム分布に変換することを考えると、八極及び十二極電磁石の積分磁場勾配はそれぞれ

$$K_8 = \frac{1}{\varepsilon\beta_0^2 \tan\theta} \quad (3.6)$$

$$K_{12} = -\frac{3}{\varepsilon\beta_0} K_8 \quad (3.7)$$

となる。ここで、 ε は RMS エミッタンスであり、これで形成される均一分布のビーム幅のサイズは

$$W = \sqrt{2\pi\varepsilon\beta_t \cos\theta} \quad (3.8)$$

で与えられる。

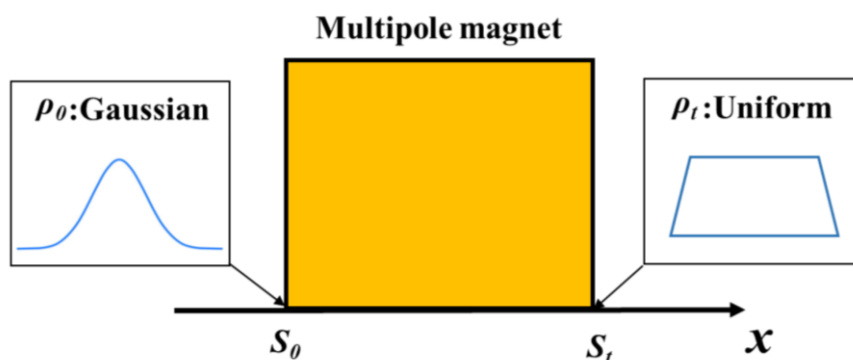


図 3.6 多極電磁石を通過するビームの粒子分布変化の様式図

八極電磁石を用いたビーム成形は、J-PARC や核破砕中性子源等の大強度加速器施設で利用・導入が検討されているが、非線形力に起因するビームロスの抑制が課題とされており、

十二極磁場を併用することでビームロスを低減可能なことが分かっている。実際に、量子科学技術研究開発機構高崎量子技術基盤研究所の加速器施設で実施された研究においても、十二極電磁石と八極電磁石を組み合わせた光学系を用いることで、大きなビームロスを避けてビームの形状・分布を成形できることが示された [7]。

A-FNS の HEBT 設計においても、ビームロスを最小限にする観点から、ビーム成形には八極電磁石及び十二極電磁石を組み合わせた非線形光学系を用いることを検討している。

3.2.2 計算条件とモデル

初期条件として、表 3.3 及び図 3.7 に示すように、SRF から HEBT に入射される重陽子ビーム (125 mA/40 MeV) のラティスパラメータ・粒子分布を用いた。

前半はドッグレッグ型に四極電磁石 (Quadrupole) と偏向二極電磁石 (Dipole) の機器配置を変え、分散関数 $D_x = \frac{\Delta x}{\Delta p/p}$ ($\Delta p/p$: ビームの偏向等による軌道の変位量 Δx における運動量分散) がドッグレッグ部 (Dogleg section) の出口で 0 になりかつビームロスを最小化するように電磁石の配置と磁場強度を調整した。後半の、八極 (Octupole) 及び十二極 (Duodecapole) 電磁石を組み合わせた非線形光学系 (Nonlinear section) 及び最終コリメータ (Final Collimator) は、IFMIF 設計を流用した。使用する電磁石は、IFMIF 設計のものと基本的に同様のものとした。

最終的なドッグレッグ型 HEBT 全体の機器配置案を、図 3.8 に示す。これを計算モデルとして、ビーム輸送計算を進める。全体で約 56 m のビーム輸送系となり、IFMIF 設計の HEBT より 10 m 程度長くなった。図 3.9 に、ドッグレッグ部出口の分散関数が 0 になるように電磁石の強度・配置を調整した結果を示す。偏向の際に発生するビームロスの散乱を局所化するためにスクレーパ (Scraper) を設置したが、詳細は後述する。

これらの結果をもとに電磁石の配置・磁場強度を決定し、HEBT 全体のビームシミュレーションを実施し、所定の条件を満たすように磁場強度を調整していく。

表 3.3 HEBT 入口におけるラティスパラメータ

	x	y	z
α	-1.970	-1.970	-0.808
β (m)	4.140	4.140	5.503
ε (π mm mrad)	0.500	0.500	0.492

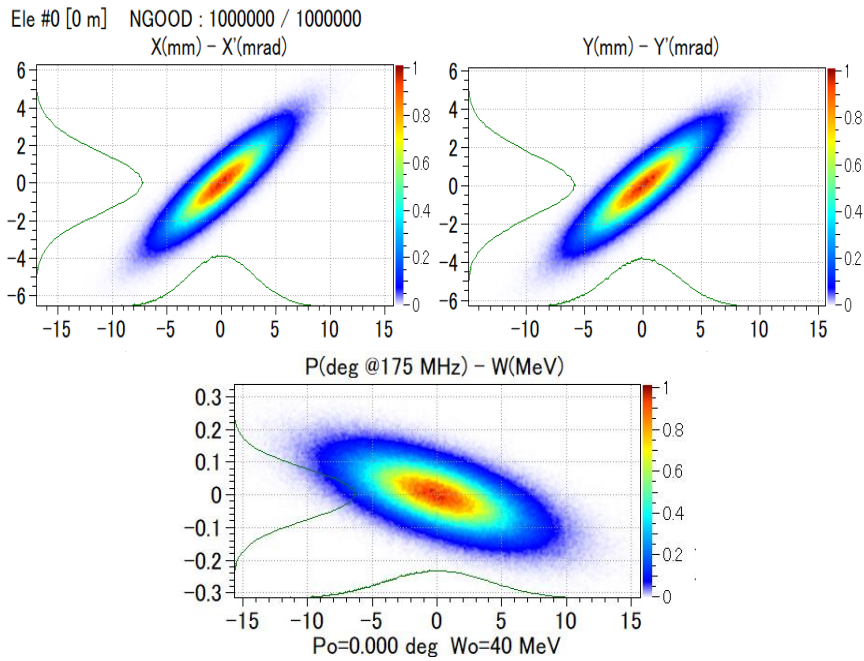


図 3.7 HEBT 入口における位相空間の粒子分布

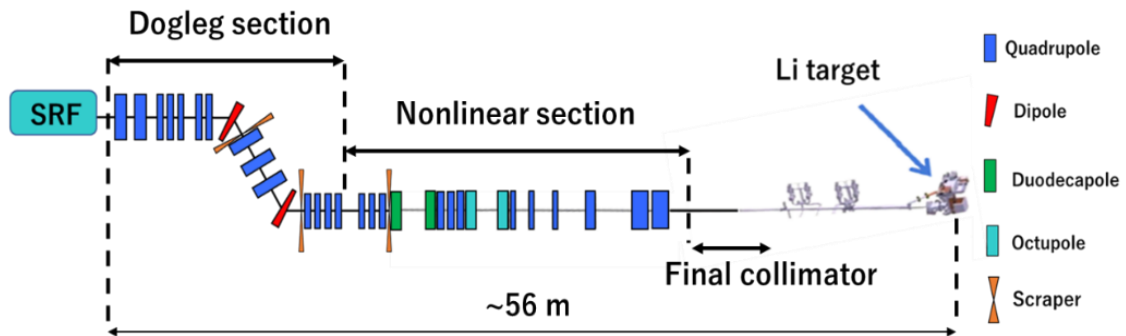


図 3.8 ドッグレッグ型 HEBT の機器配置検討の結果

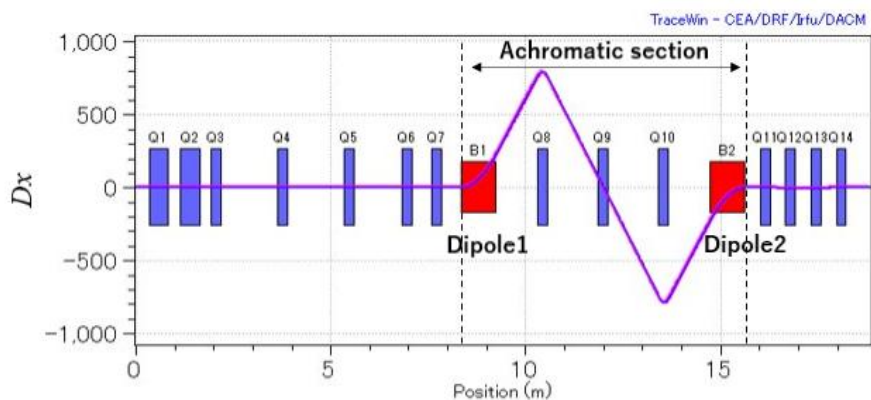


図 3.9 ドッグレッグ部の分散関数

3.2.3 PIC シミュレーションによるビーム輸送計算

3.2.2 での機器配置検討結果をもとに、テスト粒子数 10^6 個で Particle In-Cell (PIC) シミュレーションコード TraceWin を用いて、ビームシミュレーションを実施した。

TraceWin はフランスの CEA サクレイ研究所で開発された多粒子ビームシミュレーションコードで、RMS (Root Mean Square : 平均二乗根) ビームサイズ、粒子分布の出力、残留ガスとの相互作用によるビームロス等を計算・評価することが可能であり、IFMIF 関連の加速器設計において標準的に用いられている [8]。

PIC シミュレーションでは、各々の荷電粒子の運動を支配する運動方程式と、荷電粒子が作る電磁場の時間・空間変化を支配するマクスウェル方程式を連立して解くことにより、空間電荷効果を考慮した荷電粒子の運動の追跡が可能となる。シミュレーション空間に離散点として定義された空間格子点に個々の粒子情報 (電流密度及び電荷密度) を求め配分し、粒子情報を用いて格子点上で定義された電磁界成分についてマクスウェル方程式を解き、各粒子の受ける電場を求め空間電荷力を与え運動方程式を解き追跡し、また粒子情報を更新するという手続きを終点まで繰り返す。特に、非線形電磁石を用いた系での空間電荷効果の解析的取り扱いには困難であるため、PIC シミュレーションによるビーム輸送計算が必須である。

なお、TraceWin では、任意の位置 s_1 から s_2 の間の線形運動方程式に従うビーム輸送は、電磁石等の各機器の加速器要素として定義される 6×6 転送行列 R を用いて、以下の式を解くことにより計算される。

$$\mathbf{r}(s_2) = R \cdot \mathbf{r}(s_1) \quad (3.9)$$

ここで、 $\mathbf{r}(s) = (x, x' = dx/ds, y, y' = dy/ds, z, \delta = \Delta p/p)$ は位相空間における任意の粒子の位置及び発散角をベクトル表示したものである。

各電磁石の磁場強度の調整計算を繰り返した x 方向及び y 方向の RMS ビームサイズの計算結果を図 3.10 に示す。

さらに、PIC シミュレーションの結果を、図 3.11 ((a): x 方向, (b): y 方向の粒子分布, (c): Li ターゲット上でのビームプロファイル) に示す。ビームロスを避けるように、ビームダクト径も決定した。

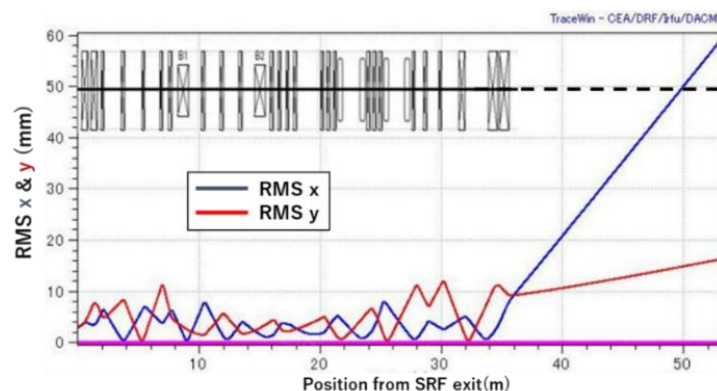
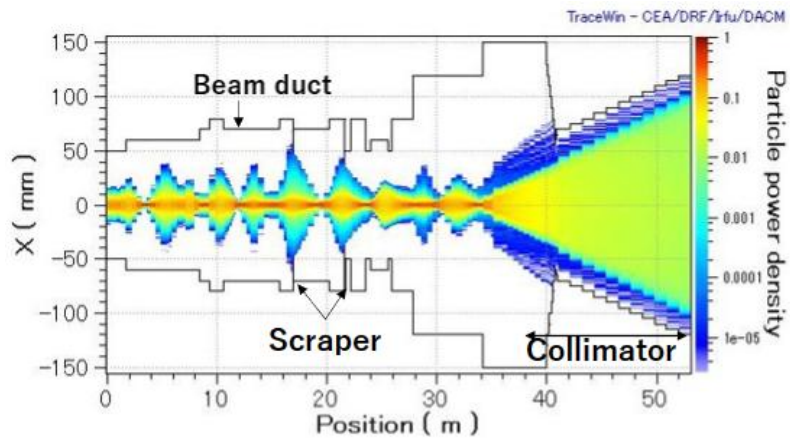
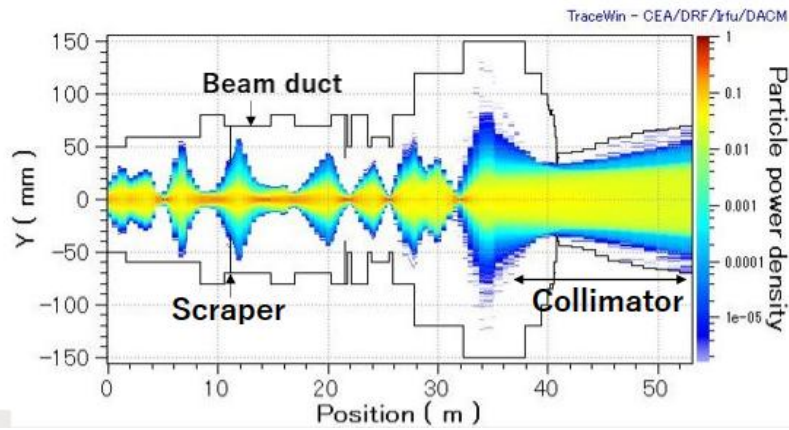


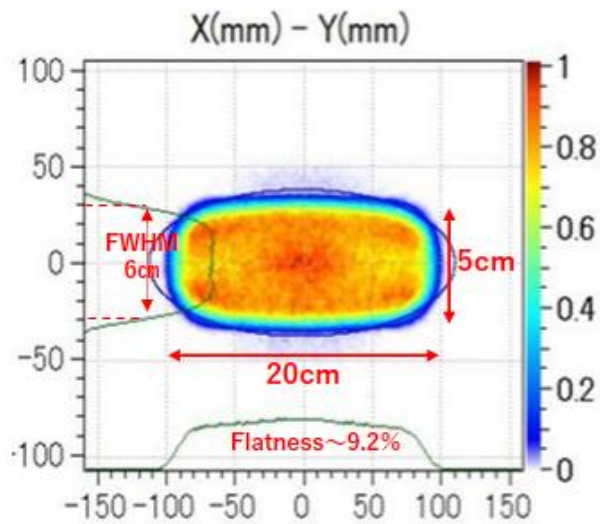
図 3.10 x 方向及び y 方向の RMS ビームサイズの計算結果



(a) x 方向



(b) y 方向



(c) Li ターゲット上のビームプロファイル

図 3.11 PIC ビームシミュレーションの結果

これらの計算結果は、液体 Li ターゲット上で要求通りの横方向 20 cm×縦方向 5 cm の平坦分布のビーム粒子分布が成形可能なことを示している。また、IFMIF の Comprehensive Design Report (CDR) による要求値、縦方向の半値幅 (60 mm 以下)、平坦性 (<10 %)、サイドピーク (電流密度の 15 % 以下) の条件も満足する [9]。

ビーム電流の透過率も 99.96 % であり、要求値を満たすことを確認した。一方、HEBT 全体に渡ってスクレーパ等以外で意図しないビームロスが 1 W/m 以下になるようにしなければならない。図 3.12 に示すようにドッグレッグ部の偏向で生じる運動量ハローに転じたビームロス、多極電磁石の非線形力の影響で生じるビームロス、最終コリメータで生じるビームのダクトへの衝突回避のため、スクレーパを導入して配置・サイズを調整し、ビームロスが散乱しないよう局所化した。スクレーパでは最大 800 W 程度のビームロスを局所化させることになったが、このロスは非線形磁石である多極電磁石を使用する以上、不可避である。LIPAc の HEBT では、銅製の 1 kW 程度除熱可能なスクレーパが開発され、LIPAc の試験でも実際に用いられているので、非現実的な設計ではないと考えられる [10]。ただし、40 MeV の重陽子に対するスクレーパの材料の選択、機械設計、熱設計、冷却系の検討は今後の課題である。

液体 Li ターゲットの直前は、ビームの粒子分布の成形機能に加え、加速器側への放射線や Li 蒸気・ガスの逆流を抑制するため、ビームダクトをコリメータ形状とし、可能な限り最小化した。

以上、A-FNS のドッグレッグ型 HEBT の基本的なラティス設計を確立した。電磁石の製作については、今回のシミュレーションで評価した磁場強度を再現できるように、コイルの巻き数、構造、通電流量、冷却水の流量等を今後検討する。機器の配置誤差及びパラメータの誤差を含めたいわゆる Error study は今後の課題である。

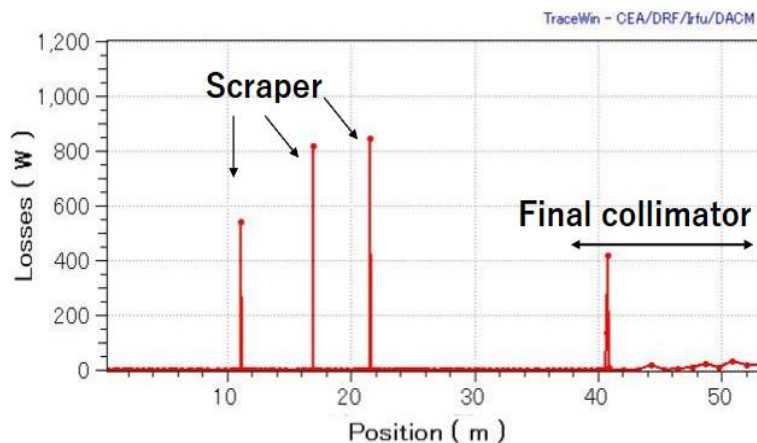


図 3.12 ビームロスを局所化させるためスクレーパの配置・サイズを調整した結果

3.3 HEBT の真空設計

3.3.1 HEBT 真空設計における要求圧力

HEBT では、原理でも述べたように、真空機器の長寿命化のため、 10^{-5} Pa 以下の高真空状態を実現する必要がある。SRF との接続部については、残留ガスによる超伝導加速空洞の汚染抑制を目的として、より清浄な真空環境を実現するため 10^{-6} Pa 以下が要求されるが、今回は設計裕度を考慮し 10^{-7} Pa 以下とする。上流側は、LIPAc の HEBT 設計に倣えばよく、真空設計はさほど困難ではない [10]。

一方、HEBT の下流側では、液体 Li ターゲット側は液体 Li の沸騰を防止するため、Li 自由表面上は飽和蒸気圧付近の 10^{-3} Pa 台かそれ以上の圧力を維持しなければならないため、ターゲット系と HEBT との接続部は 10^{-4} Pa 以上にしなければならない。すなわち、HEBT 全体にわたって、 10^{-7} Pa 以下から 10^{-4} Pa 以上の差圧環境を実現しなければならない。

前述したように、世の中には荷電変換ストリッパや SARAF の LiLiT など、真空窓を介さず液体金属ターゲットと接続される加速器の実例はあるが、IFMIF 及び A-FNS の設計とビーム強度やターゲットシステムの要求仕様が大きく異なる。ビームシミュレーション結果が示すように、大電流ビームを取り扱うことに起因する高い空間電荷効果によるビームの広がり大きさから、ビームダクト径を 30 cm 程度と大きく設計する必要がある。また、液体 Li ターゲットシステムも大型化し、加速器側への大量の液体 Li の流れ込みや蒸気流入が想定される。30 cm 台の大口径ビームダクト及び 10 cm 台のコリメータの必要性からコンダクタンス調整による差動排気が難しく、従来の加速器やターゲットシステムより、真空設計の難易度が高い。

本真空設計は、液体 Li ターゲットが飽和蒸気圧を維持すれば、大口径ビームダクトを持つ高真空の加速器環境と接続しても大量の Li の沸騰・流れ込みを抑制できうとする考えに基づいている。この設計概念に基づき、コンダクタンス調整によらず、真空ポンプの排気速度・配置位置で、差圧を調整できるように真空系を設計する。

3.3.2 各所の要求圧力・主ポンプ種の決定

HEBT 各所の要求圧力と適した主ポンプ種の決定について考える。SRF は、超伝導空洞自身が強力なクライオポンプとしてふるまう。残留ガスが吸着・凝縮し、空洞表面の汚染による性能劣化を招くため、清浄度の高い超高真空環境が要求される。要求圧力は 10^{-6} Pa 以下であるが、本設計では裕度を考慮し 10^{-7} Pa 以下とする。SRF との接続部付近には、SRF 空洞の性能を維持するため、イオンポンプ (IP) を主ポンプとして用いることとする。

HEBT の要求圧力は設計値通り、 10^{-5} Pa 以下とする。全体的にダクト径が大きくガス放出量が多くなるため、低温にすることによりガスを吸着する排気能力の高いクライオポンプ (CP) を配置する。クライオポンプは、陽子・重陽子ビームを扱う加速器の場合、水素やヘリウムなどの軽元素のガスの排気にも有利である。LIPAc の SRF と HEBT の接続部においても、イオンポンプとクライオポンプの組み合わせで、真空系を構築し運用している。

スクレーパやターゲット付近など、意図的なビームロスにより連続的なガス放出が多いところは、排気能力が高いターボ分子ポンプ (TMP) の使用を考える。ガス放出が多い場所での溜め込み型のポンプの使用は、故障率の上昇、再生作業による稼働率の低下を招く恐れがあるため不向きである。また、放射化したガスや蒸気を溜めこんでおくことと残留放射線量を高めてしまい、人手によるメンテナンスが困難になるという問題もあるため、ターボ分子ポンプが最適である。J-PARC の 3 GeV 陽子シンクロトロン RCS (Rapid-Cycling Synchrotron) においても、キッカー電磁石やコリメータなどガス放出が多い場所では、半導体など放射線に弱い材料を用いない耐放射線性のターボ分子ポンプが開発され、活用されている実績がある [11]。

3.3.3 真空ダクト材料の選定

加速器の真空ダクトの材料を選ぶ際は、原理でも述べたように、ガス放出率が低く、機械強度が高い材料が望ましい。加速器においてはさらに、低放射化、冷却が必要な場合は熱伝導率が高い材料、電磁石の近傍では磁気特性を考慮した材料の選択も必要である。また、入手性、加工性、コスト、技術的成熟度も考慮する必要がある。

IFMIF 及び A-FNS においては、大強度重陽子ビームを取り扱うことから、作業員の被ばく低減のため、半減期が長い Co_{60} などの生成を回避するため、ビームロスが多く見込まれる場所ではステンレス材の使用は避けなければならない。また、加速器真空部が液体 Li ターゲットに接続されるため、Li の飛散による耐食性も考慮しなくてはならない。さらに、コリメータの領域においては、ビーム成形時の熱負荷も考慮する必要がある。

まず、基本的にスクレーパ・コリメータ以外は大きなビームロスを招く恐れがないため、機械強度・耐食性が高く、磁化しにくく、ガス放出率が極めて低い、ステンレス (SUS316L) 製のダクトの使用が考えられる。しかし、ターゲット境界との接続部のコリメータ部では、大きなビームロスが発生するため、ステンレス製のビームダクトは避けなければならない。

IFMIF の設計段階では、ハンズオンメンテナンスの要求のため、図 3.13 に示すように 40 MeV の重陽子による放射化解析やシャットダウン後の残留放射線量の解析的研究などから、アルミニウム (Al) 製真空ダクトが候補材料とされた [12]。Al ダクトは表面処理方法によっては、ガス放出量を非常に低くできる。また、熱伝導率が高いため、コリメータ部の冷却にも有利である。トリスタン等、電子ビーム加速器では、Al 合金の真空ダクトの実績は多い [13]。しかし、Al は液体 Li に容易に腐食されやすく、また機械強度が弱く、フランジ締結が困難であるということが問題視されている。陽子・重陽子ビームを扱う加速器の場合、水素脆化も懸念されており、IFMIF 及び A-FNS のコリメータ材料としては不適だと予想されるため、ビームダクト材料の変更を考える必要がある。

そこで、別の候補材料としてチタン (Ti) 製ダクトの使用を検討した。Ti は完全非磁性であり、機械強度が Al より強く、高融点であり熱特性的にもステンレスより優れており、コリメータ材料としても適していると考えられる。Ti は超伝導空洞の液体 He 用のジャケットとしての利用実績もあり、専門の資格は必要だが、加工・溶接技術が確立している。また、Ti

製ダクトはJ-PARCで使用実績がある [14]。Alほどではないが、陽子・重陽子に対し比較的
低放射化で減衰も早い
ため、使用後の廃棄物の保管の観点からもよい。

Tiの最も優れた特性として、耐食性が強く、図3.14に示すように高温環境下でもLiに対する耐食性が非常に強い [15]。ガス放出率も比較的
低い材料であり、加工・処理方法によってはステンレスよりも小さくすることも可能で、電子銃用真空配管では2桁低いガス放出率を実現できている。製作コストはステンレスやAl製ダクトの2倍もせず、また入手性も問題ない。ただし、熱膨張率が高くステンレス配管のフランジと締結する場合は真空リークが発生するため、厚めのガスケットで締結する必要があることが経験的にわかっている。

表3.4の比較にまとめたように、総合的に判断してコリメータ部の材料は、Tiが最適と判断した。

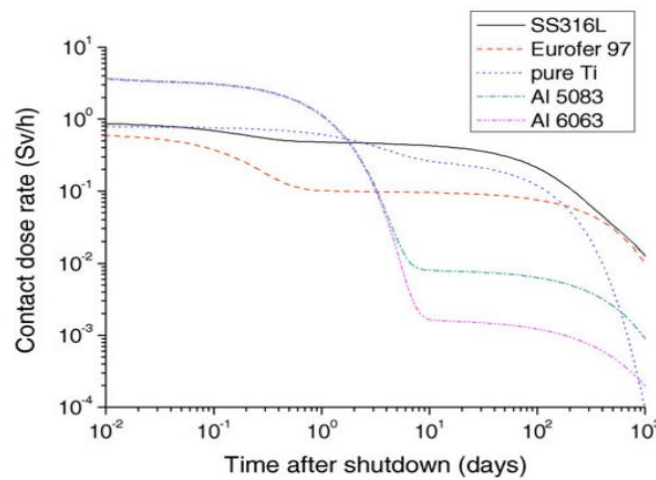


図 3.13 各候補材料の残留放射線減衰量と経過日数の関係 [12]

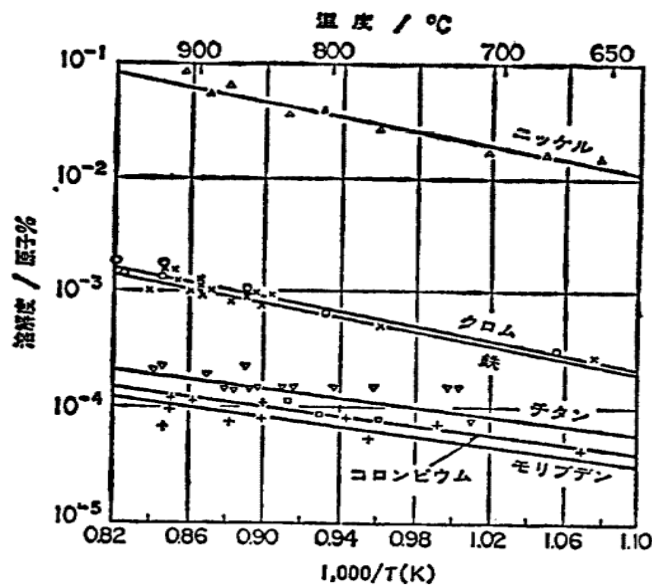


図 3.14 Liの各種金属の溶解度と温度の関係 [15]

表 3.4 Al と Ti の特徴の比較

要求仕様	Al	Ti
ガス放出率	低	低
機械強度	×	◎
放射化	◎	○
Li 耐食性	×	◎
融点	低	高
冷却	◎	○

3.3.4 簡易真空計算

ここまでの検討を基に，HEBT 接続側を SUS316L 製ステンレスダクト，TIR に配置する最終コリメータを Ti 製ダクトにし，さらにビームシミュレーションで評価したダクトサイズ (a, b, c) から概算したコンダクタンスを用いた計算モデルを作り，真空ポンプの排気速度及び配置を評価し，真空系を設計する。ポンプ種は，先に検討したように，ターボ分子ポンプとする。また，既設の遮蔽壁等に干渉しないことも考慮する配置とした。その計算モデルを，図 3.15 に示す。

液体 Li ターゲット側は 10^{-4} Pa 以上，HEBT 接続部を 10^{-5} Pa 以下の圧力を実現できるように，表 3.5 に示す各材料からのガス放出率 [16] を考慮し，原理で述べた式 (2.31) の連立方程式を用いてターボ分子ポンプ (TMP) の排気能力を評価したところ，HEBT 接続部と TIR とともに， $5.0 \sim 10 \text{ m}^3/\text{s}$ 程度の排気能力が必要であることが分かった。

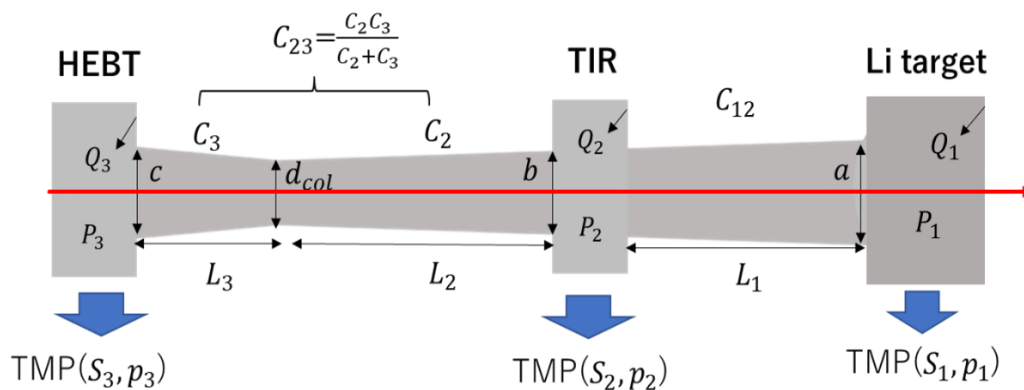


図 3.15 真空設計のための簡易計算モデル

表 3.5 各材料のガス放出率 [16]

