NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

Full Report on the NIFS Fusion Engineering Research Project for the Mid-Term of FY2010-2015

A. Sagara, T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, H. Tamura, T. Tanaka, R. Sakamoto, S. Imagawa, T. Mito, T. Muroga,
A. Iwamoto, H. Chikaraishi, M. Tanaka, O. Mitarai, K. Tsumori, M. Isobe, G. Kawamura, S. Okamura, X. Ji, S. Hamaguchi, K. Takahata, S. Ito, S. Yamada, S. Masuzaki, N. Ashikawa, S. Kubo, H. Kasahara, K. Ogawa, T. Nishitani, M. Goto,
I. Yamada, R. Yasuhara, T. Akiyama, T. Tokuzawa, S. Ishiyama, T. Obana, Y. Hishinuma, S. Takada, T. Nagasaka, H. Fu,
Y. Hirooka, J. Yagi, S. Takayama, D. Kato, M. Tokitani, Y. Hamaji, H. Noto, I. Murakami, H. Sakaue, and NIFS Fusion Engineering Research Project

(Received - May. 25, 2017)

NIFS-MEMO-79

Nov. 30, 2017

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. The views presented here are solely those of the authors. This document is intended for information only and may be published in a journal after some rearrangement of its contents in the future.

Inquiries about copyright should be addressed to the NIFS Library, National Institute for Fusion Science, 322-6 Oroshi-cho, Toki-shi, Gifu-ken 509-5292 Japan.

E-mail: gakujutsujoho@nifs.ac.jp

<Notice about photocopying>

In order to photocopy and work from this publication, you or your organization must obtain permission from the following organization which has been delegated for copyright for clearance by the copyright owner of this publication.

Except in the USA

Japan Academic Association for Copyright Clearance (JAACC) 6-41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan Phone: 81-3-3475-5618 FAX: 81-3-3475-5619 E-mail: jaacc@mtd.biglobe.ne.jp

In the USA

Copyright Clearance Center, Inc. 222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923 USA Phone: 1-978-750-8400 FAX: 1-978-646-8600

核融合科学研究所 核融合工学研究プロジェクト

Fusion Engineering Research Project National Institute for Fusion Science

FY2010-FY2015

全体報告書



2017年

Full Report on the NIFS Fusion Engineering Research Project for the Mid-Term of FY2010-2015

A. Sagara, T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, H. Tamura, T. Tanaka, R. Sakamoto,
S. Imagawa, T. Mito, T. Muroga, A. Iwamoto, H. Chikaraishi, M. Tanaka, O. Mitarai¹,
K. Tsumori, M. Isobe, G. Kawamura, S. Okamura, X. Ji, S. Hamaguchi, K. Takahata,
S. Ito², S. Yamada, S. Masuzaki, N. Ashikawa, S. Kubo, H. Kasahara, K. Ogawa, T. Nishitani,
M. Goto, I. Yamada, R. Yasuhara, T. Akiyama, T. Tokuzawa, S. Ishiyama³, T. Obana,
Y. Hishinuma, S. Takada, T. Nagasaka, H. Fu, Y. Hirooka, J. Yagi, S. Takayama, D. Kato,
M. Tokitani, Y. Hamaji, H. Noto, I. Murakami, H. Sakaue,
and NIFS Fusion Engineering Research Project

⁰National Institute for Fusion Science, Toki, Gifu, Japan ¹Liberal Arts Education Center, Kumamoto Campus, Tokai University, Kumamoto, Japan ²Department of Quantum Science and Energy Engineering, Tohoku University, Sendai, Miyagi, Japan ³Graduate School of Science and Technology, Hirosaki University, Hirosaki, Aomori, Japan

Abstract

On the basis of the outstanding progress in high-density and high-temperature plasma experiments in the Large Helical Device (LHD) at National Institute for Fusion Science (NIFS), the conceptual design studies on the LHD-type helical fusion reactor, the FFHR series, have been conducted since 1993. In order to strongly promote this research activity in parallel with the acceleration of the related technological R&D for reactor components, the Fusion Engineering Research Project (FERP) was launched at NIFS in FY2010. The FERP consists of 13 tasks and 44 sub-tasks, each strongly assisted by domestic and international collaborations.

The reactor design studies have focused on FFHR-d1, the demo-class reactor having a major radius of 15.6 m, which is four times larger than that of LHD. The similar heliotron magnetic configuration is employed to ensure steady-state operation with 3 GW self-ignited fusion power generation. The design activity has proceeded with the staged program, named "round," that defines iterative working. The first round is to determine the basic core plasma parameters, the second is to compose all of the three-dimensional designs, the third focuses on construction and maintenance schemes, and the fourth is dedicated to passive safety. Since 2015, a multi-path strategy has been taken to include various options in the design, with FFHR-d1A as the base option. As a remarkable achievement of the reactor design, the Direct Profile Extrapolation (DPE) method is included in the helical systems code, HELIOSCOPE, in order to predict the confinement capability. The radial-build was successfully fixed and the neutronics calculation was carried out for the determined three-dimensional structure. The cost evaluation is also being conducted using these outcomes.

The related R&D works in FERP are categorized into five key subjects: (1) large-scale superconducting (SC) magnet, (2) long-life liquid blanket, (3) low-activation structural materials, (4) high heat & particle-flux control, and (5) tritium and safety. Using the remarkable achievements of the related R&D works, the engineering design of FFHR-d1 defines the basic option and challenging option. While the basic option is an extension of the ITER technology,

the challenging option includes innovative ideas from the following three purposes: (1) to overcome the difficulties related with the construction and maintenance of three-dimensionally complicated large structures, (2) to enhance the passive safety, and (3) to improve plant efficiency.

For the superconducting magnet, the high-temperature superconductor (HTS) using ReBCO tapes is considered as an alternative (challenging) option to the cable-in-conduit conductor using low-temperature superconducting Nb₃Sn strands. One of the purposes for selecting the HTS is to facilitate the three-dimensional winding of the helical coils by connecting prefabricated segmented conductors. A mechanical lap joint technique with low joint resistance has been developed and a 3 m-long short-sample conductor has successfully achieved 100 kA-current at a magnetic field of 5 T and temperature of 20 K. Further tests will be carried out in the world-largest 13 T, 700-mm bore superconducting magnet facility.

For the tritium breeding blanket, we have chosen, as a challenging option, the liquid blanket with molten salt FLiNaBe from the viewpoint of passive safety. To increase the hydrogen solubility, an innovative idea to include powders of titanium was also proposed. An increase of hydrogen solubility over five orders of magnitude has been confirmed in an experiment, which makes the tritium permeation barrier less necessary for the coating on the walls of cooling pipes. The "Oroshhi-2" testing facility was constructed as a platform for international collaborations, having a twin-loop for testing both molten-salt (FLiNaK) and liquid metal (LiPb) under the perpendicular magnetic field of 3 T, the world's largest for this purpose. For the structural material of blankets, a dissimilar bonding technique has been developed to join the vanadium alloy, NIFS-HEAT2, and a nickel alloy.

For the helical built-in divertor, the diverter tiles could be placed at the backside of the blankets where the incident neutron flux is sufficiently reduced by an order of magnitude. It is thus expected that a copper-alloy could be used for cooling pipes under the bonded tungsten tile, since the maximum neutron fluence is limited to be lower than the allowable limit of ~ 1 dpa for copper within the operation period. We note that the peak heat flux on the helical divertor is expected to reach or exceed $\sim 20 \text{ MW/m}^2$ because of the non-uniform strike point distributions, and effective removal of this heat flux is a concern. The maintenance scheme for the full-helical divertor is also a critical issue. To solve these problems, a new concept of liquid divertor has been proposed as a unique idea. Ten units of molten-tin shower jets (falls) are proposed to be installed on the inboard side of the torus to intersect the ergodic layer. It is considered that the vertical flow of tin jets could be stabilized using an internal flow resistance such as wires, chains, and tapes imbedded. In case the liquid divertor actually works, the full-helical divertor would become less necessary, though it should still be situated at the rear. Neutral particles are expected to be efficiently evacuated through the gaps between liquid metal showers.

The mission of the NIFS FERP is to establish the scientific and technological basis that demonstrates the engineering feasibility of the helical fusion reactor and to promote the entire fusion engineering research toward the realization of fusion reactors in the mid-21st century. The progress of the NIFS FERP during the second six-year mid-term period in Japan for FY2010-2015 is overviewed in this full report. The numerical targets for the major components, which are the SC magnet, the in-vessel components, and the blanket, were compiled in FY2016, and its summary is also added in this report.

Keywords:

Fusion Engineering Research Project (FERP), helical fusion reactor, FFHR-d1, systems code, heliotron, LHD, superconducting magnet, HTS, structural analysis, blanket, molten-salt, Oroshhi-2, neutronics, divertor, fusion reactor material, vanadium alloy, ODS, dissimilar bonding

目次

1. はじめに	1
1.1 核融合工学研究プロジェクトの経緯と概要	1
1.2. 自然科学研究機構第2期中期目標・中期計画での実施概要	5
1.3 核融合工学研究プロジェクトの体制	
2. ヘリカル型核融合炉の設計研究	
2.1 設計研究の概要	
2.2 基本方針とプラント全体方針	16
2.2.1 ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の位置付け	16
2.2.2 主要設計パラメータの決定	16
2.2.3 システム設計コードの開発	
2.2.4 設計ウインドウ解析と候補設計点の選定	19
2.3 炉心プラズマ	
2.3.1 概要	
2.3.2 径方向分布	24
2.3.2.1 直接分布外挿(DPE)法	24
2.3.2.2 参照分布	
2.3.3 密度限界	
2.3.3.1 LHD における密度限界	
2.3.3.2 参照分布の成立性	
2.3.4 MHD 平衡・安定性	
2.3.4.1 ヘリオトロンの MHD 特性	
2.3.4.2 参照分布の MHD 平衡	
2.3.4.3 参照分布の MHD 安定性	
2.3.5 周辺プラズマ制御	
2.3.5.1 ダイバータ熱・粒子束分布	
2.3.5.2 デタッチメントシナリオ	
2.3.5.3 周辺プラズマモデリング	
2.3.6 新古典輸送	
2.3.6.1 ヘリオトロンにおける新古典拡散	
2.3.6.2 参照分布における新古典輸送	
2.3.6.3 両極性電場分布の特徴と閉じ込めへの影響	
2.3.7 高エネルギー粒子閉じ込め	
2.3.7.1 典型的な磁場配位での α 粒子閉じ込め特性	
2.3.7.2 FFHR-d1 として想定されるプラズマにおける α 加熱効率	50
2.3.7.3 第一壁のα粒子熱負荷分布	
2.3.8 異常輸送	54
2.3.8.1 LHD における異常輸送	54
2.3.8.2 参照分布の熱輸送解析	

2.3.9 運転制御	
2.3.9.1 立ち上げ/定常維持/停止/緊急時対応	
2.3.9.2 運転制御シナリオ解析のための1次元モデル	
2.3.9.31 次元モデルによるプラズマ運転制御解析	59
2.3.9.4 FFHR におけるイグニッションの 0 次元解析	
2.3.10 FFHR-d1 の強磁場化と FFHR-c1	
2.3.11 磁場配位の最適化検討(改善LHD 磁場配位)	
2.3.12 磁場配位の工学的最適化検討	
2.3.12.1 ヘリカル・ダイバータ磁場配位の検討	
2.3.12.2 NITA コイルを用いたブランケットスペース増大	
2.3.12.3 ブランケットに強磁性体を用いる場合の磁場配位に対する影響	擊評価94
2.3.13 まとめ	
2.4 超伝導マグネット	101
2.4.1 超伝導マグネット設計概要	101
2.4.2 LTS 強制冷却マグネット設計	103
2.4.2.1 CIC 導体の特長と強制冷却コイル方式の現状	103
2.4.2.2 CIC 導体を用いたヘリカルコイル巻線	106
2.4.2.3 CIC 導体を用いた巻線の冷却	108
2.4.3 LTS 間接冷却方式マグネット設計	111
2.4.4 HTS マグネット設計	115
2.4.4.1 HTS 線材	115
2.4.4.2 ヘリカル炉 FFHR-d1 用 100 kA 級大電流 HTS STARS 導体の設計	+ 118
2.4.4.3 HTS 導体を用いたセグメント方式のヘリカルコイル巻線	
2.4.4.4 HTS 導体を用いたヘリカルコイルに働く電磁力	
2.4.4.5 HTS 導体を用いたヘリカルコイルの保護と常伝導伝播解析	125
2.4.4.6 HTS 導体を用いたヘリカルコイルの冷却	
2.4.5 各超伝導マグネット方式における機械的挙動の評価	
2.5 低温システム	
2.5.1 超伝導マグネット冷却方式の選択	
2.5.1.1 直接(強制)冷却導体	
2.5.1.2 間接冷却導体	139
2.5.1.3 導体冷却に関する課題	
2.5.2 冷却システム	
2.5.2.1 冷凍機	
2.5.2.2 SHe 強制冷却システム	
2.5.2.3 浸漬冷却システム	
2.5.2.4 冷却温度の選択	
 2.5.3 超伝導マグネット冷却に関する設計指針 	
2.5.4 電源システム	
2.5.4.1 全コイルー括通電方式	

2.5.4.2 圧電素子駆動接点整流器	147
2.5.5 電流供給システム	
2.5.5.1 バスラインとフィーダ	
2.5.5.2 電流リード	154
2.6 ブランケット	
2.6.1 中性子工学設計	156
2.6.1.1 ブランケット方式および遮蔽体材料の検討	
2.6.1.2 3 次元中性子工学設計	
2.6.1.3 FLiNaBe ブランケットの検討	
2.6.2 増殖ブランケット	
2.6.2.1 増殖ブランケット内の核発熱分布	
2.6.2.2 増殖ブランケット内の磁場分布	
2.6.2.3 増殖ブランケットのモジュール化	
2.6.3 放射線遮蔽体	
2.6.3.1 遮蔽体内の材料配置検討	
2.6.3.2 ダイバータに対する中性子遮蔽	
2.7 炉内機器	
2.7.1 概要	
2.7.2 基本構造	
2.7.2.1 ラジアルビルド	
2.7.2.2 3次元構造	
2.7.2.3 マグネット支持構造物	
2.7.2.4 重量支持	
2.7.2.5 熱設計条件	
2.7.3 ヘリカルダイバータ	
2.7.3.1 ダイバータ性能・機器配置	
2.7.3.2 ヘリカルダイバータ機器設計	
2.7.3.3 壁コンディショニング	
2.7.3.4 新型ダイバータ構造	
2.7.4 液体金属ダイバータ	
2.7.5 遠隔保守	
2.7.5.1 概要	
2.7.5.2 ヘリカル炉における遠隔保守に関する基本方針	
2.7.5.3 小型装置による遠隔保守	
2.7.5.4 その他、保守に関する関連技術	
2.8 加熱装置	
2.8.1 NBI 加熱	
2.8.1.1 FFHR-d1 NBI 用負イオン源	
2.8.1.2 FFHR-d1 NBI ビームライン	
2.8.2 ECH 加熱	

2.8.2.1 ジャイロトロン開発	206
2.8.2.2 電子バーンシュタイン波加熱の FFHR-d1 への適用可能性の検討	208
2.8.3 Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating (ICRF)	210
2.8.3.1 大電力定常 ICRF 加熱の開発状況	210
2.8.3.2 ICRF を用いたプラズマ加熱シナリオの検討	211
2.8.3.3 ICRF アンテナ(電磁波放射部)の検討	212
2.9 燃料供給	214
2.10 計測	218
2.10.1 概要	218
2.10.2 中性子計測	219
2.10.3 分光計測	222
2.10.4 トムソン散乱計測	226
2.10.5 電子密度計測	230
2.10.6 反射計	234
2.11 発電システム	236
2.11.1 発電システム概要	236
2.11.1.1 定常運転時のパワーフロー	236
2.11.1.2 プラントの起動手順	236
2.11.1.3 発電方式の検討	237
2.11.1.4 水素製造併用の検討	238
2.11.2 次世代型先進発電方式の検討	239
2.11.2.1 はじめに	239
2.11.2.2 ヘリカル型核融合炉 FFHR	239
2.11.2.3 FFHR 発電システムの経済性	241
2.11.2.4 ヘリカル型核融合炉 FFHR 発電システムの安全性	242
2.11.2.5 ブランケット1次系溶融塩ループ接続の各機器要素設計仕様	243
2.11.2.6 FFHR 実用化に向けての R&D	247
2.11.2.7 まとめ	249
2.12 建屋	260
2.12.1 建屋の種類と配置	260
2.12.2 建屋内の機器配置	261
2.13 コスト評価	264
2.13.1 コスト評価の基本的な考え方	264
2.13.2 コスト評価モデルの改良	265
3 工学基盤構築に向けた開発研究	267
3.1 超伝導マグネット	267
3.1.1 LTS 強制冷却方式マグネットの開発研究	267
3.1.1.1 CIC 導体のリアクト・アンド・ワインド法によるヘリカル巻線	267
3.1.1.2 JT-60SA プロジェクトとの連携・貢献	269
3.1.2 LTS 間接冷却マグネットの開発研究	273

3.1.3 HTS マグネットの開発研究	276
3.1.3.1 HTS STARS 導体 30 kA 級プロトタイプ試験	276
3.1.3.2 HTS STARS 導体 100 kA 級プロトタイプ試験	277
3.1.3.3 HTS STARS 導体の臨界電流解析	279
3.1.3.4 HTS STARS 導体の冷却安定性	282
3.1.3.5 HTS STARS 導体試験サンプルの接続抵抗評価	282
3.1.3.6 HTS STARS 導体用機械的ラップ接続部の機械強度評価	284
3.1.3.7 HTS STARS 導体用機械的ラップ接続部の接合抵抗率低減	287
3.1.3.8 HTS STARS 導体開発研究の今後の計画	
3.1.4 大口径高磁場導体試験装置の構築	290
3.1.4.1 試験設備概要	290
3.1.4.2 磁場発生コイルの設計	291
3.1.4.3 遮断電圧と断熱温度上昇の評価	293
3.1.4.4 強度検討	295
3.1.5 先進低温超伝導線材開発	298
3.1.5.1 低放射化超伝導線材開発	298
3.1.5.2 高磁場・高強度 Nb ₃ Sn 超伝導線材開発	299
3.1.6 高温超伝導コイルの先進的冷却方式	302
3.1.6.1 高温超伝導コイルに適した新たな冷却方式の考察	302
3.1.6.2 低温領域でも動作可能な自励振動式ヒートパイプの開発	304
3.1.6.3 自励振動式ヒートパイプを組み込んだ高温超伝導コイル	305
3.2 低温システム	309
3.2.1 温度可変低温設備の建設	309
3.2.1.1 装置の仕様	309
3.2.1.2 装置の建設	311
3.2.1.3 性能試験結果	311
3.2.2 熱伝導・界面熱抵抗測定	313
3.2.2.1 測定装置	313
3.2.2.2 高精度測定例	313
3.2.2.3 まとめ	315
3.2.3 極低温ガス冷却の熱流動研究	316
3.2.4 超伝導コイル電源の開発研究	317
3.3 低放射化材料	318
3.3.1 低放射化材料の高強度化と高温強度評価	318
3.3.1.1 低放射化バナジウム合金 炭化物分散強化バナジウム合金の開発	318
3.3.1.2 低放射化フェライト鋼 酸化物分散強化フェライト鋼の開発	321
3.3.2 低放射化材料の接合技術開発	323
3.3.2.1 世放射化非分散強化フェライト鋼と分散強化フェライト鋼の接合	<u>1</u> 323
3.3.2.2 低放射化バナジウム合金と溶融塩システム用ニッケル合金の接合	i ⁻ 326
3.3.2.3 タングステンと低放射化材料の接合	328

3.3.3 低放射化材料の照射特性評価	330
3.3.3.1 低放射化バナジウム合金溶接材の中性子照射特性	330
3.3.3.2 バナジウム合金の中性子照射効果-イオン照射効果の相関	333
3.3.3.3 低放射化フェライト鋼とステンレス鋼の異材接合材の照射特性	336
3.4 ブランケット	338
3.4.1 第一壁	338
3.4.2 増殖/却材	342
3.4.2.1 金属微粉末による溶融塩の実効水素溶解度の制御	342
3.4.2.2 LiPb 薄液層における水素透過特性	343
3.4.2.3 ガス圧駆動小型流動ループの構築	344
3.4.3 熱・物質流動ループ	346
3.4.3.1 冷却材流動ループシステム構築の目的 [3.4.3.1]	346
3.4.3.2 FliNaK 循環ループ装置 Orosh ² i-1	346
3.4.3.3 熱・物質流動ループ oroshhi-2	348
3.4.3.4 3 T 磁場下 MHD 圧力損失測定	349
3.4.3.5 流体の調整・不純物の制御	350
3.4.3.6 サブループ流動試験	350
3.4.3.7 高温磁場腐食試験部	351
3.4.4 セラミック被覆	353
3.4.4.1 MOCVD (気相法) 酸化物被覆	353
3.4.4.2 MOD(液相法)酸化物被覆	354
3.4.4.3 液体溶融塩を用いた窒化物被覆成膜	355
3.4.4.4 イオンビーム誘起蛍光法セラミックスコーティング性能評価	355
3.4.5 中性子遮蔽材料	358
3.5 ダイバータ	359
3.5.1 ダイバータ受熱構造の基本設計と開発	359
3.5.1.1 熱・構造設計	359
3.5.1.2 ヒートシンク用銅合金の選定と中性子負荷特性	360
3.5.1.3 タングステンと銅合金の冶金接合 R&D	361
3.5.1.4 超高熱負荷試験装置の整備	365
3.5.2 ダイバータ受熱構造材の新開発	368
3.5.2.1 ヒートシンク用銅合金の酸化物分散強化	368
3.5.2.2 タングステンと銅合金の拡散接合	370
3.5.3 タングステンに関する物理検討	372
3.5.3.1 タングステンのガス粒子吸蔵機構解明	372
3.5.3.2 タングステンへのヘリウム照射効果	374
3.5.4.1 タングステン多価イオン発光モデル	377
3.5.4.2 タングステン多価イオンの発光特性	381
3.5.5 不純物ガスパフによる熱負荷制御	388
3.5.6 液体金属ダイバータのための基礎実験	394

3.6 水素同位体	
3.6.1 概要	
3.6.2 燃料回収分離	
3.6.2.1 不純物分解/水素回収処理	
3.6.2.2 低インベントリ水素同位体分離システム	
3.6.2.3 水処理装置の開発	
3.6.2.4 新規手法による気体処理装置の開発	
3.6.3 トリチウム安全処理システム	
3.6.3.1 低圧力損失型触媒/吸湿剤	
3.6.3.2 高分子膜法	
3.6.3.3 システム統合のシミュレーション研究	
3.6.3.4 プラズマ燃焼法	
3.6.3.5 汚染物質処理法	
3.6.4 リチウム資源回収/同位体分離技術開発	
3.6.4.1 海水からのリチウム回収	
3.6.4.2 リチウム同位体分離技術	
3.6.5 水素同位体/放射能計測手法	
3.6.5.1 トリチウム排気ガスモニター	
3.6.5.2 トリチウム排水連続モニター	
3.6.5.3 トリチウム以外の核種対応測定システムの検討	
3.6.6 今後の展開	
4. まとめ	
4.1 設計研究	
4.2 開発研究	
4.3 将来計画	
A. 補遺	411
A.1 核融合工学研究プロジェクト 杳読付き論文リスト	411
A.2 主要機器の開発数値目標	
A.2.1 マグネット・システムの開発数値目標	
A.2.2 炉内機器の開発数値目標	

<u>執 筆 者 リ ス ト</u>

相良 明男	:	1.1, 1.2, 1.3, 2.1, 4.1, 4.2, 4.3
後藤 拓也	:	2.2, 2.3, 2.7, 2.12, 2.13, A1
宮澤 順一	:	2.3, 2.7.4, 3.5.6
河村 学思	:	2.3.5.3
御手洗 修 ¹⁾	:	2.3.9.4
岡村 昇一	:	2.3.11
柳 長門	:	2.3.12, 2.4.1, 2.4.4, 3.1.3, A2.1
戢 祥	:	2.3.12.3
今川 信作	:	2.4.2, 3.1.1.1, 3.1.4
濱口 信司	:	2.4.2, 3.2.1
高畑 一也	:	2.4.3, 3.1.2
伊藤 悟 ²⁾	:	2.4.4.4, 3.1.3.3
田村 仁	:	2.4.5, 2.7.1, 2.7.2, 2.7.3, 2.7.5, A2.2
岩本 晃史	:	2.5.1, 2.5.2, 2.5.3, 3.2.1, 3.2.2
力石 浩孝	:	2.5.4, 2.11.1, 3.2.4
山田 修一	:	2.5.5
田中 照也	:	2.6.1, 2.6.2, 2.6.3, 3.4.3, 3.4.4, 3.4.5, A2.3
増崎 貴	:	2.7.3
芦川 直子	:	2.7.5, 3.4.1
津守 克嘉	:	2.8.1
久保 伸	:	2.8.2
笠原 寛史	:	2.8.3
坂本 隆一	:	2.9
磯部 光孝	:	2.10.1, 2.10.2
小川 国大	:	2.10.2
西谷 健夫	:	2.10.2
後藤 基志	:	2.10.3
山田 一博	:	2.10.4
安原 亮	:	2.10.4
秋山 毅志	:	2.10.5
徳沢 季彦	:	2.10.6
石山新太郎3)	:	2.11.2
尾花 哲浩	:	3.1.1.2
菱沼 良光	:	3.1.5, 3.4.4, 3.4.5
三戸 利行	:	3.1.6
高田 卓	:	3.2.1, 3.2.3
長坂 琢也	:	3.3
室賀 健夫	:	3.3.1.2, 3.3.3.1
付 海英	:	3.3.2, 3.3.3.3
廣岡 慶彦	:	3.4.1
八木 重郎	:	3.4.2, 3.4.3
高山 定次	:	3.4.2, 3.4.3

加藤 太治	:	3.4.4, 3.5.3.1
時谷 政行	:	3.5.1, 3.5.3.2
浜地 志憲	:	3.5.1
能登 裕之	:	3.5.2
村上 泉	:	3.5.4.1, 3.5.5
坂上 裕之	:	3.5.4.2
田中将裕	:	3.6

<u>所 属</u>

核融合科学研究所(COE研究員含む)

- 1) 東海大学
- 2) 東北大学
- 3) 弘前大学

1. はじめに

1.1 核融合工学研究プロジェクトの経緯と概要

核融合科学研究所は平成16年度(2004年度)に共同利用機関法人 自然科学研究機構の一員となり、その自然科学研究機構の設定した<u>第1期中期目標・中期計画</u>に基づいて事業を実施することとなった。計画初年度の平成16年4月に研究所の大幅な組織 <u>改編</u>が実施され、特に、大型ヘリカル研究部は従来の建設期から実験遂行に対応した 組織に移行した。その中で、装置技術研究系も炉システム・応用技術研究系に再編改 称し、LHDを用いた装置工学実験と高性能化・信頼性向上研究とともに、ヘリカル炉 設計、超伝導・低温工学等および応用研究を推進することとした。

<u>炉工学研究センター(平成11年度に発足)</u>は、低放射化材料開発、先進ブランケット開発研究、強力中性子源要素技術の共同研究等、長期的な炉工学課題の研究を行う こととした。安全管理センター(平成元年の研究所発足と同時に設置)は、LHD実験 を進める上で必要な環境保全や安全確保等の研究とともに、将来の核融合炉の安全性 等に関する体系的な研究を行うこととした。平成18年度には、従来の「低温実験棟」 を「超伝導マグネット研究棟」(Superconducting Magnet System Laboratory)へ名称 変更し、大型超伝導マグネットシステムの研究開発環境の知名度を高め、共同研究を より活性化することとした。平成19年度には、従来の「加熱実験棟」を「総合工学実 験棟」(Fusion Engineering Research Laboratory)に名称変更し、従来からの炉工学研 究設備を移設集約することにより、炉工学研究の鍵となる拠点の確立と充実を図り共 同研究をより活性化することとした。

<u>平成6年(1994)から共同研究として開始したヘリカル型核融合炉FFHR</u>(脚注)の概念設計研究に関しては、炉システム・応用技術研究系に平成16年度から新設された炉システム研究部門を中心として、所内外および国外の広範な分野間の研究者ネットワークを構築した。これを共同研究基盤として、定期的な設計活動を展開することによって、長期的視野に立った炉システム統合と最適化に向けての物理工学に関する要素研究の提案と研究課題の抽出を推進し、通算59回の拡大設計会合は現在も継続中である。

脚注:ヘリカル型核融合炉FFHR

1990年代に NIFS 共同研究として開始した概念設計の略称。当初はヘリカルコイル 数 L=3の Force Free Helical Reactorの略称であったが、L=2の LHD型 FFHR-2、 実用炉 FFHR-2m を経て、現在の原型炉に向けた FFHR-d1 へと、シリーズ略称と して国際的に定 着している。米国の ARIES-CS、ドイツの HSR に対する日本独自 のヘリカル系設計である。 第1期中期最終年度の<u>平成21年度後半に、研究所の核融合工学研究に関する外部評価</u>が実施された[1.1.1]。翌22年度から第2期中期目標・中期計画が開始されたと共に、研究所の体制が一新された。併せて、上記の外部評価の提言で示された「ヘリカル 炉設計を軸に組織横断的に核融合工学研究を発展させていくことを期待する」に対応して、<u>核融合工学研究プロジェクトが開始</u>された。これに対応して、平成23年度より研究所の一般共同研究のカテゴリーもプロジェクト体制に合致すべく再編された。

この間、当研究所が中心となって国内の大学と共同で展開した工学に関する国際的 な活動としては、日米科学技術協力事業における共同プロジェクトの FFTF/MOTA(1987~1994)、JUPITER (1995~2000)、JUPITER-II (2001~2006) 、TITAN (2007~2012)の各計画が実施され、各種候補材料の中性子照射を中心と して、固体及び液体ブランケットに関する幅広い研究が展開された。さらに、ダイバ ータの高熱流機器に関する新たな展開としてPHENIX計画 (2013~2019)が開始され た。また、中国との拠点大学交流事業 (2001~2010)では超伝導マグネット、低放射 化材料、ブランケット工学、プラズマ壁相互作用、等に及ぶ広範な研究交流が実施さ れた。

また、ITER冷凍プラントプロセスに関する委託事業(2010~)やITER-TFコイルに 関する共同研究 (2012~)、並びに、幅広いアプローチ (BA) 活動でのIFMIF/EVEDA 共同研究 (2007~) や炉設計R&D共同研究 (2008~) と原型炉設計共同研究 (2011 ~) 及びIT-60SAマグネット共同研究 (2007~)、等への貢献も進められた。

<u>平成22年度より第2期中期計画期間</u>(詳細は次節)の開始に合わせて研究組織の改 組が行われ、2研究部4センター体制から1研究部1センターへ移行すると共に、プロジ ェクト制度が導入され、大型へリカル装置計画プロジェクト、数値実験炉研究プロジ ェクト、核融合工学研究プロジェクト、連携研究プロジェクト、の4つのプロジェク トがスタートした。この改組によって研究部の構成は固定されるのに対して、課題に 対応したプロジェクトが研究系を横断する形で活動することとなった。研究の実行予 算も各プロジェクトで管理運用される。

核融合工学研究プロジェクト (FERP: Fusion Engineering Research Project) 発足 初年度の平成 22 年 9 月に、図 1.1.1 に示すように、第 2 期中期(2010 年度~2015 年 度)の実行計画をタスク毎に策定して開始した。平成 25 年 4 月には炉設計に関する 中間報告書を作成した[1.1.2]。また、核融合工学研究に関する平成 25 年度外部評価 が NIFS 運営会議によって実施された[1.1.3]。

<u>炉設計では</u>、活動の区切りを明確化する目的で、ラウンド制を採用し、初期2年間 を第1ラウンドとしてヘリカル炉 FFHR の基本スペックの決定、それに基づく第2ラ ウンドとして3次元構造の基本設計を推進すると共に、並行して、建設および交換保 守を考慮した設計見直しの第3ラウンドを段階的に開始することとした。ヘリカル方 式はプラズマ電流を必要としないため、定常炉としての特性を生かした設計が重要と なる。具体的な活動では、超伝導コイルシステムの最適な構造を探るための研究や、長 寿命で効率の良いブランケットや高熱流プラズマ対向機器とそのための冷却方式の 検討などを、炉心設計との高度な整合性を図りながら、経済性も評価しつつ進めた。

<u>実験研究では</u>、100kA級の大電流高性能超伝導導体として、金属系低温超伝導材料 や酸化物系高温超伝導材料などの線材を最適に組み合わせた研究を進めた。また、電 磁力によって材料にかかる応力を正確に評価し、安全に支持する構造の研究を進めた。 併せて、超伝導マグネットシステムの巻線と製作方法についての工学研究を進めた。

ブランケット構造材には、誘導放射能の減衰が早い代表的な候補材である低放射化 バナジウム合金の共通試験材やフェライト鋼の耐熱被覆材などを製作し、大学と協力 してその特性評価、異材接合などコンポーネント開発に向けた試作研究、高温下強度 特性のさらなる改良に向けた基礎研究、等を進めた。

溶融塩や液体金属を用いる先進的な液体増殖ブランケットでは、長寿命化による炉の稼働率向上を目指して、高磁場下での材料腐食の制御やエネルギー輸送と増殖燃料 回収などの伝熱流動下での物質輸送制御に関する要素研究、これらの複合した循環ル ープ実験研究などを進めた。

高熱流機器では、中性子照射環境での材料の選定、プラズマ対向材と冷却系との接 合技術開発、粒子排気を考慮した3次元形状の設計検討、が主要課題であり、先進液 体ダイバータ概念を含み、コンピュータによる熱解析と熱負荷試験とを相補的に実施 することで、これら主要課題の最適化に向けた研究を進めた。

トリチウム燃料の安全管理技術として、トリチウム除染や、漏洩トリチウムの回収 除去などの研究を、大学等の研究設備を活用した共同研究によって進めた。また、放 射線管理の観点から、微量トリチウム検出器の研究も進めた。

- [1.1.1] http://www.nifs.ac.jp/hyokarep/index.html
- [1.1.2] NIFS-MEMO-64, Apr. 01, 2013.

[1.1.3] NIFS Peer Review Reports in FY2013.

Fusion Engineering I	Rese	arc	h P	roi	ect.	Mi	d-t	ern	ı P	lan		9/	/24	/20	10/	Re	v.1	0-7	A	. Sa	ear	ra								
ITER																										DT	$\rightarrow 2$	026		FP
BA																														
IFMIF-EVIDA																														
JT-60SA																														
TITAN																														
		20	10			20	11			20	12	_		20	13			20	14			20	15			20	16		2017	2018
	1~3	6	9	12	3	20	9	12	3	20	9	12	3	20	9	12	3	20	9	12	3	20	9	12	3	20	9	12	2017	2010
Second Mid-term		0				0		12	2			12				12		0		12	2	0		12	5					
	-	TOI	E-1	9	ISFI	NT-1	0		то	FE-2	ò		ISF	NT-	1		TOI	FE-2	1		ISFN	VT-1	2		TOI	FE-22	2			
As a group,		IAE	A-2	3	ICF.	RM-	15		IAE	EA-2	4		ICF	RM-	16		IAE	A-2	5		ICF	RM-	17		IAE	A-26	5			
Expected to be a guide.		SOF	-T-20	5	CEC	C/ICI	MC		SOI	-T-2	7		CEC	C/IC	MC		SOI	FT-2	8		CEC	C/ICI	MC		SOF	T-29)			
Not "must".		PSI	-19		MT	-22			PSI	-20			MT	-23			PSI	-21			MT-	24			PSI	-22				
		TRI	TIU	M	EUC	CAS	2011		1.04	2201			EUG	CAS	EPE	3	1.04	7201	4		EUC	CAS	2015		TRI	TIUI	M			
		ASC	201	0	EPF	5			AS	201	2		TRI	110	м		ASC	201	4		EPE				ASC	2010	6			
FFHR		Con	cent	uald	lesion									Bas	ic de	sign														
Report																														
Budget request																														
R&D		Prep	oarat	ions																										
TGL: Yanagi																														
Large & strong magnetic field c	onduc	Prej	parat			7T				15T	•																			
CIC conductor Scaled-down co	nduct	or		D		Des	ign		Mo	lerat	e ma	ignet	ic fie	ld co	onduc	ctor t	test	The state	Hig	h ma	gneti	c fie	ld co	nduc	tor to	est				
Ludiract cooling conductor Scale	ad dos		mdu	Des	sign	Mor	larat		onet	ic fi	nurac	ndur	orn	node	s		Llight	I ria	anot i	ic fie	ld cor	adua	tor t	act			-			
Coil winding	cu-uo	I	Jilda	Des	ion	wioe	Ciat		gnet	Ma	nufac	ture	of n	odel	e		ring	Tria	Lof 1	ne lics	d wir	ding		Cat						
High-temperature superconducto	ors S	caled	-dov	vn ce	onduc	Mod	lerate	e ma	gnet	ic fie	ld co	onduc	ctor t	est	ľ –		Hig	h ma	gneti	ic fie	ld co	nduc	tor to	est						
Coil winding				Des	sign			Mar	ufac	ture	of H	ITS o	coil s	yster	n			Tria	l of l	nelica	ıl wir	ding		1						
Electromagnetic force support st	ructu	e				Des	ign												Mai	nufac	ture	of n	odel	s						
Cryostat						Des	ign																							
mor r		I	l	L	I			<u> </u>	L	Ļ	 		I	I		L	1	<u> </u>	⊢				┣	—	I		L			
TGL: Iwamoto		I		I		LI '	oper	accisio ating	on of magne	the	<u> </u>	<u> </u>	I		Infor fr	mation om ot	n colle her T (Guion	<u> </u>	-						-		-		
Common Itams		Irres		tice	of "	deni	npera	ture ar	nd sum	Dary'	0.0.0	h rr	bler		0-		tien	and		tach	ol-		l du	-	-					
Cooling system		mve	suga	aon	ora	desig	Special	ificat	0.00	nd ge	Ren	n pro	ben	ext	Bac	ic de	sign	and I	Pla-	nt der	ionog	y su	ay	Rer	ort					
Bus line		1			1		Speci	ificati	ons a	nd co	Ren	ort			Bas	ic de	sign		Pro	totyp	e			Ren	ort					
Current lead		L		L	L		Speci	ificati	ons a	nd co	Rep	ort			Bas	ic de	sign		Pro	totyp	e			Rep	ort					
Coil power supply							Speci	ificati	ons a	nd co	Rep	ort			Bas	ic de	sign		Circ	uit c	onstit	utio	Rep	ort						
Coil excitation method				Inve	estiga	tion		ITC	?		Rep	ort		L,																
											Trans device	missio e infor	n of th matio																	
							_				-+0	other	TG	<u> </u>																
TGL: T.Tanaka		Dee	64f	a da					TO	EE 2	0		Terrer	I			TO	EE 2	1		ICEN	TT 1	2							
First wall plasma irradiation		Prei	Exp	erim	ent		ICE	RM-	15	PSI	-20		Exp	erim	ent		PSL	-21	1		151	N I - I	12							
Structure materials and breeder	co-exi	Pre	parat	Exp	erim	ent	ICF	RM-	15	1.01			2.30	I	ICF	RM-	16	—												
High-strength materials neutron	irradia	Pre	parat	Sim	ple ir	radia	tion		Irra	diatio	on un	der t	the b	reed	ing m	ater	Prep	parat	ion	Irra	diatio	n of	the o	ICF	RM-	17				
Heat and hydrogen recovery					Prep	oarat	Exp	erim	ent		SOI	FT-27	7		ICF	RM-	-16		SO	FT-2	8									
TGL: Tamura																														
Vacuum vessel structure			Bas	ic st	ructu	re	Deta	ails			SOI	FT-21	7																	
Plasma facing device structure			Des	ign	Mar	ufac	ture	and	Mai	nufac	cture	and	test	of lo	ng te	sting	mate	erial	IAE	EA			ICT							
Radiation loss			Spee	ITC	Mod	el ca	arra	ITC	Exp	erim	Des	ion		-	ISFI		3D	mode	21				ISF							
Radiation loss				IIC	wice		neur	iic	Бур		Des	ign																		
TGL: Samara		I									l							l												
Plant construction layout			Des	ign							Imp	rove	ment																	
FFHR-d1parameter				Des	sign		Imp	rove	IAE	A-2	4			Bas	ic de	sign														
3D figure						Des	ign		Imp	rove	ment			Bas	ic de	sign	IAE	A-2	5											
TGL: Got				_		_																								
Building placement				Inve	estiga	Com		_		Terrer				A				Det	ail in	vesti	Impi	ove	ment							
Process						Con	cept	_		mp	love	mem	-	Inve	stiga	tion		le vice	<u> </u>		Imp	ove	ment							
TGL: Chikaraishi																														
Power flow at a steady-state					Cor	rectio	n				Rep	ort												Rep	ort					
Start-up scenario	_	Pres	enta	Cor	rectio	n				Rep	ort												Rep	ort						
Power generation							Inve	stiga	tion	of th	Rep	ort						Con	cept	ual d	esign		Rep	ort						
TCL: M Tamaha		-		-	-	<u> </u>	-		—		-	\vdash			<u> </u>	<u> </u>	<u> </u>	-					<u> </u>	<u> </u>						
The income and expenditure of t	ha trit			Stre	dy of	dari	m		Imp	rove	TO		0																	
Estimation of the Tritium environ	ment				Stud	ly of	calc	ulatio	on co	Eva	luatio	on	1	TR	TIU	M20	13								1					
Estimation of an ambient dose		L	Test	t cal	culati	Deta	il ca	lcula	tion	SO	FT-2	7																		
Radiation working environment	neasu	reme	nt	Des	sign				Mai	nufac	ture		Imp	TR	TIU	M20	Prac	ctical	l use			ISF	NT-1	12						
		_	l	L	I		L	L	L	I	 		I	I	—	<u> </u>	I	 	⊢				⊢	<u> </u>	I		L			
TGL: Mitarai			Ter		l.				1.4.7		D		Te	L	L		LAT		_			D.	_			-				
Control parameters			Inve	stig	ation				IAE	A-2	Rep	ort	Imp	rove	ment		IAE	A-2	,			Rep	ort ort			-				
Safety management			Inve	stio	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort		-					
Data processing			Inve	stig	ation						Ren	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort	L	L					
TGL: Miyazawa																														
Steady-state distribution model			Inve	stig	ation				IAE	EA-2	Rep	ort	Imp	rove	ment		IAE	A-2	5			Rep	ort	-						
Detachment			Inve	stig	ation	T.		414	IAE	A-2	Rep	ort	Imp	rove	ment		IAE	A-2	5			Rep	ort			-		-		
Neoclassical transport		I		<u> </u>		inve	suga	aon	IAE	A-2	Rep	ort	Imp	rove	ment		LAE	A-2	5			Rep	ort ort			-		-		
Dynamic equilibrium		1		-	l –		inve	Suga	iAt		Rep	Inve	estige	ition	ment		IAF	A-2	5			Rep	ort		-					
,		1		1	1					1	1							1							1					
TGL: Tsumori				L													L					_								
NBI			Inve	stig	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort							
ECH			Inve	stig	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort	I	I		I			
ICH			Inve	stig	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort	_			I			
TOL 6		<u> </u>		<u> </u>	<u> </u>					1	1			1	-	-	-	1	-				-	-						
TGL: Sakamoto			Inve	etim	ation						Rec	ort	Im	I FOR 10	ment							Rec	ort						-	
Gas puffing			Inve	stio	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort		-					
F														1										1	1					
TGL: Isobe		1			1					1	1		1	1	1	1	T T	1	1				1	1	1					
Mainstay diagnostics			Inve	stig	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort	L						
Advanced diagnostics			Inve	stig	ation						Rep	ort	Imp	rove	ment							Rep	ort							_
		<u> </u>	I	L	—		L	I	L		1	I		1	L	1	<u> </u>	1	L	I			L	1	I		Ļ	I		
		20	10		<u> </u>	20	11			20)12		<u> </u>	20	013		<u> </u>	20	014		<u> </u>	20	15		<u> </u>	20	16		2017	2018
Encound Mid 4	1~3	6	9	12	3	6	9	12	3	6	9	12	3	6	9	12	3	6	9	12	3	6	9	12	3	6	9	12		
Second Mid-term																														

Figure 1.1.1 各タスクの主要課題と第2期中期期間の実施計画当初案

1.2. 自然科学研究機構第2期中期目標・中期計画での実施概要

平成22 (2010) 年度から、自然科学研究機構における第2期中期目標・中期計画が 開始された。この中の(1)研究水準及び研究の成果等に関する目標、において、「核 融合科学分野では、我が国における核融合科学研究の中枢機関として、大学や研究機 関と共に核融合科学及び関連理工学の学術的体系化と発展を図る。環境安全性に優れ た制御熱核融合の実現に向けて、大型の実験装置や計算機を用いた共同研究から、国 際協力による核融合燃焼実験への支援までを含む日本全体の当該研究を推進する。」 としている。この目標に必要な措置として、核融合工学に関しては、(1)研究水準及 び研究の成果等に関する目標を達成するための措置、において、「③ 核融合炉を目 指した大学の核融合工学研究の中核として、ブランケット及び超伝導コイルシステ ムの開発をはじめとした炉設計の高度化研究を進めるとともに、基礎となる学際領 域の研究拡充を図る。」としている。

平成22年度概算要求では、従って新規事業として下記の計画とスケジュールを策定 し、核融合工学研究プロジェクトの一環として、<u>平成24年度から採択され</u>、平成27年 度まで継続実施した[1.2.1]。併せて、<u>同年度補正</u>によって、下記の主要5課題全てに ついて実験研究設備の強化拡大が可能となり、図1.2.1の記念式典にて、共同利用・共 同研究拠点としての「革新的エネルギー循環工学研究設備」として立ち上げることが 出来た[1.2.2]。

◆ 事業名

「定常ヘリカル型原型炉に向けた電磁石・発電システムの工学研究の推進」

◆ 概 要

安全で安定な基幹エネルギーの確保は核融合炉の早期実現以外にない。そのため には工学設計を2020年代に開始する必要があり、大型ヘリカル装置で生成される超 高性能プラズマに基づき、第2期中期目標期間に大学等との共同研究により、国産 の工学基盤構築の基礎となる研究を推進し、それを基に第3期中期目標期間で工学 実証研究を実施し、工学設計を現実のものとするデータベース構築に寄与する。

◆ 全体計画 (図 1.2.2)

電磁石や発電システムの安全性や長寿命化には既存技術に制約があるため、核融合 研では独創的なアイデアを積極的に取り入れ、新規性の高い大規模な実験装置によっ て主要5課題【大型高磁場超伝導マグネット研究】、【長寿命液体ブランケット研究】、 【低放射化材料研究】、【高熱流プラズマ対向壁研究】、【微量トリチウム管理技術研究】 の研究を重点的に推進する。

◆ 全体スケジュール (図 1.2.3)

核融合工学基盤の構築を6年程度で実施する。これによって、それまでの基本設計 [1.2.3]を改良し、実規模・実環境・実機能試験を通して、原型炉の詳細工学設計を2020 年代に開始することを目指す。併せて、ITERや、幅広いアプローチ(BA)における工 学研究や強力中性子源(IFMIF/EVEDA)計画、等へも相補的に寄与する。

◆ 期待される成果

【学術研究と社会・経済的な波及効果】

核融合工学研究のみならず、高磁場MRI(磁気共鳴画像診断法)等、医療、交通 、高効率熱システム、放射線防護システム、水素エネルギーシステムなど、幅広 い応用分野への普及が期待される。

【共同研究と人材育成】

- 大学との共同研究を中長期に渡って計画的に推進することによって、核融合炉の実 現を担う若手研究者や技術者の育成に貢献できる。また、大学では困難な工学試験 設備・分析機器を核融合研が整備し、共同利用に供することにより、大学等との共 同研究が相乗効果により加速し、核融合工学の格段の進展が期待できる。
- [1.2.1] http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu2/056/shiryo/attach/1339230.htm
- [1.2.2] http://www.nifs.ac.jp/press/150525_001.html
- [1.2.3] A. Sagara, Y. Igitkhanov, F. Najmabadi, Fusion Eng. Des. 85(2010)1336.



Figure 1.2.1 革新的エネルギー循環工学研究設備の記念式典の様子



Figure 1.2.2 第2期中期目標・中期計画における定常ヘリカル型原型炉に向けた核融合工学研究の推進。



Figure 1.2.3 原型炉に向けた核融合工学研究プロジェクトのロードマップ。

1.3 核融合工学研究プロジェクトの体制

当該プロジェクトの実施体制を図 1.3-1 に示す。超伝導マグネット・炉内機器・炉 システム設計の 3 グループ、計 13 のタスクおよび 44 のサブタスクによって主要 5 課 題をカバーすることとし、それぞれタスクグループリーダー (TGL) とサブ・タスク リーダー (STGL) が中心となって推進している。

約 60 名のメンバーは 6 つの研究系から横断的に参画しており、所外から TGL ま たは STGL としても参画頂いた。また、TGL や STGL に主に准教授を起用し、中堅 育成に努めた。この体制によって、LHD 計画および数値実験炉研究の各プロジェク トおよび所外共同研究との連携強化を図った。また、ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 (demo, type1)の概念設計および関連する工学 R&D 研究を両輪として、両方に同じ研 究者が従事することによって、活動の効率化を図った。

Fusion	Ena. Res. Pro	oiect	Promotion meeting					
			by Exec. Dir. Sagara	r system design group : Sagara	jara / Task/Sub task			
High-density p	lasma phys., High-temp	. Plasma phys.	& Dirs. Imagawa,	Design	Task setting, Project management	Sagara, Miyazawa, T. Goto		
Plasma heating	phys., Device eng. and	advanced phys.	Muroga, Task Leaders	Integration Sagara	Helical DEMO conceptual design	T. Goto, Miyazawa, Sagara		
Fusion sys	tems, Fusion theory an	d simulation	Helical reactor	Building layout	Layout design, process	T. Goto		
	Collaborative study		conceptual	T. Goto	Reactor building design	Tamura, T. Goto		
Superconduct	ing magnet group : Imagawa	/Task/Sub task	design •Helical DEMO	Power supply,	Generator, Power supply system	<u>Chikaraishi</u> , S. Yamada		
	Large-scale high-field	Yanagi, Mito	basic design	Chikaraishi	Transmission. H production	<u>S. Yamada</u> , Hishinuma		
Conductor	conductor testing facility	Obana Imagawa			Tritium processing system	<u>M. Tanaka</u>		
development,	CIC conductor & winding	Hishinuma	Testing of full-scale	Tritium fuel	Safety control	<u>Kawano</u>		
Coll winding, Cooling	Indirect cooling conductor &	Takahata,	SC conductor	M.Tanaka	Bioshield, Radioactivation			
	HT SC conductor & winding	Yanagi, Mito	engineering		Legislation, Licensing	K. Nishimura		
Yanagi	EM force support structure	Tamura, Imagawa		Operation	Safety analysis, control system			
	Cryostat	<u>Tamura</u>	Testing for lifetime oxpansion of liquid	control Mitarai	Burn control	<u>Mitarai</u>		
Cryogenic	Cryogenic system	Hamaguchi,	blanket	(Tokai Univ.)	Data processing	<u>Nakanishi</u>		
apparatus, Coil power supply	Bus-line Current lead	<u>S. Yamada,</u>	Thermo-fluid dynamics under high	Core plasma	High performance plasma	Miyazawa, T. Goto, Narushima Ichiguchi, Satake, Suzuki		
system		<u>Obana</u> Chikaraishi	magnetic field	Mirezowa	TCT effect, α particle loss	Yokoyama, Murakami (Kyoto U.) Seki		
Iwamoto	Coll power supply system	S. Yamada		iviiyd2dwd	Ignition Scenario	Mitarai, Goto, Sakamoto		
			Test fabrication of high	Plasma heating	NBI	<u>Tsumori</u> , Osakabe		
In-vessel co	omponent group: Muroga /1	ask/Sub task	temperature low	Taumari	ECH	Igami, Yoshimura, Idei (Kyusyu U.), Kubo, Shimozuma		
Displaying	Radiation shield	Nagasaka, Kondo	Surface modification	TSUMON	ЮН	Kasahara, Saito, Muto		
development,	Breeding blanket	<u>Naqasaka,</u> Hishinuma Kondo, Tanaka,Yaqi	for heat-resistance	Fueling	Pellet	Sakamoto		
Design	Heat, hydrogen isotopes	<u>Yaqi,</u> Muroga,		Sakamoto	Gas-puff	<u>Miyazawa</u>		
T. Tanaka	recovery system	Nagasaka, Hishinuma, T.Tanaka	 Prototype testing of 3D divertor 		Magnetic diagnostics	<u>Sakakibara</u>		
	First wall	<u>Hirooka</u> , Ashikawa, Nagasaka, D.Kato	Hydrogen retention in		Neutron diagnostics	lsobe		
In-vessel		Tamura,	LHD irradiation	Diagnostics	Divertor diagnostics	<u>Masuzaki</u>		
component	v acuum vessel	Masuzaki Masuzaki, Tokitani	Pomoval and recovery	, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	Spectroscopic diagnostics	M. Goto		
development, Design.	Divertor	Murakami, D.Kato,	of trace tritium	lsobe	Interferometer / reflectometer	<u>K. Tanaka, T</u> okuzawa, Akiyama		
Maintenance	Remote maintenance	Ashikawa,	Development of Real-		Thomson scattering	I. Yamada		
Tamura		Ohdachi, Narushima,	time detection system		Charge exchange spectroscopy	Yoshinuma		
					Rev. 2013	3.10.14, A. Sagara		

Figure 1.3.1 核融合工学研究プロジェクト (FERP) のタスク構成。

体制の運用方法も図 1.3.2 に示すように、TGL を中心とする推進会議によって情報 の共有や計画の企画調整を図った。特に新規提案や方針の修正などに関しては、全て 推進会議での合意によって決定することとした。これに対して、個々の研究内容につ いては、プロジェクト会議によって全所的に開かれた議論の場を設けた。この2つの 会合を隔週交互に実施することによって、時機を逸すること無く、各タスクの進捗を 広く議論すると共に、メンバーの提案や意見交換が活発に行われるよう工夫した。並 行して、各タスク個別の活動も、グループ会合や NIFS 研究会などを交えながら積極 的に進めることとした。特に炉設計に関しては、各タスク個別の議論では相互の調整 が非効率であるため、設計合同会合を隔週で実施し、案内もオープン参加とし、所外 のメンバーについては TV 会議システムでの参加も可能にした。平成 27 年度からは、 設計合同会合は推進会議の後半に含めることにしつつ、オープン参加は維持した。併 せて同年6月より、建設・保守の設計効率を高める目的で、主設計メンバー6名によ る設計加速チームを立ち上げた。そこでの作業は素案の吟味までとし、合意形成は推 進会議内の設計合同会合で行うこととした。



Figure 1.3.2 推進会議およびプロジェクト会議を中心とした体制の運用。

2. ヘリカル型核融合炉の設計研究

2.1 設計研究の概要

ヘリカル型核融合炉の魅力は、プラズマ電流を必要としないことに帰着する。即ち、

1)原理的に定常運転が容易である(外部導体系)、

2) 電流ディスラプションがなく、安全性が高い(無電流プラズマ)、

3) プラズマ電流駆動のための還流エネルギーが不要である(大きいQ値)、

4) プラズマ電流駆動によるプラズマ密度の制限が無い(広い運転領域)、

5)ダイバータが自然に備わっている(造り付けダイバータ)、

等である。これらの魅力を生かした概念設計が、1970年代から1980年代初めにかけ て精力的に実施された。

一方,トカマク型と比較して、ヘリカル型の課題として、

a) ヘリカルコイルの設計製作が工学的に複雑、

b) 非軸対称性のためプラズマ閉じ込めの理論予測が難しい、

c) ヘリカルコイルとプラズマの間隔が狭い、

等が指摘されてきた。しかし、これらに対する改善や提案を伴うかたちで、近年新た にヘリカル型炉の魅力が見直され始めている(図 2.1.1) [2.1.1]。

オークリッジ国立研究所(米)のトルサトロン型炉の CT (Compact Torsatron)シリーズ、マックスプランク研究所(独)のヘリアス型炉 HSR(Helias reactor)等の概念設計がある。前者は、コンパクト化により発電コスト評価がトカマク型炉に勝る可能性を



HSR based on W7-AS & W7-X





FFHR based on LHD ARIES-CS based on NCSX

Heliotron-H UWTOR-M FFHR 2m1 MHR-S ARIES-CS T-1 MSR CT6 HSR SPPS 2(modular) 2(modular) 18(modular) Main field coils 3 (modular) 3 (modular) 50 (modular) 2(modular Toroidal field periods 15 10 10 6 Major radius (m) 24.1 20.2 20 16.5 13.95 7.75 21 29.2 6.57 14 1.8 2.3 1.35 1.84 1.74 1.6 1.7 Average plasma radius (m) 1.6 Toroidal field on axis (T) 5.5 6.4 6.2 4.95 5.7 4 6 8.7 9.5 13 10.6 13.3 14.9 15.1 Maximum field (T) 9 16 14.5 22 30 12.5 19 55 25 26.6 30 100 Magnet current density (A/mm²) red magnetic energy (GJ 74 80 460 190 200 133 1343 3240 1408 1340 394 1000 735 444 827 Plasma volume (m3) 5% 2.29 3.54% 4.70% 4-5% Average beta (%) 6% 3.4 5% 5.5 4% 3% 5% 6% Fusion output (GW) 4.3 1.8 1.9 3.8 2.44 1.5 1.5 1.21 Plasma-magnet space (m 1.1 1.1 1.14 0.9 Li17Pb83 HT-9 Li V LiPb FS Li2O Li 6Li17Pb83 Flibe T-breeder HCPB / Li HT-9 Structure material SUS SS, FS FS Neutron wall loading (MW/m2 1.3 1.5 28 1.5-1.8 1.9 1.18~2.11 2.6-5.4 COE (mill/kWh) 67 97.8 -10674.6 78 1974 ~ 198 1978 1981 1989 1992 1995 1996 1997 2002-1981 Los Alamos Kyoto-U MIT Wisconsin-U ORNL IPP-Garching NIFS NIFS ARIES ARIES Princeton 11.12 10 14 references 5.6 16

Figure 2.1.1 Stellarator reactor designs and current typical designs [2.1.1].

示した。後者は、閉じ込め磁場配位を 最適化したモジュラーコイルにより、 自己点火への良好な見通しを提案して いる。日本では、LHD 建設と実験での 物理工学成果 [2.1.2]を基盤にした FFHR (Force Free Helical Reactor) シリ ーズ [2.1.3, 2.1.4, 2.1.5]、および、モジ ュラーヘリオトロン炉 MHR [2.1.6]が 進められた。これらに呼応して、トカ マク中心の ARIES チーム(米) でも SPPS (Stellarator Power Plant Study)及び ARIES-CS(Compact Stellarator) 炉設計 が行われ、経済的に成立しうることが 示された [2.1.7]。

FFHR シリーズは、図 2.1.2 に示すよ うに、電磁力低減を主にした *l* = *3* の FFHR-1 を起点に、LHD 型のコンパク ト化を図った FFHR2、ブランケット空 間確保のために炉サイズを増やしつつ 磁場を下げた FFHR2m1 (図 2.1.3)、 LHD 実験成果に依る修正を入れた FFHR2m2 へと変遷してきた[2.1.1]。こ の間、高速中性子のスペクトル調整に よる増殖ブランケットの長寿命化の提 案[2.1.4]、超伝導へリカルコイルの連



Figure 2.1.2 Design history of FFHR [2.1.1].



Figure 2.1.3 Schematic view of FFHR2m-1.

続巻き工法の提案[2.1.8]、非軸対称系での中性子工学設計の迅速化[2.1.9]、高温超伝導 を利用した分割型ヘリカルコイル提案[2.1.10]、低温・高密度燃焼領域での安定化法の 提案[2.1.11]、コスト評価に基づく設計最適化[2.1.12]、等の設計研究を推進した。図 2.1.4 に見るように、この継続かつ発展的な一貫した設計活動は世界的にも高く評価 されている[2.1.13]。

2010 年度より核融合研では第2期中期計画の開始に併せて、これまでのFFHR 設計 研究及び NIFS 工学研究を集約し、原型炉に向けた工学実証研究を可能にするための 工学基盤構築を目的として、核融合工学研究プロジェクト(FERP: Fusion Engineering Research Project)を開始した。当該プロジェクトは、超伝導マグネット・炉内機器・ 炉システム設計の3グループ、計13のタスクおよび44のサブタスクから成る。LHD 計画 P、数値炉 P および所外共同研究と連携し、ヘリカル炉 FFHR-d1 (demo, type1)の 概念設計および関連する工学 R&D 研究を両輪として、工学基盤の構築を進めている。

最初の2年間を第1ラウンドとし、目標とするヘリカル型核融合炉の装置サイズ・ 磁場強度等の主要緒元をほぼ固めた。 これらに基づいて第2ラウンドとして3次元構造の基本設計を開始し、それに基づいて建設と保守交換を考慮した第3ラウンドを進めている。これら推進の経緯を図2.1.5に示す[2.1.14]。



Figure 2.1.4 History of fusion reactor designs in the world (by courtesy of Laila A. El-Guebalv [2.1.13])



Figure 2.1.5 Staged progress in designing FFHR-d1 in NIFS collaborative activities.

FFHR-d1 の設計においては、1995 年から実用発電炉を想定して進めてきた従来の FFHR シリーズを踏まえ、工学設計制約として、コイルシステムの全蓄積磁気エネル ギーを 160GJ 以下、平均中性子壁負荷を 1.5MW/m² 以下に抑えることを特長としてい る。

活動の進め方は次の通りである。設計統合タスクグループでは、ヘリオトロン型核融 合炉設計システムコード HELIOSCOPE を用いて、別途炉心プラズマタスクグループ が提案している直接分布外挿法(DPE)による炉心プラズマ設計手法を反映した設計領 域の解析を行い、FFHR-d1 の設計点としてヘリカルコイル主半径 R_c=15.6m、コイル 巻線中心磁場 B_c=4.7T、核融合出力 P_{fus}=3GW を選択した。この設計点については、炉 内機器グループによる特にブランケット空間確保に関するラジアルビルド検討、ブラ ンケットタスクグループによるトリチウム増殖性能および中性子遮蔽性能計算、超伝 導コイルタスクグループによるヘリカルコイル冷却計算を通じてその成立性を確認 した。

尚、図 2.1.6 に示すように、工学と物理のレベルによって FFHR-d1 について 3 つのバ ージョン(A, B, C)と、小型化した c1 を定義することによって、設計に柔軟性を確 保する多岐路線を採用することとするが、3 次元の構造設計に関しては、作業を全て について進めることは、時間的にも労力的にも効率的ではなく、コンポーネントや交 換保守などの主要な課題は共通で あるため、<u>第2ラウンド及び第3ラ</u> ウンドは FFHR-d1A について進め ることとした[2.1.15]。

FFHR-d1A: FFHR-d1を高アスペク ト ($\gamma_c = 1.20$) に変更して Shafranov shift を抑制する。

FFHR-d1B: FFHR-d1A を 20%高 磁場化して物理要求を軽減するが、 工学要求は上がる。

FFHR-d1C: 垂直磁場コイル VFC の位置を最適化することで、蓄積磁 気エネルギーを抑制でき、結果とし て磁場強度増大も選択し得る。以前



Engineering

Figure 2.1.6 A multi-path strategy for FFHR-d1

の商用炉設計 FFHR-2m で定式化した資産が利用できる。しかし LHD 装置仕様でのデータの範囲を超えるので物理要求は上がる。

3オプションとも原型炉として目指す役割は同じ。

FFHR-c1: "before demo & compact"の意味で、サブ・イグニションを主とするが、可能であれば自己点火も狙える設計とする。

FFHR-z1: 近未来での建設の制約を外せば、理想的な様々な案が可能であるため、新しい提案の受け皿とする。

主要パラメータの決定を受け、炉心プラズマタスクグループが炉心プラズマの詳細 検討を数値実験研究プロジェクトとの連携により進めている。ここでは高ベータ平衡、 新古典輸送、アルファ粒子損失等の計算を進めており、LHD 実験提案へのフィードバ ックも行っている。一方工学設計としては、大型ポートの特長を生かして、炉内機器 交換保守及びダイバータ排気ダクトを考慮した3次元 CAD 図作成に向けた詳細検討を 進めている。設計統合タスクグループにおいて磁力線追跡計算結果を用いて真空容器 およびブランケット、ダイバータの基本形状が決定され、それを用いてブランケット タスクグループは MCNP モンテカルロ計算コードによる 3 次元体系での中性子輸送計 算を進めている。正味トリチウム増殖比 TBR と放射線遮蔽性能を各種の液体ブランケ ットについて比較した結果、溶融塩フライベ(FLiBe)が最適であり、これを主候補に した核設計結果をまとめた。また、ヘリオトロン型の長所として、ダイバータ機器を 高速中性子から充分遮蔽でき、銅合金等の材料選定の尤度拡大とともに長寿命化の可 能性を示した。さらに挑戦的オプションとして、スズ(Sn)の液体金属シャワーを横 長断面の内側X点付近に10箇所置き、排気も可能とする検討も始めている[2.1.16]。 炉内機器タスクグループはダイバータおよび排気ポートの形状検討を進めている。超 伝導コイルタスクグループは、低温超伝導線材(Nb₃A1)の強制冷却導体(CICC)のリアク ト・アンド・ワインド (R&W) 連続巻きを基本とし、並行して間接冷却方式、高温超伝 導線材による分割型の導体、等の3種類の100 kA級超伝導導体およびコイル方式に 関する設計検討を推進している。加熱および燃料供給タスクグループは加熱ポート形

状の検討と共に燃料供給シナリオの策定、計測タスクグループは核燃焼制御に向けた 計測機器の検討、トリチウム燃料システムタスクグループは燃料回収分離の技術検討、 電源・発電設備や建屋配置設計及び設計統合タスクグループは炉の起動シナリオや建 屋機能の整理およびコスト評価ツールの整備、等を進めるなど、原型炉に向けた開発 研究課題のより詳細な検討を展開している。これらの設計研究に関して、2015 年度ま でに査読付き論文総計 82 編を発表した。

参考文献

- [2.1.1] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 85 (2010) 1336-1341.
- [2.1.2] O. Motojima et al., Fusion Engineering and Design 81 (2006) 2277-2286.
- [2.1.3] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 29 (1995) 51-56.
- [2.1.4] A. Sagara et al., Nuclear Fusion, 45 (2005) 258-263.
- [2.1.5] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 83 (2008) 1690-1695.
- [2.1.6] K. Yamazaki et al., 16th IAEA/FEC, Montreal, 1996, IAEA-CN-64/G1-5.
- [2.1.7] F. Najmabadi et al., Fusion Science and Technology, 54 (2008) 655-672.
- [2.1.8] S. Imagawa et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 075017 (7pp).
- [2.1.9] T. Tanaka et al., Nucl. Fusion 48 (2008) 035005 (7pp).
- [2.1.10] H. Hashizume et al., J. of Plasma and Fusion Research SERIES 5 (2002) 532-536.
- [2.1.11] O. Mitarai et al., Fusion Science & Technology, 56 (2009) pp.1495-1511.
- [2.1.12] Y. Kozaki et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 115011
- [2.1.13] Laila A. El-Guebaly, Energies 2010, 3, 1067-1086; doi:10.3390/en30601067.
- [2.1.14] A. Sagara et al., Nucl. Fusion 57 (2017) 086046.
- [2.1.15] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 2114
- [2.1.16] J. Miyazawa et al., Fusion Engineering and Design (2017) in press.

2.2 基本方針とプラント全体方針

2.2.1 ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の位置付け

LHD 型の連続巻きヘリカルコイルを用いたヘリカル核融合炉については、1995 年 に提案された、3本のヘリカルコイルを用いて平均的にヘリカルコイルの無応力状態 を実現した FFHR (Force Free Helical Reactor) -1[2.2.1.2]に始まり、これまで 20 年以上 にわたって設計活動が展開され、FFHR-2[2.2.1.3]、FFHR-2m1、FFHR-2m2[2.2.1.4]と複 数の炉概念が提案されてきた。従来の FFHR シリーズの設計は実用発電炉を念頭に進 められ、FFHR-1の設計ではその名称の由来の通り、3本のヘリカルコイルを用いて、 小半径方向の電磁力を低減することで支持構造の簡素化が可能な設計を採用し、その 当時の予測されていた炉心プラズマパラメータでも十分な核融合出力の達成が可能 と考えられる装置サイズ 20 m、磁場強度 10 T という大型、高磁場の設計点が選択さ れた。FFHR-2以降の設計ではLHD実験の着実な成果を受け、LHDと同形状の2本 の連続巻きヘリカルコイルによる設計検討を進め、主に工学設計を中心に設計概念の 提案及び改良が継続されてきた。この中で一貫して主張されてきたことは、中性子壁 負荷を1.5 MW/m²以下に抑えて構造物の長寿命化を図ることと、ヘリカルコイルの巻 線則及び装置サイズの最適化によって 1 m 程度のブランケット設置スペースを確保 することである。また、FFHR-2 以降の設計においては、現在フランスで建設が進む 国際熱核融合実験炉(ITER)で採用された超伝導コイル技術の延長線上での設計を可 能にするため、コイルシステムの全蓄積磁気エネルギーを 160 GJ 程度以下にする設 計となっている。FFHR-d1 は、これらに加えて早期の発電、トリチウム自己充足、メ ンテナンス性の実証に焦点を当て、設計のロバスト性、建設等の合理性、さらに安全 性も考慮した設計のさらなる改良として位置付けられ、設計パラメータの選定におい てもより定量性を重視した検討が行われた。

2.2.2 主要設計パラメータの決定

各システムの具体的な検討に着手し概念設計を進めるためには、出発点となる設計 点の主要パラメータを決定する必要がある。核融合炉の設計に関わるパラメータは多 数あるが、磁場閉じ込め方式の核融合炉においては、炉心プラズマ及び周辺機器全て のサイズ及び設置スペースと関係する装置サイズ、炉心プラズマ性能に強く影響し、 超伝導コイル及び電磁力支持構造物の設計、さらには共鳴磁場を利用した加熱機器の 設計に直結する磁場強度の設定は必須である。また、同じく炉心プラズマ性能と関係 し、プラズマ対向機器の設計、燃料システム設計と直結する炉心核融合出力も検討に 不可欠なパラメータである。そこで、まず設計の第1ラウンドとして、これらの主要 パラメータを決定するための作業を行った。

核融合炉では多数のシステムがお互いに関連し合うため、ここで挙げた主要設計パ ラメータもそれぞれを独立して選ぶことはできない。これらの主要設計パラメータを 定量性、整合性を持って決定するには、炉心プラズマから周辺工学機器までを含む炉 システム全体を包括的に取り扱うことのできるシステム設計コードを用いた設計ウ インドウ解析が有効である。実際に多くのトカマク型核融合炉の概念設計においても、 このようなシステム設計コードが開発され、運用されている[2.2.2.1-3]。FFHR-d1の概 念設計においても、まずはシステム設計コードを開発し、設計ウインドウの解析と候 補設計点の選定を行った。システム設計コードの詳細については次節で述べるが、今 回の FFHR-d1 の設計ウインドウ解析においては、炉心プラズマ設計の定量性の確度 を高めるため、炉心プラズマタスクによって提案された、LHD の実験結果を直接炉条 件に外挿する直接分布外挿法(詳細は 2.3.2.1 節を参照)を採用した点が大きな特徴で ある。また、システムコードによって選定された設計点については、主要設計パラメ ータに強く関連する炉内機器、ブランケット、超伝導コイル、低温システムの各タス クが精査を行い、基本的に 0 次元の簡易モデルの組み合わせであるシステムコードの みでは評価が難しい設計要件の評価の定量性を確保した。

参考文献

[2.2.2.1] Z. Dragojlovic et al., Fusion Eng. Des. 85 (2010) 243-265.

- [2.2.2.2] T.C. Hender et al., UKAEA Fusion 333 (1996).
- [2.2.2.3] H. Fujieda et al., JAERI-M 92-178 (1992) [in Japanese].

2.2.3 システム設計コードの開発

FFHR-d1 設計のために開発したヘリオトロン型核融合炉設計システムコード HELIOSCOPE [2.2.3.1,2]の概要について述べる。

トカマク型核融合炉設計用システムコードは、その多くが装置サイズ、磁場強度及 び炉心プラズマの形状、密度・温度分布をインプットパラメータとして与え、トーラ ス大半径に沿った1次元方向の機器配置の整合性を確保しつつ、炉心プラズマの性能

(出力、閉じ込め性能等)をパワーバランス及び経験的な閉じ込めスケーリング則を 用いて評価する、という流れに沿っている。その基本的な考え方はヘリカル型装置に おいても共通しているが、ヘリカル型装置特有の考慮が必要な点として、

- プラズマ形状がヘリカルコイル及びポロイダルコイルの形状によって一意に決定され、
 これらを独立にインプットとして与えることができない。
- コイル、プラズマともに複雑な三次元形状を有するため、体積などの計算を解析式や 単純な近似式で与えることができない。

が挙げられる。プラズマ形状等のパラメータの正確な評価のためには、体積電流コードを用いた三次元の平衡磁場計算、磁場強度分布計算を行う必要があるが、これらの 三次元計算は高性能計算機を用いても数分から数十分のオーダーの計算時間を要し、 膨大なパラメータスキャンを行って設計ウインドウ解析を行うシステムコードの性 格と相容れない。本概念設計においては基本的に LHD に相似な形状を想定している ことから、これらの三次元効果については予めある基準サイズにおいて別途詳細計算 を行ってデータベースを作成しておき、システムコード側ではこれらのデータベース のテーブル参照とその補間、または近似式によって値を求め、実際の形状に相似変形 して反映させる、という手法を取ることで計算の高速化を図った。具体的には LHD 実 験で蓄積された平衡磁場データベースや、ヘリカルコイル上最大磁場強度の近似式 [2.2.3]を活用している。設計上重要な指標となるコイルシステムの蓄積磁気エネル ギーについては、線電流近似による簡易計算ではあるが実際のコイル配置及び形状を 反映させた計算を行っている。これにより三次元効果を反映しつつも、炉システム全 体の整合性を確保した高速計算が可能となった。

また一般的なシステムコードにおける炉心プラズマ設計においては、その密度・温 度分布について、実際の分布形状を良い近似で与え、かつ積分計算が解析的に行える ことから、規格化小半径に対する放物分布が用いられることが多い。しかしながら前 節で述べた通り、FFHR-d1の概念設計では、炉心プラズマ設計における定量性確保の 観点から、LHD 実験データを直接炉条件に外挿する手法を採用した。このため、 HELIOSCOPEでもこの直接分布外挿法を反映させた計算を行えるよう改良を行った。 具体的には、プラズマの密度・温度分布形状とプラズマ閉じ込め領域の形状を外挿の 対象とした LHD 実験データから取得し、これらに対し密度、ベータ値の増倍度を仮 定して炉心プラズマパラメータを評価している。

参考文献

[2.2.2.1] T. Goto et al., Nucl. Fusion 51 (2011) 083045 (6pp).