	材料	ガス放出率 (Torr L/s)
HEBT	Stainless steel (316L)	3.87×10^{-11}
TIR	Titanium	1.01×10^{-8}

市販されているターボ分子ポンプのうち、直径が 30 cm 程度で必要な排気能力を実現するものとして、4.0 m³/s のターボ分子ポンプを 2 台ずつ、計 4 台を配置する設計を考えた。その結果をもとに算出した各所の到達圧力を、表 3.6 に示す。

TIR は液体 Li ターゲット直前にありコリメータもあるため、非常に線量が高くなる。メンテナンスが必要な機器を配置することは避けるべきであるが、TIR にターボ分子ポンプを配置しなければ表 3.7 に示すように、HEBT 側を超高真空中に維持できないことがわかった。これはコリメータでわずかにでもとどまったガスを排気することで、HEBT 接続部における超高真空の維持に貢献しているものと考えられる。

表 3.6 TIR に TMP を配置する場合の到達圧力

位置	圧力	TMP の排気能力
Li target	8.23×10^{-4} Pa	—
TIR	1.07×10^{-5} Pa	4.0 m ³ /s×2
HEBT	2.91×10^{-6} Pa	4.0 m ³ /s×2

表 3.7 TIR に TMP を配置しない場合の到達圧力

位置	圧力	TMP の排気能力
Li target	3.42×10^{-3} Pa	—
TIR	2.99×10^{-3} Pa	—
HEBT	1.26×10^{-5} Pa	4.0 m ³ /s×2

以上の簡易的な真空計算により、HEBT と液体 Li ターゲット境界部に適切に 4.0 m³/s のターボ分子ポンプを 2 台ずつ、計 4 台を配置することで、各所の要求圧力を実現できる見通しが得られた。

3.3.5 Molflow+を用いたシミュレーション

3.3.4 の結果を踏まえて、モンテカルロシミュレーションコード Molflow+ [17]を用いて、実機形状でビームライン上の圧力分布を計算した。Molflow+は欧州合同原子核研究機構 (CERN) で開発された真空シミュレーションコードであり、理想気体を模した分子流に従うテスト粒子が真空容器の壁面で反射する様子を確率的に取り扱い、圧力分布を求めることが可能となる。適用範囲は分子流に従う定常的な真空系で、粒子同士の衝突や相互作用は生じず、気体分子は直進し壁面での散乱はコサイン則に従うと仮定してシミュレーションを行っている。

手順としては、真空配管の CAD モデルを STL ファイルにて作成し Molflow+に取り込み、ガス放出源となる壁面及びガス放出率と表面温度、真空ポンプの位置及び排気速度、主ガスの分子量を設定しシミュレーションを行う。シミュレーションを開始すると、ガスの発生方

向及び表面温度に応じたマクスウェル分布に従う運動速度 $\left(\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}\right)$ をランダムに選択し、壁面に衝突すると散乱角はコサイン則を与えるように乱数から確率的に決め、テスト粒子の直線運動を追跡しシミュレーションを継続する。衝突点が真空ポンプを選択した位置の場合は、シミュレーションを終了し、新たにテスト粒子を加え再試行する。到達圧力は、衝突点の壁面の面積 A におけるテスト粒子の運動量変化 $\frac{dl}{dt}$ (衝突回数と試行回数の比) の総和

$$p = \frac{1}{A} \frac{\Sigma dl}{dt} \quad (3.10)$$

から計算される。図 3.16 に Molflow+ のシミュレーションのフローを示す。

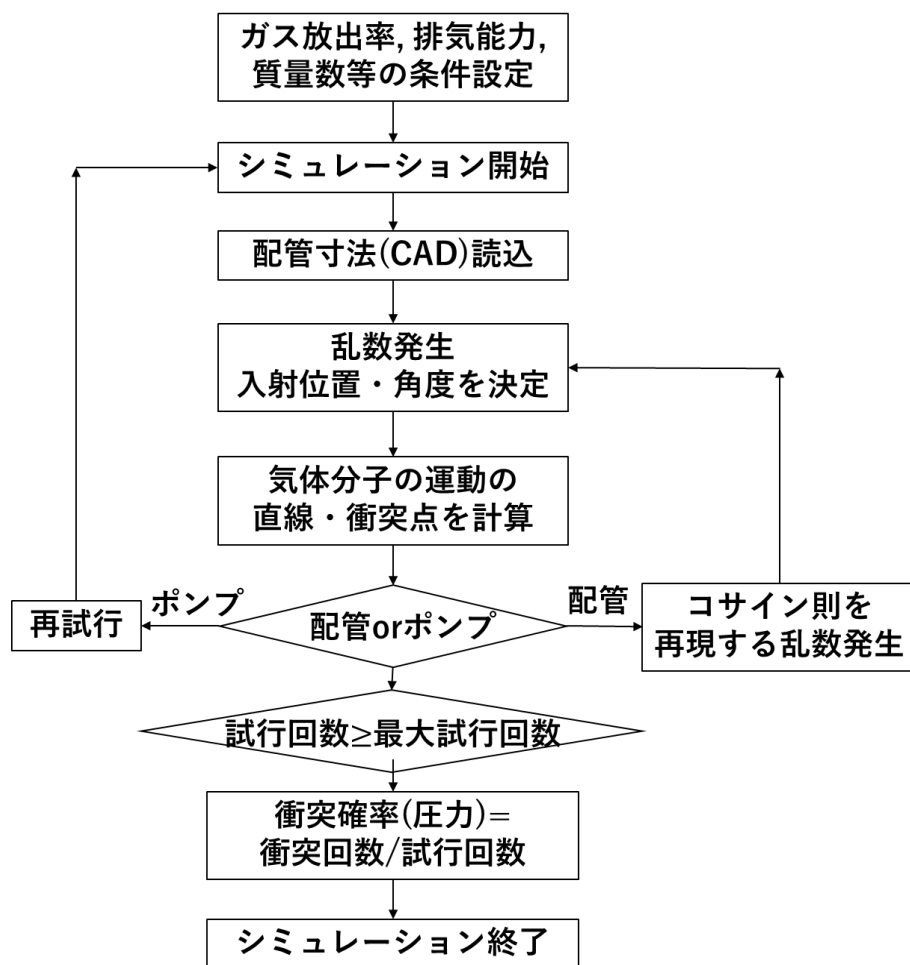


図 3.16 Molflow+シミュレーションのフロー

図 3.17 に示すように、CAD で作成した HEBT-液体 Li ターゲット間のビームダクトのターボ分子ポンプの排気速度、ダクト内面からのガス放出率は簡易計算と同じ条件で、ビームライン上の圧力分布を計算する。主ガス種は、高真空のため水素 (H_2 , 質量数 2) とした。

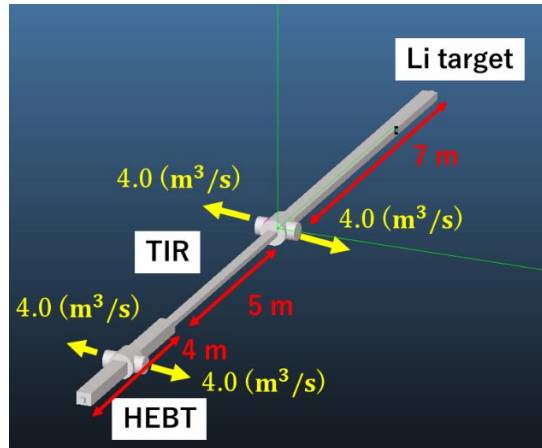


図 3.17 Molflow+シミュレーションの計算モデル

図 3.18 に示すように、Molflow+のシミュレーション結果及び真空の基礎理論による簡易計算 (Theory) の結果と比較すると、よく一致した。Molflow+のシミュレーションにおいても、液体 Li ターゲット側は 10^{-4} Pa 以上の範囲内にあり、HEBT 側は 10^{-5} Pa 以下を維持できることを確認できた。簡易計算同様、TIR にターボ分子ポンプを使用しないシミュレーションも実施したが、ターボ分子ポンプがないと HEBT 接続部は 10^{-5} Pa 以下に排気できないことがわかった。コンダクタンスが比較的大きいコリメータだが、わずかながらガスの逆流防止として機能し、両者の要求圧力を満たすための差圧の維持にも貢献できうる。

真空の基礎理論に基づく簡易計算とシミュレーションによって、加速器と液体 Li ターゲット各々の要求圧力を満たす真空ポンプの配置設計を決定した。

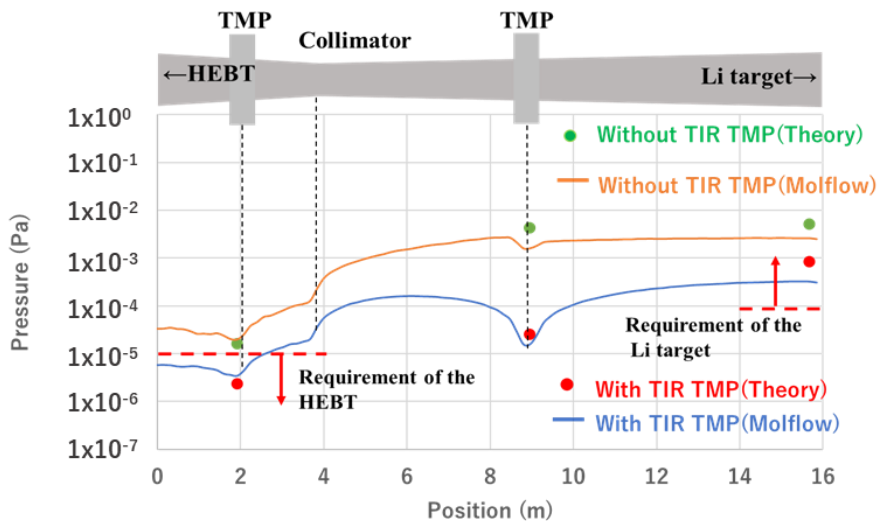


図 3.18 Molflow+で計算した圧力分布と簡易計算の結果の比較

3.3.6 ビーム入射時の真空解析

ビーム入射時の自由表面液体 Li 流動面から蒸発する Li 蒸気の排気及び到達圧力は

Molflow+を用いたシミュレーションでは評価可能か否か不明であるため、数値計算的に評価する。計算手順は、図 3.19 に示すような計算フローで評価する。

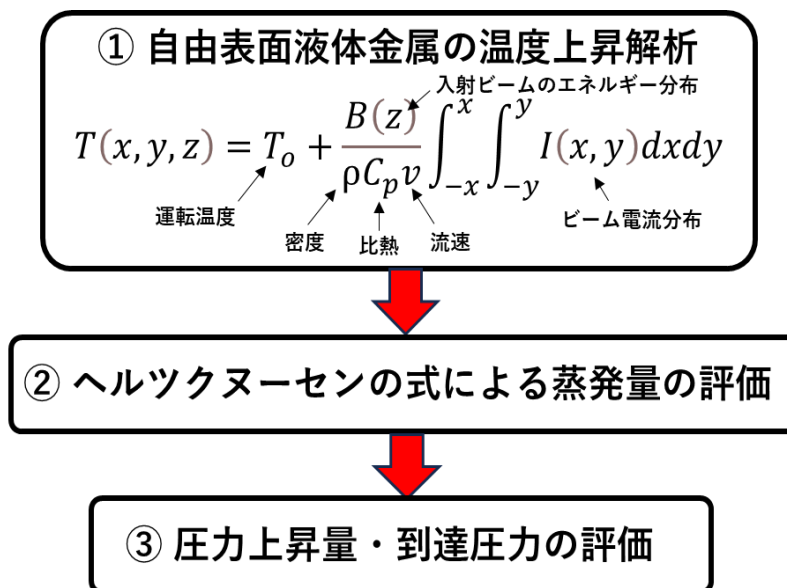


図 3.19 ビーム入射時の真空解析の計算フロー

まず、ビーム入射時の液体 Li 流動面の温度上昇量を評価する [18]。次に、気体-液体界面における蒸発量の評価によく用いられるヘルツクヌーセン (Hertz-Knudsen : HK) の質量流量を表す式を用いて、温度上昇による液体 Li 自由表面からの Li 蒸発量を算出し、状態方程式から圧力に換算する [19]。最後に、簡易計算で用いたものと同様の排気計算モデルで、各所の到達圧力を計算する。

流動する液体金属自由表面に、ビームが照射された際の温度分布は、熱伝導方程式を拡張した以下に示す

$$T(x, y, z) = T_0 + \frac{B(z)}{\rho C_p v} \int_{-x}^x \int_{-y}^y I(x', y') dx' dy' \quad (3.11)$$

の関係式から算出される。ただし、 xy 方向を液体金属表面、 z 方向をビーム進行方向としている。ここで、 T_0 は流動する液体金属の運転温度、 $B(z)$ は z 方向のビームのエネルギー分布、 $I(x, y)$ は xy 方向のビーム電流分布、 ρ は液体金属の密度、 C_p は比熱、 v は液体金属の流動速度である。第 2 項は、ビームを構成する粒子の分布関数を用いて積分するが (例えばガウシアン分布のビームの場合はガウシアン分布関数を全空間で積分する)、IFMIF 及び A-FNS では $20 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ の平坦な長方形型の粒子分布に成形して入射するため、今回の計算では簡単のため断面積 ($20 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} = 100 \text{ cm}^2$) を乗じることとする。また、ビーム電流は 125 mA 、ビームのエネルギー広がり $40 \text{ MeV} \pm 1 \text{ MeV}$ と小さいので、 $B(z) = 40 \text{ MeV}$ で一定として評価する。さらに、液体 Li の物性値及び A-FNS のターゲットシステムの運転条件 (運転温

度:573 K, 流速:15 m/s) を適用し到達温度を計算すると, 表面最大到達温度は 756 K (ピーク値) 程度であるが, 定常状態では自由表面上で 615K 程度, 125 mA/40 MeV の DC の重陽子ビームの入射位置最深部で 687K 程度であると評価された [20]。

図3.20のように液体-気体界面における温度上昇による Li 自由表面上からの蒸発量 j [g/s] は, HK 方程式の質量流量を表す式

$$j = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B}} \left(\sigma_e \frac{P_s}{\sqrt{T_l}} - \sigma_c \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (3.12)$$

から算出できる。ここで, M は質量, σ_e は蒸発係数, P_s は飽和蒸気圧, T_l は液体金属の温度, σ_c は凝縮係数, P_v は凝縮点における圧力, T_v は蒸気の温度であり, 蒸発・凝縮の大小関係を表す (蒸発方向を正としている)。蒸発・凝縮がほぼつり合い平衡状態とみなせる場合, $\sigma_e = \sigma_c$ である [21]。

しかし, ビーム入射時のクヌーセン層 (気液混合界面) において蒸発もしくは凝縮が進んでいる場合は, 必ずしも一致するとは限らない。そこで, 蒸発・凝縮現象が進む系を取り扱う場合, 拡張された Hertz-Knudsen-Schrage (HKS) 方程式

$$j = \eta \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B}} \left(\frac{P_s}{\sqrt{T_l}} - \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (3.13)$$

を用いることで, 非平衡系における蒸発量を評価することが可能となる。ここで, $\eta = 1.66$ の定数である [20]。

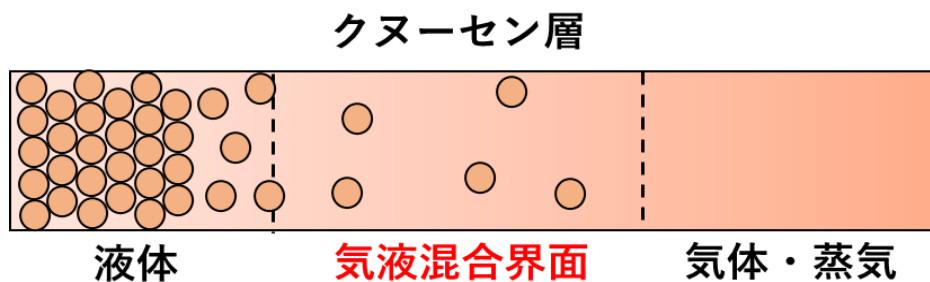


図 3.20 蒸発・凝縮がある場合の液体-気体界面の模式図

これらの式から算出される Li の蒸発量を状態方程式から圧力に換算しガス放出量として扱い, 図 3.21 に図示するように最終コリメータに設けた排気速度 $4.0 \text{ m}^3/\text{s}$ のターボ分子ポンプ 4 台を組み合わせた排気系で, 各所の到達圧力を計算した。その計算結果を, 表 3.8 に示す。ビーム入射時に液体 Li 自由表面上は定常状態では 10^{-2} Pa 程度までの圧力上昇がみられるが, HEBT 側は著しい圧力上昇がないことがわかった。

以上のように、Molflow+のシミュレーションにより評価した真空系で、ビーム入射時に液体Liターゲットから発生するLi蒸気をターボ分子ポンプで排気すれば、HEBTを 10^{-5} Pa台以下程度に維持可能であることを数値計算による評価で確認した。

ただし、今回の計算では、到達圧力のみ評価した。液体Li表面へのビーム入射により発生するガスの主成分やLi蒸気の真空中での詳細な振る舞いといった真空特性・排気性能への影響など未解明な部分があり、またシミュレーションによる評価も困難である。アブレーションや液体Li流動面の変動・不安定化なども懸念されており、この部分は実験的な研究に頼らざるを得ないため、今後の課題である。

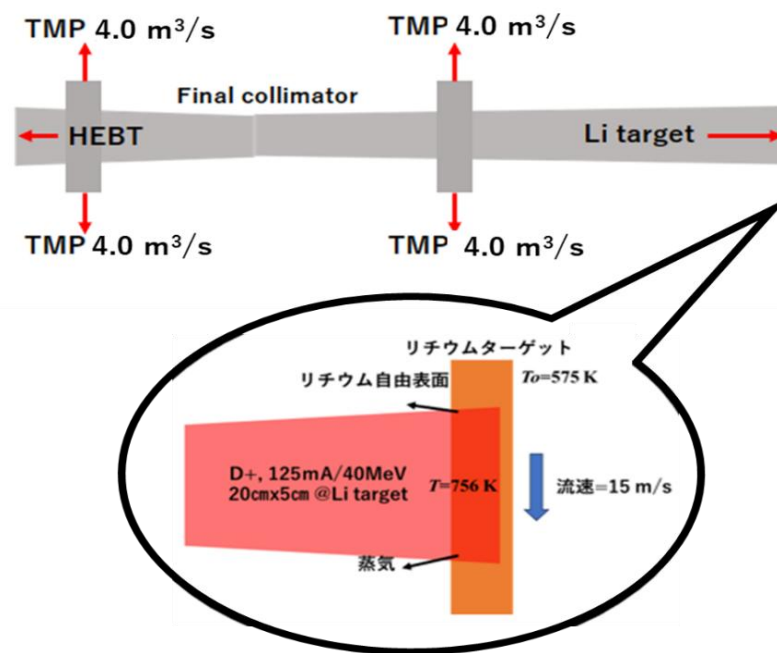


図 3.21 ビーム入射時による蒸気を排気する計算モデルの模式図

表 3.8 液体 Li ターゲットへのビーム照射時の到達圧力

位置	圧力	TMP の排気能力
Li target	6.50×10^{-2} Pa	—
TIR	1.02×10^{-3} Pa	$4.0 \text{ m}^3/\text{s} \times 2$
HEBT	9.28×10^{-6} Pa	$4.0 \text{ m}^3/\text{s} \times 2$

3.3.7 HEBT 全体の真空設計のまとめ

ターゲット付近の真空設計の結果を利用し、SRF 接続部は 10^{-7} Pa 以下になるようにイオンポンプの排気能力、HEBT 全体的に設計裕度を考慮し 10^{-6} Pa 以下になるように、クライオポンプとターボ分子ポンプの排気能力と配置を決めた。液体Liターゲット接続部の圧力が下がりにすぎないように、真空ポンプの配置と排気能力を調整した。ビームシミュレーションで決定した電磁石配置と干渉しないように真空ポンプの配置を考え、全体的に配管径も大きく

コンダクタンス調整による差動排気が困難であるため、液体 Li ターゲット接続部から SRF 接続部にかけて、緩やかに差圧勾配環境を維持する真空設計を検討することとした。

さらに、SRF 接続部の真空設計に影響するため、SRF におけるビーム調整用のビームダンプ (BD) ラインの設計も行った。IFMIF 設計では、BD は SRF の直線上から 30° 偏向した位置に配置が検討された。図 3.22 に、36~39 MeV のビームエネルギーに対する偏向電磁石位置でのビームロスシミュレーションの結果を示すように、SRF でのビーム加速エネルギーの調整時に適切に加速されないと、偏向の際に大幅にビームロスが生じることが判明した。

J-PARC のライナック部でも、加速エネルギーの調整誤差や電磁石の設置誤差による偏向時のビームロスを避けるため、ビーム調整用の BD は直線上に配置する 0° で設計されている [22]。そこで、A-FNS においても、機器の損傷・放射化を避けるため、直線型のビームダンプラインを設計することとした。

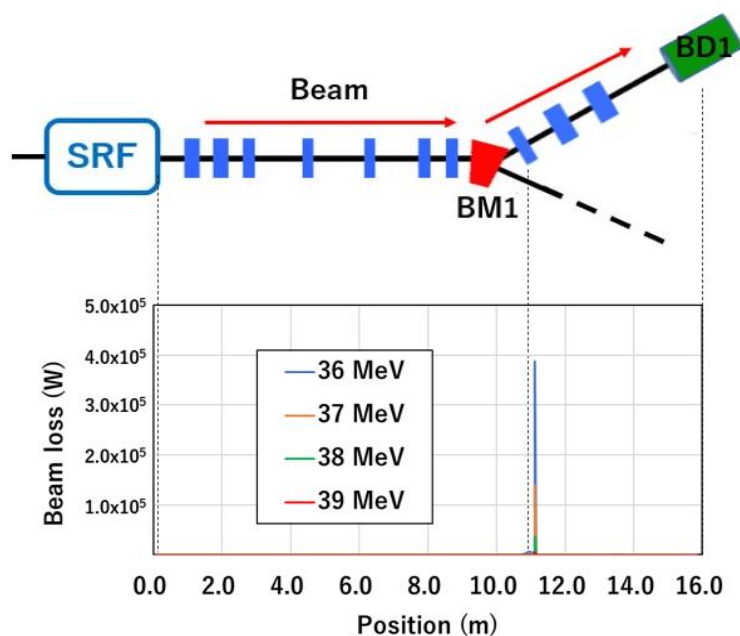


図 3.22 IFMIF 設計における偏向電磁石でのビームロス解析の結果

BD の設計条件は、IFMIF 設計のものを採用する。設計情報を、図 3.23 と表 3.9 にまとめる。BD 内部の形状は円筒型 (寸法: 直径 30 cm, 長さ: 2.5 m) であり、ビームを意図的に広げ面積当たりのビーム強度密度を下げて入射する。内部材料は水冷しやすいように熱伝導性が高い純銅製であり、真空設計では無酸素銅のガス放出率を採用した。入射ビームのピークパワーは 5 MW だが、デューティは 1 % でビーム入射する方針であるため、平均ビームパワーは 50 kW である。

熱的・形状的な制約により、ビームの入射条件は、RMS ビームサイズが約 40 mm ($\pm 15\%$), RMS 発散角が約 15 mm rad ($\pm 15\%$) とされている [23]。この入射条件を満たすようにビームシミュレーションで評価したビームダクト径をもとに、Molflow+ で SRF 接続部の到達圧力が 10^{-7} Pa 以下になるように真空系の増設を図る。

同様の BD は LIPAc でも使用され同じ入射条件で運用されているが、入射ビームの条件が 125 mA/9 MeV (CW) であるため、IFMIF 及び A-FNS では冷却水的设计や遮蔽设计は若干異なる。

図 3.24 に、HEBT 全体の機器配置検討図（ビーム輸送手順とビームパラメータをモニターする機器の配置検討も含む）と、BD 1 及び 2 への BD 入射条件を満たすように設計したビームシミュレーション結果を示す。BD1, BD2 ともに手前に三連電磁石を追加し、BD へのビーム入射条件を満たすように磁場強度とビームダクト径を評価した。

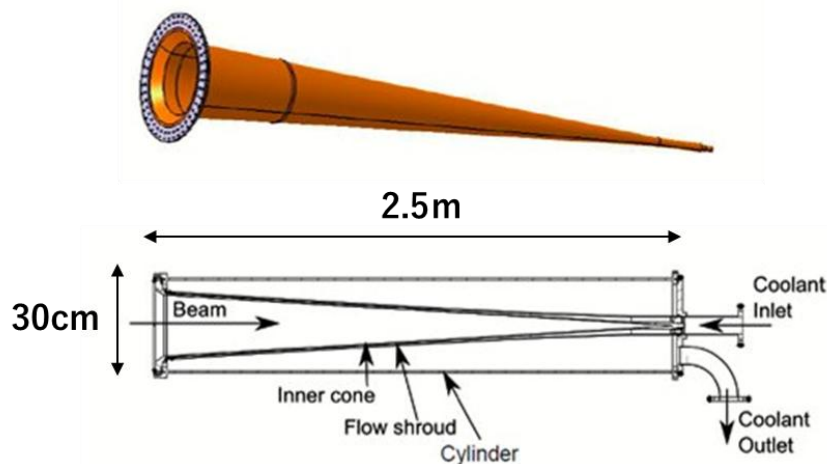


図 3.23 銅製ビームダンプコーン CAD 図と寸法図[23]

表 3.9 BD の設計条件 [23]

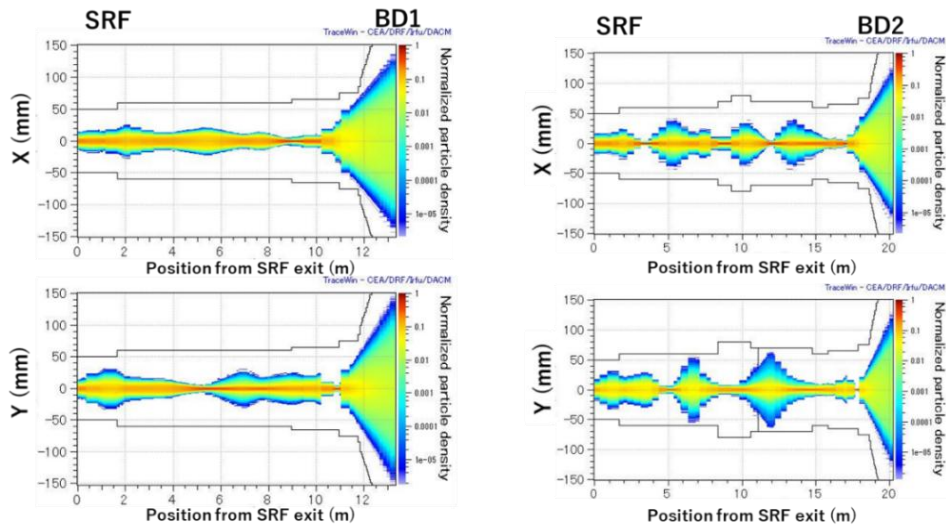
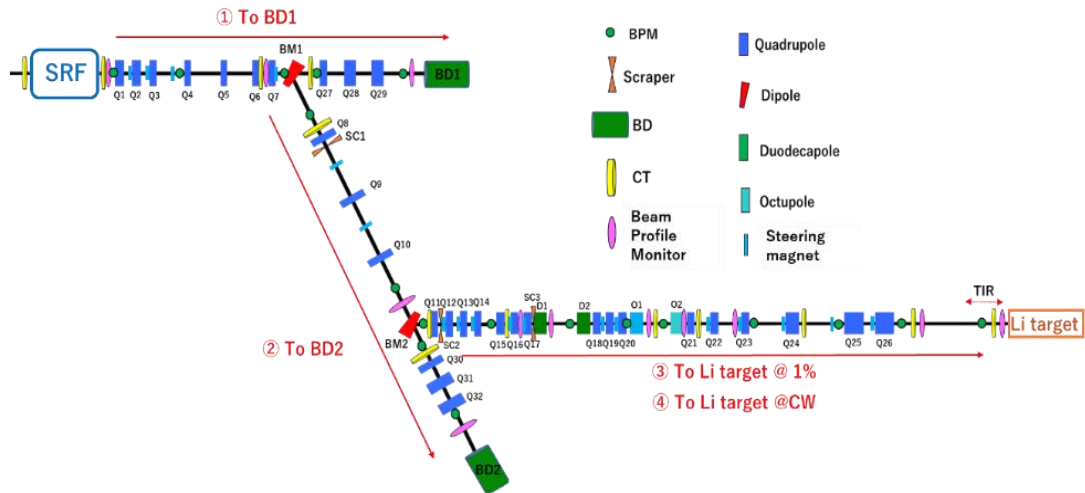
仕様	設計値
形状・寸法	円筒型・直径:30cm, 長さ:2.5m
材料・ガス放出率	純銅・ 2.31×10^{-13} mbar l/s cm ²
入射ビーム強度(ピーク)	5 MW
入射ビーム強度(平均)	50 kW
RMS サイズの入射条件	40 mm \pm 15%
RMS 発散角の入射条件	15mrad \pm 15%

ビーム輸送手順については、以下のような運用方針を検討している。

- ①SRF から HEBT に入射されたビームをデューティ 1 % で、直線上の BD1 受け止め、ビームのエネルギーが 40 MeV になるように、SRF の加速電場強度、位相、ソレノイド磁場強度及び、HEBT の各電磁石の磁場強度を調整する。
- ②BM1 でビームを偏向し、BD2 でビームを受け止め、各電磁石の磁場強度を調整する。
- ③BM2 で液体 Li ターゲット側にビームを偏向し、液体 Li ターゲット上での要求されるビームプロファイルを満たすように、各電磁石の磁場強度とスクレーパの長さを調整する。

④ビームのデューティを CW にし，中性子照射試験を開始する。

計測機器として，ビームに変化が生じる位置の前後に，ビーム位置モニタ (BPM)，カレントトランスフォーマ (CT)，ビームのプロファイルモニタ等のモニタ配置を検討している。液体 Li ターゲットに近い機器の詳細設計は今後の課題である。



ビームパラメータ@BD1
 σ_x [rms] = 42.635 mm
 $\sigma_{x'}$ [rms] = 14.163 mrad
 σ_y [rms] = 40.296 mm
 $\sigma_{y'}$ [rms] = 16.849 mrad