[2.2.2.2] T. Goto et al., Plasma and Fusion Res. 7 (2012) 2405084 (5pp).

[2.2.2.3] T. Goto et al., Fusion Sci. Technol. 56 (2009) 925-929.

2.2.4 設計ウインドウ解析と候補設計点の選定

システム設計コード HELIOSCOPE を用いて行った FFHR-d1 の設計ウインドウ解析 の結果を以下に示す。ここでは 3.2.3.3 節で参照分布 A として与えられるプラズマ分 布を前提とし、装置形状は LHD の相似拡大として計算を行った。但しブランケット 設置スペースを広げるため、ヘリカルコイルの縦横比は過去の FFHR 設計でも採用さ れた 2.0、ヘリカルコイルの電流密度は 25 A/mm² を仮定している[2.2.4.1,2]。また、メ ンテナンス用スペース確保のため、LHD では上下 3 対あるポロイダルコイルのうち、 中間部の 1 対を省略した配置を想定しており、これらは蓄積磁気エネルギーの計算に 反映されている (図 2.2.4.1)。

設計ウインドウを絞り込むに当たっては、工学設計条件及び物理制約条件を考慮す る必要がある。工学設計条件としては、

- プラズマ-コイル間最小距離 Δ_{c-p}
- 蓄積磁気エネルギー W_{mag}

を考慮した。このうち、プラズマ-コイル間最小距離Δ_{c-p}はプラズマ断面形状が縦長と なるトーラス断面において、トーラス内側赤道面上でヘリカルコイルの巻線部の最も プラズマ寄りの点と、磁力線追跡計算で求められたプラズマ閉じ込め領域の最もトー

ラス内側の点との距離として定義した (図 2.2.4.2)。LHD 型ヘリオトロン装置 においては、この位置でヘリカルコイル とプラズマが最も接近するため、この値 はブランケット設置スペースに関する 指標となる。この値は装置サイズに比例 し、またヘリカルコイルの電流密度を固 定しているため、磁場強度が増し、ヘリ カルコイル電流値が増すほど小さくな る。蓄積磁気エネルギーはおおよそ装置 サイズの3乗と磁場強度の2乗に比例す る $(W_{\text{mag}} \propto R^3 B^2)$ 。これらの制約条件は炉 心プラズマに関係なくコイルの幾何学形 状のみで決まるものである。3 つ目の平 均中性子壁負荷は、装置サイズと核融合 中性子出力 P_n の関数 (< Γ_{nw} > $\propto P_n / R^2$) である。2.3.2.1 節に詳述されているよう に、LHD 実験分布の直接外挿において は、Gyro-Bohm 型のパラメータ依存性を 仮定するため、結果的に装置サイズ R と 磁場強度 Bとの間には

$$R \propto \gamma_{\text{DPE}*}^{-5/6} f_{\beta}^{-1/3} B^{-4/3}$$



Figure 2.2.4.2 Definition of minimum distance between the plasma and the helical coil Δ_{c-p} . (From Fig. 3 of Ref.[2.2.4.3]).



Figure 2.2.4.1 Poloidal cross-sectional view of (a) LHD and (b) FFHR-d1 at verticallyelongated cross section. FFHR-d1 has a coil system similar to that of LHD but no IS coils in order to keep large spaces for the maintenance. (from Fig. 1 of Ref.[2.2.4.3]).

の関係が成り立ち、実験データからの閉じ込め改善度 γDPE*を仮定すれば炉心プラズ マの密度、温度は装置サイズと磁場強度の関数として定まる。このためこれらの関数 である核融合出力も装置サイズと磁場強度によって一意に決定される。

次に先述した3つの工学設計条件として、具体的にどのような値を仮定するかが重 要である。具体的な制約条件はもちろん詳細設計によるが、設計ウインドウを考える うえで、大まかな見積もりを与えておくことは重要である。まずブランケットスペー スについては一般的に1m程度あれば十分なトリチウム増殖・中性子遮蔽性能を有し たブランケットの余裕を持った設計が可能となる。蓄積磁気エネルギーについては、 過去に FFHR-2m1 の設計において、120 - 140 GJ 程度であれば ITER 技術の延長線上 での設計が可能であるとの解析が行われ[2.2.4.2]、大幅なブレークスルーなしに設計 が可能な範囲として最大 160 GJ 程度がひとつの指標として考えられてきた。平均中 性子壁負荷については、構造材寿命の観点からこれまでの設計で一貫して 1.5 MW/m² という値が採用されてきており[2.2.4.1,3,4]、今回の設計でもそれを採用した。一方、 物理制約条件としては、ベータ値と密度限界が考えられる。このうちベータ値につい てはまだヘリカル系プラズマの限界がどのように決まるか明確でないが、密度限界に ついては 3.2.3.4 節で述べられる通り、プラズマ周辺部の密度が須藤密度限界に達す ると維持が困難であることが分かっている。これらのパラメータの等高線を横軸がへ リカルコイル巻線中心での磁場強度、縦軸がヘリカルコイルの主半径(巻線中心の径 方向位置)の空間にプロットしたものを図 2.2.4.3 に示す。ここで白く示した領域は工 学制約のうち蓄積磁気エネルギー 160 GJ 以下及び平均中性子壁負荷 1.5 MW/m²以下 の双方を満たし、かつ密度についても全て限界値以下となっている。この領域ではプ ラズマ-コイル間最小距離が1mを超える点は存在しないが、最小点で90 cm 程度が

確保できていることから装置の大 部分では1mを超えていること、ま たブランケットスペースについて はブランケット材料の選択や径方 向設計の最適化によりある程度設 計の柔軟性が確保できることから、 この領域を FFHR-d1 の設計ウイン ドウとして選択した。

設計ウインドウ内においては、よ り左上に位置する設計点ほどブラ ンケットスペースが大きく、より左 に位置する設計点ほど出力及びベ ータ値が増大する。ブランケット設 計の観点からブランケットスペー スは大きければ大きいほど望まし く、出力及びベータ値もこの設計ウ インドウの範囲では過大ではない ため、設計ウインドウの最も左上に



Figure 2.2.4.3 Result of design the window analysis of helical fusion reactor FFHR-d1 by systems code HELIOSCOPE.
当たる、図 2.2.4.3 中に星印で示した点、すなわちヘリカルコイル主半径 $R_c = 15.6 \text{ m}$ 、 ヘリカルコイル巻線中心磁場強度 $B_c = 4.7 \text{ T}$ をヘリカル核融合炉 FFHR-d1 の候補設計 点として採用した[2.2.4.5]。この装置サイズは LHD のちょうど4倍となっている。ま た核融合出力、中性子壁負荷、蓄積磁気エネルギーFFHR-2m2 で想定されたものとほ ぼ同じであり、これまでの工学設計の知見を最大限生かしつつ、直接外挿法により炉 心プラズマ設計の確度を高めた設計となっている。FFHR-d1 のプラズマ体積は、外挿 に用いられた LHD の実験データの解析結果に基づき、有限ベータ効果を含めたもの となっている。

この候補設計点のパラメータについては、炉内機器タスクによる径方向設計(ラジアルビルド)成立性の確認、ブランケットタスクによるトリチウム増殖・中性子遮蔽性能の確認、超伝導コイル及び低温タスクによる超伝導コイル内の核発熱の冷却設計の成立性の確認を経て、正式にFFHR-d1の主要設計パラメータとして採用され、各タスクでの詳細検討が開始された。なお、2.3節で述べられるように、最終的には炉心プラズマ設計の観点から、より高アスペクト比配位であるヘリカルピッチパラメータル=1.2を主案として選択しているが、これはブランケットスペースをより増大させる方向であり、工学設計条件の観点からは問題はない(正確には蓄積磁気エネルギーを数%増大させるが、この影響は小さいとした)。これは表 2.2.4.1 にこれら FFHR-d1の主要設計パラメータと、LHD 及び FFHR-2m2 との比較を示す。

			FFHR-d1		FFHR- 2m2	LHD
Coil pitch parameter	Va		1.25	1.2	1.2	1.25
Helical coil major radius	$R_{\rm c}$	m	15.6	÷	17.3	3.9
Plasma major radius	$R_{\rm p}$	m	14.4	÷	16	3.75
Average foroidal field at the winding center	$B_{\rm t}$	Т	4.7	÷	4.84	3
Plasma volume	$V_{ m p}$	m ³	1878	1710	1744	30
Fusion output	$P_{ m fus}$	GW	3	2.6	3	-
Helical coil current density	j _c	A/mm ²	25	\leftarrow	25	53
Stored magnetic energy	$W_{ m mag}$	GJ	160	÷	160	1.64

Table 2.2.4.1 Comparison of the primary design parameters of the candidate design point of helical fusion reactor FFHR-d1 with LHD and FFHR-2m2.

参考文献

[2.2.4.1] A. Sagara et al., Proc. of 17th Fusion Energy Conference, 19-24 Oct. 1998, Yokohama, Japan, FTP/03.

[2.2.4.2] S. Imagawa et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 075017.

[2.2.4.3] T. Goto et al., Plasma and Fusion Res. 7 (2012) 2405084.

- [2.2.4.4] A. Sagara et al., Fusion Technol. 34 (1998) 1167.
- [2.2.4.5] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 83 (2008) 1690.

2.3 炉心プラズマ

2.3.1 概要

FFHR-d1 における炉心プラズマの詳細物理解析を行った。FFHR-d1 は LHD との相 似性に重点を置いて設計されており、炉心プラズマ性能を実験データから外挿する際 の信頼性を向上している。炉心プラズマにおける各種径方向分布は LHD 実験で得ら れた径方向分布データを炉条件に外挿することで推定した。外挿にはジャイロボーム モデルに基づく直接分布外挿法を用いた。MHD 平衡解析を行った結果、高アスペク ト比配位にプラズマ断面形状の縦長変形を施すことでシャフラノフシフトを緩和可 能であり、高ベータ条件でも LHD における内寄せ配位の真空磁気面と同様の MHD 平衡が得られることがわかった。このような最適化を行った場合には、新古典輸送を α加熱と同程度のレベルにまで低減でき、α粒子の熱損失も 10%程度に抑えられる。 直接損失するα粒子は、ほぼ全てダイバータ領域に流入する。

従来のFFHR シリーズ[2.3.1.1]と比較した場合のFFHR-d1[2.3.1.2,3]の特徴の一つに、 超伝導コイルの配置をLHDと相似にしたこと[2.3.1.1-4]が挙げられる。これにより、 LHDのMHD平衡データベースを活用できるようになると同時に、実験データの外挿 もより確実になると考えられる。核融合炉相当のプラズマが実現していない現状では、 実験データからの外挿という作業が不可欠になる。通常は温度・密度分布形状を仮定 し、ISS95[2.3.1.5]やISS04[2.3.1.6]などのエネルギー閉じ込めスケーリングによって絶 対値を決定することで外挿を行うのが一般的である。但し、このような手法では分布 形状やスケーリングからの閉じ込め改善度など多くの仮定を置く必要があるが、外挿 の結果はこれらの仮定に強く依存し、また仮定の自由度も大きいため、外挿の信頼性 に問題があった。FFHR-d1の炉心プラズマ設計では、以下の2.3.2.1節で述べる直接

分布外挿 (Direct Profile Extrapolation、 DPE) 法[2.3.1.7,8]を用いた。これにより 仮定の自由度を可能な限り減らし、外挿 信頼性を高めている。

FFHR-d1 の超伝導コイル配置は基本 的に LHD と相似であるが、LHD で3対 用いられているポロイダルコイルの内、 LHD における IS コイルに相当する1対 は大きなメンテナンスポートを確保す るため省くこととした(図 2.3.1.1 参照) [2.3.1.4]。このため、トロイダル平均した プラズマ断面形状は縦長変形を受ける ことになる。新古典輸送の観点からは平 均プラズマ断面を円形とするのが最適 であるが[2.3.1.9]、高密度プラズマでは 多くの場合、新古典輸送よりも異常輸送 が支配的になると考えられている [2.3.1.10]。実際に、LHD では高密度条件



Figure 2.3.1.1 Comparison of the superconducting magnet coil arrangement in FFHR-d1 (upper half) and LHD (lower half). Because FFHR-d1 has no IS coils, large aperture of maintenance ports can be obtained, whereas vertical elongation of the plasma crosssection of FFHR-d1 is slightly larger than that of LHD.

における巨視的エネルギー閉じ込め特性は縦長断面変形によって大きくは影響され ず、むしろ向上する場合もあることが実験で示されている[2.3.1.4]。縦長断面変形には 高ベータ条件でのシャフラノフシフトを抑制する効果があることが理論的に予想さ れているが、これは LHD 実験でも確認されている[2.3.1.4,11]。以下で議論するように、 核融合炉条件では高ベータになることが不可避であり、かつシャフラノフシフトによ る新古典輸送やα粒子閉じ込め特性の劣化は甚大な悪影響をもたらすため、シャフラ ノフシフトは極力抑えるのが望ましい。これらの理由により、FFHR-d1 では LHD に おける IV 及び OV コイルに相当する2対のポロイダルコイルのみを用いることとし た。

以下では、2.3.2節で外挿手法を説明し、2通りの参照分布を導入した後、これらに 対して、密度限界に関する考察(2.3.3節)、MHD 平衡推定と MHD 安定性評価(2.3.4 節)、周辺プラズマ制御によるデタッチメントに関する検討(2.3.5節)、新古典輸送の 定量評価(2.3.6節)、高エネルギー粒子閉じ込めに関する定量評価(2.3.7節)、異常 輸送と熱収支の検討(2.3.8節)を行い、2.3.9節ではプラズマ運転制御について検討 した結果を示す。また2.3.10節では炉心プラズマにおける物理課題解決の別角度から のアプローチとして、強磁場化やサブイグニション運転について検討した結果を、 2.3.11節では主に工学課題解決の観点からコイル配置を含む磁場配位の改善について 検討した結果を示す。2.3.12節でこれらをまとめる。

参考文献

- [2.3.1.1] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 85 (2010) 1336.
- [2.3.1.2] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 87 (2012) 594.
- [2.3.1.3] T. Goto et al., Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405084.
- [2.3.1.4] J. Miyazawa et al., Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2402072.
- [2.3.1.5] U. Stroth et al., Nucl. Fusion 36 (1996) 1063.
- [2.3.1.6] H. Yamada et al., Nucl. Fusion 45 (2005) 1684.
- [2.3.1.7] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. Des. 86 (2011) 2879.
- [2.3.1.8] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123007.
- [2.3.1.9] H. Yamada et al., Plasma Fusion Res. 3 (2008) S1032.
- [2.3.1.10] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 29.
- [2.3.1.11] J. Miyazawa et al., Plasma Fusion Res. 3 (2008) S1047.

2.3.2 径方向分布

2.3.2.1 直接分布外挿 (DPE) 法

核融合炉心プラズマの性能を推定す るため、実験で得られた温度や密度の小 半径方向分布を直接炉条件に外挿する DPE 法を開発した[2.3.2.1,2]。DPE は分 布形状を実験で得られたものに固定し、 それらの絶対値をジャイロボームモデ ルに基づき、自己点火条件を満たすよう に決定するという手法である。従来の FFHR シリーズ[2.3.2.3]における炉心プ ラズマ設計では、温度・密度の分布形状 を仮定し、それらの絶対値を ISS95[2.3.2.4]や ISS04[2.3.2.5]といった 経験的なエネルギー閉じ込めスケーリ ングに仮定した閉じ込め改善度を適用 することで決定していたが、分布形状や 閉じ込め改善度の自由度が大きく、かつ これらが結果に与える影響も大きいた め、外挿の信頼性には問題があった。 DPE では分布形状選択の自由度を減ら すことで、これに起因する曖昧さを排除 している。閉じ込め改善度についても、 これを加熱分布形状の関数として定量 化できるという LHD 実験の結果に基づ いてモデル化し、DPE に導入した [2.3.2.2]。その結果、未知の閉じ込め改善 を仮定することなく炉心プラズマの推 定が行えるようになった。

まずジャイロボームモデルについて 説明する[2.3.2.6,7,8]。エネルギー閉じ込 め時間 $r_{\rm E}$ で分布形状を保ちつつ減衰 する無限円柱プラズマ中のエネルギー 分布 $\epsilon(\rho,t) = \epsilon(\rho) \exp(-t/r_{\rm E})$ (但し、 $\rho = r/a$ は円柱半径 a で規格化した半径)にお ける径方向のエネルギーフラックス Γ は、拡散係数 χ が円柱内部で一様であ るとすれば $\Gamma = -\chi \nabla \epsilon$ で表される。連続 の式 ($\partial \epsilon/\partial t$) = $-\nabla \cdot \Gamma$ より、($-1/r_{\rm E}$) $\epsilon(\rho) =$ $\chi \nabla^2 \epsilon$ となる。この方程式の解はゼロ次



Figure 2.3.2.1 Relation between electron density and normalized electron pressure at various normalized minor radii in LHD experiment. Open and closed symbols correspond to the data from gas-puff (GP) and pellet injection (PI) discharges, respectively. Electron pressure is almost proportional to the 0.6 power of the electron density. Vertical broken line denotes Sudo density limit (common for GP and PI). (From Ref. [2.3.2.2])



Figure 2.3.2.2 Example of gyro-Bohm normalized pressure profile. (From Ref. [2.3.2.9])



Figure 2.3.2.3 Relation between heating profiles (above) and gyro-Bohm normalized pressure profiles (below) in LHD. As the heating profile changes from peaked one (rightmost) to flat (second right) and hollow ones (leftmost and second left), the peak value of the gyro-Bohm normalized pressure profile decreases. The rightmost figure is the data from electron cyclotron wave heating (ECH) and the formation of electron internal transport barrier (e-ITB) is observed. In such case, fitting by zeroth order Bessel function underestimates the peak value of the normalized profile. The leftmost figure is the data from full-detachment discharge (Serpens mode) with the electron density at peripheral region which exceeds the Sudo density limit. In such case, penetration length of neutral beam (NB) is very short and the heating profile becomes extremely hollow.

のベッセル関数を用いて表され、 $\epsilon(\rho) = a_0 J_0(2.4\rho) \exp(-t/\tau_E)$ となる。このとき、エネ ルギー閉じ込め時間 α と拡散係数 χ の間には、 $\pi \propto a^2/\chi$ という関係がある。高温の 環状磁場閉じ込めプラズマでは、粒子や熱の拡散が乱流に起因する異常輸送に支配さ れる場合の多いことが知られている。乱流の空間スケール λ がイオンラーマー半径 ρ 程度、時間スケール τ がイオン反磁性ドリフト周波数 ω* の逆数程度であるとす る。それぞれ温度 T 及び磁場強度 B と次の関係がある。即ち、 $\rho_{I} \propto T^{0.5}/B$ であり、 一方 ω_* はイオンラーマー半径と勾配の空間スケール長 a の比 (ρ/a)、波数 $k \sim 1/\rho$ 、 及び熱速度 ($\propto T^{0.5}$)の積に比例することから、 $\omega_* \propto T^{0.5}/a$ となる。この時の拡散係数 D_{GB} は、 $D_{GB} \propto \lambda^2 / \tau \propto \rho_1^2 \omega_* \propto T^{1.5} / aB^2$ で与えられる。 D_{GB} はボーム拡散係数 $D_B \propto T/B$ に規格化イオンラーマー半径 $\rho_{*} = \rho_{*} / a \propto T^{0.5} / (aB)$ を乗じた形になっており、ジャイ ロボーム拡散係数と呼ばれる。このようなジャイロボームモデルに基づくエネルギー 閉じ込め時間 τ_{GB} は a^2/D_{GB} に比例することから、 $\tau_{GB} \propto a^{12/5} R^{3/5} P^{-3/5} n^{3/5} B^{4/5}$ となる。 尚、この式はエネルギー閉じ込め時間と加熱パワー P の積がプラズマ蓄積エネルギ $- W_{\text{D}} \propto n T a^2 R$ (但しn、T、a、Rはそれぞれプラズマの密度、温度、小半径、大半 径)に等しいことから求められる。ジャイロボームモデルと同様のパラメータ依存性 は、ヘリカルプラズマのエネルギー閉じ込め時間を経験的にまとめた ISS95 及び ISS04、あるいはトカマクの H-mode スケーリングで認められている[2.3.2.7]。

LHD でもジャイロボーム型パラメータ依存性が観測されている[2.3.2.2]。例えば図 2.3.2.1 に示したように、ある小半径位置 ρ におけるプラズマの圧力 $p(\rho)$ は同位置 における密度 $n(\rho)$ の 0.6 乗と加熱パワー P の 0.4 乗、及び磁場強度 B の 0.8 乗にほ ぼ比例して増加する $(p(\rho) \propto n(\rho) T(\rho) \propto P \tau_{\rm E}$ の関係に注意)。この関係から局所的な 圧力がジャイロボームモデルに従うと 仮定し、 $p(\rho)$ を $n(\rho)^{0.6} a^{2.4} R^{0.6} P^{0.4} B^{0.8}$ で 規格化したものを「ジャイロボーム規格 化圧力分布」と定義する。LHD ではジャ イロボーム規格化圧力分布がパラボリ ック形状となり、ゼロ次のベッセル関数 で近似できることが示されている(図 2.3.2.2 参照) [2.3.2.9]。 ジャイロボームモ デルに基づいて、実験で得られた密度及 び温度の分布を核融合炉条件に外挿す ることができる。DPE 法では、ジャイロ ボーム規格化圧力分布が保存されると 仮定し、装置サイズや磁場強度が何倍か された炉条件でその分布を得る為に必 要な加熱パワー (ジャイロボームモデル から導出)が核融合反応による α 加熱の みで得られる自己点火条件を満たすよ うベータと密度の増倍度を決定する。

LHD では加熱分布が中心にピークし



Figure 2.3.2.4 Dependence of central value of gyro-Bohm normalized profile α_{0*} and α_{0} on the peaking factor of heat deposition profile in LHD. In addition to the data with neutral beam (NB) heating, the data from electron cyclotron heating (ECH) with extremely peak deposition profile and the data from full-detachment discharge (Serpens mode) with extremely hollow deposition profile are also plotted.

た場合の方が周辺加熱の場合よりもエネルギー閉じ込め性能が良い[2.3.2.10]。円柱に おけるエネルギーの拡散を考えれば、閉じ込め境界からより遠い中心領域を加熱した 方がエネルギー閉じ込めが良いことは容易に想像がつくが、LHD の結果はこの単純 な描像と定性的に矛盾しない。図 2.3.2.1 に示されているガスパフ(GP)のデータで は、電子密度が4×10¹⁹m⁻³以上の領域で密度の0.6 乗に比例するというジャイロボー ムの関係が失われている。この閉じ込め劣化はプラズマ周辺部の密度増加によって加 熱ビームの侵入長が減少し、中心加熱から周辺加熱へと変化することによる。図 2.3.2.3 に例を示したように、加熱分布形状が中心ピークからフラット及びホローにな るに従い、ジャイロボーム規格化圧力分布の高さは減少する。ここで、体積積分した 加熱分布 $P_{dep}(\rho)$ を、そのプラズマ表面における値 P_{depl} (= 全加熱入力) で規格化し た分布の線平均値 (Pdep/Pdep1)avg を加熱分布ピーキングファクターとして定義する。図 2.3.2.4 にジャイロボーム規格化圧力分布の中心値 an* あるいは an を (Pdep/Pdep1)avg の関数として示す。但し、 α_{0*} は $0.5 < \rho < 1.0$ 、 α_0 は $0.0 < \rho < 1.0$ のジャイロボーム 規格化圧力分布データをそれぞれフィッティングして得られた値である。実験条件に よってはコア部の圧力分布が平坦化する場合があるが、α_{0*}を用いることでその影響 を排除できる。平坦化の原因については現在のところよくわかっていないが、候補と してはコア領域磁気面がストキャスティックになる現象[2.3.2.11]や、新古典輸送ある いは異常輸送の増大がある。いずれにせよ平坦化発生の有無はコア領域の回転変換や プラズマパラメータに依存すると考えられる。以下では、FFHR-d1においては圧力の 平坦化が発生しないものと仮定して議論を進めることにする。図より、α_{0*}は (P_{dep}/P_{dep1})avg のほぼ 0.6 乗に比例して増加することがわかる。一方、実験での中性粒

子ビーム (NB) による加熱分布と比べ、核融合炉における α 粒子による加熱分布はよ り高温の中心領域に集中する。従って、エネルギー閉じ込めは NB 加熱の高密度実験 プラズマよりも核融合炉プラズマの方が良くなると予想できる。このような加熱分布 効果を取り入れるため、閉じ込め改善度 p_{DPE} を $p_{DPE} = ((P_{dep}/P_{dep1})_{avg,reactor} / (P_{dep}/P_{dep1})_{avg,exp})^{0.6} = (0.65 / (P_{dep}/P_{dep1})_{avg,exp})^{0.6}$ で定義し、DPE 法に導入した[2.3.2.6]。 但し、(P_{dep}/P_{dep1})_avg,reactor 及び (P_{dep}/P_{dep1})_avg,exp はそれぞれ FFHR-d1 及び LHD における 加熱分布ピーキングファクターであり、定数 0.65 は炉心プラズマにおける加熱分布 ピーキングファクターとして仮定したものである。実際、次節で示すように、DPE に



Figure 2.3.2.5 Two reference radial profiles, reference A (left) and reference B (right), used in the detailed physics analysis of the core plasma of the FFHR-d1, where (a) is the electron density profile $n_e(\rho)$, (b) is the electron temperature profile $T_e(\rho)$, (c) is the plasma beta profile $\beta(\rho) \ (\equiv 2 n_e(\rho) T_e(\rho) / (B_0^2 / (2 \mu_0))) \ (B_0$ is magnetic field strength on the axis in the vacuum equilibrium), (d) is the alpha particle birth profile $\alpha P_{\alpha}'(\rho)$, (e) is the sum of the volume integrated alpha heating power and $P_{\alpha}(\rho)$ and the bremsstrahlung loss P_B , and (f) is the profile $P_{dep}(\rho)$ and the line-averaged value of heat deposition normalized by its value on the plasma surface ($\rho = 1$) P_{dep1} . Horizontal axis corresponds to the normalized minor radius $\rho \equiv r_{eff} / a_{99}$ (r_{eff} and a_{99} are the effective minor radius and the effective minor radius of the region contains 99% of plasma stored energy, respectively). Open circles in (a) – (c) and (f) denote the data from LHD.

よって得られる FFHR-d1 炉心プラズマでは、加熱分布がα粒子の発生分布と同様で あると仮定して得られる加熱分布ピーキングファクターはほぼ 0.65 になる。

2.3.2.2 参照分布

以下の節に述べる詳細解析を行うため、DPE 法によって典型的な参照分布を求めた (図 2.3.2.5) [2.3.2.12]。参照分布はAとBの2種類を用意した。参照分布AはLHD における通常の実験配位である磁気軸 $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$ 、磁気軸上磁場強度 $B_0 = 2.75 \text{ T}$ 、 ヘリカルコイルピッチ κ = 1.254 の条件において得られた分布データを外挿したも のである。ここで _k は (m a_c)/(*l* R_c) で定義され、m はトロイダルピッチ数、*l* はポ ロイダルピッチ数、acはヘリカルコイル小半径、Rcはヘリカルコイル大半径で、LHD においてはm = 10、l = 2、 $a_c \sim 0.9 - 1.0 \text{ m}$ 、 $R_c = 3.9 \text{ m}$ である。固体水素ペレット入射 を行っており、密度分布は中心にピークしている。参照分布 B は高アスペクト比配位 である $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$ 、 $B_0 = 1.5 \text{ T}$ 、 $\kappa = 1.20$ の条件で行ったガスパフ放電で得られた分 布データを外挿したものであり、密度分布はホローになっている。密度分布の違いを 反映し、プラズマ圧力分布は参照分布 B よりも A の方が中心ピークの度合いが強く なっている。DPE により予想される FFHR-d1 条件での α 加熱はAとBいずれの場合 でも約 500 MW であり、加熱分布ピーキングファクターも約 0.66 と同様である。こ れらの値は DPE において γ_{DPE} を定義する際に用いた $(P_{\text{dep}}/P_{\text{dep1}})_{\text{avg,reactor}} = 0.65$ の仮 定(2.3.2.1節参照)を支持するものである。但し、ここではα加熱分布をα粒子の発 生分布と同じであると仮定しているため注意が必要である。後で述べるように、α粒 子の減速過程を計算して求めたエネルギー吸収分布と発生分布は必ずしも一致しな V)

参考文献

- [2.3.2.1] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. Des. 86 (2011) 2879.
- [2.3.2.2] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123007.
- [2.3.2.3] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 85 (2010) 1336.
- [2.3.2.4] U. Stroth et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 1063.
- [2.3.2.5] H. Yamada et al., Nucl. Fusion 45 (2005) 1684.
- [2.3.2.6] H. Yamada, J. Plasma Fusion Res. 79 (2003) 592.
- [2.3.2.7] U. Stroth, Plasma Phys. Control. Fusion 40 (1998) 9.
- [2.3.2.8] J.G. Corday, Nucl. Fusion 39 (1999) 301.
- [2.3.2.9] J. Miyazawa et al., Plasma Fusion Res. Ser. 9 (2010) 94.
- [2.3.2.10] H. Yamada et al., Nucl. Fusion 43 (2003) 749.
- [2.3.2.11] K. Ida et al., 23rd Fusion Energy Conf. (Daejeon, Korea, 2010) (Vienna: IAEA) EXS/5-2.
- [2.3.2.12] J. Miyazawa et al., 24th Fusion Energy Conf. (San Diego, USA, 2012) (Vienna: IAEA) FTP/P7-34.

2.3.3 密度限界

2.3.3.1 LHD における密度限界

ジャイロボームモデルでは密度が高いほどエネルギー閉じ込めが良くなるが、際限 なく密度を増加することはできない。例えば LHD で密度を増加していくと、ある密 度から輻射損失が急激に増大すると同時に温度が低下し、最終的にプラズマが消失す る[2.3.31,2]。これを輻射崩壊と呼んでいる。これまでの研究で、LHD では周辺部密度 が「須藤密度限界 n_c^{Sudo} 」[2.3.3.3]と呼ばれる半経験的スケーリング則で予見される値 になるとプラズマが小半径方向にシュリンクし始め、更に周辺部密度を増大すると輻 射崩壊に至ることがわかっている。 n_c^{Sudo} (10¹⁹ m⁻³) は、加熱パワー P (MW)、磁場強 度 B (T)、プラズマ小半径 a (m)、及び大半径 R (m) を用いて、 $n_c^{Sudo} = 2.5$ ($PB / (a^2 R)$)^{0.5} で与えられる。

ー方トカマクの場合、密度が「グリーンワルド密度限界 n_{GJ} [2.3.3.4]に近づくにつ れてプラズマ電流が突然消失するディスラプションの頻度が増大する。 n_{G} (10¹⁹ m⁻³) は密度限界がプラズマ電流密度に比例するというもので、プラズマ電流 I_{p} (MA) とプ ラズマ小半径 a (m) を用いて、 $n_{G} = 10 I_{p} / (\pi a^{2})$ で表される。これをプラズマ電流の ないヘリカルプラズマに適用するならば、 I_{p} の代わりにプラズマ表面における安全係 数 q_{a} (回転変換の逆数)を用いて、 $n_{G} = (50 B) / (\pi q_{a} R)$ とするのが妥当であろう。LHD のようなヘリオトロン配位では基本的に q_{a} は磁場配位によって決定され、ベータに よって若干変動するものの、ほぼ一定となる。LHD 実験では加熱パワーを増大すると 達成可能密度も増大することが明らかなため、加熱パワーに対する依存性を持たない グリーンワルド密度限界で LHD の密度限界を記述することはできない。他のヘリカ ル装置、例えばドイツの W7-AS 装置等でも密度限界は須藤スケーリングと同様の加 熱パワー依存性を示す[2.3.3.5]。

周辺部密度が n_c^{Sudo} よりも低いならば中心領域の密度は n_c^{Sudo} を超えることが可能であり、固体水素ペレット入射で中心領域へと直接粒子を供給することによって高い中心密度を得ることができる。LHD ではこのような特性を活かし、超高密度プラズマコア (SDC: Super Dense Core) と呼ばれる $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ に達する超高中心密度を達成している[2.3.3.6,7,8]。図 4.2-1 に示されている PI のデータでも、プラズマ中心領域では n_c^{Sudo} より高い密度が得られている。但し、不純物が多い、あるいは中心加熱が弱いなどの条件では、ペレット入射によって中心密度を増加した後に中心温度が低下し、ホローな温度分布、即ち「温度ホール」を形成する場合がある[2.3.3.1]。温度ホールは中心領域のパワーバランスが崩れる (加熱パワー < 輻射損失) ことで発生すると考えられる。このような場合でも周辺部密度が n_c^{Sudo} より低ければ全体的な輻射崩壊には至らず、放電は継続する。

2.3.3.2 参照分布の成立性

2つの参照分布いずれの場合でも周辺部密度は須藤密度限界に近い。もしFFHR-d1 でもLHDと同様の密度限界シナリオが適用できるのであれば、2.3.5節で述べられる ような完全デタッチメントの実現は容易と考えられる。しかしながら、LHDにおける 主たる radiator が炭素である一方で、FFHR-d1 は基本的にカーボンフリーのオールメ タル環境となることが想定されている。このため、周辺部密度限界が LHD と FFHRd1 で異なる可能性は残っている。図 2.3.2.3 及び図 2.3.2.4 にはサーパンスモードと名 付けた完全デタッチメントのデータも示されている。サーパンスモードとは、周辺部 密度を須藤密度限界まで増加し、完全デタッチメントとなった状態が外部からの粒子 供給なしに保持される現象である[2.3.3.9]。LHD ではサーパンスモードも含めて密度 限界近傍で巨視的エネルギー閉じ込めの劣化が観測されるが、これは図 2.3.2.3 及び 図 2.3.2.4 に示されるように、外部加熱(主に NBI)の侵入長が減少し、中心加熱成分 が低下したためと考えられる[2.3.3.10,11]。FFHR-d1 では周辺部が密度限界に達しても 中心領域のパラメータに変化がなければα粒子による中心加熱は保持されるため、巨 視的エネルギー閉じ込めの劣化はないと予想している。

参考文献

- [2.3.3.1] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **48** (2008) 015003.
- [2.3.3.2] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 200.
- [2.3.3.3] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
- [2.3.3.4] M. Greenwald et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 2199.
- [2.3.3.5] L. Giannone et al., Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 2149.
- [2.3.3.6] N. Ohyabu et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 055002.
- [2.3.3.7] H. Yamada et al., Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) B487.
- [2.3.3.8] R. Sakamoto et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 53.
- [2.3.3.9] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 46 (2006) 532.
- [2.3.3.10] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 29.
- [2.3.3.11] H. Yamada et al., Nucl. Fusion 43 (2003) 749.

2.3.4 MHD 平衡・安定性

2.3.4.1 ヘリオトロンの MHD 特性

ヘリオトロン配位の磁場構造は、磁気軸位置 R_{ax} 、プラズマアスペクト比 A_p 、楕円 度 κ の3つのパラメータにより特徴付けられる。LHD 装置の場合、磁気軸位置は IV コイルによる双極磁場、プラズマアスペクト比は三層ヘリカルコイルの電流中心、楕 円度は IS コイルによる四重極磁場により制御される。この3つのパラメータのうち、磁気軸位置が MHD 特性に最も重要なパラメータである。それは、ヘリオトロン配位の磁気面構造は、L=2のセパラトリックス構造で決まる最外殻磁気面形状と磁気軸位置でほぼ決まるからである。そこで、磁気軸位置と MHD 特性がどのように関係する かを次で述べる。

ヘリオトロン配位は電流駆動を必要としないため、その MHD 特性は圧力駆動型の MHD 不安定性によって特徴付けられる。この場合、最も警戒すべきは低次の理想交 換型 MHD 不安定性である。交換型 MHD モードは磁気井戸の形成(平均最小磁場の 形成)により安定化される。磁気井戸は、縦磁場によって磁気軸位置を最外殻磁気面 に対し偏心させることで形成できる。磁気軸位置が最外殻磁気面の幾何中心よりも外 側に位置すれば、実効的な平均最小磁場が形成される。ここで述べた磁気井戸は真空 で磁力線構造を制御することで形成されたものであり、表現を変えると磁力線の平均 曲率を圧力勾配と逆向きに制御したと考えることもできる。一方、シャフラノフシフ トにより磁気井戸を形成することもできる。ベータ値の上昇と共に磁気軸がトーラス 外側へシフトすれば、プラズマ比体積 V'の径方向分布が変化し磁気井戸を形成する。 この時、磁気井戸はプラズマ比体積の径方向微分 V"として表現される。理想交換型 モードの安定性指標の一つにメルシェ条件があるが、メルシェ条件の中で磁気井戸に より安定化効果は、シャフラノフシフトによる磁気井戸形成 V"の形で入り、磁力線 構造の制御による磁気井戸形成の効果は磁力線の平均曲率の形で入る。以上のことか ら、ヘリオトロン配位の MHD 特性を考える上では、真空だけでなく有限ベータ平衡 時の磁気軸も考慮することが重要である。もちろん、メルシェ条件には他に安定化項 として磁気シア、不安定化項として磁力線の平均曲率、電流駆動項が存在する。しか し、LHD 実験の結果から、交換型モードの発現領域は磁気軸位置により決まる理想 MHD 不安定性境界と良い相関を持つことがわかっており、交換型モードを制御する ためには有限ベータ時の磁気軸位置を最も考慮すべきである。

良好な MHD 特性を得るために磁気軸位置に注目すべき理由を述べたが、これは有限ベータ時の MHD 平衡をどう制御するかという問題と直結する。そこで、磁気軸位置と MHD 平衡との関わりについて述べる。MHD 平衡の立場からヘリオトロン配位の磁気軸依存性を考えた場合、磁気軸位置とセパラトリックス構造の幾何中心が近い場合にプラズマ体積が一番大きく、それよりも内側、あるいは外側へ磁気軸がシフトするとプラズマ体積が小さくなる傾向にある。これは、磁気軸シフトによりプラズマ体積がセパラトリック構造に削られるためと考えられる。注意すべき点は、この幾何中心と磁気軸位置の関係は真空磁場だけで決まるものではなく、有限ベータ平衡時でも関係が成り立つことである。従って、真空で十分大きなプラズマ体積を確保したとしても、有限ベータ平衡時に磁気軸がトーラス外側へ大きくシフトすればプラズマ体

積が縮小する。同様に、真空で磁気軸が内側にシフトしているためにプラズマ体積が 小さいとしても、有限ベータ時にはプラズマ体積が拡大する。炉心プラズマを考えた 場合、ターゲットとするベータ値での磁気軸位置を十分考慮して MHD 平衡配位を考 える必要がある。ここではプラズマ体積の変化をセパラトリックス構造により決まる と仮定したが、数値シミュレーションによる三次元 MHD 平衡解析の結果から、有限 ベータ時に周辺磁力線構造がストカスティックに変化し、プラズマ体積が変化する可 能性も指摘されている。これは、トロイダルドリフトによる荷電分離をキャンセルす べくプラズマ中に誘起される Pfirsch-Shlüter (P-S) 電流に起因するものである。ヘリ オトロン配位は複雑な三次元形状の磁力線構造を有するので、それらの磁力線に流れ る P-S 電流の流れは真空で形成された入れ子の磁気面形状を崩す方向へ作用する。P-S 電流は圧力勾配に比例するので、シャフラノフシフトが大きい場合はトーラス外側 の磁場が弱められ、実座標系上では磁気面間の間隔が狭まって圧力勾配が急峻化する。 その様な場所では強い P-S 電流が駆動されるので、磁力線構造への影響が強いと思わ れる。ただし、P-S 電流が磁力線構造へ与える効果は巨視的な効果で、P-S 電流駆動の 摂動磁場がプラズマ全体積に渡り積分されたものである。従って、圧力プロファイル を適切に選ぶことで P-S 電流が周辺磁力線構造をストカスティックに変化させる効果 を低減することが可能である。一般に、ピークした圧力分布の方が周辺磁力線構造へ P-S 電流が与える効果は小さい。一方、ピークした分布は磁気軸シフトを大きくする ので、交換型モード抑制の立場からは有効な面もある。以上のことから、MHD 平衡 特性から見た場合、磁気軸位置は磁気面構造、特にプラズマ体積に強く影響する。ま た、有限ベータ平衡時には磁気軸位置が外寄せの場合に周辺磁力線構造がストカステ ィックになる傾向が強い。

ここまで述べたヘリオトロン配位の MHD 特性については既に優れたレビュー論文 があるので、詳しくはそちらを参考にされたい[2.3.4.1,2]。最後に、FFHR-d1 の MHD 特性を考慮する上で特に重要な点を述べる。FFHR-d1 の磁場配位は LHD 装置を相似 拡大したものであるが、メンテナンスポートを確保する為に IS コイルが取り除かれ る。LHD 装置で IS コイルはヘリカルコイルが作る四重極磁場を制御するためのコイ ルであり、プラズマの楕円度を制御する。LHD における標準配位はヘリカルコイルが 作る四重極磁場を打ち消したもので、トロイダル方向に平均化された磁気面形状の楕 円度は 1 である。一方、IS コイルの電流がない FFHR-d1 の場合、ヘリカルコイルが 作る四重極磁場を完全に打ち消すことができず、楕円度は 1 より大きくなって縦長に 磁気面形状が変化する。縦長に磁気面形状が変化した場合、トーラスの外側と内側の 実効的な磁場強度の差が小さくなるので P-S 電流を抑制できる。一方で、P-S 電流を 抑制してシャフラノフシフトを抑えると、有限ベータ平衡時に磁気井戸を深くするこ とができない。このことは磁気軸内寄せ配位にとって不利に働くことに注意する必要 がある。

2.3.4.2 参照分布の MHD 平衡

ここでは、DPE 法によって定義された圧力プロファイルを用いて三次元 MHD 平衡 解析を行った結果について述べる。4.4.1 節で述べたように、有限ベータ平衡時には、 周辺磁力線構造を調べることが重要であるので、三次元 MHD 平衡解析は入れ子上の 磁気面を仮定しない MHD 平衡計算コード HINT2[2.3.4.3]を用いた。また、HINT2 で 計算した三次元 MHD 平衡磁場は、磁気座標系を仮定した三次元 MHD 平衡計算コー ドである VMEC でマッピングし、メルシェ条件とその後の MHD 安定性解析、新古典 輸送解析に必要なメトリックを計算し た。

図 2.3.4.1 に DPE 法により得られた参照 E力分布を示す。2 種類の E力分布が示してあり、それぞれケース A、B と呼ぶ。グラフの横軸は規格化小半径であり、 $\rho = \sqrt{\Phi}$ であり、この時 Φ はトロイダル磁束である。縦軸はプラズマ E力を表し、単位は MPa である。図からわかるように、ケース A はピークした分布で、ケース B は幾分ブロードな分布であるが、いずれもパラボラ分布 (~(1 – ρ^2))の 1.5 乗から 2 乗に比例している



Figure 2.3.4.1 Reference profile used for MHD equilibrium analysis. Case A has higher peakedness compared with Case B.

ため、全体としてはピークした分布の MHD 平衡解析を行うと考えて良い。

図 2.3.4.2 に HINT2 コードの解析により得られた平衡解析結果を示す。図 2.3.4.2 (a) は LHD 装置で磁気軸 3.6 m、プラズマアスペクト比 5.8、楕円度 1.08 相当の磁場配位 についてケース A の圧力分布で解析したもの、図 2.3.4.2(b) は LHD 装置で磁気軸 3.6 m、プラズマアスペクト比 6.6、楕円度 1.06 の場合について平衡解析を行った結果で ある。図 2.3.4.2 (a) 中のポワンカレ図は、上段が真空磁場配位、中段は軸上ベータが 6.8%、下段は軸上ベータが8.0%であるが、垂直磁場を制御することによりシャフラ ノフシフトを抑制した配位である。下段の垂直磁場制御は、LHD 装置の場合に真空で プリセットされた磁気軸位置が 3.5 m になるように制御した。プラズマアスペクト比 が 5.8 の場合、楕円度1の標準配位で最高到達ベータ値は準定常で 2.8 %となってい る。これは三次元 MHD 平衡解析の結果、体積平均ベータ値が3%を超えたあたりか ら急激に周辺磁気面構造が劣化し、MHD 平衡限界に達するという理論予測と矛盾し ない。図 2.3.4.2 (a) のポワンカレ図も、磁気面が縦長変形し P-S 電流が抑制されてい るにもかかわらず、周辺磁力線構造は大きく崩れている。垂直磁場を制御しない場合、 目標到達ベータ値が9.1%であるにもかかわらず計算では9.1%での収束解が得られな かった。磁気軸位置はトーラス外側へ大きくシフトしており、MHD 特性は良好と考 えられるものの、新古典輸送解析の議論で後述するように、輸送特性は大きく劣化し ているものと考えられる。一方、垂直磁場制御を行った場合も同様に目標到達ベータ 値に達する収束解が得られなかった。周辺磁力線構造は乱れたままであり、実効的な プラズマ閉じ込め領域は小さい。この問題点を克服するために、LHD 高ベータ実験で 標準とされる高プラズマアスペクト比配位(Ap=6.6)で IS コイル電流を0にした場 合と相似な配位について平衡解析を行った。図 2.3.4.2 (b) も (a) と同様に、上段が真 空磁場、中段が軸上ベータ値7.5%、下段は軸上ベータ値が8.2%であるが垂直磁場制



Figure 2.3.4.2 The result of MHD equilibrium analysis by HINT2 code for (a) Case A ($A_p = 5.8$) and (b) Case B ($A_p = 6.6$).

御により磁気軸位置を制御した結果である。この場合も、垂直磁場制御はLHD 装置 の場合に真空の磁気軸位置が 3.5 m になるように制御した。高プラズマアスペクト比 配位が LHD における高ベータ実験で採用された理由は、シャフラノフシフトがプラ ズマアスペクト比に反比例するので、平衡限界ベータ値がより高いと考えられるため である。実際、プラズマアスペクト比を標準配位の 5.8 から 6.6 と大きくするにつれ て、LHD 実験での最高到達ベータ値を更新することができた。一方、プラズマアスペ クト比を大きくすると輸送特性が劣化することがわかっており、LHD 高ベータ実験 ではプラズマアスペクト比 6.6 が最適化配位である。図 2.3.4.2 上段の真空磁場配位を 見ると、プラズマアスペクト比 6.6 の配位は 5.8 の配位に比べてプラズマ体積が小さ く、周辺のストカスティック層の厚みは薄くなっていることがわかる。垂直磁場制御 無しの場合、目標到達ベータ値に達する収束解が得られたが、大きなシャフラノフシ フトと周辺磁気面構造の乱れが現れた。一方、垂直磁場制御ありの場合はシャフラノ フシフトが小さく、高ベータ平衡にも関わらず周辺磁力線構造のストカスティック化 は小さかった。ケースBの垂直磁場制御ありの場合は、磁気軸位置と磁気面構造の強 靱性の観点からは良好と考えられるが、MHD 特性を考えた場合には必ずしもそう言 えない点に注意する必要がある。図 2.3.4.3 (a) と (b) にケース A、B の場合について 回転変換分布と磁気井戸・磁気丘分布をそれぞれ示す。回転変換と磁気井戸・磁気丘 分布は最外殻磁気面内のプラズマ領域で計算し、平均小半径の分布として示した。図 2.3.4.3 (a) の回転変換分布を見ると、シャフラノフシフトに伴い軸上の回転変換が増 加するが周辺部で大きな違いは見られない。このことは、MHD 特性に対する磁気シ アの安定化効果が大きく働かないことを意味する。一方、磁気井戸・磁気丘分布を見 ると、プラズマアスペクト比 5.8 の配位ではシャフラノフシフトによる磁気井戸形成

が見られるが、プラズマアスペク ト比 6.6 の配位ではほぼプラズマ 全領域に渡って磁気丘である。こ のことは理想 MHD 交換型モード に対して不安定であることに注意 を要する。

2.3.4.3 参照分布の MHD 安定性

FFHR-d1 の炉設計において炉心 プラズマの MHD 安定性は重要な 課題である。ここでは、低 n 線形 3 次元理想 MHD 解析コード TERPSICHORE [2.3.4.4]を用いた安 定性解析結果について報告する。 解析対象の平衡は垂直磁場制御さ れた $R_{ax}^{vac} = 14.0 \text{ m}$ 、 $\kappa = 1.20 \text{ の真}$ 空磁場配位で、中心ベータ値は β₀ = 8.5%である。平衡とメルシェ安 定性は VMEC で計算され、図 2.3.4.4 (a) に示すような回転変換 分布及びメルシェンデックス (Di) 分布を有する(図 2.3.4.4 (b))。磁気 軸近傍で ι/(2π)=0.5、ρ=0.8 の位 置に ι/(2π)=1の共鳴面が存在す る。シャフラノフシフトを抑制し たため磁気丘による安定化が寄与



Figure 2.3.4.3 Radial profiles of (a) the rotational transform and (b) the magnetic well/hill.

せず、プラズマ全域にわたりメルシェ不安定 ($D_{\rm I} > 0$) となっている。低 n 線形 3 次 元理想 MHD 解析を行い、固定境界条件で n=1、2、3、4 モードファミリーについて 調べた。安定性解析における精度の観点から、メッシュ数が十分でない $\rho < 0.2$ の領 域での安定性はここでは議論せず、 $\iota/(2\pi) = 1$ に共鳴するモードについて着目する。 計算の結果、低 m/n モード (1/1、2/2、3/3、4/4) は不安定化されず、以下のよ うな高次のモードが不安定化されるという結果を得た。

$$(n = 1 + - ド \\ \\ \neg \\ r \\ = 11, m = 10, 11, 12, 13, 14$$
$$(n = 2 + - \\ \\ \\ r \\ = 12, m \\ = 11, 12, 13, 14, 15$$
$$(n = 3 + - \\ \\ \\ r \\ = 13, m \\ = 12, 13, 14, 15, 16$$
$$(n = 4 + - \\ \\ r \\ \\ r \\ = 14, m \\ = 13, 14, 15, 16, 17$$

図 2.3.4.4 (c) – (f) に示すように、そ れぞれのモード構造には *ξ^s*が全て同 じ極性の連続したポロイダルモード が現れる。これはバルーニングモード の構造を連想させる。これまでの LHD 実験では、高次のモードが深刻な閉じ 込め劣化を与えるといった結果は得 られていないが、今後とも磁場配位 (回転変換分布)、圧力分布などのス キャンを行い、幅広いパラメータ領域 における FFHR-d1 プラズマの MHD 不安定性の特性を明らかにする必要 がある。

参考文献

- [2.3.4.1] K.Y. Watanabe et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 160.
- [2.3.4.2] K.Y. Watanabe et al., Nucl. Fusion **45** (2005) 1247.
- [2.3.4.3] Y. Suzuki et al., Nucl. Fusion **46** (2006) L19.
- [2.3.4.4] W.A. Cooper, Plasma Phys. Control. Fusion **34** (1992) 1011.



 \boxtimes 2.3.4.4 Radial profiles of (a) the rotational transform $\iota / (2\pi)$, (b) the Mercier parameter $D_{\rm I}$, and the mode structure of the mode families of (c) n = 1, (d) n = 2, (e) n = 3, and (f) n = 4.

2.3.5 周辺プラズマ制御

2.3.5.1 ダイバータ熱・粒子束分布

トカマク型装置ではダイバータ配位を形成するため特別にポロイダルコイル (ダイ バータコイル)が必要であるのに対し て、ヘリオトロン型装置では外部磁場 コイルにより形成される磁場構造に 「備え付けの」ダイバータ磁力線構造 が存在しており、ダイバータコイルは 不要である。「備え付けの」ダイバータ 磁力線構造を生かした配位を特に、へ リカルダイバータ配位と呼ぶ。ヘリカ ルダイバータ配位では、トーラス効果 によって生じる非対称性により最外 殻磁気面の外側に磁気島領域が形成 されている。その小半径方向外側では ポロイダルモード数が減少して磁気 島の幅が広がり、磁気島同士が重なり 合うことによってエルゴディック領 域が形成されている。更にエルゴディ ック領域の外側には、磁力線が真空容 器で終端されることにより生じる磁 力線の折りたたみ構造を有するヒゲ 領域が形成されている。エルゴディッ ク領域の磁力線はトーラスを周回す る間に径方向にも移動するため、トカ マク型装置のようなきれいな層構造 を形成するのではなく、エルゴディッ ク「領域」を形成する。エルゴディック 領域の磁力線はヒゲ領域を通り、残留 X点 (residual X-point) を経て、最後は ダイバータ板に接続する。

このように複雑な磁力線構造を持 つヘリカルダイバータ配位における ダイバータ熱・粒子束分布は、磁力線 接続長分布と強い相関を持つことが LHD での研究により分かっている [2.3.5.1]。図 2.3.5.1の下図に、2 個所の 異なるダイバータ板上における磁気 軸内寄せ運転時の磁力線接続長分布 と粒子束分布を示す。最外殻磁気面近



Figure 2.3.5.1 (above) toroidal and poloidal profiles of the particle flux on helical divertor estimated by magnetic field line tracing calculation for inward-shifted ($R_{ax} = 3.6$ m) and outward-shifted ($R_{ax} = 3.75$ m) magnetic (below) Profiles configuration. of the connection length of the magnetic field line and the particle flux along the divertor plate located at two different positions.



Profile of the connection Figure 2.3.5.2 length of the magnetic field line at the divertor

傍の磁力線は数百 m 以上の比較的長い接続長をもち、主プラズマからダイバータ板 への熱・粒子輸送の主たるチャンネルとなっている。一方、比較的短い接続長を持つ 間ヒゲ領域の磁力線は最外殻磁気面には近づかず、熱・粒子は磁力線を横切る輸送に より供給される。そのためダイバータ板上の熱・粒子束分布はピークを複数持つなど トカマクのそれに比べて複雑な分布になっていることが分かる。更にこれらの分布は ダイバータトレースに沿って一様ではなく、また磁場配位によっても変化する。図 2.3.5.1 上図に、磁力線追跡計算を用いて得られた LHD のダイバータ部における粒子 負荷分布を示す。典型的な内寄せ磁場配位である Rax=3.6 m 配位と、外寄せ配位であ る Rax = 3.75 m 配位について示している。ヘリカルダイバータのダイバータトレース はヘリカルコイルと同様にねじれている。この図では、LHD の水平外側から水平内側 を経て、また水平外側に至るまでの間(トロイダル角 72°、ポロイダル角 360°)の 粒子束分布を示している。粒子束分布には強い非均一性があり、またその分布は磁場 配位によっても変わる。特に大きな変化は磁気軸の位置により起きる。磁気軸内寄せ 配位ではトーラス内側の、外寄せ配位ではトーラス上下の粒子負荷が大きいことが分 かる。これらの計算結果は LHD 実験でも静電プローブアレイや熱電対による計測に よって確かめられている。

プラズマ圧力が高くなり、β 値が 1% を超えるようになると、シャフラノフシフトによって磁気軸及び磁気面がトーラス外側へ動く。その結果、例え放電初期の磁場配位が磁気軸内寄せ配位でも、高ベータではダイバータ部の熱・粒子負荷分布が外寄せ配位の特徴を示すようになる。

FFHR-d1 の参照分布 A における $\beta = 0$ でのダイバータでの磁力線接続長分布を図 2.3.5.2 に示す。磁気軸内寄せ配位であるため、トーラス内側に負荷の大きい領域がで きている。FFHR-d1 の運転中は β 値が高くなるため、基本的にダイバータ負荷分布は LHD と同様に外寄せ配位相当の分布になるが、垂直磁場制御を加えてシャフラノフ シフトを抑えることができればダイバータ負荷分布は図 2.3.5.2 と同様になると考え られる。

2.3.5.2 デタッチメントシナリオ

ダイバータでは、流入する数百 MW の熱流を処理する必要がある。ダイバータ板構 造の健全性を保つため、ダイバータ板への熱負荷は極力低いことが望ましく、ダイバ ータ板への熱流束は機械的・熱的制約から 10 MW/m²以下に抑える必要がある。FFHRdl のダイバータトレース長は約 900 m である。これはトカマク型炉、例えば Slim-CS の約 70 m に比べて非常に長く、ダイバータ板の熱負荷の観点からは有利である。例 えばダイバータへの熱流が 500 MW である場合、ダイバータ熱流束の幅がダイバータ トレース全体にわたって 6 cm であると仮定すると、平均的な熱流束は 10 MW/m²よ りも小さくなる。しかし前節で記述したようにヘリカルダイバータのダイバータトレ ース幅、熱流束分布はヘリカル方向に非均一であり、熱流束が 10 MW/m²よりも十分 に小さくなる領域がある一方で、大きな場所では数十 MW/m²の熱流束が予測される 領域もある。そのためヘリカルダイバータでも、放射損失によるダイバータへの熱負 荷軽減、そしてダイバータデタッチメントが必要となる。 LHD やこれまでの大・中型トカマク装置は、高熱負荷部のプラズマ対向材料に炭素 を使用してきた。そのため、放射損失の多くは炭素の発光によるものである。一方、 将来の炉においては、損耗やトリチウム蓄積の問題からプラズマ対向材料はタングス テンなどの高 Z 金属が候補になっている。そのため、周辺プラズマ領域で十分な放射 損失を得るためには不純物ガスを入射する必要がある。そこで LHD では、不純物ガ スを入射し輻射損失を増大する実験を行っている。窒素、ネオン、アルゴンの3種類 のガス種をそれぞれ入射して、プラズマ挙動などを調べた。いずれのガスを用いても、 加熱パワーの30% 程度の放射損失とダイバータへの熱・粒子束の軽減を安定して得 ることができている。

LHD に備わる擾乱磁場コイルを用いて n/m=1/1の磁気島を周辺領域に生成する ことで、大きな放射損失を安定に保持できることが EMC3-EIREEN コードを用いた計 算機シミュレーションにより示され、実験でも確かめられた[2.3.5.2]。磁場配位を、n /m=1/1の共鳴面が最外殻磁気面近傍にある外寄せ配位として磁気島を生成し、ガ スパフにより電子密度を上げていくと、磁気島の X 点近傍に強い放射損失領域が安 定に形成される。ダイバータ負荷を静電プローブや干渉計を用いて観測すると、多く の場所でダイバータへの負荷が軽減されることが確かめられた。一方、逆に負荷が増 える場所もあることが観測されており、ダイバータ負荷軽減にはトロイダル異方性が あることも分かっている。

プラズマの運転密度が高くなり周辺の電子密度が須藤密度限界[2.3.5.3,4]に達した 時に、プラズマがシュリンクするものの放射崩壊せず、安定に放電が継続される場合 がある。これを完全デタッチメントあるいはサーパンスモードと呼んでいる[2.3.5.5]。 どのような条件によって放射崩壊と完全デタッチメントに分かれるのかについて、研 究を進めている。

これらの LHD におけるダイバータ熱負荷軽減実験と計算機シミュレーションにより、核融合炉条件でのダイバータ熱負荷軽減手法の開発を進めつつある。

参考文献

[2.3.5.1] M. Shoji et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 1336.

[2.3.5.2] M. Kobayashi et al., Phys. Plasmas 17 (2010) 056111.

[2.3.5.3] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.

[2.3.5.4] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 200.

[2.3.5.5] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 46 (2006) 532.

2.3.5.3 周辺プラズマモデリング

ダイバータプラズマのモデリングの重要性は古くから認識されており、SOL からダ イバータ板に至る領域を一次元もしくは二次元分布の代わりに複数の点で代表させ る、いわゆる点モデルなどの簡便なモデルが炉のパラメータ設計等に用いられてきた。 しかし、核融合炉の高出力化と小型化が求められるにつれ、また寿命やメンテナンス などを含めた詳細設計が進むにつれ、ダイバータ設計にはより高度な判断が必要とな ってきた。このような要求に答えるため、実際の装置形状や材料の情報を含めたより 定量的な予測を与えるモデルの必要性が高まり、モデルおよびコードの開発が複数の グループで行われている。

プラズマを流体方程式で、中性ガスを運動論方程式で記述するタイプの輸送コード が活発に開発され、また研究に用いられている。代表的なものには SOLPS (B2-EIRENE)、SONIC、EDGE2D-EIRENE、UEDGE-EIRENE などがある。これらはいずれ もトカマクを対象に軸対称を仮定した二次元コードであり、ヘリカル装置に対しては Max-Planck-Institut für PlasmaphysikのDr. Feng によって開発されている EMC3-EIRENE [2.3.5.6-7]が広く用いられている。このコードは LHD を含め[2.3.5.8]、主要なヘリカル 装置とトカマク装置に対して適用されている。

ヘリカルデモ炉への EMC3-EIRENE 適用の第一段階として、LHD を元に単純スケールアップモデルによる輸送計算を行った。磁気軸位置 R_{ax} =3.6 m の磁場配位とオー プンダイバータ形状を元に、2 倍および 4 倍に単純拡大した計算メッシュと壁形状を 作成した。相互比較のため、垂直輸送係数 D_{\perp} と χ_{\perp} はそれぞれ 0.5 m²/s と 1 m²/s の値を 共通で用いた。炉心と周辺の境界面の電子密度に 7×10¹⁹ m⁻³を共通で用い、境界面を





Figure 2.3.5.3 Distribution of electron density.



横切る熱フラックス(電子とイオンに等分配)を9.375 MW、75 MW、600 MW と8 倍 ずつスケールアップした。600 MW の加熱パワーは3 GW の核融合熱出力に相当する。 不純物は解いておらず、不純物の放射によるエネルギーロスもない。中性ガスの排気 と燃料供給を行わないリサイクリング率1を仮定し、燃料ガスは軽水素を用いた。こ れは炉の条件と異なるが、LHD との比較のため、LHD の周辺プラズマ計算で用いて いる条件を使用した。

図 2.3.5.3 に電子密度分布の比較を示す。図中の scale は LHD を基準とした拡大率 を表しているが、比較のために図では縮小して同じサイズで示している。各分布中央 の白い楕円領域は炉心領域であり、EMC3-EIRENE では解かず、その境界において前 述の電子密度と流入する熱フラックスを指定している。もっとも明確な違いは、4 倍 スケールアップモデルで周辺密度が極端に高くなっていることである。2 倍スケール アップでも密度増加が見られるが、小さく局所的である。また、図ではサイズを合わ せて示しているために炉心周囲でほぼ同じ密度分布を持つように見えるが、実際には スケールアップによってより平坦な分布となっている。

プラズマの形状は磁場構造でおおよそ決定されるが、中性粒子は磁場に束縛されず、 プラズマへの進入長はプラズマパラメータが同じであれば磁場によらず一定である。 そのため、電離によるプラズマソースが相対的にプラズマ外周部に局在することにな り、炉心への粒子供給が減少する。実際、炉心への中性粒子の到達率は4倍モデルで はLHDモデルの5%程度となった。これは炉心の電子密度を維持するためにはより高 い周辺電子密度と中性ガスフラックスが必要であることを意味し、図 2.3.5.3 で見ら れる周辺密度増加の理由である。

図 2.3.5.4 に電子温度分布の比較を示す。スケールアップに伴って、炉心の温度が増加している一方、ダイバータレグの温度は減少している。この計算では輸送係数を一定にしているため、4倍(および16倍)の表面積に8倍(および64倍)の熱を流すことになり、炉心側電子密度を固定した境界条件において電子温度が増加したことが説明される。一方で、ダイバータレグでは電子密度の増加の影響が上回るため、より低温になっていると考えられる。

以上から、単純なスケールアップを用いた解析では、中性粒子の輸送に大きな違い が生じ、結果として周辺電子密度の大幅な増加が生じうることが示された。この密度 増加は炉心プラズマ密度の制御性に大きく影響すると考えられる。EMC3-EIRENE に よる LHD の粒子輸送解析で、ペレットを模擬した炉心への直接粒子供給とガス排気 を組み合わせることで、周辺電子密度が減少する結果が得られており[2.3.5.9]、炉にお いてはこのような粒子制御がより重要になると考えられる。核融合炉ではペレットに よる燃料供給と真空ポンプによる排気が行われるため、それを模擬した粒子輸送の解 析を進める予定である。

参考文献

[2.3.5.6] Y. Feng et al., J. Nucl. Mat. 266-269 (1999) 812.

[2.3.5.7] D. Reiter et al., Fusion Sci. Technol. 47 (2005) 172.

[2.3.5.8] G. Kawamura et al., Contrib. Plasma Phys. 54 (2014) 437.

[2.3.5.9] G. Kawamura et al., TH/P6-39, 25th IAEA FEC, 2014, Saint Petersburg, Russia.

2.3.6 新古典輸送

2.3.6.1 ヘリオトロンにおける新古典拡散

トカマクのような軸対称磁場における新古典現象の粒子軌道描像からの理解は文献[2.3.6.1,2,3]に譲ることとし、本節では、LHDのような非軸対称磁場配位での捕捉粒 子軌道を理解することで、ヘリオトロン配位での新古典拡散の特性について概説する [2.3.6.4]。

LHD のある磁気面を取り出し、磁場 強度の等高線を表すと図 2.3.6.1 のよう になる。トロイダル周期数 M = 10 であ るので、トロイダル(ϕ)方向は、2 π /M で 1 周期である。図 2.3.6.1 には、縦長(ϕ = 0)、横長(ϕ /(2 π /M)=0.5)の磁気面 のポロイダル断面概略図と、2本のへ リカルコイルとの位置関係も示してあ る。縦長断面の内側(A 点)では、トー ラス性(ドーナツ形状の内外に起因)、 ヘリカル性(ヘリカルコイルとの遠近



Figure 2.3.6.1 Magnetic field strength on a certain magnetic surface of LHD.

に起因)ともに磁場強度を大きくする寄与をしている。B 点では、トーラス性によって磁場強度は小さくなるが、ヘリカル性によっては大きくなる。横長断面の内側(C 点)では、トーラス性によって磁場強度は大きくなるが、ヘリカル性によっては小さくなる。さらに、D 点では、トーラス性によって磁場強度が小さくなる上に、ヘリカル性によってさらに小さくなっている。このように、磁場強度は縦長断面の内側(ϕ /(2π /M), θ /(2π))=(0,0.5)で最大となり、横長断面の外側(ϕ /(2π /M), θ /(2π))=(0.5, 0)で最小となる。また、ヘリカル性によって磁場強度がトロイダル方向に極小になる領域が横長断面のトーラス内側(ϕ /(2π /M), θ /(2π))=(0.5,0.5)に現れる。この磁場構造によって、トカマクにおけるバナナ粒子とは異なった特徴を持つ、非軸対称トーラス特有の捕捉粒子(以下、ヘリカル捕捉粒子と呼ぶ)が存在することとなる。

ヘリカル捕捉粒子の反射運動の特徴的時間スケールと衝突周波数との大小関係で、 拡散への寄与を見積もることが出来るが、ヘリオトロン磁場配位と新古典拡散を考え る上で最も重要かつ頻繁に議論される、いわゆる「リップル輸送」あるいは「1/v 拡 散」と呼ばれる特性について以下で概説する。ここで、v は衝突周波数である。

ヘリカル性による磁場強度の変化に起因する ∇B -曲率ドリフト(以下、ヘリカルド リフトと呼ぶ)について考える。磁気面上での磁場強度変化によるドリフトは、 $B \times \nabla B$ によって径方向を向いているが、その符号は、ヘリカル性による磁場極小の位置 $(\phi/(2\pi/M), \theta/(2\pi)) = (0.5, 0.5)$ を中心として対称的に変化しており、ヘリカル性のミ ラー磁場を一往復する間に、正味打ち消される。この様子は、図 2.3.6.2 の軌道拡大図 からもわかる。 ∇B は径方向成分も有しており、これによってポロイダル方向のドリ フトが生じる。その角周波数を ω_h とする。角周波数の観点から考えると、トロイダ ルドリフトのポロイダル方向成分による角周波数との和が0にならない場合、ヘリカ ル捕捉粒子の案内中心はポロイダル方向に(同時にトロイダル方向にも)周回するこ

とができる。このような軌道を描く粒子 の割合は、ヘリカル性の磁場ミラーに捕 捉されていることから、ヘリカル性の磁 場変動振幅の大きさを ah と表すと fh~ ω^{1/2}となる。この案内中心自身がヘリカ ル性の磁場ミラーを往復するのに要す る時間 ω⁻¹は、この磁場ミラーの連結距 離として qR/M を用いると、(qR/M)/ $v_{\parallel} \sim (q R / M) / (a_{\rm h}^{1/2} v_{\rm T}) となる。ここで、$ q、R、v_l、v_Tは、それぞれ、安全係数、 大半径、粒子の磁場方向速度、熱速度で ある。従って、ヘリカル捕捉粒子の案内 中心は、角周波数 ω でヘリカル性の磁 場ミラーを往復運動するとともに、周波 数 On 程度でポロイダル方向の周回を完 結する。このようなヘリカル捕捉粒子 は、トロイダルドリフト vdr (より正確 にはその小半径方向成分)を受けながら 運動するため、磁気面からの逸脱はω ¹、 ω_{h}^{-1} の間にそれぞれおよそ v_{dr}/ω_{l} 、 v_{dr} / ωh となる。磁気面からのずれとしては このように幅があり、特に前者は図 2.3.6.2を見てもわかるように非常に小さ いが、ヘリカル捕捉粒子の軌道中心がポ ロイダル方向に周回する前に実効的衝 突を受ける(実効衝突周波数 $V_{\text{eff}} > \omega_{h}$ 、 例えば図 2.3.6.2 の X 点で衝突を受ける) と、磁気面からのずれ Δ_h は、 $\Delta_{h} \sim v_{dr}/$ Veffと見積もることが出来る。



Figure 2.3.6.2 Example of drift orbit of helically trapped particle (projection of the result of particle orbit tracing in Boozer coordinate to the poloidal cross-section).



Figure 2.3.6.3 Schematic of the dependence of neoclassical diffusion coefficient on collision frequency.

従って、 $\omega_h < v_{eff} < \omega_l$ の衝突周波数領域では、図 2.3.6.2 のようなヘリカル捕捉粒子 が拡散に寄与することになる。 $v_{eff} = v/a_h$ より、 $a^2 \omega_0 < v < a^{3/2} v_T / (q R / M)$ と書け る。文献[2.3.6.5]などで、ヘリカル性が拡散係数に影響を及ぼし始める衝突周波数 v_{eq} が記されているが、これはこの範囲の上限(Mの因子の相違はあるものの)に対応し ている。ヘリカル性この衝突周波数の範囲は、その拡散係数 Dは、D~(関連する粒 子の割合)×(実効衝突周波数)×(ステップサイズ)²から、 $D_h ~ a_h^{1/2} v_{eff} \Delta_h^2 ~ a_h^{1/2}$ $(v_{dr} / v_{eff})^2 v_{eff} = a_h^{3/2} a^2 \omega_0 (T / (eB)) / v となる。ここで、<math>\omega_0 = (v_{dr} / r) / a_s$ T は温度、a は トーラス性の磁場変動振幅の大きさである(文献[2.3.6.4]付録(3) 式参照)。図 2.3.6.3 にこの拡散係数の衝突周波数依存性を示す。この領域より高衝突周波数側では、基本 的にはトカマクにおける拡散特性(プラトー ~ Pfirsch-Schlüter 拡散) と同様である。 この拡散係数は衝突周波数に反比例しているのが特徴で、この領域が 1/v 領域と呼



Figure 2.3.6.4 Dependence of deeply trapped particle orbit and magnetic hill/well as an index of MHD stability on vacuum magnetic axis position in LHD (reprinted and partly revised from the Fig. 1 of Ref. [2.3.6.8]).

ばれる所以である。衝突周波数は温度の 3/2 乗に反比例するので、温度が高くなると 衝突周波数が小さくなり、それに従って拡散係数が増大していくこととなる。そこで、 この衝突周波数領域での新古典拡散の低減は、ヘリオトロン磁場配位を考える上で重 要な課題の一つである。

LHDにおける磁気軸の内側シフト(例えば[2.3.6.6,7])は、このための方策の一つである。図 2.3.6.4に、LHDにおける最深捕捉粒子(deeply trapped particle)の軌道特性と、MHD安定性の指標としての磁気丘/磁気井戸の磁気軸位置依存性が示されている。軌道図は、同心円が磁気面、太い実線が軌道のポロイダル射影を表しており、磁気軸内寄せによって、磁気面からの捕捉粒子の逸脱度合が低減していることがわかる。拡散係数そのものは、様々な粒子からの寄与の総体であるので、この一粒子の軌道図だけでは定量的な理解はできないが、内寄せ配位で磁気面からの逸脱度合が低下することで拡散係数が減少する傾向を示している。一方、内寄せ配位にするにつれて磁気丘が増加してしまうため、MHD安定性の確保が困難になる傾向がある。良好な粒子閉じ込めと MHD 安定性の両立は、ヘリオトロン配位設計を考える上で重要な視点である。

磁気軸シフトなど磁場構造の変化を正確に反映した定量的な新古典拡散係数の評価は、数値解析コードを用いて行われる。例えば、文献[2.3.6.6]ではドリフト運動論的方程式を解く DKES コードが、[2.3.6.7]ではモンテカルロ法に基づく DCOM コードが用いられている。もちろん、これら数値解析コード間のベンチマーク作業も行われており、LHD をはじめとした各種ヘリカル系磁場配位におけるベンチマーク成果報告が文献[2.3.6.9]にまとめられている。文献[2.3.6.6]には、LHD 設計段階において、磁気軸シフト、四重極磁場 (*B*_q)、ヘリカルコイルのピッチモジュレーションなど、広いパ

ラメータ空間において新古典拡散係数 評価を行った結果がまとめられている。 さらに文献[2.3.6.7]では、LHD 磁場配位 におけるリップル拡散最小配位の探求 が行われた。その結果、図 2.3.6.5 に示す ように真空磁気軸位置 Rax = 3.53 m で最 小の値をとることがわかった。この予測 に基づいて、LHD において真空磁場配位 の条件に近い低密度(1×10¹⁹ m⁻³以下) ECH 中心加熱実験を行ったところ、Rax= 3.53 m において熱拡散係数が最小とな る結果を得た[2.3.6.10]。実験的なパワー バランスに基づく評価であるため、異常 輸送の寄与も含まれている結果ではあ るが、低衝突周波数領域での新古典拡散 の寄与の大きさとその磁場配位依存性 を反映した結果であると解釈されてい る。



Figure 2.3.6.5 Dependence of ripple diffusion coefficient (normalized by plateau diffusion coefficient) on the vacuum magnetic axis position in LHD.