ビームパラメータ@BD2
 σ_x [rms] = 40.321 mm
 $\sigma_{x'}$ [rms] = 13.847 mrad
 σ_y [rms] = 38.962 mm
 $\sigma_{y'}$ [rms] = 16.818 mrad

図 3.24 HEBT 全体の機器配置と①BD 1 及び②BD 2 への入射条件を満たすように設計したビームシミュレーション結果

図 3.25 に，BD へのビーム入射を考慮した Molflow+による真空シミュレーションの結果を示す。125 mA の重陽子ビームが BD 内部の銅表面でガスに変換されるとすると，BD コーン内面からのガス放出量は 1.6×10^{-2} mbar l/s (計算結果は Pa m³/s に換算) であることが評

価されているので、その値を使って真空シミュレーションを行った [5]。

スクレーパについては、現状 SUS316L のガス放出率とした。ビームを成形する際にガス放出が発生するが、十分に水冷・ベーキングすればガス放出は十分小さく抑えられることは経験的にわかっているので、今回の計算では無視する。

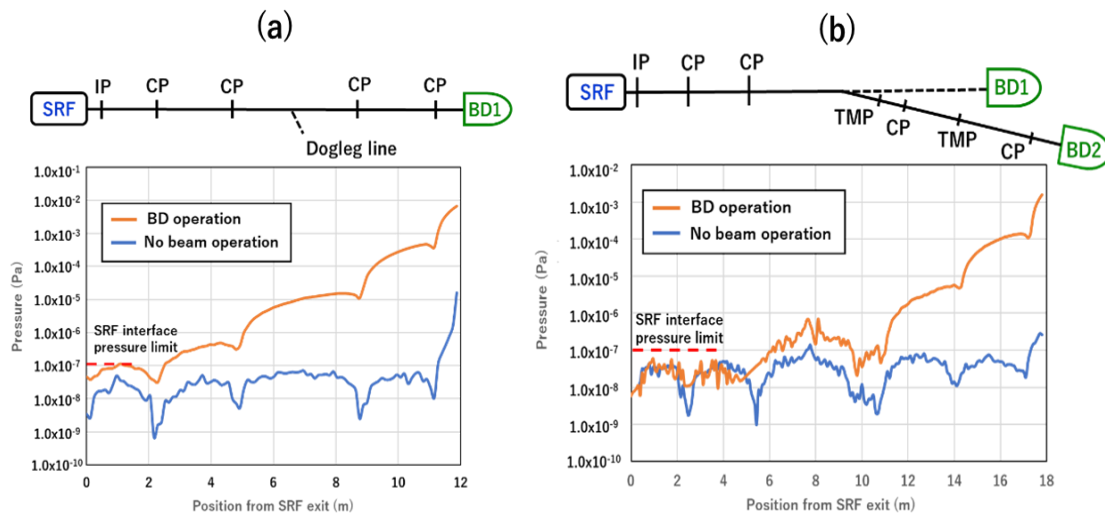


図 3.25 BD1(a)及び 2(b)ラインの真空シミュレーションの結果

真空ポンプの配置検討結果と、シミュレーション結果を、表 3.10 と図 3.26 に示す。真空ダクトは SUS316L、コリメータは Ti のガス放出率を使用した。高真空であることから、主ガス種は水素分子 (H_2 : 質量数 2) とした。

このシミュレーション結果のように、HEBT の各所にイオンポンプ、クライオポンプ、ターボ分子ポンプを適切に分散的に配置することで、各所の要求圧力に対して、十分に余裕を持たせた基本的な真空設計を確立した。BD 手前には、三連電磁石の追加に加え、クライオポンプ増設を検討した。排気速度は、水素分子換算した値である。

ただし、この設計は液体 Li 流動を考慮していない場合の真空設計である。液体 Li 流動を考慮した真空設計は、次章以降に述べる実験的研究の結果をもとに再考する。

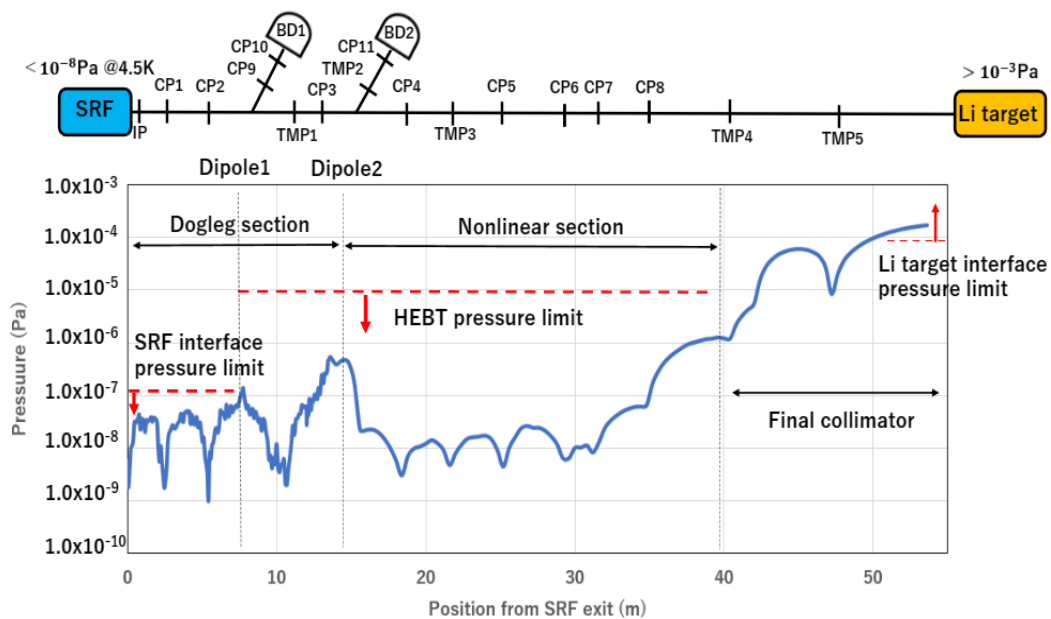
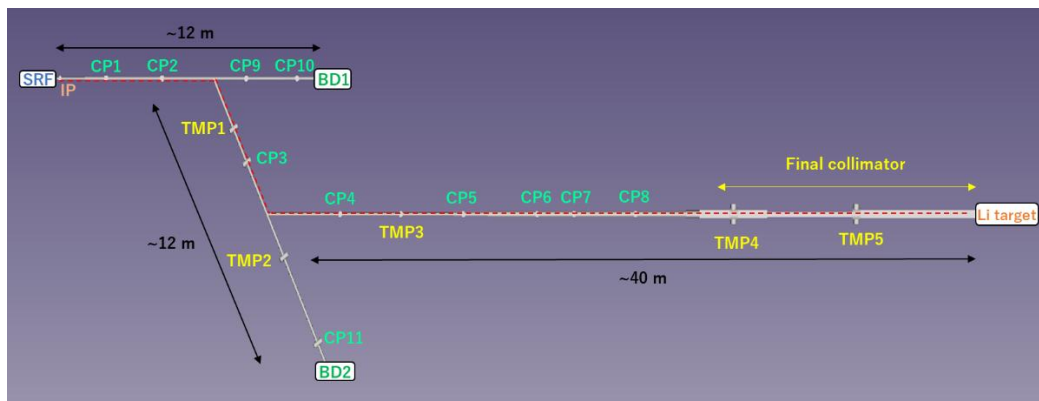


図 3.26 HEBT 全体の真空ポンプの配置検討 (上) と
 ビームライン上の圧力分布のシミュレーション結果 (下)

表 3.10 各真空ポンプの仕様 (水素分子で換算)

位置	ポンプ種	排気速度(l/s)
SRF 接続部	IP × 2	1500
HEBT 全体	CP × 2	5000
スクレーパ	TMP × 2	1300
TIR	TMP × 2	4000

3.4 Li 蒸気の逆流量の比較

本章の最後に、ドッグレッグ型 HEFT のビームシミュレーション及び真空設計で決定したビームダクトの寸法・形状を基に、従来の HEFT 設計と比較した液体 Li ターゲットから SRF へ逆流する Li 蒸気の減少量を比較する。ELTL ではコサイン則に従うことが実験的に確かめられたため、コサイン則を仮定する [24]。

非線形光学系以降は IFMIF の設計を踏襲することとしたので、非線形光学系の始点を基準 (Normalized point) とし、コサイン則を仮定した輸送計算により、SRF 出口における到達量の比すなわち減少量の比を比較することとする。

任意の蒸発源を観測点とみなしその観測量を m_{obs} とすると、再蒸発量は

$$m_{evp} = m_{obs} \cos \theta \quad (3.14)$$

と計算される。ここで θ は観測点から次の飛散した地点までのダクト面を見上げた角度であり、再蒸発量の総量は

$$\int_0^\theta \cos \theta' d\theta' = \sin \theta \quad (3.15)$$

と算出できる。したがって、図 3.27 に図示するように開口部とスクレーバのような絞りを設けた矩形型真空ダクトについて角度を定義すると、任意の位置での Li 蒸気の透過量は、開口部では断面積 $\sin^2 \theta_1$ に比例する。スクレーバやダクトの絞りや偏向が発生する箇所では透過する際に遮られて開口部の手前に堆積し付着する量の比は $\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1$ 、スクレーバ内部に堆積する量の比は $1 - \sin^2 \theta_2$ の関係になる。ビームが偏向する箇所では、次の開口部を通過するときに壁で遮られて、透過量は減少する。

真空ダクトのサイズをこの関係式に適用し、SRF 出口までこの計算を繰り返えし、Li 蒸気の流入量の比を計算する。Li は常温では蒸発係数は 1 ではないが、簡単のためすべて 1 で計算する。

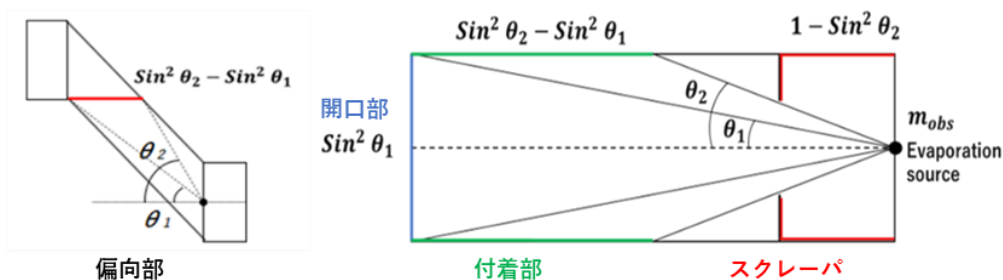


図 3.27 Li 蒸気の到達量の比

計算結果を図 3.28 に示すように、従来の IFMIF 設計の HEBT の場合より、ドッグレッグ型の HEBT 設計では液体 Li ターゲットからの SRF 出口での逆流量を 10 桁以上抑制できることがわかった。質量に換算すると、HK 方程式で評価された液体 Li ターゲット上での蒸発量が年間 76.7 g という試算があり [20]、減少率を乗じた SRF までの到達量の計算結果を表 3.11 に示す。従来の 9° だけ偏向する IFMIF 設計の HEBT の設計の場合、SRF への逆流量は年間 1.15×10^{-7} g (=115 ng) と予測される。このオーダーでの超伝導空洞への影響を実験的に検証する必要があり、今後の課題である。一方、今回設計したドッグレッグ型 HEBT の場合、年間 10^{-18} g と逆流を大きく抑制可能であることが予測される。

以上の計算結果により、HEBT をドッグレッグ型に設計変更することで、液体 Li ターゲットから SRF 出口までの蒸気やガスの逆流量を大幅に抑制させ、従来の設計と比較し SRF をよりよく保護できることを定量的に評価した。本計算は、曲がりのある配管を用いて実験的に評価する必要があり、今後の課題である。

図 3.29 に、最終的な HEBT 全体の CAD モデルを示す。

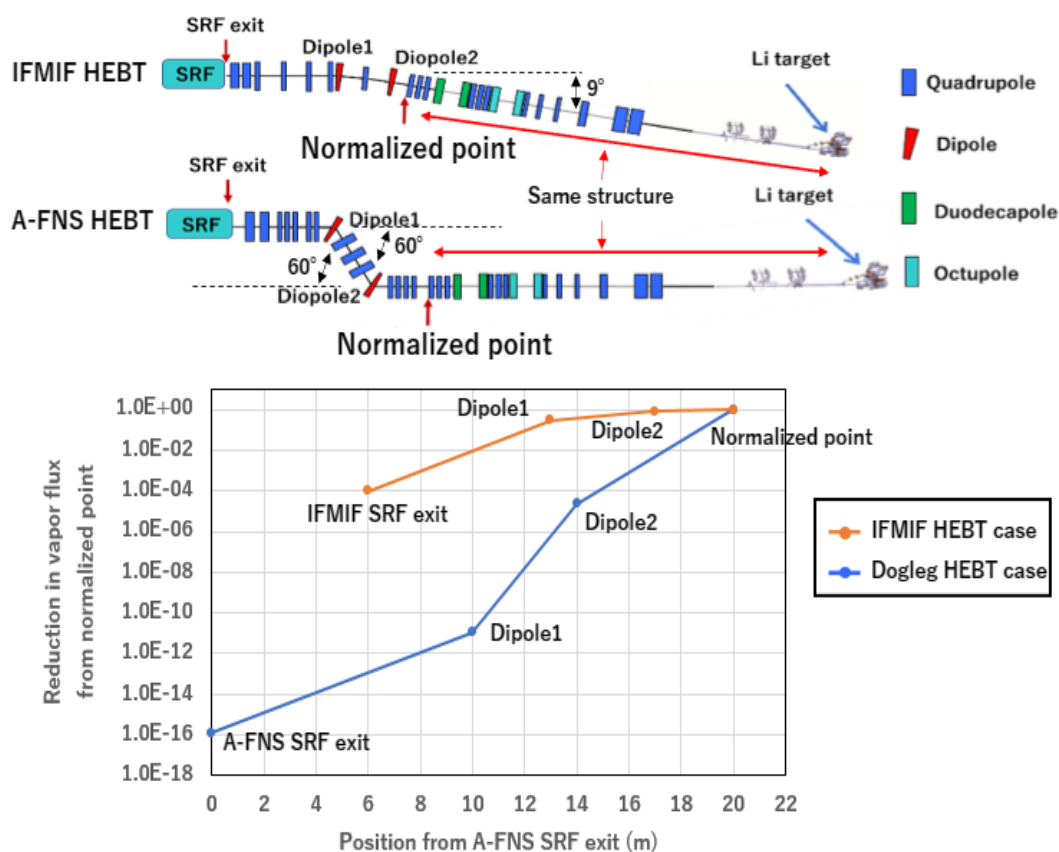


図 3.28 IFMIF 設計の HEBT とドッグレッグ型 HEBT の Li 蒸気量の比較

表 3.11 SRF 出口への到達量の試算結果

IFMIF HEBT	1.15×10^{-7} g/year
A-FNS HEBT	2.89×10^{-18} g/year

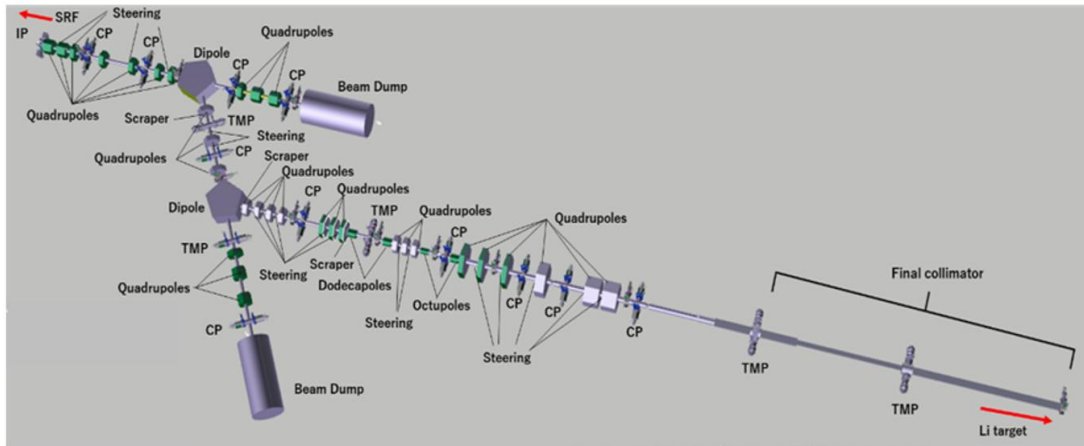


図 3.29 ドッグレッグ型 HEBT 全体の CAD モデル

3.5 まとめ

液体 Li ターゲットからの Li 逆流抑制を目的としたビームライン設計のため、ドッグレッグ型 HEBT のラティス設計、各所の要求圧力を満たす真空設計、全体の機器配置設計を実施した。さらに、従来の HEBT の設計と比較し、液体 Li ターゲットから SRF までの蒸気逆流量をさらに 10 桁以上減らせることを定量的に評価した。

3.6 参考文献

- [1] 永嶋和也, 関孝義, 足利沙希子, “100mA 級単孔 CW 引き出しマイクロ波イオン源の開発”, Proceedings of 18th PASJ2021, QST-Takasaki Online, Japan, paper THOB05 (2021).
- [2] 登録番号: 特許第 5317062 号 (登録日 2013/07/19)
 発明名称: 四重極型加速器および四重極型加速器の製造方法
 発明者: 林崎規託, 服部俊幸, 石橋拓弥, 山内英明
- [3] A. De Franco, K. Hirosawa, K. Ishimura, N. Kaneko, K. Kondo, N. Kubo, K. Masuda, T. Nakayama, T. Narita, M. Sugimoto, T. Yanagimachi, C. Caballero, S.C. L Gonzalez-Gallego, L. Maindive, J.C. Morales, J. M. Garcia, D. Gex, I. Moya, F. Scantamburlo, ” High power continuous wave test of RF couplers for the RFQ of the Linear IFMIF Prototype Accelerator”, PASJ2023 WEOB2, Funabashi (2023).
- [4] T. Ebisawa, K. Hasegawa, A. Kasugai, M. Oyaizu, S. Sato, E. Kako, H. Sakai, K. Umemori, “BASIC DESIGN AND CONSIDERATION OF LI-VAPOR CONTAMINATION FOR A-FNS SRF”, Proceedings of SRF2023, Grand Rapids, MI, USA, paper wepwp083 (2023).
- [5] Pierre-Yves Beauvais, “Design Description Document For the High Energy Beam Transport” INTERMEDIATE ENGINEERING DESIGN REPORT.
- [6] O. Nomen, D. Sanchez-Herranz, C. Oliver, I. Podadera, R. Varela, F. Ogando, V. Hauer, F. Arranz, S. Coloma, R. Heidinger and H. Dzitko, “Preliminary design of the HEBT of

- IFMIF DONES”, *Fusion Eng. Des.* **153** 111515 (2020).
- [7] Y. Yuri, N. Miyawaki, T. Kamiya, W. Yokota and K. Arakawa, “Uniformization of the transverse beam profile by means of nonlinear focusing method”, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 104001 (2007).
- [8] O. Nomen, D. Sanchez-Herranz, C. Oliver, I. Podadera, R. Varela, F. Ogando, V. Hauer, F. Arranz, S. Coloma, R. Heidinger and H. Dzitko, “Preliminary design of the HEBT of IFMIF DONES”, *Fusion Eng. Des.* **153** 111515 (2020).
- [9] IFMIF International Team, IFMIF Comprehensive Design Report. IEA Report (2003).
- [10] B. Brañas, J. Castellanos, O. Nomen, C. Oliver, F. Aragon, F. Arranz, M. Chamorro, D. Duglue, J.A. Ferreira, R. García, J.M. García, D. Gex, D. Iglesias, D. Jimenez-Rey, I. Kirpichev, J. Marroncle, A. Mas, P. Mendez, L. Melon, J. Molla, F. Ogando, I. Podadera, C. Roncolato, A. Ros, P. Sauvan, A. Soletto, F. Torala, V. Villamayor and A. Ibarra, “Design, manufacturing and tests of the LIPAc high energy beam transport line”, *Nucl. Fusion* **61** 015001 (2021).
- [11] 神谷潤一郎, 金正倫計, 荻原徳男, 桜井充, 馬渕拓也, 和田薫, “大強度陽子加速器真空システムにおける主排気ポンプとしてのターボ分子ポンプの実績”, *表面と真空*, **62**, No. 8, 476–485 (2019).
- [12] K. Kondo, U. Fischer, V. Heinzl and A. Klix, “DOSE RATE ANALYSES FOR THE HIGH ENERGY BEAM TRANSPORT SECTION OF IFMIF”, *FUSION SCIENCE AND TECHNOLOGY*, **62**, 226-232(2012).
- [13] 成島勝也, “トリスタン超高真空系用アルミ合金真空チェンバーの研究”, *核融合研究*, **53**, 1. 29-54 (1985).
- [14] J. Kamiya, “Challenges to the Vacuum System in High Intensity Accelerators”, *Journal of the Vacuum Society of Japan*, **56**(11), 440–448, (2013).
- [15] 勝田博司, *日本原子力学会誌*, “核融合における液体リチウム化学”27.100-106. (1985)
- [16] R. Grinham and A. Chew, “A Review of Outgassing and Methods for its Reduction”, *Appl. Sci. Converg. Technol.* **26**(5) 95-109 (2017).
- [17] R. Kersevan and M. Ady, “RECENT DEVELOPMENTS OF MONTE-CARLO CODES MOLFLOW+ AND SYNRAD+”, *Proceedings of IPAC 2019, Melbourne, Australia, paper TUPMP037* (2019).
- [18] J.A. Hassberger, “Preliminary Assessment of Interactions Between the FMIT Deuteron Beam and Liquid Lithium Target”, HEDL-TME 82-28, Hanford Engineering Development Laboratory, Richland, WA, (1983).
- [19] T. Ishiyama, T. Fujikawa, S. Kurz, T. Lauterborn, “Nonequilibrium kinetic boundary condition at the vapor-liquid interface of argon”, *Phys. Rev. E* **88**. 04240, 6, (2013).
- [20] J. Knaster, T. Kanemura and K. Kondo “An assessment of the evaporation and condensation phenomena of the lithium during the operation of a Li(d,xn) fusion relevant neutron source”, *Heliyon*, e00199 (2016).

- [21] M. Knudsen, *Ann. Phys.* **48**, 1113 (1915).
- [22] M. Ikegami, T. Maruta, Y. Liu, K. Futatsukawa, T. Miyao, Z. Fang, “COMMISSIONING PLAN FOR ENERGY UPGRADE OF J-PARC LINAC”, Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, paper THPWO028 (2013).
- [23] B. Brañas, F. Arranz, O. Nomen and D. Iglesias, “The LIPAc beam dump”. *Fusion Eng. Des.* **127** 127-138 (2018).
- [24] T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, Y. Hirakawa, E. Wakai and J. Knaster, “Analytical and experimental study of the evaporation and deposition rates from a high-speed liquid lithium jet”, *Fusion Eng. Des.* **122**, 176-185 (2017).

第四章 液体 Li 流動と差動排気の試験体系の設計

本章では、A-FNS の加速器-ターゲット境界設計を実例に、液体 Li 流動を考慮した真空設計に必要となる、差圧環境下での液体 Li 流動試験の実証及び自由表面上液体 Li ターゲットを有する加速器の真空特性の評価に関する試験体系の設計についてまとめる。

4.1 液体 Li 流動と差動排気の試験の目的

前述したように、IFMIF 及び A-FNS において、従来の加速器と異なる比較的大口径のビームダクトで構成される HEFT-液体 Li ターゲット境界では、 10^{-5} Pa 以下から 10^{-4} Pa 以上の差圧を維持し、自由表面液体 Li 流動面からの Li 蒸気の沸騰・飛散、流動の不安定化を防止しなければならない。その理由は、化学的活性の強いアルカリ金属である Li の加速器側への流入は、加速空洞・真空機器・ビーム診断機器等の腐食・劣化とそれに伴う稼働率の低下が懸念されるためである。

第三章の真空設計において、両者の要求圧力を満たす真空系を設計できる見通しを示すことができた。しかし、実際に差圧環境下で自由表面液体 Li ターゲットから高真空領域側への Li の流れ込みや大量の蒸気の流入などなく、安定な液体 Li 流動を実現できるかどうかは不明である。加速器部分は LIPAc、液体 Li ターゲットは ELTL で個別に試験されているが、両者を組み合わせた実験的研究は皆無である。

そこで、加速器と液体 Li ターゲットの要求圧力を満たす差圧環境を模擬し、液体 Li の流動試験を実施し、差圧環境下での安定な Li 流動の実証及び加速器側の真空特性への影響を実験的に明らかにする。

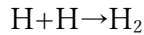
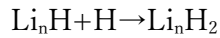
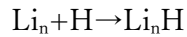
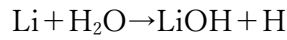
4.2 Li の真空特性に関する先行研究

これまで数少ない Li の高真空中における特性・特徴を調べた先行研究については、以下のことが判明している。図 4.1 の Li の蒸発中の質量分析の結果を示す [1]。

- ①中性の蒸気クラスターを形成する。
- ②必ず水分子（質量数 18）の減少、水素分子（質量数 2）の増加がみられる。
- ③Li クラスターのピークの 1 もしくは 2 だけ多いピークがみられる。

①については、Ar 等の希ガス雰囲気、特に偶数倍である Li_{2n} クラスターが、奇数倍である Li_{2n+1} クラスターより存在比は多いが、質量が大きくなると差が縮まる傾向にあることが分かっている。これは、偶数個の電子を有する系が安定で、クラスターサイズが大きくなると奇数・偶数かわかわらず結合エネルギーが増加していくためであると考えられており、この現象が実験的に確認された。

- ②及び③については、Li の蒸発に伴い気中の残留水分子や水素原子と



のような化学反応が生じていると仮定すれば、以上の事実を矛盾なく説明可能である。また、Li は水素分子とはあまり反応しないが、水素イオンとはよく反応することが分かっている [2]。LiOH をはじめ Li とその化合物の多くは腐食作用が強いため加速器の真空側に侵入すると、加速器の真空機器類を損傷させる恐れがある。一方、クラスター化した蒸気の運動は直進性が高いため、ビームラインを大きく曲げることで流入量を十分抑制出来るということを示唆する。また、熱化学実験及び質量分析で Li_n ($n=2, 3, 4$) は気相状態の成分が存在することが実験的に確認されており、理論計算でも $n=2, 4, 6$ が安定で、大きいクラスターになるにつれ結合力が大きくなり、金属的になることがわかっている [1]。

核融合炉研究においては、ダイバータ開発のための液体 Li を使用した実験では、Li 液面が不純物を吸収するコンディショニング効果及びゲッター効果に類似する現象がみられることが分かっている [3]。

換言すれば、以上で述べた現象や兆候が確認されれば、真空中に Li 成分が存在することを示唆する証拠になる。

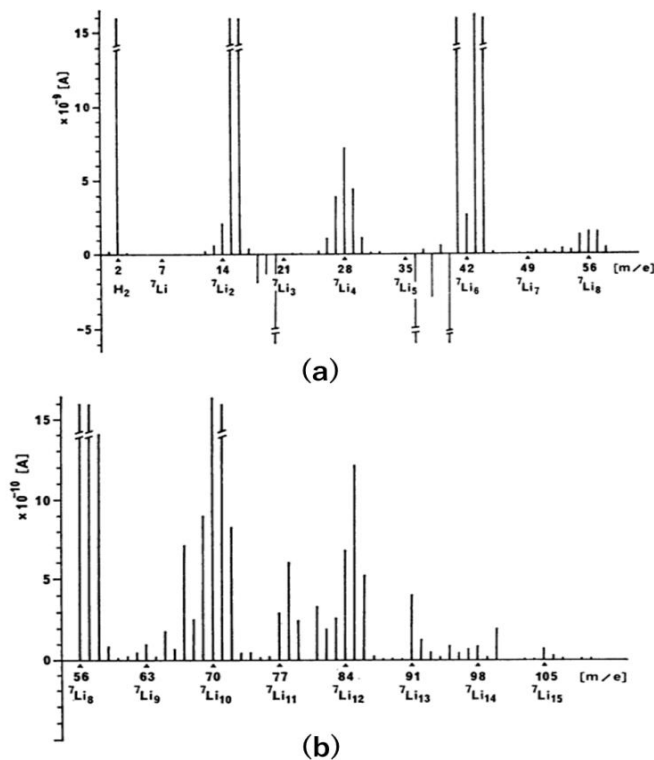


図 4.1 Li 蒸発中の質量分析の結果[1], (a)1~56, (b)56~105 のスペクトル

* (a)の範囲は(b)より一桁高い

これまで述べてきたことは、いずれも静止状態の Li を扱う場合の特徴であり、流動中の液体 Li の真空特性への影響、具体的には主ガス種（質量数）やガス放出率（ガス放出量）の変動が不明である。ELTL では、Li 蒸気の飛散分布がコサイン則に従うことは確認されたが、クラスター化しているかどうかは未確認である [4]。ほかには、真空計の破損、真空ポンプでキャビテーションが発生するなどのトラブルが発生した [5]。

IFMIF 及び A-FNS のように、コンダクタンスが比較的大きい真空ダクトで接続された液体 Li 流動下でも、同様の現象や新たな問題が生じるか否かを実験的研究により明らかにすることが必要不可欠である。

4.3 差動排気実証実験体系の方針

4.3.1 液体 Li ループシステム

液体 Li ターゲットを模擬するため、図 4.2 の写真に図示する東京科学大学が保有する BNCT 開発用に建設され安定な液体 Li 流動を実証した、小型液体 Li ループシステムを用いる [6]。当該の試験装置は、ELTL が解体された現在、高真空環境下で安定な自由表面液体 Li 流動を実現できる数少ない実験装置の一つである。理研で計画されている使用済核燃料低減・分離技術開発を目的とした加速器システムの液体 Li ターゲットシステムのプラズマウィンドウ開発の技術要素開発に用いられた実績もある [7]。

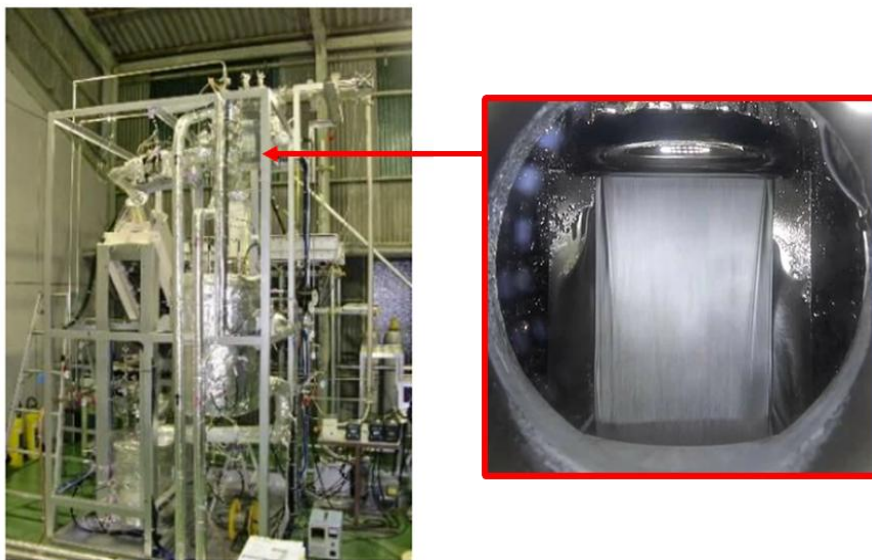


図 4.2 林崎研が保有する液体 Li ループシステムと Li 流動面 [6]