ここまでは、径電場の存在を考慮に入れてこなかったが、実際には、ヘリオトロン 配位では、「新古典拡散の両極性を満たす」径電場が自発的に形成されることが、理論 的にも実験的にも確かめられてきている[2.3.6.11]。径電場を *E*r と表すと、*E*r × *B* ド リフトによって、粒子は軌道に沿って常に同じ方向を向く主にポロイダル方向の角周 波数を得る。磁気面上をドリフトしようとするこの運動の促進によって磁気面からの ずれが減少し、図 2.3.6.3 に概念的に示したように、ヘリカル捕捉粒子が引き起こす新 古典拡散が抑制される。図にも示したが、低衝突周波数領域での新古典拡散は、径電 場に大きく依存する。従って、ヘリオトロン配位での新古典拡散を評価する上で、両 極性径電場の評価と矛盾なく取り扱う必要がある。この径電場の存在による新古典拡 散の低減効果は、加熱の結果生じる高エネルギー粒子など、より早い径方向ドリフト 速度を有する高温の粒子群に対しては弱くなる。したがって、磁場構造の観点からこ の低衝突周波数領域における新古典拡散の増大を防ぐための検討が非常に有効にな る。

2.3.6.2 参照分布における新古典輸送

FFHR-d1 におけるバルクプラズマの新古典輸送は FORTEC-3D コード[2.3.6.12] (イ オン)及び GSRAKE コード[2.3.6.13] (電子)を用いて計算された。ここで、前者は荷 電粒子の径方向ドリフトの有限軌道幅効果や、高βプラズマでシャフラノフシフトが 大きくなった場合の磁場フーリエスペクトルに高ポロイダル、トロイダル成分が増え た場合にも正しいガイディングセンター軌道を追跡して新古典輸送を評価できる。後 者はバウンス平均化ドリフト運動論方程式を用いた簡約化計算法であり、電子の有限 軌道幅効果については無視できるが、高β配位おける電子軌道の取り扱いにはある程 度の誤差があると想定される。また、FORTEC-3D は現状単一イオン種しか扱えない ため、ここに示された計算は DD プラズマを仮定して行われたことを指摘しておく。 新古典輸送シミュレーションではイオンと電子の径方向粒子フラックスから径電場 の時間発展を解き、定常的な両極性径電場が形成された段階で熱輸送を評価しており、 ヘリカルプラズマにおいて重要な径電場の **E** × **B** 回転による新古典輸送の低減効果 はコード中で自己無撞着に考慮されて

いる。

図 2.3.6.6 に新古典熱損失の径方向分 布を示す。参照分布 A では新古典熱損失 が最大 3 GW と非常に大きくなる。垂直 磁場制御によってこれを低減できるが、 それでも最大 2 GW 程度と大きい。仮に 垂直磁場の最適化によって真空配位と 同じ平衡が得られたとしても最大 1 GW であり、参照分布 A で期待される α 加熱 およそ 0.5 GW が無損失で全て吸収され るとしても、これを補うことはできな い。

一方、参照分布 B で垂直磁場制御を行 って、LHDにおける磁気軸 3.60m 配位 相当の平衡磁気面が得られたとした場 合、新古典熱損失は最大 0.4 GW に抑え られる。新古典熱損失と α 加熱分布(但 し、α粒子エネルギーの吸収分布はα粒 子発生分布と同じと仮定した)の径方向 分布を比較すると、規格化小半径 ρ が 0.5 よりも小さい中心領域における新古 典熱損失はα加熱と同程度であること がわかる。従って、参照分布 B の場合、 (1) ρ < 0.5 における異常輸送が無視で き、(2) α 粒子の損失がなく、(3) α 粒子エ ネルギー吸収分布が発生分布と同じで あるならば、α加熱による自己保持が可 能と考えられる。

今後は、上記した(1) – (3)の仮定に関 する検討が必要であるとともに、より新 古典輸送を低減する努力が必要である。



Figure 2.3.6.6 (above) Radial profiles of the integrated total neoclassical heat loss for Case A with vertical field, Case A without vertical field, Case A with vacuum equilibrium, and Case B with vertical field. (below) Comparison of the radial profiles of neoclassical heat loss, alpha heating and bremsstrahlung loss for Case B.

例えば、LHD における磁気軸 3.53 m 配位相当の平衡磁気面を垂直磁場制御で実現するなどの方策が考えられる。

2.3.6.3 両極性電場分布の特徴と閉じ込めへの影響

前節で説明したように、FFHR-d1の新古典輸送評価に際しては、イオンと電子の粒子フラックスが釣り合う両極性径電場をシミュレーションで同時に求めた。図 2.3.6.7 に参照分布 A および B における径電場分布の計算結果を示す。なお、熱輸送の評価においてはイオン輸送を FORTEC-3D, 電子輸送を GSRAKE で計算した両極性径電場を用いたが、ここでは比較のために両方とも GSRAKE で計算した場合の結果も示す。

FFHR-d1 で想定されているプラズマは $T_i = T_e$ で比較的高密度、高衝突周波数領域 (規格化衝突周波数 $\nu_{*} \sim 1$)なため、両極性径電場はイオンルート(負電場)となる ことは想定されていた通りである。LHD では $T_i < T_e$ の場合に電子ルート(正電場) となり、径電場による新古典輸送の抑制効果がイオンルートに比べ強くなることが知 られているが、ここで用いられている FFHR-d1 のパラメータでは電子ルートによる 閉じ込め改善は期待できない。参照分布 A と B では径方向熱輸送に大きな差が見ら れたが、径電場に関しては B の方が若干負に大きい程度で似たような径電場分布とな った。従って分布 B における熱輸送の低減は $E \times B$ 回転によるリップル捕捉粒子の小 半径方向ドリフトの抑制によるものより、シャフラノフシフトを抑えた磁場配位にす ることでガイディングセンター軌道がより磁気面に沿う形になったことが主な原因 であると言える。

GSRAKE と FORTEC-3D の計算結果を比べると、 $\rho > 0.7$ の周辺部での差が目立つ。 これは前節で述べたようにシャフラノフシフトが大きい場合、磁場フーリエスペクト ルの高ポロイダル、トロイダルサイドバンド成分が特に周辺部で大きくなるが、 GSRAKE で用いられているバウンス平均化理論ではその効果を正しく輸送計算に反 映できないことによる誤差が原因である。高 β プラズマの新古典輸送を評価するには FORTEC-3D のようにシャフラノフシフトの効果を正しく軌道計算に反映できるドリ フト運動論の数値解法が必須となる。

FORTEC-3D でイオン輸送を計算することで、周辺部に GSRAKE に比べ大きな負電場が形成されることが予測されたことは、バルクプラズマの熱輸送の低減の観点からは望ましい傾向である。しかし、現在の計算手法はまだ不十分な点がある。今後の課



Figure 2.3.6.7 Radial profiles of bipolar radial electric field of Case A (left) and Case B (right). Open circles are the calculation result using GSRAKE only. Lines are the calculation result using FORTEC-3D for ion transport [2.3.6.14].

題として、(1) DD から DT プラズマを扱えるように FORTEC-3D を改良、(2) 電子輸送も FORTEC-3D で解く、(3) 更に高速 α 粒子の直接損失や不純物イオンの混入も想定し、多イオン種プラズマの両極性条件 $\sum_{a} Z_{a} \Gamma_{a} = \Gamma_{e}$ を解けるようにする、といった段階を踏んだコードの拡張が熱核融合炉心プラズマの両極性電場とその影響下での新古典熱輸送の定量的な評価のために必要となる。

参考文献

- [2.3.6.1] 内田岱二郎, プラズマ物理入門(丸善).
- [2.3.6.2] 宮本健郎, プラズマ物理入門(岩波書店).
- [2.3.6.3] 岡本正雄, 新古典輸送概論(総合研究大学院大学講義録), NIFS-PROC-25, 1995.
- [2.3.6.4] 横山雅之, "講座 誰にでもわかるトーラスプラズマの輸送現象 2. 新古典輸送 粒子軌道からの理解-", プラズマ・核融合学会誌 76 (2000) 1176.
- [2.3.6.5] M. Wakatani, Stellarator and Heliotron Devices (Oxford University Press, New York, 1998).
- [2.3.6.6] Y. Ogawa et al., Nucl. Fusion 32 (1992) 119.
- [2.3.6.7] M. Yokoyama and K.Y. Watanabe, Nucl. Fusion 45 (2005) 1600.
- [2.3.6.8] O. Kaneko et al., Plasma Phys. 9 (2002) 2020.
- [2.3.6.9] C.D. Beidler et al., Nucl. Fusion **51** (2011) 076001.
- [2.3.6.10] S. Murakami et al., Fusion Sci. Technol. 51 (2007) 112.
- [2.3.6.11] K. Ida et al., Nucl. Fusion 45 (2005) 391.
- [2.3.6.12] S. Satake et al., Plasma and Fusion Res. 3 (2008) S1062.
- [2.3.6.13] C.D. Beidler et al., Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) 1131.
- [2.3.6.14] S. Satake et al., "Neoclassical heat transport analysis in helical DEMO reactor concept FFHR-d1", Dec. 19-22 (2012), 22nd International Toki Conference, P3-38.

2.3.7 高エネルギー粒子閉じ込め

2.3.7.1 典型的な磁場配位でのα粒子閉じ込め特性

この節では LHD 型ヘリオトロンでの代表的な真空磁場配位、磁気軸内寄せ配位 (NC: LHD での磁気軸 *R*_{ax} = 3.5 m 相当)、標準磁場配位(IS: *R*_{ax} = 3.6 m 相当)、外寄 せ磁場配位(OS: *R*_{ax} = 3.75 m 相当)において、高エネルギー粒子の閉じ込め性能が良 好な磁場配位を調べる。この解析では LHD の相似形の核融合炉を仮定し、α粒子の 損失率の比較を行う。

図 2.3.7.1 では、GNET コード[2.3.7.1]で計算された緩和過程における a 粒子の損失 率とエネルギー損失の割合を示している。ここで損失とは、最外殻磁気面外側に出た 粒子のことである。損失境界をブランケットとした解析との比較は 2.3.7.2 節にて行 う。図 2.3.7.1 から、内寄せ配位では外寄せに比べて損失率が小さくなっていることが わかる。特に a 粒子発生初期(<10 ms)において、外寄せでは損失が数%あるが、内 寄せ配位ではほとんど損失がなく、加えて時間経過による損失率の増加割合も外寄せ に比べて内寄せ配位は小さい。これはヘリカルリップルに捕捉された粒子の軌道に起 因する。このような粒子は内寄せ配位では比較的同一磁気面上に軌道を描きやすく、 外寄せ配位では磁気面から軌道が大きくずれ、プラズマの周辺部にたどり着きやすい [2.3.7.2]。そのためLHD型ヘリオトロンにおける高エネルギー粒子の閉じ込め特性は、 新古典輸送の特性と類似して、内寄せ配位の方が外寄せ配位に比べ高エネルギー粒子 の閉じ込め性能が良くなる。

また、内寄せ配位においても時間経過によって損失率が増加していることがわかる。 これは LHD 型ヘリオトロンに存在する遷移粒子の影響である。遷移粒子とはヘリカ ル捕捉状態とトロイダル捕捉状態を繰り返し、閉じた軌道を描かない粒子のことであ る。そのため、無衝突(低衝突領域)においても長時間軌道を追跡した場合は損失す る可能性がある。このような粒子による損失を抑制するには、密度などを増加させ、 損失する時間に比べて緩和時間を短くする必要がある。また、外寄せ配位ではヘリカ ル捕捉状態の軌道が磁気面とずれているため、損失するまでの時間が短くなる傾向が ある。



Figure 2.3.7.1 Particle (left) and energy (right) loss fraction of alpha particles calculated by GNET code.

2.3.7.2 FFHR-d1 として想定されるプラズマにおける α 加熱効率

この節では FFHR-d1 として想定されるプラズマにおける α 粒子の閉じ込め性能を 評価する。有限のベータ値(プラズマ圧力)の下では磁気軸がトーラス外側にシフト し、外寄せ磁場に近い磁場配位になることが知られており、 α 粒子の閉じ込め性能の 劣化が予想される。この節では、通常の磁場配位での平衡(参照分布 A、垂直磁場制 御なし)の他に、磁気軸のシフトが少ない磁場配位での平衡(参照分布 B、垂直磁場 制御あり)を用いて α 粒子の閉じ込め特性を評価する。

図 2.3.7.2 は GNET コード[2.3.7.1]により評価された α 粒子の加熱分布である。図 2.3.7.2 では α 粒子の発生分布 (birth) が青い破線で書かれており、参照分布 A と参照 分布 B では birth 分布も異なることに注意が必要である。図 2.3.7.2 左図から、参照分 布 A では α 粒子の加熱分布が birth 分布に比べて著しく小さくなっていることがわか る。この時、 α 粒子のエネルギー損失は 41 %、粒子損失は 69 %となっており、 α 粒子の閉じ込め性能が非常に悪い。これはシャフラノフシフトによって平衡磁場の磁気 軸が外寄せ配位と同程度シフトしたため(4.4 節、図 4.4-2 参照)、外寄せ配位に近い α 粒子閉じ込め性能となったためである。一方、参照分布 B で垂直磁場制御を行った 場合 (図 2.3.7.2 右図)、 α 粒子の加熱分布はほぼ birth 分布と遜色ないことがわかる。 この時、 α 粒子のエネルギー損失は 11 %、粒子損失は 20 %と、参照分布 A に比べ大 きく改善されている。このことから、有限 β による磁気軸シフトを抑えることが α 粒子の閉じ込め性能を大きく左右することがわかる。

この解析では、NBI 加熱を用いた LHD の実験から外挿したプラズマを FFHR-d1 で のプラズマとして、 a 粒子の発生分布評価、緩和計算を行っている。一方、参照分布 B では a 粒子の加熱分布がプラズマ中心部で非常に急峻であり、外側ではなだらかに なっている。このような加熱分布でどのような温度、密度が維持できるのかについて は、実際の a 粒子発生分布評価も含めた輸送シミュレーションが必要であり、そのた め 3 次元輸送シミュレーションコード TASK3D [2.3.7.3]の開発が行われている。



Figure 2.3.7.2 Birth profile (dotted line) and deposition profile (solid line) of alpha particles for Case A (left) and Case B (right).



Figure 2.3.7.3 Ratio of confined alpha particles for Case A (left) and Case B (right).

LHDにおいては最外殻磁気面(LCFS)外側にも十分に長い磁力線の領域が存在し、 再突入粒子と呼ばれる最外殻磁気面外側にでても再び最外殻磁気面内側に戻ってく る粒子が多数存在し、特に、磁気軸外寄せ配位に近づくとヘリカルリップルに捕捉さ れた粒子が再突入するようになることが知られている[2.3.7.2]。このような再突入粒 子は、LHDとの相似性を持つFFHR-d1においても多数存在することが想定される。 一方で、上記のGNETコードを使用した解析では、閉じた磁気面を仮定した磁気座標 を使用しており、最外殻磁気面内部のみを解析対象とした。そのため、再突入するα 粒子は損失したものと仮定されており、加熱効率が過小評価されている可能性がある。 そこで、実空間を使用した軌道解析・加熱パワー評価コード(MORH [2.3.7.4])を用 いて、ブランケットを損失境界とした無衝突軌道におけるα粒子閉じ込め性能を調べ る。このとき、最外殻磁気面を損失境界とした解析と比較することで、加熱効率の過 小評価している割合を調べた。

図 2.3.7.3 に無衝突軌道解析におけるプラズマ内に閉じ込められた a 粒子の割合を、 GNET コードと同様に最外殻磁気面を損失境界とした場合の解析結果(破線)と合わ せて示した。無衝突軌道解析は近似的に a 粒子発生初期の閉じ込め性能(prompt loss) の評価になる。図 2.3.7.3 から、最外殻磁気面を損失境界とした場合(破線)はほぼ GNET コードでの解析と同様の傾向が示されており、参照分布 B で垂直磁場制御を行 った場合が最も閉じ込めが良いことがわかる。一方で、ブランケットを損失境界とし た場合(実線)は参照磁場 A と参照磁場 B の差がほとんどない。これは、参照磁場 A で損失とみなされていた粒子の多くがヘリカルリップルに捕捉された粒子であり、磁 気軸が外寄せの配位では再突入する粒子であったためである。加熱効率の差は、参照 磁場 A では約 20% 程度あり、参照磁場 B では数 % 程度であった。磁気軸が内側に シフトしている配位では過小評価の割合が小さく、再突入する a 粒子を考慮した場合 でも GNET コードのように考慮しない場合でも大差がないことがわかる。

2.3.7.3 第一壁のα粒子熱負荷分布

前節の MORH による a 粒子追跡計算での a 粒子損失箇所をブランケットポロイダ ル断面上に表示させたものを図 2.3.7.4 に示す。ブランケット形状の詳細については 7.2.2 節を参照されたい。ここで、×印が参照分布 A の場合、+印が参照分布 B の場 合である。また磁気面形状は代表的に参照分布 A の磁場配位での真空磁気面を表示 しているが、ダイバータレグの形状は垂直磁場、ベータ値ではほとんど変わらないの で、図に示されたダイバータレグがブランケットに当たっている箇所がダイバータ部 と考えて問題ない。図から分かる通り、ほとんどの a 粒子はダイバータ部へ流入して いることが分かる。両参照分布とも縦長断面 (a) 内側、参照分布 A では斜め断面 (d) でもトーラス内側ブランケットへの衝突が見受けられるが、これらの a 粒子はプラズ マ外縁部が出発点のものであり、実際にはエネルギーが減衰しているためラーマー半 径が縮まりブランケットには衝突しない可能性、または衝突したとしても熱負荷が十 分小さくなることが考えられるほか、ブランケットの形状の微修正で衝突自体の回避 も可能と考えている。



Figure 2.3.7.4 Result of the alpha particle orbit tracing calculation by MORH.

参考文献

- [2.3.7.1] S. Murakami et al., Nucl. Fusion 40 (2000) 693.
- [2.3.7.2] R. Seki et al., Plasma Fusion Res. 3 (2008) 016.
 [2.3.7.3] A. Wakasa et al., 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, Korea, Oct. 2010, THC/P4-29.
- [2.3.7.4] R. Seki et al., Plasma Fusion Res. 5 (2010) 027.

2.3.8 異常輸送

2.3.8.1 LHD における異常輸送

LHD における異常輸送、特にドリフト 波乱流による乱流輸送は、磁場配位形状 に強く依存する。ゾーナルフローと呼ば れるポロイダル方向のシア流は、乱流輸 送レベルを低減させるように働くが、こ のゾーナルフロー生成が磁場配位に依 って大きく変化するためである。従っ て、それぞれの配位において非線形乱流 シミュレーションを行い、輸送レベルを 直接評価する必要がある。残念ながら、 これまでの乱流シミュレーションは、計 算機コストの問題から軸対称系配位等 の解析に限られ、非軸対称系での定量的 な解析はほぼなかった。しかし、現在の 計算機性能向上に即して少しずつ、その 改善が図られた結果、LHD 実験配位を正 確に模擬した配位でのシミュレーショ ンが可能になってきた。図 2.3.8.1 は、初 めてヘリカル型実験配位の下で行われ たジャイロ運動論に基づくイオン温度 勾配 (ITG) 乱流の輸送シミュレーショ ンの結果である[2.3.8.1]。解析対象であ る LHD 高イオン温度放電は、PCI 計測 のよる乱流揺動スペクトルの詳細なデ



Figure 2.3.8.1 Electrostatic potential fluctuation of LHD simulated by GKV-X.



Figure 2.3.8.2 Radial profiles of ion heat flux in high ion temperature plasma of LHD obtained from the experiment (solid curve) and the nonlinear simulations by GKV-X (red symbols).

ータを有している。ローカルコードである GKV-X [2.3.8.2]による、磁気面毎に行われ たシミュレーションでは、各磁気面でゾーナルフローが生成され、イオン熱輸送係数 が決定されていく。図 2.3.8.2 は、イオン熱輸送流束の径方向プロファイルのシミュレ ーションと実験との比較である。双方とも、広い領域でよく一致している。乱流揺動 スペクトルについても、実験・シミュレーションともに一致することが確かめられて いる。この GKV-X による解析では、新古典輸送低減のための最適化配位である磁気 軸内寄せ配位でのゾーナルフローの増長が確認されており、最終的な乱流輸送を低減 させることが示されている。FFHR-d1 でも、内寄せ配位における乱流輸送は増長した ゾーナルフローにより低減される可能性がある。しかし、現状の GKV-X コードは制 電近似を仮定したものになっており、高ベータ・プラズマでの電磁効果を取り入れた 解析を早急に進めていくことが課題である。

2.3.8.2 参照分布の熱輸送解析

参照分布を基本とした到達温度予測シミュレーションを、統合輸送コード TASK3D

の予測型(Predictive) バージョン(TASK3D-p)を活用して行う準備を進めている。 TASK3D-pと同様の物理解析コード(モジュール)群を用いた、LHD 実験解析(Analysis) 適用型である TASK3D-a については、すでに LHD の NBI 加熱プラズマのエネルギー



Figure 2.3.8.3 Developmental strategy of the integrated transport analysis suite TASK3D.

バランス解析に供されている[2.3.8.3]。

TASK3D-aと TASK3D-p の位置づけと開発戦略を、図 2.3.8.3 に示す。LHD 実験の 計測データに基づいて、TASK3D-aシリーズ開発を進め、これによって輸送現象に関 する系統的な知見の獲得や精密な議論を可能とする研究を展開する。実験適用によっ て、各種モジュールの妥当性検証(Model Validation)、また、理論モデルやデータベー スの高精度化などを行う。一方、TASK3D-p シリーズは、プラズマへの入力(加熱、 粒子ソースなど)の情報を初期条件として与え、仮定した輸送モデルに従って、到達 パラメータ(温度など)を予測するものである。両統合ともに、基本的な解析モジュ ールとしては同様のものを使用しているので、TASK3D-aシリーズの実験適用によっ て検証作業を進めることで、p シリーズによる予測の高精度化を図ることが出来る。 p シリーズは、種々の輸送モデルの適用など理論・シミュレーションベースでの統合 を進めており、TASK 開発環境を有する京都大学との共同研究を基盤として進めてい る。

pシリーズの現状としては、NBI 加熱パワーを仮定し、熱輸送係数(すでに整備が行われた新古典拡散係数データベースからの新古典熱輸送係数 + 各種異常輸送モデルに基づく異常熱輸送係数)を与えて、温度の時間発展方程式を解くことで、到達可能温度分布を予測することが可能となっている。輸送モデルの差異による到達温度の変化と、予測に用いた密度や NBI 条件に対応した検証実験やこれまでの実験データ

との比較を行い、LHD プラズマを記述するに適した輸送モデルを模索する研究が展開されている[2.3.8.4]。これまでのところ、予測 - 検証実験のケースは少数にとどまっているが、今後のデータベース蓄積によって、LHD プラズマの熱輸送特性に関して実験検証を経たモデルの創出、予測性能の向上がもたらされることが期待できる。

FFHR-d1 炉心プラズマの輸送特性予測を行うに当たって必要となる主な作業課題 としては、プラズマ燃焼状態での核融合反応率評価、核融合生成α粒子の発生分布及 びその減速過程での背景プラズマ加熱分布の評価(過去に京都大学大学院生(当時) 政岡義唯氏による GNET 計算で参照分布に対する評価がなされているが、非常に長時 間を要するため、簡易モデルあるいはデータベース化などで対応することも検討)な どが挙げられる。また、TASK3D-pによって時間発展を解いていく過程で、本報告書 に盛り込まれている各種計算コードでの物理特性評価を逐次行う必要があるため、直 接あるいは間接的にこれらコード群との連携を確立しなくてはならない。また、 FFHR-d1 に適用すべき妥当な異常輸送モデルなど不明確な点も多い。

図 2.3.8.3 に示したように、LHD での検証や高性能化シナリオ策定を通じた輸送モ デルの妥当化、高精度化研究と連携を図りながら、より精度の高い予測を可能とする ことで、FFHR-d1 の輸送特性評価における"数値試験炉"の役割を果たしていけるも のと考えている。

参考文献

- [2.3.8.1] M. Nunami et al., Phys. Plasmas 19 (2012) 042504.
- [2.3.8.2] M. Nunami et al., Plasma Fusion Res. 5 (2010) 016.
- [2.3.8.3] M. Yokoyama for task3d users-developers, "TASK3D-a (TASK3D Analysis Suite) documentation", NIFS-MEMO-61 (2012).
- [2.3.8.4] A. Wakasa et al., 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, Korea, Oct. 2010, THC/P4-29.
2.3.9 運転制御

2.3.9.1 立ち上げ/定常維持/停止/緊急時対応

前節までで定常運転時の炉心プラズマの詳しい解析が行われてきたが、この定常状態に到達するまでの立ち上げ、さらには定常維持、立ち下げ、出力異常時などの緊急停止についても検討が必要である。このような運転制御の解析を目的として、0次元の粒子・パワーバランスモデルが構築されている[2.3.9.1]。この0次元モデルでは、炉心プラズマのパワーバランスを仮定した温度・密度分布形状に基づく各パワー項の体積積分値と ISS 閉じ込めスケーリング則[2.3.9.2]で予想されるエネルギー閉じ込め時間τ_FSSを用いて

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = -\frac{W}{\gamma_{\mathrm{ISS}}\tau_E^{\mathrm{ISS}}} + P_{\alpha} - P_{\mathrm{brem}} - P_{\mathrm{sync}} + P_{\mathrm{aux}}$$

のように表現し(ここで W、 γ_{fss} 、 P_{α} 、 P_{brem} 、 P_{sync} 、 P_{aux} はそれぞれプラズマ蓄積エネ ルギー、スケーリング則に対する閉じ込め改善度、 α 粒子加熱、制動輻射損失、シン クロトロン輻射損失、外部加熱パワー)、粒子バランスについては各粒子の実効的閉 じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の比 $\tau_{\text{P}^*}/\tau_{\text{E}}$ を仮定することで計算を行ってい る。この0次元モデルによる検討の結果、核融合出力 P_{f} の目標値 P_{fo} からのずれ

$$e_{\rm DT}(P_{\rm f}) = 1 - P_{\rm f}(t) / P_{\rm fo}(t)$$

に対して燃料供給量 SDT を PID 制御

$$S_{\rm DT}(t) = S_{\rm DT0} \left\{ e_{\rm DT}(P_{\rm f}) + \frac{1}{T_{\rm int}} \int_0^t e_{\rm DT}(P_{\rm f}) \mathrm{d}t + T_{\rm d} \frac{\mathrm{d}e_{\rm DT}(P_{\rm f})}{\mathrm{d}t} \right\} G_{\rm fo}(t)$$

によってフィードバックすることで、広範なプラズマパラメータ領域において安定に 核融合出力を目標値に沿って変動させられることが示されている。またこの燃料供給 としてペレットを想定した固定供給量でかつ時間的に離散的な入力を仮定しても、供 給量即ちペレットのサイズが適切に選択されれば安定した制御が可能なこと、さらに は、この PID 制御で用いられている制御パラメータ eDT の符号を反転させることで、 高密度、低温の熱的不安定領域での制御も可能なことも判明している[2.3.9.3,4]。熱的 不安定領域で大きな擾乱が生じた際には核融合出力が急激に増大し周辺機器の健全 性に影響を与えるおそれがあるが、これについても、キラーペレットのような大質量 の燃料供給によりプラズマ温度を下げることで、出力の増大を抑えることが原理的に 可能であることも示されている[2.3.9.5]。また、立ち上げに必要な加熱パワーについて は、須藤密度限界[2.3.9.6]をもとに

$$P_{\rm aux}(t) = \left(\frac{\bar{n}}{0.25\gamma_{\rm SUDO}}\right)^2 \frac{a^2 R}{B_{\rm ax}} - \left(P_{\alpha} - P_{\rm brem} - P_{\rm sync}\right)$$

として与えることでその最適化が可能なことが見出され、立ち上げ時間を長くするほ ど最大の加熱パワー容量を低減できる結果が得られている[2.3.9.7]。これらの解析結 果は、基本的に核融合出力と線平均密度の観測値があれば原理的には立ち上げ、定常 維持、立ち下げの安定制御が可能なこと、またブランケットやタービン系などの周辺 工学機器にとって負荷変動が小さく望ましい長時間の立ち上げ、立ち下げが可能であ ることを意味しており、プラズマ電流制御が不要なヘリカル系の特徴が大きく生かさ れていると言える。

2.3.9.2 運転制御シナリオ解析のための1次元モデル

前節で得られた結果に対し、分布形状の変化の効果、特に供給燃料及び加熱パワー のデポジション分布の変化の影響を解析するため、1 次元モデルの構築を行った。こ こでは簡便ながら大枠を外さずにプラズマの動的応答特性を予測するために、LHD に おける実験結果を基にペレット粒子のデポジションと密度分布の時間変化を求め、直 接分布外挿法[2.3.9.9]を用いて温度分布の時間変化を求める、という手法を採用した。 ペレット入射による燃料供給分布に関して、トカマク装置では高磁場側入射による ペレット溶発プラズモイドの E×B ドリフトによる非拡散的輸送が、浅いペレットデ ポジション分布を補償して深い燃料供給分布を実現するシナリオが検討されている が、ヘリカル装置では磁場構造の三次元性に起因して、溶発プラズモイドの非拡散的 輸送の効果が限定的であることが実験的[2.3.9.10]、理論的[2.3.9.11]に分かっている。 そこで、燃料供給分布はペレットが溶発する位置によって決まると仮定し、単純な中 性ガス遮蔽(NGS)モデル[2.3.9.12]によるペレット半径の減少率(式 (2.3.9.1))から 燃料供給分布を推定した。

$$\frac{\mathrm{d}r_p}{\mathrm{d}t} = T_e^{1.64} n_e^{\frac{1}{3}} r_p^{-\frac{2}{3}}$$
(2.3.9.1)

ここで *r*_p、*T*_e、*n*_eはそれぞれ固体水素ペレット半径、背景プラズマ電子温度、背景プラズマ電子密度である。粒子輸送特性に関しては、LHDの高密度長時間放電の密度分 布解析結果によると、高密度放電では拡散に比べて対流のフラックスが十分小さく、 単純な拡散的輸送で密度分布変化を近似できることから、式(2.3.9.2)によって密度 分布の動的挙動を記述した[2.3.9.13]。

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = D(r,t)\frac{\partial^2 n(r,t)}{\partial r^2} + \left(\frac{D(r,t)}{r} + \frac{\partial D(r,t)}{\partial r}\right)\frac{\partial n(r,t)}{\partial r} + S(r,t)$$
(2.3.9.2)

ここで*n、r、D、S*はそれぞれプラズマ密度分布、プラズマ小半径位置、拡散係数、 粒子源分布である。なおここでペレットはプラズマ横長断面のトーラス外側から入射 されるものとし、拡散係数については、LHD実験結果に基づき、以下の空間的には一 様な値を用いた。

$$D(r,t) = D(t) \propto \left(\frac{P_{abs}(t)}{\overline{n_e}(t)}\right)^{0.6} B^{-0.8}$$
(2.3.9.3)

ここで $\overline{n_e}$ は線平均電子密度である。

一方、熱輸送については、LHD 実験で得られた規格化圧力分布を gyro-Bohm 型の 閉じ込め特性を仮定して直接外挿する手法[2.3.9.9]を用いて、上で求めた密度分布に 対応する圧力分布を推定し、エネルギー閉じ込め時間のタイムスケールでその圧力分 布へと変化させる事で圧力分布の動的挙動を記述している(式(2.3.9.4))。温度分布 は圧力分布を密度分布で除して求めた。

$$\frac{\partial p(r,t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_E(t)} \left\{ \gamma_{\text{DPE}*} \left(P_{\text{aux}}(t) + P_{\alpha}(t) \right)^{0.4} n(r,t)^{0.6} B^{0.8} p_{\text{norm.}}(r) - p(r,t) \right\} (2.3.9.4)$$

ここでp、 $\tau_{\rm E}$ 、 $P_{\rm aux}$ 、 P_{α} 、Bはそれぞれ圧力分布、エネルギー閉じ込め時間、外部加熱 パワー、 α 加熱パワー、磁場強度であり、 $p_{\rm norm.}$ は参照した LHD 実験データの gyro-Bohm 規格化圧力

$$p_{\text{norm.}}(r) = \frac{p_{e,\exp}(r)}{n_{e,\exp}(r)^{0.6} P_{\exp}^{0.4} B_{\exp}^{0.4}}$$
(2.3.9.5)

である。また_{かPE*}は加熱分布の尖塔化に応じた閉じ込め改善度[2.3.9.14]である。

2.3.9.3 1 次元モデルによるプラズマ運転制御解析

2.3.9.2 節に示した方程式により求め た温度密度分布の時間変化と DT 核融 合反応断面積から核融合出力の時間変 化を求め、プラズマの運転制御シミュ レーション計算を行った。ここでは参 照分布として、2.3.2.2 節で与えられて いる参照分布 B と同じ高アスペクト比 配位で、参照分布 B に比べピークした 密度分布をもつLHD 実験データを採用 した。図 2.3.9.1 に採用した LHD 実験デ ータの電子密度、電子温度及び gyro-Bohm 規格化圧力分布とそのフィッテ ィングカーブを示す。ペレットのサイ ズは燃料供給に伴う核融合出力の変動 が十分小さくなるように、プラズマに 含まれる粒子数(おおよそ4×10²³個) の5%となる2×10²²個とした。またペ レットの入射速度については、現状の 技術から特別の開発なしに達成が可能 と見込まれる 1.5 km/s を採用した。一



Figure 2.3.9.1 Radial profile of (a) the gyro-Bohm normalized electron pressure, (b) the electron density, and (c) the electron temperature of the LHD experimental data used as the reference. Closed circles are data measured by Thomson scattering. The solid lines are the fitting results (from Fig. 2 of Ref. [2.3.9.15]).

方、ペレットの侵入長はペレットのサイ ズや入射速度に依存し、上述の条件では 規格化ペレット侵入長(*λ/a*)は0.2 程度 にとどまる。このため最終的に達成され る密度分布は規格化小半径ρ=0.8付近に 肩を持つ、参照分布と比較して非常に平 坦な分布となり、自己燃焼状態の定常維 持が可能な線平均密度・核融合出力が共 に増大する。計算の結果、FFHR-d1 の設 計パラメータである装置中心磁場強度 4.7Tでは、自己燃焼の定常維持が可能な 最低の核融合出力は 5 GW を超えること が判明した。このような高い出力は炉内 機器の健全性維持や交換頻度の観点から 許容し難い。自己燃焼の定常維持が可能 な核融合出力はプラズマの閉じ込め性能 によって決まるため、閉じ込め改善また は磁場強度の増大によってこれを下げる



Figure 2.3.9.2 Dependence of the achievable minimum fusion power and lineaveraged electron density on the magnetic field strength in the case of injecting a pellet containing 10^{23} particles with an injection velocity of 1.5 km/s (from Fig. 3 of Ref. [2.3.9.16]).

ことが可能である。参照分布Bに対する計算かつペレットサイズが若干異なる例では あるが、図 2.3.9.2 にペレット自己燃焼の定常維持が可能な最低の核融合出力及び線 平均密度の磁場強度に対する依存性を示す。ここでは未知の閉じ込め改善を前提とせ ずに核融合出力3GWの自己燃焼定常維持が可能な装置中心での磁場強度 5.6T(図 2.3.9.2 では軸上磁場強度 6.0Tに対応)を選択した。

炉心プラズマの制御手法としては、ペレット燃料供給量と外部加熱入力の2つがインプットとなる。2.3.9.1 節で述べられている通り、0次元モデルにおいては、前者は 核融合出力、後者は密度限界をモニターしてフィードバック制御することで安定な制 御が可能なことが示されている。しかし、1次元モデルによる計算の結果、ペレット 侵入長が浅いために燃料供給後に中心密度が増大し核融合出力が増大するまでの時 間差が大きく、核融合出力計測による燃料供給のフィードバック制御では広い核融合 出力の領域で安定した制御を行うことが困難であることが判明した。このため、平坦 な密度分布であり中心密度と線平均密度がほぼ一対一に対応するという特性を利用 し、ペレット入射後の時間応答が速く、また確立された計測手法が複数存在する線平 均電子密度の計測を基にペレットの入射頻度をフィードバック制御する方法を適用 した。具体的には、必要となる燃料供給量 SDT を、線平均電子密度ne

$$\Delta_n(t) = 1 - \frac{\overline{n_e}(t)}{\overline{n_e^*}(t)}$$
(2.3.9.6)

を用いて

$$S_{\rm DT}(t) = S_{\rm DT0} \left(\Delta_n(t) + \frac{1}{T_{\rm int}} \int_0^t \Delta_n(t') dt' + T_{\rm d} \frac{d\Delta_n(t)}{dt} \right)$$
(2.3.9.7)

により求め、これに応じて燃料供給量を制御する。実際には固定サイズのペレットの入射を行っているため、 S_{DT} がペレット1個による燃料供給量を上回った場合にはペレットを入射、それ以外はペレットを入射しない、というON-OFF制御となる。また線平均密度の計測時間精度及びペレットの最小入射間隔は5msとした。一方外部加熱入力については、0次元モデル同様密度限界を指標とした。できるだけ単純かつ最小の計測のみでの制御を可能とするため、0次元モデルで採用されているパワーバランスの計測(α 加熱、輻射損失の個別計測)は採用せず、周辺(ρ =1)における密度と須藤密度限界との比を取り、これが設定された値を上回った場合に外部加熱入力をステップ状に増大させ、核融合出力が設定された目標値を上回った場合に外部加熱入力をステップ状に減少させる、という単純な制御手法を適用した。また、このときの外部加熱入力は1秒ごと、また1MWごとの切り替えを想定した。また外部加熱としてはECHを想定し、規格化小半径 ρ =0.05に相当する分散を持った正規分布として与えた。

なお、直接分布外挿法による熱拡散の計算は、あくまでアブダクション(仮説的推 論)によるものであり、その整合性に関する検証が必要である。ここでは 2.3.6 節で も述べられた GSRAKE コードによる新古典輸送計算を行い、特定の磁気面において 新古典輸送損失とプラズマに吸収されたパワー(α加熱と外部加熱の和から輻射損失 を差し引いたもの)の比が設定値を上回った場合、これが一致するまでその場所にお ける規格化圧力分布の勾配を減じる、という手法を組み込んだ。この新古典輸送計算 を行うため、また実空間におけるペレット溶発分布を計算するためには平衡磁気面の 計算が必要である。これに関しては三次元 MHD 平衡計算コード VMEC[2.3.9.17]を用 いて計算を行った。なお、VMEC による平衡計算結果は、2.3.4 節で平衡計算に用いら れた HINT2 による計算に比べて磁気軸のシフト量を過大評価する傾向にあることが LHD 実験との比較によって知られている[2.3.9.18]。一方で、HINT2 で求められた最外 殻磁気面形状を境界条件として与えた場合には、VMEC と HINT2 の計算結果が良く

一致することも確かめられている。2.3.4 節で述べられているように、適切な垂直 磁場を印加することで高ベータにおいて も最外殻磁気面形状を真空同様に保持で きることが分かっているため、今回は最 外殻磁気面形状を真空平衡における形状 のまま維持した条件で VMEC による計算 を行った。図 2.3.9.3 に全体の計算フロー のイメージ図を示す。

図 2.3.9.4 に計算結果を示す。ここから 分かるように、線平均電子密度は目標値 に対し十分な精度で制御できており、ま た外部加熱の制御も問題なく機能してい



Figure 2.3.9.3 Schematic of the calculations in the 1D code (from Fig. 1 of Ref. [2.3.9.15]).

る。その結果核融合出力は滑らか に変化し、最終的に外部加熱はゼ ロとなって核融合出力約3GWで の自己燃焼状態に到達し、その定 常維持ができている。定常状態に おける核融合出力の擾乱は数%で あり、ブランケット等の炉内機器 の運転やその健全性の観点からも 十分に許容可能な範囲であると考 えられる。

ここまでの計算においては、不 純物による燃料希釈や輻射損失の 増大の影響、電子--イオン間の熱 緩和、α加熱や外部加熱の吸収効 率は考慮されていない。また、 MHD 不安定性や異常輸送損失、ブ ートストラップ電流による磁気面 の変化などの影響も考慮する必要 がある。一方で、今後の LHD 実験 を通じ、より閉じ込めの良い参照 分布が得られる可能性もある。こ のため最終的に達成可能な運転パ ラメータの絶対値については、今 後の LHD 実験および理論・シミュ レーション研究の進展を待って判 断することが必要と考えられが、 ここで提案した運転制御手法は、 線平均電子密度及び核融合出力の 目標値が適切に設定されれば、外 部加熱を伴うサブイグニション運 転を含め、LHD 実験で達成されて いる領域から核融合炉炉心級プラ ズマまで、幅広い密度・温度領域



Figure 2.3.9.4 Time evolution of (a) the electron density and temperature, (b) the fusion power and beta value, (c) the magnetic axis position, (d) diffusion coefficient and the power balance (maximum value of the ratio of the neo-classical energy loss to the total absorbed power), and (e) the external heating power and the injected fuel for self-ignition operation of FFHR-d1 (from Fig. 9 of Ref. [2.3.9.15]).

への適用が原理的に可能なものであり、無電流プラズマであるヘリカル系のメリット が、少数の単純な計測のみで運転制御が可能である、という点にも表れていることを 強調しておきたい。

参考文献

[2.3.9.1] O. Mitarai et al., Fusion Eng. Des. **70** (2004) 247.
[2.3.9.2] U. Stroth et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 1063.

- [2.3.9.3] O. Mitarai et al., Plasma and Fusion Res. 2 (2007) 021.
- [2.3.9.4] O. Mitarai et al., Fusion Sci. Technol. 56 (2009) 1495.
- [2.3.9.5] O. Mitarai et al., 23rd IAEA Fusion Energy Conference, Daejon, Korea, Oct. 11-16, 2010, FTP/P6-19.
- [2.3.9.6] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
- [2.3.9.7] O. Mitarai et al., Nucl. Fusion 47 (2007) 1411.
- [2.3.9.8] O. Mitarai et al., Fusion Eng. and Des. 70 (2004) 247.
- [2.3.9.9] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. and Des. 86 (2011) 2879.
- [2.3.9.10] R. Sakamoto et al., "Ablation and Subsequent Density Redistribution of Fueling Pellets Injected into LHD Plasmas", Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Phys. and Control. Fusion vol. 26B (Montreux, Switzerland, 2002) P-1.074.
- [2.3.9.11] A. Matsuyama et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123017.
- [2.3.9.12] P. Parks and R. Turnbull, Phys. Fluids 21 (1978) 1735.
- [2.3.9.13] R. Sakamoto et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 083006.
- [2.3.9.14] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123007.
- [2.3.9.15] T. Goto et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 063040.
- [2.3.9.16] T. Goto et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 2451.
- [2.3.9.17] Hirshman S.P. et al., Phys. Fluids 26 (1983) 3553.
- [2.3.9.18] K.Y. Watanabe et al., Fusion Sci. Technol. 46 (2004) 24

2.3.9.4 FFHR におけるイグニッションの0次元解析

トカマクやヘリカル核融合炉では、(a)高温・低密度領域、(b)低温・高密度領域での イグニッション運転が考えられる。この低温・高密度のイグニッション領域での制御 法は、温度が低いためにペレット入射が比較的簡単と考えられるために、核融合研究 の黎明期より研究が行われていた[2.3.9.18-31]。しかしながら現実に適用できそうな制 御法はなく、観念的であったために長い間その実現可能性については疑問であった。 一方、LHD 装置においてペレット入射によって 1.1×10²¹ m⁻³の超高密度が実験的に 得られたことにより[2.3.9.32, 33]、FFHR 核融合炉において低温・高密度領域でのイグ ニッション運転についての研究が真剣に行われ、ついに FFHR 設計活動において、現 実に使用できる制御法が見つかった[2.3.9.34-40]。本報告書では 0 次元解析法を用い たこれらの2つの領域での FFHR 核融合炉におけるイグニッション運転の制御法につ いて述べる。

電子密度の時間変化は、重水素、トリチウム等の燃料粒子、さらにアルファ粒子を 足し合わせて、それに電荷中性条件を用いた作る合成粒子バランス方程式を用いて解 いている。もちろんこれらを別々に解いても同じ結果になる。

$$\frac{dn_e(0)}{dt} = \frac{1}{1 - 8f_o} \left[(1 + \alpha_n) S_{DT}(t) - \left\{ \frac{f_D + f_T}{\tau_p^*} + \frac{2f_\alpha}{\tau_\alpha^*} \right\} n_e(0) \right]$$
(1)

ただし f_oは酸素不純物割合、 α_n は密度分布係数、 S_{DT} は D-T 燃料供給率、f_Dは重水素 割合、f_Tはトリチウム割合、f_aはアルファ灰割合、 τ_p *は有効 D-T 燃料粒子閉じ込め時 間、 τ_{α} *はアルファ灰粒子閉じ込め時間である。

アルファ灰粒子密度割合 f_αの時間変化は、

$$\frac{df_{\alpha}}{dt} = (1 + \alpha_n)n_e(0)f_D f_T \overline{\langle \sigma V \rangle_{DT}(x)} - \frac{f_{\alpha}}{\tau_{\alpha}^*} - \frac{f_{\alpha}}{n_e(0)} \left[\frac{dn_e(0)}{dt}\right]$$
(2)

燃料比を D:T=50:50 を仮定すると $f_D = f_T$ なので、電荷中性条件から $f_D = (1-2f_{\alpha}-8f_0)/2$ 、等価電荷数は $Z_{eff} = 2f_D + 4f_{\alpha} + 64f_0$ となる。アルファ灰粒子閉じ込め時間とエネルギー 閉じ込め時間の比を τ_{α} */ $\tau_E = 4$ とし、燃料粒子閉じ込め時間の比を τ_p */ $\tau_E = 3$ とする。

プラズマのパワーバランス方程式は

$$\frac{dW}{dt} = P_{EXT} / V_o - \left(\bar{P}_L + \bar{P}_B + \bar{P}_S - \bar{P}_\alpha\right) = P_{NET} - \bar{P}_L$$
(3)

ただし、 P_{EXT} は全外部加熱パワー、 V_o はプラズマ体積、 \bar{P}_L は単位体積あたりのプラズマ伝導損失パワー、 \bar{P}_B は単位体積あたりの制動輻射損失パワー、 \bar{P}_s は単位体積あたりのシンクロトロン輻射損失パワー、 \bar{P}_a はアルファ粒子加熱パワーである。ここで、

$$P_{ht} = \left(\overline{P}_L + \overline{P}_B + \overline{P}_S - \overline{P}_\alpha\right) \tag{4}$$

とおくと、

$$\frac{d\overline{W}}{dt} = P_{EXT} / V_o - P_{ht}$$
⁽⁵⁾

と表すこともできる。ここで Pht はイグニション領域に到達するのに必要なパワーの 等高線で表されるので、Pht = 0 はイグニション境界を与える。これを POPCON 図と 呼ぶ。これよりイグニションに到達するときにはプラズマエネルギーの時間変化 (dW/dt)を小さくすれば、外部加熱パワーPEXTを小さくすることができることがわかる。 また、プラズマへの正味の加熱パワー密度は

$$P_{NET} = P_{EXT} / V_{\alpha} + \bar{P}_{\alpha} - \bar{P}_{B} - \bar{P}_{S}$$
(6)

である。プラズマ伝導損失パワー((8)式)の計算や、密度限界((11)式)を計算するには この正味の加熱パワー密度を用いる。

イオン温度の時間変化は、このパワーバランス方程式より

$$\frac{dT_{i}(0)}{dt} = \frac{1 + \alpha_{n} + \alpha_{T}}{1.5e(f_{D} + f_{T} + 1/\gamma_{i} + f_{\alpha})n_{e}(0)} \times \left[\left\{ P_{EXT} / V_{o} + \bar{P}_{\alpha} \right\} - \left\{ \bar{P}_{L} + \bar{P}_{b} + \bar{P}_{s} \right\} \right] - \frac{T_{i}(0)}{(f_{D} + f_{T} + 1/\gamma_{i} + f_{\alpha})} \times \left[\left\{ 1 - 8f_{o} + \frac{1}{\gamma_{i}} - f_{\alpha} \right\} \frac{1}{n_{e}(0)} \left[\frac{dn_{e}(0)}{dt} \right] - \left[\frac{df_{\alpha}(0)}{dt} \right] \right]$$
(7)

ここで、イオン温度と電子温度の比_{γ1}=T_i(0)/T_e(0)=1を用いておく。ここでは分布 を仮定して各パワー項を計算し、上述の密度、アルファ粒子割合、イオン温度の3つ の時間発展方程式を連立して解く。

プラズマ伝導損失を計算するためにここでは ISS95 閉じ込め則を用いる[2.3.9.41]。

$$\begin{cases} \tau_E[s] = \gamma_{ISS} \ \tau_{ISS}[s] \\ \tau_{ISS}[s] = 0.079 \pm_{2/3}^{0.4} \overline{n}_{19}^{0.51} [10^{19} m^{-3}] B_o^{0.83}[T] \overline{a}^{2.21}[m] R^{0.65}[m] / P_{HT}^{0.59}[MW] \end{cases}$$
(8)

ただし γ_{ISS} は ISS95 閉じ込め則に対する閉じ込め増倍度であり、 $t_{2/3}$ は正規化半径の 2/3 位置での正規化回転変換、 \bar{n}_{19} は線平均密度、 B_oは磁場強度、 \bar{a} は有効小半径、 R は主半径、 P_{HT} は加熱パワーである。なお熱的安定領域では $\gamma_{ISS} = 1.6$ 、熱的不安定 領域では $\gamma_{ISS} = 1.43$ を用いた。

イグニッション運転においては、燃料供給と加熱パワーによる制御が2つの主要な 制御である。電力を生産する核融合炉においては電気出力の制御が最終目標であるが、 通常その前のプラズマパラメータとしての核融合出力を制御する。この核融合出力の 制御は燃料供給を通じた密度制御によって行われるが、以下で述べる熱的安定点と不 安定点でのイグニッション運転ではその制御法が異なる。

イグニッション制御の研究でまず重要なのが核融合出力の制御で、一方、加熱パワ ーはプレプログラムでもある程度可能なので、通常、核融合出力の制御アルゴリズム をまず開発する。その後に加熱パワーの制御アルゴリズムを開発するという手順で進 む方が良い。

2.3.9.4.1 熱的安定点でのイグニッション運転

熱的安定点での核融合出力の制御は次のような PID 制御で行うことができる [2.3.9.42]。第1項は比例項で、第2項が積分項、第3項が微分項である。

$$S_{DT}(t) = S_{DT0} \left\{ e_{DT}(P_f) + \frac{1}{T_{int}} \int_0^t e_{DT}(P_f) dt + T_d \frac{de_{DT}(P_f)}{dt} \right\} G_{fo}(t)$$
(9)

ただし S_{DT}(t)は負にはなれないので、最低でも0である。また、S_{DT0}=4×10¹⁹ m⁻³/s、 T_{int} は積分時間、 T_d は微分時間であり、ゲイン G_{fo}(t) は 2 から 50 まで増大する関数である。核融合出力の測定値 P_f(t)と核融合出力の設定値 P_{f0}(t)との誤差は

$$e_{DT}\left(P_{f}\right) = +\left(1 - P_{f}(t) / P_{f0}(t)\right)$$
(10)

であり、これを小さくするように燃料制御を行う。即ち、核融合出力が設定値より も大きくなると、その誤差は負になるので燃料供給は減少する。核融合出力が設定値 よりも小さいと、燃料が供給され核融合出力は増大する。ここで符号"+"が重要で、 熱的に安定な領域での制御では"+"、不安定な領域での制御ではこの符号を"-"に すればよい。

熱的に安定なイグニッション領域に到達するためには、次の式で与えられる須藤密 度制限則[2.3.9.43]を用いれば良い。即ち、加熱パワーを印加することで、運転密度 n(0) よりも常に密度制限値 n(0)im が大きくなるように制御するものである。

$$n(0) \le n(0)_{\rm lim}[m^{-3}] = \gamma_{SUDO} \frac{0.25 \times 10^{20}}{\gamma_{pr}} \sqrt{\frac{\left\{P_{NET}[W/m^3] \times 10^{-6}V_o\right\}B_o[T]}{\bar{a}^2 R[m]}}$$
(11)

ここで分布係数は $\gamma_{pr} = \bar{n} / n(0)$ 、 プラズマ体積は $V_o = 2\pi R\pi \bar{a}^2$ である。これを正味の加熱パワーの式(6)を代入して書き直すと、フィードバック用の外部加熱パワーの式が得られる[2.3.9.44]。

$$P_{EXT}[W] \ge \left\{ \gamma_{pr} \frac{\left[\gamma_{DLM} n(0) [m^{-3}] \right]}{\gamma_{SUDO} 0.25 \times 10^{20}} \right\}^2 \frac{\overline{a}^2 R[m]}{B_o[T]} \times 10^6 - \left(P_\alpha - P_B - P_S \right)$$
(12)

これを用いると図 2.3.9.5 に示すように、熱的安定領域に到達することができる。

図 2.3.9.5 (a) に示すように運転密度は密度限界よりも常に小さくなっていることが わかる。また図 2.3.9.5 (b)に示すように核融合出力を 400 秒で 3 GW になるように設 定しているので、実際の核融合出力もそのようにフィードバック制御される。そのと きの燃料供給率を図 2.3.9.5 (d)の SDT で示す。(12) 式で計算しながら印加した加熱パ ワーも同時に示す。ここで、加熱パワーを入射する装置としては 1.5 MeV の NBI を想 定している。そのとき図 2.3.9.5 (c)には NBI の入射粒子がプラズマ半径のどこまで侵 入するかの侵入割合を示す。2×10²⁰ m⁻³程度の密度では十分に侵入できる。図 2.3.9.5 (e) には POPCON 図に運転点(青線) と密度制限値(紫) の時間変化図を示しているよ うに、50 MW 程度の等高線上を安定点に向かって進行する様子がわかる。

また、すでに説明したように、図 2.3.9.5 には核融合出力の立ち上げ時間を長くし、 プラズマエネルギーの時間変化を極力小さくした計算結果を示している。その結果、 外部加熱パワーが 50 MW と小さく、POPCON の等高線を乗り越えてイグニション領 域に到達することが理解できる。

この加熱パワー制御則は閉じ込め増倍度の変化や、不純物流入などのパラメータの 擾乱があっても核融合出力を一定の値に保つように制御できる。閉じ込め増倍度が減 少すると、加熱パワーが印加され、サブイグニッション運転となり、核融合出力は一 定に維持される。また、閉じ込め増倍度が改善されると、すぐに加熱パワーは減少し ゼロとなり、核融合出力が一定に維持されるイグニッション運転になる。このように パラメータの擾乱に対して十分に対応が可能である。



Figure 2.3.9.5 Ignition access to the stable operating point using the feedback control of the external heating power in FFHR2m2. (a) Peak temperature T(0), peak density NE0, density limit NE0LMT, (b) alpha ash fraction FALPHA, fusion power PF and its set value PF0, (c) NBI penetration ratio PRATIO, beta value BETAA, and (d) D-T continuous fueling rate SDT, and the external heating power P_{EXT}, and (e) the operation path on POPCON. The external heating power is limited to 50 MW. Control parameters are $T_d = 0$ s and $T_{int} = 10$ s.

2.3.9.4.2 熱的不安定点でのイグニッション運転

熱的不安定点で安定的に運転を行うには、熱的安定点の燃料制御において用いた制御誤差の符号を"+"から"-"にするだけで良い。即ち、DT プラズマに燃料を供給すれば温度は下がり、停止すれば上昇するという物理的メカニズムを使用する。核融合出力の測定値 P_f(t)と核融合出力の設定値 P_{f0}(t)との誤差を

 $e_{DT}\left(P_{f}\right) = -\left(1 - P_{f}(t) / P_{f0}(t)\right)$ (13)

として、これを小さくするように燃料制御を行う。この安定化のメカニズムは、イグ ニション境界を赤線で示し、設定値である核融合出力一定の線を青線で示している図 2.3.9.6 で理解できる。即ち、核融合出力が設定値よりも大きくなると、その誤差 $e_{DT}(P_f)$ は正になり燃料供給は増大する (A 点)。その結果密度が増大し、温度は下がる (B 点)。 さらに温度が下がり核融合出力が設定値よりも小さくなると (C 点)、今度はその誤 差 $e_{DT}(P_f)$ は負になり、燃料供給が減少し、あるいは停止され、その結果温度が上昇し (D 点)、核融合出力は増大する。後はこれを繰り返し、安定点に収束する。この制御 も同じ(9)式の PID 制御の式で行う。

このように核融合出力を PID 燃料制御するだけで熱的に不安定点な点で運転できることが明らかとなった。熱的不安定性を安定化する方法は核融合研究の黎明期からいろいろな方法が提案されてきたが、この制御アルゴリズムはその中でも最も現実的な方法である。



Figure 2.3.9.6 Fueling control in the thermally unstable ignition boundary.

このように熱的不安定性を燃料供給で安定化できることが明らかになったが、加熱 パワーについてはプレプログラムを用いて制御していた。現実に制御するためには加 熱パワーについてもフィードバック制御法が必要になる。そのためには熱的安定領域 で用いていた加熱パワーの制御法をアナロジー的に用いれば良い[2.3.9.39]。

今まで熱的に安定なイグニッション領域に到達するために密度制限則[2.3.9.43]を 用いてきたが、それは運転密度が密度制限値を超えそうになると加熱パワーを印加し て、密度制限値以内で運転できるようにするためである。即ち、密度を低く抑え、高 温・低密度運転にしているのである。

一方、一般に POPCON 図は、図 2.3.9.7 の n-T 図に示すように n = T の関数に対し てほぼ対称で、高温・低密度運転領域と低温・高密度運転領域は対称な領域にある。 運転点もこの 2 つの領域では回転方向が逆になる[2.3.9.42]。即ち高温・低密度運転領 域では右回り(時計方向)に回転して安定するが、低温・高密度運転領域では左回り (反時計方向)に回転して安定する。これらの性質をアナロジー的に利用すれば、低 温・高密度領域で加熱パワーの制御が可能となる。即ち、熱的不安定領域のイグニッ ション領域に到達するためには、次の式で与えられるような人為的な温度制限則を用 いれば制御ができるということである。

$$\gamma_{TLM} T(0) \le T(0)_{\lim} = T_c \left[\frac{\left\{ P_{NET}[W] \times 10^{-6} \right\} B_o[T]}{\bar{a}^2 R[m]} \right]^{\alpha_{TC}}$$
(14)

ただし、α_{TC}とT_cは計算結果より決定した。温度制限値が運転温度よりも1.2 倍高いようにγ_{TLM} =1.2 と設定した。この式を書き直すとフィードバック用の加熱パワーの式が得られる。

$$P_{EXT}(T_{LIM}) \ge \left\{ \frac{\gamma_{TLM} T(0)}{T_c} \right\}^{\frac{1}{\alpha_{TC}}} \frac{\overline{a}^2 R[m]}{B_o[T]} \times 10^6 - \left(P_\alpha - P_B - P_S \right)$$
(15)

この制御を行うためには各パワー項の評価のほかに温度測定 T(0)が必要になる。ここでは、 $T_c = 7.4$ keV と $\alpha_{TC} = 0.2$ を用いた。運転点がイグニッション領域の外側、即ち等高線側にあり、そこで温度が上昇すると加熱パワーが印加され、運転点は等高線の高い側に動いていくために温度はむしろ低下する。

以上の熱的不安定点の安定化フィードバックと、加熱パワーのフィードバック制御の両方を同時に行った場合の熱的不安定点に到達する様子を示した計算結果を図2.3.9.8 に示す。20 秒後に加熱パワーのフィードバックを開始する。このシナリオでは1.5 MeV の NBI を低密度フェーズで使用し、一旦イグニッションに入り、加熱パワーを0 にした後は、アルファ粒子加熱によって核融合出力を増大させる。即ち、加熱パワーのフィードバックにより核融合出力が1 GW 程度で加熱パワーは0 となり、その後、外部加熱パワーなしで3 GW の最終運転点まで到達することができる。



Figure 2.3.9.7 General characteristics of POPCON.



Figure 2.3.9.8 Ignition access to the unstable operating point using the feedback control of the external heating power for continuous fueling in FFHR2m2. (a) Peak temperature T, temperature limit T(0)_{lim} given by Eq.(4-5) TE0LMT and peak density NE0, (b) alpha ash fraction FALPHA, fusion power PF and its set value PF0, (c) NBI penetration ratio PRATIO, beta value BETAA, and (d) D-T continuous fueling rate SDT, and the heating power PEXT, which is limited to 50MW. (e) The operation path on POPCON. Control parameters are $T_d = 0$ s, $T_{int} = 10$ s. We note that "P_{EXT} FB control" below box (d) is describing the feedback control action of the external heating power after 20 s.

この計算例はガスパフ等の燃料の連続入射の場合であるが、実際にはペレット入射 を行う必要がある。FFHR では 7 keV 程度のプラズマへのペレット入射の可能性の検 討、革新的なペレット入射装置の開発などさらなる研究が必要であるが、ここではペ レットが完全入射した場合を仮定して、不連続燃料入射の場合の制御性を調べておく。 図 2.3.9.9 (d) に示すように、2 種類のサイズのペレットを使用して低密度領域での核 融合出力を調整している。より高密度にするためにはさらに燃料供給率の大きいペレ ットに交換して入射し、核融合出力をできるだけなめらかに変化させる。

なお、この制御アルゴリズムはシャットダウン時にも問題なく使えるし、また、パ ラメータの擾乱に対しても問題なく制御が可能である。

残された課題としては、発生が想定される制御失敗時に炉がどのように振る舞うか を詳しく調べることである。制御失敗時には温度が上昇し核融合出力が増加するが、 垂直磁場は一定なのでプラズマ位置が外側に変位しプラズマ小半径が小さくなる結 果、閉じ込めが劣化する。そのために核融合出力がそれほどは大きく増大しないとい う暫定的な結果は得られつつある。また、プラズマベータも増大し、コラプスが起き る可能性もある。



Figure 2.3.9.9 Ignition access to the unstable operating point using the feedback control of the external heating power for discrete fueling with the time step of $\Delta t=20$ ms. (a)-(c) are the same as in Fig. 2.3.9.8 except for (d) D-T discrete fueling rate SDT corresponding to 12 and 20 mm pellets. Second discrete fueling using 20 mm pellet was switched on at 65 s. (e) The external heating power PEXT, which is limited to 50 MW. (f) The operation path on POPCON

FFHR 炉[2.3.9.44]の2つの運転領域での詳細なパラメータを Table 1 に示す。このヘリカル炉における低温・高密度運転の利点として、密度が高いためにアルファ粒子の

スローダウンが速く[2.3.9.45]、すぐに低エネルギーになるのでアルファ粒子が励起す るような不安定性が起きにくい。従って、高温・低密度運転よりもアルファ粒子のプ ロンプト損失が少なくなる。また、高密度のために閉じ込め時間も長くなるため、ダ イバータ熱負荷も減少する等、ヘリカル炉における低温・高密度運転の可能性は極め て高いので継続的な研究が望まれる。

		operating	operating	
Major radius	R (m)	15.7		
Effective minor radius	\overline{a} (m)	2.5		
Plasma Volume	V_0 (m ³)	1936		
Polarity/Field period	ℓ /m	2/10		
Coil pitch parameter	γ	1.2		
Magnetic field	$B_{o}(T)$	4.5		
Maximum magnetic field	$B_{omax}(T)$	12.1		
Coil magnetic energy	$W_{c}(GJ)$	160		
Blanket thickness	$\Delta B(m)$	1.2		
Rotational transform	+t_2/3	0.92		
Maximum external heating power	$P_{EXT}(MW)$	100		
Confinement factor over ISS95 scaling	γiss	1.92 1.43		
Confinement time	$\tau_{\rm E}(s)$	2.3 4.3		
Alpha ash fraction	f_{α}	0.041		
Oxygen impurity fraction	fo	0.0075		
Effective ion charge	Zeff	1.50		
He ash confinement time ratio	$\tau_{\alpha}*/\tau_{\rm E}$	4		
Fuel particle confinement time ratio	$\tau_p * / \tau_E$	3		
Fusion alpha heating efficiency	ηα	0.98		
Operation density	$n_e(0) (10^{20} \text{ m}^{-3})$	1.8	8.4	
Density limit factor over Sudo scaling	γsudo	1.5	6.5	
Density limit margin in the steady state	$n(0)_{limit}/n(0)$	1.24	1.41	
Ion temperature	$T_i(0)$ (keV)	17.8	7.1	
Ion to electron temperature ratio	T _i /T _e	1.0		
Density profile	α _n	0.5	3.0	
Temperature profile	α_{T}	1.0		
Beta value	<β>(%)	4.9 4.5		
Total fusion power	$P_{f}(MW)$	3000		
Total neutron power	$P_n(MW)$	2400		
Total alpha heating power	P_{α} (MW)	588		
Total Bremsstrahlung power	P _B (MW)	87 348		
Total synchrotron radiation power	Ps (MW)	4.2 0		
Total plasma conduction loss	P _L (MW)	497 240		
Electric power output (thermal efficiency)	$P_{e}(MW)$	1000 (33%)		
Neutron wall loading	$\Gamma_n (MW/m^2)$	1.48		
Heat flux to first wall	$\Gamma_{\rm h}({\rm MW}/{\rm m}^2)$	0.056	0.22	
Heat flux to divertor for 0.1 m wet width	$\Gamma_{\rm div} ({\rm MW}/{\rm m}^2)$	25.0	12.2	

Table 2.3.9.1 Plasma parameters at the unstable and stable operating points in FFHR2m2.

参考文献

[2.3.9.19] R. G. Mills, Proc. Symp. Engineering of Fusion Reactors, LA-4250, Los Alamos National Laboratory (1969) B1-1.

[2.3.9.20] M. Ohta, H. Yamato, S. Mori, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1971 (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971), Vol. 3, IAEA, Vienna (1972) 423.

[2.3.9.21] T. Fujisawa, Nuclear Fusion 14 (1978) 173.

[2.3.9.22] L. Bromberg, J. L. Fisher D. R. Cohn, Nuclear Fusion 20 (1980) 203.

[2.3.9.23] K. Borrass, Proc. 4th Topl. Mtg. Technology of Controlled Nuclear Fusion. King-of Prussia, Pennsylvania, Oct 14-17, American Nuclear Society (1980) 154.

[2.3.9.24] M. Okamoto, M. Ohnishi, K. Hirano, Japanese J. of Applied Physics 21 (1982) L201.

[2.3.9.25] Ya. I. Kolesnichenko, S. N. Reznik, Nuclear Fusion 18 (1978) 1535.

[2.3.9.26] T. W. Petrie, J. M. Rawls, Nuclear Fusion 20 (1980) 1461.

[2.3.9.27] K. Maki, Fusion Technology 10 (1986) 70.

[2.3.9.28] J. Mandrekas, Jr. W. M. Stacy, Fusion Technology 19 (1991) 57.

[2.3.9.29] E. Bebhan, U. Vieth, Nuclear Fusion 37 (1996) 251.

[2.3.9.30] W. Hui, B. Bamieth, G. H. Miley, Fusion Technology 25 (1994) 318.

[2.3.9.31] E. Schuster, M. Krstic, G. Tynan, Fusion Science and Technology 43 (2003) 18.

[2.3.9.32] J. E. Vitela, J. J. Martinell, Plasma Physics and Controlled Fusion 40 (1998) 295.

[2.3.9.33] N. Ohyabu, T. Morisaki, S. Masuzaki, R. Sakamoto, et al., Physics Review Letters 97 (2006) 055002-1.

[2.3.9.34] R. Sakamoto, et al., Nuclear Fusion 49 (2009) 1.

[2.3.9.35] O. Mitarai, A. Sagara, N. Ohyabu, R. Sakamoto, A. Komori, O. Motojima, Plasma and Fusion Research, Rapid Communication 2 (2007) 021-1-3.

[2.3.9.36] O. Mitarai, A. Sagara, N. Ohyabu, R. Sakamoto, A. Komori, O. Motojima, , Fusion Science and Technology 56 (2009) 1495.

[2.3.9.37] O. Mitarai, A. Sagara, N. Ashikawa, R. Sakamoto, et al. 2008, 22nd IAEA Fusion Energy Conference, (13-8, Oct. 2008, Geneva, Switzerland) FT/P3-19.

[2.3.9.38] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Yanagi, T. Goto, S. Imagawa, O. Kaneko, A. Komori, IAEA-FEC-FTP/P6-19 (2010, Daejeon) (2010).

[2.3.9.39] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Ohyabu, A. Komori, O. Motojima, Plasma and Fusion Research 5 (2010) S1001.

[2.3.9.40] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Yanagi, T. Goto, Fusion Engineering and Design 88 (2013) 1046.

[2.3.9.41] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, Fusion Energy and Power: Applications, Technologies and Challenges, Nova publication (2015).

[2.3.9.42] U. Stroh, M. Murakami, R. A. Dory, H. Yamada, S. Okamura, F. Sano, T. Obiki, Nuclear Fusion 36 (1996) 1063.

[2.3.9.43] O. Mitarai, A. Sagara, H. Chikaraishi, et al., Nuclear Fusion 47 (2007) 1411.

[2.3.9.44] S. Sudo, Y. Takeiri, H. Zushi, et al., Nuclear Fusion 30 (1990) 11.

[2.3.9.45] A. Sagara, S. Imagawa, O. Mitarai, T. Dolan, et al, Nuclear Fusion 45 (2005) 258.

[2.3.9.46] H. Matsuura, O. Mitarai, A. Sagara, Y. Nakao, Plasma Fusion Res. 6 (2011) 2405086.

2.3.10 FFHR-d1 の強磁場化と FFHR-c1

ここまでに示した解析により、高ベ ータ時のシャフラノフシフトを抑制す ることが炉心プラズマの成立性を担保 する上で必須であることが示された。 シャフラノフシフトに起因する問題を 解決する手段としては、前節までに示 したような垂直磁場によるシャフラノ フシフト抑制の他に、(1)磁場を強くし てベータを下げる、(2)低ベータでプラ ズマが保持できるよう追加熱するサブ イグニション運転とする、の2つも考 えられる。

(1)の強磁場化に対応して、ヘリカル コイル中心磁場強度を4.7 Tから5.6 T に増加したバージョンである FFHRd1B を炉設計検討に組み込むこととし た。これに合わせ、これまでの4.7 Tバ ージョンは、本章で示した検討結果を 受けて高アスペクト比配位を正式採用 し、呼称をFFHR-d1からFFHR-d1Aに 変更することとなった。これらのヘリ カルコイル中心半径とヘリカルコイル 中心磁場強度の関係を図 2.3.10.1 に示 す。同図には蓄積磁気エネルギーの等



Figure 2.3.10.1 Design point of FFHR-d1A (high aspect ratio), FFHR-d1B (increased magnetic field strength), and FFHR-c1 (compact, sub-ignition). FFHR-c1 has three options (c1.0, c1.1, and c1.2). The solid and broken lines are contours of the stored magnetic energy W_{mag} and the current density of helical coils j_c , respectively. The design points locate on the same dotted line are expected to have an equivalent confinement property.

高線も示してあるが、磁場強度の増大に伴い、超伝導コイルの蓄積磁気エネルギーは ~160 GJ から~220 GJ に増大する。ヘリカルコイルのサイズを同じとした場合、ヘリカ ルコイル電流密度は~25 A/mm²から~30 A/mm²に増大する。これらを実現するために は、超伝導コイルに関する工学的研究の更なる進展が必要である。なお、これについ ては、単純な磁場強度増大に限らず磁場配位を改善することで閉じ込め改善を目指す、 またはコイル配置等の工夫により工学技術の特別な進展がなくとも強磁場化を可能 とする FFHR-d1C の提案もなされている(2.3.11 節に関連研究について記述)。

(2) のサブイグニション運転では、低ベータ化による核融合出力の低下を補うため、 現行の核融合プラズマ実験で行っているような追加熱を行う。このような低核融合出 力運転では中性子壁負荷等も低くなるため、装置を小型化することも可能となる。そ





Figure 2.3.10.2 Dependence of (a) the fusion power P_{fusion} and (b) the peak beta value $\beta_{0,}$ reactor on the auxiliary heating power P_{aux} for FFHR-d1A and d1B. η_{α} denotes alpha heating efficiency. The horizontal line in (b) corresponds to the beta enhancement factor of unity, i.e., design points on this line have the same beta value as that in LHD experiment.

Figure 2.3.10.3 Dependence of (a) the fusion power P_{fusion} and (b) the peak beta value $\beta_{0,\text{reactor}}$ on the auxiliary heating power P_{aux} for FFHR-c1.0, c1.1, and c1.2. η_{α} and the horizontal line in (b) have the same meaning as those in Fig. 2.3.10.2.

こで、新たに FFHR-c1 として、コンパクト化を狙うバージョンの検討も行うこととした[2.3.10.1]。FFHR-c1 には磁場強度と装置サイズが異なる3つのオプションを想定し、 それぞれ c1.0、c1.1、及び c1.2 と呼ぶ。これらについても図 2.3.10.1 に示してある。

FFHR-d1A 及び d1B について、直接分布外挿法を用いて見積もった外部加熱パワー と核融合出力及び中心ベータの関係を図 2.3.10.2 に示した。同様の図を、FFHR-c1 に ついて示したのが図 2.3.10.3 である。これらを計算するに当たっては、前節で述べた α 粒子の閉じ込めに関する検討を反映し、α 加熱効率を 100 %と 85 %の 2 通りとし た。図 2.3.10.1 及び 2.3.10.2 には、直接分布外挿を行う際にベータ増倍度を 1 とした 場合の結果を、強調したシンボルで示してある。ベータ増倍度 1 であれば、その分布 は既に実験で実現されており、MHD 平衡も MHD 安定性もある程度担保されている

Reactor	FFHR-c1.0		FFHR	FFHR-c1.1		FFHR-d1A		FFHR-d1B		
Design parameters										
$R_{\rm c}$ (m)	13.0	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	15.6	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow		
$V_{\rm p}$ (m ³)	~1000	\leftarrow	\leftarrow	←	~2000	\leftarrow	\leftarrow	←		
$B_{\rm c}\left({\rm T}\right)$	4.0	\leftarrow	5.6	←	4.7	\leftarrow	5.6	\leftarrow		
$W_{\rm mag}({ m GJ})$	67.8	\leftarrow	125.1	\leftarrow	162.5	\leftarrow	223.5	\leftarrow		
γc	1.20	\leftarrow								
$f_{a} (= f_{R})$	10/3	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	4.0	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow		
С	82.5	\leftarrow	129.3	\leftarrow	122.8	←	155.1	\leftarrow		
η_lpha	0.85	1.0	0.85	1.0	0.85	1.0	0.85	1.0		
Extrapolated parameters										
Cexp*	212.0	198.4	212.0	198.4	212.0	198.4	212.0	198.4		
f_{eta}	1.0	\leftarrow								
$f_{ m T}$	6.74	6.57	6.74	6.57	6.74	6.57	6.74	6.57		
$f_{ m n}$	2.86	2.94	5.62	5.76	3.96	4.06	5.62	5.76		
C_{aux}	6.97	5.80	2.18	1.88	2.46	2.11	1.46	1.28		
$\gamma_{ m DPE*}$	1.43	1.42	1.33	1.30	1.34	1.32	1.25	1.22		
$P_{\rm aux}$ (MW)	53.1	50.2	40.3	35.0	42.8	38.0	27.1	19.4		
Preactor (MW)	62.0	60.7	74.6	75.4	72.3	72.6	86.5	89.2		
P_{fusion} (GW)	65.3	63.8	251.0	245.2	215.2	210.2	433.8	423.7		
\mathcal{Q}	1.23	1.27	6.23	7.01	5.03	5.53	16.0	21.9		
${\it P}_n \left({MW} / {m^2} ight)$	0.052	0.051	0.20	0.20	0.12	0.12	0.24	0.24		
\mathcal{D}_{n} (dna/v)	0.52	0.51	2.0	2.0	1.2	1.2	2.4	2.4		

Table 2.3.10.1 Typical design parameters of FFHR-c1.0, FFHR-c1.1, FFHR-d1A, and FFHR-d1B calculated by DPE method with the same beta value as that in the LHD experiment.

と考えることができる。即ち、これに相当する設計点は実現できる可能性が高い。様々 なケースについて、ベータ増倍度1の設計点での数値を表2.3.10.1 にまとめた。同表 には、核融合出力の外部加熱パワーに対する比として定義されるQ値も記載してあ る。このQ値は、直接分布外挿に用いた分布データと、仮定する装置サイズや磁場強 度に依存するが、例えばFFHR-d1BではQ~20の実現が見込めるということになる。 更に高いベータを許容するのであれば、追加熱ゼロの自己点火を見込める。図2.3.10.2 及び図2.3.10.3 で $P_{aux} = 0$ かつ有限の核融合出力及び中心ベータを与える点が自己点 火に相当する。今後の詳細設計はFFHR-d1Aを基本としつつ、複数の設計を含めた多 岐路線のアプローチにより、設計のロバスト性を確保する考えである[2.3.10.2]。

参考文献

[2.3.10.1] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 54 (2014) 013014.

[2.3.10.2] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 2114.

2.3.11 磁場配位の最適化検討(改善LHD 磁場配位)

FFHR-d1の概念設計において、現状の基本路線としては、LHD とほぼ同じ磁場配 位を採用している。ただし、メンテナンス性の向上のため、IS コイルを省略している。 しかしながら、現状の配位では、LHD のデータベースをもとに予測されるパフォーマ ンスでは自己点火条件の達成には厳しいものがあり、さらなる改善が求められる。ま た、工学的な観点から難しい課題もたくさんある。前者については、以下の3点が考 えられる。(1)プラズマの閉じ込め性能に改善度を入れる、(2)磁場強度を上げる、(3) 磁場配位の最適化を図る。ここで、(1)については、現状の設計では根拠に乏しい仮定 を入れることを行わないことを FFHR-d1 の基本設計としている。ただし、今後の LHD における重水素実験等において良い閉じ込め改善が確認された場合には、それを入れ た新しい解析を行っていくものとする。(2)については、2.3.10 節に述べられているよ うに、強磁場オプションも検討している。本節では、(3)に関する検討として、閉じ込 めと MHD 安定性の両者を改善する提案について示す。

現在 LHD 実験の実績に基づいて、ヘリカル型閉じ込め方式による核融合炉の概念 設計が進行中であり、いくつかの設計モデルが論文として発表されている。これらの 論文においては、炉設計において重要なブランケットのスペースや、全体の建設コス トなどを中心とした議論が展開されているが、炉心の磁場配位としては旧来の LHD 実験のプラズマ閉じ込め配位をそのままスケールアップしたものを採用している。新 しいヘリカル閉じ込め概念という意味では、ここ 20 年ほどの間に先進ヘリカル磁場 配位と称される多くの新しいヘリカル型閉じ込め装置の提案がなされた。これらの新 しい磁場配位は、二本の螺旋型コイルを基本としたヘリオトロンタイプの磁場配位と は異なったもので、磁場コイルとしてはモジュラータイプが用いられる。磁場配位設 計の手順はヘリオトロン型などで用いられてきたものとは違い、まずトーラス磁場配 位の表面の断面形状を与えて、それを境界条件とする偏微分方程式に基づく三次元の 平衡配位計算を数値的に行い、その結果からトーラス全体の閉じ込め特性や安定性を 議論する[2.3.10.1-5]。良い特性を持つ配位が見つかった段階で、その配位を実現する 磁場コイル形状の設計を行う、というステップを取る。その結果としての磁場コイル は、一般的にはモジュラータイプとなっている。

現在のLHD実験を取り巻く研究状況としては、新しい設計手法に基づく先進ヘリ カル磁場配位の議論が世界的に盛んに行われている一方、その新しい設計手法をLHD タイプの磁場配位改善のためにはいまだ活用していないという結果となっている。本 節では、世界的にも圧倒的な実験成果を生み出しているLHD装置に対して、その実 験面での研究実績に基づいた上で、さらに一歩進めた研究計画が可能となるような新 しい磁場閉じ込め配位についての設計研究について報告する。そのための手法として は、上述した炉設計で行われている磁場コイル形状を少しずつ変化させるという古典 的な方法ではなく、先進ヘリカル配位設計に用いられている新しい設計手法に基づい ている。

設計研究の第一ステップとしては、LHD 実験で採用しているいくつかの代表的な 配位の最外殻形状をフーリエ分解し、それぞれの磁場配位の持つ閉じ込め特性が最外

殻形状のフーリエ係数のどの要素と結びついているかについて解析した。代表的な配 位としては、磁気軸位置が 3.6.3.75.3.9 m の配位を選び、閉じ込め特性として、捕捉 粒子のドリフト軌道の性質と MHD 安定性をもたらす磁気井戸の深さについて検討し た。実験で用いられる配位を表現する100以上のフーリエ係数の中から、係数の絶対 値の大きなものを残すことにより、それぞれの配位の特性を与えているフーリエ係数 を導き出した。その結果から、配位の特性の違いを決定付けているフーリエ係数は、 トロイダルモード数 n=1、ポロイダルモード数 m=0の成分であり、物理的には立体 磁気軸配位を形成するために必要となる、ヘリカル軸構造のモードであることが明ら かになった。このことは、平面磁気軸構造として知られているヘリオトロン型磁場配 位においても、立体磁気軸配位の構造が重要な要素であることを示している。

さらに解析を進めた結果、n=1、m=2のフーリエ係数も、LHDの磁場閉じ込め特 性の違いを与える重要な要素であることがわかった。すなわち、LHD 装置の特長的な 三種の磁場配位(内寄せ配位、標準配位、外寄せ配位)は、n=1、m=0による、へ リカル軸構造を示すモードと、n=1、m=2による、トロイダル角に対して回転する 三角度断面形状を示すモードとの、二つの基本モードによって特長付けられている。 これらのモードの符号は内寄せ配位、外寄せ配位に対して正負が逆転するが、その正 負の組み合わせが LHD 装置の磁場配位の特長となっている。図 2.3.11.1 に LHD 装置 の三種の磁場配位に対する、基本モードのフーリエ係数の値を示す。



Figure 2.3.11.1 Fundamental Fourier modes for boundary shapes of the LHD magnetic configurations.

(a)



equilibria of LHD magnetic configuration.



Figure 2.3.11.2 Vacuum and high-beta Figure 2.3.11.3 Vacuum and high-beta equilibria of LHD-SS1 configuration.





Figure 2.3.11.4 Effective ripple at (r/a) = 1/3 as a function of averaged beta.

Figure 2.3.11.5 Poloidal cross-section of helical coil winding surfaces of LHD and LHD-SS1 together with cross-sections of the plasma boundary of LHD-SS1.

これらの符号関係を他の先進的ヘリカル配位と比較すると、その違いが明瞭となる。 すなわち、先進的配位とされているヘリカル型実験装置の磁場配位は、これら二つの 基本モードの符号関係はLHD装置とは逆の関係となっている。LHD装置の磁場配位 に対して、それぞれのモードの振幅を変えながら磁場配位の特性を調べることにより、 ヘリカル捕捉粒子のドリフト軌道の最適化に対してはn=1、m=0のヘリカル軸構造 のモードがかなり有効であること、また磁気井戸によるMHD安定性には、n=1、m = 2の三角度断面形状のモードが寄与していることがわかった。これらの性質から導 かれる直接的な発想として、n=1、m=0のモードとn=1、m=2のモードとを、LHD 装置とは逆の符号関係になるように組み合わせることにより、新しい磁場配位を構成 してみた。組み合わせる際のそれぞれのモードの振幅の大きさは、全体のバランスを 考慮して決めている。その作業過程において、この磁場配位の優れた特長の一つとし て、高ベータ平衡配位においてシャフラノフ・シフトが小さくなることが見いだされ た。図 2.3.11.2 に LHD 磁場の真空磁場配位と平均ベータ値 2%の平衡配位、図 2.3.11.3 に新しい磁場配位(LHD-SS1)の真空配位と平均ベータ値 2%の平衡配位を示す。新し い配位では磁気軸の移動量が少なくなっていることが明瞭に見て取れる。

高ベータ平衡配位においてシャフラノフ・シフトが小さいということは、高温・ 高密度プラズマに対して良いプラズマの閉じ込め特性を保てるということを意味す る。LHD実験では内寄せ配位において優れたプラズマ閉じ込め特性を実現し、また 平均ベータ値5%の平衡を安定に達成することができたが、高ベータ配位において閉 じ込め特性が劣化するという問題を抱えている。その主要な原因は大きなシャフラ ノフ・シフトであり、本研究において見いだされた新しい磁場配位は、その問題点 に対する解決策を与える。ヘリカル型閉じ込め装置の閉じ込め特性は、新古典輸送 と乱流輸送が合わさった効果で決定されるが、将来の核融合炉での輸送過程では新 古典輸送が大きな部分を占める。その指標としては、実効的リップルの値の評価が よく用いられている。図 2.3.11.4 には、規格化小半径 1/3 での実効的リップルの値 を、LHD 実験の三種の磁場配位と新しい磁場配位に対して、横軸に平均ベータ値を 用いて示してある。LHD の磁場配位では、ベータ値の上昇に伴って実効的リップル が増大して閉じ込め特性が劣化しているのに対して、新しい配位ではその劣化が抑 えられていることがわかる。

このような高ベータ配位においてすぐれた閉じ込め特性を持つ新しい磁場配位 を、実際の磁場閉じ込め実験装置として実現することは、ここまでの磁場配位最適 化の問題とは別の新しい研究課題である。高温プラズマの磁場閉じ込め装置の設計 では、磁場コイルの形状から生成される磁場分布を計算し、そこでのプラズマの閉 じ込め特性を計算するという古典的な方法に対して、磁場の三次元分布を数学モデ ルによって表現し、最後にその三次元磁場分布を与える磁場コイル形状を計算す る、という方法論がある。核融合科学研究所のLHD装置は、前者の方法によって設 計された装置であるが、ここ20年程のヘリカル系磁場閉じ込め研究では、後者の方 法論による装置設計が主流となっている。本研究課題では、新しい磁場配位の設計 においては、最外殻形状のフーリエモードを基礎とした設計法を用いており、磁場 コイルの設計は後者の方法論によることになる。

プラズマ閉じ込め特性を最適化した結果の磁場配位を与えて、それを実現する磁 場コイルを設計する際には、何種類かの異なる形状を持った変形したトロイダル・ コイルを並べた構造が多く用いられている。ヘリカル装置設計においてはモジュラ ー・コイル型装置と呼ばれるものである。この一般的な磁場コイルの設計法を用い て、新しい磁場配位を実現するためのモジュラー・コイルを設計することは比較的 容易であるので、本報告ではその結果は省略する。一方、ここで見いだした新しい 磁場配位は、LHD の磁場配位を基にして改良したものであるので、LHD 装置と同様 の連続ヘリカル・コイル形状の磁場コイル設計の可能性も考えられる。ヘリカル・ コイル形状に与える新しい設計パラメータとして、コイルの巻き枠形状を円形から 楕円形とすることにより、高ベータ配位で優れた閉じ込め特性を持つ磁場配位を、 実際の実験装置として実現するための磁場コイル設計に成功した。図 2.3.11.5 にヘリ カル・コイルの巻き枠形状のポロイダル断面を示す。LHD のヘリカル・コイルは断 面形状が真円のトーラスの巻き枠の上に、周期的に変化するピッチ角を用いて (pitch modulation)、ヘリカル・コイルが巻かれている。その pitch modulation の値は +0.1 である。それに対して LHD-SS1 を実現するためのヘリカル・コイルの形状は、 ヘリカル・コイルの巻き枠の断面形状が楕円(b/a = 0.95)となり、また pitch modulation の値が -0.02 となっている。巻き枠の断面形状の比較が図 2.3.11.5 の青の実線(LHD-SS1)と黒の点線(LHD)で示されている。Pitch modulation の違いはこの図には示され ていないが、このような微妙なコイル形状の違いによって、高ベータプラズマの閉 じ込め特性が大きく変わることは、LHD 磁場配位の最適化の可能性が、現状でも大 きく残っていることを示している。ほぼ円形で示されるヘルカル・コイルの断面形 状の中に示された重なり合った黒の楕円は、LHD-SS1のプラズマの異なるトロイダ

ル角位置での最外殻の断面形状を示す。またそのさらに内側に示された小さな円 は、磁気軸位置のトーラスに沿った移動(実線)と最外殻の平均中心位置の移動(点線) を示す。

この新しい配位に対するモジュラー・コイルの設計研究の過程では、さらに閉じ 込め性能の改善された配位がいくつか見つかっており、磁場コイル形状をモジュラ ー・コイルにまで広げたヘリカル装置の設計を進めれば、現在議論されているヘリ カル装置概念から大きく改善された磁場配位も探し出せる可能性は大きい。

参考文献

[2.3.11.1] S. Okamura, Contribution to Plasma Physics 50 (2010) 562.

[2.3.11.2] S. Okamura and Y. Suzuki, Plasma and Fusion Research 6 (2011) 2403028.

[2.3.11.3] S. Okamura, Plasma Physics and Controlled Fusion 55 (2013) 032002.

[2.3.11.4] S. Okamura, Plasma and Fusion Research 8 (2013) 2402029.

[2.3.11.5] S. Okamura, 41st EPS conference on Plasma Physics, Berlin; Germany (2014).

2.3.12 磁場配位の工学的最適化検討

上述のように、ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の設計において、磁場配位に関して工 学的観点からの最適化の試みも行っている。本節では、特に、ヘリカル・ダイバータ の磁場配位の検討、トーラス内側のブランケットスペースの増大方法に関する検討、 ブランケットの磁性が磁場配位に与える影響に関する検討について述べる。

2.3.12.1 ヘリカル・ダイバータ磁場配位の検討

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 で採用している LHD 型のヘリオトロン磁場配位で は、自然に備わった(ビルトイン)ダイバータ配位が形成されており、エルゴディッ ク層の外側に4本のダイバータレッグが伸びている。コアプラズマから流出する熱流 束が平均的にダイバータ・タイルに到達するならば、熱流束は以下で評価される。

Heat flux ~ 600 (MW) × $\frac{1}{900 \text{ (m)}}$ × $\frac{1}{0.08 \text{ (m)}}$ ~ 8 (MW/m²) (1)

ここで、核融合出力3GWのうちの20%がα粒子の運動エネルギーとなり、これが最終的にプラズマを加熱した後に外に出てくると仮定した。4本のダイバータレッグに沿う全長は900mである。また、後述のように、ダイバータレッグの幅はFFHR-d1に対して80mmほどと評価できる。現在、ITER用に20MW/m²に耐えるタングステン・ダイバータが開発されているため、熱流束が上記の程度であれば、現在の技術をもって対応可能である。ただし、配管には銅合金の使用が前提となる。また、上記の評価では、輻射によるパワーの低減やデタッチメントを一切考慮していない。現状のトカマク原型炉の設計では、輻射による90%の低減が前提であるため、上記が実現できれば、ヘリカル炉ではダイバータの熱処理は大幅に楽なものになると期待される。

しかしながら、実際には、ヘリオトロン配位の磁力線分布についてトロイダル方向 に大きな非一様性を有することが知られており、熱流束についても上記よりはるかに 高いピーク分布をもって到達すると考えられる。後述のように、ピーク値は平均値の 10倍近くまで達する可能性がある。そこで、磁場配位の観点からこれを緩和する方策 を探っており、ヘリオトロン磁場配位の工学的最適化のひとつとしている。本節では、 これまでに検討を行った3つの方法についてまとめる。

2.3.12.1.1 ダイバータ・ストライクポイントの計算方法

ここでは、まず、ダイバータの磁場配位を検討するために必要となる磁力線のスト ライクポイントを計算する方法について示す。図 2.3.12.1 に示すように、4本のダイ バータレッグはヘリカルコイルに巻き付くように出てくるが、これが到達する位置を どのように評価するかが重要である。最終的な工学設計を行うためには、ダイバータ・ タイルの位置を決定する必要があるが、現在はまだその段階にはない。そこで、現状 は、ヘリカルコイルと一緒に回転する2枚の平板(図 2.3.12.1 内の点線)を考え、こ れらの面を通過した位置を求めてストライクポイントとする。



Figure 2.3.12.1 Vacuum magnetic surfaces and divertor legs of the FFHR-d1 magnetic configuration for two toroidal cross-sections at (a) $\phi = 0^{\circ}$ and (b) 18°. The dashed lines indicate the planes with the distance of the helical coil minor radius that rotate in the toroidal direction along with the rotation of the helical coils. When the magnetic field-line crosses the planes (as indicated by the arrows), the divertor footprints are collected. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)



Figure 2.3.12.2 (a) Footprints of magnetic field-lines coming to the divertor regions of the FFHR-d1 configuration on the toroidal angle and poloidal angle plane and (b) a histogram for one of the footprints (in the positive direction of the toroidal angle) with a 1° pitch. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

この計算方法によって得られた FFHR-d1 の磁力線分布について、トロイダル角、および、ポロイダル角で展開した面に対して示すと図 2.3.12.2 (a) となる。これをもとにトロイダル角 1°ごとにヒストグラムをとったおのが図 2.3.12.2 (b)である。これより、

トーラス内側にストライクポイントが集中していることがわかる。ただし、これは、 FFHR-d1の標準配位に対するものであり、LHDの標準配位である磁気軸位置 3.6 m に 対応している。このピークは、平均値に対して 10 倍以上であり、平均値を上述のよ うに 8 MW/m²として単純に比例倍すると 100 MW/m²を超える。ただし、この計算は 真空磁場に対するストライクポイントを求めたのみであり、実際のプラズマにおける 粒子衝突を考慮していない。3.5.3.1 節に述べられているように、衝突を考慮すると大 幅にピークが緩和することが EMC3-EIRENE コードによる計算で得られている。よっ て、上記のピーク熱流束はかなりの過大評価になっている。今後、真空磁場配位に対 する計算においては、磁力線追跡の際に適当なランダムウォークを入れることで粒子 衝突を模擬することを今後の課題として考えている。



Figure 2.3.12.3 Vacuum magnetic surfaces and divertor legs of FFHR-2m2 for two toroidal cross-sections at (a) $\phi = 0^{\circ}$ and (b) 18°, including the field changes generated by the helical divertor coils. (Reproduced from Ref. [2.3.12.2].)

2.3.12.1.2 ヘリカル・ダイバータコイルを用いたダイバータ・ストライクポイントの スイングによる分散

上記に示した強大な熱流束を低減することを目的として、「ヘリカル・ダイバータ コイル」を提案した。これは、時間平均として熱流束を低減する方策であり、ヘリカ ル・ダイバータのレッグ位置を時間的に変化させることによって行う。これは、従来 から JET などのトカマク装置においても採用されてきたストライクポイント・スイー ピングであり、ヘリカルでは、LHD において、磁気軸スイーピングが実際に実験で採 用されている。ヘリカル・ダイバータコイルは、主ヘリカルコイルの外側に設置する 2対のサブヘリカルコイルであり、これに、主ヘリカルコイルの電流値の 1-2%程度の 電流を時間的に変化させて流すことにより、最外殻磁気面より内側の磁気面(主プラ ズマ)に変化を与えることなく、ダイバータレッグの構造だけを変化させることがで きる点に特色がある。すなわち、磁気軸スイーピングでもダイバータレッグの構造は 時間的に変化させることができるが、同時に磁気軸の位置や磁気面構造自体を変化さ せることになるため、現在の LHD の定常実験では採用可能であっても、これをヘリ カル炉で適用すると核融合出力に時間的な変動が生じてしまうことになる。

ダイバータレッグを時間的にスイープする方法では、ダイバータ・タイルに生じる 温度変化によって、熱サイクルが加わることで、タイルと冷却配管の接合部に熱疲労 に伴う割れ等が生じることが懸念材料となる。そこで、これについて評価することを 目的として、タイル内部の温度変化について、1次元の熱伝導方程式をもとに検討す る。ここで、支配法的式は、次の独立な2式で表される。

$$T(z,t) = \frac{q_0 L}{k} \left\{ \frac{L-z}{L} - 8\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin\frac{L-z}{L}\frac{2n+1}{2}\pi}{(-1)^n (2n+1)^2 \pi^2} e^{-\frac{(2n+1)^2}{4\tau}\pi^2 t} \right\}$$

$$-\frac{q_0 L}{k} \left\{ \frac{L-z}{L} - 8\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin\frac{L-z}{L}\frac{2n+1}{2}\pi}{(-1)^n (2n+1)^2 \pi^2} e^{-\frac{(2n+1)^2}{4\tau}\pi^2 (t-t_0)} \right\} H(t-t_0) + T_0$$
(1)

ここで、Lはタイルの厚み、zはタイル内部の表面からの距離であり、表面(z=0)に おいて、 q_0 の熱流束が時刻 t から t_0 まで印加されていると仮定している。

$$T(z,t) = \frac{q_0}{k} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{4} (-1)^{m+1} \left\{ \left(z_{mn} \operatorname{erfc} \frac{z_{mn}}{2\sqrt{\kappa t}} - 2\sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}} e^{-\frac{z_{mn}^2}{4\kappa t}} \right) - \left(z_{mn} \operatorname{erfc} \frac{z_{mn}}{2\sqrt{\kappa (t-t_0)}} - 2\sqrt{\frac{\kappa (t-t_0)}{\pi}} e^{-\frac{z_{mn}^2}{4\kappa (t-t_0)}} \right) H(t-t_0) \right\} + T_0$$
(2)

ここで、 $z_{1n} = -z + 2L(1+2n)$, $z_{2n} = -z + 4L(1+n)$, $z_{3n} = z + 2L(1+2n)$, $z_{4n} = z + 4Ln$ であり、erfc は、誤算関数である。



Figure 2.3.12.4 (a) Temperature distribution in a tungsten slab obtained by solving the onedimensional heat diffusion equation at times of t = 0.1 and 2 s with a heat flux of 10 MW/m² applied to the z = 0 mm surface during t = 0-0.1 s. (b) Temperature rise as a function of time at the z = 0 mm surface. (Reproduced from Ref. [2.3.12.2].)



Figure 2.3.12.5 (a) Temperature distribution in a tungsten slab obtained by solving the onedimensional heat diffusion equation at times of t = 2 and 40 s with a heat flux of 10 MW/m² applied to the z = 0 mm surface during t = 0.2 s. (b) Temperature rise as a function of time at the z = 0 mm surface. (Reproduced from Ref. [2.3.12.2].)

上記の1次元の解析解をもとにダイバータ・タイルの厚み方向の温度分布を計算した 結果を図2.3.12.4、および、図2.3.12.4に示す。(2式とも同じ解を与える。)それぞれ、 ストライクポイント・スイーピングの周波数が模擬的に0.5 Hz、および、0.025 Hz に 対応する場合である。これらより、0.5 Hz の場合はタングステンの表面温度は200 K の温度上昇と減衰を繰り返すものの冷却配管との接合面では温度差はつかず、熱疲労 の問題は生じないと考えてよいと考えられるが、0.025 Hz では大きな温度勾配があり、 熱疲労が懸念される。

一方、ストライクポイント・スイーピングを超長周期(例えば、数日~数ヶ月単位) で行うことによって、熱流速の時間平均的な低減ではなく、損耗低減に用いることに 有効であると考えられる。



Figure 2.3.12.6 Plan view of the coil system of FFHR-d1 including the RMP coils and HD coils. The RMP coils are located above and below the vacuum vessel. The definitions of the two toroidal angles ϕ and ϕ are indicated. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)



Figure 2.3.12.7 Fraction of the number of strike points of magnetic field-lines coming to the divertor regions along one of the divertor traces plotted as a function of the toroidal angle φ for (a) using the RMP coils at each 3 MA current and (b) at 6 MA. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

2.3.12.1.3 ローカルアイランド・ダイバータ (LID) コイルを用いたダイバータ・スト ライクポイントの分散

上述のように、ダイバータ・ストライクポイントを時間的にスイングする方法では、 ダイバータ・タイルに熱疲労が生じる懸念が残る。そこで、時間的には一定で、空間 的に分散させる方法があると望ましい。このためのひとつの方策として、装置の上下 に10対の補正コイルを置いて、これに同時通電することを提案した。これらは、LHD の Local Island Divertor (LID) コイルと同様である。ただし、LID コイルは特定のもの だけを励磁することで、磁気面に低有理数のアイランドを作っている。今の場合は、 同時に全て通電することで、m=2/n=10の共鳴を用いてプラズマ周辺領域のエルゴ ヒック層を分厚くすることで、ダイバータのストライクポイントの分散を図る。LID コイルの配置の様子を図 2.3.12.6 に示す。全部の LID コイルに各 3 MA、および、6 MA の電流を流した場合に得られるストライクポイントのトロイダル角分布を図 2.3.12.7 に示す。これにより、ある程度の分散が得られたが、ところどころに大きな ピークは残り、これでも十分とは言えない。



Figure 2.3.12.8 Vacuum magnetic surfaces and divertor legs of the FFHR-d1 magnetic configuration for two toroidal cross-sections at (a) $\phi = 0^{\circ}$ and (b) 18° with LID coils energized at each 6 MA current. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

2.3.12.1.4 ダイバータ・ストライクポイントの集中による液体ダイバータへの適用

上述のように、FFHR-d1の標準配位では、磁力線がトーラス内側に集中する。これ を分散するために、上記では2種類の方法を考えた。一方、逆に集中することを利用 して、そこに高熱負荷に耐えられる液体ダイバータを導入して、粒子と熱を一網打尽 にする方策も考えられる。この様子を図 2.3.12.9、および、図 2.3.12.10 に示す。液体 ダイバータの全体構想に関する詳細については、2.7.4 節に述べられている。



Figure 2.3.12.9 Proposal of a liquid divertor with vertical falls at ten sections on the inboard side of the torus.



Figure 2.3.12.10 Fraction of strike points when the liquid divertor is employed at the major radius positions at R = 10.75-11.15 m.

参考文献

[2.3.12.1] N. Yanagi et al., Proceedings of 24th IAEA Fusion Energy Conference, FTP/P7-37, San Diego, USA, October 8-13, 2012.[2.3.12.2] N. Yanagi et al., Nuclear Fusion 51 (2011) 103017.

2.3.12.2 NITA コイルを用いたブランケットスペース増大

ヘリカル型核融合炉 FFHR で採用している LHD 型のヘリオトロン磁場配位では、 本質的にトーラス内側のブランケットスペース*A*_{cp}(エルゴディック層を含むプラズマ 表面からヘリカルコイルの巻線導体最内層までの距離)が狭いという問題がある。以 前の設計である FFHR-d1 では *A*_{cp} は 890 mm であり(図 2.3.12.11)、この間に、ヘリ カルコイル容器の底板、80K 輻射シールド、真空容器、放射線遮蔽ブランケット、増 殖ブランケット、および、真空断熱層を入れる必要があった[2.3.12.3]。このため、室 温における製作時のギャップが 10 mm という極めて厳しい値となっていた。また、増 殖層と遮蔽層を併せた厚みが 700 mm であり、ヘリカルコイル最内層における核発熱 は 0.5 mW/cc に達していた。ヘリカルコイル巻線の捩れを表すヘリカルピッチパラメ ター_ルは、次式で与えられる。

$$\gamma_c = \frac{10}{2} \times \frac{1}{R_c} \frac{\sum a_{ci} I_i}{\sum I_i} \qquad (1)$$

(1)式において、*m*=10はトロイダルピッチ数、*l*=2はポロイダル極数、*R*_c=15.6mは 大半径である。*a*_{ci}、*I*_iはヘリカルコイルを電流値の異なるブロックに分割した場合の 各ブロックの小半径および電流値であり、(1)式の最後の項では電流値を重みとして掛 けることで、電流重心の小半径を求めている。電流値がすべて等しい場合、従来の d1

で $a_c = 3.9$ m、現状の d1A で $a_c = 3.744$ m であり、これらを入れると d1 で $\kappa = 1.25$ であるが、d1A では 1.2 であり、これによ りプラズマ圧力による磁気軸のシャフラ ーノフシフトを低減できる。

従来から良く知られているように、_ル を小さくすると磁気面(プラズマ体積) は小さくなるが、エルゴディック層とダ イバータ領域がさらに小さくなるため に、*Δ*_{cp}は増大する[2.3.12.4]。これにより、 d1A では d1 より 50 mm 大きい 940 mm となっている[2.3.12.5]。しかしながら、こ れでも十分とは言えず、さらに増大させ ることが求められる。以前の検討におい て、*Δcp*を増大させる方策として他に3つ ほどが検討された [2.3.12.6-8]。詳細は割 愛するが、結論としてこれらについては 採用が難しいと判断された。これに対し て、2014 年に新しい方法が渡邉二太 (Tsuguhiro Watanabe) によって提案され た [2.3.12.9]。これは、(メイン) ヘリカル コイルの外側に逆向き電流を流すサブへ

リカルコイルを設けるものである(図



Figure 2.3.12.11 Cross-sectional image of the FFHR-d1 configuration ($\gamma_c = 1.25$) at the toroidal angle of $\phi = 0^{\circ}$ [2.3.12.10].



Figure 2.3.12.12 Original proposal for enlarging the blanket space on the inboard side of the torus by employing a pair of sub-helical coils (presently called NITA coils). In this drawing (by T. Watanabe; slightly modified and coil names added), the main helical coils are divided into three thin blocks. The helical pitch parameter is 1.25. The helical coils of LHD are also shown for comparison. The NITA coils are located at 1.492 times the minor radius of the main helical coils and have an opposite-directed current of -11.59% [2.3.12.10].

2.3.12.12、図 2.3.12.13)。このサブヘリカル コイルを NITA (Newly Installed Twist Adjustment) コイルと名付けた。また、この 磁場配位を FFHR-d1-TW ("Torus-gap Widened") 配位と呼ぶ。

NITA コイルは小半径が大きいため、これ に小さな逆方向電流を流すことで(1)式より 実効的に κ を低減し、 Δ_{cp} を増大させること ができる。一例として、サブヘリカルコイル とメインヘリカルコイルの小半径比、およ び、電流比をそれぞれ 2 倍、および、-7.692% とした場合の磁気面を図 2.3.12.14 に示す。 この場合、実効的に $\kappa \sim 1.15$ となり、これ により、トーラス内側のブランケットスペ ースは 1080 mm まで増大する。

NITA コイルによる実効的なヘリカルピ ッチパラメターとブランケットスペース、 および、最外殻磁気面の小半径の関係を図 2.3.12.15 に示す。



Figure 2.3.12.13 (a) Plan view of the coil system of FFHR-d1-TW including the NITA coils. (b) Three-dimensional image of the coil system (drawn by T. Watanabe; coil names added). In this case, each NITA coil is divided into two separate coils [2.3.12.10].



Figure 2.3.12.14 Cross-sectional image of the FFHR-d1-TW configuration at the toroidal angle of $\phi = 0^{\circ}$ [2.3.12.10].



Figure 2.3.12.15 Dependence of .the blanket space on the inboard side of the torus and average minor radius of LCFS on the helical pitch parameter. Open symbols correspond to the case without NITA coils. Closed symbols are with NITA coils [2.3.12.10].



Figure 2.3.12.16 Comparison of FFHR-d1A (up) and FFHR-d1-TW (down) with regard to the magnetic surfaces at two toroidal cross-sections: (a) $\phi = 0^{\circ}$ and (b) 18° [2.3.12.10].



Figure 2.3.12.17 Comparison of FFHR-d1A and FFHR-d1-TW, with regard to the radial profiles of (a) the rotational transform and (b) magnetic well depth [2.3.12.10].
NITA コイルを用いずにメインヘリカルコイルだけで_kを小さくした場合には、ブ ランケットスペースが増大する一方で磁気面の小半径、すなわち、プラズマ体積が減 少する。これに対して、NITA コイルを用いるとプラズマ体積をあまり減少させずに ブランケットスペースを広げることが可能であり、図 2.3.12.14 の条件では、FFHRd1A と同じプラズマ体積を保っている。*Δ*_{cp}は、d1 と比べて 190 mm の増大となる。 FFHR-d1-TW 配位について、FFHR-d1A 配位の磁気面との比較を図 2.3.12.16 に示す。 また、回転変換および磁気井戸の変化の様子を図 2.3.12.17 に示す。これらは全て d1A からの変化は小さいと考える。

NITA コイルの導入によって*Acp*に得られる 190 mm の余裕をいかに使うかは慎重な 議論が必要である。一例として、遮蔽ブランケットを 100 mm、増殖ブランケットを 50 mm 増大させることが可能である。これにより中性子フラックスを 5 分の 1 に下げ ることができ、ヘリカルコイルにおける核発熱も 5 分の 1 になるとともに、ヘリカル コイルの超伝導体および絶縁物の寿命が 5 倍となり、極めて有効である。

今後の課題として、NITA コイルの工学的成立性の検討も重要である。特に、電磁応力について有限要素法を用いた詳細解析が行われる計画である。NITA コイルには外側垂直磁場コイルに近い部分があり、ここに比較的高い応力が発生する可能性がある。電磁力に関連して、現状、NITA コイルを入れた場合の磁気エネルギーの変化について検討を行った。FFHR-d1A 配位では、全マグネットシステムの磁気エネルギーは~169 GJ と評価される。これに対して、NITA コイルを入れた FFHR-d1-TW 配位では5%ほど増大し~177 GJ となるが、NITA コイルの導入によって得られるメリットを考慮するとこれは許容範囲と考える。

一方、NITA コイルをどのように製作するかは、装置全体の組み立て方法と一緒に 議論を進める必要がある。メインヘリカルコイルについては、高温超伝導(HTS)導 体を用いた接続方式巻線が議論されており(2.4.4節参照)、これと同様の技術でNITA コイルも製作できると考える。この方法の具体化についても今後の課題である。

参考文献

[2.3.12.3] H. Tamura, T. Goto, T. Tanaka et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 2336.

[2.3.12.4] A. Sagara, O. Mitarai, S. Imagawa et al., Fusion Eng. Des. 81 (2006) 2703.

[2.3.12.5] H. Tamura, T. Goto, N. Yanagi et al., Fusion Eng. Des. 88 (2013) 2033.

[2.3.12.6] T. Morisaki, S. Imagawa, A. Sagara and O. Motojima, Fusion Eng. Des. 81 (2006) 2749.

[2.3.12.7] N. Yanagi, K. Nishimura, T. Goto et al., Contrib. Plasma Phys. 50 (2010) 661.

[2.3.12.8] T. Watanabe, N. Yanagi and A. Sagara, Plasma Fusion Res. 9 (2014) 3403089.

[2.3.12.9] T. Watanabe, *private communication* (presentation at NIFS Fusion Engineering Research Project meeting, July 2014).

[2.3.12.10] N. Yanagi, et al., Plasma and Fusion Research 11 (2016) 2405034.

2.3.12.3 ブランケットに強磁性体を用いる場合の磁場配位に対する影響評価

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 のブランケットに低放射化フェライト鋼 F82H を用 いる場合、材料の磁性が磁場配位に影響を及ぼすことが懸念される。従来からこの問 題は認識され、例えば、ドイツのヘリアス炉に対して検討が行われた例もあるが [2.3.12.11]、これまでのところ、ヘリオトロン炉に対しては全く検討が行われていなか った。今回、この問題に対する数値解析を初めて行い、磁場配位に与える影響につい て一定の評価を得ることができた [2.3.12.12]。

手法として、汎用の有限要素法解析コード ANSYS を用いて磁性体を入れた場合の 磁場分布を計算し、その結果をヘリオトロン磁場解析コード HSD に入力することに より磁力線追跡を行った。この際に、ブランケットをモデル化して入力し、比透磁率 を入力とした。モデル化の様子を図 2.3.12.18 に示す。



Figure 2.3.12.18 Simplified model of FFHR-d1A with magnet and blanket.

ANSYS を用いた磁場計算について、まず、計算方法が正しいことを確認するため、 比透磁率を 1.0 とした場合(非磁性)について磁場強度の空間分布を求めた。結果を 図 2.3.12.19 に示す。



Figure 2.3.12.19 Magnetic field distribution with $\mu_r = 1.0$.

この結果について、HSD コードによる結果と比較した。これを図 2.3.12.20 に示す。 両者は良い一致を示している。ただし、この場合、HSD コードでは、ヘリカルコイル 1条を18本のフィラメントで仮定しているのに対し、ANSYS では、現状、1本のフ ィラメントであるため、ヘリカルコイルの近傍ではずれが見られる。



Figure 2.3.12.20 Magnetic field distribution with $\mu_r = 1.0$ by ANSYS in comparison with results obtained by HSD.

磁性体効果を考慮するとき、非透磁率が問題である。現状の計算では、µ=1.3を仮定した。この理由を図 2.3.12.21 に示す。磁場強度が、~5T以上においてこれは妥当な値と判断できる。



Figure 2.3.12.21 Relative permeability as a function of magnetic field for F82H.

ANSYS によって計算された磁場強度の空間分布について、比透磁率を 1.3 として 磁性体効果を考えた場合の結果を図 2.3.12.22 に示す。



Figure 2.3.12.22 Magnetic field distribution with $\mu_r = 1.3$.

次に、ANSYSの計算で得られた磁場分布をHSDコードに入力し、磁力線を追跡し、 磁気面を計算した。結果を図 2.3.12.23 に示す。計算結果として、磁性体を入れない場 合と比べて磁気面が若干大きくなり、トーラス内側のブランケットに接触することが 確認された。



Figure 2.3.12.23 Magnetic surfaces obtained by HSD with magnetic field distributions obtained by ANSYS.

得られた磁気面の諸量についても調べた。その結果は、図 2.3.12.24(a) に示すよう に、回転変換が若干小さくなることが確認された。



Figure 2.3.12.24 Changes of rotational transform by ferromagnetic effect.

よって、このまま放置すると、磁性体のブランケットがない場合と比べてプラズマの閉じ込め特性が変化してしまうことが懸念される。そこで、最外殻磁気面をブランケットから引き離すのに有効として別途提案された NITA コイル (メインヘリカルコイルの外側で逆向き小電流を流すサブヘリカルコイル、2.3.12.2 節に記述 [2.3.12.10])を用いることによって、フェライト鋼が及ぼす磁気面の変化を抑制することも検討している。初期的な計算結果について、図 2.3.12.24(b) に示す。

ただし、現状の ANSYS に入力したモデルではブランケット全体を磁性体としているが、正しくは薄肉の構造体のみとして修正が必要である。厚みを2割程度と考えるならば、磁場配位の変化は相当に軽減されるものと考えられる。現在、モデルを修正し、さらに解析を進めている。

参考文献

[2.3.12.11] E. Harmeyer, et al., IPP-Report: IPP III/241 (1999).[2.3.12.12] X. Ji, et al., *to be published in* Fusion Engineering and Design.

2.3.13 まとめ

本章で示してきた検討の結果、巷間よく言われる「ヘリカルは閉じ込めが悪い」というのは必ずしも真ではない、ということが明らかとなった。例えば、図 2.3.13.1 に示したような、いわゆる核融合三重積を示した図をもって、LHDのデータがトカマクの左下方にあるからヘリカルは閉じ込めが悪い、と短絡的には言えない。2.3.2 節で述べたように、LHDのエネルギー閉じ込めはジャイロボームモデル的なパラメータ依存性を有している。ジャイロボームモデルによれば、密度 n とエネルギー閉じ込め時間 π の積は以下のように表される。

$$n \tau_{\rm E} \propto \gamma_{\rm DPE}^5 a^4 R^{-1} B^4 P T^{-4}$$
(2.3.13.1)

ここで、 γ_{DPE} 、a、R、B、P、及びTはそ れぞれエネルギー閉じ込め改善度 [2.3.13.1,2]、プラズマ小半径、プラズマ 大半径、磁場強度、加熱パワー、及び温 度である。図 2.3.13.1 には温度の「-4 乗」に比例する実線と破線も記載してあ る。LHD のデータは比較的高密度の実 験で得られたものであるが、「-4乗」の 温度依存性が確かに認められる。LHD から FFHR-d1 へ外挿する場合を考えて みる。装置サイズは4倍、磁場強度は約 2倍、加熱パワーは約50倍になるので、 例えば閉じ込め改善度が1.3倍の場合、 式 (2.3.13.1) における温度依存性以外の 項は約2×105となる。図2.3.13.1の破線 は実線に対しこのような係数を乗じて プロットしたものであり、FFHR-d1 では 中心温度 10 keV でも自己点火 (Ignition) に達するパラメータが得られると予測 される。このように、現行装置と核融合 炉では装置サイズ、磁場強度、及び加熱 パワーが大きく異なるので、図 2.3.13.1 にあるような現行装置のパラメータ比 較のみで核融合炉の見通しを立てるこ とはできない。



Figure 2.3.13.1 Dependence of the product of core ion density and energy confinement time on core electron temperature. For the data of LHD, density and temperature of electrons and ions are assumed to be the same. The rightmost value in the error bars for the data of tokamak devices (TFTR, JT-60U, JET) denote the ion temperature. The solid and broken lines correspond to the dependence obtained from gyro-Bohm model (eq. 2.3.11.1for LHD and FFHR-d1.

FFHR-d1 のようなヘリカル炉ではプラズマ電流を必要としないため、電流駆動の問題もディスラプションの問題も最初から存在しない。ヘリカルの密度限界は 2.3.3 節で述べたように加熱パワーの関数である須藤密度限界[2.3.13.3, 4]に従うが、FFHR-d1では須藤密度限界の範囲内で自己点火させることが十分可能である。ダイバータ熱負

荷軽減のために必須のダイバータデタッチメントを如何にして実現するかはトカマ クと共通の重要課題となっているが、FFHR-d1 では 2.3.5 節で議論したように様々な オプションを取り得る。トカマクでは H-mode と呼ばれる周辺輸送障壁(Edge Transport Barrier、ETB) による閉じ込め改善モードで ELM (Edge Localized Mode) が発生し、 ダイバータにパルス状の大熱負荷を与えるため、これへの対処も重要課題となってい る[2.3.13.5]。FFHR-d1 では ELM を伴う ETB を想定せずとも自己点火可能な解が得ら れるため、ELM 対策は必要ないであろう。

ヘリカル方式は3次元構造に起因した磁場配位の多様性を備えているのだから、 LHD よりも更に優れた最適化配位を検討すべきだという考え方がある。しかしなが ら、LHD 型ヘリオトロン配位にもまだ最適化の余地が残されている。本章で示してき たように、FFHR-d1 では適切な磁場配位を選択して垂直磁場の制御を行うことにより、 炉条件で想定される高ベータでのシャフラノフシフトを抑制し(2.3.4節)、新古典輸 送(2.3.6節)及びアルファ粒子損失(2.3.7節)を十分許容範囲内に留められる。但 し、MHD 安定性の担保という課題は残されている。

今後の課題としては、(1) LHD 実験でより良い参照分布を得ること、(2) プラズマ 運転制御シナリオ (2.3.9 節) を完成し MHD 安定性、異常輸送、ブートストラップ電 流も含めた自己無撞着な運転領域を提示すること、が挙げられる。(1) については、 可能な限り 1 に近いベータ増倍度での外挿を可能とする分布データを得ることが具 体的な目標となる。(2) については、現在コード及びモデルの改良・整備が進んでお り、第 26 回 IAEA 核融合エネルギー会議での報告が予定されている。

参考文献

[2.3.13.1] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. Des. 86 (2011) 2879.

[2.3.13.2] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123007.

[2.3.13.3] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. 58 (2010) 200.

[2.3.13.4] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.

[2.3.13.5] E.J. Doyle et al., Nucl. Fusion 47 (2007) S18.

2.4 超伝導マグネット

2.4.1 超伝導マグネット設計概要

本節では FFHR-d1 の超伝導マグネットシステムについて、概念設計に関する現在の検討状況をまとめる。

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の基本設計では、現在の LHD とほぼ相似の磁場配位 を採用しつつ、装置の大きさはちょうど4倍となり、トーラスに5周ずつ巻き付いた 2本の超伝導ヘリカルコイルの主半径は15.6mである。ヘリカルコイルと垂直磁場コ イルを合わせた超伝導マグネットシステム全体の蓄積磁気エネルギーは160 GJ に及 ぶ。これは ITER の3倍以上となる。Table 2.4.1-1 に FFHR-d1 の超伝導マグネットシス テムの主要諸元を LHD と対比して示す。

Table 2.4.1.1 Major specifications of the FFHR-d1 magnet system in compassion with those of LHD.

	FFHR-d1	LHD (Phase-II Design)
ヘリカルコイル主半径 (m)	15.6	3.9
ヘリカルコイル副半径 (m)	3.9	0.975
ヘリカルコイル起磁力 (MA)	36.66	5.85 (7.8)
垂直磁場コイル OV 半径 (m)	22.2	5.55
垂直磁場コイル OV 起磁力 (MA)	-19.88	-4.08 (??)
垂直磁場コイル IS 半径 (m)	-	2.82
垂直磁場コイル IS 起磁力 (MA)	-	-0.97 (??)
垂直磁場コイル IV 半径 (m)	7.2	1.8
垂直磁場コイル IV 起磁力 (MA)	18.5	4.26 (??)
トロイダル定格磁場(磁気軸)(T)	5.1	3 (4)
導体最大経験磁場 (T)	11.8	6.9 (9.1)
ヘリカルコイル導体定格電流 (kA)	94	13 (17.33)
垂直磁場コイル導体定格電流 OV/IS/IV (kA)	94/-/94	31/?/? (31/?/?)
磁気エネルギー (GJ)	~160	0.9 (1.6)

FFHR-d1 のマグネット設計は極めて難しい工学課題であるが、LHD の製作実績と 運転実績とともに、ITER の最新技術も取り入れて、まずは基本的な概念設計を進め ている。特にヘリカルコイルは巨大かつ複雑な構造の一体ものであるとともに、電流 密度が高く、現在の設計では 25 A/mm² で設定している。巻線導体には定格電流とし て 100 kA 級のものが要求される。コイル巻線の最内層における最大経験磁場は 12 T に至る。これにどのような超伝導線材と導体を適用し、どのようなコイル巻線と冷却 方式を採用するかを選択することは極めて重要な課題である。現在の概念検討では、 導体として以下の3種類を候補として挙げている。

- 超臨界ヘリウム強制冷却方式 ケーブル・イン・コンジット 低温超伝導導体 SHE-Force-Cooled LTS CIC Conductor
- (2) 液体ヘリウム間接冷却方式 低温超伝導導体 LHE-Indirectly-Cooled LTS Conductor
- (3) ヘリウムガス直接冷却方式 高温超伝導導体 GHE-Direct-Cooled HTS Conductor

ここで、SHE は Supercritical Helium (超臨界ヘリウム)、CIC は Cable-In-Conduit (ケ ーブル・イン・コンジット)、LTS は Low-Temperature Superconducting (低温超伝導)、 HTS は High-Temperature Superconducting (高温超伝導)の略称である。

本章ではこれらの導体とそれを用いたコイル設計について詳細を述べる。マグネットの工学設計としては導体やコイル巻線方法とともに電磁力の支持方法が極めて重要な課題であるが、これについては炉内構造として 2.7.2.3 節に詳述されているので、そちらを参照されたい。

2.4.2 LTS 強制冷却マグネット設計

2.4.2.1 CIC 導体の特長と強制冷却コイル方式の現状

お臨界ヘリウムを導体内部に流すことによって

超伝導素線を直接冷却するケーブル・ イン・コンジット(Cable-in-conduit; CIC) 導体と、それを用いた強制冷却方式のコイル は、ITER に代表される近年の超伝導核融合装置のマグネットにおいて標準的に用い られるようになっている[2.4.2.1]。CIC 導体は 1970 年代に提案され、1980 年代に実施 された Large Coil Task (LCT) プロジェクトや、Demo Poloidal Coil (DPC) プロジェク トで製作された大型モデルコイル実験においてその優れた特性が実証された[2.4.2.2]。 その後、実際の核融合実験装置として、大型ヘリカル装置(LHD)の3対6個のポロイ ダルコイルに世界で最初に採用された[2.4.2.3]。LHD 以降の大型および中型の超伝導 核融合実験装置では、そのすべて(KSTAR, EAST, SST-1, W7-X, JT-60SA, ITER)にお いて採用されている。CIC 導体は特に ITER のためのマグネット開発を通してその技 術が大きく進展した。ITER ではコイル系のうち、磁場が強いトロイダル磁場 TF コイ ル(最大経験磁場 11.8 T)および中心ソレノイド CS コイル(13 T)では、導体に Nb₃Sn 超伝導線材が用いられる。線材は約千本が撚り合わされてバンドルを構成し、ステン レス製のコンジット(ジャケット)に収められる。電流値は TF 導体が最大 68 kA、 CS 導体が 40 kA と大きい。一方、PF コイルは磁場が低い(6 T) ため、NbTi 線材を 用いることが可能であり、電流値は45 kA である。FFHR のコイル系では導体の定格 電流を 100 kA と考えており、CIC 導体を採用することが基本案になると言って良い であろう。これはまさに、ITER で培われた超伝導工学技術の延長線上に位置付けら れることになる。

CIC 導体が、近年の核融合実験装置用の大型超伝導マグネットにおいて 100 % 採用 されてきている理由としては、以下が挙げられる。

(1) 超伝導素線の1本1本が超臨界ヘリウムによって直接冷やされるため、高い冷却 安定性が確保できる。

- (2) 素線間が電気的に緩く結合しているため、交流損失を低く抑えられる。
- (3) 線材バンドルを強固なジャケットに収めるため、導体に働く電磁力をバンドル内 に限定することで超伝導素線に生じる機械的擾乱(ワイヤーモーション)を限定的な ものにできる。
- (4) 導体のジャケット(コンジット)にステンレス等の強靱な材料を使い、さらに導体間はエポキシ系樹脂を用いて真空含浸で固めるため、機械的に強固なコイルにできる。
- (5) 導体は1本1本の周りを絶縁材で覆い、さらに巻線全体に真空含浸を施すため、 電気絶縁性能が高い。
- (6) ソリッド型複合導体のように線材と独立した安定化材を含む複雑な導体構成ではないため、比較的安価に長尺導体を製造できる。
- CIC 導体を用いた強制冷却方式の大型コイルの具体的なコイル巻線方法としては、"ワ インド&リアクト方式"が用いられる。これは、まず導体コンジットに超伝導線のバ ンドルを入れて"ジャケット化"を行った後、熱処理を行う前の状態で巻線を行い、巻

線完了後に熱処理(約700℃)を行 って導体内の線材に Nb₃Sn を生成 するという製作法である。これは、 導体を完全に作ってから巻線を行 う"リアクト&ワインド方式"では、 巻線に伴う曲げひずみによって臨 界電流が低下してしまうためであ る。ITER に代表されるトカマクの TF コイルの場合、巻線はパンケー キ形状で行う。また、コイルの最終 形状に近い寸法で巻かれた後、一度 少し取り出して周囲に絶縁処理を 施した後、最終形状の巻線構造に収 められる。最後に、コイル全体を加 熱(約150℃)してエポキシ系樹脂 の真空含浸を行う。

ここで、CIC 導体とこれを用いた強 制冷却方式のコイルについては、い くつかの難しい技術課題も残って いることを指摘しておく。代表的に は、以下の五つを挙げることができ る。

(A) 導体の巻線後に熱処理を行っ て Nb₃Sn を生成した後、導体は熱処 理温度から常温に戻り、さらに全装 置が完成してから最終的に極低温 の超臨界ヘリウム温度(~4K)まで 冷やされることになる。この過程に おいて、導体のコンジットと超伝導 線材の間で熱収縮率が異なるため、 線材には圧縮ひずみがかかること になる。ITER 導体の例では、これは -0.76% におよび、その結果、Nb₃Sn 線材の臨界電流はひずみがない場 合の半分程度まで下がってしまう [2.4.2.3]。よって、線材には、あらか じめこの低下分を見込んだ高い臨 界電流が求められる。

(B) 冷却流路を確保するため線材 バンドルはコンジット内で半分宙



Fig. 2.4.2.1 Critical current of Nb₃Al and Nb₃Sn wires (Ref. 2.4.2.4 (Fig. 1))



Fig. 2.4.2.2 CS Insert coil conductor made of Nb₃Al wires (Ref. 2.4.2.4 (Fig. 2))



Fig. 2.4.2.3 Cross-section of a helical coil made from CIC conductors (Ref. 2.4.2.5 (Fig. 5))

に浮いたような構造となっているため、高い電磁力のもとで数千回に及ぶような繰り 返し励磁を行うと、素線同士に働く圧縮応力によって素線に部分的な付加ひずみが生 じ、Nb₃Sn 線材の場合、次第に臨界電流特性が劣化してくる問題が指摘されている [2.4.2.4]。

(C) バンドルを構成する素線の撚線時に理想的な撚り具合から逸脱した乱れが生じることにより、本来は存在しないはずの長時定数の結合電流が生じ、余剰な交流損失が発生する。

(D) 導体が冷却配管を兼ねた構造となっているため、冷媒となる超臨界ヘリウムの供給のために、配管系が複雑になる。

(E) 超臨界ヘリウムの圧力損失が問題となるため、流路長として 500 m 程度に制限がある。

今後の核融合炉用マグネットにも CIC 導体を適用することを考えると、これらの課題 を改善してさらに完成度を高めることができるか、あるいは、他の方式を選択するか が議論となる。上記課題のうち、現状、(A)~(C)に対しては、以下のような改善策が 考えられる。

まず、(A)の熱処理温度からの冷却に伴う圧縮ひずみの問題については、コンジットの 材質や線材の種類を選択することで軽減することが可能である。例えば、コンジット にステンレスより熱収縮率が小さい Incoloy 908 を用いる方法があり、実際に ITER の R&D において CS モデルコイルに適用された[2.4.2.3,6]。また、韓国の KSTAR トカマ ク装置の TF コイルおよび CS コイルにも適用され[2.4.2.7]、実績を作っている。ただ し、この材料については、熱処理工程において酸素濃度を厳しく管理しないと応力下 誘起粒界酸化腐食 (SAGBO) と呼ばれる割れが生じる懸念があり、取り扱いが難しい。 あるいは、コンジットにチタンを用いると Nb₃Sn の熱収縮率に近くなるためやはり圧 縮ひずみを軽減できるが、ステンレスより機械的強度が落ちるため二重コンジット等 にする必要がある。

一方、線材としてひずみに強い Nb₃Al を用いることは有効である。Nb₃Sn 線材および Nb₃Al 線材の臨界電流密度のひずみ依存性を図 2.4.2.1 に示す。これより、Nb₃Al の場 合、Nb₃Sn と同程度のひずみが生じても臨界電流の劣化を軽減できることがわかる。また、このことにより Nb₃Al 線材を用いると(B)の繰り返し励磁に伴う性能劣化の問題も軽減できることが ITER CS モデルコイルを用いたインサートコイル試験におい て示された[2.4.2.8]。これに使われた Nb₃Al CIC 導体を図 2.4.2.2 に示す。一方、Nb₃Sn 線材の場合に劣化が生じる導体内の位置が中性子回折を用いたひずみの直接測定によって確認されている。さらに、最新の ITER 導体において、この問題に対する解決策が見いだされた。これは線材の撚りピッチを従来のものより短くすることであり、バンドルの機械的強度が上がることに起因する。これにより繰り返し励磁を行っても劣化が観測されなくなっている。ただし、この問題は試験条件等によって大きく左右されるとともに、今後、原型炉用の導体において線材に働く電磁力がさらに大きくなるとどうなるのか、解析と実験の両面から検討を続けていく必要がある。



Fig. 2.4.2.4 Concept of helical winding from CIC conductors

Nb₃Al線材については、CSインサートコイル導体の試験以降、物質材料研究機構を中心に急熱急冷法を採用した高臨界電流密度線材が開発された。これにより、臨界電流密度が大幅に向上したが、現在のところ長尺化の安定した線材製造技術の確立にはまだしばらくの時間を要するものと考えられる[2.4.2.9]。

(C)の線材の撚り乱れによる長時定数の結合電流を抑制するためには、例えば単純な 層構造の撚線構造とすることがひとつの解決策になると提案されている[2.4.2.10]。こ こで、バンドルの撚り構造を根本的に変えることは素線同士にかかる圧縮ひずみの様 相を変えることにもつながるため、この観点からの最適化により(B)の繰り返し励磁 の問題を軽減できる可能性もある。

(D)と(E)の課題については、CIC 導体を用いた強制冷却方式のコイルに関する本質的 な問題であるため、巻線方法の工夫や品質管理の徹底で対処する他ない。これらにつ いては、後述の間接冷却方式のコイルにおいて、再度議論を行うものとする。

2.4.2.2 CIC 導体を用いたヘリカルコイル巻線

CIC 導体を用いたヘリカルコイルの巻線構造や巻線方法については、参考文献[2.4.2.1, 2]で議論されている。以下では、その抜粋を示す。まず導体は、外径 50 mm の円形と し、薄肉コンジットを採用する。この導体をヘリカル形状に巻線して円形溝を有する インターナルプレートに収めていく方式を採用するが、これは ITER-TF コイルに用い られるラジアルプレートと同様の発想である。巻線後のヘリカルコイルの断面構造を 図 2.4.2.3 に示す。ヘリカルコイルはレイヤー巻きされている。ここで、各巻線導体は トロイダル方向に1周した後ですぐ隣に渡るのではなく、5 つ先の位置につながるこ とになる。すなわち、5条持ちの巻線方法をとることを考えている。これは、超臨界 ヘリウムの圧力損失を考えた場合に、導体の単位長さを 500 m 以下に抑える必要があ ることからの選択である。ヘリカルコイルの巻線部の電流密度は 25 A/mm² と設定し ているが、これは ITER TF コイルより高い。このため、クエンチの発生時には速やか に電流を外部の遮断抵抗によって減衰させる必要がある。そのために、コイルは多数 のブロックに分割し、遮断時に発生する端子電圧を低減する必要があるが、並列巻線 のため各層毎に複数のコイルリードを有しており、遮断電圧が 10 kV 程度となるよう なブロック化が可能である。 次に、FFHR-d1の巨大なヘリカルコイルを巻線する方法を確立することは、極めて難 しい技術課題である。基本的には、LHDのヘリカルコイルの製作と同様に専用の巻線 機を用意して、これをポロイダル方向およびトロイダル方向に周回することでヘリカ ル巻線を行う方法を考える。ここで、導体は単長ごとに最初に巻線機の上に設置され たリールに巻き取っておき、そこから繰り出していく。LHDのヘリカルコイルの場合 には、外側が銅ジャケットで構成された NbTi 導体を用いて導体に塑性ひずみを与え ることでヘリカル形状の加工を行ったが、Nb3Sn線材あるいは Nb3Al線材を用いた CIC 導体の場合に撚線部に塑性変形を与えるわけにいかない。そこで、これに代わる 方法として導体の外形を円形とし、リールに巻き取った導体をバネを引き伸ばすよう に繰り出し、最終的にインターナルプレートの円形溝に収めていくという巻線方式を 考える。この巻線方法の概念図を図 2.4.2.4 の左図に示す。

ここで、CIC 導体を用いた ITER-TF コイルの巻線ではワインド&リアクト方式で巻線 を行い、巻線完了後に熱処理を行って Nb₃Sn を生成するが、これを一体ものの巨大な ヘリカルコイルで採用することは難しい。その代わりに、上述のリールにはすでに熱 処理を施した完成導体が巻かれることになり、実質的にリアクト&ワインド方式の巻 線となる。ただし、このリールに導体を供給するにあたってはリールとちょうど同じ 直径を有した別のボビンから行うこととし、このボビンにおいてまず導体の熱処理を 行った後、導体に過度のひずみを与えないようにリールに巻き取る。この様子を図 2.4.2.4 の右図に示す。巻き取りの際の曲率半径をボビンおよびリールの2倍に留めて おけばこの過程において導体に印加される最大曲げひずみは、0.15%程度と評価でき、 弾性範囲内に収まる。

一方、ヘリカル形状への巻線を行う場合には、捩りひずみが問題となる。捩りひずみ $r\theta$ は、

$$r\theta = \frac{r \cdot \tan^{-1} \eta}{2}$$

 $2\pi a_c/4$

で与えられる。これより、捩りひずみは平均で 0.3%、最大で 0.6%に及ぶことがわか る。ただし、現在の知見において捩りひずみが臨界電流に及ぼす影響は未解明であり、 今後、素線レベルの実験や解析によって明らかにしていく必要がある。一般的な見解 としては、通常の引張りひずみや圧縮ひずみに対して捩りひずみによる臨界電流の低 下は小さいレベルに留まると考えられる。

巻線作業が完了した導体には、巻線による機械的ひずみに加えて、冷却時の熱収縮差 に伴う熱ひずみが加わることになる。ITER 導体の場合、熱ひずみが-0.76%に及ぶと評 価されており、それに巻線ひずみが加わるとさらなる臨界電流の低下が懸念される。 このように大きな巻線ひずみが加わるヘリカルコイルには、耐ひずみ特性に優れた Nb₃Al線材が適していると考えている。これが、Nb₃Alを選択する理由であるが、捩 りの効果によって逆に圧縮ひずみが一部開放される可能性もあるため、現状、Nb₃Sn の使用も視野に入れておく。

最後に、CIC 導体を用いたコイルを製作する場合、通常、巻線完了後にエポキシ系樹 脂を(ITER のコイルの場合には放射線に強いシアネートエステルが混合される)用 いた真空含浸工程が行われる。このためにはコイル巻線全体を真空中で150 ℃程度 まで加熱して樹脂を巻線の隙間に均一に行き渡らせ、ゆっくりと硬化させる必要があ る。ITER のコイルの場合も巨大な電気炉を用いてこの工程が行われる。しかしなが ら、これを一体もののヘリカルコイルに適用するためには開発研究が必要である。ま た、真空含浸を行わずにコイルの剛性を確保する方式の検討も重要と考えられる。従 来、真空含浸は強制冷却コイルではデフォルトとして想定されてきたが、これを省略 したコイルで同等の性能が出せるかどうか、今後詳細な議論や新たな開発を行う必要 がある。

ヘリカルコイルの他にポロイダルコイルについても CIC 導体を用いて巻線すること を考える。ポロイダルコイルは経験磁場が低いため、NbTi 線材を用いることが可能で あり、実際、ITER や KSTAR 等でもそうした仕様となっている。NbTi 線材はひずみ に強く、繰り返し励磁に伴う劣化等も観測されていない。また、リアクト&ワインド 方式で巻線を行うことができる。ただし、FFHR-d1 では、巻線径が ITER のポロイダ ル磁場コイルよりもさらに大きくなるため、一層の技術成熟が要求される。

2.4.2.3 CIC 導体を用いた巻線の冷却

CIC 導体を用いた超伝導コイルでは、CIC 導体内を流れる超臨界圧ヘリウム (SHe) によって超伝導線を冷却している。これを安定に運転するためには、冷却安定性の観 点から1 流路あたりの温度上昇を SHe 循環ポンプのヘッドの限界からその圧力損失 を抑える必要がある。FFHR-d1ではトーラス内側でブランケットを薄くする設計とな っており、この部分でのコイル巻線部の核発熱が大きくなることが見込まれる。これ に対して、ITERの検討では、CIC 導体で許容される核発熱として1mW/cc 程度が限 界と考えられる[2.4.2.11]。ITER-TF コイルはダブルパンケーキ巻であるため、最内層 1 周分のみが高い核発熱にさらされるのに対して、FFHR-d1 のヘリカルコイルの場合、 LHD と同様のレイヤー巻を採用すると最内層の導体は全長にわたって高い核発熱に さらされることになり、流路当たりの核発熱量はより厳しい条件であると言える(図 2.4.2.5 参照)。そこで、CIC 導体を用いた超伝導コイルの冷却特性を評価する 1 次元 の計算コードを開発し、FFHR-d1のヘリカルコイルの冷却を数値計算で評価した。計 算対象とした CIC 導体は ITER や JT60SA で採用された中心チャネル付きの CIC 導体 である。本計算では、簡単のため中心チャネルを1次元円管として超臨界圧ヘリウム はその中のみを流れると仮定し、導体長手方向の流体計算を行った。これは冷却条件 として実際より厳しい仮定である。計算モデルの概略を図 2.4.2.5 に示す。右図は最内 層の導体1セクタ分を表しており、核発熱量はFFHR-d1を模擬してトーラス内側部 分(1セクタの15%の長さ)で0.5 mW/cc、それ以外で0.1 mW/ccとした。FFHR-d1 のヘリカルコイルの導体1ターン(5セクタ分)の長さは157mで、3ターンで1流 路とすることが考えられているので、流路全長は471mである。流体計算に用いた基 礎方程式を以下に示す。

連続の式

 $\frac{\partial \rho_{SHe}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_{SHe} \cdot \vec{u} \right) = 0 \qquad (2.4.2.1)$

運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_{SHe} \cdot \vec{u} \right) + \nabla \cdot \left(\rho_{SHe} \vec{u} \cdot \vec{u} \right) = -\nabla P + \tau_{W}$$
(2.4.2.2)

ただし、

$$\tau_{W} = -f \cdot \frac{\xi}{2A} \cdot \rho u^{2} \qquad \begin{cases} f_{HP} = 64 \,\mathrm{Re}^{-1} & (\mathrm{Re} < 3000) \\ f_{B} = 0.3164 \,\mathrm{Re}^{-0.25} & (3000 < \mathrm{Re} < 10^{5}) \\ f_{N} = 0.0032 + 0.221 \,\mathrm{Re}^{-0.237} & (\mathrm{Re} > 10^{5}) \end{cases}$$

エネルギー保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{SHe} \cdot h) + \nabla \cdot (\rho_{SHe} \vec{u} \cdot h) = \nabla \cdot (\lambda_{SHe} \cdot \nabla T_{SHe}) + Q \qquad (2.4.2.3)$$

ここで、 ρ は密度、uは流速、Pは圧力、 τ_W はせん断応力、fは管摩擦係数、 ξ は濡 れ周長、Aは導体の断面積、Reはレイノルズ数、hはエンタルピー、 λ は熱伝導率、 Tは温度、Qは核発熱である。また圧力損失は Darcy-Weisbach の式で求め、管摩擦係 数にはレイノルズ数によって、Hagen-Poiseuille の式、Blasius の式、Nikuradse の式の 3 式を使用した。さらに、本計算では定常核発熱による超臨界圧へリウムの温度上昇 を解くので、上述の基礎方程式について定常を仮定して離散化した以下の2式を用い て計算を簡略化した。

エンタルピーの式

$$h_i = h_{i-1} + \frac{Q \cdot \Delta x_i \cdot D_{CICC}^2}{\dot{m}}$$
 (2.4.2.4)
圧力の式



Fig. 2.4.2.5 Nuclear heating and cooling flow for the first layer of the FFHR helical coils made from CIC conductors.

 $P_{i} = P_{i-1} - f_{i-1} \cdot \frac{\Delta x_{i-1}}{D_{h}} \cdot \frac{\rho_{i-1} \cdot u_{i-1}^{2}}{2}$ (2.4.2.5)

ここで、hはエンタルピー、Qは核発熱、 Δx は計算メッシュ長、 D_{CICC} は導体直径、 *m*は超臨界圧ヘリウムの質量流量、Pは圧力、fは摩擦係数、 D_h は水力直径、 ρ は 密度、uは流速である。超臨界圧ヘリウムの物性値には HEPAK(© Copyright Cryodata Inc.)の値を用いた。温度は、(2.4.2.4)式、(2.4.2.5)式から得られたエンタルピー、圧力 から HEPAK で得ることができる。

図 2.4.2.6 に FFHR-d1 のヘリカルコイル最内層導体における超臨界圧ヘリウムの温度

上昇、圧力損失を示す。ここで FFHR-d1のヘリカル導体、中心チャ ネルの直径は、それぞれ50mm、15 mmとした。また、超臨界圧ヘリウ ムの入口温度、圧力は、それぞれ4.5 K、0.6 MPaとした。超臨界圧ヘリ ウムの質量流量が増加するにつれ、 温度上昇は下がり、圧力損失は増加 した。ここで、許容される温度上昇、 圧力損失は、それぞれ1K、0.1 MPa

(図中に破線で示す)とすると、超 臨界圧ヘリウムの質量流量が 41 g/s から 47 g/s までの範囲でともに許 容値以下となることがわかった。よ



Fig. 2.4.2.6 Temperature rise and pressure drop in the first layer of the FFHR helical coils made from CIC conductors.

って、FFHR-dlのヘリカルコイル用 CIC 導体として想定されるサイズ、冷却条件において、定常的な核発熱による温度上昇と圧力損失を評価した結果、許容可能となる見通しを得たと考える。

参考文献

- [2.4.2.1] 安藤俊就、低温工学 39 (2004) 383.
- [2.4.2.2] T. Ando et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 9 (1999) 628.
- [2.4.2.3] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. 65 (2003) 39.
- [2.4.2.4] N. Koizumi, T. Takeuchi and K. Okuno, Nuclear Fusion 45 (2005) 431.
- [2.4.2.5] S. Imagawa, A. Sagara and Y. Kozaki, Plasma and Fusion Research 3 (2008) S1050.
- [2.4.2.6] S. Imagawa et al., Nuclear Fusion 49 (2009) 075017.
- [2.4.2.7] D. Bessette, IEEE Trans. Appl. Supercond. 13 (2003) 1433.
- [2.4.2.8] K. Kim et al., Plasma Sci. Tech. 6 (2004) 2445.
- [2.4.2.9] T. Takeuchi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 15 (2005) 3372.
- [2.4.2.10] T. Hamajima et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 20 (2010) 560.
- [2.4.2.11] ITER, Plant Description Document, 2.14 Nuclear Assessment (2001) http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/FDR/PDD/PDD_2_14_Nuclear_Analysis.pdf

2.4.3 LTS 間接冷却方式マグネット設計

上述のようにCIC導体は多くの優れた特長を有する一方、いくつかの課題も抱えて いる。原型炉の次に多数の実用炉を建設することまで視野に入れるならば、より簡素 なコイル構造とそのための導体方式を模索することも重要である。この意味で間接冷 却方式のコイル構造を提案し、最適な導体開発を行っている[2.4.3.1-3]。間接冷却方式 では、CIC導体のように導体内部に冷媒を流すことはせず、巻線の間に冷媒を通す冷却 パネルを設け、そこからの熱伝導によってソリッド導体を冷却する。コイル巻線は電 流パスと冷却パスを独立して設計することが可能であり、冷却配管構造を簡素化し、 コイル構造の最適化を図ることができる。

FFHR-d1のヘリカルコイルに必要とされる電流容量100 kA級のLTS間接冷却導体として、Figure 2.4.3.1の製造法を考えている。ここで提案する新型導体ではCIC導体と比較して超伝導素線のNb₃Snに加わる熱ひずみを低減し、高い臨界電流密度を得ることが可能であり、Nb₃Al線材だけでなく実績の大きいNb₃Sn線材を選択することができる。 例えば、大容量化のためNb₃Sn線材のラザフォード型ケーブルを製作する。この構造



Figure 2.4.3.1 Comparison between LTS indirectly cooled superconductor and CIC conductor.



Figure 2.4.3.2 Photograph of the prototype indirectly cooled superconductor (left) and conceptual scheme of friction stir welding (FSW) (right).



Figure 2.4.3.3 Schematic of the conductor for FFHR.

を採用することで素線の規則正しい転位を行うことができ、CIC導体のバンドル構造において観測されるような素線間の撚り乱れによる長時定数の結合損失や電流偏流を回避できる。さらに機械的強度を高めるため、熱処理した撚線をアルミニウム合金製のジャケットの中に収めるという新しい製造工程を提案する。これを『リアクト&ジャケット(R&J)法』と呼ぶ。アルミニウム合金を用いるのは、核発熱を除去するためジャケットに高い熱伝導率が求められるためであり、4 Kレベルで熱伝導率の低いステンレスを用いることは難しい。ただし、アルミニウム合金の融点がNb₃Snの熱処理温度に近いため、ステンレスジャケットを用いるCIC導体のようにジャケット複合化を行った後に導体全体を熱処理することはできない。そこで、予め熱処理を施した撚線をジャケットに収めるという方法を採用する。その際、摩擦撹拌接合(FSW)によってジャケット部材を接合することで、撚線にダメージを与えることなく複合化を行うことが可能となる。Figure 2.4.3.2に試作した導体の写真と、摩擦攪拌接合の概念図を示す。R&J法では、ジャケットを反応熱処理後、300 Kで複合化するため、熱収縮差によってNb₃Snに発生する圧縮ひずみを低減でき、この効果による臨界電流の向上を実際の導体開発において確認している[2.4.3.2, 3]。FFHR-d1のヘリカルコイル用導体として

要求される定格電流は100 kAで ある。LTS間接冷却導体の場合、 安定性を確保する観点から臨界 電流としては定格電流の2倍程 度が必要となる。そこで、導体の 臨界電流を200 kAと設定する。 導体サイズより電流密度として 80 A/mm²の高臨界電流密度(導 体平均)が必要であることを意 味し、重要な開発課題である。現 在進めている100 kA級LTS間接 冷却導体の断面設計例をFigure



Figure 2.4.3.4 Method of cooling windings.