この液体 Li ループシステムを改造し、第 3 章で設計した HEBT と液体 Li ターゲット境界の加速器真空環境を模擬する差動排気実験体系を設計し、差圧環境下で液体 Li 流動試験を実施し、加速器側の真空特性への影響を実験的に評価する。

なお、SRF 接続部付近や HEBT 上流側の真空系については、LIPAc でイオンポンプとクライオポンプを組合せた排気系で超高真空を維持できることは実証されているため、本研究で

は試験対象としない。

図 4.3 に、液体 Li ループシステムの配管系統の概略図を示す。排気速度 1100l/s のターボ分子ポンプ及び粗排気ドライポンプ (Vacuum pump) で排気後、カバーガスとして高純度 Ar ガスを導入する。Ar 雰囲気下でタンク (Tank) に貯められた Li を加熱・液化し、電磁ポンプ (Electro Magnetic Pump: EMP) を起動し、液体 Li を循環させる。高純度の液体 Li 流動面を生成するため、簡易的な不純物トラップ (Impurity trap) を設けた純化系ラインも併設されている。IFMIF 及び A-FNS においては、不純物や放射性物質による配管の腐食防止のため、溶解度の低いベリリウム等の不純物はコールドトラップ、溶解度が高い不純物はホットトラップ、水素やトリチウムはイットリウムトラップで除去する多重の純化システムを設け厳重に純度を管理する。ノズル (Nozzle) 先端から Li ジェット (Jet) を噴射し流動面を生成する。温度・流速などの運転パラメータの調整などで Li 流動面を生成しない場合は、バイパスラインを通して循環させる。

HEBT 接続部を模擬する差動排気系は、ノズルをもうけたチャンバーに接続し、加速器の HEBT 接続部と自由表面液体ターゲット境界の環境を模擬する。

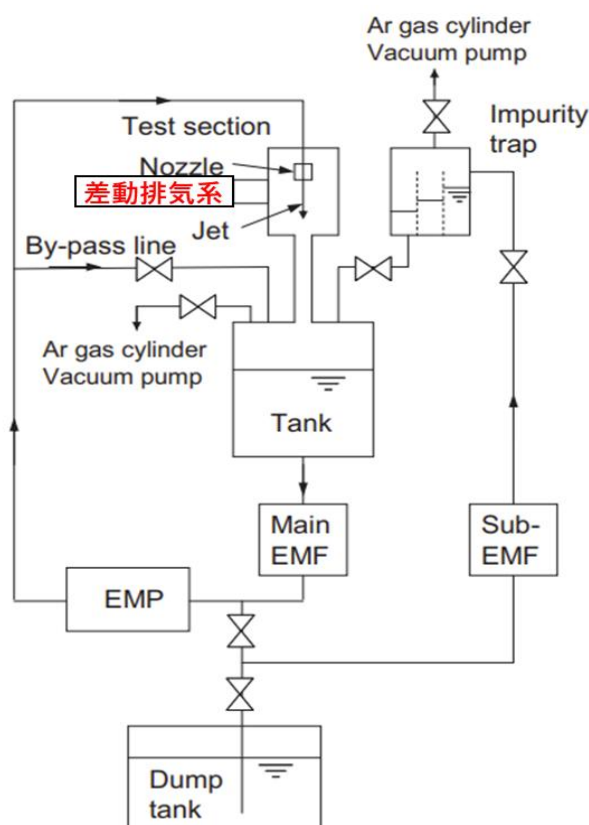


図 4.3 液体 Li ループシステムの配管系統図 [6]

4.3.2 液体 Li ループシステムの運転パラメータと運転実績

本試験に用いる液体 Li ループシステムの基本的な運転パラメータを、表 4.1 に示す。液体 Li 表面上の環境圧力 $\sim 10^{-3}$ Pa(設計値は $\sim 10^{-4}$ Pa)、最大温度 300 °C、最大流速 30 m/s、バッ

クプレートの曲率半径 0.1 m である。

先行研究において、経験的に 250~300 °C で循環運転するとビューポートが Li 蒸気で覆われ蒸着されたような状態になり、内部の目視確認ができなくなったため、BNCT 開発用に最適な運転温度は 220 °C とされた。このように温度を上昇させるとビューポートが Li で覆われる現象は、ELTL でも確認されている。また、図 4.4 の流動面の観察写真のように流速が小さすぎると Li 流動面にうねりの交差が生じ安定しなくなるため、なるべく早い流速、具体的には 15~20 m/s が選択された。ただし、速すぎると、乱流が生じ不安定になる。

表 4.1 液体 Li ループシステムの運転パラメータ [6]

運転条件	パラメータ
環境圧力	$\sim 10^{-3}$ Pa
最大温度	300 °C
最大流速	30 m/s
バックプレートの曲率	0.1 m

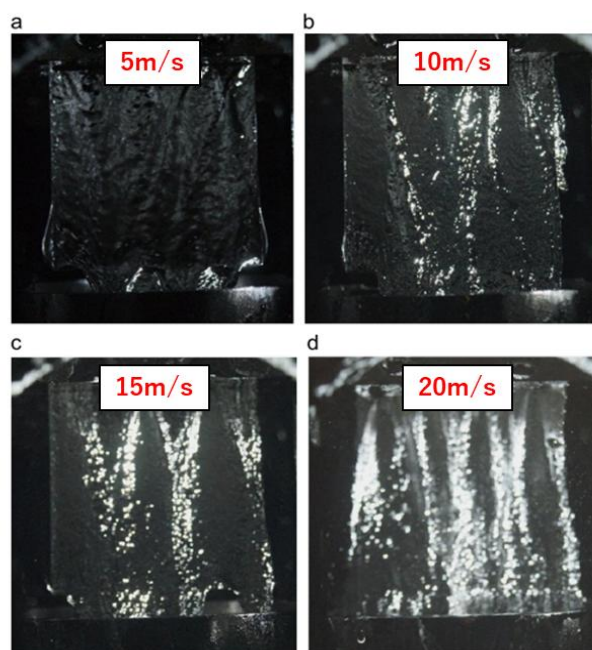


図 4.4 流速(a)5 m/s, (b)10 m/s, (c)15 m/s, (d)20 m/s の場合の流動面の観測写真 [6]

4.3.3 差動排気試験体系の設計

図 4.5 と表 4.2 に、本研究のために設計した加速器の HEBT 接続部 (HEBT section) を模擬する差動排気試験体系の模式図と真空系統図、構成機器を示す。

液体 Li ループシステムに真空配管と真空ポンプ類を取り付け、HEBT の最終コリメータ部と液体 Li ターゲットの境界について、実機的设计値の約 16 m に対し、長さ 1/10 スケールである約 1.6 m の真空環境を模擬する。配管径は、実機の配管径約 30 cm とコリメータ部約 10 cm に対し、試験体系はそれぞれ約 10 cm (ICF152) と約 3.5 cm (ICF70) と同じ比で約

1/3 スケールとした。配管材料は SUS304 である。

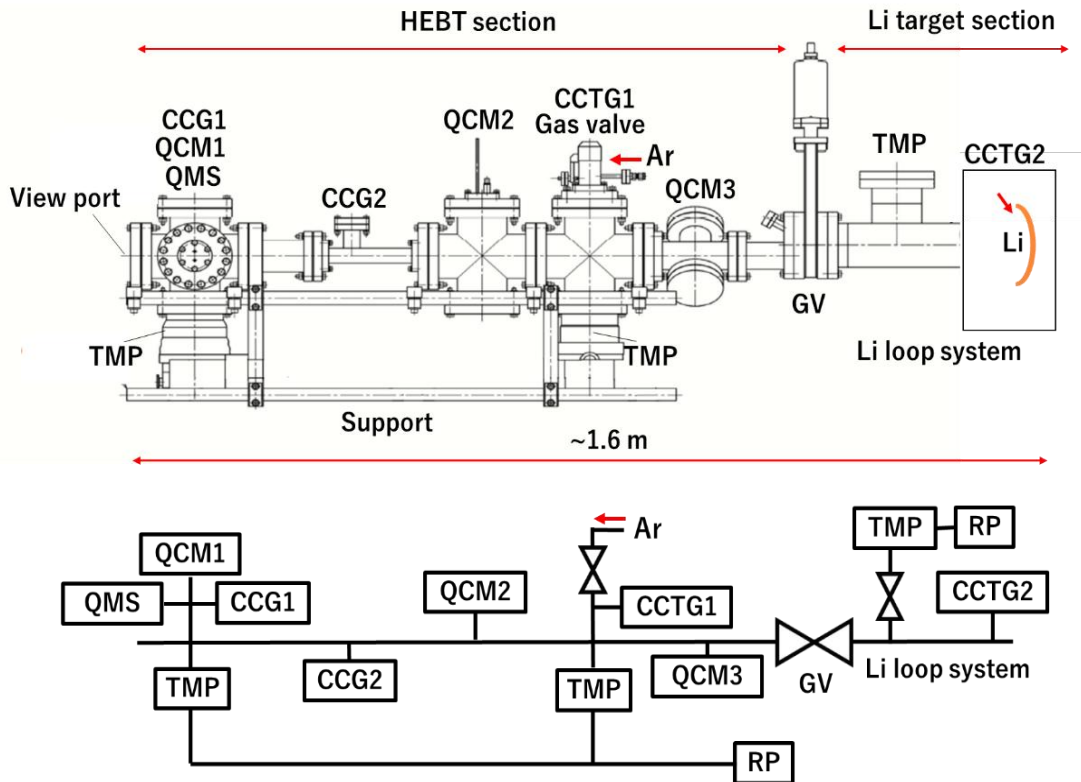


図 4.5 試験体系の模式図と真空系統図

表 4.2 機器構成と仕様・用途

機器(略称)	仕様・用途
粗排気用ドライポンプ (RP)	TMP 稼働可能圧力まで真空排気
ターボ分子ポンプ (TMP)	高真空まで真空排気 排気速度:300 l/s×2式(差動排気側), 1100 l/s×1式 (Li ループシステム側)
コールドカソードゲージ (CCG)	圧力測定 (ピラニーゲージ機能付き)
コールドカソードタフゲージ (CCTG)	液体 Li ループシステム付近の圧力測定 * 腐食性ガス等に耐久性あり
四重極型質量分析計 (QMS)	残留ガス成分計測
膜厚計 (QCM)	蒸気の測定 (水晶振動子方式)

真空ポンプは、Li 蒸気を連続的に排気するため、開口部 ICF152 の規格を有する排気速度 300 l/s のターボ分子ポンプ (TMP) 2 台、液体 Li ループシステム側の排気用に 1100 l/s の大型のターボ分子ポンプ 1 台、粗排気用ドライポンプ (RP) 2 台を用いる。

配管サイズ・配置は、加速器ターゲット境界実機の配管のコンダクタンスに可能な限り

模擬するように設計した。液体 Li 流動面の観察が可能なように、HEBT 接続部の模擬配管側に ICF152 のビューポート、液体 Li ループシステムとの境界に ICF34 規格の小さいビューポートを取り付けるための変換フランジも設けた。また、手動式ゲートバルブ (GV) を設け、両者を仕切れるようにしている。

液体 Li ターゲットから発生する Li 蒸気の HEBT への流入を抑制する方法として、ビームへの影響が少ないシールドガスの導入を検討した。液体 Li ループシステム側のターボ分子ポンプの直上に、シールドガス導入のためバリアブルリークバルブを設けた。これは、理研 RIBF のストリッパ材料で用いる He ガスの加速器部への逆流防止のために考案された窒素のガスジェットカーテン法及び、J-PARC のガスシートを用いたプロファイルモニタシステムの実績があり、それに倣ったものである [8, 9]。カバーガス同様、Ar をシールドガスとする。

圧力分布測定には、真空計を用いる。高真空側の真空計は、コールドカソードゲージ (CCG) を用いる。また大気圧～低真空用にピラニーゲージも併設されているオールレンジゲージを用いる。液体 Li ループシステム及びその付近には、Li 耐久性を考慮し、コールドカソードタフゲージ (CCTG) を用いる。

真空環境の分圧管理、Li 蒸気及びその化合物の特定のため、残留ガス分析計 (RGA: Residual Gas Analyzer) として、四重極質量分析計 (QMS: Quadrupole Mass Spectrum Analyzer) を用いる。

侵入する Li 蒸気の流入量・分布を測定するため、膜厚計を配置する。膜厚計は、真空中でリアルタイム測定が可能な水晶振動子方式マイクロバランス法 (QCM: Quartz Crystal Microbalance) を利用した機器を用いる。

事前に、Molflow+を用いて試験体系のシミュレーションを実施し、各所の要求圧力を満たす圧力勾配の可否・条件を評価した。配管寸法を模した CAD モデルを作成し Molflow+に取り込み、真空ポンプの排気速度とガス放出率 (SUS304) の情報を入力した。到達圧力が低すぎる場合は、必要に応じて液体 Li ループシステム側からカバーガスを導入し差圧を調整する。図 4.6 にその結果を示す。

緑色のグラフのように、液体 Li ターゲット側から 2×10^{-5} Pa l/s cm² のガスを導入することで液体 Li ターゲット側を 10^{-4} Pa 以上に維持し、HEBT 接続部を模擬する側で 10^{-5} Pa 以下の高真空を維持できる見通しが得られた。

また、Li 蒸気の逆流防止のため導入する Ar シールドガスがある環境下においても、差圧環境を維持できることをシミュレーションにより確認した。ターボ分子ポンプ直上に設けたガス導入バルブから導入するガスの流量を調整したシミュレーション結果を図 4.7 に示す。 1×10^{-4} Pa l/s cm² 程度までであれば、各所の要求圧力を維持できる見通しが得られた。

実験の際は、真空計を確認しながらバルブの開度を調整する。

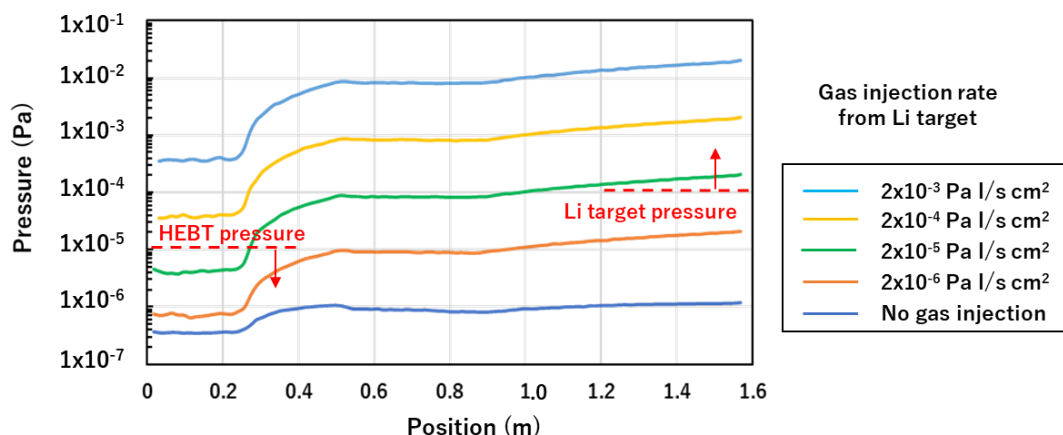


図 4.6 差動排気条件の確認のための真空シミュレーションの結果

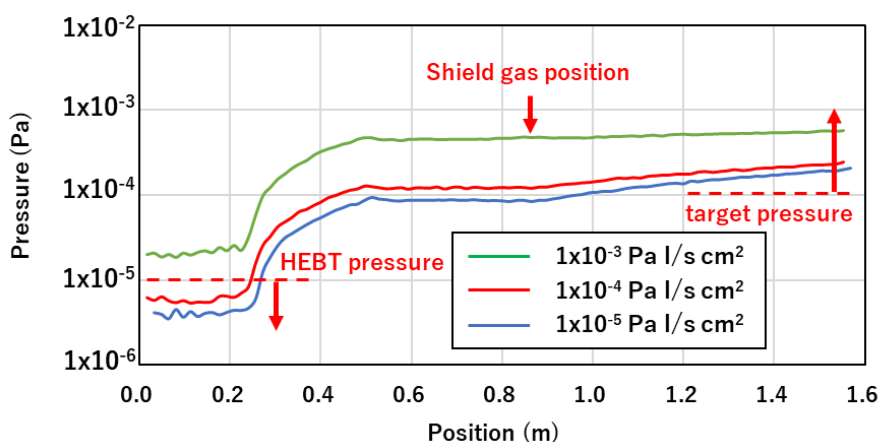


図 4.7 シールドガス導入時の真空シミュレーションの結果

4.4 試験体系の組立作業

4.4.1 真空配管の準備作業

真空配管類は、事前にエタノールとキムワイプで汚れを除去し、アルカリ脱脂洗剤（濃度 5%）を用いて超音波洗浄機に浸漬し 20 分程度洗浄した。その後、超純水で十分すすぎ洗浄し、マイクロフィルタを通した純窒素を吹き付け、水分を除去し乾燥させた。

乾燥後、真空配管類を仮組・真空排気し、試験体系のフィッティングチェック及び He リークディテクターを用いたリークチェック（スプレー法でのリークレート要求値： $<1 \times 10^{-10}$ Pa m^3/s ）を行った。フランジ締結には、ネジの噛み防止のため、銀メッキネジを用いた。

さらに、図 4.8 の写真のように、仮組した真空配管にリボンヒーターを巻いてアルミ箔で覆い、100~120 °Cで 24 時間程度のベーキングを施し、真空配管内面の水分を十分に除去した。

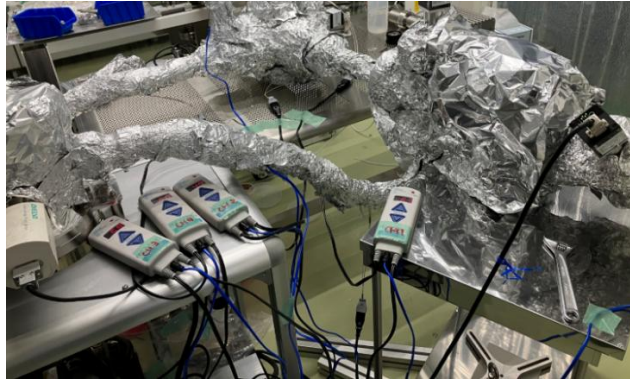


図 4.8 仮組した配管のベーキングの様子

4.4.2 計測機器類の原理と準備

各計測器の原理と準備について述べる。

- 真空計

真空計は、アネルバ社製のピラニーゲージ機能を併設したコールドカソードゲージ (M-361CP) 及びミラプロ社製コールドカソードタフゲージ (CCTG110S) を用いた。

コールドカソードゲージをはじめ、電離型真空計の原理は、圧力 p の環境下でアノードとカソード間に電圧を印加し、カソードに到達する電子電流 I_e が電離により生成されたイオン電流 I_i に比例する。

$$I_i = S I_e p \quad (4.1)$$

この関係から真空環境の圧力を評価する。ここで、 S は感度係数でガス種に依存する。一般に、汚染ガス等が多い真空環境では電極が汚染され、感度係数が下がり測定精度が悪くなり、さらに真空計の測定精度・寿命を低下させてしまう。精度よい圧力分布測定は困難であり、測定値の評価にはオーダーが比較される。

一方、電極自体を加熱し汚染ガスの吸着を抑制しながら測定できるコールドカソードタフゲージが開発された。このタイプの真空計は、電極が清浄であり、電子やイオンの軌道が安定し感度に変化しないため、長期間の精度の高い圧力測定が可能である。液体 Li ループシステムにおいても、使用実績がある。

本試験に使用する真空計は、予め窒素分子（質量数 28）で校正が確認されたものを使用する。図 4.9 のように、事前に真空排気ユニットに取り付け校正を確認し、到達圧力と個体差を確認しておいた。3 式の真空計の到達圧力はそれぞれ、 5.4×10^{-6} Pa、 4.6×10^{-6} Pa、 5.0×10^{-6} Pa であり、使用圧力範囲での絶対値の誤差は 10 % 以下であり、オーダーの比較のための圧力測定に大きな支障がないことを確認した。

各真空計の測定値は、専用の表示器 (Monitor) で管理する。さらに、データロガー (Data logger) に電圧を出力・管理し、計測用 PC に転送し、電圧を圧力に換算し解析する。



図 4.9 真空計の確認作業

- 膜厚計

今回使用する膜厚計は、水晶振動子方式を用いたインフィコン社製の STM-2 である。原理的には、水晶振動子表面に付着・蒸着した時の振動数の変化から質量・膜厚に換算するものである。共振周波数 f_q の水晶振動子に、質量 Δm の蒸気が付着・蒸着した際の周波数変化量 Δf は

$$\Delta f = -\frac{2\Delta m f_q^2}{A\mu_q^{1/2}\rho_q^{1/2}} \quad (4.2)$$

で記述できる。ここで、 A は水晶振動子の電極薄膜の面積、 μ_q は水晶振動子の弾性率、 ρ_q は水晶の密度である。周波数変化を電気信号に変換し同軸ケーブルで伝送し、専用の増幅器 (Amplifier) とオシロスコープ (Oscilloscope) で波形を出力し、計測用 PC で表示・解析する。図 4.10 のように、金製の水晶振動子をホルダーに取り付けたあと、蒸着源を見て 3 式の検出部が重ならない配置になるように、フィードスルーの長さを調整し、同軸ケーブルの短絡・地絡がないことを確認したあと、真空容器に取り付ける。

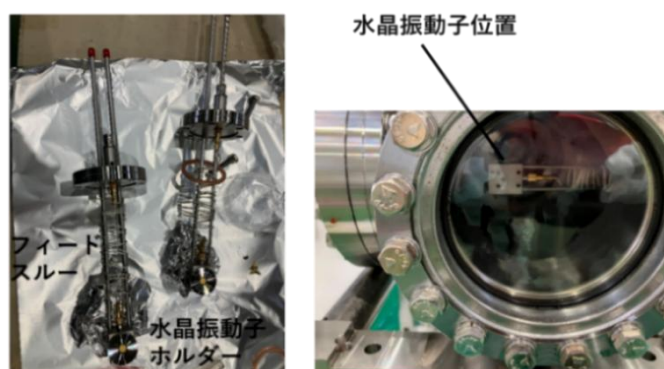


図 4.10 水晶振動子の組立・設置作業の様子

- 四重極型質量分析計

残留ガス分析計として、アルバック社製の四重極型質量分析計 (QMS) BGM-2 を用いる。

QMS は、4本の平行なロッド状電極から成り、相対する電極の極性を同じにして直流電圧と高周波交流電圧を重ね合わせた電圧 $(U+V\cos \omega t)$ を印加し (U : 直流電圧, V : 交流電圧の最大値, $\omega=2\pi f$, f : 高周波の周波数), 四重極電場を形成している。四重極ロッドに沿ってイオンを四重極電場に入射すると、イオンは上下、左右方向に振動しながら進むが、 U/V を一定に保ちつつ電圧を変化させるとある瞬間には特定の m/z 値のイオンのみが安定な振動運動をして四重極を通り抜け検出器に到達する。一方、その他の m/z 値を持つイオンは振幅が大きくなり発散して電極に衝突してしまう。このようにイオンの質量による振動の違いからガス成分を分析する。QMS の分析管は電子制御系ユニット (Electronics) を介して、計測用 PC に接続される。

図 4.11 に、計測機器類のブロック図を示す。全データは PC で一括に管理・解析する。

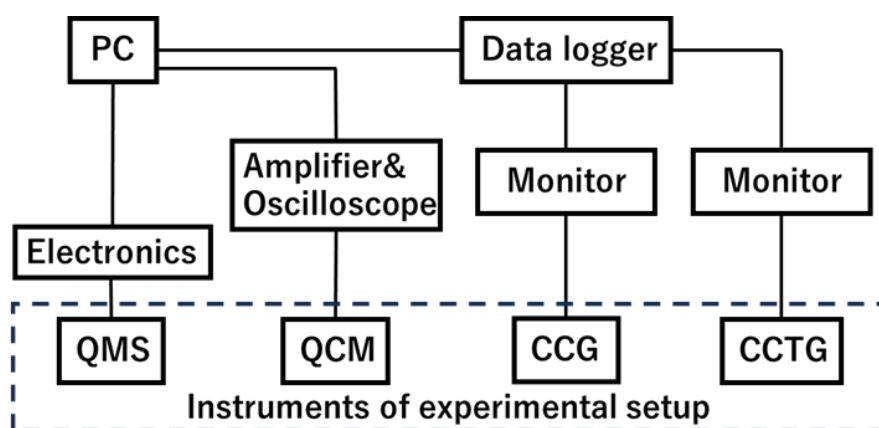


図 4.11 計測機器のブロック図

4.4.3 計測機器の Li 測定の事前試験

QCM や QMS を大容量の液体 Li 環境下で取り扱う前に、少量の Li 蒸気を発生させる小型の装置を用いて、事前に真空中における Li 蒸気及びその化合物の計測の可否・特性の確認を行った。

そのために組み立てた小型の試験装置を、図 4.12 に示す。Li 蒸気源として、通電量によってナノグラムオーダーでの蒸着量を制御可能なアルカリ金属ディスペンサーを用いた [10]。ディスペンサーは、電子銃のカソード作成等にも用いられる。通電端子の下部にフィードスルーを介してディスペンサーを通電加熱し、Li 蒸気を発生させる。ドライポンプ (DP) 及びターボ分子ポンプ (TMP) のユニットで真空排気する。圧力は、CCG 及びピラニーゲージ (Pirani) で管理する。Li ディスペンサーは 2 式用意し、反対方向を向くように配置し、Li の飛散する方向に QCM 及び QMS の検出部を直接見るように設置する構成とした。QCM は輻射熱の影響を受けやすいため、Li 蒸気源から約 40 cm 程度距離をとった。デガス中に不純物の影響を受けないように、シャッターのためにゲートバルブを設けた。

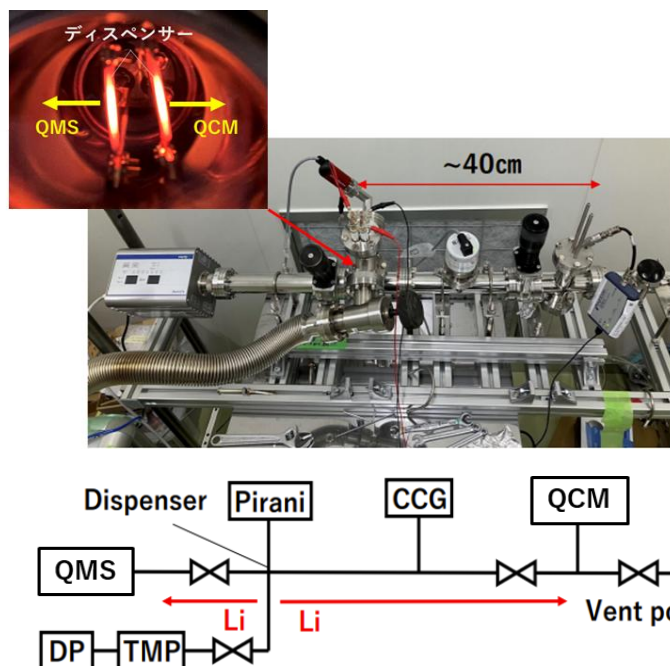


図 4.12 QMS 及び QCM の事前試験のセットアップと真空ブロック図

Li は活性が強く、残留ガスと容易に反応する。Li 蒸気を発生させる前に、Li 成分を精度よく測定するために、試験装置を 150 °C で 8 時間程度ベーキングし、不純物残留ガスを可能な限り減らした。到達圧力は 4.0×10^{-6} Pa であり、Li 蒸気が飛び交う、実機の IFMIF 及び A-FNS HEFT の上流側において想定される真空環境を実現した。Li 用のアルカリ金属ディスペンサーは、約 7 A から Li 蒸気が発生する。ゲートバルブを閉めた状態で、6 A まで通電加熱によりディスペンサーの不純物をデガスした。デガスで生じた不純物ガスを排気して精度よく Li 成分を測定するため、追加のベーキングを施した。その後、7~10 A までの通電により発生する蒸気について、QCM 及び QMS による測定を行った。

最初に QCM の測定試験の結果を図 4.13 に示す。膜厚は質量に換算した。この結果が示すように、通電量の上昇とともに蒸着量が増加していることから、Li 蒸気量の変化の計測は問題ないと考えられる。再現性を確認するために、数個のディスペンサーで同様の測定を繰り返した。±0.5 倍程度の個体差による誤差がみられたが、測定量がディスペンサーへの通電量に比例するという再現性は確認された。

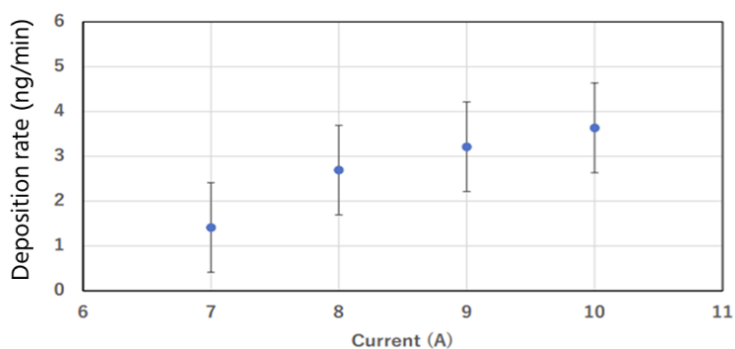


図 4.13 QCM の計測結果 (質量に換算)