2.4.3.3に示す[2.4.3.4]。

LTS 間接冷却導体を用いる場合の巻線の最適な冷却方法を検討する必要がある。 Figure 2.4.3.4 に構造を示す。間接冷却では冷却パネルに二相流ヘリウム等の冷媒を 流し、導体は冷却パネルからの熱伝導によって冷却する。巻線の2層ずつに冷却パネ ルを挿入すると、全ての導体の1辺が必ず冷却パネルに接することになる。FFHR-d1 の設計ではトーラス内側で中性子遮蔽用スペースが限られるため、この部分のヘリカ ルコイル最内層における核発熱が 500 W/m³と厳しくなる。導体内部の核発熱は絶縁 物を介して冷却パネルによって冷却される。絶縁物の熱伝導率はアルミニウム合金に 対して2桁以上小さいため、ここでの温度勾配が導体の温度上昇を決定する。ステン レスと絶縁物では熱伝導率が1桁も違わないため、ジャケットにステンレスを使うと ジャケットでの温度勾配が無視できない。絶縁物の温度勾配は1次元の熱伝導方程式 から簡易的に計算できる。導体体積当たりの核発熱量を 500 W/m³、絶縁物の厚さを1 mm、絶縁物の熱伝導率を 0.05 W/m-K、導体単位長さ当たりの冷却表面積を 0.1 m²と した場合、温度勾配は 0.25 K となる。これに対し導体内部の金属部の温度勾配は 0.02 Kを超えることはない。Nb₃Sn線材にとって 0.3 K の温度マージンを与えることは実 用的に可能である。しかし尤度が小さいことは確かであり、熱伝導率の高い絶縁物の 開発や絶縁物を薄くする設計が必要である。その一例としてセラミックス絶縁被膜の 可能性を検討している[2.4.3.5]。一方、冷却パネルと絶縁物との界面熱抵抗も重要な課 題である。固体間接触では接触熱抵抗の推定が難しく、不慮の温度上昇をもたらす可 能性がある。そこで、冷媒を直接絶縁物に接触させる冷却パネルを検討している。一 方、2.3.11.2節で示されたように、ブランケット空間を増大させる工夫により、核発 熱量を100 W/m³にまで減少できる可能性が生まれている。ここまで核発熱を抑える ことができれば、導体の温度上昇を0.1K以下まで抑えることができるだろう。

上述のように、核発熱が存在する条件においてLTS導体を間接冷却で用いた巻線構造を成立させるためには、導体のジャケットにアルミニウム合金を用いることが必要である。この場合、ジャケットにステンレスを用いるCIC導体の場合と比べて導体の機械強度が下がる懸念があるが、実際には同程度である。これは、CIC導体の場合には撚線に長手方向の引張強度が期待できないのに対して、LTS間接冷却導体の場合には撚線に長手方向の引張強度が期待できるためである。導体断面方向の圧縮に対しても、低融点金属を充填材として空隙を埋めることで一定の強度が期待できる。FFHR2m1に対する構造解析では、巻線部および冷却パネル部の最大応力が169 MPaおよび269 MPa、巻線部のフープ力による最大引張ひずみが0.185 %と計算された[2.4.3.6]。これらはすべて許容できるレベルとなっている。

核融合炉用マグネットにLTS間接冷却導体を適用するにあたっては、冷却安定性の 評価とこれを考慮した巻線構造の検討が極めて重要な課題として挙げられる。LTS間 接冷却の場合、導体が電磁力によって数µm動くと摩擦発熱によって常伝導部が発生 し、コイル全体のクエンチに至ることが懸念される。このため、巻線が絶対に動かない ような強固な固定が必須である。この問題に対する検討については今後の研究課題で ある。

参考文献

- [2.4.3.1] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. 82, 1487 (2007).
- [2.4.3.2] K. Takahata et al., Cryogenics 51, 397 (2011).
- [2.4.3.3] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. 8, 2405008 (2013).
- [2.4.3.4] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. 9, 3405034 (2014).
- [2.4.3.5] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. 10, 3405011 (2015).
- [2.4.3.6] H. Tamura et al., Plasma and Fusion Res. 5, S1035 (2010).

2.4.4 HTS マグネット設計

FFHR-d1のマグネットにおける超伝導導体の選択肢のひとつとして、銅酸化物系の高温超伝導(High-temperature superconductor; HTS)導体を検討している[2.4.4.1]。HTS 導体は冷却安定性が高く、コイルがクエンチする心配を大幅に軽減できるとともに、巨大なヘリカルコイルを短尺導体の接続によって迅速に製作することができると期待される。さらに、高い温度領域における運転によって経済的に優れた核融合炉として成立させることが可能となるとともに、供給不足が懸念されるヘリウムの使用量を低減させることも期待できる。

現状、HTS 線材の大型マグネットへの応用についてはまだ本格化していないが、 Nb₃Sn 線材を大型マグネットに適用するまでに 30 年に及ぶ開発時間がかかったこと を振り返ると、HTS 線材についても早急に開発を本格化すべきと考える[2.4.4.2]。現 在は、欧米と日本において、大電流 HTS 導体の開発が始まったところである。

以下では、HTS 大型導体を用いた FFHR-d1 のマグネット設計について検討の現状 を述べる。

2.4.4.1 HTS 線材

HTS 材料はペロブスカイト構造を持つ銅酸化物(セラミック)であり、1986年に超 伝導特性を有することが発見された。従来の金属系低温超伝導材料が持っていた臨界 温度の記録を大幅に塗り替え、いわゆる超伝導フィーバーを巻き起こした。金属系低 温超伝導材料を用いるためには液体ヘリウムによる冷却が必要不可欠であり、特殊な 大型研究用途やごく一部の民生応用以外には超伝導の実応用という観点から難しい ものがあるが、HTS 材料はその高い臨界温度のために液体窒素を用いた冷却も可能で あり、発見から 25 年を経た現在、電力応用を中心に線材の開発が進められている。 最近では小型の GM 冷凍機の性能が格段に向上してきたこともあり、液体ヘリウムや 液体窒素を用いない無冷媒冷凍方式の超伝導機器の開発も進められており、HTS 線材 の本格的な適用の道が探られている。極低温での臨界磁場が金属系超伝導材料と比べ て圧倒的に高いことや、併せて臨界電流密度も高く取れること(図 2.4.4.1)から、高 磁場コイルへの適用にも期待がかかる。

HTS線材には、主にビスマス(Bi)系線材とイットリウム(Y)系線材がある。前 者は"第1世代HTS線材"と呼ばれ、Bi-2212線材とBi-2223線材がある。このうち Bi-2223線材はテープ形状であり、単線(線材幅:4.2 mm)の臨界電流は液体窒素温 度77K、自己磁場において200Aを超えている。現在既に大電力輸送用の超伝導ケー ブルや変圧器、モータなどのプロトタイプ試験用に多くが使われている。核融合研究 への応用ではHTS電流リードに実際に適用されており、ITER用として既に80kA級 のものも開発されている。東京大学で建設された磁気浮上式の内部導体閉じ込め方式 である Mini-RT 装置の磁気浮上コイルにも適用され、世界で初めてプラズマ核融合実 験装置にHTS線材が使われた例となった(核融合科学研究所との共同研究)[2.4.4.3]。 Mini-RT に引き続き、より大型の RT-1 装置も製作され、6時間以上の安定な磁気浮上 を達成してプラズマ実験が遂行されている[2.4.4.4]。一方、核融合科学研究所では、後 述のように Bi-2223線材を用いて HTS 大電流導体の開発を 10 kA級導体としてスタ

115

ートした[2.4.4.5]。ビスマス系線材のもう一方の Bi-2212 線材は、HTS 線材として唯 一丸線の製造が可能であり、LTS 線材と同様の使い方が可能である。そこで、加速器 応用を対象として平角形状の成型撚線(ラザフォードケーブル)が検討・試作された り、核融合応用を目指してケーブル・イン・コンジット(CIC)導体への適用が検討 され、2000 年代の初めには、10 kA 級の CIC 導体が試作開発されたりした[2.4.4.6]。 これら Bi 系線材はいずれも母材に銀が使われるため、放射化の観点から核融合炉用 マグネットへの適用は難しいと考えられてきた。最近、中国の CFETR 炉の設計では、 装置全体の小型化を目的として中心ソレノイドコイルの高磁場化を図り、その内層部 に Bi-2212 線材を CIC 導体として適用することが提案されている。この位置であれば、 中性子フラックスが低く Bi 線材を使える可能性がある。

Y 系線材は"第二世代 HTS 線材"とも呼ばれる。希土類元素として Y を用いる場 合、YBa2Cu3Oy は YBCO あるいは Y123 と表記されるが、Y をガドリニウム Gd 等の 他の希土類(Rare Earth)元素に置き換えた線材等も開発されているため、総称して REBCO と称されることもある。ビスマス系線材より磁場中での臨界電流特性に優れ ていること、特に、高温(50 K 以上)でそのことが顕著であることにより、各種の電 力機器(変圧器、モーター、電力ケーブル、等)や医療用機器(加速器、MRI、等) をターゲットとして急ピッチで開発が進められている[2.4.4.7]。特に、小型で大出力の 超伝導モータも可能となるため、船舶や航空機など、輸送機器への適用の期待も大き い。Y 系線材では基材にニッケル合金が用いられるため、従来の超伝導線材と比べて 機械的強度が圧倒的に高く(ハステロイは引張強度 1 GPa 以上)、強大な電磁力を受 ける高磁場コイルへの適用にも有望と考えられる。核融合応用としては、前出の Mini-RT 装置において最初に適用した Bi-2223 線材を用いた磁気浮上コイルをアップグレ ードして Y 系の GdBCO 線材で巻き直したコイルとする計画が遂行された[2.4.4.8]。

ここで、Y 系超伝導線材の特徴や製造方法について説明しておく。YBCO は 1987 年2月に米国で発見された酸化物で、90Kの臨界電流を持つ。臨界電流特性が結晶方 位によって大きく異なることから、結晶構造をできるだけ揃えるための配向制御が必 要である。特に、ビスマス系と異なり、c 軸配向のみならず a-b 面内の配向(二軸配 向)も実現する必要がある。このため、線材にするにはニッケルやハステロイ、銀な どの金属テープの上に薄膜状の結晶を成長させることになり、"薄膜線材(Coated Conductor; CC)"とも呼ばれる。Y 系線材の一般的な構成を図 2.4.4.1 に示す。REBCO 層を面内配向させるためには、主に次の二つの方法がある。一つは基板である金属テ ープを配向させる方法であり、もう一つは無配向の金属テープ上に配向中間層を成膜 する方法である。いずれもまずテンプレートとなる配向組織を作り、その上に REBCO 層を成長させるという方式をとる。前者ではニッケルや銀などの金属テープに 90% 以上の強加工を施し、その後に適切な再結晶化熱処理を与えることで面内配向した基 材 RABiTS (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate) が得られる。基材が銀の場合 はその上に REBCO 層を成長させることも可能であるが、ニッケル等の金属の場合に はもう一つの方法と同様にセラミックスの中間層(バッファ層)が必要である。中間 層を配向させる方法として、代表的なものにイオンビームアシスト蒸着法 IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) がある。この方法ではスパッタによって成膜する際に特定

の角度(55°)からイオンビームを照射することにより、無配向基板の上に二軸配向 した中間層を効率よく成膜することができる。中間層としては YSZ や GZO が用いら れる。この方法によって成膜された中間層は非常に高い配向組織となり、結晶粒も細 かく長尺化に適した特性を示す。中間層の上には、PLD (Pulse Laser Deposition)を 用いて YBCO 層が成膜される。YBCO 層の厚みは、現在のところ 1-2 μm となってい る。既に、10 mm幅のテープとして、臨界電流1000Aに至る線材も実験室レベルで は作製されている。PLD 法をより高速に行うためには、マルチターン・マルチプルー ムと呼ばれる方法も開発され、成膜の均一化や成膜領域の拡大により線材作製が効率 的に行えるようになり、長尺の線材が製作できるようになっている。IBAD 中間層に ついては製造速度が遅いことが課題である。そこで、中間層に対しても PLD を用い CeO2 層(キャップ層)を成膜することで、高速に高配向中間層を得る手法も開発さ れている。一方、PLD 法よりも高速に REBCO 層を形成する手法として化学液相法 (MOD; Metal Organic Deposition) や化学気相法 (MOCVD; Metal Organic Chemical Vapor Deposition) がある。MOD 法では有機金属塩を溶媒に溶解して基板上へ塗布して焼成 することにより超伝導相を形成する。このため真空容器を必要とせず、高速化ととも に低コスト化が期待される。原料にトリフルオロ酢酸塩を用いたプロセス (TFA-MOD 法)では、高い配向組織が得られる。マルチコート法と呼ばれる複数回塗布と仮焼を 繰り返した後に YBCO 層形成のための熱処理を加える方法も考案されており、熱処 理条件の適正化を行うことで臨界電流密度を低下させることなく厚膜化に成功して いる。最近の線材開発では、温度 77 K での磁場中特性を向上させる目的で BZO のナ ノロッド等の人工ピンを導入する研究が盛んである[2.4.4.9]。人口ピンの導入は、磁場 方向の異方性を軽減することにも有効である。また、線材を細線化することで交流損 失を抑えることが可能であり、このための開発も進展している。



Figure 2.4.4.1 Volumetric specific heat for metals and helium (pressure: 0.6 MPa) as a function of temperature.



Fig. 2.4.4.2 (a) Comparison of critical current density of various superconducting materials and (b) schematic illustration of compositions of a REBCO tape.

2.4.4.2 ヘリカル炉 FFHR-d1 用 100 kA 級大電流 HTS STARS 導体の設計

HTS 導体を用いると、高い温度領域における運転によって経済的に優れた炉として 成立させることが可能と期待できる。そこで、ITER の次を想定したトカマク方式の 原型炉の設計研究においても、HTS 導体を用いたコイル設計オプションが 10 年以上 前より提示されている[2.4.4.10]。代表的には米国の ARIES-AT [2.4.4.11]と日本の VECTOR [2.4.4.12]である。いずれも幅広の大電流 YBCO 導体を用いた設計があり、 ARIES-AT では 70K という高温運転となっている。一方、VECTOR には Bi-2212 線材 を用いる設計もあり、日本原子力研究開発機構(現量子科学技術研究開発機構)では 実際に Bi-2212 線材で CIC 導体を構成した R&D も行われ、温度 20K、磁場 12T にお いて 10 kA の電流を流すことに成功している[2.4.4.6]。これら先駆的な研究において も、コイル巻線を間接冷却とすることが考えられてきた。これは、HTS 導体の場合は 導体自体の比熱が大きいことによって、導体がクエンチする可能性が低く、極めて安 定なコイルを実現できると考えられるからである。このことは大型コイルでは特に重 要であり、クエンチ確率が低いことは大きな魅力である。

ここで導体に入る入熱量wと温度上昇ATの関係は次式で与えられる。

 $w = C_p \rho \Delta T \tag{2.4.4.1}$

上式において C_p は比熱、 ρ は密度である。 $C_p\rho$ の温度に対する依存性を示したもの が図 2.4.4.3 であるが、液体ヘリウム温度 4K では金属自体の比熱が小さく、導体の比 熱はヘリウムで保証されることがわかる。これが、CIC 導体の内部が超臨界ヘリウム によって直接冷却される理由である。これに対して、温度が 20 K を超えると金属の 比熱がヘリウムを上回るようになる。20 – 30 K において許容温度上昇として 10 K と すると、w~2×10⁶ J/m³ となる。これは、Nb₃Sn あるいは Nb₃Al 線材を用いた CIC 導 体と同等以上である。 巻線導体がクエンチする原因として最も重要なのは導体が電磁力によって局所的 に動く機械擾乱であるため、ここで、許容される擾乱量も求めておく。擾乱による入 熱は次式で表される。

$w = Bj\delta \tag{2.4.4.2}$

ここで、 δ は移動距離である。例えば磁場を10T、電流密度を40 A/mm²とすると、 式(2.4.4.1)、および、(2.4.4.2)が釣り合う条件より、許容される移動距離は5 mm とな る。これは通常のコイル巻線では全くあり得ないレベルである。これに対し、LTS 導 体の場合に同様の評価をすると、温度4K、許容温度上昇1Kにおいて許容擾乱は5 um となるため、冷却が存在しない条件ではわずかな擾乱で常伝導転移が生じる。

Nb₃Sn や Nb₃Al 等の LTS 線材を用いて大電流大型導体を作るにあたっては、次に挙 げる3つの基本がある。(1)線材の素線に極細多芯線を用いること、(2)その素線を撚 り合わせること、(3) 撚った素線が空間的に転位 (トランスポーズ) されていること。 これらは LTS 線材において問題となる電磁気的安定性と冷却安定性を保証するため に必ず必要なことであるが、このために LTS 線材は多数のフィラメントから構成され るとともに、ツイストや撚りを入れるために外形が細い丸線形状となっている。HTS 線材を用いた導体を考案するにおいても、現在のところ一般にはこの基本を守ること が必要と認識されている。しかしながら、これはフィラメント構造を有し丸線形状を 持つ Bi-2212 線材でのみ簡単に適用可能であり、Y 系線材の場合にはテープ形状であ りフィラメント構造もないため極めて難しい課題となる。そこで、Y 系線材を用いた 導体においても何とか擬似的にこの基本を踏襲するような構造の導体開発が欧米を 中心に行われている。代表的なものとして次の3種類がある。一つはドイツのカール スルーエエ科大学 KIT を中心に開発が行われている Roebel 型導体である[2.4.4.13]。 この導体ではテープ形状の Y 系線材をパンチングで切り欠くことでミアンダー形状 に加工し、これを順次撚り合わせて大電流導体とする。KIT ではテープ線材を幅方向 にできるだけ細かく分割して Roebel 導体を構成し、これを多数本組み合わせること でラザフォードケーブルとして温度 77 K で 20 kA 級の導体とする試作も行われてい る。一方、米国では、マサチューセッツ工科大学 MIT において積層した線材全体を捻 っていく twisted-stack cable 型導体(TSTC)が提案されており、これを1本の素線と して多数の素線を集合することで、大容量の CIC 導体を構成することも提案されてい る[2.4.4.14]。TSTC のコンセプトを応用した大電流導体は、欧州における研究機関で も研究開発されており、RSCCCT 導体、SCHCC 導体、CROCO 導体等として派生して いる。米国では、他に、銅のフォーマの周りにY系線材を巻き付けることによって大 電流導体を構成する Conductor on Round Core (CORC) 導体が開発されている[2.4.4.15]。 これらの導体では、いずれもテープ線材が複雑な構造を持つため、製造が難しくコス トも高くなる。導体の機械強度にも問題がある。HTS 導体は上述のように比熱によっ て高い冷却安定性が保証されるため、磁気的不安定性や電流偏流がほとんど問題にな らない。よって、これらに対する対処として考えられた LTS 導体と線材の構造とは別 の発想も可能であると考えられる。そこで、テープ形状の線材に撚りや転位構造を設 けず単純に積層して導体を作ることを提案した。NIFS ではこのタイプの HTS 導体の 開発を 2005 年から開発を開始した。このタイプの導体を現在 STARS (Stacked Tapes Assembled in Rigid Structure) 導体と呼んでいる。STARS 導体は、導体の製造が簡単で コストも低減でき、機械強度の高い導体の製造が可能である。後に述べるように接続 が容易という利点もある。図 2.4.4.4 (左) にこの発想をもとに現在検討している大電 流 HTS 導体の設計例を示す。この設計ではステンレス製ジャケットの中心に Y 系テ ープ線材を単純に積層して配置し、回りに安定化銅を入れた構造としている。線材間 は機械的に接触するだけでも良いが、必要に応じて半田含浸することも可能である。 いずれの場合も線材表面に剪断応力がかからない導体構成となっており、膜状の超伝 導層が高強度の基材から剥がれやすいという問題を回避できる。一方、導体の外径を 丸型とすることでヘリカル形状への加工を容易にすると同時に、線材の方向を磁場方 向に合わせて調整することも可能となる。これによって、線材特性の磁場方向に対す る異方性を解消し、高い臨界電流を確保するとともに交流損失の低減も図る。同様の 発想は、LTS コイルにおいて実際に用いられた例がある[2.4.16]。

ただし、複雑な構造を採用すると、機械的に弱い懸念がある。また、導体の製作コ ストが増大する問題もある。図 2.4.4.3 の断面が現在の主候補である。この場合、現状 の線材をそのまま用いると特にテープ面に垂直磁場が加わると臨界電流がまだ低い。 そこで、現在、線材の厚膜化を図ることで低温において高い臨界電流が得られること が報告されており、有望である。また、人工ピンの導入によって磁場方向の異方性を 軽減し、C軸に並行方向の臨界電流を大幅に向上させる方策が開発されており、急ピ ッチで性能向上がなされている。こうした線材を用いることで現行の導体断面構造の まま臨界電流特性の向上を図ることが可能であると考える。



Figure 2.4.4.3 Schematic cross-sectional image of the 100 kA-class HTS STARS conductor designed for the helical fusion reactor FFHR-d1.

2.4.4.3 HTS 導体を用いたセグメント方式のヘリカルコイル巻線

FFHR-d1 のヘリカルコイルの巻線について、LTS 導体を使う場合、LHD のヘリカル コイルと同様に、ポロイダル方向及びトロイダル方向に回転する巻線機を用いて連続 的に巻線作業を行う方針となる。装置サイズが4倍となるため、巻線機の外径は約50 m、高さは約30mとなる。これは相当に大きいが、技術的には製作可能であると判断 され、前出のように CIC 導体を対象として巻線方法の具体的な検討を進めている。し かしながら、特に工程の観点からは厳しいものがあると言わざるを得ない。即ち、LHD ではヘリカルコイルの巻線作業に昼夜連続で1年半かかったが、これを単純に4倍し たとしても6年を要することになる。LHD ではヘリカルコイルの巻線作業は本体と は別に設置したクリーンルームで行い、巻線完了後に全重量 450 トンをクレーンで移 動して、並行して製作しておいた下部電磁力支持構造物と下部ポロイダルコイルの上 に設置したが、FFHR-d1ではヘリカルコイルの重量が1万トンを超えるため、クレー ンを用いて移動することができない。このため、当初から本体位置で全ての作業を行 うことになり、巻線機の設置が難しいだけでなく、先に下部のコンポーネントを製作 しておく必要があるなど工程が連続となり、装置全体の建設には相当の年数がかかる ことになってしまう。然るに、ヘリカルコイルをより迅速に製作する方法を検討する ことは極めて重要な課題である。

その一つとして、ヘリカルコイルをセグメントに分けて製作し、現地で機械的に接 続するという方法が考えられる(図 2.4.4.4)。これは、1980 年代半ばにおいて K. Uo によってヘリオトロン型核融合炉のヘリカルコイルに対して提案されたものであり [2.4.4.17]、万一、コイルの一部に不具合が生じたときに補修できるようコイルを着脱 可能(demountable)とする発想に基づいている。当時は唯一の実用超伝導線材であっ た NbTi を対象として検討されたが、機械式の接続部における発熱が液体ヘリウムへ の熱負荷として大きすぎて成立しないと結論された。その後、2000年代に入り H. Hashizume らは、HTS 線材を用いた類似の提案を行い、運転温度を 20 K 以上とする ことで熱負荷の問題を回避できることを示した[2.4.4.18]。これを受けて、FFHRの炉 設計では、これに準じた方式が有望として検討を行った[2.4.4.1, 2.4.4.19]。すなわち、 demountable は難しいためまずはそれをやめて、once-through、すなわち、製作時の1 回のみの接続にすれば現実的な解が見いだせるのではないかと考えた。しかしながら、 1 ヘリカルコイルの断面で 400 本を超える巻線導体を同時に接続する方法について 現状の技術では解を見つけることができなかった。そこで、コイルセグメント同士の 接続ではなく、1本ずつの導体セグメント同士を接続していく巻線方法を新たに提案 した[2.4.4.20]。この場合に想定される HTS 大電流導体の接続方法を図 2.4.4.5 に示す。 テープ形状の YBCO 線材を導体端部において階段状になるように配置することで低 抵抗接続が可能であり(ブリッジタイプ接続)、導体をオリジナルの外径から太らせ ることなく接続が行える。テープ線材同士の接続には半田を用いる方法[2.4.4.21]と機 械的に接続する方法の両方が考えられる。機械的接続方法については、東北大学・量 子エネルギー専攻・橋爪研究室で開発されており、30 MPa を越える十分な応力をか けることで半田接続と同等の接続抵抗まで下げられることがわかっている[2.4.4.22-24]。ここで、100 kA 級導体の場合、10 mm 幅の YBCO 線材として 40 枚を用いるこ

121

とを想定するが、各線材で 50 mm ごとに接続することを考える。機械接続の場合、接 続抵抗率として $10^{-11} \Omega m^2$ が単線での測定で得られている。よって、導体の1接続箇 所あたりの抵抗は $1 n\Omega$ となる。

初期の提案では半ピッチごとの接続を想定していたが、その後、1ピッチごとでも 接続が可能なことを見出した。当初は直感をもとに針金を用いて検証したが、その後、 3次元プリンターモデルを用いて検証した。この様子を図 2.4.6 に示す。現在の設計 では、ヘリカルコイル全体について接続箇所は 3900 に及ぶため、一か所あたりの接 続抵抗を 1 nΩとすると、100 kA の通電を行うコイル全体で約 40 kW の発熱となる。 これを冷却するのに必要な電力は 2.5 MW ほどと概算される。LTS 導体オプションの 場合に想定されるヘリウム液化冷凍機全体の必要電力は 20 – 30 MW であるため、こ れは十分に小さく、許容範囲であると言える。3.1.3.3 節に述べるように、東北大学で は、接続部の製作において熱処理を適用することでさらに接続抵抗を下げる方法が開 発されており、線材単線の接続では接続抵抗率が 1/5 程度まで低減している。この方 法が大型導体にも適用できれば、必要な冷凍パワーは 0.5 MW ほどまで下がることに なる。

導体のジャケット間の接続については、摩擦撹拌接合(FSW)等を用いて溶接する ことを検討している。これによって、本来の1本の導体と同等の機械剛性を確保でき るものと期待される。

一方、単純に積層されたテープ線材には大きな磁気遮蔽電流が誘起され、プラズマの閉じ込め磁場に対して影響を与えることが懸念される。しかしながら、この問題については、装置にトロイダル方向の対称性がある限りは、トロイダル方向への積分として構成される閉じ込め磁気面に対して大きな影響を与えることはないものと判断され、それを数値計算によって確かめている[2.4.4.20]。詳細については、電流分流の問題とともに、依然、今後の重要課題である。

FFHR-d1の運転においてヘリカルコイルは定常であるが、ポロイダルコイルについては核融合点火の立ち上げ時にプラズマ圧力の上昇に応じたフィードバック制御を行う必要があり、比較的長時間(数分以上)ではあるものの電流変化を伴う。そこで、 導体内の線材間の電流偏流と交流損失を抑える目的で転位構造を有した Roebel 型の 転位構造を導体の一部に使用することも検討している。Roebel 構造を入れるための方 法として、線材の一部を半田接続することによってミアンダーとする方式を考えている[2.4.4.25]。この方式では、接続部におけるジュール発熱を交流損失やその他の発熱 要因に対して小さくすることができれば、準超伝導導体として成立させることができ る。これを Roebel-MITO (Meandering for Inter-Transposition Optimization) 導体と名付 けた。これは必要に応じてオンデマンドで適用可能である。

HTS STARS 導体、導体内部に電気絶縁材を設け、外部をステンレスジャケットの 剥き出しとしている。ジャケット四隅の角を丸めて長手方向のチャンネルとし、ヘリ ウムガスを流して冷却する(図 2.4.4.7)。この方法では真空含浸が不必要となる。ま た、隣り合う導体のジャケット同士を溶接等で連結することで、機械的に強固な巻線 が実現できる。



Figure 2.4.4.4 Schematic illustration of the FFHR-d1 helical coils with HTS STARS conductors. The "joint-winding" method is indicated with one-helical-pitch conductor segments. The cross-sectional view of the main helical coil (winding package) and a sub-helical coil (NITA coil) is also shown. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)



Figure 2.4.4.5 Close-up view of the joint section in the FFHR-d1 helical coils. The joint section is lifted at 500-1000 mm above the final position.



Figure 2.4.4.6 Confirmation of HTS joint-winding by 3-D printing models.



(b)



Figure 2.4.4.7 Close up image of the winding package of the FFHR-d1 helical coils consisting of HTS STARS conductors. The winding package in the helical coil is divided into 15 double pancakes. Cooling channels for helium gas in the longitudinal direction along the windings are formed by four corners of conductors. Transverse channels are provided by grooves on the conductor surfaces. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)

2.4.4.4 HTS 導体を用いたヘリカルコイルに働く電磁力

HTS 導体を用いたマグネットオプションについて、電磁力によってヘリカルコイル に発生する応力に関する検討も行っている。従来、酸化物系の HTS 線材は超伝導物 質自体がセラミックであるため機械強度が低く、高磁場マグネットや大型マグネット には適用できないのではないかという誤解があった。2.4.4.1節で述べたように、Y系 線材では基材にニッケル合金が用いられるため、従来の超伝導線材と比べて機械的強 度が高い(ハステロイ基材は引張強度1 GPa 以上)。また、ガス冷却条件においても ジャケットにステンレスを用いることが可能である。これにより CIC 導体と同等、あ るいは、それ以上の高い機械強度を保証することができる。3次元構造を持ったヘリ カルコイル巻線に働く電磁力の評価は難しい課題であるが、まずは、参考文献 [2.4.4.27]で議論された LTS 間接冷却導体オプションに対する検討と同様に、等価的な 巻線半径を仮定した円柱ソレノイドモデルとして解析計算、および、2次元の有限要 素法数値計算を行った。その結果、Von Mises 応力として巻線導体部分で最大 400 MPa、 ステンレスコイル容器部分で最大 500 MPa と評価され、許容レベルであると判断でき た[2.4.4.1]。さらに、3次元の有限要素法を用いた数値解析も行われた[2.4.4.28, 29]。 結果は、図 2.4.4.8 に示すとおり、引張ひずみ 0.145%と求まった。また、HTS-STARS 導体の積層線材部に働くせん断応力の評価は、32 MPa であった。



Fig. 2.4.4.8 3D FEM analysis for the HTS helical coils: (a) normal strain distribution along the winding direction and (b) distributions of in-plane shear strain and its *x*-*y* component in the HTS tape region. (Both reproduced from Ref. [2.4.4.29].)

2.4.4.5 HTS 導体を用いたヘリカルコイルの保護と常伝導伝播解析

上述のように、HTS 導体は本質的に高い臨界温度を有するとともに、大電流導体設計においては十分な銅安定化材を用いているため、常伝導転移が生じたり、その後でクエンチに至ったりする確率は極めて低いと期待できる。しかしながら、このような状況においても、マグネットの保護システムはきちんと用意しておく必要がある。現状のマグネット設計では、外部抵抗を用いた保護システムを検討しており、2.5.4.節「電源システム」に述べられている。ここでは、外部抵抗による電流減衰時定数を決めるため、導体のホットスポット温度を評価する。この評価のために、ここでは、ゼロ次元、および、1次元の二つの解析を用いる。

ゼロ次元解析では、導体の温度上昇は時刻 tの関数として次式によって与えられる。

$$\gamma C_p(T)\frac{dT}{dt} = \rho_e(T)J(t)^2,$$

上式において、 γ は導体の密度、 C_p は比熱、T は温度、 ρ_e は電気抵抗率、J は電流密 度である。ここで、問題を簡単化するため、導体の構成材として銅安定化材のみを考 慮し、ステンレスジャケットは無視する。現状の STARS 導体の設計では、銅安定化 材とステンレスジャケットの間に電気絶縁が入っている。これは熱絶縁としてもある 程度働くため、外側のステンレスジャケットの熱容量は完璧には使えない。導体が臨 界温度に達するまでの間、輸送電流のうちある程度は HTS 線材を流れるわけである が、この解析では簡単のため HTS 線材は瞬間的に完全に常伝導状態に転移するもの と仮定する。緊急遮断過程において導体の電流密度は初期値 J_0 から時定数 τ によって 次式のように指数減衰する。

 $J(t) = J_0 e^{-t/\tau}.$

電流の減衰に伴って導体が経験する磁場も減衰するが、銅の電気抵抗率については磁場を常に12Tにフィックスして各温度において求める。銅の磁気抵抗効果は20K以

上の温度領域においては限定的である。例えば、導体温度が 60 K のとき、12 T にお ける抵抗率 (1.43 n Ω)と 6 T における抵抗率 (1.23 n Ω)の差は 20%にとどまる。これら の仮定のもと、上記の 2 式を結合し時刻に対して積分すると、時定数 τ とホットスポ ット温度 T_m の間に次の関係が求まる。

$$\tau = \frac{2}{J_0^2} \int_{T_0}^{T_m} \frac{\gamma C_p(T)}{\rho_e(T)} dT$$

現在の導体設計について、初期温度 T_0 を 20 K、銅部の電流密度を 77 A/mm² とした場合の上記の関係をプロットすると図 2.4.4.9 となる。これより、時定数が 30 s という比較的長いものである場合もホットスポット温度は 190 K であり、これは許容範囲と言える。ただし、この解析はかなり粗いものであることは認識しておく必要がある。ここでは時刻ゼロから緊急遮断が開始されるとしているが、実際には、導体の一部に常伝導転移が出現してからこれを検出するまで、および、検出後に緊急遮断回路を働かせるまでの間に有限の遅れ時間が存在するため、ホットスポット温度はさらに上がることになる。従って、より正確で現実的な解析が求められる。そこで、常伝導伝播過程を扱う1 次元解析を行った。これは、参考文献[2.4.4.30]に示す以前に行った解析を進展させたものである。1 次元解析では、次式の支配方程式を数値的に解く。

 $\frac{\partial}{\partial x}\lambda\frac{\partial T}{\partial x} + Q - \gamma C_p \frac{\partial T}{\partial t} = 0,$

ここで、λ は導体の長手方向の熱伝導率である。導体の発熱 Q は次式で表される。

$$Q = \frac{R_{sc}I_{sc}^2 + R_m I_m^2}{S}$$

ここで、*Rsc* は超伝導線材の実効的抵抗であり、パーコレーションモデルによって温度、電流密度、磁場強度と磁場の印加角度に応じて与えられる[2.4.4.31,32]。金属の抵抗 *R_m* については、導体の断面積 *S* において銅安定化材とステンレスジャケットの並列回路として与える。現状の解析では、上記の1次元方程式について有限要素法 (FEM)を用いて数値的に解く。最初の常伝導転移を引き起こすために、導体の長手方向中心において熱擾乱を入力する。

計算結果を二つの条件について図 2.4.4.10 に示す。図 2.4.4.10(a) では、ステンレス ジャケットが寄与するとしている。これは、導体内部の電気絶縁材が熱絶縁として全 く働かないと仮定したことに相当し、ステンレスジャケットの熱容量をフルに用いる ことが可能としている。この場合、遮断時定数 30 s に対してホットスポット温度は ~140 K と求まる。ここで、前述のゼロ次元解析と異なるのは、クエンチ検出が行われ る閾値の電圧を 100 mV と設定し、これに達するまでに~80 s の遅れ時間を許容してい ることである。すなわち、最初の擾乱による常伝導転移の発生後、HTS 線材に生じる 遅い常伝導伝播により、常伝導部分が広がるのにこれだけの時間がかかるわけである。 しかしながら、この条件においても、銅安定化材による優れた熱伝導とステンレスジ ャケットの熱量量によりホットスポット温度が急激に上昇することがないため、これ は許容できると言える。この結果は、例えば、EU におけるトカマク型デモ炉の HTS オプション設計において得られた結果と類似である[2.4.4.33]。

一方、導体の内部電気絶縁材が熱絶縁として完璧に働くと仮定すると、ステンレス ジャケットの熱容量が使えないことになる。これは、ステンレスジャケットを計算か ら除外することに相当し、この場合には同じ遮断時定数を仮定するとホットスポット 温度は~340Kまで到達する。これは、温度が高過ぎて許容できない。ただし、現実に は、導体の内部電気絶縁材が完璧な熱絶縁として働くことはないため、実際のホット スポット温度は上記で得られた二つの温度の間になると予想される。最も悲観的にス テンレスジャケットを完全に除外した場合、遮断時定数を15sまで短くするとホット スポット温度は~170Kとなる。この計算を図2.4.4.10(b)に示す。後述のように、遮断 時定数を短くすると遮断電圧が高くなる。よって、銅安定化材とステンレスジャケッ トの間の熱伝導を確保しておくことは重要である。このために、電気絶縁材として良 い材料の選択が重要である。エポキシ系の有機絶縁材を用いる場合は、含浸過程にお ける強力な接着が必要である。先進的なセラミック系の無機絶縁材を用いる場合は、 クラックの発生を避けることが必須であり、銅安定化材とステンレスジャケットの接 合を完璧に保証することが必要である。

緊急遮断の開始時において、コイルの両端には $V_0 = R_{ext}I_0$ で表される最大電圧が発生する。 R_{ext} は保護抵抗の抵抗値であり、遮断時定数とコイルの自己インダクタンス Lによって、 $\tau = L_{coll}/R_{ext}$ として決められる。ホットスポット温度を低く抑えるためには R_{ext} は十分に高い必要があるが、そうすると、最大電圧が高くなる。最大電圧を抑える方策ため、コイルを複数のブロックに分割してそれぞれに保護抵抗を入れる方策がある。FFHR-d1のヘリカルコイルの場合、図 2.4.4.7 に示すように巻線部を分割することが可能である。具体的には、ひとつのヘリカルコイルについて 15のダブルパンケーキに分割し、2条のコイルで全 30 分割となる。励磁時には全てのダブルパンケーキ、および、垂直磁場コイル群について直列接続とする。各コイルブロックは保護抵抗とバイパス回路を有し、これらは並列に接続されている。緊急遮断の際には、断路器によってすべてのバイパス回路が開かれ、保護抵抗がコイルに対して直列に接続され、これにより、緊急遮断が開始される[2.4.4.34]。コイルブロックの分割により、各ブロックの自己インダクタンスは~1Hに抑えられ、保護抵抗値 ~0.03 Ω とすると、遮断時定数は 30 s となる。この場合、コイル電流~100 kA により最大発生電圧は ~3 kV となる。時定数を 15 s とした場合は、最大発生電圧は ~6 kV となる。



Figure 2.4.4.9 Relationship between the time constant and hot-spot temperature during an emergency discharging process for the FFHR-d1 HTS STARS conductor with a zerodimensional analysis. Only the copper stabilizer is included. When the time constant is 30 s, the hot-spot temperature becomes ~190 K. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)



Figure 2.4.4.10 One-dimensional FEM calculation results for temporal evolutions of the temperature, current, and voltage of the HTS STARS conductor. For (a) and (c), the electrical insulation is assumed not to work as thermal insulation, whereas for (b) and (d) it works. The quench detection voltage is 200 mV for (a), (b), and 100 mV for (c), (d). In all cases, a disturbance energy of 1.8 kJ is assumed to be injected for both cases. 2.4.4.6 HTS 導体を用いたヘリカルコイルの冷却

HTS 導体を用いたヘリカルコイルの冷却もチャレンジングな工学課題である。現状、 ヘリウムガスを用いた冷却方式が適用可能であると考える。ただし、一般にガスを用 いた冷却は液体を用いる場合と比べて難しい。これはガスの密度が低く、熱除去性能 が低いこと、および、液体は沸点によって温度が固定できるのに対してガスではその 機能がないことのためである。しかしながら、発生する熱密度が低く、冷却面積が十 分である場合には、ガスによる冷却も可能である。ここでは、FFHR-d1 ヘリカルコイ ルのヘリウムガス冷却について基本検討を行う。

ヘリカルコイルにおいて発生する熱の大半は中性子照射による核発熱である。特に、
現状の磁場配位ではトーラス内側のスペースが厳しいため、この部分で放射線遮蔽シ ールドが薄く、核発熱が問題となる。現状の概算では、巻線部最内層についてトーラ ス内側では最大~500 W/m³である。また、遮蔽の厚いトーラス外側では~100 W/m³で ある。

ヘリカル炉は直流運転となるため、交流損失については問題とならない。交流損失 は、最初のマグネットの励磁時、および、プラズマ立ち上げに伴う垂直磁場の補正時 において生じるが、いずれも磁場変化率がトカマクのパルス運転と比べると桁違いに 低いため、大きな問題とならない。励磁には数時間を要しても構わないが、その場合、 交流損失は核発熱と同等レベルに収まる。

HTS オプションのヘリカルコイルについて熱発生の他の要因としては、接続巻線方 式に伴う多数(3,900 箇所)の接続部で生じるジュール熱がある。各接続部の接続抵 抗は~1 nΩと予測するため、運転電流94kAを流すと~9Wのジュール熱を生じる。現 状の設計において、接続部はヘリカルコイルの上部に位置させることを考えている。

HTS オプションのヘリカルコイルの巻線部の冷却について、導体の四隅を長手方向 の主要な冷却チャンネルとして考えている(図 2.4.4.7)。導体の表面には、長手方向 に直行する方向にも冷却チャンネルとして機能する溝も設けている。巻線部は各導体 同士を溶接で繋ぎ合わせることで強固なものにすることを想定しているが、このとき に冷却チャンネルを塞がないように工夫する必要がある。冷却の入口と出口は、それ ぞれ、ヘリカルコイルの下側と上側の 10 か所ずつに設ける(図 2.4.4.11)。これは、 LHDのヘリカルコイルの液体ヘリウム冷却の構造に類似となる[2.4.4.35]。LHDでは、 GFRP スペーサと導体の間に設けられたギャップが冷却チャンネルとして働いている。

ここで、FFHR-d1 ヘリカルコイルの冷却に必要となるヘリウムガスの質量流量を概 算する。導体四隅で作られる冷却チャンネルはひとつあたりの等価直径は *D*~4.4 mm であり、その断面積は 55 mm²、冷却周長は 50 mm である。核発熱として最も厳しい 巻線部最内層、トーラス内側を想定すると、これは、1本の冷却チャンネルの長さ *L* ~18 m (ヘリカルコイルの下側から上側までの距離) について、~15 W と概算される。 この場合、冷却チャンネルを流れるヘリウムガスの温度上昇は次式によって与えられ る[2.4.4.36]。

$$T = T_{in} + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}c_p},$$

ここで、*T_{in}* は入口温度、*Q*は冷却チャンネルにおける全発熱、*m* は質量流量である。 ヘリウムガスの比熱 *c_p*は HEPAK[™]を用いて計算できる。今、入口温度を 10 K、出口 温度を 20 K、入口圧力を 200 kPa で与えると、~15 W を冷却するために必要な流量は ~0.28 g/s となる。この質量流量に対する圧力損失*Δp* は次式で与えられる。

$$\Delta p = \lambda \frac{L}{D} \frac{\rho \overline{u}^2}{2},$$

ここで、 λ は摩擦係数、 ρ は密度、 \overline{u} はヘリウムガスの平均速度である。摩擦係数は レイノルズ数(今の場合は $Re \sim 10500$)より次式によって概算される。

$$\lambda = \frac{0.3164}{Re^{1/4}} \sim 0.03 \, .$$

これより、圧力損失は 1.6 kPa 程度と見積もることができるが、これは、ほとんど問題にならないレベルと言える。

上記で得られたヘリウムガスの質量流量~0.28 g/s に巻線部断面あたりの冷却チャン ネルの数 390 と 20 パス(2条のヘリカルコイルで各 10 パス)を掛けると、全質量流 量は~2.2 kg/s となる。これは、LHDの冷却システムにおける質量流量~3 kg/s よりも 低いレベルであり、許容できる。

ヘリウムガスの必要流量の概算に加え、HTS 導体内部における線材の温度について 見積もっておくことは重要である。このためには、導体表面からヘリウムガスへの熱 伝達、および、導体内部での熱伝導を考慮する必要がある。まず、導体表面からヘリ ウムガスへの熱伝達については、次式で評価できる。

 $q = h \big(T_{SS} - T_{He} \big),$

ここで、qは熱流束、hは熱伝達率、 T_{SS} は導体のステンレスジャケットの表面温度、 T_{He} はヘリウムガスの温度である。熱伝達率は、レイノルズ数 Re、プラントル数 Pr、 ヘリウムガスの熱伝導率 κ より次式で与えられる。

$$h = 0.023 \frac{\kappa}{D} Re^{0.8} Pr^{1/3}$$

これより、現状の条件においては、*h*~200 W/m²K となる。導体表面からの熱流束は、 接続部において最大となる。この部分では、導体に沿う長さ~1 m において~9 W のジ ュール発熱が生じる。この部分の核発熱~1 W も加算される。この場合、上式より、ス テンレスジャケットの表面温度はヘリウムガスの温度に比べて~0.9 K だけ高くなる。 ただし、導体内部の銅が高い熱伝導率を有するため、接続部の発熱は長手方向に拡散 し、ステンレスジャケットの表面温度は上記より幾分低くなるとも期待できる。

導体内部の断面方向の温度分布については、次式で表される1次元熱伝導によって 評価できる。

$q = \frac{\kappa}{d} \Delta T ,$

ここで、*κ*は熱伝導率、*d*は距離、*ΔT*は温度差である。HTS線材とステンレスジャケットの間で支配的になるのは電気絶縁層である。これに従来方式であるエポキシ系の 絶縁材を用いる場合、熱伝導率は~0.05 W/m K のレベルである。また、ステンレスの 熱伝導率は温度 20 K において~2 W/m K である。これより、HTS線材の温度はヘリウ ムガスで冷やされたステンレスジャケットの表面温度に比べて~3 K ほど高くなると 見積もられる。一方、先進のセラミック絶縁材が使用できるとすると、高い熱伝導率 によって温度上昇は小さくできると期待できる。これは、クエンチ保護の観点からも 有利であり、開発意義は大きい。

導体内部の核発熱を下げることは常に重要な課題であり、これは、コイルの寿命を

延ばすことからも必要である。このために、メイン・ヘリカルコイルの外側に巻くサ ブ・ヘリカルコイルである NITA (Newly Installed Twist Adjustment)コイルが提案されて いる。NITA コイルにメイン・ヘリカルコイルの数パーセントの逆方向電流を流すこ とで、トーラス内側のブランケットスペースを拡大できるため、この部分のシールド 厚みが増大でき、中性子フラックスを従来の 1/5 程度まで下げることが可能となる。 この場合、1本の冷却チャンネルに沿う核発熱は~4 W となる。一方、接続部のジュ ール発熱を減らすことも重要であり、東北大学において新しい方法が模索されている。 接続部の施工時に導体温度を 100℃程度まで上げることで接続抵抗を従来の 4 割程度 まで下げられることがわかった[2.4.4.37]。この方法を用いると、ジュール発熱はトー ラス外側における1冷却チャンネルあたり~4 W となる。これらの発熱低下を入れる と、冷却に必要なヘリウムガスの質量流量を減らせるとともに、入口温度を上げるこ とも可能である。そこで、1本の冷却チャンネルの質量流量~0.2 g/s、入口温度 15 K を新しい選択肢とすると、この場合のヘリカルコイル全体における質量流量は~1.5 kg/s となる。1 次元数値計算の結果を図 2.4.4.12 に示す。

上述のとおり、HTS オプションのヘリカルコイルに対するヘリウムガスによる冷却 について、必要な質量流量の観点からは許容範囲であると考えられる。一方で、ヘリ ウムガスは導体四隅の冷却チャンネルを通して流れるが、このチャンネルが巻線部に おいて多数 (390 個以上)存在するため、これらを均等に流れる保証はない。ここで、 流量調節は外部の冷却配管で行うのみである。巻線内の各部において核発熱が異なる が、発熱の大きい内層において温度が上がると圧力損失が増大して流れにくくなる可 能性があり、そうなるとさらに内層で流れが悪くなって温度上昇するということにつ ながり、最悪の場合はコイルのクエンチに至る懸念がある。この問題を回避するため のひとつの方策として、巻線部の内層側にヘリウムガスの入口と出口を設け、内層部 の流量を相対的に増やしておく工夫が考えられる。(LHD のヘリカルコイルでは、こ れらは巻線部の外層側に設けられている。)これらに関する検討について、今後、数値 計算を用いた複数流路の流体解析を行う計画とする。また、必要に応じて模擬的な体 系で実験を行うことも考える。

ヘリカルコイルは巻線部の外周をステンレス製のコイル容器で囲い、この部分が電磁力支持の観点から大きな役割を担う。コイル容器の内層部では巻線部と同様に核発熱が生じるとともに、ブランケットとの間に設けられる輻射シールド(温度40-80K)からの輻射による発熱も加わる。この部分の冷却についても、ヘリウムガスを用いることを考えると、コイル容器の内部において冷却チャンネルを構成する溝を設ける必要がある。



Figure 2.4.4.11 Schematic illustration of the entire flow of helium gas. The inlets and outlets are placed at ten sections at the bottom and top locations of the helical coils, respectively, both at the outer region in the helical coil package cross-section. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)



Figure 2.4.4.12 Example of the 1D numerical analysis of the temperature and pressure variations along a cooling channel formed by conductors in the helical coil package. The inlet temperature is 10 K and the inlet pressure is 200 kPa. The equivalent diameter is 4.4 mm and the path length is 17.6 m. A nuclear heating of 500 W/m³ is assumed along the cooling path.

参考文献

- [2.4.4.1] G. Bansal et al., Plasma and Fusion Res. **3** (2008) S1049.
- [2.4.4.2] P. Komarek, Fusion Eng. Des. 81 (2006) 2287.
- [2.4.4.3] Y. Ogawa et al., J. Plasma Fusion Res. 79 (2003) 643-644.

- [2.4.4.4] S. Mizumaki et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 16 (2006) 918.
- [2.4.4.5] G. Bansal et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 18 (2008) 1151.
- [2.4.4.6] T. Isono et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 13 (2003) 1512.
- [2.4.4.7] Y. Shiohara et al., Physica C 468 (2008) 1498.
- [2.4.4.8] Y. Ogawa et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 24 (2014) 4601104.
- [2.4.4.9] M. Miura et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 19 (2009) 3275.
- [2.4.4.10] L. Bromberg et al., Fusion Eng. Des. 54 (2001) 167.
- [2.4.4.11] F. Dahlgren et al., Fusion Eng. Des. **80** (2006) 139.
- [2.4.4.12] T. Ando, S. Nishio and H. Yoshimura, IEEE Trans. Appl. Supercond. 14 (2004) 1481.
- [2.4.4.13] W Goldacker et al., Supercond. Sci. Technol. 22 (2009) 034003.
- [2.4.4.14] M. Takayasu, Supercond. Sci. Technol. 25 (2012) 014011.
- [2.4.4.15] D.C. van der Laan, Supercond. Sci. Technol. 22 (2009) 065013.
- [2.4.4.16] T. Mito et al., IEEE Trans.Appl.Supercond. 17 (2007) 1973.
- [2.4.4.17] K. Uo et al., Proc. 14th SOFT (1986) 1727.
- [2.4.4.18] H. Hashizume et al., Journal of Plasma Fusion Res. SERIES 5 (2002) 532.
- [2.4.4.19] N. Yanagi et al., Plasma Fus. Res. 5 (2010) S1026.
- [2.4.4.20] N. Yanagi et al., Fusion Sci. Technol. 60 (2011) 648.
- [2.4.4.21] Y. Terazaki et al., Plasma Fus. Res. 7 (2012) 2405027.
- [2.4.4.22] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 22 (2012) 6400204.
- [2.4.4.23] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 24 (2014) 4602305.
- [2.4.4.24] S. Ito et al., Plasma Fusion Res. 9 (2014) 3405086.
- [2.4.4.25] N. Yanagi et al., Physics Procedia 27 (2012) 444.
- [2.4.4.26] N. Yanagi et al., Cryogenics 80 (2016) 243.
- [2.4.4.27] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. 82 (2007) 1487.
- [2.4.4.28] H. Tamura et al., Fusion Eng. Des. 88 (2013) 2033.
- [2.4.4.29] H. Tamura et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4202405.
- [2.4.4.30] T. Hemmi et al., NIFS Annual Report (2008) 278.
- [2.4.4.31] Y. Terazaki et al., IEEE Appl. Supercond. 24 (2014) 4801305.
- [2.4.4.32] T. Kiss et al., Physica C 392–396 (2003) 1053.
- [2.4.4.33] R. Heller et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4201105.
- [2.4.4.34] H. Chikaraishi, Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405051.
- [2.4.4.35] S. Imagawa et al., Fusion Eng. Des. 41 (1998) 253.
- [2.4.4.36] S. W. Van Sciver, Helium Cryogenics, International Cryogenics Monograph Series, Springer-Verlag New York.
- [2.4.4.37] T. Nishio et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4800505.

2.4.5 各超伝導マグネット方式における機械的挙動の評価

FFHR-d1の超伝導マグネットは LTS 強制冷却、LTS 間接冷却方式、およびガス冷却 HTS 冷却方式の3つが提案されている。それぞれで用いられる超伝導導体は構成材料 や断面形状が異なるため、機械的な特性もそれぞれ異なる。また、超伝導マグネット の支持構造物は、広域的な電磁力を支持するが、超伝導マグネットの内部では超伝導 導体や絶縁物に局所的な負荷が作用し、装置としての健全性評価は、全体構造と構成 材料の局所的な挙動の双方に対して行う必要がある。FFHR-d1 は、全体の大きさが数 +メートル規模であるのに対し、超伝導導体は数+ミリメートル、超伝導導体は直径 または厚さが 1 ミリメートル以下の素線やテープ状線材を何本も束ねた構造である。 このようなスケールが大きく異なるものに対して、マルチスケールによる解析手法に より機械的挙動を評価した[2.4.5.1]。これはマクロ的な構造全体に対して、ミクロ的な 部分が同じ要素が繰り返されるような場合に適用し、この部分を均質化解析によって 求めた等価的な物性値をもつ単一要素として置き換え、これを全体構造の要素に適用

して解析を行い、その解析 結果をもとに個々のミクロ 要素の機械的挙動を評価す る方法である。図 2.4.5.1 に モデル化した各方式の超伝 導導体の概略図を示す。こ のうち LTS 強制冷却導体と ガス冷却 HTS 導体は 62 mm 角を想定した設計を元にし ている。一方、LTS 間接冷却 導体はこれらとは異なるコ イル断面形状が提案されて いるが、他の導体との比較 のために、導体内部の材料 比率は一定にした同じ 62 mm 角の導体形状を仮定し て解析モデルとした。これ らをモデル化して求められ た均質化物性値を表 2.4.5.1 に示す。この表より、巻線方 向の剛性はガス冷却 HTS 方 式が最も高く、LTS 間接冷 却方式が低いことがわか る。一方、巻線に垂直な方向 の剛性はガス冷却 HTS 方式 が低い。

均質化解析で得られた物



 \boxtimes 2.4.5.1 Cross-section of the superconductors for gascooled HTS (left), CICC LTS (center), and indirect-cooled LTS (right). The indirect-cooled HTS type here is different from the candidate design.

Table 2.4.5.1	Homogenized	equival	ent physical	properties
	of the sup	ercondu	uctor	

	Gas-cooled HTS	CICC LTS	Indirect- cooled LTS
E_x (GPa)	79.6	121.3	114.0
E_y (GPa)	79.4	121.3	103.1
E_z (GPa)	156.1	144.9	114.0
G_{xy} (GPa)	44.6	39.8	37.4
G_{yz} (GPa)	43.9	47.7	37.5
G_{xz} (GPa)	44.0	47.7	43.6
V_{xy}	0.394	0.279	0.314
V_{yz}	0.149	0.244	0.283
V_{XZ}	0.150	0.244	0.308

性値を超伝導導体部部に相 当する要素の物性値として 与え、支持構造物を含む超 伝導マグネット全体の構造 解析を行った。全体構造は 2.7.3.4 で検討された新型ダ イバータ構造を参照した。 新型ダイバータ構造に必要 な超伝導マグネット支持構 造物は切り欠きが多く、応 力的に最も厳しいと予想さ れるためである。全体解析 結果の例として、ガス冷却 HTS 方式の導体物性を用い た場合の支持構造物に作用 する Von Mises 応力分布を 図 2.4.5.2 に示す。図中には 最大変位の発生個所と大き さを示している。超伝導導 体の違いにより支持構造物 の応力、変位にどのような 差が生じるかを表 2.4.5.2 に 示す。Von Mises 応力はガス 冷却 HTS 方式が最も低い値 を示し、LTS 間接冷却方式



 \boxtimes 2.4.5.2 Von Mises stress distribution with deformed image in case of the gas-cooled HTS type.

Table 2.4.5.2 Maximum value obtained from the	stress
analysis of the coil support structure.	

	Gas-cooled HTS	CICC LTS	Indirect- cooled LTS
Von Mises stress	683	691	720
(MPa)			
Amount of	23.3	23.6	24.9
deformation (mm)			
Axial strain in HC	0.183	0.188	0.207
(%)			
Shear strain in HC	34	31	31
(MPa)			

が最も高い。この結果は導体単独での巻線方向のヤング率が全体構造の挙動に大きく 寄与していることが示唆している。最大変形量に関しては大きな差はない。コイルの 巻線方向に生じるひずみについても巻線方向のヤング率が高いガス冷却 HTS 方式が 最も低い結果となっている。しかしながら導体断面の横方向のヤング率が相対的に低 いガス冷却 HTS 方式がコイル断面のせん断応力が他の方式よりも高い結果となって いる。

全体解析で得られた超伝導導体部分に生じたひずみ量を均質化解析で用いたモデ ルに与えることで、超伝導導体に生じる応力分布を詳細に評価することができる。特 に絶縁物に作用するせん断応力は導体挙動に大きく影響するため、ガス冷却 HTS 方 式および LHS 強制冷却方式での導体内部の絶縁物に作用する応力を解析し、LHD criterion[2.4.5.2]および ITER criterion[2.4.5.3]で評価した結果、いずれの方式も引張応 力とせん断応力が同時に作用する場合を許容する LHD criterion では健全であるが、圧 縮応力下でのみ、せん断応力を許容する ITER criteria の健全な範囲に入っていない結 果となった。このような絶縁物の健全性評価は実際に使用する材料での実験的評価を 必要とするため、今後設計を進める上で検討が必要である。

参考文献

[2.4.5.1] H. Tamura, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity 26 (3) (2016) 4202405.

[2.4.5.2] K. Kitamura et al., IEEE Trans. Magnetics 30 (4) (1994) 1879.

[2.4.5.3] ITER Structural Design Criteria for Magnet Components (SDC-MC), N11 FDR 5001-07-05 R 0.1, Naka, Japan (2001).

2.5 低温システム

2.5.1 超伝導マグネット冷却方式の選択

導体の冷却を考える場合、液化冷凍機もセットにする必要があるが、まずは冷媒供 給までは同じ条件として取り扱い、その冷媒により導体内の超伝導素線をいかに冷却 できるか議論する。このとき、熱的な抵抗と電気的な抵抗の取り扱いの違いについて 注意が必要である。電気的な抵抗は長さを稼ぎ抵抗を低減可能であるが、核融合炉で はマグネット全体がほぼ一定に発熱しているため、基本的には熱が導体長さ方向に流 れ冷却する効果を期待することはできない。よって熱の流れは断面方向及び冷媒によ る熱輸送のみで考慮したほうがよい。

マグネットの節では強制冷却、強制冷却、間接冷却、ガス冷却と3種の方式に分かれているが、導体の冷却と言う点に注目すると①導体を直接冷却する、②熱伝導媒介 を経由して導体を冷却する、の2つの冷却方式に分けることができる。HTS ガス冷却 方式マグネットとして提案されている導体は周囲にある構造材や絶縁材を介して素 線が冷却されるので冷却方式の定義から考えると間接冷却方式にあてはまる。よって 間接冷却型の LTS 間接冷却方式マグネット・HTS ガス冷却方式マグネット、直接冷 却型の LTS 強制冷却方式の二つの分類に分けることができる。たとえば LHD ポロイ ダルコイルは直接(強制)冷却方式、LHD ヘリカルコイルの導体内は間接冷却に該当 するが同構造体も含めて導体を一体として定義すると直接冷却に当てはまる。この節 では間接冷却と直接冷却に分けて考える。





a) direct or forced flow b) indirect cooling Fig.2.5.1.1 Cooling paths: 1 to 6 in direct or forced flow cooling and indirect cooling conductors. Light blue shows coolant. • is a conductor with heat generation.

2.5.1.1 直接(強制)冷却導体 直接冷却のうち、コンジットと呼ばれる金属管内に超伝導素線を設置し、管内に冷 媒を流すことで超伝導素線を直接冷却する方法はケーブルインコンジット型と呼ば れ強制冷却型の代表的な導体である。一般的には超臨界へリウム(SHe)が冷媒として 使用される。この冷却方式において課題となる点は、以下である。

導体から冷媒への熱伝達(冷却経路①)

現在 ITER などで使用される予定の冷媒である超臨界ヘリウム(SHe)には最適な 運転温度・圧力があることが分かっており、それから外れると熱伝達など冷却性能が 大きく変化する。急激に変化する前の状態や急激に状態が変化しない圧力・温度など、 安定した冷却が見込める領域が設計点になるため運転領域が限定されることになる。 また、導体の構造から次のような長所や短所がある。

・冷媒流路長は導体長と一致する。よって導体長は必要な熱輸送量により限定される。

・ある導体に発熱が生じると、その熱を奪った後のSHeの温度が上昇し、その温度 上昇した冷媒が冷媒出口まで導体を冷却することになる。

・冷媒は導体に沿って流れるため発熱部は冷媒により必ず冷却される。

・SHeによる冷却では液体からガスの相変化のような急激な状態の変化を伴わない。

次に直接冷却のうち浸漬冷却型について考える。導体を冷媒の槽に浸し冷却する方 法を浸漬冷却と呼ぶ。これまでに飽和液体ヘリウム、過冷却液体ヘリウム、超流動ヘ リウムによる冷却が実用化されてきた。この冷却方式の課題は、冷却温度がそれぞれ のガス種の物性に依存し、発熱により相変化を伴う。または相変化を避けるために選 択出来る運転範囲が狭いことが挙げられる。冷却の観点からは次の点について考慮す る必要がある。

・相変化を伴う熱伝達冷却、または相変化を起こさないような運転領域の選択

- ・サーモサイフォン効果などによる冷媒循環経路の確立
- ・冷媒熱伝導による除熱効果の見積もり

特に飽和液体の熱伝達から冷却を考えると次のような課題がある。

- ・沸騰状態の変化により導体温度が大きく上昇することになる。
- 核発熱による発熱を熱伝達により定常的に冷却できるか?
- ・冷却可能な温度領域と超伝導導体の運転領域の適合性

一方、長所としては、

・冷却のマグネット全体が冷媒に浸されているため、温度が均一になり、温度管理 が容易。

・冷却自体は自然現象の範囲内で行うことができる。

等が挙げられる。圧力や条件の違いにより特性は大きく変化するため、超伝導導体の 冷却条件に合わせた評価や研究が必要になる。

高温超伝導導体の応用を工業的に検討するのであれば、水素なども冷媒の候補とし て考えられる。しかし水素は臨界圧力が高く、冷却特性も不明な点が多いため強制冷 却型に使用するには課題も多いが、浸漬冷却型では高い熱伝達特性をもつなど冷媒と しての可能性は高い。

これまでに ToreSupra や LHC などヨーロッパ、NHMFL の強磁場施設(米国)の大 型超伝導マグネットでは超流動ヘリウム冷却が既に実用化されており、工業的にも信 頼性のあるシステムを構築可能である。冷却方法の一つとして検討に値するが、核融 合炉のように交換不要な長期信頼性、大型化に対応できるかについては今後さらに研 究が必要である。また、マグネットの構造にあわせた冷却システムの研究開発も必要 である。

直接冷却についてまとめると、強制冷却・浸漬冷却ともに冷媒の物性や特性に強く 依存した冷却方式で有り、選択可能な温度や圧力領域が限定されるが、導体を直接冷 却するため設計時に想定すべき事象が単純であり、また冷却自体も単純であるため、 導体の仕様温度と合致すれば工業的には最も安定した冷却が期待できる方法である。 これまでに実用化されてきた大型超伝導導体はほぼ直接冷却方式であり、冷却設計の 方法もほぼ確立している。特に SHe 冷却についてはこれまでに多くの研究が行われ てきており、ITER などに応用できる工業製品として議論可能である。しかし原子力 産業の規格や仕様を満たすことができるかは今後詳細に検討する必要がある。その応 用のためにはマグネットの仕様を想定した冷媒の物性研究や冷却構造の最適化研究 などを継続して行う必要がある。

2.5.1.2 間接冷却導体

冷媒の流路を導体の構造から切り離し、自由に冷却設計が可能になることが利点と して挙げられる。一方、現在提案されている超伝導導体の冷却経路は Figure 2.5.1.1 に も示されているように非常に複雑かつ不確実になる。いずれにしても間接冷却は同様 な構造をとるため次のような課題がある。

素線(テープ線材)間の接触熱抵抗をどのように評価するか(冷却経路①)

素線間を何らかの方法で固定しない状態を考えると点接触の集まりとして考える 必要があり見かけ上の面積を熱伝導面積として考えることはできない。よって加圧す る圧力及び表面状態により熱抵抗が変化する[2.5.1.4-2.5.1.6]。その結果、素線のある 領域の熱抵抗を考えてみると通電状態などにより応力が変化するため一定の性能を 得ることができない。次に導体の長手方向の熱抵抗分布について考えてみると場所に よって応力・表面状態が変化するため一定の性能を得ることができない。よって設計 にもよるが、冷却から最も遠い素線はほとんど断熱状態である可能性もあり、素線全 体を対象にして詳細な設計検討が必要になる。このような理由から素線間は何からの 方法で熱的に結合させた方がよい。しかし一方、何らかの方法で固定しようとすると、 どのような方法で一体化させるかが課題となる。特に高温超伝導導体では超伝導体が 機材から剥離するなど問題 [7][2.5.1.7]があり実質的な結合面積の評価も難しい。

(理想的な状態を仮定した場合と比較して実際に期待できる伝熱効率は高く見積 もって 80%程度と仮定する。)

また、素線として高温超伝導テープ線材を考える場合には繰り返し横圧縮がかかる と導体にクラックが生じ性能が劣化する[2.5.1.8]。その結果、この素線の発熱が大きく なる可能性がある点も注意が必要である。これはテープ線が急に発熱し焼損すること と関係があるかもしれない。

素線から導体構造体(銅またはアルミ)への熱伝導・熱伝達(冷却経路②)

素線(テープ線材)を固定していない場合には電磁力により押しつけられた方向の み熱伝導による冷却効果が期待できる。よって実際の伝熱面積は理想的に考えている 面積の半分以下になる。また、前課題と同様に点接触による熱伝導になり実効的な冷 却面積は小さくなる。(実際に期待できる伝熱効率は 80% × 1/2 = 40%と仮定)

LHD ヘリカルコイル用導体ではラザフォードケーブルを銅構造材に入れ込み、半田含浸を行ったが、全方向を固定することは出来なかった。先の議論と同様に素線を熱的に完全に周囲の構造体と結合させることは難しい。特に高温超伝導テープ線は積極的な固定による熱的な結合は難しい。(実際に期待できる伝熱効率は75%と仮定)

絶縁層付き導体構造体→外装構造体への熱伝導(冷却経路③④)

組立の手順として導体構造体の表面に絶縁体を巻き付け後、SUS等の構造体に掘ら れた溝にはめ込むことになる。今回は矩形断面形状を持つ穴に矩形断面の絶縁層付導 体構造体を納めることになる。機械的な精度を考慮すると絶縁層付導体構造体の各辺 の長さは外装構造体に掘られた溝のそれより短くする必要がある。機械加工では外側 構造体の溝をプラス公差、一方の絶縁層付導体構造体はマイナス公差で指定する。そ の結果、絶縁層付導体構造体と外装構造体の間の熱的な接触は最大で約3辺になると 考えられる。また、絶縁層の表面には凹凸があるので理想的な状態より少ない接触面 積になると予想される(この接触に関しては製造方法に大きく依存するが)。硬化前 の絶縁層を溝に押しつけることである程度の接触面積を保証する施工は可能である と思われるが、隙間を埋めるような積極的な含浸はできない構造であると思われる。 よって実効的に使用できる冷却面積は期待値と比べて小さな値になると思われる。さ らに、導体構造体→絶縁層→外装構造体の熱伝導の効率は放射線照射・通電後に発生 する割れや剥がれ[9][2.5.1.9]を考慮し、さらに小さくなる見積もる必要がある。

(多めに見積もっても接触による熱伝導の効率 75%、絶縁層を介して外装構造体に 熱伝導する効率を割れや剥がれを考慮して 80%とすると 75% × 80% = 60%)

または導体間に配置された絶縁体により導体を一体化することになる。この場合も 経年的・放射線照射による割れや剥がれを考慮する必要がある。運転開始時には100% に近い熱接触が実現できたとしても、数十年にわたり同様な状態を維持することは困 難であり、それを見越した冷却効率を設定する必要がある。

ここまででの議論で、間接冷却導体の冷却について理想的な状態と比較すると実効 的な熱伝導の冷却効率は35%~19%になると予想される。 このように冷却に関連する間接冷却型導体に共通する課題として、以下があり、継続して検討を行う必要がある。

- ・長期信頼性の確保
- ・冷却構造の最適化
- ・設計するマグネットの構造にあわせて使用する材料の熱的な物性・特性研究
- ・長期信頼性の検討に必要な放射線・磁場・経年などに対応する物性・特性変化の評 価・研究
- ・原子力産業の規格を満たす材料の選択・研究・開発

この冷却方式で特に検討すべき点は、長期的安定性を必要とする大型マグネットと して成り立つかどうかである。小型マグネットでは応用例があるが核融合装置用大型 マグネットでは応用例はなく、模擬コイルなどを用いた工業的な実証が第一の課題と なる。

2.5.1.3 導体冷却に関する課題

以上のように導体をいかに冷却するかに焦点を当てて検討した。直接冷却では冷媒 との関係が主な検討事項であり、冷媒の特性により冷却が大きく変わることが分かる。 一方、間接冷却型は冷却経路の確保を考慮した導体構造が必要であり、特に絶縁材料 の配置と冷却構造について考慮が必要になる。その後の冷媒との関係については直接 冷却型と同様であるため、間接冷却型について工業的に成立させることは直接冷却型 よりハードルが高いことが分かる。

これまでに冷却方法による個別の課題については述べてきたが、マグネットの冷却 を確実にするためには超伝導マグネットの構造と冷却方法はお互いを無視して議論 できないことが分かった。工業的に安定した冷却を長期間実現するためには確実で十 分なマージンを採った冷却構造、放射線などによる特性や物性の変化を考慮した検討 が必要である。今後も共通して次のような課題について検討や研究・開発を進める必 要がある。

- 1. 超伝導導体開発と同期した冷却構造の検討
- 2. 超伝導マグネットの設計を想定した冷媒の選択、特性・物性研究
- 3. 絶縁と冷却を両立できる冷却経路
- 4. 冷媒による冷却特性の変化
- 5. 長期信頼性を維持しながら原子力産業の規格を満たす材料や冷却方法

参考文献

- [2.5.1.1] 尾形久直, 佐藤新太郎, 低温工学 7 (1972) 20.
- [2.5.1.2] 社団法人低温工学協会編,「超電導・低温工学ハンドブック」, pp.1036-1067.
- [2.5.1.3] 萩原宏康, 「低温工学概論」東京電機大学出版局

[2.5.1.4] 社団法人低温工学協会編,「超電導・低温工学ハンドブック」, pp.280-281.

- [2.5.1.5] Edited by j. G. Weisend II, "Handbook of Cryogenic Engineering", Taylor and Francis, pp.164-178.
- [2.5.1.6] L. J. Salerno, P. Kittel, A. L. Spivak, Cryogenics 33 (1993) 1104.

[2.5.1.7] 水野克俊, 小方正文, 長嶋賢, 低温工学 48 (2013) 220.

[2.5.1.8] J. W. Ekin, et al, IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 (2001) 3389.

[2.5.1.9] A. Iwamoto, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 3 (1993) 269.