次に、QMS の測定試験の結果を図 4.14 に示す。通電前（赤曲線）は高真空環境であり水素分子の質量数 2 が最も高く、次いで水分子の質量数 18 が高かった。高真空環境に関して、典型的な分圧環境である。10 A まで加熱したところ（青曲線）、水分子の減少と水素分子の微増が確認された。Li の原子量とみられる質量数 7 の上昇がみられたが、このピークは 10 A まででは確認されなかった。さらに、質量数 14, 28, 42, 56, 70, 77, 84, 91, 98 と、7 の倍数の上昇も確認された。4.2 で挙げた先行研究と同様に、偶数倍である成分が奇数倍であるクラスター成分より存在比は多いが、質量が大きくなるにつれその差が縮まる傾向にあり、Li の真空中での特徴的な振る舞いが確認された。この測定から、今回使用する QMS で Li 成分の測定及び同定が可能であることを確認した。なお最も大きいピークは、Li₄ とみられる 28 であった。通電を停止すれば、元のスペクトルに戻ることを確認された。この試験後、配管内面に酸化 Li 及び水酸化 Li とみられる白色の結晶が確認された。

この試験では Ar など希ガス雰囲気中における坩堝からの Li 蒸発ではなく、圧力が 10⁻⁶ Pa 台の真空中におけるナノグラムオーダーでの蒸発でも、Li 蒸気成分の質量スペクトルが確認された。液体 Li ターゲットから Li 蒸気が流入すれば、実機の HEBT 上流部でも同様の現象が生じると考えられる。

以上の測定試験から、QCM を用いた高真空中における Li 蒸気の定量的評価及び QMS を用いた Li 成分の識別が可能であることが確認された。

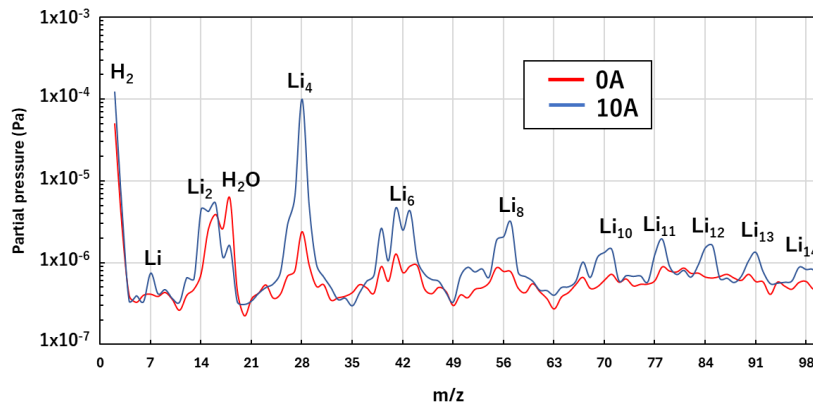


図 4.14 通電前(0 A)及び 10 A 通電中での QMS の計測結果の比較

4.4.4 試験装置の組立・試運転

図 4.15 のように、HEBT 接続部を模擬する配管を液体 Li ループシステムに接続する前に、真空計、QCM、QMS、真空配管類を組立て、粗排気ドライポンプとターボ分子ポンプを起動し真空排気し、真空計で全体的に約 10⁻⁵ Pa に到達することを確認した。また、He リークディテクターを用いて、配管及び計測機器類に真空漏洩がないことを確認した後、ガスバルブから純窒素ガスを導入し、大気圧に戻した。その間、真空ポンプを止める前に、ガスバルブに近い側から 1.0×10⁻³ Pa, 3.7×10⁻⁴ Pa, 6.3×10⁻⁵ Pa の差動排気が可能なことを事前に確認した。

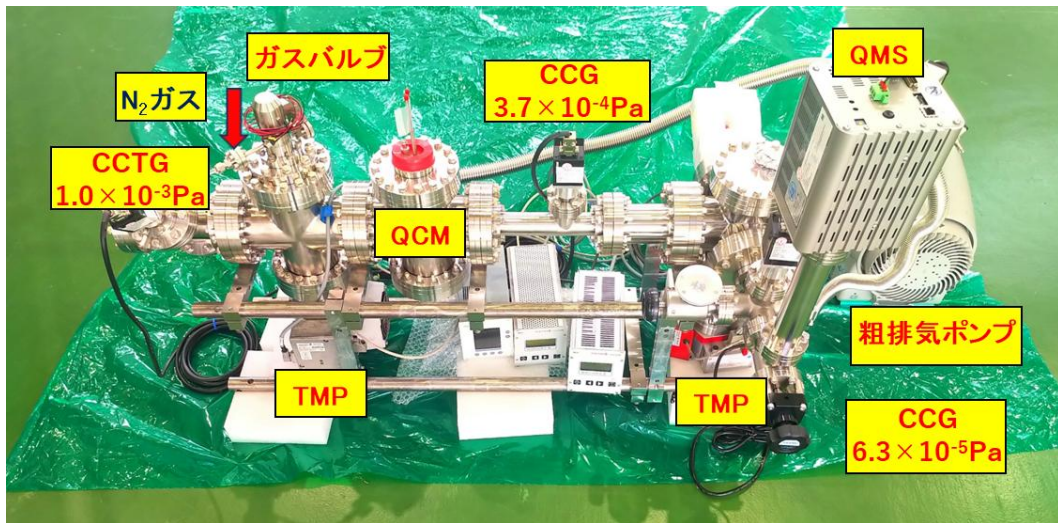


図 4.15 組立・リーク試験を完了した試験体系
(真空計の値はガスバルブから窒素(N₂)ガス流量を調整した際の測定値)

4.5 まとめ

本章では，第三章で設計した加速器-ターゲット境界部を模擬するため，液体 Li ループシステムを用いて差動排気下における液体 Li 流動実証及び真空特性評価を可能とする試験装置の設計・組立作業について述べた。また，小型の Li 蒸気発生装置を用いて計測機器の事前試験を行い，真空中での Li 蒸気の定量的評価及び識別が可能であることを確認した。さらに，液体 Li ループシステムと接続する前に，加速器 HEBT 模擬配管において 10^{-3} Pa \sim 10^{-5} Pa の差動排気が可能であることを確認した。

4.6 参考文献

- [1] K. Kimoto, I. Nishida, H. Takahashi and H. Kato, “A Study of Lithium Clusters by Means of a Quadrupole Mass Analyzer”, J. Appl. Phys. **19**, 1821 (1980).
- [2] H. Sugai, H. Toyoda, N. Nakamura, K. Furuta, M. Ohori, K. Toi, S. Hirokura, K. Sato, “Wall conditioning with lithium evaporation”, Journal, Nucl. Mat, **220-222**, 254-258 (1995).
- [3] 長山好夫, “球状トカマク炉における液体リチウムダイバータシステム”, IEEJ, **129**, 580-584 (2009).
- [4] T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, Y. Hirakawa, E. Wakai, J. Knaster, “Analytical and experimental study of the evaporation and deposition rates from a high-speed liquid lithium jet”, Fusion Eng. Des. **122**, 176-185 (2017).
- [5] 近藤浩夫, 金村卓治, 古川智弘, 平川康, 若井栄一 “大強度中性子源用液体リチウムターゲットに伴うキャビテーションの計測”, 第 17 回キャビテーションに関するシンポジウム 2014 年 11 月 20 日 \sim 21 日, 東京大学.

- [6] T. Kobayashi, K. Miura, N. Hayashizaki, M. Aritomi, “Development of liquid-lithium film jet-flow for the target of ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reactions for BNCT”, *Appl. Rad. Iso.* **88**, 198-202, (2014).
- [7] 奥野広樹, “核変換における液体リチウムターゲット”, *J. Plasma Fusion Res.* **94**, No.9, 449-452 (2018).
- [8] H. Imao, H. Okuno, H. Kuboki, S. Yokouchi, N. Fukunishi, O. Kamigaito, H. Hasebe, T. Watanabe, Y. Watanabe, M. Kase, and Y. Yano, “Charge stripping of ${}^{238}\text{U}$ ion beam by helium gas stripper” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **15**, 123501 (2012).
- [9] I. Yamada, M. Wada, K. Moriya, J. Kamiya, P. Kumar Saha, and M. Kinsho, “High-intensity beam profile measurement using a gas sheet monitor by beam induced fluorescence detection”, *Phys. Rev. Accel. Beams* **24**, 042801, (2021).
- [10] 蛭沢貴, 小柳津誠, 佐藤聡, 阪井寛志, 加古永治, 梅森健成, “核融合中性子源 A-FNS 加速器設計のためのリチウム蒸着試験装置の開発及び試験”, 第 40 回プラズマ・核融合学会年会, ポスター発表, 2023 年 11 月 27 日~30 日, アイーナ・いわて県民情報交流センター (2023).

第五章 実証試験及び真空特性評価

本章では、差動排気系及び液体 Li ループシステムを組み合わせた加速器-ターゲット境界の模擬試験体系を用いて、差動排気下での液体 Li 流動実証試験及び真空特性評価試験の結果及び考察について述べる。また、実験から得られた知見を基に、適用例として第三章で実施した A-FNS HEFT を想定した真空設計の改良を検討する。

5.1 システム構成と立ち上げ手順

図 5.1 に、液体 Li ループシステムと統合した試験システムを示す。

本試験の手順として、まずゲートバルブ (GV) は閉止した状態で、HEBT 接続部の模擬配管及び液体 Li ループシステムを各々の粗排気ポンプとターボ分子ポンプで真空排気する。圧力が十分下がったらゲートバルブを開け、試験体系と液体 Li ループシステムを接続し、差動排気条件を調整する。必要に応じて、液体 Li ループシステム側から Ar ガスを導入し、圧力を調整する。

液体 Li 循環配管は真空排気し Ar ガスでパージしたあと、Ar 雰囲気下で加熱・液化しタンクに貯めておき、液体 Li 循環部はヒーターで加熱しておいた。

両者を接続し差動排気状態を維持したら、電磁ポンプを起動し、液体 Li の循環運転を開始し、流動試験を開始する。

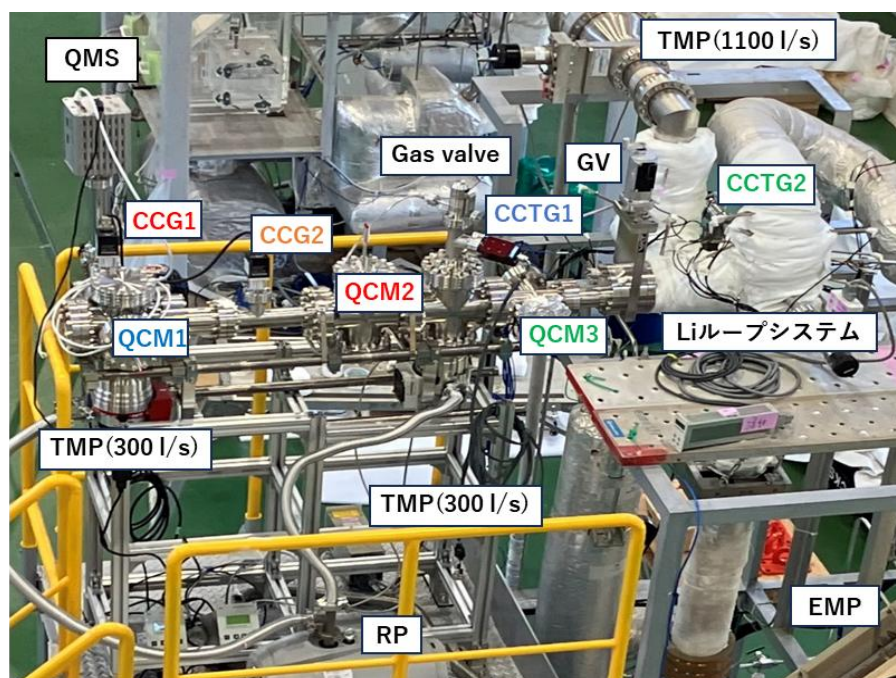


図 5.1 試験システム全体

5.2 差動排気及び Li 流動試験

5.2.1 差動排気の実証試験

前章で述べた試験体系について、システムの立ち上げ手順に基づき、HEBT 接続部の模擬配管の真空排気を行った。図 5.2 のように、まずドライポンプを起動し数 Pa になったところで、ターボ分子ポンプ 2 台を起動し、2 時間ほど排気した。到達圧力はそれぞれ、CCG1: 5.3×10^{-5} Pa, CCG2: 1.2×10^{-4} Pa, CCTG1: 8.9×10^{-4} Pa であった。CCG1 の測定値より CCG2 及び CCTG1 は一桁高い値となった。その原因としては、CCG1 を設置した配管より内面積が大きく、ガス放出量が多かったためと考えられる。

液体 Li ループシステムも同様にドライポンプ及びターボ分子ポンプを起動し、液面生成用の容器の真空排気を開始した。ベースの到達圧力は、CCTG2: 4.2×10^{-2} Pa 程度であったが、0.4 Pa 程度までのスパイクがみられ不安定であった。この装置は約 10 年使用している装置であり、液体 Li が流れていなくとも、加熱で配管に大量に付着した Li や吸着したガス等の放出が多い環境と考えられる。

ゲートバルブを開ける前に QMS を起動し、分圧測定を開始した。フィラメントからの脱ガスで圧力が上昇したが、直ちに排気された。ゲートバルブを開け両者の真空環境を接続したところ到達圧力は各々、CCG1: 4.0×10^{-4} Pa, CCG2: 1.6×10^{-3} Pa, CCTG1: 3.2×10^{-3} Pa まで上昇した。一方、液体 Li ループシステムは、CCTG2: 2.0×10^{-2} Pa と若干下がり、0.4 Pa まであったスパイクが大幅に低減された。この時点で Ar ガスを導入せずとも、両者間において、 10^{-4} Pa と 10^{-2} Pa の 2 桁の差動排気状態が確認された。

一旦ゲートバルブを閉め、液体 Li ループシステムと真空環境を接続する前の圧力に戻ることを確認し、再びゲートバルブを開け両者を接続し、再現性を確認した。圧力変動が安定したあと、液体 Li ループシステム側のターボ分子ポンプ用のゲートバルブを閉止し、ビルドアップ法による圧力上昇量から、液体 Li ターゲットシステムからのガス放出量の算出を試みたが、急激に圧力が上昇し評価不可となった。ビルドアップ法による評価を断念し、ターボ分子ポンプ全式で排気したまま差動排気試験を続行した。

しばらく真空排気を継続したが、液体 Li ループシステムからのガス放出量が想定より非常に大きく、HEBT 接続部を模擬する配管は 10^{-5} Pa 台まで排気できなかった。結果的に、Ar のカバーガスを使用せずとも、加速器-ターゲット境界模擬環境においては、 10^{-4} Pa と 10^{-2} Pa の 2 桁の差動排気の実証された。

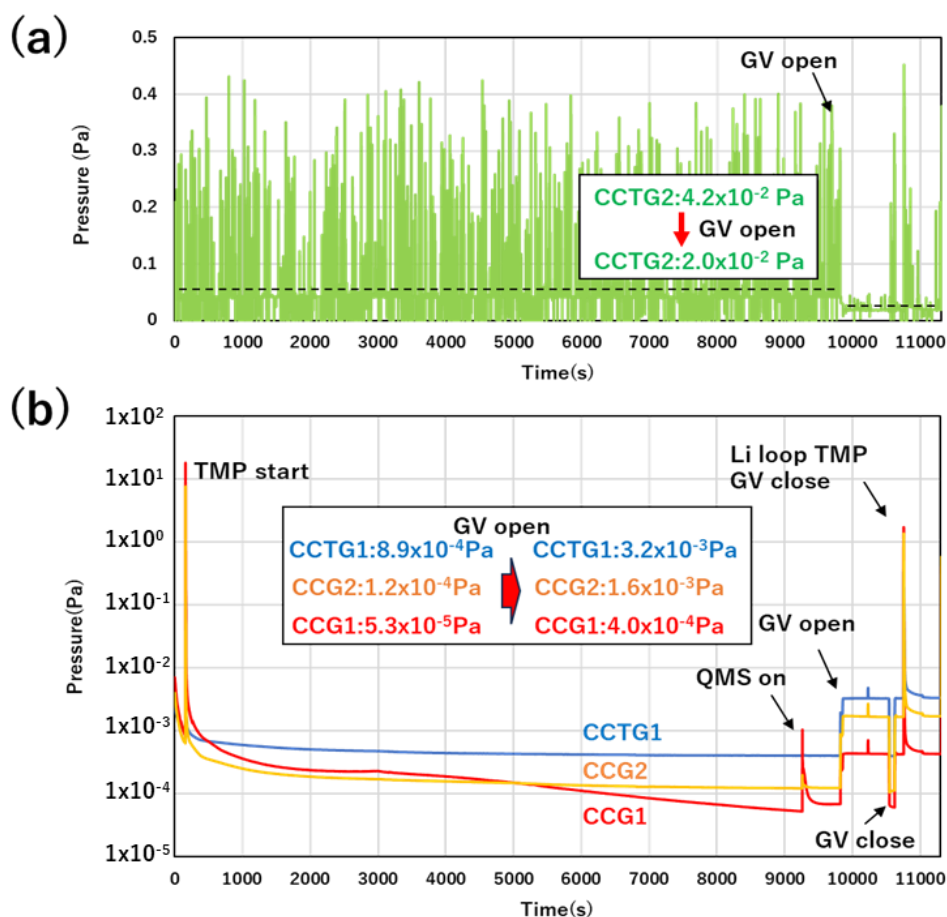


図 5.2 真空排気を開始してからの真空トレンド

(a) 液体 Li 自由表面を測定する CCTG2

(b) 試験体系側の CCG1, CCG2, CCTG1

5.2.2 液体 Li 流動試験

差動排気を確認した後、電磁ポンプを起動し、タンクに貯めた 220 °C の液体 Li の循環の試運転及び Ar ガスの導入確認、その間の分圧変動を QMS で測定し、ゲートバルブを閉止し、液体 Li ループシステムと仕切った。液体 Li 流動の前後で CCG1 の値は、 5.3×10^{-5} Pa から 1.8×10^{-5} Pa に若干下がった。

その後、流速可変なように液体 Li ループシステムの電磁ポンプの出力を変え液体 Li の流量を調整し、液体 Li ターゲットの運転パラメータの依存性を調べるための試験の準備を行った。電磁ポンプが安定したら、ゲートバルブを開け、ノズルから液体 Li を噴射し Li 液面を生成した。まずは、BNCT の研究で実績のある温度 220 °C で流動試験を行った。最初は流速を 13 m/s に設定し、循環を開始した。流速が安定したところで約 5 分間流速を維持した。さらに、流速を 16 m/s, 18 m/s に上昇させ、各々の条件のもと、約 5 分ずつ流動試験を行った。さらに、液体 Li の温度を IFMIF の設計値である 250 °C まで上昇させ、流速を 13 m/s, 16 m/s, 18 m/s と条件を変化させた場合の流動試験も行った。ヒーターの出力を上げてからシステムの温度が安定するまで、数十分待機した。

直観的には、温度が上昇すると蒸発量が増え圧力が上昇し、また流速が上昇すると飛沫が発生し圧力が上昇することが予測される。

一連の液体 Li 流動試験中の真空計のトレンドを図 5.3 に示す。ノズルから液体 Li ジェットを噴射し、液体 Li 流動を開始した際に瞬間的な圧力上昇が生じたが、直ちに排気され上昇前の圧力に戻った。液体 Li の噴射により、気流が変化したとみられる。その後の圧力変動は予測に反して、ベース圧力は液体 Li の温度・流速にほぼ依存しないことがわかった。ただし、250℃に上昇させた場合、液体 Li ループシステムに設置した CCTG2 のスパイクが発生する頻度・上昇量は増えたことが確認された。温度上昇により Li 蒸気量が増えているとみられるが、加速器模擬側のベース圧力は変化が見られなかった

最後にシールドガスの機能を確認するため、Ar ガスを導入した。QMS のインターロックが作動する圧力 (1×10^{-3} Pa) に上昇しない程度に導入した。Li 成分・蒸気への影響は後述する。

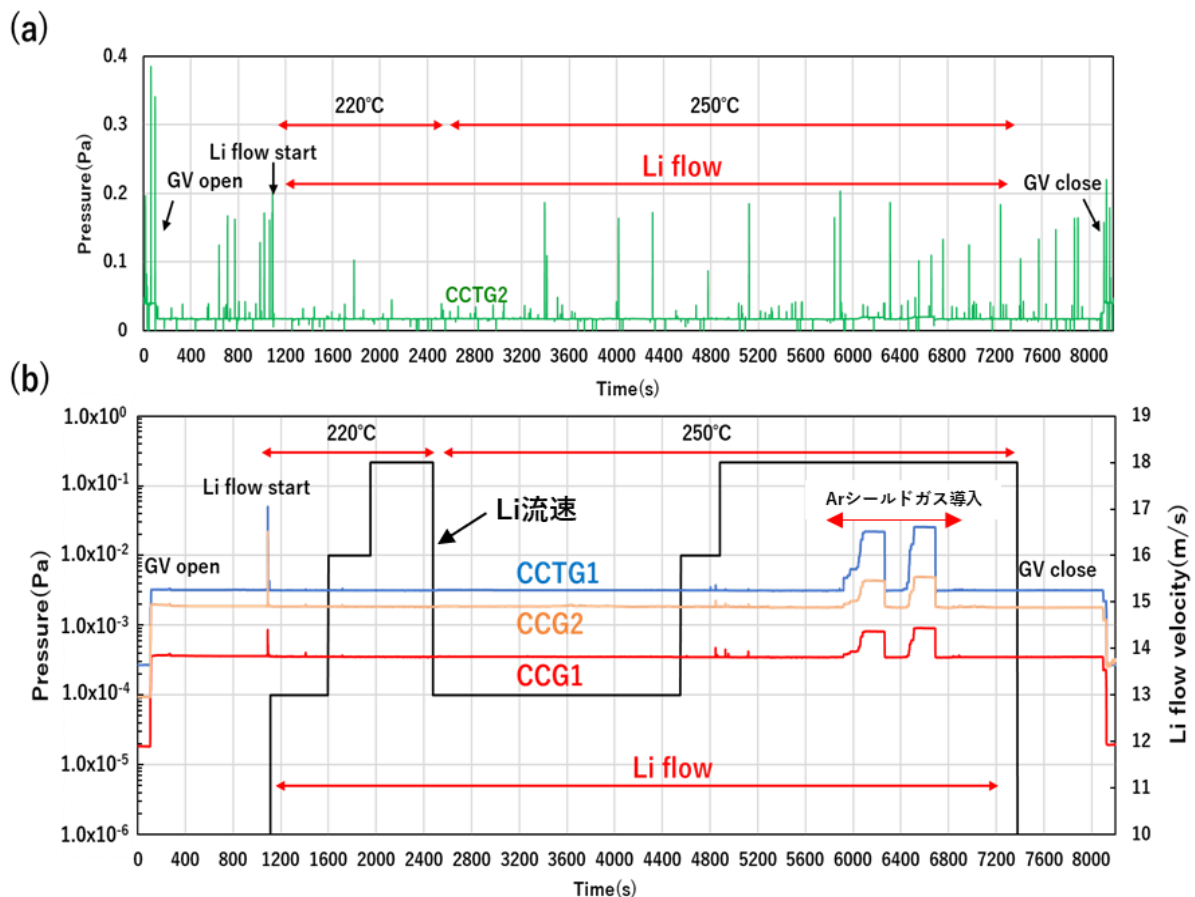


図 5.3 液体 Li 流動中の真空トレンド

(a) CCTG2, (b) CCG1, CCG2, CCTG1 のトレンド

流動試験中にビューポートから撮影した液体 Li 流動面の写真を図 5.4 に示す。差動排気下においても流動面は安定しており、HEBT 接続部を模擬する配管側への大量の液体の流れ込みなどの不具合は確認されず、差動排気下での安定な液体 Li 流動が実証された。

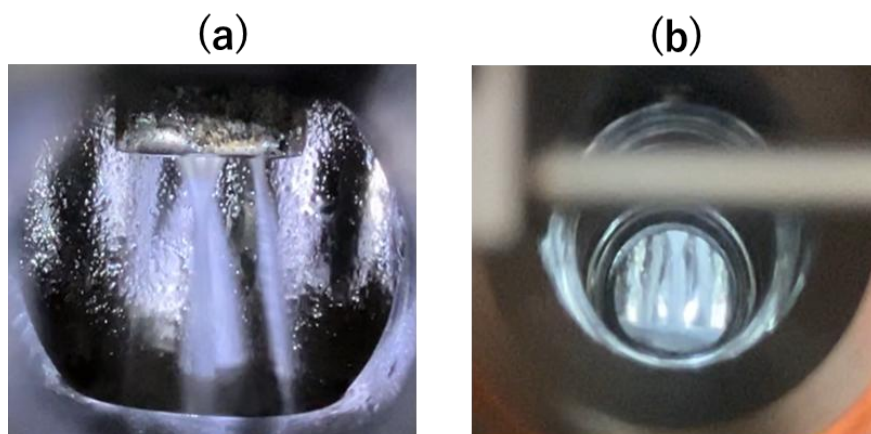


図 5.4 ビューポートから撮影した液体 Li 自由表面の写真
 (a) ICF34 ビューポートから撮影した Li 流動面 (220 °C, 16 m/s),
 (b) ICF152 ビューポートから撮影した Li 流動面 (250 °C, 16 m/s)

5.2.3 残留ガス分析計 QMS による分圧測定

まず液体 Li 流動の試運転を行った際の分圧測定結果を、図 5.5 に示す。ゲートバルブを開ける前は水分子の質量数 18 が高く、次いで 28 (窒素分子及び一酸化炭素)、32 (酸素分子)、44 (二酸化炭素) などが高く、空気成分がわずかに残留していた。

ゲートバルブを開け液体 Li の循環運転を開始してから、水分子の質量数 18 の減少、水素分子の質量数 2 の微増及び 14, 28, 40 の上昇が確認された。これは Li クラスター計測に関する先行研究及びディスペンサーを用いた Li 蒸着試験での測定での特徴と一部類似する傾向である。

シールドガスとして Ar を導入した際は、Ar の質量数と見られる 40 が上昇したが、ほかの成分に有意な変化はなく、Li 成分とみられるピークの減少は確認されなかった。

液体 Li の循環を終えタンクに回収しゲートバルブを閉めてからは、液体 Li 流動中に上昇した質量数 2, 14, 28, 40 の減少が確認された。また、ゲートバルブを開ける前にピークが高かった 32 や 44 が若干下がった。Li のゲッター効果により除去されたものとみられる。全体的に、50 以上の質量数については有意な変化は確認されなかった。

次に、液体 Li の温度・流速の条件を変えた分圧測定の結果を、図 5.6 に示す。温度が上昇すると Li の蒸発量が増加し、また流速を上げると飛沫が発生し、Li の質量数 7 や化合物に対応するピークが上昇することは容易に予測される。しかし、真空計による圧力計測同様、QMS 測定による HEBT 模擬配管の分圧は、温度・流速を変えてもほぼ変化しないことがわかった。質量数 2, 14, 28, 40 のピークが上昇し、18 が減少するという傾向にも変化はなかった。

第四章の Li 蒸着試験で見られた、Li の水素化物や質量数 50 以上の 7 の数倍の Li クラスター成分のピークは確認されなかった。総じて、液体 Li 流動中の最も高いピークは質量数 28 のピークであった。

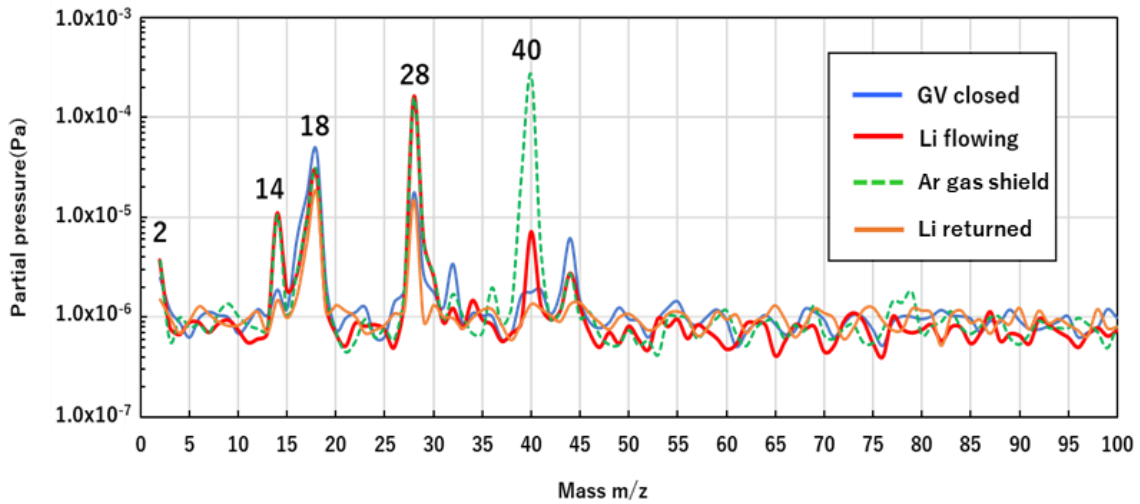


図 5.5 Li 流動時の QMS の質量スペクトルの変化

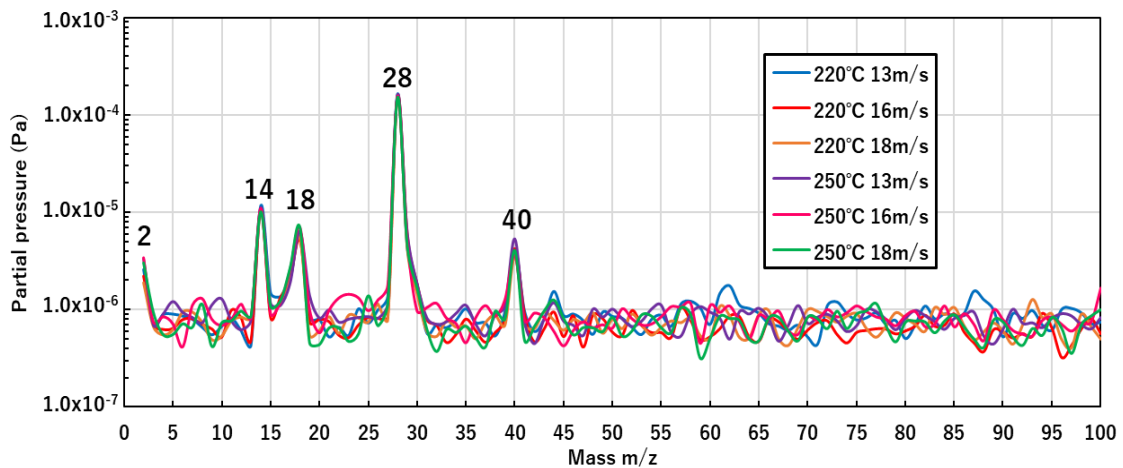


図 5.6 液体 Li の温度・流速と質量スペクトルの関係

5.2.4 膜厚計 QCM による蒸気流入量測定

図 5.7 に、蒸気測定量 (Deposition rate) と液体 Li 流動面からの距離依存性を示す (測定誤差 $\pm 10\%$ 考慮)。220 °C における膜厚計の測定値は液体 Li 流動面からの配置距離に対して、指数関数的に減少することが確認された。一方、コリメータ部より液体 Li ループシステム側に設置した QCM2 及び QCM3 の 2 式は大量の蒸気が付着し測定不能に陥ってしまい 250 °C での測定値は取得できなかった。ただし、文献 [1] において 250 °C における測定では、220 °C の場合と同様に指数関数的減少の傾向が見られた。コサイン則に従う蒸気の質量フラックスは基本的に距離の二乗に反比例するはずであるが、文献 [1] の先行研究と同様、液体 Li 自由表面からの距離に対し、指数関数的減少を示すという結果となった。

以降、QCM1 のみで測定を行った。

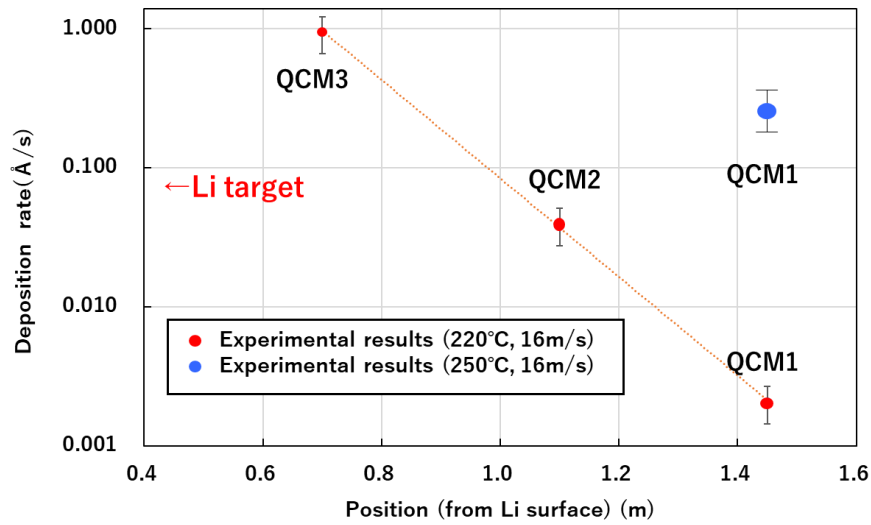


図 5.7 膜厚計 3 式で測定した距離依存性 (220 °C, 16 m/s)

QCM1 の測定結果から、HEBT 接続部を模擬した配管への Li 蒸気流入量を評価する。最小二乗法により、図 5.8 に示す膜厚計測値の傾きから膜厚の上昇速度 \dot{h} [$\text{\AA}/\text{s}$] を算出し

$$\dot{m} = \rho \pi r^2 \cdot \dot{h} \quad (5.1)$$

と質量換算する。ここで、 ρ は Li の密度、 r ($=0.5 \text{ cm}$) は水晶振動子の半径である。計算結果を表 5.1 にまとめるように、220 °C の場合は 0.44 g/year 、250 °C の場合は 1.98 g/year であった (膜厚計検出部の面積と配管 (半径 5 cm) の面積比 100 倍を乗じ、運転時間 24 時間、365 日連続運転した場合を評価)。実機の HEBT 設計では、距離 10 倍であることを考慮すると、さらに減少することが見込まれる。

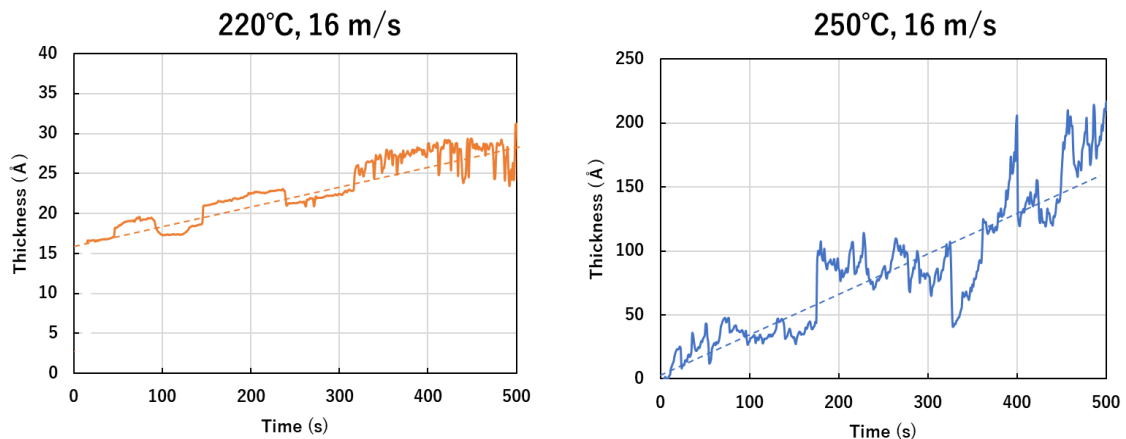


図 5.8 220 °C 及び 250 °C における QCM1 の測定結果

表 5.1 HEBT 接続部の年間の蒸気流入量

運転条件	HEBT 接続部への年間流入量
220 °C, 16 m/s	0.44 g/year
250 °C, 16 m/s	1.98 g/year

図 5.9 に、流動面観察用のビューポートの変化を図示する。液体 Li を 220 °C で循環運転した場合はあまり曇らなかったが、250 °C に上昇させるとビューポートが急激に曇り流動面を観察することはできなくなった。このことから、温度を上昇させると蒸発量が増加していることはわかる。

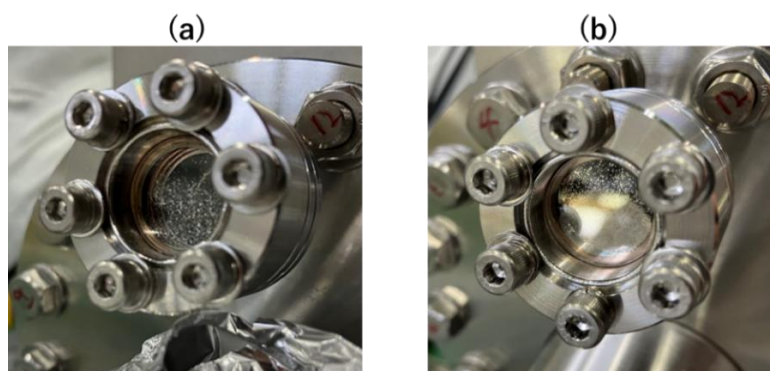


図 5.9 (a)220°C及び(b)250°Cで運転した時のビューポートの写真

次に、QCM を HEBT 接続部の中心部及び 100 mm 程度（角度に換算すると約 26° ）偏向した位置に 2 式配置し、コリメートされた蒸気の分布を測定した。偏向した QCM は、液体 Li 表面を直視しない位置とした。図 5.10 に機器配置を示す。

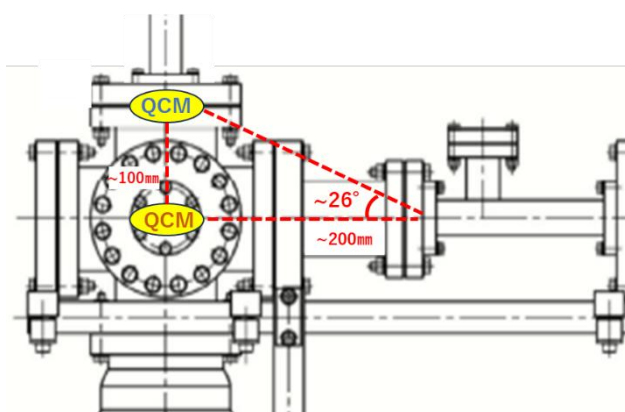


図 5.10 配管中心及び 26° 程度偏向した配置

測定結果を図 5.11 に示すように、運転条件が 220 °C, 16 m/s 及び 250 °C, 16 m/s の両方の場合とも、26° 偏向した配置にすることで中心位置より、蒸気の流入量はオーダーで 2 桁程度低減できることが実験的に確認された。

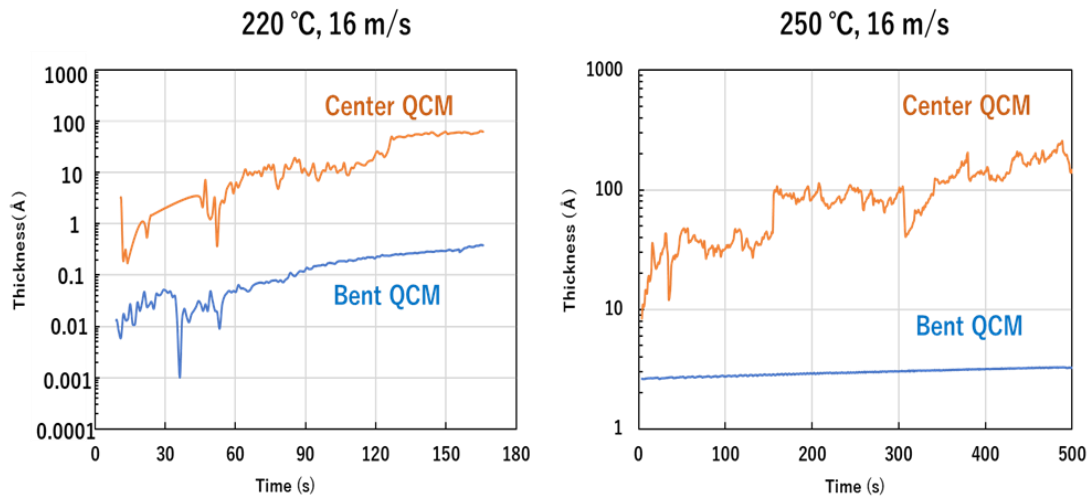


図 5.11 配管中心及び 26° 程度偏向した配置で測定した QCM の測定結果

次に、蒸気上昇速度と温度・流速の依存性の評価結果についてまとめる。図 5.12 にその結果を示す。250 °C で流動中は中心位置での測定は変動が大きく精度良い測定が困難であったため、偏向した位置の QCM で測定し、膜厚の上昇速度を最小二乗法で評価した。

この結果が示すように、温度が 220 °C より 250 °C の方が蒸着速度 (Deposition rate), すなわち蒸気流入量が大きくなることが分かった。一方、流速が増加すると、流入量が減少する傾向にあることが分かった。また、Ar を導入している間は、蒸気流入量がわずかに減少する傾向はみられたが、QCM の測定誤差 (カタログ値は ±10 % 程度) の範囲内にあり、QMS の分圧測定同様に、劇的に減少させることはできないことが確認された。

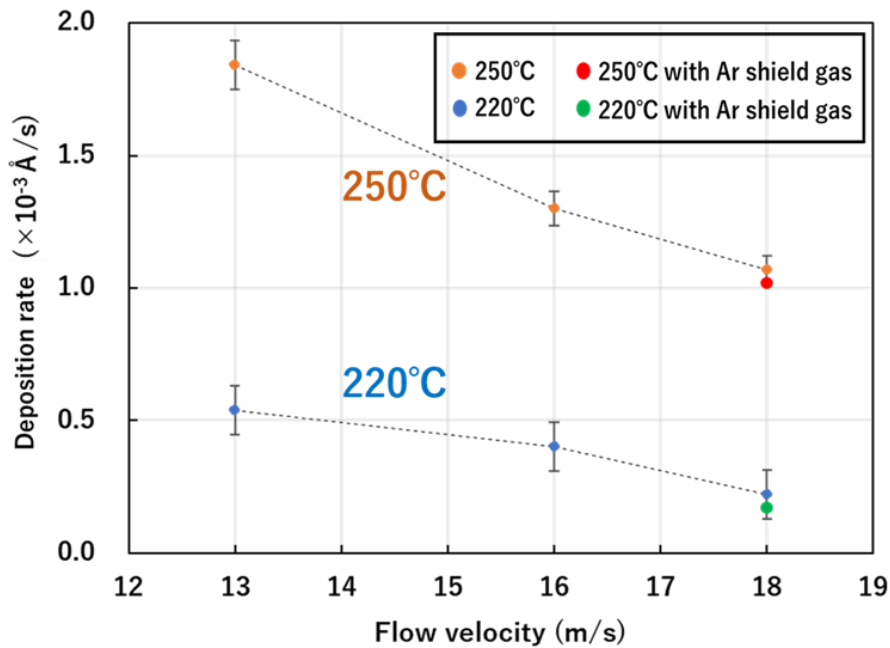


図 5.12 Li 蒸気の蒸着速度と Li の流速・温度の関係

5.3 実験後の真空機器の確認

実験後、ゲートバルブを閉じ真空ポンプ類を停止し、Arを導入しベントした。その後、真空環境中で使用した機器の確認を行った。

図 5.13 に、液体 Li ループシステム直前の位置に設置した膜厚計 QCM3 の写真を示す。ベント直後は、(a) のように黒色の液滴で覆われているのが目視で確認された。窒化 Li とみられる。粒径が大きな微粒子の付着が見られ、明らかに膜厚計の測定範囲を超えていることが分かった。数日後、(b) のように白色に変色した。窒素が脱離し、酸化 Li や水酸化 Li が生じたと考えられる。これは Li に特徴的な現象である。

一方、金製の水晶振動子の検出部には一部黒色の結晶が残留していた。銅への Li の付着についても同様に黒色の結晶が残留しているのが確認されている。



図 5.13 使用後の膜厚計(a)取り出し直後(b)数日後の状態

また、図 5.14 に試験後の真空容器の内面の写真を示す。液体 Li ループシステムに最も近い QCM3 を設置していた配管の下部に黒色の液滴が大量に流れ込み、汚染されていることが確認された。これも数日後には白色の結晶に変色していた。QCM2 を設置していた配管の底の右側（液体 Li ループシステム側）には液滴が少々流れ込んでいるのが目視で確認されたが、左側（コリメータ側）には目視ではほぼ液滴は確認されなかった。コリメータより上流側でも、ほぼ液滴の流れ込みは目視ではほぼ見られなかった。ただし、ICF152 のビューポート内面の Li 流動面を直視する部分には、蒸気の付着が確認された。目視確認可能な大きさの蒸気は直進性があり、あまり広がらないものと考えられる。ターボ分子ポンプの汚染などの影響は確認されなかった。

なお、今回の実験では、真空計の不具合、真空ポンプのキャビテーションなど、ELTL の試験で確認されたような事象は生じなかった。新たに生じた問題として、試験後にゲートバルブを閉止する際、閉まらなくなる事象が発生した。Li が固着したものとみられ、Li の融点以上の温度になるようヒーターで 200 °C 程度まで加熱してからゲートバルブを閉めるよう対処した。

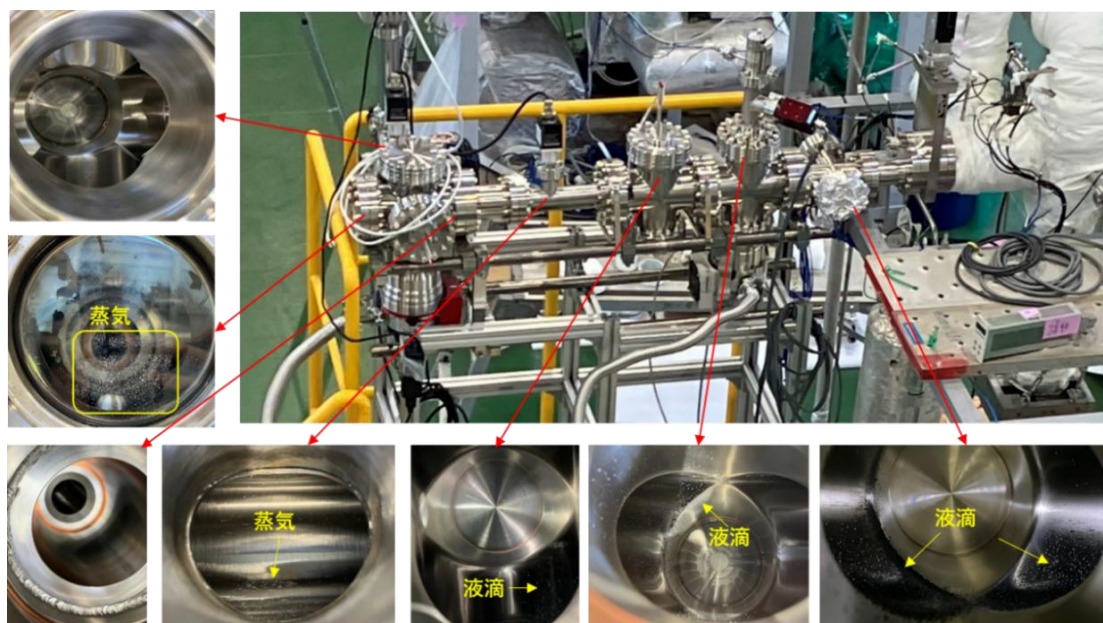


図 5.14 試験後の配管内部の様子

5.4 考察

5.4.1 加速器に流入するガス種の評価

まず、HEBT に流入する可能性のあるガス種について考察する。液体 Li 流動中の QMS 測定した質量スペクトルの顕著な変化について、

- ①水分子 (H_2O , 質量数 18) の減少, 水素分子 (H_2 , 質量数 2) の微増
- ②質量数 14, 28, 40 の上昇

が確認された。また、温度・流速依存性はなく、Ar を導入しても質量数 40 が上昇する以外、これらの傾向に変化はなかった。

水分子の減少及び水素分子の微増は先述したように Li の真空蒸着等でも確認されている Li 特有の現象であり、換言すれば Li 蒸気成分が加速器真空環境に流入し、水を分解しているという確たる証拠になる。

質量数 14 の増加は窒素原子 (N), 28 の増加は窒素分子 (N_2) もしくは一酸化炭素 (CO) が一般的に考えられる。真空漏洩がある場合は、空気の主成分の窒素が検出されることが多く窒素が有力候補になる。しかし、本実験装置は漏洩試験にてリークレートが十分低いことが確認され、また酸素分子 (O_2 , 質量数 32) の増加がみられなかったため真空漏洩由来の窒素が支配的な可能性は否定できる。また、Li の窒化物は存在するが、液体 Li 内にトラップされており真空中に拡散することはない。次に有力なのは金属配管内面に吸着しやすい CO だが、炭素 (C, 質量数 12) のピーク上昇がみられないため、CO が支配的な可能性もない。

液体 Li 流動環境との接続中に上昇し、どちらも Li の原子量 7 の偶数倍であることから、Li 由来の成分の可能性が非常に高いことが推測される。化学的には、軽い偶数倍 ($n=2, 4, 6$)

の Li 蒸気やクラスター成分が支配的で理論的にも安定な結合であることが知られており、また Li_2 及び Li_4 はガス分子状で存在することが確認されていることから、質量数 14 は Li_2 、質量数 28 は Li_4 をそれぞれ検出している可能性が考えられる [2, 3]。以上の考察から、消去法的にガス状の Li 成分の流入があると示唆される。なお、通常の Li 蒸発と異なり、 Li_5 、 Li_6 等の大きな質量数の上昇は確認されなかった。

一方、 Li_1 の原子量 7 の上昇がみられなかった点については、次のように考察する。 Li_1 は非常に不安定で活性であるため、簡易的な質量分析では一般的に検出は困難であるとされている。また、今回の真空環境では全体的にバックグラウンドが高く、清浄な真空環境でもなく、残留ガスと容易に反応し化合物となり単体が検出できなかったものと考えられる。第四章で行った Li 蒸着試験装置のように、質量数 7 の Li は可能な限り到達圧力を極限まで下げた清浄な真空環境下において、わずかに検出されるものであると考えられる。

質量数 40 の上昇については、カバーガスで使用した Ar を検出した可能性が高いと考えられる。He, Ne, Ar 等の軽い希ガスは液体 Li には基本的に溶解しにくいですが、わずかに溶融する。Li を液化する際、真空排気した後カバーガスとして Ar 雰囲気下で Li を液化するため、流動を開始した際に Li に溶解した Ar が真空側に拡散してきたと推定される。

Li 蒸気の振る舞いについて考察するため、図 5.15 に温度 220 °C における Li について、クヌーセン数 Kn の配管サイズ依存性及び圧力依存性について評価した結果を示す。今回の実験環境の 10^{-2} Pa 以下においては、4~5 m 程度の配管サイズに対しては分子流領域 (Molecular flow range) の目安である 0.3 を超え、比較的分子流に従い、気体分子に近い振る舞いをする可能性があることがわかる。

以上の考察から、差動排気を介する加速器真空環境においても気体分子と同様にふるまう Li 蒸気成分の流入があり、特に質量数 28 の Li_4 を主成分とするガス種が優勢であると結論づけられる。

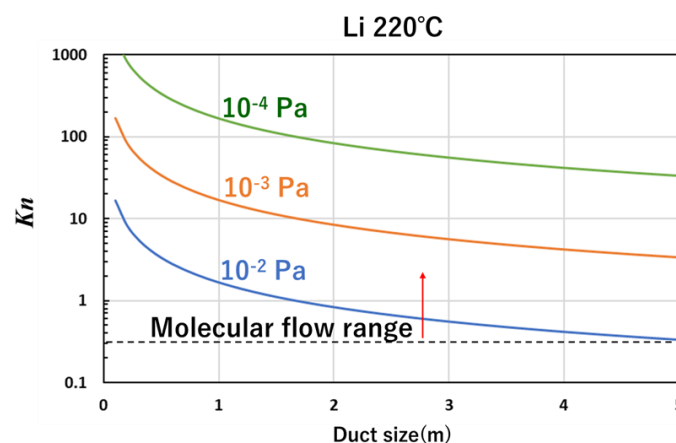


図 5.15 220 °C の Li におけるクヌーセン数と環境圧力及び配管サイズの関係

5.4.2 ガス放出率の評価

次に液体 Li ループシステムからのガス放出率を算出し、真空計で測定した圧力分布につい

て評価する。

液体 Li ループシステムに設置された CCTG2 の測定値 (2.0×10^{-2} Pa), CCTG1 の測定値 (3.2×10^{-3} Pa), 真空ポンプの排気速度 ($1.1 \text{ m}^3/\text{s}$), 配管のコンダクタンス ($0.121 \text{ m}^3/\text{s}$), 液面生成容器の底面積 (78.5 cm^2) から, スループット法によりガス放出率を $3.40 \times 10^{-5} \text{ Pa m}^3/\text{s cm}^2$ と評価した (CCG2 以降は一桁低いため無視)。これは, 清浄な金属配管のガス放出率 ($10^{-9} \text{ Pa m}^3/\text{s cm}^2$) より 4~5 桁ほど高い値であり, ベーキングで加熱した場合よりも 3 桁以上高い値である。飽和蒸気圧が大きく腐食・侵食作用の強い高温の Li を使用しているため, 加熱中は配管内面に残留する Li 自身の蒸発及び液体 Li ループシステムを構成する配管や機器の吸着ガス等によるガス放出量が極めて多いものと考えられる。

Molflow+に液体 Li ループシステムに使用した 1100 l/s のターボ分子ポンプ及びガス放出量を入力し, 実験結果を再現するかどうかを確認する。図 5.16 に, Molflow+のシミュレーションで評価した圧力分布の結果と真空計の実測値をプロットした両者の比較を示す。QMS の測定で, Li_4 の成分と推定される質量数 28 のピークが最も大きかったため, 主成分ガスは質量数 28 として計算した。

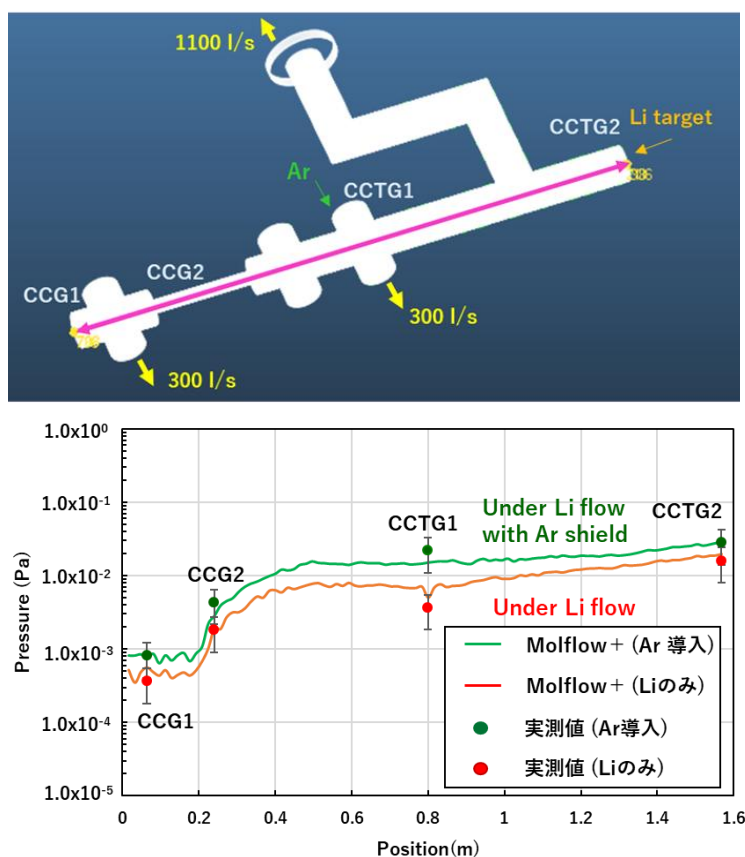


図 5.16 試験体系のシミュレーションモデルとその結果と測定値の比較

赤実線は Molflow+のシミュレーション結果, 赤点は CCG1, CCG2 及び CCTG1 の実測値であり, プロットすると概ねよく一致した。エラーバーは, カタログ値の測定精度 ($\pm 30\%$) の影響を考慮した。また, 緑実線は Ar シールドガスを導入した場合のシミュレーション (質

量数 40 で計算), 緑点は真空ゲージの実測値であり, この比較も概ねよく一致した。

CCTG1 は, ダクト中心から 20 cm 以上離れた位置にあり, CCG1 及び CCG2 の比較に比べ, シミュレーションと若干のずれが生じたと考えられる。また, 基本的に Molflow+ではコサイン則を仮定しシミュレーションしているが, 液体 Li 自由表面付近ではコサイン則からはずれ運動をしている蒸気成分が存在している可能性もあり, それが若干のずれを生じさせた可能性もある。実際に, 金属の蒸気は一部コサイン n 乗則 ($n>5$) 等に従う場合があることも知られている [4]。

この評価から, 液体 Li が循環する気液界面を有する環境下においても, 実用上, Li 蒸気成分を気体分子と同等のものとして取り扱い, 金属配管部分においては Molflow+による圧力分布の評価や真空設計が可能であることを示唆する。

ちなみに CCTG2 の実測値に一致するように Molflow+のガス放出率の設定値を逆算したところ, その値は $3.50 \times 10^{-5} \text{ Pa m}^3/\text{s cm}^2$ であり, スループット法で評価した値と非常に近い値となった (表 5.2)。

評価されたガス放出率は, 結果的に液体 Li の温度・流速に依存しないことがわかった。液体 Li の温度を下げても到達圧力を下げるように制御できないため, 真空ポンプの排気能力で制御しなければならない。

表 5.2 ガス放出率の評価結果

評価方法	ガス放出率
スループット法	$3.40 \times 10^{-5} \text{ Pa m}^3/\text{s cm}^2$
Molflow+	$3.50 \times 10^{-5} \text{ Pa m}^3/\text{s cm}^2$

5.4.3 蒸気流入量の温度・流速依存性の評価

蒸気流入量の温度・流速依存性について評価する。まず, 220 °C と 250 °C における液体 Li 表面からの Li の蒸発量を非平衡の場合でも使用可能である HKS 方程式

$$j = \eta \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B}} \left(\frac{P_s}{\sqrt{T_l}} - \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (5.2)$$

から評価し比較すると, 表 5.3 のように 250 °C の場合, 220 °C の場合より一桁程度大きく, 膜厚計の計測結果と同様の傾向であった。ここで, $\eta=1.66$ の定数である [5]。

表 5.3 HKS 方程式で評価した蒸発量

温度	Mass flux
220 °C	$5.50 \times 10^{-6} \text{ g/s}$
250 °C	$4.60 \times 10^{-5} \text{ g/s}$

次に、液体 Li の流速依存性について考察する。熱伝導方程式及び HKS 方程式を組み合わせた解析を実施する。流速 v で流動する液体金属表面上の温度分布 $T(x, y, z, t)$ は熱伝導方程式

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + q \quad (5.3)$$

から評価可能である。ここで、 ρ は金属の密度、 C_p は熱容量、 λ は熱伝導率、 q は入射ビームなど外部からの熱流入成分である。ここで、バックプレートは加熱されているため定常状態 ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$) を仮定し、ビーム入射など外部からの熱流入がなく ($q = 0$)、十分薄い Li 液膜 ($\frac{\partial T}{\partial z} = 0$) の系を取り扱っているため、2次元的な系に単純化し

$$\rho C_p v \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} \cdot \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (5.4)$$

を解き、液体 Li 表面の温度分布の流速依存性を数値的に解いて調べる。密度、熱容量、熱伝導率等は液体 Li の値を使用し、簡単のため今回は定数とした。乱流が存在する場合、その影響を考慮する必要があるが、全体では平均して相殺されるため無視する。図 5.17 に図示するように、ノズルからの噴射する際の温度を初期条件 $T(0, 0) = 220^\circ\text{C}$ (もしくは 250°C)、液面の端は真空であるため境界条件 $T_x(0, y) = T_x(x_{edge}, y) = 0$, $T_y(x, 0) = T_y(x, y_{edge}) = 0$ を課し、液面中央部の温度と流速の関係を数値的に解く。

液体 Li 流動面上の温度変化を HKS 方程式に取り込み、液体 Li 表面からの蒸気の蒸発量を算出する。物性値は、液体 Li のものを用いた。算出した温度 T における飽和蒸気圧 P_s は、クラウジウス・クライペロンの近似式

$$\log_{10} P_s = A - B/T \quad (5.5)$$

から概算する。ここで、 $A=10.015$, $B=8064.5$ の定数である。

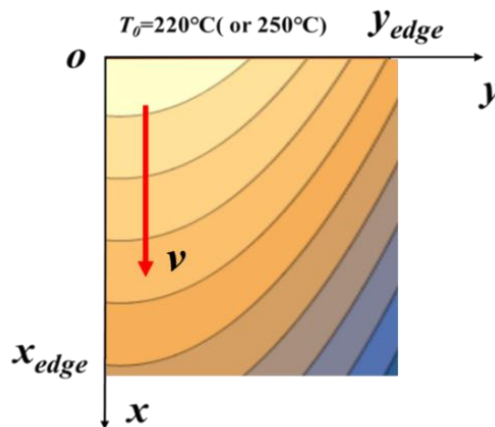


図 5.17 熱伝導方程式の計算モデル

計算結果を図 5.18 に示す。これらの結果が示すように、流速が上昇するにつれて蒸発量が減少していくこと、また温度が上昇すると蒸発量が上昇することがわかり、実験結果と傾向が一致することが確認できた。これは、温度が上昇すると蒸発量が増え、流入量も増加するためであると考えられる。図 5.3 の CCTG2 の測定結果が示すように、250 °C で循環運転している際、スパイクが生じる頻度が増加している点からもわかる。一方、流速が上昇すると液体 Li 表面上の温度上昇がわずかに抑制され、熱負荷が低減され、蒸発量が減るものと考えられる。