2.5.2 冷却システム

この節では導体の冷却構造とは切り離した形で、ある熱負荷を持つマグネットを冷却するシステムについて提案する。

2.5.2.1 冷凍機

これまでに冷凍機が様々な冷却対象に使用されてきた。冷却対象の負荷により必要 な能力も大きく変化する。これまでに建設された冷凍機の冷却能力と効率の関係から、 冷凍機の効率は、基本的には大型化に伴い高くなる傾向にある。よって冷凍機の効率 だけを考えると冷却装置の大型化により効率を上昇させることが効果的であると言 うことになる。しかし冷却効率は超伝導磁石と冷却システムをあわせて考える必要が ある。現時点では十分に検討されているとはいえず、効率的なシステムを考えるため の思想はこれから考えることになる。

冷凍機の仕様は冷却方法の選択に依存するため、ここでは冷凍機について詳細な議 論をしないことにする。これ以降は現状の冷凍機で実現可能と思われる議論、実現す るための課題を併記した議論を進めることにする。現状の冷凍機により実現できると 思われる冷却方法としては

- ·浸漬冷却方式
- ·強制冷却方式

が考えられる。その2つの方式についてシステム概念の提案を行う。

2.5.2.2 SHe 強制冷却システム

この冷却方式はLHD、KSTAR、W-VIIX では既に実験装置として実証され、ITER や JT-60SA においても採用されることが決まっている。それぞれの装置により思想が異 なるため冷凍機との接続形態は大きく異なるが ITER において採用される構成が炉シ ステムとして最も近いと考えられるため、まずはそのシステム構成の概念を Figure 2.5.2.1 に示す。

ITER ではパルス的な運転により熱負荷が大きく変動する。そのような大きな熱負荷変動を冷凍機が直接受け入れてしまうと、冷凍機の停止を招く可能性が大きい。そ

こで熱負荷の緩和などを目的として冷却系を冷凍機側の1 次系と熱交換機を介して コイル側の2次系に分け、冷凍機に対してはある程度平均化された熱負荷変動に抑え られている。1 次系の循環は冷凍機の圧縮機により行われているが、2 次系は遠心型 の SHe ポンプにより行われることになっている。この SHe ポンプの長期信頼性は今 後の課題となる。また、この系統分けは冷媒の状態を安定させるためにも有益である。 たとえば ITER では冷凍機と超伝導マグネットは 100m に及ぶ冷却配管により接続さ れているが、配管への外部からの熱侵入により冷媒の温度は上昇する。そこで熱交換 機部分で飽和液体へリウムに変換され、その温度により1 次系の SHe が循環するた め、マグネットへ供給される冷媒温度は飽和液体へリウムに固定されている。ITER の 場合は大きな熱負荷変動が予想されるため、冷凍機への熱負荷変動を緩和するなどの 目的でこのようなシステムとなっているが、定常熱負荷の超伝導マグネットでも同様 に1 次系と2 次系に分け熱交換器を被冷却体直近に配置した冷却システムは冷媒供給 温度を一定に維持するためにも有効に機能すると考える。

2.5.2.3 浸漬冷却システム

この冷却方式は LHD ヘリカルコイルの冷却、ToreSupra (CEA-Grenoble)のトロイ ダルコイルの冷却に使用されている。その他、一般的には MRI や実験用超伝導マグ ネットの冷却に使用され、工業的にも実績がある。これはマグネット冷却時に必要な 制御が液面を一定に保つだけという単純な冷却であることが大きく係わっていると 考えられる。

LHD ヘリカルコイルでは改造により現在は過冷却液体ヘリウムが冷媒として使用 されている。供給された飽和液汰ヘリウムを熱交換により過冷却ヘリウムとしヘリカ ルコイルの冷却に使用されており、上記強制冷却と似通った機器構成になっている。 しかし当初は完全安定化の考え方に従いマグネットが設計され飽和液体ヘリウムを 直接供給し、蒸発したガスを冷凍機で回収後再液化し再度コイルへと供給するシステ ムとなっていた。冷却方法の変更はコイル内に存在する飽和液体ヘリウムのクオリテ ィーの低下が冷却に影響を与えたためである。

MRI など実用小型システムでは超伝導マグネットの冷却に使用した蒸発ガスを直 近に取り付けた再凝縮器に再液化し冷媒を一定に保つ構造となっている。

このように飽和液体による浸漬冷却は気化熱を利用し導体を冷却した後、発生した 気体を回収、再液化し再度超伝導マグネットへと供給されるシステムになる。このと き、回収ガスは低圧であるため、直接冷凍機で回収するシステムでは長距離の太い配 管が必要になる。また冷媒の供給時もクオリティーの低下が懸念される。そこで、大 型の浸漬冷却超伝導マグネットシステムについても冷却系を冷凍機側の2次系と超 伝導マグネット側の1次系に分け超伝導コイルの近くに再凝縮器を配置し、冷媒のル ープを狭い範囲に限定することの方法で効率的に冷却することが可能であるか今後 検討を進め、核融合システムへの応用可能を検討することが必要である。その概念を figure.2.5.2.2 に示す。この再凝縮器(構造、伝熱効率)の実現がシステムの課題にな る。

ToreSupra (CEA-Grenoble)では超伝導マグネットに接続されたクロード型の熱交換



Figure 2.5.2.1 SHe circulation cooling system.



Figure 2.5.2.2 Pool boiling magnet system with recondenser.

機により、コイル内に超流動ヘリウムを直接生成している。よって超伝導マグネット は超流動ヘリウム内に浸漬された状態で冷却され、導体は直接超流動ヘリウムにより 冷却される。冷却温度が低いため超伝導性能の向上が期待できる。コイルで発生した 熱は超流動ヘリウムの高い熱伝導性能により直接熱交換機へと輸送される。超流動ヘ リウムの熱的特性を最大限に利用したシステムであり、相変化をしない範囲で冷却を 決定する必要があるため、この熱伝導性能が超流動ヘリウム冷却の限界を決めること になる。この超流動ヘリウム冷却システムは冷凍機側の2次系、超伝導マグネット側 に1次系に分けられた構成が基本となっている。

2.5.2.4 冷却温度の選択

現在は不活性ガスであるヘリウムを使用した冷却システムが主であるが、高温超伝 導体などの応用が進めば、冷却温度の選択範囲は格段に広がることになる。ヘリウム の他、水素、窒素なども冷媒としての採用の可能性が広がる。浸漬冷却型の場合、基 本的には蒸発潜熱が各沸騰熱伝達係数に影響を与えるため潜熱の大きなガス種が熱 伝達係数も大きい傾向になる。

ヘリウムはそれ自体が不活性であるため、高価であることを除けば取り扱いも簡単 である。水素は可燃性ガスであることや臨界圧力が高いことなどから冷媒として利用 するにはヘリウムとは異なるシステム構成が必要かもしれない。単純に熱伝達のみを 考えると水素や窒素など高い熱伝達性能を期待できる冷媒を使用したい。

冷媒の温度や冷媒ガスの選択自体の範囲が広がるとそれに対応する冷凍機の効率 も変化することは既に述べた。冷却温度が高くなるに従い基本的には冷却効率も上昇 する。全体のシステムとして考えるとコイルから熱を取るために必要な冷媒循環量は ガス種が同じであれば現在検討されている温度領域では冷却温度には大きく依存し ないが、ガス種を変更することで必要な循環量を減らすことも可能である。すなわち、 発熱量が同じであれば冷媒を固定すると温度に関係なく必要な質量流量はほぼ同じ であり、循環量だけを考えると冷却温度を上げる効果は小さい。また冷却に必要なガ スを循環させる場合、基本的には液体の領域では温度が低くなるに従い、一方ガスの 状態では温度が高くなるにしたいが冷媒を流すことが困難になるため、システム全体 の効率を考えると温度が高ければ良いというわけではない。

2.5.3 超伝導マグネット冷却に関する設計指針

以上の議論をもとに、ヘリカル炉 FFHR-d1 のマグネットの冷却に関して設計指針 を以下にまとめる。

- ・核融合炉の設計では導体長手方向への熱はけを期待できないため、発熱が冷却を上回る部分があれば比熱の高低に係わらず温度は必ず上昇する。このとき比熱の高低は温度の上昇時間に影響するが、最終的な到達温度は大きく変わらないと思われる。
- ・プラスチック系の絶縁材料を使用する場合は、常に割れ、剥離の恐怖と戦わねばならない。また、この割れ、剥離は制御不能。冷却・励磁や放射線照射により、さらに問題は複雑になる。
- ・長期的安定性が優先される核融合炉用超伝導マグネットでは上記理由からも冷却に 大きく影響しない部分に有機系絶縁材料を配置するように考える。
- ・冷却の概念変更はシステム全体の設計変更を意味する。ガス状態ではエンタルピーによる熱輸送、液体は液体の流動量から考える潜熱の総量が冷却可能な条件を決め、2相流やサーモサイフォンの効果(重力の効果)を考慮した設計が必要になる。コイルが熱暴走を起こさない条件の選択が必要である。
- ・設計においては使用する冷媒の特性を考慮しながら冷却構造や冷却システムの最適 化を行う必要がある。冷媒によって物性や関連する特性が変化するため冷媒の変更 は大幅な設計変更を意味する。
- ・銅の熱伝導率の温度依存性は10-20Kをピークに低下する。冷却に影響する可能性あり。比熱は温度に対して単調増加。銅の電気抵抗は10K付近から単調上昇。安定化材に電流が流れると温度が上がり、その結果、抵抗が増加、さらに温度が上昇することになる。冷却を正しく検討しなければ最悪は熱暴走し導体が焼損する。物性・特性の温度依存性を考慮する。

・放射線照射により銅やアルミの抵抗率が大きくなる[2.5.3.1]。電気抵抗も同様。磁場により銅やアルミの熱伝導率が低下する[2.5.3.2]。超伝導マグネットの置かれた環境を正確に把握し、設計に反映する。

これまでに導体の冷却から冷却システム構成まで議論した。導体の冷却と冷却シス テムそれぞれについて今後の研究課題など詳細はすでに述べたとおりである。マグネ ットの構造を無視した議論を行えば、冷却の観点からは直接冷却のうち浸漬冷却によ る冷却が最も確実かつ安定に冷却が可能である。また、液体状の冷媒にマグネットを 浸しておくことだけに注意すればよく、システム制御の観点からも最も安定かつ確実 な冷却システムが構築できる。

前の議論では浸漬冷却は冷却の点からは最も安定したシステム構築が可能である ことを述べたが、マグネットの仕様からそれが最も良い冷却方法であるとは言えない。 マグネットの構造が浸漬冷却に適さない場合もあるためである。このように超伝導マ グネットと冷却システムはそれぞれ単独では存在し得ず、本来は一つの巨大システム として機能し、それを最適化する方法を検討することが必要である。その結果、初め て必要な超伝導導体の仕様や冷却システムの性能などを検討することが可能になる。

さて、現在の核融合に関連する研究・開発について考えると、超伝導導体、超伝導 マグネット、冷媒、冷却システムの研究は細分化され、世界的な視点から見ても巨大 システムとしてまとまった思想の元に検討が進められている例はないと思われる。こ れは既に存在する装置を前提として設計を進め、システムの開発段階においてすでに 分業化が進んでいるためである。しかし核融合炉は先に述べたように既存のシステム 設計の範囲を大幅に逸脱する可能性があり、巨大システム全体を1から構築すること が必要になる。超伝導導体開発、マグネット設計、冷却システム設計も核融合炉全体 を反映した一つの思想の下、研究・開発を進めることが必要である。特に、温度・圧 力・放射線・磁場により物性が大きく変化するため、設計には次の点を考慮する。

・冷媒の選択(様々な物性の検討)

・冷却温度・圧力の設定(物性から最適な温度を設定)

・冷却方法の選択(強制冷却、2層流、浸漬冷却、ガス冷却、サーモサイフォン、 間接冷却)

- ・構成材料の選択
- ・構造の最適化
- ・コイルの設計を進めるためには様々な物性・特性の研究が必要である。
- ・各冷媒候補の物性・特性研究
- 使用候補材料の物性・特性研究
- ・冷却システムの検討

参考文献

- [2.5.3.1] 仲田清智,高村三郎,多田直文,正岡功,「超電導磁石安定化材の電気抵抗の 及ぼす極低温中性子照射の影響」,日本金属学会誌 **49** (1985) 157.
- [2.5.3.2] 社団法人低温工学協会編,「超電導・低温工学ハンドブック」 1088.

2.5.4 電源システム

本節では、FFHR の超伝導コイルを励磁する電源システムの研究について報告する。

2.5.4.1 全コイルー括通電方式

LHD のようなプラズマ実験装置では、広範囲の磁場配位を実現するために、磁場発 生コイルごとに電源を接続し、それぞれのコイル電流を独立に調節する電源構成を採 用している。これに対してデモ炉以降の炉では磁場配位は既に最適化されているはず であり、実験装置のような自由度は必要でない。そこで、コイルの巻き数を適切に選 定し、各コイルの運転電流を同一とすればすべてのコイルを直列にして一台の電源に て励磁することが可能となる。図 2.5.4.1 に同方式の構成を示す。コイルによっては磁 場変化時に他のコイルと逆電圧が発生するものがあるが、すべてを直列にすることで、 誘導電圧が相殺し、全体の電圧を低く出来る可能性がある。

超伝導コイルに異常が発生した場合には、抵抗を挿入しエネルギーを外部に放出す る必要がある。図に示すとおり放電抵抗は直列回路内に分散して配置し、通常運転中 は短絡スイッチにより短絡しておき、異常時にはスイッチを開放してエネルギー放出 を行う。この構成により対地電圧は図 2.5.4.2 に示すように、コイルと放電抵抗により 上下し、所定の値以下に抑えることが可能となる。

プラズマ点火時にはデモ炉においても磁気面の調整が必要である。そこで、磁気面 調整用の補助コイルを追加で配置する構成(図 2.5.4.3)を検討している。本構成での 通電パターン例を図 2.5.4.4 に示す。一旦、主コイル群の電源により定常運転磁場にし た後、補助コイルの電流を変化させることで、所定の磁場変動を行う。

FFHR の磁場発生コイルおよび磁気面調整用のコイルの仕様が未定のため、LHD の コイルおよび運転を例にとり必要な電源容量を計算した。必要な電源容量の計算結果 を表 2.5.4.1 に示す。各コイル独自に励磁する場合には磁場制御時には大電流の電源 を高電圧で運転する必要があり、全体の電源容量が大きくなる。これに対して全コイ ルー括通電方式では磁場制御時の誘導電圧が直列コイル内で相殺され、主電源への誘 導が抑えられる。このため、主電源の電圧を低く抑えることができ、2.75 T において 時期軸を 5.55 m から 5.60 m まで 5 秒で移動させる場合、各コイル独立電源では電源 総容量が 2.5 MW 必要なところ、主コイル+制御コイルの構成とすることで全電源容 量を 1/8 の 290 kW まで抑制可能なことを示した (case 1)。また、0.01%程度の中心磁 場の変動を許容すれば (Case 2)、148 kW まで低減しうることを示した。

今後は、FFHRの磁場発生コイルの緒元を元に、本構成を適用するコイル巻き数の 設定検討、磁気面調整に必要な補助コイルの諸元検討、中心磁場の変動の許容幅およ びその最適化に関する検討が必要である。

2.5.4.2 圧電素子駆動接点整流器

ヘリカル型炉では直流超伝導コイルにより定常磁場を発生する。このため、定常運転時に超伝導コイルの電流維持に必要とされる電圧は 0.1 V 程度で済む。この電源では、負荷が大インダクタンスであり、電圧が低いため、電源の運転周波数を 0.1 Hz 程度に低くすることが可能となる。0.1 Hz の運転周波数では、機械接点による整流が可

能となる。図 2.5.4.5 に電源構成を示す。図中、S1 から S4 は機械接点である。半導体 電力変換器により、0.1 Hz の交流を生成し、これを極低温領域に導入したあと超伝導 変圧器により低電圧化し、機械接点の同期整流回路により直流に変換する。動作シー ケンスを図 2.5.4.6 に示す。スイッチ切り替え時のアーク放電およびそれによる接点 損耗を防ぐために、半導体変換器の制御を併用し、零電圧での接点投入(b)、接点間の 電流転流制御(c,d)を行い、零電流での接点切り離しを行う。

本電源の主要構成要素は変圧器および機械接点である。変圧器について概算設計を 行った。周波数が 0.1 Hz と低いが、電圧も 0.1 V と低いため、二次巻き線を 4 turn と 想定し、最大磁束密度 1 T を想定すると、必要な鉄心断面積は 0.13 m²、鉄心寸法は 0.3 m×0.6 m 程度であり、実現可能な寸法に収まっている。

主回路で使用する接点は、主回路電圧が1V未満と極低電圧であることから空隙は 0.1 mm 程度で済み、圧電素子による駆動が可能となる。図 2.5.4.7 に機械接点の概念 図を、表 2.5.4.2 に本電源の主要仕様を示す。

圧電素子駆動接点の実現性を確認するための実験研究を行っており、それについては、3.2.4 に記述する。

Table 2.5.4.1. Required capacity for power supplies to swing the magnetic axis.

Helical	OV	IS	IV	Total
coils	coils	coils	coils	
1.0 MW	100 kW	300 kW	1.1 MW	2.5 MW

(a) Case of using separated power supplies

(b) Case of using combined coils set and single power supplies

	Main coils	Auxiliary coils	Total
Case 1	148 kW	143 kW	291 kW
Case 2	4 kW	144 kW	148 kW

Table 3.2.4.1 Specifications of the power supply using mechanical contact switches.

Output : 0.1 V, 100 kA, 0.1 Hz

Primary converter : 50 V, 200 A, 10 kVA

Transformer:

primary winding : 2,000 turn, secondary winding. 4 turn,

Cross section of core : 0.13 m², core size : 0.13 m², 0.3 m×0.6 m×0.6 m

Switching device : Piezo driven mechanical contact

参考文献

[2.5.4.1] H. Chikaraishi et al., Plasma and Fusion Res.. 7 (2012) 2405051.
[2.5.4.2] H. Chikaraishi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 89 (2016) 0606204



RD1: 73m Ω , RD2: 146m Ω , RD3: 114m Ω , RD4: 36m Ω ,

Figure 2.5.4.1 Circuit diagram of the power supply system which excite all the magnet coils with a single power supply. (Reproduced from [2.5.4.1].)



Figure 2.5.4.2 Ground voltage when the quench protection works. (Reproduced from [2.5.4.1].)



Fig.2.5.4.3 Concept of main and control coils for FFHR. (Reproduced from [2.5.4.1].)



Fig.2.5.4.4 Concept of excitations for main and control coils for FFHR. (Reproduced from [2.5.4.1].)







Fig. 2.5.4.6 Operation sequence of a power supply using mechanical contact as switching devices. (Reproduced from [2.5.4.2].)



Fig. 2.5.4.7 Conceptual design of mechanical contact driven by piezo electric driver. (Reproduced from [2.5.4.2].)

2.5.5 電流供給システム

電流供給システムは、FFHR-d1本体の各超伝導コイルに電流を供給するために、直流電源とコイルを繋ぐ部分である。これについて検討を行うにあたり、現状のLHDと ITERで採用されているシステムについて概略をまとめ、そこからFFHR-d1用として 想定される電流供給システムの基本構成について記述する。

2.5.5.1 バスラインとフィーダ

LHD では、装置本体の超伝導コイルから十分離れた場所に設置した直流電源の近 傍に電流リードを置き、そこから装置本体まではフレキシブルな超伝導バスラインを 敷設している。また、バスラインの端末部は装置本体の断熱真空容器の中に設置され、 そこから各超伝導コイルの口出し用導体と接続されている。LHD の超伝導バスライ ンの鳥瞰図を Fig. 2.5.5.1 に、バスラインの内部構造を Fig. 2.5.5.2 に示す。バスライ ンの平均長は 55 m である。LHD ではコイル電流の最も大きい OV コイルにあわせ、 全バスラインの電流容量は 32 kA にそろえている。プロトタイプのバスライン(超 伝導導体は実機と同じ)では 40 kA 迄の試験を行っており、運転電流に対して大きな 尤度を有する。LHD ではこれまでの 17 年の運転において、バスラインが原因で実験 を止めるようなトラブルは無く、安定且つ高い信頼性のもとで稼働してきた。長尺の バスラインでは内部の超伝導導体を外層のコルゲート管よりも若干長く作ってあり、 これにより、冷却時の熱収縮を吸収している。また、完成後は定期的に X 線検査を行 うことによって内部状態を観察している。これをもとに、2015 年には、一部、外層コ ルゲート管の補正作業も行った。

一方、ITER の電流供給システムでは、LHD のフレキシブル超伝導バスラインとは 異なり、コイルに用いているケーブルインコンジット導体を直接的に外部の取り合い であるターミナルボックスまで導く構造をとっている。トロイダル磁場(TF)コイル の電流値が 68 kA と最も大きく、次いでポロイダル磁場(PF)コイルの 55 kA、中心 ソレノイド(CS)コイルの 45 kA、磁場補正(CC)コイルの 10 kA となっている。 ITER のバスラインはフレキシブルな構造ではなく全長は LHD より短く、約 30 m で ある。熱収縮の吸収方法、超伝導導体の接続方法に、若干の開発要素を残すが、これ らについてはモックアップによる試験で、課題を克服するよう準備を行っている。 ITER のフィーダシステムは全部で 30 系統ある。TF コイルと同じ超伝導導体を用い る限り、自己磁場はコイルに比べ小さく、フィーダの臨界電流は 100 kA 以上と推測 できる。ITER のフィーダシステムの主要諸言を表 2.5.5.1 にまとめる。

FFHR-d1のフィーダとしてLHDと同様のフレキシブル超伝導バスラインが良いか、 あるいは、ITER と同様にコイルの口出しを外部まで引き出す構造が良いか、今後の 検討と選択が必要である。LHD 型のバスラインの長所は敷設のやりやすさであると ともに、本体の口出しも簡素化できるメリットがある。

FFHR 用の超伝導導体の運転電流は現在の設計では 94 kA である。ITER-PF コイル に用いられているのと同じ構造の CIC 導体を FFHR のフィーダに使用するのであれ ば、フィーダにする大きな課題の克服は必要ない。100 kA 級超伝導導体の接接部の構 造、熱収縮吸収の方策、熱侵入の低減、等に対する要素開発で、FFHR 用のフィーダ システムは設計可能である。但し、放射線などの対策については改めて検討する必要 がある。一方、FFHR-d1のマグネット設計では、現在、高温超伝導(HTS)導体を用 いたオプションが有力な選択肢となっている。この場合は、外部にはLHD型のフレ キシブル超伝導バスラインを用いる方式の選択が考えられる。この場合、超伝導バス ラインにもHTS導体を適用し、マグネットとバスラインともに、ヘリウムガス(温度 20K程度)を用いた冷却方式が想定される。この場合、マグネットに加えてバスライ ンにも開発課題が加わるが、昨今の電力用 HTS 超伝導送電ケーブルの発展とも歩調 を合わし、十分な性能を有したものを用意することが可能と想定される。また、クラ イオスタット内部でコイルの口出しと接続を行う部分についても最適な構造の選択 等、今後の課題となる。



Fig. 2.5.5.1 Bird's eye view of the superconducting bus-lines for LHD.



Fig. 2.5.5.2 Structure of the superconducting bus-lines of LHD

Coil Name	TF Coil	PF Coil	CS Coil	Correction Coil
Rated Current	68 kA	55 kA	46 kA	10 kA
Number of feeder	9 pairs	6 pairs	6 pairs	9 pairs

Table 2.5.5.1 Number and rated current of SC feeders in ITER

2.5.5.2 電流リード

電流リードは、常温に設置された直流電源と極低温環境の超伝導コイルを結ぶイン ターフェースである。1990年代に建設されたLHDでは、当時の銅ケーブルを用いた 自己蒸発方式の電流リードが用いられている。上記のバスラインに合わせて全12対 で、ヘリカルコイル用は定格電流18kA、ポロイダルコイル用は32kAである。各電 流リードに設けた液体ヘリウム貯槽を連結する配管を設けることにより、液面高さを ほぼ一定に保つ制御など、各所に工夫を入れており、これまでの安定な運転を実現し た。電流リード全体の液体ヘリウムの消費量は最大650L/hである。

一方、ITER には、2000年代に入って開発が進んだ高温超伝導(HTS)電流リード が用いられる。HTS 線材を電流リードの一部に用いることで、電流リードを介した極 低温への熱侵入量を従来の常伝導電流リードと比べて数分の1に下げることが可能 であり、現在の主流となっている。ITER-TF 用の HTS 電流リードの主要設計パラメ ータを表 2.5.5.2 に示す。全長は3.71 m(バスラインとの接続部を含む)で、バスライ ン及び HTS 電流リードは Paschen タイトの電気絶縁構造で設計されている(DC 30 kV)。HTS 線材の高温端の温度は65 K で定常電流68 kA で運転できるよう設計され ている。また、プロトタイプのHTS電流リードの試験では、65 K での臨界電流は80 kA 以上で、68 kA 運転での臨界温度は80 K 以上であることが確認されている。定格 電流で寒冷停止時の最大許容時間(Loss of flow accident time)は380 秒(設計値400 秒)であった。HTS 電流リードに使用している HTS テープ線材はAMSC 社の Bi-2223 (約 100A の線材)で、5 layer×12 stack のパネルを18 個(トータル 1080 並列)で構 成されている。

現在、住友電工製のBi-2223線材(DI-BISCCO)は同じテープ幅で200Aの運転電流となっている。そこで、実機ITERのTF用HTS電流リードでは住電のDI-BISCCOを使用し、並列数を2割程度減少させた設計を進めている。これらのITERの電流リードの研究開発状況を勘案すれば、ITERの68kAのHTS電流リード技術をFFHRへ適用可能であり、大きな課題等は無いと思われる。

154

Items	Unit	Value	Remarks
Rated current	kA	68	
Temperature at HTS warm end	Κ	65	At operation current 68 kA
Operating temperature margin	Κ	< 20	AT warm end temp. of 65 K
Joint resistance at 65 K	nΩ	< 10	
Joint resistance at 5 K	nΩ	< 2	
Loss of flow accident time	sec	> 400	Carrying full current
Hot spot temperature	Κ	< 200	Take 160 K for design
Burnout time from quench	S	>13	Including 2 s delay
Temperature at HEX warm end	Κ	300	Design for 25 °C
Helium temperature at HEX inlet	Κ	50	
Max. helium pressure in HEX	MPa	0.6	
Max. heat leak at cold end	W	15	
Maximum voltage	kV	30	Paschen resistant
External magnetic field	mT	50	

Table 2.5.5.2 Parameters of HTS Current leads of ITER TF coils.

2.6 ブランケット

2.6.1 中性子工学設計

2.6.1.1 ブランケット方式および遮蔽体材料の検討

FFHR-d1概念設計における増殖ブランケット方式および放射線遮蔽体材料の選択 について、中性子工学設計の観点からの検討を実施した[2.6.1]。FFHR-d1においては 炉心プラズマがトーラスの内側(インボード側)に寄ることから、インボード側のブ ランケットおよび放射線遮蔽体の厚みを薄くする必要がある。この制約下で発電を実 証するために、(1)1.0より十分に大きなトリチウム増殖比(TBR: Tritium Breeding Ratio)の確保、および、(2)30年程度の運転を可能とする超伝導マグネットに対する放射線 遮蔽をブランケット方式および遮蔽体材料選択における条件とした。特に、インボー ド側のブランケットおよび放射線遮蔽体の厚みは、炉サイズや磁場強度、蓄積磁気エ ネルギー等の主要設計パラメーターを決定づける主要因の一つであり、炉心プラズマ 、マグネット、炉内機器、設計統合タスクグループとの間で整合性を議論しながら決 定した。

FFHR-d1における増殖ブランケット方式および遮蔽体材料の検討では、図2.6.1.1に 示すような単純トーラス体系における中性子・γ線輸送計算をモンテカルロコード MCNP-5[2.6.2]および核データライブラリJENDL-3.3[2.6.3]を用いて実施した。FFHRd1では、インボード側(トーラス内側)の約15%がブランケットを薄くする領域とな る。検討の結果、インボード側については放射線遮蔽機能に重点を置き、プラズマに 面して15 cm厚のトリチウム増殖ブランケットを設置し、その後段に、高速中性子の 遮蔽性能にすぐれたWC(炭化タングステン)遮蔽体を厚み55 cmで置くこととした。 それ以外の部位については、60 cm厚のトリチウム増殖ブランケットを設置し、その 後段に、従来のFFHRシリーズと同様に、フェライト鋼+B4C(炭化ホウ素)遮蔽体を 60 cm厚以上の厚みで設置する。WCは重量密度の大きさの観点からインボード側のみ に設置することとした。

この体系において、各種液体トリチウ ム増殖ブランケット候補のトリチウム増 殖比(TBR)を計算した結果を図2.6.1.2に 示す[2.6.4]。この増殖比は炉心プラズマ が完全に増殖ブランケットに覆われ、体 系からの中性子の漏えいを考慮していな い計算結果である。Liブランケットでは ⁶Liを天然比の7.5%から35%に、その他の ブランケットでは90%に濃縮した場合の 値である。実際の3次元体系において増殖 ブランケットがプラズマを覆うカバー率 を0.85程度[2.6.5]とすると、この計算では 、少なくとも~1.2以上、1.3に近い値を得 ておく必要があるが、Li+Be/V合金(バ





ナジウム合金)ブランケットにおいて~ 1.4の最も高いトリチウム増殖比が得ら れ、次にFLiBe + Be/FS (フェライト鋼) ブランケットにおいて~1.3となった。ま た、増殖ブランケット方式の選択は、超 伝導コイルに対する中性子遮蔽にも影響 を及ぼす。フェライト鋼+B4C放射線遮蔽 体の背面にあたる、図2.6.1.1中の星(☆) 印部分における高速中性子フラックスを 中性子壁負荷1.5 MW/m²の条件に対して 計算し、比較した結果を図2.6.1.3に示す。 Li冷却増殖ブランケットを設置した際に 遮蔽体背面における高速中性子フラック スが著しく増加しており、同じ体系、厚 みで比較した際には、Liの中性子遮蔽性 能が低いことがわかった。そのため、イ ンボード側のブランケット空間が薄い FFHR-d1の条件においても十分なトリチ ウム増殖比を確保し、遮蔽能力に優れた FLiBe+Be/FS(フェライト鋼)ブランケッ トをFFHR-d1の設計活動推進における第 一候補として選択した。他の増殖ブラン ケット方式についても、中性子工学設計 の最適化により、FFHR-d1体系において トリチウム自己増殖と放射線遮蔽を両立 できる可能性があるため、引き続き、設 計活動において中性子工学設計の最適化 研究を進めている。



Figure 2.6.1.2 Comparison of tritium breeding performances of self-cooled liquid blankets [2.6.4].



Figure 2.6.1.3 Comparison of fast neutron (>0.1 MeV) shielding performances of selfcooled liquid blankets. Compared at the \Rightarrow mark in Figure 2.6.1.1 [2.6.4].

以上の材料選択およびトリチウム増殖ブランケット、放射線遮蔽体材料の選択の結果、超伝導コイルの巻き線部において、核発熱は冷凍可能能力を上回らない~0.5 mW/cm³ に抑えられると評価した。また、高速中性子フラックスについても、これまでのFFHR設計において30年運転を成立させるために1.0×10¹⁰ n/cm²/s を遮蔽目標値としてきたのに対し、本計算では20年間運転の目安となる1.5×10¹⁰ n/cm²/s となり、 今後の設計改良努力によりさらに長期の運転を可能とする見通しが得られた。

2.6.1.2 3 次元中性子工学設計

FFHR-d1におけるトリチウム増殖ブランケット、および、遮蔽体の3次元形状案についても中性子工学設計の観点から検討を進めた[2.6.6-7]。ヘリカル型核融合炉の中性子工学設計においては、トーラスの接線方向への中性子の漏れ(中性子ストリーミ



Figure 2.6.1.4 Cross sections of the 3-D FFHR-d1 model prepared for evaluation of tritium breeding ratios (TBRs) and radiation shielding performances by neutron and gamma-ray transport calculation.

ング)の重要性が指摘されてきており、最終 的なトリチウム増殖能力及び放射線遮蔽特 性の詳細評価のためには、3次元へリカル形 状を模擬した中性子輸送計算が必須となる

設計統合タスクグループにより作成され た炉の断面図をもとに、中性子遮蔽能力を 改善するためにブランケット形状の調整を 行ない(図2.6.1.4)、それを元に3次元輸送計 算体系(図2.6.1.5)を構築してトリチウム増 殖比(TBR)、及び、超伝導コイルに対する放 射線遮蔽の評価を行った。増殖ブランケッ トはFLiBe+Be/FS(フェライト鋼)、遮蔽体 については、インボード側にWC、そのほか の部分にではFS+B4C遮蔽体を模擬してい



Flibe+Be/FS

Figure 2.6.1.5 A 3-D model of FFHRdl for neutron and gamma-ray transport calculations. IV coil: Inner vertical coil, OV coil: Outer vertical coil.

Vertical cross section



(b)

Figure 2.6.1.6 Calculated distribution of fast neutron fluxes (>0.1 MeV) in FFHR-d1. In the figure (b), magnetic field lines are superimposed on the core plasma position.

(a) Horizontal cross section

る。輸送計算では炉心プラズマの最外殻を 磁場計算結果に基づいて設定し、イオン温 度及び密度分布が中心軸からの規格化した 距離rに対して、(1-r²)に比例するとした簡易 的な中性子発生分布を仮定している。中性 子発生率は、核融合出力が3GWとなるよう に設定した。

図2.6.1.6に0.1 MeV以上の高速中性子束分 布の計算結果例を示す。この体系において、 FLiBe+Be/FSブランケットのトリチウム増 殖比は1.18(要確認)となり、十分なトリチウ ム自己増殖性能が見込めると評価した。ま た、インボード側のヘリカルコイル巻線部 において、0.1 MeV以上の高速中性子束は



Figure 2.6.1.7 Distribution of calculated neutron wall loading on the first walls of FFHR-d1 blankets. (Top view, toroidal angle: 0-72 deg.)

~2×10¹⁰n/cm²/s、核発熱は0.6 mW/cm³と評価しており、概ね単純トーラス体系におい て検討した遮蔽性能の見通しに近いことを確認した。第一壁の中性子壁負荷分布につ いては、FFHR-d1設計では平均1.5 MW/m²が基本パラメーターとなっている。3次元体 系を用いた本計算により、インボード側において2.0 MW/m²で最大になり、ピーキン グファクターは ~1.3であることを確認した(図2.6.1.7)。

2.6.1.3 FLiNaBe ブランケットの検討

本プロジェクト後期では、FLiBeと比較して融点が100℃低く、高効率発電により適 していると考えられるFLiNaBe(融点305℃)をトリチウム増殖/冷却材の候補として 検討した。FLiNaBeはFLiBeの成分にNaが加わるため、トリチウム増殖性能が若干低下 するものの、3次元中性子輸送計算により、FFHR-d1体系では十分なトリチウム増殖 比、1.10が確保できるとの見通しを得た(FLiBeに対しては、1.18。ともに⁶Liは90%濃 縮。)。この結果に基づき、FFHR-d1の現在のトリチウム増殖/冷却材の第一候補は FLiNaBeとなっている[2.6.8]。

2.6.2 増殖ブランケット

2.6.2.1 増殖ブランケット内の核発熱分布

ブランケットユニットの構造、熱流動詳細設計に進む際に必要となる核発熱分布の 評価を行った結果を図2.6.2.1に示す。各層の厚みは、FFHR-d1で最も設計条件が厳し くなるインボード側におけるブランケットユニットを模擬している。トリチウム増殖 /冷却材はFLiBe、⁶Liは90%濃縮、中性子壁負荷を2.0 MW/m²とした場合の中性子核反 応と2次ガンマ線から付与される発熱エネルギーの分布を示している。合わせて各材 料の表面からの発熱分布を抽出して、深さ方向の依存性をプロットしている。Be増倍 材のペブルサイズについては、トリチウム増殖性能に及ばす影響は小さく、この計算 例では直径1.5 cmとしている。 この核発熱分布に加えて、第一 壁へのプラズマからの熱負荷(現 状では~0.1 MW/m²を想定)を考慮 し、詳細な熱流動設計を推進する。

2.6.2.2 増殖ブランケット内の磁 場分布

自己冷却液体ブランケットでは、液体金属を用いた場合には、磁場 と垂直に流動する冷却材に生じる MHD圧力損失が生じ、また、溶融 塩を用いた場合には、磁場が流動・ 伝熱特性に影響を及ぼす可能性が 示されている。FFHR-d1の前に実施 されていたFFHR2設計のコイル配 置において形成される3次元磁場 分布を等間隔で計算し、ブランケ ット構造の内部に位置する点にお ける大きさと方向を抽出して描画 した結果を図2.6.2.2に示す[2.6.1]。 増殖ブランケット内においては、

ヘリカルコイルが作り出す磁場成 分が支配的であるため、FFHR-d1内 における磁場分布についても本結 果と同様と考えられる。

ヘリカルコイルに近いブランケ ットAでは、磁力線の向きはヘリカ ルコイ

ルに巻きつく方向となる。また、 ヘリカルコイルから離れたブラン ケットBでは、ブランケットの螺旋



Figure 2.6.2.1 Distribution of nuclear heating in a FLiBe blanket for a neutron wall loading of 2.0 MW/m^2 .



Figure 2.6.2.2 Distribution of magnetic field calculated for the previous FFHR2 design study. Lower: Distribution of magnetic field in tritium breeding blankets.

方向に沿った向きとなる。最大磁場強度はブランケットA内で約8T、ブランケットB 内で約6Tと計算された。液体金属冷却材のMHD圧力損失低減のためには、冷却材の 流れ方向と磁場の方向を可能な限り平行に近づける等、今後の流路設計時の方針を決 定する要因の一つとなると考えられ、3次元熱流動解析の中でこの磁場分布の影響を 評価していく。また、本結果は、R&D活動で推進しているMHD圧力損失低減用のセラ ミック被覆開発等において、必要とされる材料性能の根拠としても利用する。

2.6.2.3 増殖ブランケットのモジュール化

ブランケット構造材に用いる材料が100 dpa (Displacement per atom; 中性子によるは

じき出し損傷の単位)まで耐えることができるとすると、FFHR-d1の最大中性子壁負荷2.0 MW/m²の条件では、5-6年でブランケットを交換する必要が生ずる。連続ヘリカルコイルの分割は困難であり、また、ブランケット交換は遠隔制御のマニピュレーターやクレーンを用いて実施する必要があるため、増殖ブランケットをモジュール化し、電磁力支持構造体に設けられた大型ポート開口部より出し入れすることが必須となる。

<モジュール分割検討案(1)>

図2.6.2.3に、FFHR-d1設計研究の開始当初における検討案(1)の増殖ブランケット分 割及び交換手順の素案を示す。増殖ブランケットモジュールはヘリカルコイルの直交 断面(ヘリカルコイルの螺旋形状の中心軸に直交)に合わせて分割し、熱応力を逃が すために放射線遮蔽体(兼、支持構造)に引っ掛ける形で遮蔽体上に固定する。また 、冷却材等の配管については、比較的空間に余裕があるヘリカルコイル側面を通すこ とを検討していた。冷却材配管については核変換生成Heの濃度を再溶接可能なレベル に抑制する必要があるが、ヘリカルコイル側面であれば、遮蔽の増強も可能であると 考えられる。ブランケットモジュールの寸法を決める要因としては、ポートサイズ、 磁場変動時の電磁応力、リモートハンドリング機器の運搬可能重量等が考えられる。

<モジュール分割検討案(2)>

検討案(1)のように、ブランケットモジュールをヘリカルコイルの直交断面で分



Figure 2.6.2.3 Box-shaped blanket modules proposed in the early stages of the FFHRd1 design study



Figure 2.6.2.4 Concept of T-SHELL blankets (Toroidally-Sliced, HELically-Linked breeder blankets) proposed in the FFHR-d1 design study to improve the replacement process significantly. [2.6.9].



Figure 2.6.2.5 Concept of CARDISTRY-Blanket (CARtridges Divided and InSerTed RadiallY) proposed in the FFHR-d1 design study to improve both the fabrication process and replacement process dramatically. [2.6.10].

割した場合、メンテナンス時にポートから炉内に搬入した後に、トロイダル方向への 移動や3次元回転運動のような複雑な操作をリモート制御で行う必要が生ずる。これ に対して、メンテナンスポートから搬入したモジュールを可能な限り単純なリモート 操作で設置、運転後に交換することを目指して、トーラスのポロイダル面で垂直方向 に分割するT-SHELLブランケット (Toroidally-Sliced, HELically-Linked breeder blankets) 方式が提案された (図2.6.2.4 [2.6.9])。

この垂直分割方式のブランケットモジュールでは、流路の折り返しはなるべく減ら すことで内部構造を単純化することが望ましいと考えられ、熱除去の条件が一番厳し くなる第一壁流路の長さは10m程度となる。

<モジュール分割検討案(3)>

さらに、ブランケットモジュール及び放射線遮蔽体を垂直方向に分割し、特にブラ ンケットモジュールをスライドして引き出すことで迅速な交換を可能とする、 CARDISTYブランケットが提案されており(図2.6.2.5 [2.6.10]、現在、トリチウム増殖 及び放射線遮蔽能力等の中性子工学特性、熱流動計算に基づく内部流路構造に関して、 詳細検討を進めている。 2.6.3 放射線遮蔽体

2.6.3.1 遮蔽体内の材料配置検討

FFHR-d1設計において、もっとも中性 子遮蔽の条件が厳しくなるインボード 側では、鉄系材料等で製作する筐体の中 にWC遮蔽体ブロックをなるべく高密度 で配置する。遮蔽体内の温度は、内部に Heガス等を循環させて制御することを 想定しているが、このガス循環チャンネ ルの体積割合を大きくしてしまうと、超 伝導コイルに対する中性子遮蔽性能が 低下する。超伝導コイルに対する中性子 遮蔽条件を満たすために、Heガス循環チャンネルの体積割合は遮蔽体全体積の 5%程度に抑える必要がある[2.6.1]。

また、WC遮蔽体を設置するインボー ド以外の部分には、FFHR設計立ち上げ



Figure 2.6.3.1 Attenuation of fast neutron fluxes (>0.1 MeV) in a single layer WC shield, single layer ferritic steel (FS)+ B_4C shield and two-layered FS/FS+ B_4C shield. [2.6.1]

当初から採用されているフェライト鋼+B4C遮蔽体を設置する。また、将来の発電炉において、さらに効率的な遮蔽材料として使用できる可能性のあるZrH2、TiH2遮蔽体の使用についても、本プロジェクトにおいても検討を行った[2.6.11]。これら炭化物、水素化物を核融合炉の中性子遮蔽に用いる場合には、図2.6.3.1に示すように、フェライト鋼を遮蔽体領域の前面側に配置し、その後段に炭化物、水素化物を配置することが有効である。これは、DT反応で生じる10 MeV以上の高エネルギー中性子を減衰させるためには、鉄の非弾性散乱等を用いることが有効であること、一方、数MeV以下に減速した中性子の減衰にはB4Cや水素化物が有効であることに起因している。これにより、中性子重照射試験が精力的に行われているフェライト鋼等の鉄系の材料を中性子フラックスの高い遮蔽体前面に配置することができる。炭化物や水素化物などの中性子重照射試験がほとんど行われていない材料は中性子フラックスの低い後段に置くことで、新たな材料開発研究課題となることを避けることができると考えられる。

2.6.3.2 ダイバータに対する中性子遮蔽

ヘリカル型核融合炉の特徴の一つに、炉心プラズマから出た磁力線がヘリカルコイ ルの背面に回り込むことから、炉心プラズマを直接見込まない、遮蔽体の裏側にダイ バータを設置できる点が挙げられる。図2.6.3.2のFFHR-d1垂直断面図に示すように、 現在検討されているダイバータ設置位置および排気開口部を反映し、これら断面図を 元に、図2.6.1.5に示したものと同様の3次元体系データを作成し、中性子輸送計算を 実施した[2.6.12]。



Figure 2.6.3.2 Cross sections of the 3-D neutronics calculation model for evaluation of radiation environment at divertors in FFHR-d1.



Figure 2.6.3.3 Distribution of calculated fast neutron fluxes (>0.1 MeV) in FFHR-d1. [2.6.12]

図2.6.3.3に、高速中性子(>0.1MeV)フラックス分布の計算結果を示す。また、図中の第一壁中央部(A)、(A')、第一壁端部(B)、(B')、ダイバータ表面中央部(C)、(C')、ダイバータ設置空間のもっとも奥まった部分(D)、(D')について、各ヘリカル構造体がポロイダル方向に1回転した際の高速中性子束の変化を図2.6.3.4に示している。第一壁のもっとも高速中性子フラックスが高い部分(A)、(A')と比較して、ダイバータ中



Figure 2.6.3.4 Fast neutron flux distribution (>0.1 MeV) at the first wall and divertor positions of FFHR-d1. The positions (A) - (D') are shown in Figure 2.6.3.3. [2.6.12]



Figure 2.6.3.5 Irradiation damages of W, Fe and Cu at the first wall and divertor positions of FFHR-d1. ($E_{disp} = 40 \text{ eV.}$) [2.6.12]
心部(C),(C')のフラックスは1/5から1/100となっており、特にインボード側に設置されたダイバータ部で高くなる。

各部位において計算された中性子スペクトルに、ダイバータの主要候補材料である W、Fe、Cuのはじき出し断面積で重みづけし、1年間の連続運転で想定されるはじき 出し量を算出した結果を図2.6.3.5に示す。特に今回の評価では、ダイバータの冷却管 への銅合金の適用を検討している。ブランケット第一壁材料については最大16 dpa/yearと算出された(dpa: Displacement per atom)。これに対し、ダイバータ部のCuで は最大1.6 dpa/yearであり、はじき出し損傷量は約1桁低い。

増殖ブランケット材料について、100 dpaを交換の目安と仮定すると、6 年程度毎に 交換が行われる。これと同じ時期にダイバータの交換を行おうとすると、10 dpaまで 使用に耐えうる材料の開発が必要となることが分かった。また、非常に薄いダイバー タユニットを開発し、ダイバータ設置空間のもっとも奥まった部位(ヘリカルコイル 側面遮蔽の表面)に設置した際には、材料のはじき出し損傷量は40%程度低減され、 1.0 dpa/yearとなる。この場合、約5 dpaまで耐えうる材料が開発できれば、中性子損傷 の観点からは、ブランケットとダイバータの同時交換が可能になることが分かった。

参考文献

[2.6.1] T. Tanaka et al., Fusion Engineering and Design 87 (2012), pp. 584-588.

[2.6.2] J.F. Briesmester, Los Alamos National LaboratoryReport LA-12625-M (2000).

[2.6.3] K. Shibata et al., J. of Nuclear Science and Technology 39 (2002) 1125-1136.

[2.6.4] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 87 (2012) 594-602.

[2.6.5] T. Tanaka et al., Nuclear Fusion 48 (2008), 035005.

[2.6.6] T. Tanaka et al., Plasma and Fusion Research, 7 (2012) 2405132.

[2.6.7] T. Tanaka et al., FTP/P7-36, 24th IAEA Fusion Energy Conference, 08-13 October, 2012, San Diego, USA.

[2.6.8] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 2114.

- [2.6.9] T. Goto et al., Plasma and Fusion Research 11 (2016) 2405047.
- [2.6.10] J. Miyazawa et al., Plasma and Fusion Research 12 (2017) 1405017.

[2.6.11] T. Tanaka et al., Fusion Science and Technology **68** (2015) 705-710.

[2.6.12] T. Tanaka et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 1939-1943.

2.7 炉内機器

2.7.1 概要

核融合炉本体はプラズマ真空容器、遮蔽/増殖ブランケット、ダイバータ、超伝導 マグネットシステム、及び装置全体を囲うクライオスタットで構成される。炉内機器 設計タスクでは、このうち真空容器、ダイバータ、超伝導マグネット支持構造物、そ してクライオスタットを対象とする。ブランケットと超伝導マグネットのコイル部分 はそれぞれのタスクで扱う。超伝導マグネット支持構造物は炉内機器の構造と配置に 大きく関わるため、クライオスタットを含めた総合的な見地からの検討を行うために このタスクの範疇とした。ヘリカル型はプラズマ境界とヘリカルコイル間のスペース、 特にトーラス内側の赤道面に位置する部分で厳しいため、真空容器とブランケットの 3次元形状やラジアルビルド設計を慎重に行った。一方、超伝導マグネット支持構造 物は励磁による変形と応力の健全性を評価しつつ、保守性を考慮した広い開口部を持 つ構造を確保できるように検討を進め、基本構造を決定した。同時に、ダイバータに 対して、機器設計に必要な熱・構造設計、配置と粒子・熱負荷の排気・除去方法の検 討を行った。ダイバータ候補材料については、固体受熱番+水冷却方式での機器設計 を進めるとともに、液体金属を流すことによる方式も提案され、並行して研究を進め ている。また、使用照射環境を考慮して熱的・機械的評価を行うとともに、トリチウ ムインベントリーや原子分子的な考察や分光モデルについても検討を行っている。炉 内機器の保守に関しては、保守環境の検討に加え、現時点で適用可能と考えられる保 守の種類について調査・研究を進めた。

2.7.2 基本構造

2.7.2.1 ラジアルビルド

ヘリカル型核融合炉では、プラズマの最外殻とヘリカルコイルの間のスペースが限られており、特にトーラス内側の赤道面位置が厳しい。この部分のプラズマとコイル間の距離はΔc-pと定義され、システムコードによる設計ウィンドウでも重要なパラメータとなっている。炉内構造としては、このスペースに第一壁、増殖/遮蔽ブランケット、プラズマ真空容器、低温輻射シールド、及びコイル容器の底板部分を適切なギャップを持って配置しなければならない。FFHR-dl設計において、Δc-pはシステムコードによる解析とブランケット構造の検討により 890 mm と設定されている[2.7.2.1]。このうち 700 mm が第一壁を含む増殖/遮蔽ブランケットのスペースとして確保され[2.7.2.2]、残りの 190 mm が遮蔽ブランケット外壁からコイル容器外壁側に存在する機器が使用可能なスペースとなる。最新の設計検討では、遮蔽ブランケットがプラズマ真空容器の役割を兼ねることになっており、真空容器という独立した機器は存在しない。しかしながら、当初の設計ではプラズマ真空容器がブランケットの外側に存在する前提でラジアルビルド基本設計を進めた。

ヘリカルコイルおよびコイル支持構造物は常温から極低温までの熱収縮率を平均 0.3%と仮定すると、内側トーラス部で装置中心側へ40 mm 熱収縮により変位する。

さらにコイルに発生する電磁 力による変形が加わり、これ らの合計が運転時と保守時と の位置の違いとなって現れ る。一方、ブランケットは運 転時に 400 ℃以上の高温と なるが、トーラス方向や上下 方向に分割された構造とする と、トーラス全体の熱変形は 発生せず、コイルに近い位置 に支持点を設けることで、熱 変形によってラジアルビルド 部分に与える影響は小さくで きると考えられる。真空容器 と低温輻射シールドはブランケットと 一体化することでブランケットと同様 の変形を想定することが可能とであ る。図 2.7.2.1 はトーラス内側のラジア ルビルドを模式的に示した図で、上側 が通常運転時、下側が建設・保守時の 様子である。真空容器厚さ(ベローズ 等を含めた必要空間として) 35 mm、 真空容器表面から低温輻射シールド表 面まで 32 mm、コイル容器底部厚さ 30 mm とし、断熱空間として 63 mm を確 保したラジアルビルド構造が設定され [2.7.2.3]、これらの基本寸法に基づいて 詳細設計が進めらた。この場合の真空 容器は遮蔽ブランケットの外側表面に 取り付けられ、真空容器の外側表面に はさらに低温輻射シールドが取り付け られる (図 2.7.2.2)。 真空容器の部材間 の接続はすべて溶接構造で、ヘリカル 容器の間の非常に狭い空間での作業が 必須であす。また、真空リークが発見 された場合の補修も困難であることが 予想される。このため、設計方針を変 更し、遮蔽ブランケットに真空容器機 能を持たせることとした。いずれの場 合も遮蔽ブランケットの構造物材は主



Fig. 2.7.2.1 Radial build design of FFHR-d1 at an early design phase [2.7.2.3].



Fig. 2.7.2.2 Radial build design of FFHR-d1 at an early design phase [2.7.2.4].



Fig. 2.7.2.3 Radial build design of FFHR-d1 at an early design phase [2.7.2.4].

要な強度メンバーであることは共通で、真空シールのための隙間のない壁を外側に貼 り付けるか、遮蔽ブランケットの内側の隙間をシール部材で埋めるかの違いとなる。 このような設計方針に変更したのは、組立時とリーク発生時の補修の容易さを優先し たためである。図 2.7.2.3 に対応するラジアルビルド部分の模式図を示す[2.7.3-4]。

2.7.2.2 3次元構造

FFHR-d1 ではプラズマ真空境界より外はヘリカルコイルおよび垂直磁場コイルを 支えるコイル支持構造物が、プラズマ側では遮蔽ブランケットが主要な構造体となる。 この真空境界はブランケットの外側あるいは内側に設けられるが、ポート形状の検討 や中性子遮蔽,排気性能などの基礎計算をするためには、ベースとなる境界の3次元 基本形状が必要となる。基本形状の定義においては、任意の位置、断面において連続 した形状を保証し、3次元 CAD データへの変換や境界条件としてプラズマ対向面の 形状データを必要とする他の種々の計算コードへ適用する際に、補間によるデータ点 数の縮減や形状の微修正の反映を容易にする観点から、数式によって定義することが 望ましい。LHD の真空容器は、ヘリカルコイルのポロイダル角の大きさに対する関数 として定義されている。FFHR-d1 においても同様の手法による定義を行うこととした [2.7.2.5]。

真空容器はトーラスシェル形状をベースとしながら、プラズマやダイバータレグとの関係から形状を決めた。ヘリカルコイル周辺については、ヘリカルコイル垂直断面でヘリカルコイル支持構造物に沿ったドーム状の形状(3本の線分と2つの円弧、図2.7.2.4)を採用した。ヘリカルコイルと真空容器の間の距離をヘリカルコイルの位置を示すポロイダル角θc(トロイダル角 ¢に対し、θc=-(5¢+0.1 sin(5¢))の関係)の関数として連続的に変化させ、プラズマとヘリカルコイルが接近するトーラス内側でのヘリカルコイルと真空容器の距離を小さくし、ラジアルビルド設計と整合性をもたせている。

トーラスシェル部の形状は当初 FFHR-dl(γ=1.25)の設計ではダイバータ磁力線構 造をできるだけ外側に引き出すため、(1)ポロイダル断面で縦長となる楕円とし、



Figure 2.7.2.4 Definition of the shape of vacuum vessel on helical coil vertical cross-

(2)トーラス内外で楕円の短径を変化 させている。具体的には、トーラス内側で は短径 7.7 m、トーラス外側では短径 7.8 m で、長径が 8.47 m(トーラス内側短径 の 1.1 倍)の楕円としている。ただし、こ の形状ではトーラス外側において外側ポ ロイダルコイルと干渉するため、更にト ーラス外側には変形を与えている。数式 で表現すると、 $a_{vv}=7.7$ m、 $b_{vv}=8.47$ m、 $c_{vv}=7.7$ m、 $c_{mod}=0.7$ m、 $c_{vv}^*=c_{vv}-c_{mod}$ $\sin^2(2\theta)(\theta t r r f h h) e t r c$ ーラス外側はポロイダル角)として、ト ーラス内側は楕円 ($a_{vv}\cos\theta$, $b_{vv}\cos\theta$)、ト ーラス外側はモジュレートした楕円 (a_{vv} $\cos\theta$, $c_{vv}^*\cos\theta$) で定義している(図 2.7.2.5)。



Figure 2.7.2.5 Definition of the shell-like shape of vacuum vessel on the poloidal cross-section.

ブランケットのうちヘリカルコイル直下のものについては、ヘリカルコイル垂直断 面で放物線形状となるように定義し、プラズマ閉じ込め磁気面形状に沿うようにこの 放物線の比例係数や全長を θ の関数として連続的に変化させている。また、厚みに ついても、プラズマとヘリカルコイルとの間の距離の変化に合わせて、やはり θ の 関数として連続的に変化させている。具体的には、ブランケット厚み Δ については

$$\Delta_{\rm b} = \Delta_{\rm b,in} + \Delta_{\rm b,add} \cos^4 \frac{\theta_{\rm c}}{2}$$

とし、放物線形状については、ヘリカルコイル垂直断面でトーラス径方向の座標を ξ 、それと垂直な方向の座標を η と定義した場合、

$$\xi = \begin{cases} \xi_0 \pm \frac{\Delta_{\rm b}}{2} + [r_{\rm w}(1 - f_{\rm w}\cos\theta_{\rm c}) + r_{\rm m1}|\sin\theta_{\rm c}|^{p_1}] \left(\frac{\eta}{a_{\rm c}}\right)^2 & \text{(upper at } \phi = 0) \\ \xi_0 \pm \frac{\Delta_{\rm b}}{2} + [r_{\rm w}(1 - f_{\rm w}\cos\theta_{\rm c}) - r_{\rm m2}|\sin\theta_{\rm c}|^{p_2}] \left(\frac{\eta}{a_{\rm c}}\right)^2 & \text{(lower at } \phi = 0) \end{cases}$$

となるよう定めた。ここで、upper at $\phi = 0$ は図 2.7.2.6 でシェーディングした領域 を示す。また、片方のヘリカルコイル (HC1) におけるヘリカルコイル角度とトロイ ダル角との関係は真空容器形状定義の部分で説明したのと同じく $\theta_c = -(5\phi + 0.1 \sin(5\phi))$ であるが、もう一方のヘリカルコイル (HC2) については $\theta_c = -(5(\phi + 0.2\pi) + 0.1 \sin(\phi + 0.2\pi))$ となっていることに注意する必要がある。また、この放物線の長 さについては、 η 軸方向の最大座標 $w_b = \eta_{max} = -\eta_{min}$ を

$$w_{\rm b} = \begin{cases} w_{\rm b0} + w_{\rm b,add} \cos^6 \frac{\theta_{\rm c}}{2} & (\text{upper at } \phi = 0) \\ \\ w_{\rm b0} + w_{\rm b,add} \cos^6 \frac{\theta_{\rm c}}{2} + w_{\rm b,mod} \sin^2 \theta_{\rm c} & (\text{lower at } \phi = 0) \end{cases}$$

で定義している。これにより、ヘリカルコイル直下のブランケットの張り出し部分の 背面に位置するヘリカルコイル側部のブランケットについては、直接プラズマに面し ておらず中性子スペクトルの観点からトリチウム増殖には寄与しないと考えられる ことから、遮蔽性能のみで十分と考え、厚みを 0.4 m、それ以外のトーラスシェル部 については、トリチウム増殖への寄与も見込めることから増殖層厚みを考慮して 0.7 mとしている。但し、これらの厚みは重量の観点から増殖・遮蔽性能を保持できる範 囲での検討が必要と考えられる。また、ヘリカルコイル直下のブランケットについて も、上記数式での定義はヘリカルコイルとプラズマの間の空間をできるだけ多く活用 するように考えているが、特にトーラス外側の厚みについては、やはり重量の観点か ら検討が必要である。

支持構造物はヘリカルコイルを覆うトーラスシェル構造とした。トーラスの基本外形は、真空容器外形から図 7.2-5 のような2つの楕円を組み合わせた構造とし、基本板厚は 300 mm とした。ポロイダルコイルは 200 mm のケースを介してトーラス構造



Figure 2.7.2.6 Segmentation of the blanket shape modulation. The shaded area corresponds to "upper at $\phi = 0$ " for the formulae which give the shape of blanket at the bottom of helical coil.



Figure 2.7.2.7 Fundamental design of the coil support torus structure for the early design of FFHR-d1.

物に接続されるものとし、接続部材の位置は高さ方向の位置によって決めた。このト ーラス構造物にヘリカル容器と一体化したアーム形状の部材によりマグネット支持 構造物を構成する。

真空容器ポートは真空容器のプロファイル及びマグネット支持構造物の開口部から以下の要領でポートの形状案を作成した。ポートは本体上部(upper port)、下部(lower port)、外側(outer port)、内側(inner port)に設けられ、断熱空間及び機器の変形を考慮してマグネット支持構造物開口部から 250 mm 離れた位置から更に 500 mm 離した境界をポートの基本外形とした。この 250 mm から 500 mm の空間は 7.3 章で検討されているダイバータ排気に利用されることを想定している。ヘリカルコイルの案内曲線は、通常の正面図、上面図、側面図では直線や単純な曲線では表現できないため、ある程度境界に沿った円弧で表す方が、実際の機器設計や製作時には有効であるため、このような方針で upper port、outer port、及び inner port として図 2.7.2.8 に示す形状を決定した。なお、マグネット支持構造物の開口部については次の節で説明する構造解析の結果によって決められ、その結果に基づいてポート形状が決められている。

図 2.7.2.9 にここまでの定義で定められた FFHR-d1(γ=1.25)における炉内機器構造 のポロイダル断面形状を示す。この後、全体設計および物理設計の進展と共に、2.3.10 章他で説明されているように、FFHR-d1A としてγ=1.2 を基本路線(Basic option)とす ることとなった。FFHR-d1A でのプラズマ形状およびダイバータレグの検討から、ブ ランケットの基本外形は楕円形状ではなく、真円形状で対応可能であり、今後の種々 の設計や製作性の観点から、ブランケット外形は円形に変更することになった。また、 組立手順の検討過程において、内側垂直磁場コイルをヘリカルコイル支持構造のトー ラスシェルを設置した後に装置中心部に設置する方法が提案され、これを実現するた めにブランケットおよびコイル支持構造物のトーラスシェル部分の外径を小さくす



Figure 2.7.2.8 Front view of the ports and a concept of the divertor exhaust and a remote maintenance.



Figure 2.7.2.9 Poloidal cross-section of magnetic lines of force, helical and poloidal coils, vacuum vessel and blanket at (a) $\phi = 0$, (b) $\phi = \pi/2$, (c) $\phi = \pi$, and (d) $\phi = \pi 3/2$.

ることとなった。この結果、遮蔽ブランケットの最も外側の表面(付属する低温輻射シールドの外側表面と同じ位置)は、大半径15.6m、小半径7.3mのトーラス形状となった。ここから200mmの断熱ギャップを挟んでコイル支持構造物側のトーラス構造物が位置する。

2.7.2.3 マグネット支持構造物

FFHR-d1のコイルの蓄積エネルギーは160 GJに達し、強固な支持構造物が必要であ る。また、核融合炉では、ブランケットシステムとダイバータシステムが必須であり 、これらの保守・交換が容易な構造とするため、できるだけ大きな開口部を支持構造 物側で用意することが有効である。このため十分なメンテナンスポートの確保、材料 強度、コイル位置精度を基に、超伝導マグネットに作用する電磁力と構造物に作用す る応力の解析を行い、「できるだけ大きな開口部」「許容応力以下」「重量低減」を主眼 にして構造の最適化を進めた。LHD型のヘリカルコイルにおいて、コイル巻線部の断 面形状が長方形だとブランケットやプラズマ真空容器と干渉するため、図2.7.2.10に示 すように、重心位置(コイルの電流中心)をヘリカルコイルの小半径と一致させ、底 部を階段状とした。同図の小半径はFFHR-d1Aのものに相当し、この場合のコイルピ ッチyは1.2となる。ヘリカルコイルは62mm角の正方形形状の超伝導導体390ター ンで構成され、1ターン当たりの電流値は94.45 kAである。ヘリカルコイルとポロイ ダルコイルによりそれぞれのコイル内部に発生する磁場分布をFEMにより解析を行 い、電磁力を算出した。図2.7.2.11はFFHR-d1Aの場合のヘリカルコイル断面内の磁場 分布と発生する電磁力分布で、超伝導導体1本1本の電磁力を積算すると、コイル断 面毎の電磁力が算出される。コイル断面での電磁力成分をヘリカルコイルの小半径方 向とその垂直方向に分解すると、小半径方向はフープカ、その垂直方向は転倒力を発 生させる。FFHR-d1Aの場合、フープ力は最大64 MN/m、転倒力は±8 MN/mと算出さ れた。また、垂直磁場コイルに関してもコイル半径方向にフープ力、上下セットのコ イル間に反発または吸引力が発生する。内側垂直磁場コイルでは66 MN/mのフープ力 と16 MN/mの上下吸引力が、外側垂直磁場コイルでは20 MN/mのフープ力と12 MN/m の上下反発力が作用する。このような非常に大きな電磁力を支持するため、強固な支 持構造物が必要となる。構造物の設計では、基本板厚250 mmから300 mmのトーラス



Figure 2.7.2.10 Cross-sectional image of the FFHR-d1A helical coil in the plane perpendicular to the winding direction.



Figure 2.7.2.11 Distributions of the magnetic field strength and electromagnetic force occurring in the FFHR-d1A helical coil at the toroidal angle of 0 degree.

形状から検討を始め、できるだけ大きな開口部を設け、応力も許容内となるように構 造変更を繰り返した。基本板厚として250 mmから300 mmを選択した理由は、ITERの 設計とR&D活動の過程で、260 mm厚さのステンレス構造物の溶接に成功した報告が あるため、実現可能な厚板構造と考えたためである。解析結果の例として図2.7.2.12に 構造物に発生するvon Mises応力の分布図を示す。この解析結果ではvon Mises応力は 最大660 MPa発生し、広域的にはでは概ね400 MPa以下で、極低温での構造材料(例え ばSUS316LN)の許容レベル以下となる構造とすることができた。ただし、最大変位 として28 mmが外側垂直磁場コイル部分に発生しており(図2.7.2.13)、この変形量が 許容されるかはコアプラズマ側からの磁場精度要求に依存する。LHDでは±2 mmと いう非常に厳しい磁場精度が要求されたが、正確な計測を必要とする実験装置である ことと、装置規模がFFHR-d1Aの1/4であることもあり、核融合炉に必要な磁場精 度については詳細解析・議論の必要がある。厳しい磁場精度が要求される場合でも、 あらかじめ電磁力による変形と冷却による収縮量は予測できているので、その分を見 越した組立をすることは可能である。この形状を元に真空容器のポート形状の具体的 な大きさを決定した。



Figure 2.7.2.12 Distribution of the von Mises stress occurring in the magnet supporting structure.

2.7.2.4 重量支持

LHDでは低温支持脚として、 CFRPとSUS304を組み合わせ、板 状のSUS部分が80 Kに冷却された サーマルアンカーとし、SUSブロ ックを介してCFRP板に接続され る構造を採用している。CFRPを低 温部とサーマルアンカー及びサー マルアンカーと常温部に用いるこ とで低い熱侵入量を達成するとと もに、更に折り曲げ構造により低 温構造物の冷却時変形に柔軟に対 応することが特徴である[3.2.6-5]。 この方式と同様の支持脚を低温構 造物重量約20,000 tonのFFHR-d1へ の適用を検討した。図2.7.2.14はそ



Figure 2.7.2.13 Distribution of the strain occurring in the magnet supporting structure.

の支持脚概略図である。マグネット支持構造物36°毎に4脚を設置することで、1脚あたり500 tonの重量を支え、この場合最も装置中心から遠い支持脚で66 mmの熱変形を吸収する。この低温支持脚は、低温側と常温側の中間に80 Kのサーマルアンカーを持たせることで低温側への熱侵入は、1脚あたり常温から80 Kへ14 kW、80 Kから4 K へ450 Wと見積もられる。

炉内機器の重量支持と位置精度はクライオスタット構造物がベースとなる。それぞ れの炉内機器の検討を基に、機器全てを覆うクライオスタットの基本外形が仮に設定 されている。詳細設計は周辺を含めた各機器の配置とともに今後進められるが、マグ



Figure 2.7.2.14 Application of the LHD-type thermal support to FFHR-d1A.



Figure 2.7.2.15 Outline of the cryostat for FFHR-d1.



Figure 2.7.2.16 Schematic view of the cryostat and the components of FFHR-d1A.

ネット支持構造物、真空容器ポート、低温支持脚の設置位置から図2.7.2.15及び図7.2-16に示したようなクライオスタット形状を考えている。尚、ブランケット支持の詳細 は組立・保守時の分割方法と合わせて今後の課題であるが、例としてlower port内に支 持脚を設置した場合を簡単に検討した。即ち、外径500 mmのSUS製の柱5本で1セク タ36°分のブランケットを支えるとした。ブランケット重量が全体で30,000 tonと仮定 すれば1本あたり600 tonを支えることになる。

2.7.2.5 熱設計条件

現状ではブランケット外側表面で 100 ℃と設定されている。この温度は遮蔽ブラン

ケット内の熱除去性能に依存しており、詳細な熱設計はブランケットシステムとして 今後詳細を検討していくことになる。この外側に低温輻射シールドが設置される。ヘ リカルコイルや垂直磁場コイルにはいくつかの導体、冷却方法が並行して検討されて いるが、いずれの場合も低温輻射シールド部は 80 K を想定している。クライオスタ ット内側表面にも低温輻射シールドが設置され、この部分の表面温度も 80 K と想定 している。また、断熱支持脚や常温支持脚のクライオスタット側支持固定部分は 300 K の常温として支持脚の設計を進めている。

参考文献

- [2.7.2.1] T. Goto, et al., Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405084.
- [2.7.2.2] T. Tanaka, et al., Fusion Eng. Des. 87, 584 (2012).
- [2.7.2.3] H. Tamura, et al., Fusion Eng. Des. 88, 2033(2013).
- [2.7.2.4] H. Tamura, et al., Plasma Fusion Res. 11 (2016) 2405061
- [2.7.2.5] T. Goto, et al., Annual Report of NIFS April 2011-March 2012, 234 (2012).
- [2.7.2.6] H. Tamura et al., Plasma Fusion Res. 3 (2008) S1051.

2.7.3 ヘリカルダイバータ

2.7.3.1 ダイバータ性能・機器配置

核融合反応で生成される α 粒子の数は、核融合出力 3 GW の FFHR-d1 では、~2× 10²¹ atoms/s となるので、この数のヘリウム灰を排気する必要がある。ペレット入射に よって供給される燃料粒子は、核融合反応率が 1%程度と低いため、炉の定常運転を 行うためには、供給した粒子数と同程度の粒子数を排気する必要がある。ダイバータ 熱負荷軽減のために不純物ガスを入射する場合には、その排気も必要となる。また、 ダイバータが除去可能な定常熱流束は10 MW/m²程度であるとされている。FFHR-d1 のダイバータ熱負荷を簡単に見積もると、3GW出力では、α加熱パワーは約600MW になり、そのうち制動輻射により損失するパワーは、100 MW である。よって、定常 運転時にダイバータへ流入する熱は、α加熱パワーと制動輻射による損失パワーを差 し引いた約 500 MW から、閉じた磁気面外側における放射損失を差し引いた値となる (α粒子の直接損失を無視した場合)。ダイバータ熱負荷分布が、ダイバータ磁力線 構造と強く相関することは炉心プラズマ設計により明らかになっており、ダイバータ 板上では、最外殻磁気面近傍を周回した後にダイバータ板に至る接続長が数百 m か ら数 km 以上の長い磁力線が接続する位置に大きな熱・粒子束が流入する。 LHD にお けるダイバータへの熱・粒子束計測と磁力線追跡計算から、長い磁力線の接続する密 度と熱・粒子束の大きさは強く相関することが分かっている。FFHR-d1 について、LHD と同様の計算を行なった例において、ダイバータ熱負荷分布が磁力線接続数分布と同 じであるとし、更にダイバータ板上のダイバータトレース幅を 80 mm と仮定すると、 ピークの位置では熱流束は~75 MW/m²に達する。これは一般に工学的限界とされる 10 MW/m²をはるかに超える値であり、このようなピーク熱負荷を低減するため、追 加ヘリカルコイルによってダイバータレグをスイングする方法や、擾乱磁場コイルを 用いて周辺磁力線構造を変化させ、磁力線接続数分布を平坦化する方法も提案されて いる。

2.7.3.2 ヘリカルダイバータ機器設計

以上のようなダイバータ性能の検討に加え、必要な排気性能が満たされるようなダ イバータ機器配置と排気系統の設計を進めた。ヘリカルダイバータ磁力線構造は3次 元構造を有し、機器の配置は複雑になる。一方、3次元構造を生かしてダイバータ板 が主プラズマから見込めなくなるようにヘリカルコイル容器部のブランケットの影 に設置することにより、14 MeV の高エネルギー中性子がダイバータ板に直撃するこ とを減らし、ダイバータ板の寿命を長くする検討がなされている。ダイバータ機器配 置は、ダイバータ板上で中性化した未反応燃料粒子とヘリウム灰をいかに効率良く排 気するか、どのようにメンテナンスを実施するかなどを考慮して、設計を進めた。図 2.7.3.2-1 にヘリカルコイル容器部ブランケットの影にダイバータ受熱板構造を設置し、 その前面にバッフル構造を設置する配置案を示す。ダイバータ板上で中性化した粒子 はバッフル構造内側のダイバータ室に溜まり、バッフル構造の隙間にはダイバータレ グプラズマがあり、中性粒子はそこで電離され、ダイバータへ向かうプラズマ流に押 し戻される。FFHR-d1 には、水平内・外側ポート、垂直上下ポートがあり、メンテナ



Fig. 2.7.3.2-1. Layout of the helical divertor components for FFHR-d1 at two toroidal cross-sections.