以上の結果から、液面からの蒸発量と温度・流速依存性について、熱伝導方程式と HKS 方程式を用いた解析で、現象を説明可能であることを示した。加速器側への蒸気流入量は、可能な限り温度を低く、流速を上げることで低減可能であることが示唆される。

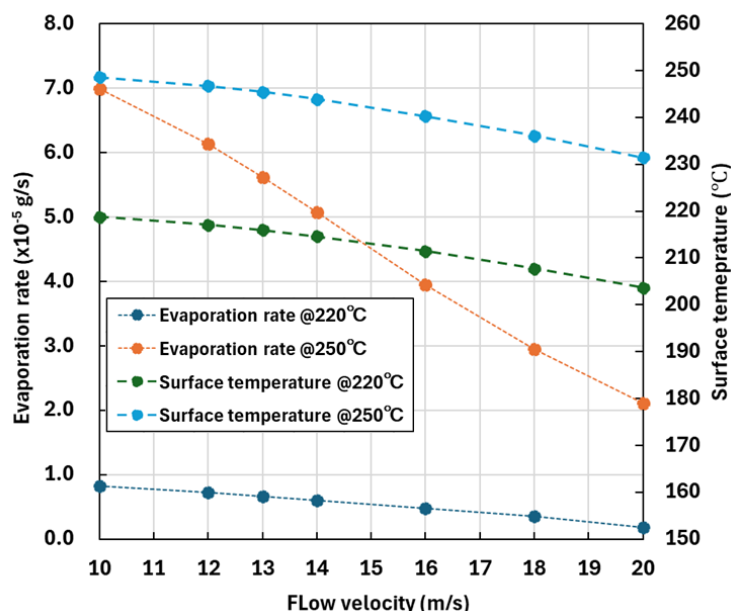


図 5.18 液体 Li の流速と蒸発量の関係の解析結果

ただし、実際は液体 Li 流動面から QCM1 の間では差動排気系があり、またバックプレートの曲率の影響もあるが、すべての条件を考慮した定量的評価は困難であるため、今回の解析は系を単純化し、実験結果の定性的説明に留める。

なお、蒸気流入抑制のために導入した Ar シールドガスの性能について考察すると、クヌーセン数の解析で説明したように、ガスによって Li の流入を抑制するためには数 Pa 以上に Ar ガスを導入する必要がある。その場合、空間電荷効果の緩和など、ビーム挙動・サイズにも影響を与えるため、再考の余地がある。

5.4.4 Li 蒸気減少量の角度依存性の評価

Li 蒸気の影響の角度依存性について考察する。図 5.14 のビューポートの写真にあるように、液面

からの発生する蒸気は直線的な運動をするが、偏向した位置にも多少回り込むことが確認されている。コリメータ部の出口を1と規格化して、QCMの中心位置及び偏向し液体Liを直視しない位置における減少量比の評価を、ドッグレッグHEBT設計で行った蒸気の減少量の評価と同様の計算により行う。

その結果として、図5.19に示すように、26°の偏向で2桁近く減少することが確認され、実験結果と同様の傾向であることが示すことができた。減少量の比と角度依存性をより詳細に多角的に評価すること、またQCMの位置依存性の測定では、指数関数的な減少が見られたことから、流入するLiの輸送に関する解析の見直しも今後の課題である

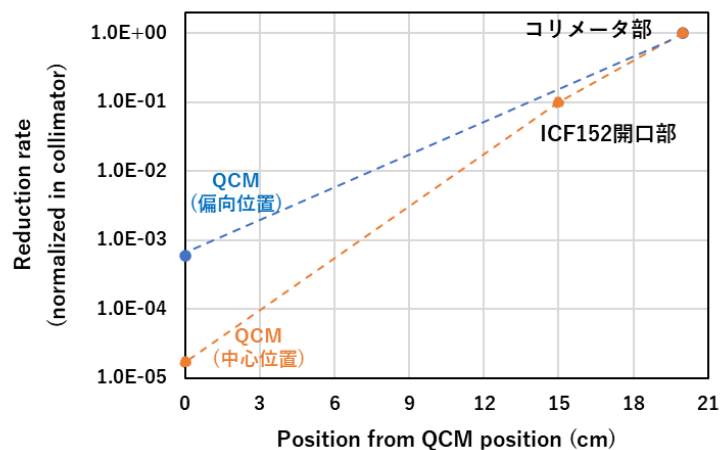


図 5.19 Li 蒸気減少量の角度依存性

5.4.5 加速器側に流入する蒸気に関する考察

真空計測において、試験装置全体的に、ベース圧力及びQMS測定による分圧は、液体Liの温度・流速依存性が見られないことが実験的に確認された。ただし、250℃の時、液体Li表面の圧力を測定しているCCTG2はスパイクの強度・発生頻度が増加した。これは液体LiターゲットのLi気液界面上付近において、真空計で測定可能な蒸気成分の蒸発量が増加し、その兆候がCCTG2で測定されたためと考えられる。

一方、膜厚計の測定で、温度上昇とともに蒸発量が増加した。これは実験後の機器の確認でもあったように、Li気液界面上の真空中で蒸気成分が凝縮し、真空計では計測が困難な比較的粒径が大きい微粒子や液滴が生成され、HEBT模擬配管側に侵入したためとみられる。温度上昇によりLi液面からの蒸発量が増える一方で、HEBT模擬配管側のベース圧力が変動しなかったのはそのためと考えられる。

流入した蒸気の状態・特性を調べるために、膜厚計測に使用した水晶振動子表面の付着物を走査電子顕微鏡(SEM: Scanning Electron Microscope)で確認した。その測定像を図5.20に示す。大きいもので、数百μmから1mm以下程度の液滴が確認された。それらを拡大していくと、図5.21のように数100nm~1μm程度の粒径の微粒子の集合体を形成していることが確認された。距離が離れるにつれ、球形に近づいていく様子も確認された。液体Li流動面を直視しない位置に配置したQCM1については、目視で識別可能な微粒子や液滴は確認され

なかった。SEM 像で確認すると、全体的に大きな液滴は確認されなかったが、数 μm 程度の微粒子がところどころに確認され、一部、数十 nm ～数百 nm の集合体ではっきり形成されているものも確認された。

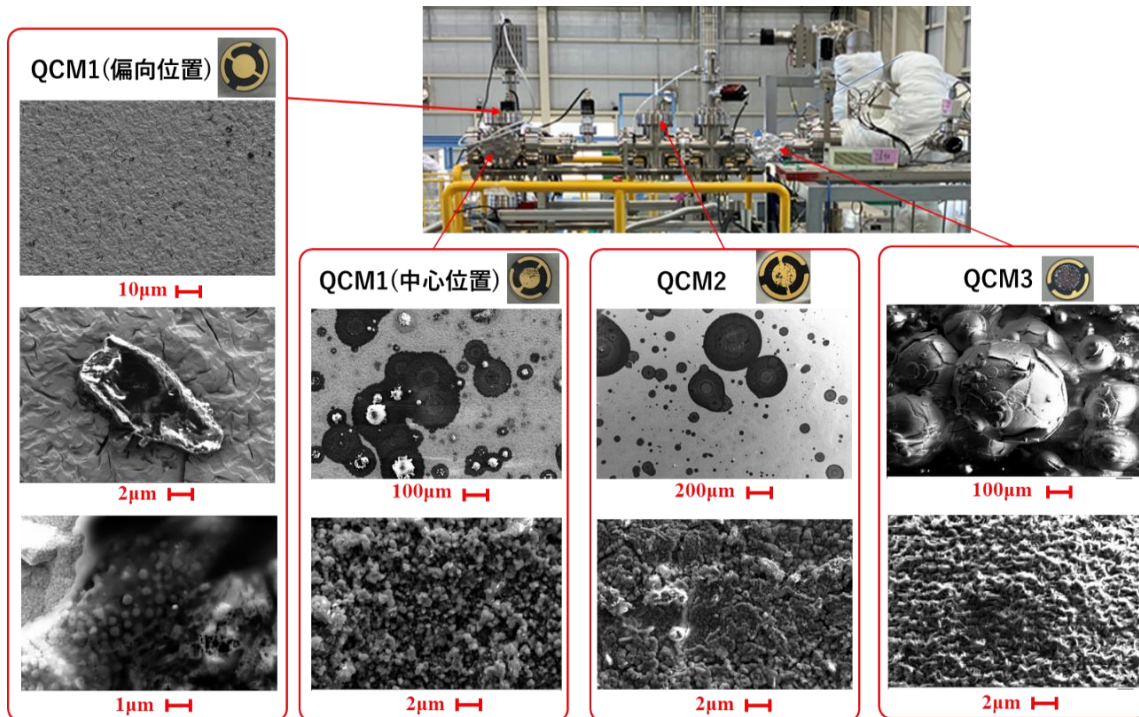


図 5.20 各 QCM の SEM 像

Li のように比較的融点の低い物質は、真空中で過飽和状態においてクラスターを生成する可能性がある。いわゆる均一核生成による現象の典型例である [6]。しかし、真空・気相中で生成されるいわゆるクラスターのサイズは一般的に、数 nm から 10 nm 程度である。IFMIF 設計時にクラスターの流入は想定されていたが、それより大きい μm サイズの粒径を持つ微粒子や、液滴の生成・流入は想定されていなかった。

これらの生成機構について考察する。今回の試験装置の場合、要因の一つとして、飛行機の航路上に気流の変動により水蒸気が凝縮して雲が生成される現象のように、液体 Li の流動による液面上の蒸気流の変動により凝縮されたという可能性が考えられる。微粒子や液滴のサイズ r_p は、古典的液滴形成モデルから導出される以下のケルビンの式で評価可能である [6]。

$$r_p = \frac{2\sigma v}{k_B T \ln\left(\frac{p}{p_0}\right)} \quad (5.6)$$

ここで、 σ は表面張力、 v はモル容積、 p は液滴上の蒸気圧、 p_0 は温度 T における液体平面上の飽和蒸気圧である。Li の物性値と実験値を用いると、 $r_p = 1.05\ \mu\text{m}$ である。SEM 測定で確認された $\sim 1\ \mu\text{m}$ 程度からそれ以下の微粒子や液滴の生成機構については説明可能な妥当な数

値である。温度上昇で蒸気蒸発量が増えると、凝縮され生成される微粒子も増加することは想像に難しくなく、この考察からも液体 Li ターゲットのパラメータ依存性の説明が可能と考えられる。

一方、数百 μm から 1 mm 程度以下の大きなサイズの液滴については、クラスター生成理論や液滴生成モデルでは説明できない。そこで、核融合のブランケットシステムの設計等で用いられる、真空下においてノズルから噴射され生成される液滴のサイズについて評価可能とされている、以下の式を用いて評価する [7]。

$$r_d = 1.89a \quad (5.7)$$

ここで、 a はノズルの径である。本装置は、 $a = 0.5 \text{ mm}$ であるので、 $r_d = 0.945 \text{ mm}$ である。大きな液滴のサイズは 1 mm 程度であったことから、この液滴はノズルから噴射される際に生成された可能性がある。これを換言すれば、液膜の厚さが 25 mm の液体 Li 流動面を生成する IFMIF 及び A-FNS では、10~20 mm 程度の生成もあり得るということを示すが、現実にそのような大きな液滴が加速器側に流入するか否かは疑わしい。流体力学的には、流動面に乱流が生じると飛沫が凝縮し大きなサイズの液滴が生成されることも指摘されており、数 mm オーダーの液滴生成機構については再考の余地があり、液滴の生成機構については依然、不確定である。

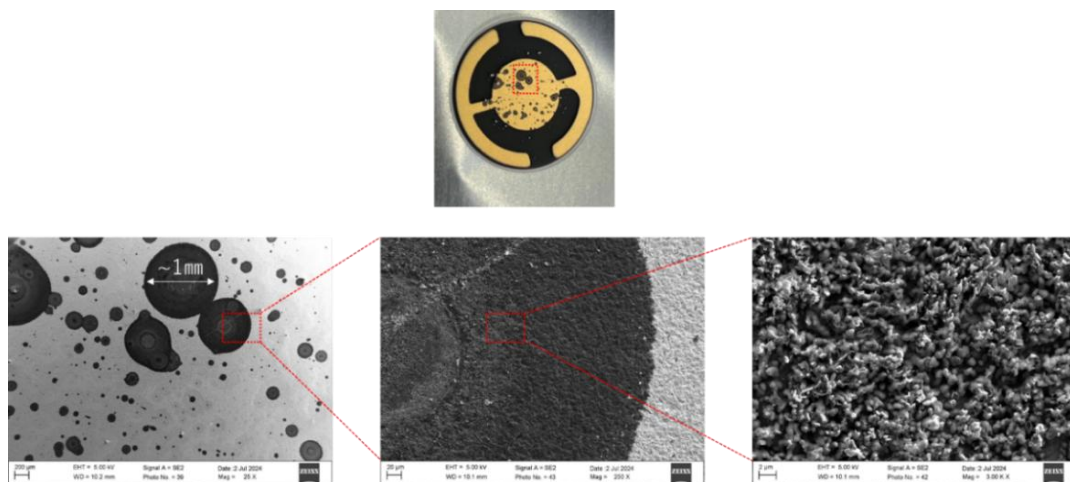


図 5.21 液滴を拡大した SEM 像

また、微粒子成分を同定するため、エネルギー分散型 X 線分光法 (EDX: Energy Dispersive X-ray Spectroscopy) により、元素分析も行った。その結果を図 5.22 に示す。QCM1 (偏向位置) で確認された微粒子を分析すると、C, N, O と、Na や K のピークが確認された (スポット 1)。EDX で計測可能な Li の x 線のエネルギーは極めて低いため、原理的に Li のピークは直接検出できないが、商用の高純度 Li に数%程度微量含まれる不純物の Na (19.6 %) や K (3.8 %) を検出したことから、この微粒子が Li 化合物であると間接的に判断できる。Na や K が主成分であれば、60~70 %程度検出されるはずである。

また、機器の目視確認において、黒色の結晶が白色の結晶に変色したことから、Li 化合物の流入があることは明確である。直接 Li の成分を検出する場合、オージェ電子分光法 (AES : Auger Electron Spectroscopy), x 線光電子分光法 (XPS : X-ray Photoelectron Spectroscopy) 等による測定が必要である。

一方、汚染が見られなかった領域 (スポット 2) での測定では、水晶振動子の主成分である金 (Au) のピークが確認され (68.4 %), Li の存在を示唆する Na や K のピークは見られなかった。ビームラインを大きく偏向し液体 Li 流動面を直視しなくとも微粒子として若干流入していることが判明したが、大きな液滴の流入や材料表面の大幅な Li 汚染防止が可能であることが確認された。

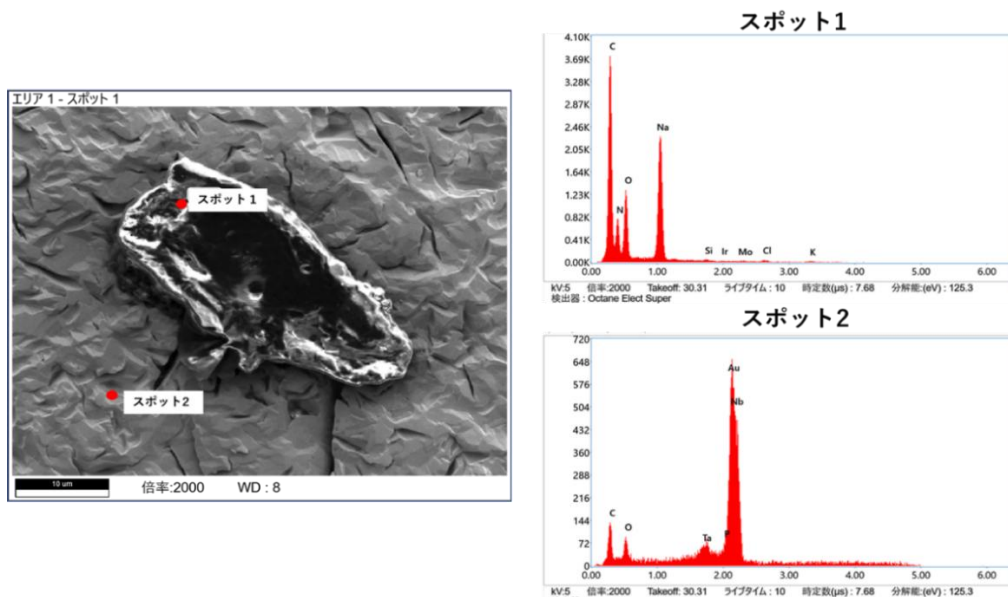


図 5.22 QCM 1 (偏向位置) の元素分析の結果

2つの計算モデルを用いて、加速器真空環境に流入する微粒子や液滴のサイズについて評価し、生成機構について考察した。ビューポートの目視確認でもあったように、これらは比較的、広がりなく直線的な挙動を示していることから、ドッグレッグ型ビームラインのように大きな角度で偏向するビームラインを設計することで加速器上流部への粒径の大きな微粒子や液滴の流入による汚染は抑制可能であることがいえる。

クヌーセン数の解析やコサイン則を仮定した Molflow+のシミュレーションで実測値を再現できたことから、自由表面液体 Li ターゲットを用いる加速器の真空環境には、気体分子的に振る舞い、温度・流速依存性を示さない蒸気やクラスター成分の流入とともに、液体 Li 流動特有の原因で生成され、直線運動的に振る舞い温度・流速依存性を示す $1 \mu\text{m}$ 程度の微粒子や 1mm 程度以下の大きな液滴の流入があることがわかった。ガス分子状の蒸気はコサイン則に従う傾向にあることから小さく軽い物質は遠方に飛散しやすく、まだ仮説の段階ではあるが、微粒子や液滴等の比較的大きな粒径を持つ重い物質が液面付近に落下しやすく、液体 Li 流動面からの距離に対する指数関数的減少に起因している可能性が考えられる。

表 5.4 及び図 5.23 に、HEBT-液体 Li ターゲット境界における微粒子や液滴等の生成について、その概略をまとめる。

表 5.4 HEBT-Li ターゲット境界における生成物のまとめ

生成物	サイズ	生成機構
蒸気	数百 Å, <1nm	液面からの蒸発
クラスター	数 nm~10nm	自由表面上での凝縮
微粒子	数 100nm~ μm	自由表面上での凝縮
液滴	数百 μm , <1mm	ノズル? 乱流?

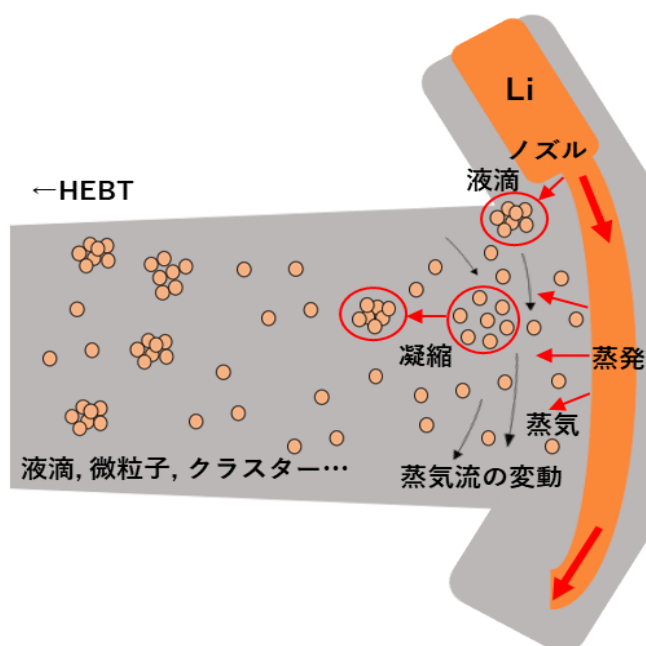


図 5.23 HEBT-Li ターゲット境界における微粒子・液滴等の生成の概略図

5.5 真空系の改善の検討

ビームラインを長尺化し、さらに大きな角度で偏向することで、粒径の大きな Li の微粒子や液滴の流入抑制は可能と考えたが、Li 蒸気は液体 Li の温度を下げて調整しても圧力を下げることができないため、排気速度が高い真空ポンプで排気する必要がある。HEBT 接続部は、上流側の他の真空ポンプ等への負荷を軽減するため、可能であれば 10^{-5} Pa 台が望ましい。ここでは、真空系の改善について検討する。

まず、単純にターボ分子ポンプの排気速度を 800l/s に増強した場合を検討し、そのシミュレーション結果を図 5.24 の緑曲線に示す。しかし、残念ながら液体 Li ループシステムからのガス放出量が極めて多いために、単純に真空ポンプの排気能力を上昇させても到達圧力はあまり下げられないことが確認された。

次に、真空ポンプの排気速度は 300l/s のまま変えず、加速器側へのガス流入量を低減するためコリメータ部の配管に、より細いオリフィス (Orifice) の導入を検討した。具体的には、

ICF34 (内径約 16 mm) を導入することを想定した。その結果を、図 5.22 の青曲線に示すが、小さいサイズのオリフィスを導入しコンダクタンスを小さくしても、到達圧力はあまり下げられなかった。

そこで、排気能力を 800 l/s に増強しさらに細いオリフィスを導入した場合、図 5.20 の橙曲線に示すように、加速器接続部は 10^{-5} Pa 台まで排気できる可能性があることが分かった。この計算から、より低い圧力を実現するには、真空ポンプの排気速度の増強に加え、コリメータ部をより小さい配管で構成する必要がある。

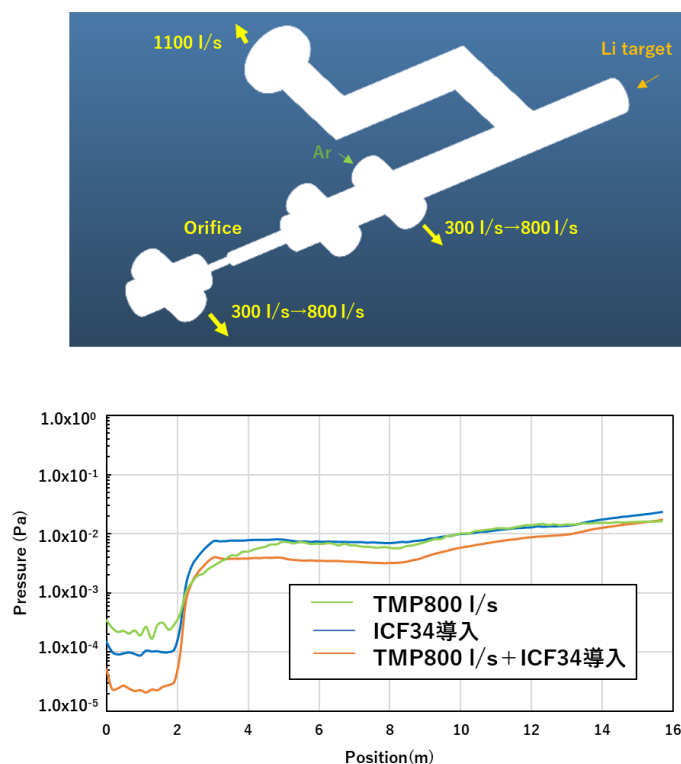


図 5.24 真空系の改善を検討したシミュレーションの結果

実機の IFMIF 及び A-FNS の HEPT では、ビーム電流値が極めて大きく配管を小さくするのは困難であるので、そもそもビーム電流を低く設計し直すか、ビーム収束する位置において稼働式スクレーパのようにコンダクタンス可変な機構を設けることが推奨される。さらに、Li 蒸気成分が流入するため、腐食・損傷防止のため溜め込み型のクライオポンプより、連続的に排気可能なターボ分子ポンプへの変更が推奨される。

5.6 A-FNS HEPT 真空系への適用の検討

実験で評価したパラメータ及び知見を基に、第三章で設計した A-FNS HEPT への適用を検討し、真空設計の改良を検討する。

運転条件について、到達圧力については Li の温度・流速依存性がないが、Li 蒸気の流入量が上昇することがわかった。IFMIF 及び A-FNS の運転条件に近い $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ 及び 16 m/s で

は、1.98 g/year 程度であった。この量は、DONES のターゲット系の設計で評価された値 (2.6 g/year) と同程度のオーダーであり、加速器の運用に支障を与えるほどの量ではないと考えられる [8]。

次に、実験的に評価したガス放出率及び主成分の質量数 28 の情報を用いて、Molflow+で既存の A-FNS HEBT の真空系でシミュレーションを実施した。その結果を図 5.25 に示す。液体 Li 流動なし (青実線) と液体 Li 流動あり (橙実線) でガス放出量を考慮した場合のシミュレーション結果の比較である。質量数 28 (Li_4) の成分を模擬した Molflow+のシミュレーション結果と計測値がほぼ合致したことから、金属配管部については実用上コサイン則に従う気体分子として取り扱うことが可能となった。

図 5.25 が示すように、全体的に圧力が上昇し要求値を超える場所もあり、SRF 接続部付近についても十分な余裕がなかった。加速器施設を設置する自治体の消防の判断にもよるが、基本的に液体 Li 流動面を直視する配管及び真空ポンプ類は消防法の申請対象になり、真空ポンプの増設・排気速度の増強をする場合は変更申請が必要であるため、あらかじめ余裕のある設計が必要である。そこで、真空ポンプの排気速度の増強を検討する。

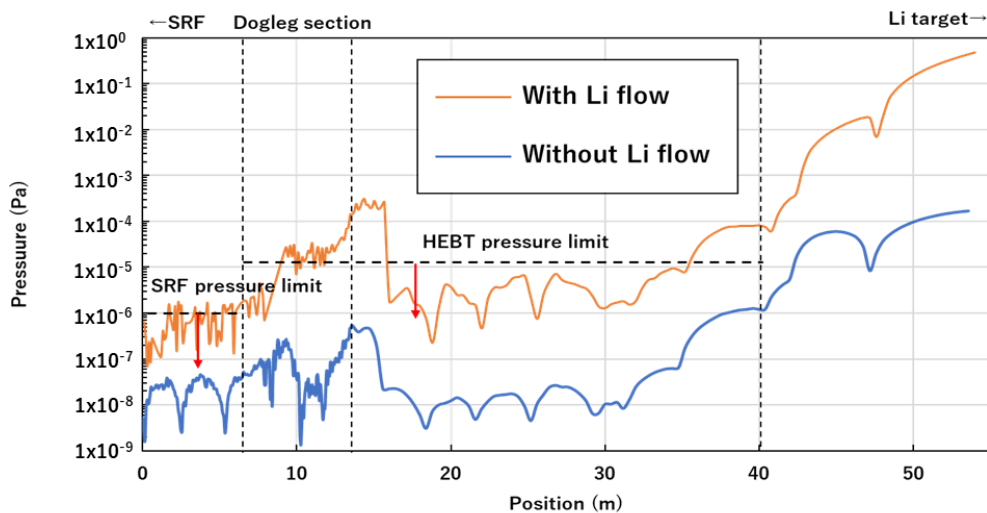


図 5.25 既存の A-FNS HEBT 設計の Li 流動中の到達圧力のシミュレーション結果

まず、液体 Li ターゲットからのガス放出量が極めて大きいため、TIR の真空ポンプの増設・排気速度の増強が想定される。しかし、線量が高い場所であるため、メンテナンスが必要な機器の増設は避けたい。また、遮蔽壁などもあり空間的な制約から真空ポンプの増設は困難であり、単に真空ポンプの排気速度の増強もあまり効果的でないということが前の検討で判明しており、いたずらに真空ポンプを増設するのはコスト高になり現実的ではない。

そこで、TIR の HEBT 接続部の到達圧力を下げるという考えから、上流側の非線形光学系のビームラインに設けた真空ポンプの改善・増強を図る設計方針への変更を検討することとした。Li 蒸気が分子流に従い流入することが分かったため、吸着材の損傷・放射化を回避するために溜め込み型のクライオポンプ (質量数 28 換算では 3600 l/s) から、連続で排気可能なターボ分子ポンプへの置き換え、さらに排気速度 4000 l/s への増強を検討し、TIR に設置

したものと同様のターボ分子ポンプを用いる設計とした。その場合のシミュレーション結果を図 5.26 に示す。この結果が示すように、HEBT 及び SRF 接続部付近の到達圧力は要求値を満足する真空設計とした。

ただし、この計算にはビーム入射時の影響は含まれていない。ビーム入射により、Li だけでなくトリチウムの生成等もあり複雑であり、理論・解析でのガス種・放出率の評価も困難であり、実験的に検証する必要がある。今回使用した液体 Li ループシステムは放射線管理区域にないため、実際に高強度ビーム入射をする試験は不可能だが、代用として大強度レーザーを照射するなどして真空側への影響を実験的に調べる必要があり、今後の課題である。