ンス時にはそれぞれのポートを利用して機器の搬出入を行うことが想定される。これ らのポートは、運転時にはブランケットで閉塞させるが、その一部に排気用ダクトを 設けてダイバータ部の中性粒子を排気することが可能である。全トロイダルセクショ ンでこのようにして排気する。必要な排気系のコンダクタンスを考えるために、水平、 垂直ポート部には、どちらも幅 0.5 m、長さ 5 m 程度の排気ダクトを設け、閉塞ブラ ンケットの奥行きを 1 m と仮定し、ダイバータ室とポート部の中性粒子圧力をそれぞ れ 4 Pa 及び 3 Pa とすると、ダイバータ室とこれらポートとの間のコンダクタンスは、 約 10,000 m³/s となる。トロイダル1セクションについてこのような排気ダクトが 6 条とれるので、トーラス全体でのコンダクタンスは 10,000×6×10=600,000 m³/s とな る。各ポートから排気配管を出し、トーラスを一周する集合排気マニホールドに接続 し、排気装置へ繋げる。排気管のコンダクタンスを考える。管内の三重水素ガスにつ いて考え、温度を 20 ℃と仮定する。管の長さを 30 m と仮において、平均圧力をパラ メターに、横軸を管径として粘性流条件でコンダクタンスを計算すると、2-3 m の管 径であれば、1,000 m³/s を超えるコンダクタンスが見込まれ、求められている 500 Pa・ m³/s の水素同位体排気は可能であると考えられる。

2.7.3.3 壁コンディショニング

核融合炉において、保守点検後スムーズにプラズマを立ち上げるためには、特に軽 不純物除去を目的とした壁コンディショニングが必要になると考えられる。LHD に おいては、大気開放保守期間終了後に、低温ベーキング、グロー放電洗浄、ボロニゼ ーションを実施し、実験期間中は必要に応じてグロー放電洗浄やチタン蒸着を実施し ている。LHD におけるグロー放電電流は 20~30 A である。LHD の真空容器内側表面 積はポートまで含めて約 800 m² なので、真空容器壁に衝突する平均的な粒子束は 1.6 ~3.2×10¹⁷ ions/m²/s となる。FFHR-d1 の真空容器内壁の表面積は 12,800 m² 程度であ り、約330~660 A のグロー放電電流が必要と考えられる。放電電圧は200~300 V 程度と仮定すると、必要な放電電力は70~200 kW となる。電極形状や配置をどのようにするかは今後の検討課題であるが、メンテナンス時に取り外すことになる上下ポートおよび水平外側ポート部のブランケット第一壁の一部を電気的に浮かして陽極とすることも考えられる。

核融合炉でボロニゼーションなど表面被覆による壁コンディショニングが必要に なるかどうかは検討中であるが、少なくとも長期大気開放後の放電立ち上げ時には、 酸素不純物を抑制するためにボロニゼーションがあれば役に立つと思われる。FFHRdl で LHD と同程度のボロン膜を形成するのに必要なジボランの量は、真空容器内表 面積が 16 倍になるとして、約 400 NL となる。

LHD と FFHR-d1 では、装置の大きさも異なるが、特に運転時のプラズマ対向壁温 度が大きく異なる。超伝導コイルへの熱侵入を抑制するため、LHD の壁温度は 95 ℃ で制限されている。一方 FFHR-d1 では、ブランケット表面の壁温度が 500 ℃を超え る高温になる。保守期間終了後に壁の温度をどのタイミングで上げていくのかは壁コ ンディショニング上も重要であり、今後の検討課題である。 FFHR-d1 ではダイバータの熱負荷は 10 MW/m²を超えるため、高い熱除去性能を持 つダイバータ機器の開発研究が進められている。また、LHD 型は図 2.7.2-16 ダイバー タ機器の設置場所をブランケットの裏側にすることが可能である。この場合コアプラ ズマから直接中性子照射を受けることがないため、照射量を低減することが可能であ る。 もしも十分に中性子遮蔽された環境であれば、ダイバータ機器の寿命を長くす ることができるとともに、銅合金を冷却パイプに使用することも可能となる。そこで 通常のダイバータ機器をさらに中性子照射の少ないヘリカルコイルの裏側付近まで 移動することが提案されている。ただし、通常の LHD 型ヘリカル炉ではヘリカルコ イルを支える支持構造物が存在するため、ダイバータ位置を簡単に動かすことはでき ない。そこで支持構造物側でこのダイバータ配置を可能とするための大きな構造変更 が検討された。この提案は新型ダイバータ配置と呼ばれ、構造健全性と中性子照射低 減効果までを含めて検討した。

FFHR-d1 に対する炉内の中性子輸送 解析がブランケット検討の中でなされ (2.7 章)、ダイバータ機器設置位置で の銅に対する損傷(dpa/yr)は、図 2.7.3.4-1に示すように、設置位置により1桁 の幅を持っていることがわかった。 FFHR-d1 はトロイダル方向に対して 72°毎に対称であり、また、1対のヘリ カルコイル HC1 と HC2 は 36°のずれが あるため、図では HC1 に近いダイバー タ位置での分布のみを示している。す なわち、このグラフを 36°分シフトすれ ばHC2に近いダイバータ位置の分布に なる。この結果から、ダイバータ位置 での銅材料の損傷はヘリカルコイルが トーラス内側に位置するあたりが大き く、最大で 1.6 dpa/yr である。この損傷 レベルでは、銅合金の使用は可能であ



 \boxtimes 2.7.3.4-1. Irradiation damage for a copper at the divertor region as functions of toroidal angle at 3 GW fusion output power [2.7.3.4-1]. The locations of HC1-arm1, arm2, and toroidal angle ϕ are shown in Fig. 2.7.2-16.

るが、銅合金の寿命は ODS-Cu を 350 ℃ で使用した場合で 1dpa 程度と考えられる [2.7.3.4-2, 3]。 従って炉内で銅合金を使用しるためには、さらなる中性子照射の低減 を図るか、1 年程度の頻繁な機器交換方法を備える必要がある。一方熱負荷に対して は、LHD 型の4本に分かれるダイバータレグによって平均熱負荷は低いとされてい る。FFHR-d1 の場合では、ダイバータフットプリントのぬれ面積は~70 m² (~90 m 長 さの 80 mm 幅4本のレグとして) で、3GW 出力に対し平均 8 MW/m² と見積もられ ている。しかしながら、トロイダル非対称性により熱流束に不均一が生じる[2.7.3.4-4,5]. 図 2.7.3.4-3 は FFHR-d1 に対する磁力線追跡によりフットプリント数をカウント した結果で、強い不均一性があることがわかる。特にトーラス内側に相当する位置



⊠ 2.7.3.4-3. Histogram for footprints of magnetic field lines entering the divertor region of the FFHR-d1 [2.7.3.4-5].

(HC1-arm1 では*φ*=22°、HC1-arm2 で は*φ*=50°) にピークが現れている。こ の位置のダイバータ機器は平均の1 0 倍以上の熱流束を経験することに なるため、継続的なダイバータデタッ チメントが要求されることになる。中 性子照射環境と合わせ、トーラス内側 位置でのダイバータは非常に厳しい環 境におかれてることになる。

トーラス内側での中性子照射と高熱 負荷を低減するために、コイル支持構 造物およびブランケット構造の修正を 試みた。図 2.7.3.4-4 はダイバータ位置 を中性子照射が大幅に低減されると見 込まれるヘリカルコイルの裏側まで移 動させるために必要なコイル支持構造 物とブランケットの概略を示す。この 修正のためにはヘリカルコイルの支持 構造物の一部を大きく切り欠く必要が ある。中性子分布解析よりコイル支持



 \boxtimes 2.7.3.4-4. Plan for changing the divertor location in the region inboard of the torus.



☑ 2.7.3.4-5. Cross section of HC perpendicular to the winding direction and removed regions of HC arms.

構造物の切り欠き範囲をヘリカルコイルの巻線中心がトロイダル角φ=20° to 52° (for HC1-arm1, 2)、 φ=-16° to 16° (for HC2-arm1, 2)の範囲とその72°毎の位置に設定し、 ヘリカルコイル断面で図2.7.3.4-5を基本とした構造を検討した。このように大きく切り欠いた構造物が電磁力に対して健全性を保てるかを検証するためにモデルを作成し、構造解析を行った。ヘリカルコイルおよび垂直磁場コイルの位置は変わらないた め、コイルに発生する電磁力は 2.7.2.3 章の FFHR-d1 の基本モデルと同じであ る。新型ダイバータのための支持構造 物モデルを図 2.7.3.4-6 に示す。構造部 材はステンレス鋼を想定しヤング率 200 GPa、ポアソン比 0.3、超伝導コイル 部分は HTS 複合導体[2.7.3.4-5,6]を仮定 して解析を行った。 この場合の導体剛 性は導体部分の均質化解析によって得 られた物性値を用いた[2.7.3.4-7]。

図 2.7.3.4-7 は電磁力により発生した von Mises 応力の分布(a)と変位量分布 (b)である。最大応力は687 MPa で切り 欠いたコイルアーム部分のコーナーで 発生している。FFHR-d1 の基本設計と 比較すると応力値が増加しているが、 例えば ITER で使用されるステンレス 鋼 FM316LNM の許容応力は 700 MPa に 達しており[2.7.3.4-8]、本解析結果から は許容範囲内であると思われる。 最大 変位量は 23.5 mm でこれも切り欠いた 部分で発生している。ラジアルビルド が厳しいトーラス内側のコイル直下位 置で変位量は 12 mm でプラズマから遠 ざかる方向であった。この場合ではマ グネットが昇温されている建設/保守 期間におけるコイルと低温輻射シール ド間のギャップは 10 mm と予測され る。新型ダイバータ配置のための支持 構造物に切り欠きによる健全性は保た れているといえる。切り欠いた部分に はプラズマ真空空間が占有することが でき、この広く確保された空間にダイ バータ機器を設置することが可能とな る。

新型ダイバータ配置により中性子照 射がどの程度変化するのかを MCNP で 計算した結果を図 2.7.3.4-8 に示す。解 析ではコイルアーム部分を片側だけ切



 \boxtimes 2.7.3.4-6. 3D analytic model of the modified structure, including support legs and support stay.



☑ 2.7.3.4-7. Results from structural analysis calculations: (a) von Mises stress distribution in the coil-support structure. (b) Amount of deformation in the coil-support structure.

り欠いた場合と両側を切り替えた場合を計算し、いずれの場合も銅に対する損傷に換

算して、元の構造での 1.6 dpa/yr と比較 すると 1/5 から 1/10 に低減され、銅合 金使用が可能な上に、ダイバータ機器 の大幅な寿命延長が期待できることが わかった。

ダイバータ機器は中性子照射による 損傷の他、高熱流束による損傷を受け るため、機器の交換作業は避けられず、 容易な交換手段が不可欠である。特に トーラス内側部分に設置されるダイバ ータの保守を容易にするために、この 部分に上下からアクセスできる開口部 を設けた構造例を図 2.7.3.4-8 に示す。 他の位置のダイバータ機器は数年ごと に増殖ブランケットや第一壁の保守の タイミングで交換すること可能であ る。ダイバータのピーク負荷に関して は垂直磁場の最適化等による低減も検 討されているが、新型ダイバータ配置 によりダイバータ機器で使用可能な空 間が広がることは非常に有効であると 考えられる。

References

[2.7.3.1] T. Tanaka, et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 1939-1943.

[2.7.3.2] D.J. Edwards, et al., Journal of Nuclear Materials 191-194 (1992) 416-420.

[2.7.3.3] A. Li-Puma, et al., Fusion

Engineering and Design 88 (2013) 1836-1843.

[2.7.3.4] N. Yanagi, et al., Nuclear Fusion 51 (2011) 103017.

[2.7.3.5] N. Yanagi, et al., 24th Fusion Energy Conference, San Diego, USA (2012) FTP/P7-37.



Both side of shell arms are opened.

 \boxtimes 2.7.3.4-8. Suppression of neutron flux at the helical coil backside.



 \boxtimes 2.7.3.4-8 Cross-section drawing of the blanket with the coil-support structure. Proposed positions of maintenance ports for divertor components inboard of the torus are shown.

[2.7.3.6] N. Yanagi, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity 24 (3) (2014) 4202805.

[2.7.3.7] H. Tamura, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity 26 (3) (2016) 4202405.

[2.7.3.8] Y. Chida, et al., Fusion Engineering and Design 86 (2011) 2900-2903.

2.7.4 液体金属ダイバータ

核融合炉のダイバータには次の5点が求められる。

- ① 高い安全性
- ② 高い保守性
- ③ 少ない放射性廃棄物量
- ④ 高い粒子排気性能
- ⑤ 高い熱負荷性能

タングステンなどを用いた従来型の固体水冷却ダイバータでこれらを満たすことは、 不可能ではないとしても大変困難である。これらを同時に満たし得るものとして、液 体金属噴流(liquid metal jets)を用いた新しい概念のダイバータ REVOLVER-D(Reactororiented Effectively VOLumetric VERtical Divertor)を提案している(Fig. 2.7.4.1) [2.7.4.1, 2]。以下ではその概要について述べる。

REVOLVER-D では、チェーン等に沿わせて減速・安定化しつつ鉛直落下させる直径 3 cm 程度の液体金属噴流をシャワー状に配列したものを用いる。液体金属には低



Figure 2.7.4.1 A bird's eye view of the FFHR-d1 and the REVOLVER-D.

	Sn	Ga	Li	Pb	W	Fe	Na
Atom Num.	50	31	3	82	74	26	11
Isotope	112 (0.97 %) 114 (0.66 %) 115 (0.34 %) 116 (14.54 %) 117 (7.68 %) 118 (24.22 %) 119 (8.59 %) 120 (32.58 %) 122 (4.63 %) 124 (5.79 %) 126 (2.3×10 ⁵ y)	69 (60.11 %) 71 (39.89 %)	6 (7.5 %) 7 (92.5 %)	204 (1.4 %, >1.4×10 ¹⁷ y) 205 (1.53×10 ⁷ y) 206 (24.1 %) 207 (22.1 %) 208 (52.4 %) 210 (22.3 y)	180 (0.12 %, 1.8×10 ¹⁸ y) 181 (121.2 d) 182 (26.50 %) 183 (14.31 %) 184 (30.64 %) 185 (75.1 d) 186 (28.43 %)	54 (5.8 %, >3.1×10 ²² y) 55 (2.73 y) 56 (91.72 %) 57 (2.2 %) 58 (0.28 %) 59 (44.503 d) 60 (2.6×10 ⁶ y)	22 (2.602 y) 23 (100 %)
Density @m.p. (g•cm⁻³)	6.99	6.095	0.512	10.66	17.6	6.98	0.927
Melting point (K)	505.08	302.9146	453.69	600.61	3695	1811	370.87
Boiling point (K)	2875	2676	1603	2022	5828	3134	1156
Heat of fusion (kJ•mol ⁻¹)	7.03 (b)	5.59	3.00	4.77	35.3	13.81	2.60
Heat of vaporization (kJ•mol ⁻¹)	296.1 (b)	254	147.1	179.5	806.7	340	97.42
Heat capacity (J•mol ⁻¹ •K ⁻¹)	27.112 (b, 25°C)	25.86 (25°C)	24.860 (25°C)	26.650 (25°C)	24.27 (25°C)	25.10 (25°C)	28.230 (25°C)
Electrical resistivity (nΩ•m)	115 (0°C)	270 (20°C)	92.8 (20°C)	208 (20°C)	52.8 (20° C)	96.1 (20°C)	47.7 (20°C)
Thermal conductivity (W•m ⁻¹ •K ⁻¹)	66.8 (300 K)	40.6 (300 K)	84.8 (300 K)	35.3 (300 K)	173 (300 K)	80.4 (300 K)	142 (300 K)
Thermal expansion coefficient (μm•m ⁻¹ •K ⁻¹)	22.0 (25°C)	1.2 (25°C)	46 (25°C)	28.9 (25°C)	4.5 (25°C)	11.8 (25°C)	71 (25°C)
Temp. at 1 Pa (K)	1497	1310	797	978	3477	1728	554

融点(~505 K)かつ低蒸気圧のスズを単体で用いる(Fig. 2.7.4.2)[2.7.4.3]。より低融 点となるリチウム・スズ合金などを用いることも有り得るが、現段階では組成管理の 必要がない純スズの使用を考えている。スズはハンダの主成分であり、鋼板にスズを メッキしたブリキは缶詰などに広く用いられている。ナトリウムやリチウムのように 水と爆発的に反応しないこと、鉛のように強い毒性がないこと、材料コストが低いこ と、なども重要な特徴である。スズ及びその他の溶融金属材料候補の物性値を Table 2.7.4.1 にまとめた。スズの粘性係数は 0.95 × 10⁻³ Pa·s であり、水とほぼ同じである。 但し、密度は水の 7 倍なので、動粘性係数は水の約 1/7 となる。表面張力は 500-1,000 K の範囲で 440-540 mN/m であり[2.7.4.4]、水(~73 mN/m)の約 7 倍大きい。これは 水銀と同程度の値である。特に融点付近で酸化しやすい。腐食性は強く、スズを主成 分とする鉛フリーハンダではハンダ槽の腐食が「スズ食われ」として問題になってい る。但し、酸化クロム層で腐食防止が可能であるとの報告もある[2.7.4.5]。セラミック

にはほとんど濡れず(アルミナ基板と の濡れ角は約170度[2.7.4.4])、反応もし ないため[2.7.4.6]、溶融スズの配管内部 には SiC-SiC などのセラミックを用い るべきである。そもそも、後ほど検討す るように、磁場中で溶融スズを循環さ せるにはセラミック絶縁管などを用い て MHD 圧力損失を減ずることが不可 欠である。スズの原子番号は50であり、 これは魔法数の一つである。原子番号 が魔法数である元素は安定同位体を多 く持つことが知られており、スズは10 種類もの安定同位体を有する(表 2.7.4.1)。不安定同位体は28種類あり、 半減期が長いものに¹¹³Sn(115.09日)、 117m1 Sn (13.76 日)、 119m1 Sn (293.1 日)、 ^{121m1}Sn (43.9 年)、¹²³Sn (129.2 日)、¹²⁵Sn (9.64 日)、¹²⁶Sn (23 万年) がある。

FFHR-d1 においてプラズマは最外殻 磁気面外側のエルゴディック層を経て ダイバータに向かう。このエルゴディ ック層に鉛直液体金属流を当て、ダイ バータに繋がる磁力線を捕捉すれば、 それらの磁力線に沿って流出するプラ ズマを消滅させることができる (Fig. 2.7.4.3)。REVOLVER-D では、溶融スズ シャワーを用いてこれを行う。シャワ ー部の鳥瞰図とノズル配置を Fig. 2.7.4.4 に示す。プラズマは磁力線に沿っ てシャワー内部に流入し、溶融スズ噴 流の表面で再結合する。発生した中性 粒子は、シャワーの隙間を経て排気さ れる。シャワー全体をポーラスな物体 として捉えれば、体積的に熱と粒子を 吸収しているようにも見える。これが REVOLVER-D の名前に volumetric divertor が入っている理由である。一般 的なリミタと異なり排気能力も備える この構造を、リミタ/ダイバータ (limiter/divertor) と呼んで区別する。



Figure 2.7.4.2 The vapor pressure of various materials of Na, Li, Pb, Ga, Sn, and Fe, as a function of the temperature.



Figure 2.7.4.3 A schematic view of the molten tin shower inserted to the inner ergodic layer.



Figure 2.7.4.4 (left) A bird's eye view and (right) a top view of the REVOLVER-D shower unit.

Fig. 2.7.4.4 に示したように、現時点で は内径28mmのノズルを2つ備えた直 径 144 mm の短菅を 28 個並べてシャワ ーヘッドとし、計56個のノズルでシャ ワーを生成する設計としている。シャ ワーヘッドはトロイダル角で6度の範 囲内に収まっており、この直上にはシ ャワーヘッド交換用のメンテナンスポ ートが設けられる(Fig. 2.7.4.1)。メン テナンスは上下動作のみとすることで 高い保守性を実現できる。但し、絶縁 管(SiC-SiC など)の周りを金属管(フ ェライト鋼など) で包んだ二重構造と なることが想定されるダクトとシャワ ーヘッドを、どのようにして接続する かについては課題が残っている。

液体金属の自由表面流を用いること で高い熱負荷を許容できる。例えば、 核融合炉材料への中性子照射試験装置 として設計検討が進められている IFMIF では、液体リチウム自由表面流 のターゲットに1GW/m²の重陽子ビー ムが照射されるが、液体リチウムの流 速が15-20m/sと高速のため、これに 耐えることができる[2.7.4.7]。FFHR-d1 は核融合出力3GWで、この1/5の600 MW がアルファ加熱である。LHD の高 密度プラズマ実験では概ね 30%の輻 射損失が観測されている[2.7.4.8]。 FFHR-d1 で特にスズが主な不純物であ るような場合にどの程度の輻射損失が あるかは今後検討すべき課題である が、以下では LHD と同様の 30 %の輻



Figure 2.7.4.5 The flow velocity dependence of the temperature increase, ΔT , and the increased temperature, $T_1 = T_0 + \Delta T$, and the vapor pressure at T_1 , in a molten tin jet of 28 mm diameter heated by $Q_{\text{div}} = 168 \text{ MW/m}^2$ at a wetted area of 0.5 m length. Here, T_0 is assumed to be 573 K.



Figure 2.7.4.6 The route of molten tin flow in the REVOLVER-D.

射損失を仮定する。REVOLVER-D のリミタ/ダイバータ構造におけるプラズマ濡れ 面積はシャワーの設置位置に依存し、精確な数値は磁力線追跡計算により求める必要 がある。ここではオーダー評価を行うため、濡れ部の高さを 0.5 m、幅を 0.25 m とし、 濡れ面積を 0.125 m² と仮定する。シャワーはトロイダル方向に 10 箇所の内側ポート に設置されるため、各シャワーの片面側では 600 MW × 70 % / 10 / 2 / 0.125 m² = 168 MW/m² の熱流束を受けることになる。この条件を用いて、Fig. 2.7.4.4 に示したよう な直径 28 mm の噴流における温度増加とスズ蒸気圧の流速依存性を計算した結果を Fig. 2.7.4.5 に示す。ここで、スズの比熱 として 250 J/(kg·K)を用いた。流速を 3.5 m/s 以上とすることで、スズ蒸気圧は 0.002 Pa 以下に抑えられる。これは、後 述する排気能力から推定される水素同 位体ガスの排気圧力 1.3 Pa あるいはへ リウムの排気圧力 0.05 Pa と比べても十 分低い。Fig. 2.7.4.5 に示したのはいわば ピーク温度であるが、各ポート56本、 計 560 本の溶融スズ噴流全体で 600 MW ×70%=420MWを受けると考えた場合 の平均温度増加は約200Kとなる。これ は、配管などにフェライト鋼 F82Hを用 いることが可能であると同時に、ダイバ ータで除去した熱エネルギーによる発 電を行うことも考えられる温度増加量 となっている。

直径 28 mm、流速 3.5 m/s のスズ噴流 1 本あたりの質量流量は 15.1 kg/s であ り、560 本の溶融スズ噴流全体では約 3 万トン毎秒となる。日本の高速増殖炉も んじゅでは、5,100 ton/h のナトリウム用 ポンプ 3 台が用いられている。

REVOLVER-D では 3,000 ton/h のスズ用 ポンプ 10 台を用いることを想定する が、これはもんじゅの実績から十分実現 可能な範囲だと考えられる。Fig. 2.7.4.6 に溶融スズの経路を示した。溶融スズは 図中の A から N までアルファベット順 に流れる。この経路における磁場強度分 布については後ほど詳細に述べるが、液 体金属ポンプを配置する予定の装置中 心部には 5 T 程度の強い垂直磁場が存 在するため、高温超伝導導体中心ソレノ

イド (High-Temperature Superconductor Center Solenoid, HTS-CS) による磁気遮 蔽を行う。前述したように、配管には SiC-SiC などのセラミック絶縁管をフェ



Figure 2.7.4.7 Main parameters of the molten tin channel in the REVOLVER-D, where the radial position, R (m), the height, Z (m), the inner diameter of the duct in m, the flow velocity, v (m/s), and the mass flow rate in ton/h are shown from top to bottom. The abscissa is the channel length.



Figure 2.7.4.8 Typical routes of the exhaust gas from the molten tin shower, through the maze neutron shield, to the cryopump in the 80 K radiation shield or the turbo molecular pumps in the bottom.

ライト鋼などの金属管で補強した二重配管を用いる。Fig. 2.7.4.7 には溶融スズ経路の 位置や流速などの各種パラメータがまとめてある。同図は、経路における内径分布と シャワー部での流速 3.5 m/s を与え、質量流量が経路全体で一定となるように計算し て得られたものである。このような体系で圧力損失及びポンプ動力の見積もりを行っ た結果、全圧力損失は 1.2 MPa 程度、その内 MHD 圧力損失は 0.2 MPa 以下、ポンプ 動力は 10 セクション全体で 5.5 MW 程度という結果が得られている。配管が導体壁 であるとした場合、MHD 圧力損失が飛躍的に増大するため、全圧力損失は 70 MPa を 超え、ポンプ動力は 370 MW 程度となる。従って、絶縁壁は必須である。

REVOLVER-D には、ダイバータとして高い排気能力を有することも要求される。 Fig. 2.7.4.8 に REVOLVER-D における排気経路の概略図を示した。シャワー部で生成 された中性ガスは迷路構造の中性子遮蔽体(図中A部)を通り、HTS-CSを内部に有 する中心真空容器内へと導入される。中性ガスの一部は高さ1m程度のHTS-CS コイ ルの隙間(図中B部)を通過し、中心真空容器内上部の80K輻射シールドで囲まれ

たクライオポンプ領域に入り、そこでク ライオパネルに吸着される。中性ガスの もう一部は、やはり高さ1m程度のHTS-CS コイルの隙間(図中C部)を通過し、 中心真空容器内下方に設置されるターボ 分子ポンプで排気される。

まずクライオポンプによる排気につい て考察する。Fig. 2.7.4.8 における A 部の 迷路構造中性子遮蔽体及び B 部の HTS-CS コイル間のコンダクタンスは、次の矩 形管のコンダクタンス Crectangular (m³/s)の式 を用いて概算できる。

 $C_{\text{rectangular}} = \frac{300na^2b^2\sqrt{T/293}}{(a+b)L\sqrt{M/29}}$

ここで n, a(m), b(m), L(m) はそれぞれ 並列接続される同形状部の数、矩形管の 幅、高さ、長さであり、T(K) はガス温度、 M はガスの分子量である。A 部及び B 部 のコンダクタンス C_A 及び C_B は、それぞ れ (n, a, b, L, T, M) = (10, 1.6 m, 0.86 m, 6.0 m, 293 K, 5) 及び (10, 1.0 m, 0.7 m, 1.8 m, 80 K, 5) を用いて、 $C_A \sim 930 m^3/s$ 及び C_B ~ 600 m³/s と計算され、これらを直列接続 した合成コンダクタンスは 365 m³/s とな る。 クライオポンプ部では複数の平板で 構成される計 10 個のクライオパネルユニ ット (Fig. 2.7.4.9) に水素同位体分子を吸



Figure 2.7.4.9 Cryopanel units.



Figure 2.7.4.10 The turbo molecular pump assembly. Black TMPs are those for the HTS-CS cryostat.

着させる。一つのクライオパネルユニットの表面積は 20 m²程度とする。単位面積当 たりの排気量を、ref. [2.7.4.9]を参考に 88 m³/s/m² と仮定すれば、クライオパネル 1 つ あたりの排気速度は 1,760 m³/s となる。現段階では、後述するように、10 個のクライ オパネルユニットを同時に用いることはせず、1 個ずつ再生して使用することを想定 している。従って、クライオポンプシステム全体での実効排気速度は、先ほど求めた $C_A \ge C_B$ の合成コンダクタンス 365 m³/s を用いて、1/(1/365 + 1/1,760) ~ 300 m³/s となる。

DT 核融合反応により生成されるヘリウム灰を排気するため、中心真空容器下部に はターボ分子ポンプユニット (Fig. 2.7.4.10)を設ける。ターボ分子ポンプー台あたり の水素/ヘリウム排気速度として、ULVAC 社の TM-6300FH 相当の 5 m³/s を仮定す る。ターボ分子ポンプは、中心真空容器下部に直結させるものが 11 台、直径 0.3 m、 長さ 0.7 m の円筒管を介して接続するものが 15 台の計 26 台とする。このターボ分子 ポンプユニットの実効排気速度を見積もるにあたり、次の円筒管のコンダクタンス *C*evlinder (m³/s) の式を用いる。

$C_{\text{cylinder}} = \frac{121Kd^3\sqrt{T/293}}{L\sqrt{M/29}}$

但し、*K、d*(m)、*L*(m) はそれぞれ短い円筒の場合の補正係数、円筒管の幅、高さ、 長さ、*T*(K) は中性ガスの温度、*M*は中性ガスの分子量である。(*K*, *d*, *L*, *T*, *M*)=(0.36, 0.3 m, 0.7 m, 293 K, 5)として、各円筒管のコンダクタンスは 4.0 m³/s となり、ターボ分 子ポンプユニット全体での実効排気速度は 11×5+15/(1/4.0+1/5)~88 m³/s と計算さ れる。ここでは簡単のため、水素同位体とヘリウムの排気速度は同じとして扱う。

核融合出力 3 GW の核融合炉では、毎秒あたり 3 × 10⁹ / ((3.52 + 14.06) × 10⁶ × 1.6 × 10⁻¹⁹)~1.07×10²¹ 回の重水素-三重水素 (DT) 核融合が発生する。以下では燃料ガス における DT の割合を 50%-50%とする。燃焼効率を 1 %と仮定すれば、毎秒あたり 2.14 × 10²³ 個の DT 燃料から 1.07 × 10²¹ 個のヘリウムが生成されることになる。室温

(25 °C)に換算すれば、DT 燃料の供給量は ~440 Pa·m³/s、ヘリウム灰の発生量は ~4.4 Pa·m³/s となる。DT 燃料の供給量は燃焼効率に依存するので正確な評価は難しいが、 以下の解析では簡単のため 500 Pa·m³/s に統一する。これは 1 g/s の DT 燃料供給量に 相当する。定常核融合炉においては、DT 燃料は供給した分だけ、ヘリウム灰は発生 した分だけ排気する必要がある。クライオポンプとターボ分子ポンプによる DT ガス の排気速度は 300 + 88 = 388 m³/s、ターボ分子ポンプによる He ガスの排気速度は 88 m³/s なので、それぞれの排気圧力は室温換算で DT ガスが 1.3 Pa、He ガスが 0.05 Pa となる。

核融合炉内でクライオポンプを用いる場合、問題となるのは三重水素の保持量である。安全の観点から、核融合炉の真空容器内における三重水素保持量には制限が課されるものと予想される。例えば ITER では、真空容器内三重水素保持量の制限値が 1 kg と設定されており、この内の 120 g がクライオポンプに吸着されると考えられている[2.7.4.10]。上で検討したように、FFHR-d1 では 1 g/s の DT 燃料を供給する。従っ



Figure 2.7.4.11 Profiles of the magnetic field strength of (a) the radial field, B_r , (b) the toroidal field, B_t , (c) the vertical field, B_z , without TS-CS and (d) the B_z with HTS-CS. In each figure, schematics of molten tin channel and shower together with the Poincare plot of horizontally elongated magnetic surfaces are also shown.

て、三重水素は 0.6 g/s で排気されることになる。過大評価になるが、これが全てクラ イオポンプで排気されるとすれば、1,000 秒の運転で 600 g の三重水素がクライオパ ネルに吸着されることになる。これは ITER で想定されているクライオポンプへの三 重水素吸着量の 5 倍に相当することに注意が必要である。但し、真空容器第一壁温度 が ITER では 200℃程度以下であるのに対し、核融合炉では 500℃以上となるため、第 一壁への吸着量は相当に低減されると期待できる[2.7.4.11]。クライオパネルユニット は 10 台用意する。これらは通常時には F82H などの金属管中に設置されており、1 台 ずつ 80 K 輻射シールド内に降ろして排気ガス中に暴露する。クライオパネルユニッ トには 1,000 秒の暴露で 600 g の三重水素が吸着される。基本的にはこれを上限とし て金属管中に引き上げ、次のクライオパネルユニットを降ろす。引き上げたクライオ パネルユニットは、金属管内で昇温して水素同位体を脱離する。この際、金属管中に 高温のヘリウムガスなどを導入して昇温を補助することも可能である。昇温脱離完了 後、再び冷却して準備を整える。他の 9 個のクライオパネルユニットが稼働している 時間、この例の場合では 9,000 秒 = 2 時間 30 分を、この昇温脱離と再冷却に用いる

ことができる。もし昇温脱離と再冷却が 30 分で完了できるならば、暴露時間を 200 秒に縮めることで真空容器内三重水 素保持量を120gにまで低減することも 可能である。但し、クライオパネルユニ ットの上下動に溶接ベローズを用いた 直線導入装置を使用する場合、暴露時間 が短くなると溶接ベローズの寿命に留 意が必要となる。例えば暴露時間 1,000 秒の場合、10,000秒に2回動作するので、 1年間即ち約3,000万秒の連続定常運転 でも動作回数は 6,000 回程度で済むが、 暴露時間を 1/5 にした場合には動作回数 が5倍の3万回となる。一般的な溶接べ ローズには100万回以上の動作寿命を有 するものもあるが、核融合炉の環境下で



Figure 2.7.4.12 An imaginary circuit where the ion saturation current is flowing through the molten tin jet.

数万回の動作寿命を保証できるかどうかは自明ではない。

磁場閉じ込め核融合炉で液体金属を用いる場合、最大の敵は磁場である。Fig. 2.7.4.11 に FFFHR-d1 の横長断面位置における磁場強度分布を示す。Fig. 2.7.4.11(a) に 示したように、溶融スズの経路には R~7mの内側ポロイダルコイル近傍で最大3T 程度の大半径方向磁場がある。しかしながらこの磁場は流れと平行であるため、特に 大きな問題はないと考えられる。Fig. 2.7.4.11(b) に示したトロイダル磁場は、溶融ス ズの経路では概ねゼロである一方、噴流がプラズマと接する辺りでは 1.5 T 程度とな る。プラズマから噴流に電流が流れ込むと、このトロイダル磁場との相互作用によっ てローレンツフォースが発生し、噴流が大半径方向に曲げられる可能性がある。ここ でローレンツフォースによる噴流の曲がりを推定するため、Fig. 2.7.4.12 に示すよう な回路を考える。溶融スズ噴流の電気抵抗は非常に低く(電気抵抗率は 10⁻⁷Ω·m のオ ーダー)、例えば直径 28 mm、長さ1m ならば 0.2 mΩ 程度である。もしこれに1Vの 電位差が加わるとすれば、5kAもの電流が流れることになる。REVOLVER-Dではエ ルゴディック領域に溶融スズジェットを挿入するが、Fig. 2.7.4.12 に示したようにエ ルゴディック領域内部でも小半径位置が異なる場所、即ちポテンシャルの異なる場所 を通過するため、その電位差により電流回路が形成され得る。但し、この場合の電流 源はプラズマであり、電流の最大値はイオン飽和電流によって制限されるものと考え られる。単位体積 $S(m^2)$ あたりのイオン飽和電流密度 $I_{sat}/S(kA/m^2)$ は次式で与えられ る。

$$\frac{I_{\text{sat}}}{S} = n_{\text{e}}e\sqrt{e}\sqrt{\frac{1}{m_{\text{i}}}\frac{kT_{\text{e}}}{e}}\exp\left(-\frac{1}{2}\right)$$

ここで n_e (10¹⁹ m⁻³)、m_i (kg)、kT_e/e (eV) はそれぞれ電子密度、イオン質量、電子温度

であり、特に DT プラズマの場合は原子量を 2.5 とすれば、

$$\frac{I_{\text{sat}}}{S}$$
 (kA/m²)~6.0 $n_{\text{e}}(10^{19} \text{ m}^{-3})\sqrt{T_{\text{e}}(\text{eV})}$

と簡略化できる。本章前半部において、溶融 スズ噴流におけるプラズマ濡れ部の高さを 0.5 m、最大熱流束を 168 MW/m² と評価した。 電子密度を 4 × 10¹⁹ m⁻³、電子温度を 100 eV とすればイオン飽和電流密度は 240 kA/m² となり、熱流束は P_{div} (MW/m²) = 7 × I_{sat}/S 但し、濡れ部である高さ0.5mの範囲で電子 密度及び電子温度も変化するであろうから、 この最大電流密度が全体に流れ込むとは考 え難い。ここでは Fig. 2.7.4.12 に示したよう に、高さ0.1mの範囲で最大イオン飽和電流 密度が流れ込み、溶融スズ噴流の上下それぞ れ 0.25 m に渡って流れた後にプラズマへと 還流するという回路を例として考える。溶融 スズ噴流の太さを 0.03 m とすれば最大イオ ン飽和電流は720Aとなり、噴流中を上下に 向かって流れる電流値はそれぞれその半分、 即ち 360A となる。ここで溶融スズ噴流にお ける長さ 0.03 m の要素に働くローレンツフ オースを考えてみる。重力加速度はチェーン



Figure 2.7.4.13 A bird's eye view of the central vacuum vessel and the HTS-CS.

の摩擦によって相殺され、終端速度 3.5 m/s が得られていると仮定する。直径 0.03 m、 長さ L = 0.03 m、重さ m = 0.148 kg の溶融スズ塊が B = 1.5 T のトロイダル磁場中を v= 3.5 m/s の一定速度で落下しており、これに I = 360 A の電流が磁場と垂直に流れる 場合、溶融スズ塊は F = ILB = 16.2 N のローレンツフォースを受け、その運動方向は 大半径方向に曲がる。垂直位置 $Z = +0.25 \sim 0$ m の範囲では上向きの電流が流れる。こ の領域を溶融スズ塊が通過するのにかかる時間は $t = 0.25 / 3.5 \sim 0.071$ s であるから、 大半径方向の変位量は (1/2) (F/m) $t^2 \sim 28$ cm と見積もられる。その直下の $Z = 0 \sim -0.25$ m では下向きの電流が流れ、大半径方向逆向きに 28 cm 変位させるため、基本的には 計 0.5 m を落下した後で元の位置へ戻ると考えられる。ところが 28 cm という変位は かなり大きいため、更なる考察が必要となる。Figure 2.7.4.12 からも類推されるよう に、溶融スズ噴流の経路が 28 cm も曲がると、リミタ/ダイバータによって規定され るプラズマ境界(図中の曲線)よりも外側に飛び出してしまう。プラズマ境界の外側 ではイオン飽和電流はゼロとなるので、そもそもローレンツフォースは発生しない。



Figure 2.7.4.14 Comparison of the magnetic surfaces (upper half) without and (lower half) with HTS-CS at the (left) vertically and (right) horizontally elongated cross-sections. Each of the arrows denotes the magnetic axis position.

あるいは噴流が等ポテンシャル面に沿った場合にも電流は流れなくなる。結局、溶融 スズ噴流が最大限曲がるとしてもプラズマ境界に沿うところまで、ということになる。 28 cm という長さは Fig. 2.7.4.4 のノズル配置図においてノズルを2つ有する短菅の直 径2つ分に相当する。このように大きく曲がる場合、その噴流が距離周辺を流れる別 の噴流と合流することも予想される。但し、噴流が曲がってもその内部のチェーンが 露出してプラズマに晒されなければ問題ない。どの程度の曲がりに対し、どのような チェーンであれば露出を防ぐことができるかについて、数式モデルの導出とその実験 による検証が今後必要である。リミタ/ダイバータを挿入すること、及びスズが不純 物として輻射損失を増大させることの2つの効果により、エルゴディック領域のプラ ズマが冷却され、イオン飽和電流が低減する。これはピーク熱負荷分散とローレンツ フォース低減の双方に対し有効であり、大変重要なため、やはり今後定量的な予測を 行う必要がある。

最後に垂直磁場分布(Fig. 2.7.4.11(c))であるが、ここでは特に液体金属ポンプやタ ーボ分子ポンプを配置する予定の装置中心部において5T程度と非常に強いことが問 題となる。ポンプを使用可能にするためには磁気遮蔽を行うことが必須であるが、飽 和磁束密度が3T以上であるような遮蔽材料は存在しない。そのため、Fig. 2.7.4.13 に 示すように装置中心部に真空容器を設け、その内部に高温超伝導導体中心ソレノイド

(HTS-CS)を配置して磁気遮蔽を行うこととした。中心真空容器は本体真空容器と 直結する。HTS-CSの断熱真空容器(クライオスタット)は中心真空容器の内部にあ ることに注意が必要である。ヘリカルコイルやポロイダルコイルのクライオスタット が本体真空容器の外側にあるのに対し、HTS-CSのクライオスタットはトリチウムバ ウンダリ内に存在することになるため、そのメンテナンスは非常に困難となる。Figure 2.7.4.11(d)にHTS-CSを用いて中心領域の磁気遮蔽を行った場合の垂直磁場分布を示 した。HTS-CSの通電電流を調整することで、HTS-CS内部の磁場を0.5T程度以下に 低減できる。液体金属ポンプやターボ分子ポンプを使用するためには更に磁場強度を 低減し、地磁気程度以下とする必要があるが、この程度であれば軟鉄やパーマロイな どによる一般的な磁気遮蔽が十分可能である。HTS-CS のプラズマ閉じ込め磁場に対 する影響は、磁気軸シフトという形で現れる。Figure 2.7.4.14 には HTS-CS が無い場合 と有る場合の縦長断面及び横長断面におけるポアンカレ図を比較して示した。図中、 矢印で示される磁気軸位置が HTS-CS 有りの場合に 14.4 m から 14.5 m へと若干外側 ヘシフトしていることがわかる。これは LHD の場合で言えば 3.60 m から 3.63 m への シフトに対応する。この程度であれば磁気軸位置を元に戻すことは通常の垂直磁場制 御でも十分可能である。

以上、新概念の液体金属ダイバータである REVOLVER-D の概略を説明した。 REVOLVER-D では、直径 3 cm 程度、流速 3.5 m/s 程度の溶融スズ噴流を並べてシャ ワーにしたものをトーラス内側のエルゴディック領域に挿入し、ヘリカルダイバータ へと流出するプラズマを消滅させるリミタ/ダイバータとして機能させる。液体金属 ポンプ及びターボ分子ポンプは高温超伝導導体中心ソレノイドで磁気遮蔽された装 置中心部に配置される。これにより、液体金属流路を最短化してポンプ動力を最小化 すると同時に、高い排気コンダクタンスと高い粒子排気性能が得られる。REVOLVER-Dによって、核融合炉のダイバータに要求される高い安全性、高い保守性、少ない放 射性廃棄物量、高い粒子排気性能、高い熱負荷性能を、同時に実現することが可能と なる。

参考文献

[2.7.4.1] J. Miyazawa *et al.*, 1st IAEA Technical Meeting on Divertor Concepts, P-7 (29 Sep. -2 Oct., 2015, IAEA Headquarter, Vienna),

http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/meetings/TM49934.html.

- [2.7.4.2] M. Shimada, J. Miyazawa, J. Plasma Fusion Res. Vol.92 (2016) 119, in Japanese.
- [2.7.4.3] M. Kondo and Y. Nakajima, Fusion Eng. Des. 88 (2013) 2556.
- [2.7.4.4] 袁他, 日本金属学会誌 65 (2001) 21.
- [2.7.4.5] 杉山 他, JAERI-Tech 2002-010.
- [2.7.4.6] S. Shrafat, J. Nucl. Mater. 329-333 (2004) 1429.
- [2.7.4.7] M. Ida et al., Fusion Eng. Des. 63-64 (2002) 333.
- [2.7.4.8] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Tech. 58 (2010) 200.
- [2.7.4.9] http://www.ulvac-cryo.com/products/cryo-pump/about cp/cp-basic 04/
- [2.7.4.10] J. Roth et al., Plasma Phys. Control. Fusion 50 (2008) 103001.
- [2.7.4.11] Y. Ueda et al., J. Plasma Fusion Res. Vol.85 (2009) 684, in Japanese.

2.7.5 遠隔保守

2.7.5.1 概要

10年以上の長期運用・定常炉を目 指す FFHR では、定期的な保守点検 により炉内環境の健全性を保つ必要 がある。現在の装置と比べて大きな違 いは高い放射線環境であることであ り,人への安全性という観点からも遠 隔装置による保守作業が必要である。 現在の商用原子力発電所では、既に燃 料棒の交換等で遠隔操作による作業 が用いられているが、挿入径を規格化 しており、同じ径を使って溶断用のケ ーブルを挿入する設計が用いられて



Figure 2.7.5.1 Vehicle-type manipulator to be used in ITER [2.7.5.6].

いる[2.7.5.1]。これに対し核融合炉では各コンポーネントの形状が複雑で、かつ重量 物であるため、独自の遠隔保守方法が必要である。現在、実際に遠隔保守装置を有す る核融合プラズマ実験装置は JET[2.7.5.2]のみで、これはプラズマ対向壁にベリリウ ムを使用している為、ベリリウム粉じんから作業者を防護することが主な理由である。 この他、Tore Supra における真空内での実験[2.7.5.3]がある。ITER ではベリリウム と共に高放射化レベルおよび重量物交換の作業性の観点から、より多くの遠隔保守作 業の必要性が生じる[2.7.5.4]。

ITER の構成機器	クラス	頻度	保守期間	
ダイバータ		2回/10年	<6か月(全交換)	
×1//->	1	3 凹/ 10 平	6週間(1 台)	
テストブランケット		~1回/年	2週間~1か月	
計測プラグ		~5 回/20 年	<1か月	
		不定期	<8週間(1個)	
ブランケットモジュール			<3 か月(1 列)	
	0		<2 年(全交換)	
クライオポンプ	۷	4 台/20 年	~1 か月	
RF アンテナ		<5回/20年	~1 か月	
ECH&CD システム	CH&CD システム		~1 か月	
クライオスタット、熱シー				
ルド、超伝導コイル、真	3	不定期		
空容器セクター				

Table 2.7.5.1 Classification of the maintenance works planned in ITER [2.7.5.4].

ITER における保守対象物のリストを表 2.7.5.1 に示す。保守の頻度,必要性の観 点から 1-3 のクラスに分類されており、このうちクラス1は定期交換,クラス2は不 定期交換,クラス3は装置寿命中の交換は予定されていないが,交換のための保守シ ナリオが必要なものと分類されている。原型炉級の炉(FFHR、トカマク DEMO)と ITER では装置運用条件、放射化レベルなどで大きな違いがあるため ITER での保守 要件をそのまま使用することが出来ない。しかし、基本的な手法のコンセプト,必要 な箇所等に関する議論が可能である。今回はクラス1に該当する炉内機器の遠隔保守 の主な対象としており、ブランケット、ダイバータ・ターゲットの保守・交換等を対 象とした。

2.7.5.2 ヘリカル炉における遠隔保守に関する基本方針

FFHR では、トカマク型に比べて真空容器内機器の構造が複雑となる。そこで、ポート開口部を従来の設計よりも大きく取るよう、HHFR-d1 ではコイルおよび周辺機器の再配置が行われた。基本的な考え方はポート部からの片持ち支持でマニピュレータを挿入し、トーラス方向 36-72 度の間での作業性を確保する。

表 2.7.5.2 に ITER と FFHR における要求事項の比較を示す。FFHR 用炉内保守装 置では、ブランケット、ダイバータなどの重量物(1トン以上)をサポート・移動さ せるような重量物が移送可能なマニピュレータおよびクレーンによる方法、および任 意の場所に自由に移動可能な小型の自立移動型ロボットの2種類の併用を検討して いる。この際、ポート開口部はトーラスホールに対してオープンな状況となる。この ため、ITER では放射化コンポーネントはキャスク内に格納し除染エリアへ運搬され るが、FFHR では重要物運搬にトーラスホール内の天井クレーンも併用した運搬を検 討する。このトーラスホール内で同コンポーネントの再格納も行い、その後に除染エ リアへ移動させる案である。

天井クレーンは重量物(100トン以上)の運搬が可能であるが、遠隔操作による精 度の高い位置制御は困難である。現行技術でのマニピュレータによる運用物の重量制 限は、ITER 用に開発された現行技術によると約10トンであるが、位置制御の制度は 約1mmであるため、作業はマニピュレータが主に行い、コンポーネント材のメンテ ナンス中の重量保持および移動は主にクレーンが担うことが好ましいと考える。マニ ピュレータはトーラス方向36-72 度の間での作業性を確保するよう複数台を挿入可 能とし、上部ポートをコンポーネントの引き出し口として利用する。

	ITER/ブランケット	ITER/ダイ バータ	FFHR
線量率	500Gy/h		
外形寸	1.4x1.0	3.4x2	
法	x0.5m	x0.4~0.9m	
重量	4.5ton	12.5ton	約 10ton/個(マニピュ レータで対応可能な荷 重) 数 100 トン(天井クレ ーンによる運搬荷重)
個数	440	54	
保守装置	1.7(W)	0.7~1.4(W)	7.5(H)
最 大 寸 法 (ポ ー ト 開 口 部) (m)	x2.2(H)	2.2(H)	8.5(W)
保守装置 最大重量 (キャス ク容量)	45ton(保守対象機器を含む)		未定
	8週間(1個)	8週間(1個)	
交換時間	3 カ月(トロイダル方向1列) 3 年 (今存悔)	6 か月(全交 換)	高熱負荷による損傷大の 箇所のみ交換
	2 十 (主义狭)	3 回/前半 10	
交 換 頻 度	10 年の運転後に 1 回(全交換) 6 個/年(下部) 3 個/年(それ以外)	年 5回/後半 10 年	高熱負荷による損傷大の 箇所のみ交換

Table 2.7.5.2 Comparison of the requirement for remote handing to be applied to FFHR and ITER (for ITER [2.7.5.4]).

2.7.5.3 小型装置による遠隔保守

自足移動型ロボットはこれまでに核融合分野で用 いられた例はない為、開発が進行すればトカマク・ ヘリカル共通で使用できる可能性がある。また、現 在の炉内保守装置はルーチンワークを主としてお り、非常時に任意の場所へ移動することが出来な い。ヘリカル炉ではトカマクと比べると炉内形状 が複雑であるため、ポート部に設置された観測窓 からの監視では不十分である.そこで自足移動型は 任意の場所へ移動し、トラブルの要因を点検する ことにも利用可能である。

実際に核融合研の共同研究にて試験運用を行ったロボットを図2.7.5.2に示す。開発した三脚式小型ロボットは、最長時で全長約600mm(脚長250mm)、全重量1.7kgと比較的小型であり、同サイズのヒューマノイドと比して軽量、また、多様な姿勢、歩行形態をとることができる。本年度は、このロボットが金属(SUS304鋼)壁面で移動を可能とする吸盤型アタッチメントを開発し、これをロボットの足裏に装着して移動する具体的な方法を考案し、実証実験を行った。図2.7.5.2に示すように、アタッチメントの装着により、任意の壁角度において移動が可能となり、背面(天井)歩行でもロ



Figure 2.7.5.2 A three-leg robot.



Figure 2.7.5.3 Walking test of the robot on a LHD-like vacuum vessel wall.



Figure 2.7.5.4 A nail-type attachment for the robot.

ボットは安定性高く移動できることが確認できている(注:図 2.7.5.2 では、上部に 板があり、下部が重力方向である。つまりロボットは板の背面にぶら下がる形で踏破 した)。また、図 2.7.5.3 に示すような現在の LHD プラズマ真空容器内を模擬した曲 率を持つ実験フィールド上での踏破試験も行っている。このフィールド上では、樹脂 性の吸盤アタッチメントがその柔軟性により壁の曲面に受動的に適応し、安定した移 動を行うことに成功している[2.7.5.6]。一方で、当然のことながら、吸着力は壁面の なめらかさに依存するため、表面粗さに依存しない吸着力あるいは支持力をもったア タッチメントの開発が求められる。実際のプラズマ装置で吸盤アタッチメントの使用 は難しいと思われるが、本実験は実験ではロボット脚の間接部分の稼働もしくは制御 方法で、背面歩行歩を含む場所で脚の吸着、脱着が可能であることを実証した。FFHR などの原型炉級の炉では、低放射化フェライト鋼がプラズ対向壁に使用される可能性 もあるため磁石を活用した可能性もある。

現在のLHD プラズマ真空容器内のようなタイルが設置されている場合を想定し、 爪型のアタッチメントを開発している。これは、ブランケット間の隙間に爪を滑り込
ませて機体を支持するものである。ITER 等でもコンポーネントの境界(溝)は存在し、 また第一壁パネルを交換するために専用の穴の加工があるため、ブランケット間の隙 間に爪を滑り込ませて機体を支持し移動する手法も検討の価値がある。

前節のロボットとは別に、可変構造の多脚式ロボットの設計をはじめている(図 2.7.5.5)。これは、複数の節型ロボットが組み合わさり、多脚式ロボットとして構造化 されるものである。現在は、1節分のロボットを製作しており、現在、軽量化と、ロ ボットを構成するユニットの単純化を検討している[2.7.5.11]。

今後の課題として、小型遠隔保守ロボットについて、あらゆる可能性を視野に入れ ながら、実現性の検討、研究開発を行っている。しかしながら、現在のところ、ロボ ット本体の構造に着目した検討のみである。実際には、ロボットの自律制御法、ロボ ット間の情報共有、ロボット自身の故障診断・修復法などの問題もあり、また、これ らの問題がロボットの構造設計が必要である。

2.7.5.4 その他、保守に関する関連技術

強度な放射線環境下で動作するために、ITER に向けた開発ではモータのグリース や歯車の改良などが行われてきた。表 2.7.5.2 に ITER での線量率を記載した。FFHR ではプラズマ運転時の線量率が数 kGy/s と見積もられている[2.7.5.8]が、メンテナン ス時の線量率や、プラズマ停止からメンテナンスに至るまでの経過時間等の見積もり はこれからの課題である.放射線環境下での部品利用として、核融合以外の他分野で 開発されているロボットの情報収集も併せて進めている。宇宙関係のロボティクスで は「放射線環境下」「人間による作業をサポートする」「真空」といった観点で共通の キーワードがあり、かつ国内における研究拠点があるという点から宇宙航空研究開発 機構 (JAXA) における宇宙探査ロボティクス研究室を訪問し、情報収集を行った。宇 宙分野では核融合分野に比べて放射線環境下を考慮したロボットおよびその部品開 発の歴史が長く、また耐放射線の試験が行われた部品のリストアップも国際的なネッ トワークの元で進められており、部分的にこれらを参考とすることも可能である。

小型装置による遠隔保守も、特に高レベル放射化エリアでのモニターに関する技術 は東日本大震災(2011 年)後の福島第一

ほ東口本入震災(2011 年)後の福島第一 原子力発電所事故対策として近年多数 の開発が行われているため[2.7.5.10]、 一部は核融合発電炉への適応も可能で あると考える。



Figure 2.7.5.5 Variable structure with a combination of joint-type robots.

参考文献

[2.7.5.1]たとえば、宮坂靖彦、他「JPDR 解体実地試験の概要と成果」、原子力学会誌、 38 (1996) 553

[2.7.5.2] A Rolfe, et al., "A report on the first remote handling operations at JET", FED 46(1999)299.

[2.7.5.] M. Houry "Development and Operation of an ITER relevant Inspection Robot", IAEA FEC, 2008, FT/P2-18.

- [2.7.5.4] 角舘聡,「特集/テキスト核融合炉」,プラズマ核融合学会誌,87supplement 193 (2011).
- [2.7.5.5] 飛田健次 他, プラズマ核融合学会誌, 81, 875(2005).
- [2.7.5.6] 早川大貴,高橋将徳,「三脚ロボットの歩行モードに関する研究」日本機械 学会・九州学生会,第42回卒業研究発表講演会(2011).
- [2.7.5.7] 武田信和,角舘聡 他, プラズマ核融合学会誌, 84, 100(2008).
- [2.7.5.8] 東芝、Private communication
- [2.7.5.9] 田中照、Private communication
- [2.7.5.10] 例えば、寺井藤雄 他、「震災復旧を支援する遠隔操作型ロボット」、東芝 レビュー、68 (2013) 34
- [2.7.5.11] 早川大貴, 高橋将徳、Private communication

2.8 加熱装置

本章では、FFHR-d1 用加熱装置についての検討を行う。加熱機器に対する DEMO 炉である FFHR-d1 では、*a*.入射電力の増加、*b*.ブランケットによる加熱電力入射ポートの制限、そして *c*. FFHR-d1 プラズマからの中性子束対策が重要な検討項目となる。

中性粒子ビーム入射加熱(Neutral Beam Injection, NBI)は、1000秒程度のビーム入 射が可能な RF 駆動型負イオン源を用い、エネルギー1.5~2.0 MeV の重水素負イオン ビームを多段多孔電極系で加速、中性化効率が 100%近く、残留イオンによる熱負荷 が非常に低い光中性化セルによる中性粒子ビームの生成について記述している。電子 サイクロトロン波加熱(Electron Cyclotron wave Heating, ECH)は入射ポート面積当り の加熱電力が最も高く、中性子束対策として屈曲型リモートステアリングアンテナを 設置できることから FFHR-d1 プラズマの最も有力な加熱方式である。ここでは、電子 バーンシュタイン波加熱(EBWH)のFFHR-d1への適用可能性の検討を行い、数値計 算による O-X モード入射の検討を行っている。イオンサイクロトロン周波数域加熱 (Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating, ICH)では、先進的なアイデアであるブラン ケットー体型アンテナを FFHR-d1 内に組み込み、加熱と同時にトリチウム増殖を行 う計画である。また、ICHではプラズマ内のトリチウム密度の低下時でも、自己点火 の閾値を下げる可能性を持っている。なお、本稿では ICRF アンテナ電磁波放射部の 検討も行っている。

2.8.1 NBI 加熱

FFHR-d1 での NBI の重要な役割は、ECH、ICH と同様に FFHR-d1 プラズマの自己 点火までのプラズマ加熱であり、FFHR-d1 プラズマのサイズから、1.5~2.0 MeV のビ ームエネルギーが必要となる[2.8.1.1]。大型ヘリカル装置(Large Helical Device, LHD) 内に閉じ込められたプラズマの特性から、NBI による FFHR-d1 プラズマが自己点火 に至るまでのコア部プラズマの加熱が必要となり、最近電子・イオン温度差を抑止し た NBI と ECH の共同加熱は、FFHR-d1 プラズマを安定に自己点火に導く上で極めて 有効な手法と考えられる[2.8.1.2]。現在、NBI のビーム入射時間は最長 1000 秒とほぼ 定常入射であることから、水素/重水素負イオン源プラズマ、水素/重水素負イオン 生成、そして負イオンビーム加速の長時間の安定性が要求される。

2.8.1.1 FFHR-d1 NBI 用負イオン源

前述のように、FFHR-d1 用 NBI ではエネルギー域が 1.5~2.0 MeV のビームを 1000 秒レベルでの安定入射が必要となる。このようなエネルギー域でのイオンビームの中 性化効率を考慮すると、負イオン型 NBI 以外の選択肢は無い。LHD-NBI でのビーム エネルギーは最大で 190 keV であるため、FFHR-d1 との技術開発のギャップは著しく 大きい。大気側から真空中への高電圧導入部であるブッシングに関しては、ブッシン グ形状による電界分布の調整はシミュレーションと実験の相互フィードバックが必 要である。また、核融合科学研究所では真空内置方式負イオン源の開発時に、負イオ ン生成のためのプラズマの点火の後、負イオン源と周辺の真空容器間で放電し高電圧 を印加できない状況が発生して、負イオン源を真空内置方式から大気側外付方式に変 更した経緯がある。この問題の抑止方法は、ITER NBI テストファシリティを建造中 のイタリア電離ガス研究所・RFX CNR との共同研究によって解明していく予定であ る。

長時間入射の場合、LHD-NBI 用負イオン源で採用されているフィラメント・アーク 放電方式では、ビーム入射中のフィラメント断線が発生し、フィラメント断線時に入 射電力が急峻に低下する可能性がある。一方、欧州で ITER-NBI 用負イオン源として 開発されている RF 駆動型負イオン源[2.8.1.3, 2.8.1.4]では、フィラメント断線無しに 標的プラズマの自己点火条件を満し得る。また、RF 駆動型負イオン源では、フィラ メント交換のために放射化された環境下へのアクセスが少なくなる。

次に、負イオン電流を増加させるために負イオン源内に添加されるセシウム(Cs) の能動制御[2.8.1.5]が、安定なビーム電力供給に必要不可欠である。特に、プラズマ電 極と呼ばれる負イオン生成表面温度と負イオン源放電室内壁温度の制御に関して、量 子科学技術研究開発機構とドイツ マックスプランク プラズマ物理研究所 NBI グル ープとの間でCs リサイクリングとその能動制御に関する研究を進めている。

Cs 添加が最適な条件では、負イオン源プ ラズマ内の電子密度が負イオンの1%以下 になり、プラズマがほとんど正イオンと負 イオンのみの、いわゆる負イオンプラズマ が形成されることが明らかになった [2.8.1.6, 2.8.1.7]。プラズマ電極で生成される 負イオンは水素正イオンが主要な親粒子で あり、正イオンは電子を伴う両極性拡散に より負イオン源プラズマ生成部からプラ ズマ電極へ到達し、同電極近傍に存在する 電子偏向磁場により電子はプラズマ電極 内に流れ込み、正イオンの一部が負イオン に変換され、ループ状の電子偏向磁場内に 負イオンプラズマが形成されることがわか った[2.8.1.8]。この機構の解明は、負イオン



Figure 2.8.1.1 Two-dimensional distribution of the negative saturation current near plasma grid.

電流密度を増加させる上で重要な研究結果である。

2.8.1.2 FFHR-d1 NBI ビームライン

FFHR-d1 用 NBI ビームライン設計の重要項目を示す。

- 1. 全 NBI 消費電力に対する入射電力効率の飛躍的向上
- 2. FFHR-d1 プラズマからの中性子遮蔽
- 3. FFHR-d1 プラズマへの NBI 入射角とビーム吸収

上記項目1について、実用炉レベルの核融合装置では全消費電力に対する発電電力 を超えることが重要なミッションである。その消費電力のうち、他の機器と比較する と加熱装置への供給電力は大きく、加熱装置への供給電力に対する加熱入射電力のエ

コノミーが重要になる。NBI では消費電力のうちビーム加速電力が相対的に大きく、 LHD NBI の場合、ガス中性化セルを用いていることによる電力損失が最も大きい。消 費電力の利用効率の改善のためには、イオンビームの中性化にはビーム中性化効率が 約 100%である光中性化セルを採用する必要がある。他の中性化セルと光中性化セル を比較した場合のメリットは下記の項目である。

- a 中性化セル通過後のビーム構成。光中性化セルの場合、ビーム加速に用いた全電 力が入射されるビーム電力になる。
- b 中性化セル通過後の残留イオンビームが10%以下である。このため残留イオンビーム による高熱負荷を除去が容易で、冷却水ポンプの消費電力が低減できる。
- c ガス中性化セルやプラズマ中性化セルと比較し、中性化にともなうビームライン内のガ ス排気負荷が極めて低い。

ガス中性化セルとプラズマ中性化セルを用いた場合の中性化効率は、それぞれ約 60%と90%であり[2.8.1.9]、例としてNBI1 基当り20 MW 電力を入射する場合、プラ ズマ中性化セルの場合でも約2 MW の熱負荷を定常にビームダンプで除去する必要 がある。また、項目2について商用炉を想定した場合、加熱装置への全入力電力に対 する核融合プラズマへの吸収電力の効率(加熱電源電力効率)が重要になって来るが、 光中性化セルはガス中性化セルに対し約50%の加速電力の節約になる。中性化効率に 関しては、プラズマ中性化セルは光中性化セルとほぼ同等な性能を持っているが、後 に述べるように、ビームラインへのガス導入を極力抑えるためには、ガス放電を用い るプラズマ中性化セルは FFHR-d1 用 NBI の要請に対する整合性が低い。

光中性化セルの場合でも、中性化効率を100%に近付けるためにはビームライン内 の残留ガス圧の低減が必要である。これは光中性化セル以外で中性化する負イオンビ ームを抑えるためである。特に、放射線遮蔽のために負イオンビームの屈曲構造を設 置する必要があるが、残留ガスで中性化された水素原子ビームによる屈曲構造壁部へ の熱負荷損傷を抑止する必要がある。一方、プラズマ放電を用いて負イオン生成を行 う以上、ビームライン内へ水素ガスを持ち込むことは避けられず、ビームライン内を 低ガス圧に保つためには、その他のガス導入を極力避ける必要がある。

FFHR-dl プラズマからの中性子束に関して、現状の FFHR-dl 点火シナリオではプ ラズマ自己点火まで NBI 入射を行い、その後はブランケットを備えるゲート弁を閉 止し中性子束を遮断するため、トカマク炉で常に NBI による電流駆動が必要な場合 と比較すると、圧倒的にイオン源とその他のビームライン機器への中性子損傷は低減 することができる。ただし、FFHR-dl 自己点火条件に近付くにしたがい、ビームライ ン内の機器は中性子束に晒されるため、イオン源を含むビームライン機器の構造と配 置の決定後に、中性子遮蔽構造の検討する必要がある。

次に項目3について、LHD NBI ではビームエネルギーとLHD プラズマへのビーム 吸収から接線入射方式を用いている。一方、FFHR-d1 の場合には同様な入射角を採用 すると、入射ビームはヘリカル系プラズマのロスコーンの位置とほぼ一致する。この ため、入射角を変位させロスコーンを避けた入射を行う必要があり、入射角度と粒子 軌道についての検討を行う。

参考文献

- [2.8.1.1] A. Sagara, et al., Fusion Engineering and Design (2012) 594.
- [2.8.1.2] H. Takahashi et al., 20th International Stellarator-Heliotron Workshop, S2-I1.
- [2.8.1.3] P. Fanzen et al., Nucl. Fusion, 47, (2007) 264.
- [2.8.1.4] R. Hemsworth, et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 045006.
- [2.8.1.5] A. Kojima et al., Rev. Sci. Instrum. 85 (2014) 02B312.
- [2.8.1.6] K. Tsumori et al., Rev. Sci. Instrum. 85 (2012) 02B113.
- [2.8.1.7] Y. Takeiri et al., AIP conf. proc. 1515 (2013) 139.
- [2.8.1.8] S. Geng et al., Rev. Sci. Instrum, 87 (2016) 02B103.
- [2.8.1.9] A. S. Schlachter, et al., "Neutralization of a Fast Negative-Ion Beam", Proceedings of the Second U.S.–Mexico Atomic Physics Symposium on Two Electron Phenomena, Cocoyoc, Mexico, January 8-11 (1986).

2.8.2 ECH 加熱

数十から数百 GHz 帯の周波数の電磁波を利用する ECH は、

・ビーム入射のためのアンテナをプラズマから離れた位置に設置可能であり、中性子 照射による損傷を軽減出来ること

・局所的な加熱および電流駆動が可能であり、プラズマの制御性に優れること

・大電力の電子サイクロトロン波発振器であるジャイロトロンの技術的開発が進展しており、ITERの要求仕様である発振周波数 170 GHz・発振出力>1 MW・連続運転時間>1,000 秒・発振効率>50%を満たすジャイロトロン開発に既に成功していること[2.8.2.1]

・電力密度が高く、小さなポート開口面積からビーム入射が可能であること、すなわちトリチウム増殖ブランケット面積を大きくとれること

などの理由から、将来の核融合炉における加熱手法として最も有望視されている。

本節では、現在までの大電力長パルス発振ジャイロトロンの開発状況と、電子サイク ロトロン波が伝播不能となるような高密度プラズマにおいても加熱を実現するため の、電子バーンシュタイン波加熱(Electron Bernstein Wave Heating, EBWH)のFFHRdl への適用可能性の検討状況について述べる。

2.8.2.1 ジャイロトロン開発

核融合炉に適用可能な高周波数・大電力・長パルス・高効率ジャイロトロンの開発 は、1990年代半ばの大きなブレイクスルー:

 ・電磁波発振の役割を終えたジャイロトロン内電子ビームのエネルギーを回収する、 コレクター電位降下(Collector Potential Depression, CPD)手法の成功による発振効率
 >50%の達成 [2.8.2.2]

・ジャイロトロンから電磁波を出力するための、低電力損失・高熱伝導率の特性を備 えた人工ダイヤモンド製真空窓の開発 [2.8.2.3]

等によって大きく進展し、現在では前述のような ITER 仕様レベルの高性能ジャイロ トロンが LHD、W7-X、DIII-D、ASDEX-UG、JT60-U 等世界の様々なプラズマ実験装 置で使用され、プラズマの高性能化に寄与している。特に LHD や W7-X のようなス テラレーター型装置にとってその特性である長時間プラズマ維持の実証のために、長 パルスジャイロトロンの開発と適用が進められてきた。

NIFS では筑波大学との共同研究により発振周波数 77 GHz および 154 GHz のジャ イロトロンが設計・開発され、東芝電子管デバイス (TETD) により製作された。2014 年度までに 77GHz 管 3 本、154 GHz 管 2 本が LHD 実験に使用可能となり[2.8.2.4]、 その加熱電力は合計で 5.4 MW に達している。これらのジャイロトロンを用いた近年 の実験成果として、

・高電子温度 (T_{e0} =10.5 keV、 n_{e0} =1.6×10¹⁹ m⁻³)

・高電子温度と高イオン温度の同時達成(*T*e0=7.6 keV、*T*i0=6 keV)

• ECCD ($I_{ECCD}=\pm 26 \text{ kA}, P_{EC}=731 \text{ kW}, T_p=6 \text{ s}$)

・ECH 長時間放電 (39 分間、*n*_{e_ave}=1.1×10¹⁹ m⁻³、*T*_{e0}=2.5 keV、*T*_{i0}=1 keV) などが得られている。

W7-X は 2015 年末にプラズマ実験が始まったところであるが、実験の初期フェーズでの加熱装置は ECH のみであり、出力約 1 MW の長時間運転が可能な 6 本の 140 GHz ジャイロトロンが用いられている。今後さらに 4 本のジャイロトロンを追加し、10 本で合計 8 MW の加熱電力とする計画である [2.8.2.5]。将来的には NBI や ICH も適用する計画であるが、長時間運転が可能なのは ECH のみである。

Table 2.8.2.1 に現在までに実現されている主な高性能ジャイロトロンの仕様(製造 会社/研究機関、適用装置、発振周波数、キャビティでの発振モード、出力、発振効 率、運転時間)をまとめる [2.8.2.6]。

FFHR-d1のプラズマ中心磁場強度は 5-6T であるため、必要とされるジャイロトロンの周波数は基本波加熱の場合 140-168 GHz 程度である。Table 2.8.2.1 から分かるように、これまでの 77-170 GHz のジャイロトロン開発のノウハウの蓄積により、この周波数帯の大電力長時間発振ジャイロトロンの製作に大きな困難はないと考えられる。二次高調波加熱を行うためには 300 GHz 程度の周波数が必要となる。これまでの核融合研究では 170 GHz 以上の高周波数でのジャイロトロン開発は主に協同トムソン散乱計測等、計測用の低電力管が主であり、加熱用大電力ジャイロトロンの実現は今後の課題である。

2.8.2.2 電子バーンシュタイン波加熱の FFHR-d1 への適用可能性の検討

電子サイクロトロン周波数帯の電磁波を用いたプラズマ加熱を行うために、基本波の正常波(O波)加熱や2次高調波の異常波(X波)加熱が用いられる。しかし電磁波モードであるO波やX波にはプラズマ中での伝播上限密度(遮断密度)が存在し、それ以上の高密度プラズマに対しては適用不能となる。磁場強度 5.5T において、ジャイロトロン発振周波数 154 GHz の基本波 O モード加熱の場合のプラズマ遮断密度は 2.9×10²⁰ m⁻³、308 GHz の 2 次高調波 X モード加熱の場合の右回り遮断密度は 5.9×10²⁰ m⁻³ である。LHD 実験ではプラズマ中心部で超高密度となる超高密度コア =

Company/ Institution	Device	Frequency (GHz)	Cavity mode	Power (MW)	Efficiency (%)	Pulse length (sec)
Toshiba/ NIFS	LHD	77 154	TE _{18,6} TE _{28,8}	1.8 / 0.3 1.2 / 0.35	38 / 36 37 / 39	1.0 / 900 1.0 / 1,800
GYCOM/ IAP	ITER	170	TE _{28,12} TE _{25,10}	1.5 1.0	49 53	2.5 1,000
Toshiba/ JAEA	JT-60SA ITER	110 170	TE _{22,6} TE _{31,8}	1.4 1.0 / 0.8	45 55 / 57	9.0 800 / 3,600
СРІ	W7-X	140	TE _{28,7}	0.9	35	1,800
TED/KIT/ CRPP	W7-X	140	TE _{28,8}	0.92	44	1,800

 Table 2.8.2.1
 Achieved parameters of major high-power, long-pulse gyrotrons

SDC プラズマの生成が確認されており、その中心電子密度は 12×10²⁰ m⁻³ に達している [2.8.2.7]。この成果を受けてヘリカル型核融合炉 FFHR において高密度状態での核融合反応の安定維持を目指した検討が進められている。ECH 加熱においても、O 波・X 波の遮断密度以上の高密度プラズマにも適用可能な加熱手法として電子バーンシュタイン波加熱の研究を進めている。

通常、装置の弱磁場側から電子サイクロトロン波をOモードで入射した場合、中心 部の電子密度がプラズマ遮断密度を超えていると、入射波はプラズマ中心に到達する 前にプラズマ遮断層にて反射され中心部に到達出来ない。しかし電子サイクロトロン 波ビームの入射方向を調整することによりプラズマ遮断条件と X 波の左回り遮断条 件を同時に満たすことが可能であり、そのような方向(その分布する範囲をO-Xモー ド変換窓という)にO波を入射することで、O波はプラズマ遮断層で反射される際に X 波に変換され (O-Xモード変換)、低密度側に位置する高域混成共鳴(UHR)層ま で伝播後、そこでさらに伝播に密度の制約のない電子バーンシュタイン波(EBW)に 変換される(X-Bモード変換)[2.8.2.8]。その後 EBW は高密度側に伝播し、ドップラ ーシフトを含む共鳴条件を満たす領域でプラズマを加熱する。この一連の過程をOXB 加熱といい、様々なトカマク型・ステラレーター型プラズマ実験装置において実現されている [2.8.2.9-12]。

FFHR-d1 で生成されるプラズマについて、FFHR-d1 の真空容器形状を考慮した O-Xモード変換窓の計算を行っている。プラズマの密度分布を仮定すればプラズマ遮断 層の形状が分かり、プラズマ遮断層上の各点で X 波の左回り遮断条件を満たすビー ム入射方向が計算できる。各点でのビーム入射方向のベクトルを真空側に延長し、延 長したベクトルが真空容器ポート開口内にあれば、それが実現可能なビーム入射方向 であると判断する。図 2.8.2.1 に計算結果の一例を示す。この計算に用いたパラメータ は

中心磁場強度: 5.6T

電子サイクロトロン波周波数: 154 GHz

中心電子密度 ne0: 4×10²⁰ m⁻³

電子密度分布形状: $n_{e0}(1-\rho^8)^2$

である。

図は FFHR プラズマの 1/10 セクションを描画しており、紫色の格子面がプラズマ遮断層を、青の矢印がプラズマ遮断層上の各点での X 波の左回り遮断条件を満たすビーム入射方向と逆方向のベクトルを表す。x、y、z 方向はそれぞれ大半径方向、トロイダル方向、垂直方向である。現在はまだプラズマ遮断層までの周辺部の O 波の伝播 は屈折による曲がりのない直線としているが、今後屈折の効果を取り入れ、より詳細な検討を進めていく。



Figure 2.8.2.1 Reversed vectors of the optimum injection directions of O-mode waves for achieving O-X mode conversions, plotted on the surface of plasma (O-mode) cut-off layer.

参考文献

- [2.8.2.1] G.G. Denisov et al., IEEE IVEC (2013).
- [2.8.2.2] K. Sakamoto et al., Phys. Rev. Lett., 73, 3532 (1994).
- [2.8.2.3] K. Sakamoto et al., Review Sci. Instrum., 70, 208 (1999).
- [2.8.2.4] T. Kariya et al., Nucl. Fusion, 55, 093009 (2015).
- [2.8.2.5] M. Thumm et al., Terahertz Sci. Technol., 1, 73 (2008).
- [2.8.2.6] M. Thumm et al., IEEE Transactions Plasma Sci., 42, 590 (2014).
- [2.8.2.7] R. Sakamoto et al., Fusion Sci. Technol. 58 53 (2010).
- [2.8.2.8] J. Preinhaelter and V. Kopecky, J. Plasma Phys., 10 1 (1973).
- [2.8.2.9] H.P. Laqua et al., Nucl. Fusion, 43, 1324 (2003).
- [2.8.2.10] A. Mueck et al., Fusion Sci. Technol., 52, 221 (2007).
- [2.8.2.11] Y. Yoshimura et al., Fusion Sci. Technol., 52, 216 (2007).
- [2.8.2.12] H. Igami et al., Nucl. Fusion, 49, 115005 (2009).