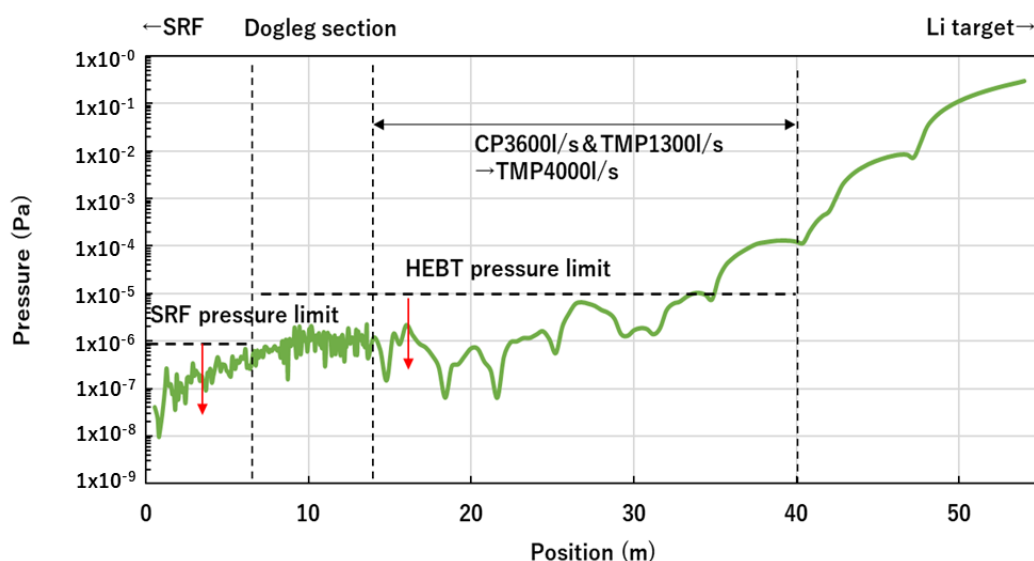


図 5.26 要求圧力を満たすよう真空ポンプの排気速度を増強した場合の圧力分布のシミュレーション結果

5.7 まとめ

加速器-ターゲット境界を模擬する差動排気体系及び液体 Li ループシステムを組み合わせ、シミュレーション結果よりも到達圧力は上昇したものの、大量の液体 Li の流れ込みや圧力変動を招くことなく、 10^{-4} Pa から 10^{-2} Pa の液体 Li 流動下で差動排気が可能であることを実証した。また、 Li_i を主成分とする質量数 28 のガス種が優勢で、ガス放出率を典型的な金属材料より大きい $3.40 \times 10^{-5} \text{ Pa m}^3/\text{s cm}^2$ と評価した。コリメータ手前までは微粒子や液滴の流れ込みによる汚染は確認されが、コリメータより上流側への流れ込みや加速器の運転に著しく支障をきたす汚染の懸念はないことが判明した。

真空環境のベース圧力は Li の温度・流速に依存しないことを確認した。一方、膜厚計の測定により、温度が上がると蒸気流入量が増加し、流速が上がると蒸気流入量が減少していく傾向にあった。この現象は、熱伝導方程式と HKS 方程式を用いた解析でその傾向を説明できた。IFMIF の運転条件 (250°C , 15 m/s) における加速器側への Li 蒸気の流入量は、年間 2.0 g 程度であると評価した。可能な限り運転温度を 250°C 以下より低く、流速を $15 \sim 20 \text{ m/s}$ 程

度に設定すれば、汚染を最小限に留めることが可能であるといえる。一方、Ar ガスシールドによる蒸気流入対策の効果は確認できなかった。

HEBT 模擬配管に流入した蒸気の状態・特性を確認するため、膜厚計の水晶振動子を SEM で測定し、数 μm 程度の微粒子や 1 mm 程度の液滴の存在を確認した。これらは、液体 Li 流動特有のシステムで生成されるものであると考察した。液体 Li 流動面を直視しない位置では数 μm 程度の微粒子の流入が確認されたが、大きな液滴の流入を抑制できることが判明した。また、元素分析で間接的に微粒子が Li に関する成分を検出したが、他の面では検出されなかったことから、ビームラインを大きく偏向することで上流側の真空材料表面の汚染は大幅に回避できることを示した。

さらに、実験結果から得られた知見から、A-FNS HEBT の真空設計について、吸着材の損傷・放射化を回避するためクライオポンプからターボ分子ポンプへの変更及び排気速度の増強を検討し、要求圧力を満たせる改良設計案を示した。

5.8 参考文献

- [1] N. Loginov, A. Mikheyev, V. Morozov, Yu. Aksenov, M. Arnol'dov, L. Berensky, V. Fedotovskiy, V. Chernov, H. Nakamura “Experimental investigation of the IFMIF target mock-up”, *J. Nucl. Mat.* 386–388, 958–962 (2009).
- [2] C. H. Wu, “Thermochemical properties of gaseous Li_2 and Li_3 ” *J. Chem. Phys.* **65**, 3181 (1976).
- [3] C. H. Wu, “Experimental investigation of a stable lithium cluster. The thermochemical study of the molecule Li_4 ”, *J. Chem. Phys.* **87**, 1534-1540, (1983).
- [4] 大場弘則, 雨川和博, 柴田 猛順, “電子ビーム加熱により生成した金属原子蒸気流の角度分布”, *JAERI-Tech* 97-020.
- [5] T. Kanemura, H. Kondo, T. Furukawa, Y. Hirakawa, E. Wakai, J. Knaster, “Analytical and experimental study of the evaporation and deposition rates from a high-speed liquid lithium jet”, *Fusion Eng. Des.* **122**, 176-185 (2017).
- [6] 奥山喜久夫, 吉沢昭宜, “気相における粒子の生成・成長の機構”, *エアロゾル研究*, **3**, 6-22 (1988).
- [7] S. P. Lin, R.D. Reitz, “DROP AND SPRAY FORMATION FROM A LIQUID JET”, *Rev. Fluid Mech.* **30**, 85-105 (1998).
- [8] V. Hauer and Chr. Day, “A preliminary assessment of the vacuum performance in the beamline during IFMIF-DONES operation”, *Fusion Eng. Des.* **136**, 1063-1067 (2018).

第六章 結論

6.1 本研究の成果

本論文研究は、自由表面液体 Li ターゲットを有する大強度加速器駆動型中性子源を実現するため、加速器とターゲット間の差圧を維持するビームラインの設計と模擬体系による実証実験を通じて、液体 Li 流動による真空特性の変化が加速器に及ぼす影響を解析及び実験の両面から評価することを目的として行われた。

以下に、本研究の内容を要約する。

- 加速器設計

超伝導加速器 SRF への蒸気・ガスの流入を抑制するため、2 度大きく偏向するドッグレッグ型の HEBT をビームシミュレーションにより設計した。さらに、SRF の接続部を 10^{-7} Pa 以下、液体 Li ターゲット接続部を 10^{-4} Pa 以上の圧力分布を満たすように、真空ポンプの仕様・配置を考慮し、真空設計した。また、Li 蒸気の SRF への流入量について、ドッグレッグ型に変更することにより、従来の設計より 10 桁以上低減できることを計算により評価した。

- 液体 Li 流動の実証と差動排気試験

A-FNS HEBT の加速器-ターゲット境界の模擬試験体系を設計し、想定外の大きなガス放出により設計圧力より 1 桁上昇したものの、2 桁の差動排気を維持しながら安定な液体 Li 流動が可能であることを実証した。また、液体 Li 流動下における真空設計に必要な不可欠なガス放出率及びガス種を実験的に評価した。さらに、真空計と残留ガスモニタによる測定で、HEBT 側の到達圧力及び分圧は液体 Li の温度・流速、すなわち液体 Li ターゲットシステムの運転パラメータに依存しないことがわかった。ただし、膜厚計測定により、蒸気の流入量は、温度が上がると増加し、流速が増加すると減少することが実験的に確認された。この現象は、熱伝導方程式を用いた解析で説明可能であった。残念ながら、希薄な Ar シールドガスでは、Li 蒸気の流入量を劇的に減少させることはできないことがわかった。

真空ダクトを偏向することで加速器側への Li の流れ込みを減少でき、その減少量を実験的に示した。想定される蒸気の流入量は 2.0 g/year であり、加速器の運転に支障をきたす恐れのない程度の量であることがわかった。

差動排気を介した加速器真空環境においても、水分子の減少と水素分子の増加、質量数 7 の偶数倍の増加など、Li の真空中での分圧の変化の特徴がみられ、Li 成分の流入が確認され、気体分子に近い挙動で侵入することがわかった。

使用後の膜厚計の水晶振動子を SEM 測定したところ、液滴生成の理論で説明可能とみられる微粒子や液滴、 1 mm 程度以下の大きな液滴も確認された。ただし、液体 Li 流動面を直視しない位置では大きな液滴の流入は回避された。比較的直進性がある運動をするため、ビームラインを大きく曲げれば加速器上流部への流入抑制可能であると示唆された。

- Molflow+を用いた加速器の真空設計及び改良の検討

今回の真空設計のシミュレーションのため、Molflow+を用いた。液体 Li ループシステムから発生するガス・蒸気による圧力上昇量を測定した実測値と Molflow+のシミュレーション結果は概ねよく一致した。今回のように、自由表面液体 Li ターゲットを用いた加速器の Li 気液界面においても実用上、Molflow+が適用可能であることが確かめられた。

本実験では、液体 Li ループシステムからのガス放出量が想定より大きく、HEBT 接続部を模擬する配管を 10^{-5} Pa 台まで排気することはできなかった。配管を小さくし、さらに真空ポンプの排気速度を増強することで、 10^{-5} Pa 台の到達圧力を実現することは可能な見込みではあった。しかし、IFMIF 及び A-FNS の実機ではビーム電流値が非常に大きくダクトサイズを小さくすることは極めて困難であり、また放射線遮蔽を目的とする機器・設備があり、液体 Li ターゲット付近の真空ポンプの増設は困難である。HEBT に設置する真空ポンプの排気速度を増強し、またターボ分子ポンプを用いることで、Li 流動下においてもビームライン全体的に要求値を満たし Li 蒸気を連続的に排気可能な真空設計を実現できる見通しが得られた。

これまで、加速器は LIPAc、液体 Li ループシステムは ELTL で、実験的研究は個別に進められてきたが、今回両者を模擬するシステムを組み合わせた試験を実施し、自由表面液体 Li ターゲットを用いる大強度加速器中性子源の実現性を評価した。

本研究の成果は、自由表面液体 Li ターゲットを有する大強度加速器駆動型中性子源の実現に向けて、液体 Li 流動下で大きな圧力上昇なく差動排気が可能で、加速器側の真空特性も維持できることを実証したことである。また、高真空下における液体 Li の挙動を実験的に調べ、その要因をシミュレーションや SEM 測定を通じて明らかにした。

液体 Li ターゲットを用いる加速器システムの開発では、安全性、安定性、システムとしての使用寿命等を同等の機器構成・実用条件で実証することが、実用的な観点から重要視されている。本研究によって得られた知見は、原子力発電所で生じる使用済核燃料の核変換・消滅処理用加速器システムにおける液体金属ターゲット系と大強度ビーム加速器の接続部のシステム設計、流動化を検討しているレーザーアブレーションクラスターイオン源、磁場閉じ込め核融合トカマク装置における液体ダイバータ・ブランケットシステム、慣性重イオン核融合におけるエネルギードライバー等の類似する構造の装置の設計・運用にも、応用が可能である。

6.2 今後の課題

以下に、今後の課題を述べる。

- ビーム照射による圧力変動と真空系の改良

本実験では、ビーム入射なしでの真空特性を評価した。IFMIF 設計時は液体 Li ターゲットへのビーム入射に関しては、熱・流体シミュレーションでその実現性が評価された。しかし、今回の試験で想定外の大きなガス放出率が確認され、液体 Li 流動面へのビーム入射により圧

力の上昇量、蒸気の流入量がさらに上昇することが予測される。また、液体 Li ターゲットから HEBT までに大きな差動排気状態が発生し、条件によっては超音速流による巨大クラスターの生成が想定される。

今回使用した液体 Li ループシステムは、放射線管理区域にないため、強度の高いビームを取り扱うことは不可能である。そこで、DC レーザーの照射で代用する方法が想定される。液体 Li 流動面における熱伝導特性や Li 液面の挙動はビームとレーザーでは異なるが、段階的に DC レーザー照射により発生する生成物の質量測定、真空特性測定を実施し、また環境圧力の依存性を実験的に評価することで、真空設計・改良に必要な知見は十分に得られることが期待できる。

- 放射線環境下における機器の利用可能性及びメンテナンス方法の検討

実機では、真空機器類は非常に線量の高い環境下で使用される。本実験で使用した CCTG や QMS のように、耐放射線性に関する知見が不明なものが多々ある。実際に高放射線環境下で使用し、その耐性・使用可能性を検証する必要がある。使用期間・交換頻度の検討、耐放射線性の機器の開発の検討、さらにメンテナンス方法の検討などが必要である。

- Li 蒸気の減少量の角度依存性の詳細な評価

本実験では、 26° 程度偏向した位置での膜厚計での測定で、中心位置より 2 桁程度 Li の流れ込みを抑制できることがわかったが、装置の構造上、1 ケースしか検証できなかった。より長い配管や偏向可能な構造の機器構成として、減少量の距離・角度依存性を多角的にかつ詳細に調べる必要がある。

- 超伝導加速空洞への影響の評価

第三章で、液体 Li ターゲットから SRF への蒸気の流入量を計算により評価し、さらに Li 蒸気が加速器側に流入する可能性があることが実験的にも確認された。実際に超伝導空洞に Li 蒸気を投入し、電界放出現象による放射線の増加、加速電場の劣化などの有無・程度、性能回復技術などを実験的に検証する必要がある。

Appendix

A.1 Hertz-Knudsen 方程式の導出

気液界面において生じる蒸発・凝縮する質量流量は、HK 方程式で評価できる。体積 V の空間にある N 個のボルツマン分布に従う粒子の個数分布は

$$dN_v = \frac{N}{V} \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (\text{A.1})$$

で与えられる。速度 v_z で $z=0$ にある壁面から $v_z \Delta t$ 以下の距離にある分子は、 Δt 以内に壁面に衝突する。単位面積・単位時間に衝突する分子の数は以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} v_z &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 \frac{N}{V} \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T}\right) |v_z| dv_x dv_y dv_z \\ &= \frac{N}{V} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \int_{-\infty}^0 \exp\left(-\frac{m v_z^2}{2k_B T}\right) |v_z| dv_z \\ &= \frac{N}{V} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \left[\frac{k_B T}{m} \exp\left[-\frac{m v_z^2}{2k_B T}\right] \right]_{-\infty}^0 \\ &= \frac{N k_B T}{m V} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} = \frac{P}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

計算の過程でガウス積分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\alpha x^2] dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (\text{A.3})$$

を用いた。(A.2) 式は壁面に衝突する分子数であり、分子の質量 m を乗じることで質量流量 (Mass flux) が得られる。

$$j_z = m v_z = P \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \quad (\text{A.3})$$

実際の気液界面は蒸発・凝縮が平衡状態に近いものとする。蒸発方向を正として、

$$j = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B}} \left(\sigma_e \frac{P_s}{\sqrt{T_l}} - \sigma_c \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (\text{A.4})$$

が得られる。ここで、 m は質量、 σ_e は蒸発係数、 P_s は飽和蒸気圧、 T_l は液体金属の温度、 σ_c は凝縮係数、 P_v は環境圧力、 T_v は蒸気の温度であり、蒸発・凝縮の大小関係を表す（蒸発方向を正としている）。平衡状態の場合、 $\sigma_e = \sigma_c$ であるが、これらの係数は実験的に得られた以下の関係式

$$\sigma_e = \log_{10}(B_1 - B_2(T^* - B_3)) + B_4 \quad (A.5)$$

を用いて解析が可能であるとされている。ここで、 $B_1 = 0.6795$ 、 $B_2 = 1.9757$ 、 $B_3 = 0.6608$ 、 $B_4 = 0.9403$ 、 $T^* = T_l/T_c$ と近似できる [1]。

なお、蒸発現象が進む非平衡系を取り扱う場合、HK 方程式を拡張した Hertz-Knudsen-Schrage (HKS) 方程式を利用することができる。

$$j = \eta \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B}} \left(\frac{P_s}{\sqrt{T_l}} - \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (A.6)$$

ここで、 $\eta = 1.66$ の定数である。

A.2 TraceWin におけるビーム力学計算

加速器では一般にビーム粒子の輸送は、基準粒子が追従する基準軌道上の座標 s の関数として記述さる。位相空間における任意の粒子の位置及び発散角は 6 成分のベクトル表示で、以下のように記述される。

$$\mathbf{r}(s) = (x, x' = dx/ds, y, y' = dy/ds, z, \delta = \Delta p/p_s) \quad (A.7)$$

ここで、 x 、 y 、 z はそれぞれ水平方向、垂直方向、縦方向（ビーム進行方向）の位置、 x' 及び y' は発散角である。 p は任意の粒子の運動量、 p_s は同期粒子の運動量であり、 $\delta = \frac{\Delta p}{p_s} = (p - p_s)/p_s$ は運動量分散である。

TraceWin は、先述のように、任意の位置 s_1 から s_2 の間の線形運動方程式に従うビーム輸送は、空間電荷力や電磁石等の各機器の加速器要素として定義される 6×6 転送行列 R を用いて、以下の式を解くことにより計算される。

$$\mathbf{r}(s_2) = R \cdot \mathbf{r}(s_1) \quad (A.8)$$

A.3 熱伝導方程式の解

ここでは、熱伝導方程式の解を解析的に導出する過程についてまとめる。

x 方向に速度 $v(x)$ で流れる液体 Li 流動面上の温度は、2次元の時間依存性の無い定常的な系における熱伝導方程式

$$\rho C_p v(x) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} \cdot \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (A.9)$$

$$\begin{cases} T_x(0, y) = T_x(x_{edge}, y) = 0, \\ T_y(x, 0) = T_y(x, y_{edge}) = 0, \\ T(0, 0) = T_0 (= 220^\circ\text{C or } 250^\circ\text{C}) \end{cases}$$

を解くことで記述できる。ここで、 ρ は金属の密度、 C_p は熱容量、 λ は熱伝導率である。液面の端は真空であるため境界条件 $T_x(0, y) = T_x(x_{edge}, y) = 0$, $T_y(x, 0) = T_y(x, y_{edge}) = 0$, と課し、液面中央部の温度と流速の関係を数値的に解く。有限の領域を考えているので、解を

$$T(x, y) = X(x)Y(y) \quad (A.10)$$

と変数分離し、各々の変数で微分する。

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial X(x)}{\partial x} Y(y) = \dot{X}(x) Y(y) \quad (A.11)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = X(x) \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} = X(x) Y''(y) \quad (A.12)$$

$$\begin{aligned} \dot{X}(x) Y(y) &= k X(x) Y''(y) \\ \frac{\dot{X}(x)}{k X(x)} &= \frac{Y''(y)}{Y(y)} \end{aligned} \quad (A.13)$$

と整理する。ここで、流速は x 方向に一定 v とし、 $k = \frac{\lambda}{\rho C_p v}$ と置き換えた。これらは定数でなければならないため、任意の定数 p を用いて

$$\frac{\dot{X}(x)}{k X(x)} = p, \frac{Y''(y)}{Y(y)} = p \quad (A.14)$$

$$\dot{X}(x) = p k X(x) \quad (A.15)$$

$$Y''(y) = p Y(y) \quad (A.16)$$

(A.14) の解を $Y = e^{\mu y}$ とおくと、 $\mu^2 e^{\mu y} = p e^{\mu y}$ だから、 $\mu^2 = p$ である。 p について、 $p > 0$, $p = 0$, $p < 0$ の3通りについて解があるが、物理的に意味があるのは $p \leq 0$ の場合である。 $\mu = \pm \sqrt{-p} i$ なので、一般解は

$$Y(x) = C_1 \sin(\sqrt{-p} y) + C_2 \cos(\sqrt{-p} y) \quad (A.17)$$

境界条件より, $Y'(0) = C_1\sqrt{-p}=0$ だから $C_1 = 0$ 。 $Y'(y_{edge}) = -C_2\sqrt{-p} \sin(\sqrt{-p}y_{edge})=0$ だが, $C_2 = 0$ にはなりえないため, $\sqrt{-p}y_{edge} = n\pi (n = 0, 1, 2, 3, \dots)$ だから $p = -\left(\frac{n\pi}{y_{edge}}\right)^2$ であるため, 解は

$$Y(y) = C_2 \cos\left(\frac{n\pi y}{y_{edge}}\right) (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{A.18})$$

(A.13) の解は, D を任意の定数として

$$X(x) = D e^{kpx} = D e^{-k\left(\frac{n\pi}{y_{edge}}\right)^2 x} \quad (\text{A.19})$$

両者を乗じて, C_2 と D を C_n とまとめ書き直すと

$$T(x, y) = C_n \cos\left(\frac{n\pi y}{y_{edge}}\right) e^{-k\left(\frac{n\pi}{y_{edge}}\right)^2 x} (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{A.20})$$

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$ のすべてを足し合わせた一般解は

$$T(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos\left(\frac{n\pi y}{y_{edge}}\right) e^{-k\left(\frac{n\pi}{y_{edge}}\right)^2 x} \quad (\text{A.21})$$

初期条件が例えば任意の関数 $T(0, y) = f(y)$ とすると

$$f(y) = C_0 + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos\left(\frac{n\pi y}{y_{edge}}\right) (0 \leq y \leq y_{edge}) \quad (\text{A.22})$$

これは $f(y)$ のフーリエ余弦級数展開(偶関数)であり, 周期 $2y_{edge} = 2$ だから, $y_{edge} = 1$ であり, 係数 C_n は以下のように計算される。

$$C_n = \frac{1}{y_{edge}} \int_{-y_{edge}}^{y_{edge}} f(y) \cos\left(\frac{n\pi y}{y_{edge}}\right) dy = \int_{-1}^1 f(y) \cos(n\pi y) dy = 2 \int_0^1 f(y) \cos(n\pi y) dy \quad (\text{A.23})$$

定数 T_0 の場合, 以下のようにまとめられる。

$$T(x, y) = T_0 \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi y}{y_{edge}}\right) e^{-k\left(\frac{n\pi}{y_{edge}}\right)^2 x} (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{A.24})$$

A.4 TIR のシステム設計

TIR (Target Interface Room) のシステム設計についてまとめる。TIR は遮蔽壁 (Radiation wall) で囲まれた、ビームコリメータ、真空ポンプ、ビーム計測器等を格納する部屋であり、ビームコリメータでのビームロス及び液体 Li ターゲットからの逆流中性子により、機器の強烈な放射化と作業員の被ばくが想定される。125 mA/40 MeV で定常運転し、一日経過した場合、TIR 内は $1000 \mu\text{Sv/h}$ 程度と非常に残留放射線量が高く [2]、人手によるハンズオンメンテナンスを避け、遠隔操作可能かつハンドリングが容易な機構で設計する必要がある。以下のものは、J-PARC 等で採用されている機構を参考にした。

真空配管の締結には、リモートクランプシステムに加え、ガスケットはピローシールを用いた機構が推奨される [3, 4]。

放射線遮蔽については、遮蔽壁にコリメータ挿入用の空間を設け、コリメータ周囲に鉛、鉄、ポリエチレンの階層構造の遮蔽モジュールを構成し、床にレールを敷き、台車に乗せて移動可能な構造を検討した。これにより、コリメータの交換作業の際に TIR 側に容易に引き出せるようにした [5]。図 A.1 に機器配置図を示す。

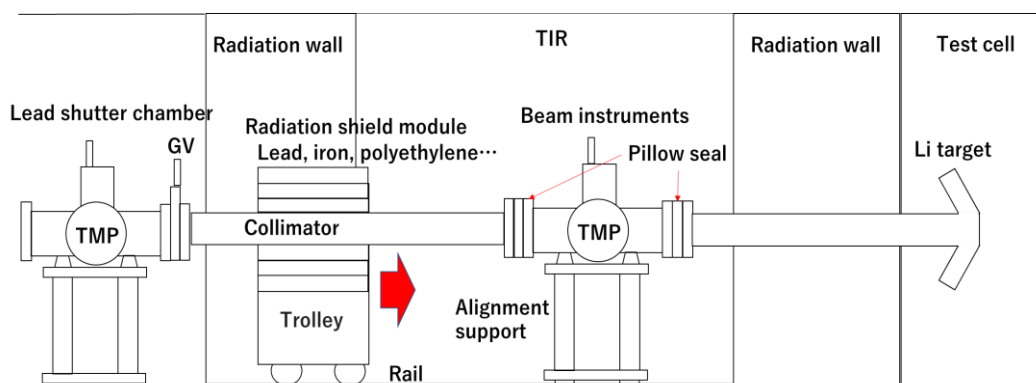


図 A.1 TIR の機器・設備配置図

A.5 古典的液滴生成モデルの微粒子生成

半径 r_p の粒子が蒸気から生成される場合について考える。気相・液相における 1 分子あたりの化学ポテンシャルをそれぞれ μ_v 及び μ_l とすると、 $\mu_v - \mu_l = k_B T \ln\left(\frac{P}{p_0}\right)$ であり、温度 T における系のギブスの自由エネルギーの変化 ΔG は以下の式であらわされる。

$$\Delta G = -\frac{4}{3}\pi r_p^3 \frac{k_B T}{v} \ln\left(\frac{P}{p_0}\right) + 4\pi r_p^2 \sigma \quad (\text{A.25})$$

ここで、 k_B はボルツマン定数、 σ は表面張力、 v はモル容積、 p は液滴上の蒸気圧、 p_0 は温度 T における液体平面上の飽和蒸気圧である。 ΔG を半径 r_p の関数として表すと、図 A.2 のように、液面上の飽和度が小さい場合 ($S = \frac{P}{p_0} < 1$) は単調増加するが、飽和度が高い場合

($S = \frac{p}{p_0} > 1$), ある半径サイズ $*r_p$ で最小となり ($\frac{\partial \Delta G}{\partial r_p} = 0$), この半径をもつ粒子が安定核となり, これから気相・液相界面において生成される液滴の粒径を評価するためのケルビンの式が得られる。

$$*r_p = \frac{2\sigma v}{k_B T \ln\left(\frac{p}{p_0}\right)} \quad (\text{A.26})$$

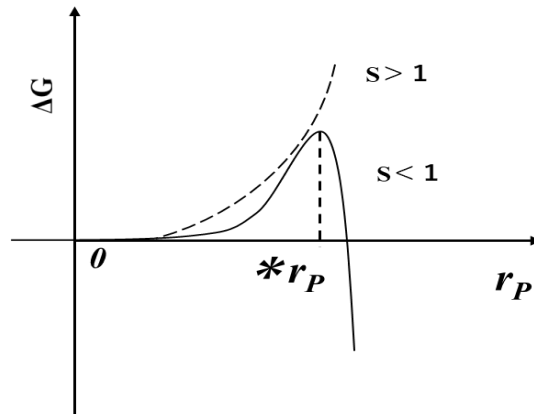


図 A.2 系のギブスの自由エネルギーと飽和度の関係

A.6 ノズルから生成される液滴のサイズの評価モデル

ノズルから液体ジェットを生成する際に気中で生成される液滴のサイズを流体力学的に評価する研究は多数ある。径 a のノズルから波長 Λ で液滴が生成される際, その関係は

$$\frac{\Lambda}{a} = 9.02 \frac{(1 + 0.45Z^{0.5})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.87W_e^{1.67})^{0.7}} \quad (\text{A.27})$$

ここで, $Z = \frac{W_e^{0.5}}{Re_1}$, $T = \frac{ZW_e^{0.5}}{Re_2}$, $W_{e1} = \rho_1 U^2 a / \sigma$, $W_{e2} = \rho_2 U^2 a / \sigma$, $Re_1 = Ua / \nu$ であり, それぞれ, ρ_1 は液体の密度, ρ_2 は気中の気体の密度, U は流速, σ は表面張力, ν はレイノルズ数, Z はオーネゾルゲ数(慣性力と表面張力の積と粘性力の比で液滴の表面張力振動の程度を表す)である。いわゆるレイリー領域で生成される場合, $W_{e2} = 0$ かつ $Z = 0$ と近似でき, さらに真空中の場合, $\rho_2 = 0$ であるから(A.25)は以下のように簡略化される。

$$\frac{\Lambda}{a} \cong 9.02 \quad (\text{A.28})$$

最終的に液滴のサイズは, 以下の簡略化された式で評価できる。

$$r = \left(\frac{3}{4} 9.02\right)^{\frac{1}{3}} = 1.89a \quad (\text{A.29})$$

これは、真空中で生成される液滴のサイズは、材料の密度や表面張力に依存しないということを示す。

A.7 参考文献

- [1] 石山 達也, 藤川 重雄, “気液界面での質量・運動量・エネルギーの輸送 : 分子動力学, 分子気体力学, 実験の融合(第 2 章)蒸発・凝縮への分子動力学の適用(平面状界面): 分子気体力学境界条件”, *ながれ : 日本流体力学会誌 = Nagare : journal of Japan Society of Fluid Mechanics* **33**(3), 299-306 (2014).
- [2] F. OGANDO, A. Mayoral, R. Juarez, A. Delgado, F. Mota, K. Kondo, M. Garcia, P. Sauvan, J. Sanz, A. Ibarra and J. Molla, “Radioprotection Analysis for the High Energy Beam Transport Line of the Accelerator Facility of IFMIF”, *FUSION SCIENCE AND TECHNOLOGY* **62**, 240-245, (2012).
- [3] 倉崎るり, 山野井豊, 渡邊丈晃, 中村哲朗, “溶接ステンレス板を使った大口径ピローシールの開発 (2)”, *proceedings of the 19th PASJ2022*, online, paper WEP007 (2022).
- [4] 山本風海, “大強度陽子シンクロトロン用ビームコリメータの開発”, 総合研究大学院大学博士論文, 2011.
- [5] 白形政司, 高野淳平, 門脇琴美, “J-PARC 主リングのビームコリメータ 7 台体制”, *proceedings of the 19th PASJ2022*, online, paper THP017 (2022).

謝辞

本博士論文は、東京科学大学 環境・社会理工学院 原子核工学コース 林崎研究室において行った研究をまとめたものです。本研究を遂行するにあたり多くの方々からご指導、ご協力をいただきました。この場にて厚く御礼申し上げます。

指導教官である林崎規託教授に深く感謝申し上げます。自身の得意とする真空に関する研究テーマをいただき、また加速器設計、学会発表、論文作成と研究活動全般について深くご指導いただきました。また、研究室メンバーである長江大輔氏、池田翔太氏、菊地漱祐氏、成田大悟氏はじめ多くの関係者に、研究に関する議論・サポートをしていただきました。

QST 六ヶ所フュージョンエネルギー研究所 核融合炉材料研究部門 長谷川和男部長、春日井敦次長、佐藤聡次長、IFMIF 加速器施設開発グループ近藤恵太郎グループリーダー、核融合中性子源設計増田開グループグループリーダー方には、博士課程進学についてご理解いただき、またグループ員には、本研究に関して多くの議論・コメントをいただき、本論文をまとめることができました。核融合炉構造材料開発グループ野澤貴史グループリーダー、八巻智也氏には、SEM 測定でご協力いただきました。

高エネルギー加速器研究機構 加古永治先生、阪井寛志先生、梅森健成先生をはじめ超伝導グループの皆さんには超伝導空洞実験用の Li 蒸着試験に関するご協力、高山健先生、小林仁先生からはビーム解析・ビームライン設計に関する助言をいただきました。

助川電気株式会社の皆様には、液体 Li ループシステムの移設作業・消防法申請・運転操作など、液体 Li を用いた実験で全面的にサポートしていただきました。

博士課程進学と同時期に結婚し、仕事・学業両面をサポートしてくれた妻祐佳に感謝します。