2.8.3 Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating (ICRF)

環状プラズマを用いた ICRF 加熱研究において、ICRF 速波により加速された高速粒 子による DT 反応は実証[2.8.3-1]済みである。核融合炉で期待されている密度領域に 対しても、ICRF 速波は 10¹⁹ m⁻³ 程度の電子密度を超えるプラズマであれば FFHR-d1 の運転領域である中心電子密度 3x10²⁰ m⁻³ でも速波は中心伝搬出来るため[2.8.3-2]、幅 広い電子密度帯でのプラズマ点火へ向けた加熱源として期待できる。ICRF 加熱は物 理的に核融合点火の実証が行われているが、核融合炉での信頼性の高くメンテナンス 頻度の低い ICRF 励起アンテナの設計研究課題が残されている。

Table 2.8.3.1 Demonstration for high power steady-state ICRF system	towards a fi	usion
reactor (operation frequency of 50 MHz, a diameter of 203 mm for tran	smission lin	e)

	Transmitt er	Transmissio n line	Liquid stub tuner	Feedthrough	Loop Antenna
Power, Voltage	1.6 MW	50 kV	50 kV	40 kV	40 kV
Test time	5000 s	30 min	30 min	30 min	30 min

2.8.3.1 大電力定常 ICRF 加熱の開発状況

大電力 ICRF 加熱を行うためには、(1)高周波電力を生成する発振器、(2)電力伝送を 行う伝送路、(3)効率良く電力を入射するための整合回路、(4)プラズマを閉じ込めてい る真空部と大気部を切り離すための真空封じ部、(5)プラズマへの電磁を励起させる電 磁波励起部の5種類の構成からなり開発が進められている。FFHR-d1 で予定されてい る核融合炉運転は中心磁場強度 5.6T、重水素(D):トリチウム(T)=50%:50%を想定して いるため、JET で実施された高効率の ICRF プラズマ加熱(D:T=10%:90%の少数イオン 加熱)シナリオではなく、 ITER で検討されている ICRF 加熱シナリオと同様な T の 2

次高調波加熱(T^{2nd})または D:³He=90%:10%の少数イオン加熱(³He^{1st})が挙げられる。表 2.8.3.1 に核融合科学研究所において開発が進められている各 ICRF 加熱装置の典型的 な試験時間に対する発振電力・器機耐電圧に関する試験結果を記載した[2.8.3.1-1]。実 証試験で使用した周波数は 50MHz を採用し、伝送路は特性インピーダンス 50Ωの外 形 203mm の同軸管(203D)を用いた。FFHR-d1 における T^{2nd}, ³He^{1st}の ICRF 加熱で使用 する周波数は 56.7MHz であるが、工学的にこの程度の周波数の違いでは差異はない と考えている。また実証のために選んだ試験時間に対しても、各器機は十分定常条件 に達したと考えられる時間である。予想される伝送路上の最高電圧は、非定在波伝送 領域では伝送路電圧の上限を 50 kV とすると 203D の同軸管辺り最大伝送電力は 8.3 MW(最大電界強度 8.7 kV/cm)となる。伝送路終端での ICRF アンテナの放射抵抗と伝 送路の特性インピーダンスが異なるため、アンテナと整合回路の間に定在波領域が存 在し、非定在波領域より高い電圧部が存在する可能性がある。LHD における電子密度 1x10¹⁹ m⁻³のプラズマ運転時のループアンテナの放射抵抗は、約3.2Ω程度が得られて いるため、定在波領域の終端抵抗をアンテナ放射抵抗である 3.2Ωとすると、50 kVの 伝送路耐電圧では1系統辺り1.6 MW 程度しかアンテナ放射電力を達成出来ない。そ こでインピーダンストランスフォーマーの開発を進め、アンテナでの見かけ上のアン テナインピーダンスを2倍[2.8.3.1-2]に増加させる事に成功し、最大放射電力を3.2 MW 可能になった。インピーダンストランスフォーマーの更なる最適化やアンテナの 放射抵抗がプラズマの密度に対し比例して増加することを利用し、現状の予測では電 子密度 10²⁰ m⁻³のプラズマの運転では 4 MW 以上の放射電が期待できる。FFHR-d1 で のアンテナ放射抵抗を精度良く予測するためには、アンテナおよびプラズマ周辺部の 物理モデルを含めた3次元電磁解析が重要となり、電磁解析フレームワークの確立を 目指している。

2.8.3.2 ICRF を用いたプラズマ加熱シナリオの検討

FFHR-d1における ICRF 加熱シナリオとして上記で上げた T^{2nd}, ³He^{1st} が有力視され ている。T^{2nd} と ³He^{1st} は使用する周波数が同じであり、装置開発の面では非常に効率 が良いが、一方 ³He^{1st} は少数粒子として使用する ³He 購入費が高いくなることが予想 されるため核融合発電のランニングコスト増加につながる可能性がある。そのため核 融合炉内で ³He を生成するシナリオ(重水素の 2 次高調波加熱(D^{2nd})により加速された 高速イオンを用いた DD 反応により生じる ³He 生成シナリオ)の検討も始めている。 トロイダルプラズマ実験において D^{2nd} を用いた DD プラズマ加熱・中性子発生研究は 十分に検証が進められており、有望な加熱手段の一つとしても考えられている。D^{2nd} の周波数は約 85MHz と T^{2nd}, ³He^{1st} などの周波数より高いため、アンテナ設計に関し てもよりコンパクトなアンテナを設計することが出来る利点がある。

低加熱電力でのプラズマ点火を目指し、ICRF を用いた高効率加熱シナリオ研究が 進められている。3種イオンによる少数イオン比加熱が非常に良好なバルクイオン加 熱を達成出来ることから近年3種イオン加熱シナリオ研究が進められている [2.8.3.2-1]。DT プラズマにおける3種イオン加熱のシナリオとしては①D:T=1:2で少 数イオンのベリリウム(Be)を1%以下にするシナリオ、②D:T=45%:55%で少数イオン

のリチウム(⁷Li)は 1%以下とするシナリオ の2種類が考えられている。BeはITERの 第一壁に使用する予定の材料であり、Li も プラズマ性能向上研究の材料として使用す る可能性のある材料である。そのため核融 合炉の炉内材料として使用する可能性があ るため、上記のシナリオは Be, Li どちらも 1%以下と非常に低い割合であることから、 プラズマ放電中に自然と供給される可能性 があるイオンである。①のシナリオはTの 使用量が多く核融合出力が最大となる D:T=1:1 のシナリオに比べ核融合出力は低 下するが JET での実験では1割程度の低減 に留まっている。②のシナリオはD:T~1:1で あるため、現在考えられているシナリオに 非常に近い。三種イオン加熱に関しては実 験データがまだ少なく検証が済んでいない が、非常に魅力的なイオン加熱を達成可能 であることから、先進 ICRF 加熱シナリオ として投入電力を有効に利用する加熱シナ リオとして今後も研究を進めて行く必要が ある。

2.8.3.3 ICRF アンテナ(電磁波放射部)の検討

ICRF 波動加熱研究において電磁波放射 部としてループ構造の ICRF アンテナが研 究されている。ループ構造の ICRF アンテ ナは装置サイズを抑えたまま効率の良い電 磁波放射を達成出来るが、構造が複雑とな るため核融合炉では信頼性およびメンテナ ンス性が悪くなる。そこで信頼性を高め・ メンテナンス性を下げた①ループ構造タイ プの ICRF アンテナ(Fig. 2.8.3.3-1)と②先進 的な導波管型 ICRF アンテナの検討を進め ている。

図 2.8.3.3-1 に 36 本の電流導体(ストラッ プ)をブランケット内部に内包した ICRF ア



Figure 2.8.3.1 Optimized multi toroidal array ICRF antenna installed in blanket module in FFHR-d1

Table 2.8.3.2 Typical waveguide length to toroidal direction in various ICRF heating on FFHR-d1

	T^{2nd} , ${}^{3}He^{1st}$	D ^{2nd}
Frequency	56.7 MHz	85.1 MHz
Length	2.65 m	1.76 m



Figure 2.8.3.2 Radiation power density P_0 at the surface of waveguide antenna in various height and maximum electric field E_{max} inside of waveguide.

ンテナ例を示す。ICRF アンテナの構造をブランケットと一体型にすることで冷却流路の共通化・電流導体の磁場に対して理想的に設置することで、構造の簡略化も合わせ信頼性の向上・メンテナンス頻度の低下を期待している。1 本のストラップから 1

MW 程度の放射電力を期待出来るとすると 36 MW/20 m² ~ 1.8 MW/m²の電力密度を達 成出来る。しかし依然として内部構造が複 雑であることから構造の簡略化による更な る信頼性の向上およびそれに付随するメン テナンス頻度・製作やランニングコストの 低減を進める必要がある。

アンテナ放射部の構造を簡略化する手段 として、導波管を用いた ICRF アンテナが 挙げられる。現在のプラズマ研究として磁 場強度は 3T 程度であり、プラズマサイズと して小半径は 0.6m 程度であることから、導 波管の長径方向の最低長(トロイダル方向) は 3m を越えるため現時的ではなかった。 FFHR-d1 では装置サイズも大きく、磁場強



Figure 2.8.3.3 Waveguide ICRF antenna in FFHR-d1. The waveguide is installed in left square region (gray part), which consist of surfaces of Blanket module and/or a square hall in Blanket module. There is no additional material as an ICRF antenna.

度も高くなるため導波管アンテナの典型長となる最低長を表 2.8.3.3-1 に記した。矩形 導波管の長径サイズを 2.65m の時の短径サイズ h(cm)と入射電力に比例する導波管内 の最大電界強度 Emax(kV/cm)に関する平均放射電力密度 P0 (MW/m²)を図 2.8.3.3-2 に記 した。導波管内の最高電界強度を Emax=8.7 kV/cm とすると放射電力密度は 15 MW/m² (h=10cm)となり、放射電力密度は短径長hに比例していることが分かる。ブランケッ トモジュール間のギャップを矩形導波管として考えて設計を進めているが、ブランケ ットとの融合性を考慮し、短径長のサイズを決定していく必要がある。図 2.8.3.3-3 に FFHR-d1 用に設計した簡易導波管アンテナモデルを載せた。真空容器まで同軸管伝送 し、その後同軸-導波管変化を行い導波管モードに変更し電磁波を容器内へ伝送させ る。ブランケットモジュールはトロイダル方向のサイズとして10m以上と長いため、 3m 以下の導波管をブランケットに内包することが出来る。h (15 cm) x width (2.65 m) を採用すると1導波管辺り6MWの入射も可能となる。導波管の電場強度は分布を有 するため、電場の高くなる中央付近を少し広げる事で更なる電力導入も可能となるた め、最適化を進めている。またブランケットはモジュールタイプで分割導入すること が予想されるため、ブランケット間の設置隙間を利用することでも導波管アンテナと して成立するため、アンテナとして特別な部品を利用せずに導波管アンテナを導入す る設計を進めて行く。

参考文献

[2.8.3.1] M. G. Bell et al., Phys. Plasmas 4 (1997) 1714.
[2.8.3.2] Y. Takase et al., Plasma Phys. Control. Fusion. 38 (1996) 2215.
[2.8.3.3] T. Seki et al., J. Plasma Fusion Res. 3 (2000) 359.

- [2.8.3.4] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. 96-97 (2015) 583.
- [2.8.3.5] Y. O. Kazakov et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 032001.

2.9 燃料供給

自己燃焼プラズマの定常維持に必要な燃料供給特性を明確にし,燃料供給装置開発およびトリチウム循環系構築の指針とするために,燃料供給特性が自己燃焼プラズマの維持に及ぼす影響を調べた.自己燃焼プラズマの運転密度は2×10²⁰/m³を超える密度となるため,周辺密度限界を避けつつ高密度を達成することが不可避となり,現時点では固体水素ペレット入射法が最も妥当な燃料供給手段であると考えられている.一方,炉条件の高温プラズマにおいては,ペレット侵入長が浅くなる事が容易に予測され,自己燃焼プラズマを維持するために必要な燃料供給が可能であるか否か明らかにする必要がある.これまでも,閉じ込め特性のスケーリング則を用いた0次元モデルによる,自己燃焼プラズマへの燃料供給シナリオ検討が行われてきているが[2.9.1],プラズマ分布の動的変化を考慮できないため,予測精度に曖昧さが残されていた.本研究では簡便ながら,大枠を外さずに燃料供給特性を予測するために、LHDにおける実験結果を基に,ペレット粒子デポジション特性と,密度分布の時間変化を求め,直接分布外挿法[2.9.2]を用いて温度分布の時間変化を求めた.

ペレット入射による燃料供給分布に関して、トカマク装置では高磁場側入射によるペレット 溶発プラズモイドのE×Bドリフトによる非拡散的輸送が、浅いペレットデポジション分布を補 償して深い燃料供給分布を実現するシナリオを検討しているが、ヘリカル装置では磁場構 造の三次元性に起因して、溶発プラズモイドの非拡散的輸送の効果が限定的であることが、 実験的[2.9.3]、理論的[2.9.4]に分かっており、燃料供給分布はペレットが溶発する位置に よって決まると仮定し、単純な中性ガス遮蔽(NGS)モデル[2.9.5]によるペレット半径の減少 率(式(1))から燃料供給分布を推定した.

$$\frac{dr_{\rm P}}{dr} \propto T_{\rm e}^{1.64} n_{\rm e}^{\frac{1}{3}} r_{\rm p}^{-\frac{2}{3}}$$

(1)

ここで, r_p, T_e, n_eは固体水素ペレット半径, 背景プラズマ電子温度, 背景プラズマ電子密度 である. 粒子輸送特性に関しては, LHDの高密度長時間放電の密度分布解析結果によると , 高密度放電では拡散に比べて対流のフラックスが十分小さく, 単純な拡散的輸送で密度 分布変化を近似できることから, 式(2)によって密度分布の動的挙動を記述した[2.9.6].

 $\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = D(r,t)\frac{\partial^2 n(r,t)}{\partial r^2} + \left(\frac{D(r,t)}{r} + \frac{\partial D(r,t)}{\partial r}\right)\frac{\partial n(r,t)}{\partial r} + S(r,t)$ (2)

ここで, n, r, D, Sはプラズマ密度分布, プラズマ小半径位置, 拡散係数, 粒子源分布である. 熱輸送は, LHD実験で得られた規格化圧力分布からgyro-Bohm型の閉じ込め特性を仮定した直接分布外挿法にて, 上で求めた密度分布に対応する圧力分布を推定し, エネルギー閉じ込め時間のタイムスケールで, その圧力分布へ変化させる事で圧力分布の動的挙動を記述している(式(3)). また, 温度分布は圧力分布を密度分布で除する事で求めた.

$$\frac{\partial p(r,t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_{\rm E}(t)} \left(\left(P_{\rm aux}(t) + P_{\alpha}(t) \right)^{0.4} n(r,t)^{0.6} B^{0.8} p_{\rm norm.}(r) - p(r,t) \right)$$
(3)

ここで, *p*, *τ*_E, *P*_{aux}, *P*_α, *B*, *p*_{norm}. は圧力分布, エネルギー閉じ込め時間, 外部加熱パワー, α加熱パワー, 磁場強度, gyro-Bohm規格化圧力である. これらの方程式により求めた温度 密度分布の時間変化とDT核融合反応断面積から核融合出力の時間変化を求め, 自己燃 焼プラズマの準定常運転シミュレーション計算を行った. 本計算では, 外部加熱入力が零と なる自己燃焼状態を対象とし, ペレット粒子供給深さがプラズマ密度分布形成に及ぼす影 響, および自己燃焼プラズマ維持特性に及ぼす影響を調べた. なお, ペレットのサイズは燃 料供給に伴う核融合出力の変動が十分小さくなる様に, プラズマに含まれる粒子数(おおよ そ4×10²³個)の5%となる2×10²²個とした.

ペレット侵入長が浅い場合, 拡散によるコア部への粒子供給が不十分なため, 十分なα出 力が得られず,自己燃焼プラズマ条件を満たす事ができなかった.また,このような周辺部 への燃料供給条件下では周辺密度が密度限界を超える事からも運転シナリオとはなり得な い. 規格化ペレット侵入長(λ/a)が0.3よりも長い条件では, 自己燃焼プラズマの定常維持の 解が見つかった. 図1はλ/aを0.3から0.9まで変化させた時の, 最も低い密度で自己燃焼状 熊を維持できる運転点における、定常燃焼状態の密度分布と温度分布を示す. λ/a = 0.3の 時はペレットデポジションが周辺部に限られるために、規格化小半径が0.7よりも内側の領域 はペレット入射による変動の影響をほとんど受けず,平坦な密度分布となっている.ペレット 侵入長が深くなるに連れて、密度分布は尖塔化し、λ/a = 0.3ではほぼ1である尖塔化度(n_e(0)/<n_e>)が, λ/a = 0.9では1.5まで大きくなる. このように, ペレット侵入長を変えて自己燃 焼プラズマを維持したときの主要パラメータを図2にまとめた.ペレット侵入長が深くなると,(a) 中心温度密度は増加し, 温度は低下する傾向があり, (b) 最低核融合出力の低減, 燃焼 率(供給粒子数に対する燃焼する粒子の割合)の増加,(c)単位時間あたりの燃料供給量 の低減,に寄与する.このようにペレットの侵入深さは密度分布を決定することを通じて,自 己燃焼プラズマの特性に影響を及ぼす. 平坦分布になるλ/a = 0.3において, 自己燃焼プラ ズマを維持するためには、最低限でも1.0 GWものアルファ出力が必要となるが、λ/a = 0.9で は0.7 GWまで低減可能であり、より現実的な炉設計が可能となる.また、燃料燃焼率は1.0% から2.8 %まで増加し,自己燃焼プラズマを維持するために必要な水素同位体の循環量を 1/4の量に減少させることが可能である.この水素循環量を1日当たりの量に換算すると,63 kg/dayから16 kg/dayへの減少となる.一方,そのような深い燃料供給特性を実現するため には、(d)現在のペレット入射技術を大きく上回る20 km/sを超えるペレット入射速度が必要 となる.もし、大きなペレットを使用することが可能であれば、ペレット速度を半減させることが 可能であるが,大きなペレットによるコア粒子供給は核融合出力の変動を引き起こすことか ら、必要となるペレット速度を緩和する効果は限定的である.

燃料供給深さが $\lambda/a = 0.3$ よりも浅い場合は, 拡散によるコア部への燃料供給量が不十分 であることと, 周辺密度が密度限界に達することから, 自己燃焼条件が達成できない. 燃料 供給深さが $\lambda/a = 0.3$ よりも深くなるペレット燃料供給条件下で, 自己燃料プラズマの定常維



Figure 2.9.1 Effect of pellet penetration depth (λ/a) on the formation of density profile in a self-ignited plasma.

持が可能となる. 燃料供給深さが $\lambda/a = 0.3$ のとき必要となるペレット入射速度は1.1~1.6 km/s程度であり,既存のペレット入射技術で想定しうる範囲の入射速度である. さらに深い 燃料供給による尖塔化密度プロファイルは,核融合出力を適切に小さく保つこと,必要とな る燃料粒子数を最小化することに寄与する一方で,尖塔化密度分布を実現するためには, 既存の技術を大きく超えた高速ペレット入射速度(10~20 km/s)が不可避となり,ペレット入 射速度の飛躍的な向上にむけた技術開発研究が急務となる.

その他、ペレット粒子供給においては、ペレット加速ガスの消費量が多くなる可能性に留 意しなければならない.現在,確立しているペレット加速法としては,高速に回転するロータ を用いて機械的にペレットを加速する遠心加速法と、高圧ガスの膨張を利用して加速するニ ューマッチク加速法がある. 遠心加速法は, 固体水素と金属との接触が免れないため, 加速 過程におけるペレットの破損や損耗が大きく、ペレット入射の信頼性に劣る. ニューマチック 加速法は直菅内を加速するので、ペレット入射の信頼性が高い一方で、加速に大量のガス を使用するデメリットがある.加速ガスの使用量は加速バレルの体積と加速に必要なガス圧 の積で決まり、ペレットに含まれる粒子数のおおよそ10倍程度になる.加速ガス圧はペレッ ト速度を決める最も大きな要因なので,速いペレット速度が必要になると,使用ガス量が増 大する.そして、この加速ガスはペレットと直接触れるのでトリチウムによる汚染が生じるため、 トリチウムプラントでの処理の対象となる.このような大量のガス(燃焼量の1000倍程度)をト リチウムプラントで処理することは非効率であるので、加速ガスを含めて真空容器内に入射 するガスの大部分はトリチウムプラントをバイパスして循環させ,一部のみをトリチウムプラント へ分流し,純度管理を行う必要と考えられる.その場合,プラズマ中の燃料比を制御するこ とができなくなるので、使用するガスのDT比は加速ガスも含めて50:50にしておくことが必須 となる.



Figure 2.9.2 Variation of major parameters of a self-ignited plasma as a function of pellet penetration depth.

参考文献

[2.9.1] O. MITARAI et al., "Pellet injection algorithm for the FFHR helical reactor", Fusion Engineering and Design **70** (2004) 247–267.

[2.9.2] J. Miyazawa et al., "Direct extrapolation of radial profile data to a self-ignited fusion reactor based on the gyro-Bohm model", Fusion Engineering and Design 86 (2011) 2879–2885.
[2.9.3] R. Sakamoto et al., "Ablation and Subsequent Density Redistribution of Fueling Pellets Injected into LHD Plasmas", Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion vol 26B (Montreux, Switzerland, 2002) P-1.074.

[2.9.4] A. Matsuyama et al., "Modelling of the pellet deposition profile and ∇ b-induced drift displacement in non-axisymmetric configurations" Nuclear Fusion **52** (2012) 123017.

[2.9.5] P. Parks and R. Turnbull, "Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma," Physics of Fluids **21** (1978) 1735–1741.

[2.9.6] R. Sakamoto et al., "Pellet fuelling requirements to allow self-burning on a helical-type fusion reactor" Nuclear Fusion **52** (2012) 083006.

2.10 計測

2.10.1 概要

ITER クラスの実験炉と FFHR-d1 等の原型炉クラスでは、物理的にも工学的にもギ ャプがあり、少なくとも原型炉の運転の初期段階では、実験研究的な要素が大きいも のと予想される。そこでの炉心プラズマ性能の把握が依然として必要であるとの考え のもと、既存の核融合プラズマ実験で用いられている基幹計測機器は可能な限り装備 する方向で議論を進めている。一方、計測ポートを増やすとトリチウム増殖比の減少 や計測ポートを通した中性子のストリーキングの問題を指摘する声があるが、実験炉 以降の装置では、大型ポートからプラズマを見るような計測は不可能であり、ITER の 計測でも分かるようにポートには遮蔽プラグが埋め込まれ、迷路を通してプラズマを 見るようになっている。遮蔽プラグではトリチウム増殖はしないが、プラズマから入 射した中性子をかなり反射する(またはそのような材料を選ぶ)ので、装置全体の TBR に与える影響は限定的である。さらに必要であれば、大型ポートを汎用に取り付ける のではなく、ある計測に特化して、最小限のポートにすることによって TBR への影 響はさらに軽減できる。また、中性子のストリーミングについても迷路構造を用いる ことによって十分に抑えることができる[2.10.1.1]。ただし、迷路構造を取り得ない計 測や、真空窓を使用できない計測は、遮蔽やトリチウム境界の観点から十分な考慮が 必要である。核融合工学プロジェクト計測タスクでは、磁気計測、中性子計測、ダイ バータ計測、分光計測、干渉計/反射計計測、トムソン散乱計測、荷電交換分光計測を 取り上げ、原型炉適用に向けた検討、或いは実施可能性調査を行った[2.10.1.2, 2.10.1.3]。

参考文献

[2.10.1.1] S. Matsuda *et al.*, "Report on the Diagnostics for Control of the Fusion DEMO Reactors", NIFS-MEMO-68 (2014).

[2.10.1.2] M. Isobe et al., Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405053.

[2.10.1.3] T. Akiyama et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 093032

2.10.2 中性子計測

原型炉においては、中性子の計測から得られる情報が、現行のプラズマ閉じ込め実 験に比して格段に重要になることは論を俟たない。中性子は電荷を持たないことから 磁場に閉じ込められることがなく、またその強い物質透過性から真空容器外で測定す ることが可能なことから、測定器とプラズマ閉じ込め領域の真空を接続する必要が本 質的に無く、炉心から十分に距離をおいた位置に設置できる中性子を対象とする計測 機器は、原型炉計測において常に議論の対象となる受熱、核発熱等の諸問題の影響を 受けにくいという利点をそもそも備えている。また、核融合中性子は燃料となるイオ ンの情報を担う形で放出されるため、核反応率、或いはそこから評価される核出力と いった原型炉運転において基本量とも言えるパラメータの他、燃料イオン温度、重水 素(**D**) - 三重水素(**T**)比等の運転制御に必須な物理パラメータについても原理的に 測定が可能である。更に、**D**-T 生成α粒子と燃料イオンとの相互作用の結果生ずる高 エネルギーイオンに起因する所謂ノックオンテイルを測定することが出来れば、炉心 プラズマ中におけるα粒子の速度分布情報を引き出せる潜在能力も有しており、そこ からα粒子の閉じ込め状態を議論できる可能性もある[2.10.2.1]。

表 2.10.2.1 に、原型炉計装機器として整備すべき中性子計測に関して、物理パラメ ータ、測定対象、手法、並びに役割について纏める。

Measurement object	Physical target	Measuring apparatus	Role
Fusion output	Neutron emission rate Neutron yield	Neutron flux monitor Activation foil system	Burn control, Power output monitoring
Fuel ion temperature	Neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control
D/T fuel ratio	Neutron flux, neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control
α particle confinement	Neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control

Table 3.7.2.1 Neutron diagnostics on the DEMO reactor

核融合出力の測定には、²³⁵U 核分裂計数管とパルス計数及びキャンベル回路機能を 有するデジタル信号処理ユニットの組み合わせに基づく中性子フラックスモニタ (NFM) が最有力候補となろう。この測定技術は、改良型沸騰水型軽水炉、所謂 ABWR における起動領域並びに出力領域モニタとして既に用いられており、また日本国内で 調達が可能であるという利点がある[2.10.2.2]。このシステムの最大の特長は広いダイ ナミックレンジにあり、単体システムのみで約 9 桁の中性子束の変動に対応できる。 出力領域に到達後も、高エネルギー α 粒子励起 MHD 不安定性等により中性子束が大 きく変動する可能性がある原型炉においては、この能力が重要になる場面があろう。 中性子束測定を通じた核出力測定の最大の課題は、計数管出力と核反応率を対応づけ るための較正にあると考える。この課題は ITER の NFM 較正でも取り上げられ、今

なお議論が続けられている[2.10.2.3]。既存の核融合実験では、真空容器中に中性子放 出率が既知の自発核分裂中性子源²⁵²Cf、或いは小型中性子発生加速器を導入し、リン グ状の中性子源を模すことにより較正が行われるが[2.10.2.4]、既存の線源を原型炉で 使用するには中性子の発生率が足らず、この手法を原型炉に適用するには NFM 較正 に必要な強力で小型の加速器型中性子源の開発が必要である。同時に、その設置方法、 周回方法、加速器型中性子源の中性子発生量そのものの較正法などの検討の他、それ らの開発が必要となる。この手法に基づく較正法とは別に、ITER でも計画されてい る多数の放射化箔を駆使して NFM の較正を行う手法もあり得る[2.10.2.5]。ただしこ の場合、放射化箔の照射端をプラズマ体積が可能な限り大きく見込めるようプラズマ に近接した場所に置く必要がある。また放射化箔を輸送するためのカプセルチューブ とカプセルを耐熱性・耐放射線の観点から金属にする必要もある。NFM 較正の実施 可能性について、今後見極める作業を行う必要がある。放射化法に基づく新たな計測 法として、冷却水の放射化量を連続的に測定して、中性子発生量の絶対値の時間変化 を測定する手法がある。水中の¹⁶O(n,p)¹⁶N 反応に着目し、半減期 7.13 秒の¹⁶N から のガンマ線を測定するものであり、50 ms 程度の時間分解能が可能である。ブランケ ットが液体金属や溶融塩冷却の場合には使用できないが、ダイバータの冷却で水を使 用する場合や、専用の水ループを設置可能な場合には有効な計測手段となる可能性が ある[2.10.2.6]。さらに高核融合出力で安定して運転できるような場合には、ブランケ ットの冷却材の温度で核融合出力を評価する方法が工学的には重要になると思われ る。

核融合反応の結果発生する中性子のエネルギーは、核融合反応の Q 値から分配さ れるエネルギーに加え、核融合反応以前の燃料イオンの運動エネルギーを反映したも のになる。熱核融合のみで発生する中性子が支配的な場合、イオン温度 T_iでマクスウ ェル分布を形成しているプラズマから放出される D-T 中性子のエネルギースペクト ルは、有限のドップラー幅を持つ形で拡がり、半値幅において近似的に、*ΔE* [keV] ≅ 198 (*T*_i [keV])^{0.5} と表すことが出来る[2.10.2.7]。例えば、10 keV 程度のイオン温度をタ ーゲットに考えれば、その時のドップラー幅は約 0.6 MeV となる。即ち、装置分解能 として 6%以下の D-T 中性子エネルギースペクトロメータが実現できれば、10 keV の 燃料イオン温度の評価が可能となる。この分解能は、現実的に実現可能な値であり、 既に幾つかのグループにより提案、開発、核融合プラズマ実験の場でのデモンストレ ーションが行われている。但し、原型炉で受ける中性子照射量は現行実験のそれに比 して格段に大きいため、原型炉で長時間安定動作するか否かについては別途調査する 必要がある。

D-T 放電において発生する中性子は D-T 中性子が支配的であるが、僅かながら D-D 中性子も生ずる。D-T 中性子と D-D 中性子の発生率は、それぞれ $S_{DT} = n_D n_T < \sigma v >_{DT}$ 、 $S_{DD} = (1/2) n_D n_D < \sigma v >_{DD}$ と表される。ここで、 n_D は重水素イオン密度、 n_T は三重水素 イオン密度、 $< \sigma v >_{DT}$ 、 $< \sigma v >_{DD}$ は、それぞれ D-T 核融合反応度、D-D 核融合反応度を 表す。 $S_{DT} \ge S_{DD}$ の比をとると、次の式が得られる。

$$\frac{n_{\rm D}}{n_{\rm T}} = 2 \frac{S_{\rm DD}}{S_{\rm DT}} \frac{\langle Sv \rangle_{\rm DT}}{\langle Sv \rangle_{\rm DD}}$$

ここで *S*_{DT} と *S*_{DD} は原理的に測定可能な物理量である。<*n*> はイオン温度の関数 で表現できるため、先に述べたようにスペクトロメトリからイオン温度が測定できれ ば評価可能な値である。従って、中性子スペクトロメトリから原型炉の運転に必須の 燃料比 *n*_D/*n*_T を得ることも可能である[2.10.2.8]。

核融合炉のプラズマは a 粒子によって加熱されるため、プラズマに閉じ込められた a 粒子の計測は極めて重要であるが、ITER においてもまだ確立した計測法はないの が現状である。D-T 反応生成 a 粒子は、燃料イオンとの弾性衝突により MeV 領域に 至る高いエネルギーを持つ燃料イオンテイルを生成することが理論的に示唆されて いる[2.10.2.9]。この高エネルギーイオンが D-T 反応を起こした結果生ずる中性子は、 熱核融合による生じた中性子のドップラー広がりよりも著しく広がったエネルギー 分布を持つ。従って、このスペクトルを精度良く測定することができれば、D-T プラ ズマ中に閉じ込められた a 粒子の速度分布の情報、すなわち a 粒子の閉じ込めの情報 を抽出することが出来る。

以上述べたように、中性子スペクトロメトリは原型炉の運転制御に貴重な様々な重 要パラメータをもたらすことができる潜在能力があり、スペクトロメトリを行う上で 必要なコリメータ、並びに中性子スペクトロメータの開発に今後着手する必要がある。

参考文献

[2.10.2.1] M. Isobe et al., Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405053.

- [2.10.2.2] 阿部弘等, 日本原子力学会誌 37 (1995) 70.
- [2.10.2.3] M. Sasao et al., Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 10D329.
- [2.10.2.4] J. Strachan et al., Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 3501.
- [2.10.2.5] M.S. Cheon et al., Rev. Sci. Instrum. 79 (2008) 10E505.
- [2.10.2.6] T. Nishitani, et al., J. Nucl. Sci. Technol. Supple 2 (2002) 1139.
- [2.10.2.7] T. Elevant et al., Nucl. Instrum. Meth. 185 (1981) 313.
- [2.10.2.8] J. Källne et al., Rev. Sci. Instrum. 62 (1991) 2871.
- [2.10.2.9] G. Gorini et al., Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 936.

2.10.3 分光計測

原型炉においてプラズマ性能の低下を 招く不純物の混入は重大な問題であり、 可視分光 (200-1000 nm) による不純物イ ンフラックスの計測は有用であろう。不 純物イオンの発光線強度からそのインフ ラックスを求める手法はこれまでの核融 合プラズマ研究においても標準的な計測 手法として利用されてきた[2.10.3.1]。一般 に、原子もしくはイオンの発光線強度は その電離速度にほぼ比例することが知ら れており、その比例係数は衝突輻射モデ ルを用いて計算することができる。プラ ズマが定常的であれば、電離によって失 われる原子もしくはイオンはインフラッ クスによって補われているはずある。し たがって、電離速度の径方向積分、すなわ ち発光線強度の視線積分値はイオンのイ ンフラックスと等しいと見なすことがで きる。

Figure 2.10.3.1(a)にヘリウム原子 2¹P-3¹D 遷移に伴う発光線(667.8 nm)の電離 レートと光子放出レートとの比、つまり、 放出光子 1 個あたりの電離量を示す。図 からわかるように、この値は電子温度お よび電子密度依存性が比較的小さいた



Figure 3.7.3.1: Coefficients of (a) ionization and (b) recombination events per photon for neutral helium with an emission line of 2^{1} P- 3^{1} D (667.8 nm) [3.7.3.1].

め、プラズマの状態にかかわらず電離レート、すなわちインフラックスを求めること ができる。この手法の利点は、プラズマの半径方向に近い視線で発光線強度を測定す るという簡便な手法により重要なパラメータの絶対値が求められる点である。また、 光ファイバによる視線の複数化も容易である。

一方、Figure 2.10.3.1(b)は再結合過程に対する同様の係数である。ヘリカル型の装置 ではプラズマの状態とは無関係に閉じ込め磁場が存在し、プラズマの消滅はほぼ体積 再結合が担っている。実際にこの係数を用いて放電終了時の再結合過程発生数を求め ると、ほぼ終了直前のイオン数に相当することが確認された[2.10.3.2]。この性質を利 用して、プラズマ中の不純物量を評価することも可能である[2.10.3.2]。

本計測におけるこれからの課題は、注目する不純物イオンについて、必要な精度で Fig.2.10.3.1 に対応するパラメータを求めることである。水素原子、ヘリウム原子のような軽元素については、励起断面積などの原子データについて高い信頼性が得られる ため、それらを用いる衝突輻射モデルの信頼性も高いと考えられるが、今後核融合研 究において重要となるタングステンなどの重元素については実用に耐えうる原子モ



Figure 3.7.3.2: Schematic design of the spectroscopic measurement system in the visible wavelength range.

デルが存在しなかった。最近は Hullac[2.10.3.3]もしくは FAC[2.10.3.4, 2.10.3.5]などの、 広く利用され、また結果の検証も進められている原子データ生成コードが存在するた め、それらを用いてデータベースを構築し、簡便に利用できる環境を整えることが重 要であろう。

実際の計測にはFig. 2.10.3.2のようなシステムが考えられる。プラズマからの光を、 真空窓と、遮蔽壁内でミラーにより屈曲させた経路を通過させ、集光光学系により光 ファイバに導入し、分光器及び検出器を用いてスペクトルとして取得する。真空窓材 として考えられる溶融石英は、10²¹ m²の中性子フラックス及び 10⁷ Gyのガンマ線量 に対して、波長 λ>350 nm の光に対してはその透過性能の低下が 5 %未満であり問題 にならないことが報告されている[2.10.3.6]。また、同じ文献で、200 – 350 nm の波長 域ではガンマ線の影響はないが、中性子照射についてはより詳細な調査が必要である とされている。光ファイバは遮蔽壁後方に設置するため影響は受けにくいが、短波長 の紫外線領域では透過率低下が発生する可能性がある。λ>350 nm の波長域について は装置室外に置かれた分光器まで光ファイバにより伝送することができるが、200 – 350 nm の波長域を計測するためには光ファイバでの伝送ロスを防ぐため、装置近く に分光器及び検出器を設置し、遠隔操作により計測を行う必要があるだろう。

また、複雑な構造をしたダイバータ領域の計測などでプラズマ近くにミラーを設置 する場合には、スパッタリング等による反射率の低下が問題となる。波長域 200-500 nm においては、銅やタングステンよりもモリブデンの方が反射率は高い[2.10.3.7]。 また、500-1000 nm では銅の反射率が高く、アルミは 200-1000 nm 全領域において 高い反射率を持つ[2.10.3.7]。しかしながら、200 eV の重陽子に対するモリブデンのス パッタリング収率は銅やアルミの 1/40 程度であり[2.10.3.8]、ミラーの材質としてモリ ブデンを採用するのが適当である。

同じ観測系は、燃料水素原子の発光線計測にも利用できる。発光線スペクトルのラ プラス逆変換による線強度空間分布計測法は、原型炉の粒子供給効率を考える上で重 要となる粒子ソースの空間分布を求めるために有用である[2.10.3.9]。これまで線強度 の空間分布を求めるためには、プラズマ全体をカバーする複数の視線を用意し、線積 分強度分布のアーベル逆変換を行う必要があった。しかしながら、プラズマコア部の 微弱な発光は周辺の強い発光に隠さ れて精度よく求めることが困難であ った。本手法は、観測される水素原子 バルマーα線プロファイルは異なる温 度に対応するガウス関数の重ね合わ せと解釈し、その逆変換から各温度成 分の重み関数を求めるという原理に 基づく。Figure 2.10.3.3 は LHD のある 放電の異なるタイミングで計測され たバルマーα線スペクトルで、両タイ ミングにおいて明らかに異なるプロ ファイルが得られている。t = 2.4 s の ときはt = 1.8 sのときより電子温度が 低く、電子密度は高い。Figure 2.10.3.4 は逆変換によって得られた光放出レ ートの温度に関する分布関数とトム ソン散乱計測による電子温度の空間 分布データを用いて求めた光放出レ ートの空間分布(a)と、さらに衝突輻射 モデルを用いて求めた電離レートの 空間分布(b)である。t = 2.4 s では、周 辺部での値が大きいが、最外殻磁気面 近辺での減衰が大きい。高電子密度の ため電離が促進され中性原子のイン フラックスが大きく減衰していると 解釈することができる。

本計測では、視線1本で計測された 線積分発光線スペクトルから、奥行き 方向の強度の空間分布を求めること が可能であり、また、プラズマコア部 での発光は大きなドップラー広がり を持つため発光線プロファイルのテ ール部分にも現れ、発光線プロファイ ルの中心部を主に形成するプラズマ 周辺部の発光とは分離して計測され るため、アーベル逆変換の手法と比べ 精度の高い計測が可能である。観測ポ



Figure 3.7.3.3: Balmer- α line profiles measured at different plasma conditions of a discharge in LHD [3.7.3.5].



Figure 3.7.3.4: The photon emission rate and ionization rate profiles derived from the measured Balmer- α line profiles in Fig. 3.7.3.3 [3.7.3.5].

ートの自由度も制限される原型炉において本計測手法は有望である。

今後の課題は、燃料水素原子に同位体が含まれる場合、それらを分離して検出する ことが可能であるかどうかの確認である。軽水素原子と重水素原子のバルマーα線の 中心波長の違いは 2 nm 程度である。両発光線プロファイルの中心部分については、 一般的な高波長分散分光器を用いることで分離可能である。しかしながら、本計測で 重要なテール部分については Fig. 2.10.3.3 からもわかるように、分光器の波長分散を 上げるだけでは分離することができない。逆変換の方法について試行錯誤が必要であ ろう。

参考文献

- [2.10.3.1] M. Goto et al., Phys. Plasmas 9 (2002) 4316.
- [2.10.3.2] M. Goto et al., Phys. Plasmas 10 (2003) 1402.
- [2.10.3.3] A. Bar-Shalom et al., Phys. Rev. A 38 (1988) 1773.
- [2.10.3.4] M. F. Gu, Astrophys. J. 582 (2003) 1241.
- [2.10.3.5] M. F. Gu, Astrophys. J. 593 (2003) 1249.
- [2.10.3.6] T. Sugie et al., Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 351.
- [2.10.3.7] J. H. Weaver and H. P. R. Frederikse, in CRC Handbook of Chemistry and Physics, edited by D. R. Lide (Chemical Rubber Corp., Boca Raton, FL, 1994).
- [2.10.3.8] Y. Yamamura and H. Tawara, NIFS-DATA-23 (1995).
- [2.10.3.9] M. Goto et al., Nucl. Fusion 51 (2011) 023005.

2.10.4 トムソン散乱計測

FFHR におけるコアプラズマの電子温度・密度分布計測器としてのトムソン散乱装置について考察する。現在世界の主な核融合実験装置のトムソン散乱装置は、LHDトムソン散乱装置[2.10.4.1]、JT-60トムソン散乱装置[2.10.4.2]、DIII-Dトムソン散乱装置 [2.10.4.3]、MAST トムソン散乱装置[2.10.4.4]などに代表されるように、ほとんどが YAG レーザーを光源とする YAG トムソン散乱装置である。一方、JET では LIght Detection And Ranging (LIDAR)トムソン散乱装置[2.10.4.5, 2.10.4.6]が稼働しており、 ITER のコアトムソン散乱装置もLIDAR トムソン散乱装置が第一候補として開発が進められてきた[2.10.4.7, 2.10.4.8]。

FFHR では装置が大型かつ複雑になり、 強放射線環境下にさらされるため、装置構 成に様々な制約がある。LIADR トムソン 散乱はレーザー入射窓と観測窓を1つの 窓で共有できることと比較的大きな窓を 必要としないため、装置構成の制約の点か らも放射線対策の点からも利点が大きい。 また、YAG トムソン散乱装置では観測空 間点の数だけポリクロメーターを用意す るのに対し、LIDAR では1台のポリクロ メーターを用意すればよいため、システム が格段にシンプルになる。ITER のコアプ ラズマ計測用に LIDAR トムソンが第一候 補として開発が進められていたのもこの ような利点からである。参考のため、Figure 2.10.4.1 に JET の LIDAR トムソン散乱装 置を示す。FFHR においてもコアプラズマ 用トムソン散乱装置は LIDAR 型が第一候 補になると考える。以下に、レーザー装置、 光検出器、その場較正、放射線対策につい て述べる。



Figure 2.10.4.1 Schematic diagram of the JET LIDAR Thomson scattering system. A single vacuum window is used for laser input and light collection [2.10.4.6].

レーザー装置に求められる性能として特に重要なのはパルスエネルギーとパルス 幅である。パルスエネルギーについては、トムソン散乱の散乱光は微弱であるため、 パルスエネルギー1J以上が一つの目標となる。パルス幅については、LIDARトムソ ン散乱装置では飛行時間法によって観測位置を決めるため、空間分解能は(レーザー パルス幅+検出器の応答時間幅)/2×光速によって決まる。そこで、レーザーパル ス幅をいかに狭くできるかが一つの課題となる。初期のJET LIDARトムソン散乱装 置はパルス幅 300 ps のルビーレーザーを用いており、レーザーのパルス幅による空間 分解能は 9 cm である[2.10.4.5, 2.10.4.9]。これはJET プラズマの小半径の約 1/20 に相 当する。ITER LIDAR はパルス幅 250 ps の YAG レーザーを用い、空間分解能は約 7 cm、小半径に対する比は 1/30 程度となる[2.10.4.7]。FFHR は ITER と比べて小半径が 2割程度大きいため、小半径に対する比は 1/40 弱となる。空間分解能に関しては YAG トムソン散乱装置の方が有利で、LHD トムソン散乱装置のプラズマ小半径に対する 空間分解能の比は 1/120、MAST トムソン散乱装置のそれは 1/150 である。FFHR コア トムソン散乱装置の空間分解能に対する要求がどの程度になるかにもよるが、1/50 程 度は現在の技術の拡張で実現可能と考える。

このようなレーザーを実現するために、我々は分子科学研究所との共同研究でマイクロチップレーザーを種光に用いたフラッシュランプ励起 Nd:YAG レーザー増幅システムの開発を進めた。分子科学研究所で行われている研究によって、LD 励起受動Qスイッチマイクロチップレーザーでは、波長 1064 nm でレーザー出力 3 mJ、パルス幅 365 ps が得られている[2.10.4.10]。ミリジュールレベルのレーザー光をレーザー増幅器によって増幅することによって LIDAR システムに必要なパルスエネルギー1J以上の出力を目指す。レーザー増幅器には、フラッシュランプ励起の Nd:YAG 増幅器を用いた。直径 7 mm のロッド型のレーザー媒質を用いている。またレーザー増幅後のビーム品質と偏光特性を維持するために、2 台のレーザーと 90 度水晶回転子を用いて、レーザー増幅器で発生する熱複屈折補償を行った。このような増幅器を構成して、マイクロチップレーザーからの出力を増幅器モジュール列に導入し、レーザー増幅をおこなった。Figure 2.10.4.2 に増幅器モジュール列を 1 pass 増幅させたレーザー

増幅実験結果と2 pass 増幅させたレーザー増 幅実験結果を示す。マイクロチップレーザー からの出力をレーザー増幅器モジュール列へ と入射し、各レーザー増幅器モジュールのフ ラッシュランプへの印加電圧を0から1.8 kV まで変化させたときのレーザー増幅器モジュ ール列後の光エネルギーを測定した。レーザ ー増幅器モジュールへの印加電圧を1.8 kV に 設定したとき、レーザー出力エネルギーは1 pass 時に37 mJ となった。また印加電圧が1.8 kV で2 pass 増幅実験時には150 mJ であった。 本結果より、今後増幅器を追加することによ って、目標であるパルスエネルギー1 J 以上 が達成される見込みである。



Figure 2.10.4.2 Laser output energy for 1 pass and 2 pass configurations.

トムソン散乱光を受光する光検出器で重要な因子は波長域、量子効率、時間応答の 3つである。FFHRのプラズマの電子温度を ITER と同程度とし、入射レーザーの波 長を 1064 nm (YAG レーザー基本波)すると、光検出器には ITER コアトムソン散乱 装置のそれと同様に、400~1064 nm の波長域で、量子効率 $\epsilon \geq 0.2$ 、応答速度 300 ps 以 下の性能が求められる。

ITER コアトムソン散乱装置では、GaAsP (ε ≥0.2 の波長領域 350~700 nm)、GaAs (500~820 nm)、TE-GaAsP (950~1380 nm)、TE-GaAs (950~1550 nm) の4 つを組み合 わせて使う方針で開発が進められた (TE は、Transferred Electron Effect (電子遷移効 果)の意。)[2.10.4.11, 2.10.4.12]。Figure 2.10.4.3 に 180°後方散乱のトムソン散乱のス

ペクトルを、Figure 2.10.4.4 にこれら 4 種の光検出器の量子効率を示す。この 4 者を 組み合わせた場合 900 nm 付近に量子効率の谷ができ、散乱スペクトルのピークがこ の量子効率の谷と重なる 5 keV 程度の温度領域で測定精度が悪くなるという懸念があ るが、ポリクロメーターの各波長チャンネルの観測波長領域を最適化すれば全体的に は大きな問題とはならないという試算結果がある[2.10.4.11]。



Figure 2.10.4.3 Thomson scattering spectra at the scattering angle of 180 degrees [2.10.4.11].



Figure 2.10.4.4 Quantum efficiency of photo detectors developed for the ITER Thomson scattering system [2.10.4.11].

FFHR コアトムソン散乱装置では放射線対策が不可欠である。トムソン散乱装置では可視~赤外の波長領域を観測するが、放射線による光学部品の性能劣化の問題は他の同様な波長域を扱う計測機器と大きな差はないと考えている。光学素子の性能劣化についていくつかの報告がなされているのでこれらを参考に検討している [2.10.4.13, 2.10.4.14]。

また、ITER、FFHRでは装置へのアクセスが極めて限定的になるため、装置の遠隔 操作技術の確立はもとより、装置のその場較正法の確立も必須の検討事項である。ト ムソン散乱装置で一番重要な検討課題は、放射線による窓や光ファイバーの透過率の 劣化が波長依存性を持つことに起因する電子温度の測定誤差の増大である。透過率劣 化度の波長依存性は短波長側で大きく、可視から赤外へいくに従って比較的単調に小 さくなると予想される。波長依存性が単調であることから精密な較正は必要ではなく、 主となるトムソン散乱装置の構成機器に加え、(1)散乱角度の異なる観測系を用意す るか、(2)入射レーザーに波長の異なるものを用意し、主の装置からの結果と(1)また は(2)からの結果を比較することで、透過率劣化の波長依存性を決め、較正データとし て用いる方法が検討されている[2.10.4.7, 2.10.4.15]。

最後に、FFHRにおけるトムソン散乱計測はLIDARが第一候補となると考えるが、 現在LIDARトムソン散乱装置を精力的に研究している研究機関はJETのみであり、 日本の研究機関では歴史も経験もない。LIDARトムソン散乱装置ではレーザー、光検 出器及びADCシステムに300 ps以下の高速なものを準備する必要がある。FFHRで LIDARトムソン散乱装置を成功させるにはLHDなどを活用し、早い時期にこれらの 経験を積むことを始めることが肝要であろう。

参考文献

- [2.10.4.1] I. Yamada et al., Fusion Sci. Tech. 58 (2010) 345.
- [2.10.4.2] T. Hatae et al., Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 772.
- [2.10.4.3] T.N. Carlstrom et al., Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) 4901.
- [2.10.4.4] R. Scannell et al., Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 045107.
- [2.10.4.5] H. Salzmann et al., Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1451.
- [2.10.4.6] C.W. Gowers et al., Rev. Sci. Instrum. 66 471 (1995).
- [2.10.4.7] M.N.A. Beurskens et al., Rev. Sci. Instrum. 79 (2008) 10E727.
- [2.10.4.8] G.A. Naylor et al., J. Instrum. 7 (2012) C03043.
- [2.10.4.9] H. Fajemirokun et al., Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 2843.
- [2.10.4.10] R. Bhandari et al., Optics express 19 (2011) 19135.
- [2.10.4.11] L. Giudicotti et al., Fusion Eng. Des. 86 (2011) 198.
- [2.10.4.12] M. Kempenaars et al., Rev. Sci. Instrum. 79 (2008) 10E728.
- [2.10.4.13] T. Nishitani et al., JAERI-Research 98-053 (1998).
- [2.10.4.14] T. Nishitani *et al.*, JAERI-Research 2002-07 (2002).
- [2.10.4.15] E. Yatsuka et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 9 (2010) 12.

2.10.5 電子密度計測

デモ炉における線平均電子密度は、燃料供給制御に用いられるため、高い計測精度 と信頼性が要求される。これまで広く用いられてきた干渉計は、一般に高い時間分解 能を持つが、機械振動による計測誤差と「フリンジジャンプ」による計測ミスが、制 御信号として用いる上で問題となる。除振設備の利用や2波長による同時計測により、 機械振動による計測誤差を減らすことは可能であり、現在稼働している装置ではよく 利用されている。また、光源波長に短波長レーザーを用いることで、レーザー光の屈 折変位量を減らし、フリンジジャンプを抑制することができる(フリンジジャンプは プラズマによる位相変化が 2πを超えることに起因しており、レーザー光の屈折変位 によって信号が途切れた場合、位相変化の絶対値が 2πの不確定性のために分からな くなることで生じる)。ただし、デモ炉では長期間に亘って計測精度や信頼性を保つ ことが必須とされるため、これらの問題を原理的に解決した計測手法を導入する必要 がある。

その候補として、①密度計測用偏光計、②ディスパーション干渉計がある。①は、 光と磁場の相互作用であるファラデー効果(偏光面の回転)、若しくはコットン・ムー トン効果(楕円度の変化)を利用するもので、既にLHD[2.10.5.1]、JT-60U[2.10.5.2]、 NSTX[2.10.5.3]、W7-AS[2.10.5.4]にて実績がある。②は非線形素子を用いて発生させた 2 倍高調波を、基本波と共にプローブ光として利用する干渉計[2.10.5.5]であり、GDT [2.10.5.6]、TEXTOR[2.10.5.7]での実績がある。いずれも機械振動の影響を受けにくい という利点があり、いくつかの光学素子は機械振動のある装置本体に取り付けざるを 得ないデモ炉には有効な手法と言える。また、装置サイズやプラズマパラメータを考 慮して適切な波長を選択することで、回転角や位相変化量を2π(1フリンジ)以下に することで、フリンジジャンプを原理的になくすことができる。ここで、①、②を比 較すると、②は位相変化から密度への換算が従来の干渉計とほぼ同様であるのに対し、 ①は磁場強度の情報が必要となることから、系統誤差がより少ない②のディスパーシ

ョン干渉計をデモ炉におけ る主たる密度計測法と位置 付けた。

FFHR-d1にて、ディスパー ション干渉計の最適波長が 位相変化及び出力パワーの 観 点 か ら 1.064 µm の Nd:YAG レーザーである [2.10.5.8]。しかし、干渉計用 途の Nd:YAG レーザーやそ の光学素子はプラズマ計測 ではあまり一般的で無かっ たため、まずは波長 10.6 µm



Figure 2.10.5.1 Location of the CO_2 laser dispersion interferometer on LHD

の炭酸ガスレーザーを用いて変調強度比を 用いた位相変調型ディスパーション干渉計 の原理検証を行った[2.10.5.9-10]。その検証 結果については中間報告で述べた。これに 続き、LHD でのプラズマ計測試験を行った [2.10.5.11]。図 2.10.5.1 に、LHD に設置した ディスパーション干渉計の CAD 図面、及 び写真を示す。炭酸ガスレーザー及び光学 素子は、LHD の中間ステージ上に設置した 光学架台に収めている。通常の干渉計では 必須の除振構造は有していない。そのよう な振動環境下でも、得られた密度分解能は ±2×10¹⁷ m⁻³と非常に高く、振動成分が良 くキャンセルされていることを実機におい て確認した。デモ炉の定常運転を想定した 30 分間の計測でも、温度変化の影響と推測 されるゼロ点のドリフトは5×10¹⁷ m⁻³程度 であった。LHD プラズマ計測結果を図 2.10.5.2 に示す。(a)はガスパフのみで 1× 10²⁰ m⁻³ 以上の高密度まで密度ランプアッ プさせた放電であり、既存の FIR レーザー 干渉計とディスパーション干渉計は 5%程 度の誤差でよく合致していることが分か る。ペレット入射による急激な密度上昇が ある場合は、FIR レーザー干渉計ではフリ ンジジャンプを発生する場合がある一方、 ディスパーション干渉計では十分なデータ サンプリング周波数(100 kHz)があれば、 問題なく計測が可能であった。以上のよう に、LHD において、ディスパーション干渉 計が機械振動の影響を受けにくく、ペレッ ト入射時のフリンジジャンプを抑制できる ことを実証した。

LHD での実証実験と平行して、FFHR-d1 に最適な波長 1.064 µm の Nd:YAG レーザ ーを光源とするディスパーション干渉計シ ステムのベンチテストを行った。図 2.10.5.3 に光学系の概要、及びその写真を示す。光 源には発振線幅が 1 kHz と狭帯域で、かつ 出力が連続発振 8 W の Nd:YAG レーザーを



Figure 2.10.5.2 Comparisons of measured line averaged electron densities with the dispersion and FIR laser interferometers. (a) gas puff and (b) pellet injected discharges.



Figure 2.10.5.3 A schematic view and a photograph of the bench-test of the Nd:YAG laser dispersion interferometer

利用している。本レーザーは重力波干渉計 でも使用されている、安定性が極めて高い 光源である。非線形素子には、高効率が特徴 である PPMgSLT 結晶、または効率は高くは ないものの、外気温の影響を受けにくい BiBO 結晶を使用し、両者の比較も行った。 位相変調には、LHD のシステムと同様に光 弾性変調器を使用している。

図 2.10.5.4 に、ベンチテスト結果を示す。 プラズマを模擬するために、光路中にウェ ッジ角付の石英プレートを置き、光軸に対 して垂直方向にスキャンさせた。石英での 1.064 µm 及び非線形素子で発生させた 0.532 µm の屈折率の違いとウェッジ角から 予想される位相変化 ¢とウェッジ板の移動 量 d の間の関係は、 ¢=144d であり、計測結

果(φ=140.7d)とウェッジ板の製作誤差の 範囲内で合致し、正しく位相計測ができる ことを実証した。密度分解能はゼロ点のド リフトで決まっており、3000秒間の計測で FFHR-d1で±1×10¹⁸ m⁻³であった。1000秒 オーダーの長周期の変動は、気温の変化に



Figure 2.10.5.4 Measurement results of the bench-test of the Nd:YAG laser dispersion interferoemeter. (a) A wedge scan experiment to confirm the accuracy of the phase measurement. (b) a base line drift for 3,000 s.

よる非線形素子の温度変化、つまり屈折率変化と考えている。光学系全体をシートで 覆い、気流の流れ、及び温度変化を抑えると図 2.10.5.4(b)の結果が得られるが、覆い を取り除いた場合は変動が大きくなることが確認された。当初、気流の不均一性が短 波長レーザー光の波面を乱しているのかと推測したが、非線形素子から離れた位置で の光路で気流を起こしても、変動成分には影響が無かった。最も敏感であるのが非線 形素子であり、特に結晶の温度制御で屈折率を制御し、非線形効果を最大にしている PPMgSLT では気流の影響が特に顕著であった。そのため、将来的には温度調節機構 の大熱容量化を図ったり、非線形素子のみを断熱性の高い容器に入れたりなどの対策 が考えられるが、今回は温度変化の影響を受けにくい BiBO を用いて性能試験を行っ た。現状では、FFHR-d1 で求められる密度分解能 1×10¹⁷ m⁻³ はまだ実現していない が、結晶の温度制御をより精密に行うことで、密度分解能の向上が図れる見通しを得 た。

以上のほうに、FFHR-d1 での密度計測システムとして、機械振動の影響を受けにく く、フリンジジャンプも抑制できるディスパーション干渉計を提案した。そして、ま ずはプラズマ計測用として使用しやすい波長 10.6 µm の炭酸ガスレーザーを用い、 LHD にてその有用性の実証試験を行った。LHD では除振構造が無いにも関わらず高 い密度分解能を達成し、また既存の遠赤外レーザー干渉計とほぼ一致する密度データ を得、その有用性を確認した。遠赤外レーザー干渉計がフリンジジャンプを起こす高 密度プラズマにおいても、問題なく計測が可能であることを示した。

今後の課題としては、Nd:YAG レーザーディスパーション干渉計のゼロ点のドリフトを改善し、FFHR-d1の密度制御で必要とされる10¹⁷ m⁻³オーダーの分解能を達成する。また、LHDで炭酸ガスレーザーディスパーション干渉計を設置して実施したように、Nd:YAG レーザーディスパーション干渉計を実機サイズでの試験を行う。光路長が長くなった場合、様々な擾乱を受ける可能性あるため、数十mの光路長とした場合の分解能の変化を検証する。

以上の成果は 2014 年の第 26 回国際原子力機関核融合エネルギー会議(IAEA FEC) で発表し、その内容は Nuclear Fusion 誌(Vol. 55, pp. 093032, 2015 年)に掲載済みであ る。2014 年の 20th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (HTPD 2014)では、LHD での試験結果が招待講演に選出され、"Dispersion interferometer using modulation amplitudes on LHD"として発表した。また本成果に対し、2010 年にはプラ ズマ・核融合学会第 27 回年会にて第 1 回若手優秀発表賞が、2011 年にはプラズマ・ 核融合学会 第 16 回学術奨励賞が授与されている。

参考文献

[2.10.5.1] T. Akiyama et al., Rev. Sci. Instrum. 74 (2003) 2695.

[2.10.5.2] Y. Kawano et al., Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 1068.

[2.10.5.3] H. K. Park et al., Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 710.

[2.10.5.4] Ch. Fuchs et al., Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 722.

[2.10.5.5] F. A. Hopf et al., Opt. Lett. 5 (1980) 386.

[2.10.5.6] V. P. Drachev et al., Rev. Sci. Instrum. 64 (1993) 1010.

[2.10.5.7] P. A. Bagryansky et al., Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 053501.

[2.10.5.8] T. Akiyama et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 093032.

[2.10.5.9] T. Akiyama et al., J. Plasma Fusion Res. 5 (2010) 047.

[2.10.5.10] T. Akiyama et al., Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 10D501.

[2.10.5.11] T. Akiyama et al., Rev. Sci. Instrum. 85 (2014) 11D301.

2.10.6 反射計

従来より種々の核融合プラズマ実験に適用されてきたマイクロ波反射計は、そのア クセス性の良さからヘリカル型核融合炉(FFHR-d1[2.10.6.1])においても適用性が高 いと考えられる。原型炉クラスにおいて反射計を適用する際に、想定される周波数領 域は、図 2.10.6.1 に示すように~300 GHz であり、ITER の想定周波数帯とほぼ一致す る[2.10.6.2]。したがって、ITER 用に開発適用される反射計システムはほぼ全て適用可 能であろうと考えられる。具体的には、周辺部-コア部電子密度分布計測、密度揺動 計測、実時間プラズマ位置制御、ポロイダル回転速度計測等々である。トカマク装置 である ITER の場合は磁気プローブの代替として位置制御センサーとしての適用が期

待されているが、ヘリカル装置の場合は むしろ周辺部密度制御センサーとしての 必要性が高くなると考えられる。

原型炉クラスの装置に対して、計測器 がひつようとするプラズマへのアクセス 空間(開口面アンテナを想定)は最低入 射周波数の波長程度であり、30 mm ID 程 度と考えられ、ブランケットモジュール の狭間 (~40 mm) に設置することが可能 である。アンテナと別室に設置するマイ クロ波機器との間は、金属導波管伝送が 可能で、コルゲート管を用いた往復 100 m の低損失伝送は既に LHD でも実装さ れている。LHD では、真空窓を用いて装 置と伝送路とは分離しているが、伝送路 途中に真空境界(2段、真空窓は tilt した fused Silica を想定)を施し、またより低 損失にするための乾燥空気充填すること も可能である。これらは ITER でも適用 される仕様であるが、LHD 第二期計画実 施時に伝送路中の窓境界実装試験を行 い、問題点を洗い出すための準備を整え た。

オプションである高密度核融合炉プラ ンの場合、例として示したプラズマより



Figure 2.10.6.1. Radial profile of characteristic frequencies in a typical plasma parameter in the FFHR-d1 fusion plasma reactor. "O-mode" refers to the ordinary wave cut-off frequency, i.e., the electron plasma frequency. "Cyclotron" denotes the electron cyclotron frequency. "Upper and Lower X-mode" denotes the right-hand and left-hand extraordinary wave cut-off frequencies. The dotted lines include relativistic effects with 10 keV of electron temperature.

も高い密度領域 (~1×10²¹ m⁻³) でのオペレーションとなる。これに対応するためは、 テラヘルツ波帯の計測システムの開発が必要[2.10.6.3]で、現在テラヘルツ波パルスを 用いた計測システムの開発研究を進めている[2.10.6.4]。なお、このシステムを用いれ ば、電子密度の視線平均値(^{*n*})を、時間履歴を問わずに測定することができ、一時的 に計測を止めるというような間欠的な運転が可能で、長時間の運転に適した計測手法 となりうる。その原理実証試験を行うため、計測試験用プラズマ源を製作し初期デー タを取得した[2.10.6.5]。今後、高温プラズマにおける実証試験を行う計画である。これまでの成果は、随時、国際会議において発表報告を行った[2.10.6.6-13]。

参考文献

[2.10.6.1] A. Sagara et al., Rev. Fusion Eng. Des. 87 (2012) 594.

[2.10.6.2] G. Vayakis et al., Nucl. Fusion 46 (2006) S836.

[2.10.6.3] T. Tokuzawa *et al.*, "Terahertz reflectometer for high-dense plasma measurements", Proc. LAPD2007.

[2.10.6.4] T. Tokuzawa et al., Plasma Fusion Research 8 (2013) 2402063-1-4.

[2.10.6.5] T. Tokuzawa *et al.*, "Application study for magnetically confined fusion plasma diagnostics using pulsed terahertz waves", Proc. LAPD2014.

[2.10.6.6] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of terahertz wave diagnostics for high-temperature and high-density plasma experiments", 20th International Toki Conference, Dec. 7 - 10, 2010, Ceratopia Toki, Toki-City, Gifu, Japan.

[2.10.6.7] T. Tokuzawa *et al.*, "Application plan of terahertz wave diagnostics for high-temperature and high-density plasma experiments", Proc. International Workshop on Optical Terahertz Science and Technology, Mar. 13-17, 2011, Santa Barbara, CA, USA.

[2.10.6.8] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of Pulsed Terahertz Wave Diagnostics for Fusion Plasma" Proc. 21st International Toki Conference, Nov. 28 - Dec. 1, 2011, Ceratopia Toki, Japan.

[2.10.6.9] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of High-Temperature and High-Density Plasma Diagnostics Using a Terahertz Wave (II)", Plasma Conference, Novmember 22 -25, 2011, Ishikawa Ongakudo, Japan.

[2.10.6.10] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of Nuclear Fusion Plasma Diagnostics Using by Pulsed Terahertz Wave", Proc. International Symposium on Frontiers in THz Technology, November 26-30, 2012, Todaiji Culture Center, Nara, Japan.

[2.10.6.11] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of Terahertz Pulse Wave Diagnostics for Magnetized Fusion Plasma Reactor", 22th International Toki Conference, Nov. 19 - 22, 2012, Ceratopia Toki, Toki-City, Gifu, Japan.

[2.10.6.12] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of THz Pulse Wave Diagnostics for High-Density Plasma", U.S.-Japan Workshop on Millimeter Wave Technology and Fusion Plasma Fluctuation Diagnostics, Jan.13-18, 2013, UC Davis, California, USA.

[2.10.6.13] T. Tokuzawa *et al.*, "Developments of Pulsed Terahertz Wave Diagnostics for Magnetically Confined Fusion Plasma", The 5th International Workshop on Far-Infrared Technologies 2014, Mar. 5-7 2014, University of Fukui, Fukui, Japan.

2.11 発電システム

2.11.1 発電システム概要

FFHRの最終目的は核融合反応によって生じる熱エネルギーを電力に変換し、系統に供給することである。系統に接続する発電システムでは接続する電力系統との取り合い条件を考慮したシステム検討が必要である。特に、プラント起動時の系統負荷の低減および急峻な電力変動抑制を考慮しなければならない。本節では、電力系統との接続を念頭においた発電システム検討を報告する。

2.11.1.1 定常運転時のパワーフロー

FFHR-d1 シリーズに関しては周辺機器の設計検討がまだ不十分である。そこで、 一つ前のモデルである FFHR-2m を元にして主要な機器の電力を想定した定常運転 時及び起動時の電力フローを図 2.11.1.1 に示す。なお、図には後述する補助熱源を 含んでいる。図中、括弧内の数値が起動時に必要な電力である。現状の設計におい

て自己点火による定常運転を狙った FFHRの特性、すなわち定常運転時の 加熱電力が0になり少ない循環電力で 定常運転が可能であることが示され る。ただし、冷却材循環動力などフロ 一図に組み込まれていない機器もあ り、それらの検討が今後必要である。

2.11.1.2 プラントの起動手順

火力発電を参考にした FFHR が停止 している状態から定常的な発電に移行 する過程の検討を開始した。起動にあ たっては、1. 超電導システムの冷却や 真空の確立、2. 高温部材の予熱及びコ イルの励磁、3.プラズマ点火および熱 出力増大制御、4. タービンおよび発電 機の起動、5. 電気出力を定格までの増 大、の手順が必要である。特に、プラ ズマ点火前後から発電までの過程で は、各部の温度、作動流体の圧力条件 も考慮し、適切な時間で熱出力を変化 させる必要がある。その際、炉心を部







Figure 2.11.1.2 A scenario for the startup of a fusion power plant.
分負荷運転できるか否かが重要である。

そこで、1.炉心の部分負荷運転が可能、2-a.炉心の部分負荷運転が不可で.補助熱源 を使用する、2-b.補助熱源を使用しない、の各場合について起動手順の検討を行っ た。図 2.11.1.2 は炉心の部分負荷運転が不可で、外部に補助熱源(炉心出力の 10%程 度)を用意した例である。これにより、炉心などの予熱を行うと同時に、蒸気タービ ンの起動に必要な蒸気の生成、発電機起動、系統連携をし、その後炉心出力を増大 させて、タービン入力を核融合出力に切り替える。この場合には必要な熱をプラン ト内で供給するため、系統への負担が小さいという利点がある。

2.11.1.3 発電方式の検討

核融合の熱出力は、熱交 換器を介してタービン発電 機により電力に変換する。 その際の変換効率は40%を 目標とする。タービンの作 動流体としては、(1)二酸化 炭素、ヘリウムなどの不活 性ガス、(2)水蒸気あるいは 超臨界の水、を候補にす



Figure 2.11.1.3 Schematic diagram of the regeneration cycle.

る。ヘリウムを利用したクローズドサイクルのガスタービン系においても多段の再 熱サイクルとすることで40%の効率となりうることが示されている(清水(九州大 学))[2.11.1.1]。二酸化炭素による先進タービンの開発については、後の節で報告す る。本節では水蒸気を使用した蒸気タービンを中心に検討する。構成は既存の加圧 水型軽水炉(PWR)を参考とするが、目標効率40%を達成するためには最新火力と 同程度の蒸気条件(700度25-30 MPa)とする必要がある。再生再熱サイクル超臨 界蒸気プラントをFFHR に適用した場合の概念図を図2.11.1.3 に示す。FLiBe の使 用温度は550度程度であり、ダイバータなどのより高温の熱源を使用した追加熱が 必要となる。また、FLiBe 熱交換器の最低温度も450度程度に制限されている。こ のため、復水は再生熱交換器あるいは他の低温源による加温が必要である。

これらの熱交換器での熱量と炉心各部の熱出力との整合が必要であるが、未だ検 討を完了していない。引き続きプラズマ出力と整合するような再生蒸気量および条 件の検討を進める必要がある。また、熱交換に関してもトリチウムの透過防止と交 換効率の両立を目指す検討が必要である。外部電源喪時に主要機器の除熱を如何に 行うかも重要な検討課題である。非常時の冷却は自然対流を利用した受動的な循環 によることが望ましい。これに対しては、初期のBWRと同様に非常用復水器によ る除熱および冷媒の循環、小型の蒸気タービンによる計装機器用の電源供給も検討 している。

2.11.1.4 水素製造併用の検討

核融合熱出力利用の応用として水素製造を併用する構成も合わせて検討している [2.11.1.2.11.1.3]。図 2.11.1.4 に構成案を示す。1.輸送および貯蔵可能な燃料として の水素を製造する、2.水素を燃料とする発電機を併設することで電力需要変動を吸 収し、一定出力での炉心運転を可能とする、3.プラント起動時に必要なエネルギー 源として水素を利用する、ことが可能となる。同時に発電に使用しない廃熱を水素 製造に使用することで、発電のみの場合と比較して、核融合出力全体のエネルギー 効率の改善が見込まれる。

参考文献

[2.11.1.1] A. Shimizu et al, "Feasibility of Helium Gas Turbine System for Molten Salt Blanket", NIFS Annual Report Apr.2006-Mar.2007 (2008)

[2.11.1.2] S. Yamada et al., "Conceptual design of the cryogenic system for the helical-type fusion power plant FFHR", Fusion Engineering and Design 82 (2007) 2817–2823.

[2.11.1.3] S. Yamada et al. "Study on hydrogen production from steam electrolysis in LHD-type power reactor FFHR", Fusion Engineering and Design 84 (2009)1997-2001.



Figure 2.11.1.4 Conceptual design of a fusion power plant that coproduces hydrogen fuel.

2.11.2 次世代型先進発電方式の検討

2.11.2.1 はじめに

核融合による発電を行う場合、長時間連続して核融合反応を維持制御すると同時 に運転維持に必要となるエネルギー(入力エネルギー)と核融合反応により生成さ れるエネルギーとの比(エネルギー増倍率)を5~10以上にする必要がある。

核融合発電を実現するための一連の技術開発の大きな時流の変化とともに、核融 合発電実証のための原型炉開発ための議論もすでに始められている。

相良らは、ヘリカル型核融合炉 FFHR による発電実証を計画しており FFHR に接 続可能な発電実証技術としての超臨界 CO₂ ガスタービン発電システムの適合性、経 済性、安全性に関する技術検討を行った[2.11.2.1]。本稿ではその結果の報告を行う。

2.11.2.2 ヘリカル型核融合炉 FFHR

ヘリカル型核融合炉 FFHR による発電実証を成功裏に導くための発電系に求められるキーテクノロジーならびにその達成目標値は下記の通りである。

- (1.1) FFHR 技術開発キーテクノロジー
 - ① 高発電効率技術
 - Q低コスト化技術
 - ③高い安全性·安定性
 - ・1次系から2次系発電系へのトリチウム拡散汚染
 - ・1 次系異常減圧時の高圧 2 次系発電系冷却材の逆流入
 - ・2次系冷却材による化学反応事故等
- (1.2) FFHR 達成目標値
 - ④ 発電効率 40%以上
 - ⑤ 建設コスト 2/3 以下
 - ◎ 拡散 T との化合物反応を生じない化学的安定性の高い 2 次系冷却材の採用
 ◎ 2 次系への T 拡散防止構造

そこで、ここでは FFHR の熱源としてブランケット熱出力(2420MW×510℃)を中間熱交換器(IHX: Internal Heat eXchanger)を介して発電システムへ入口温度480℃で供給すると同時にダイバータからの熱出力(490MW×250℃)も同時に利用できるシステムとして、水/蒸気発電、ヘリウムガスおよび超臨界 CO₂ ガスタービン発電の三形式における性能比較とこれらの発電システムの FFHR への適正評価を行う。

(2.1) 発電効率

従来検討されてきた核融合発電炉概念における熱の取出しは、真空容器内ブラン ケットからの熱と製造トリチウム(T)の輸送を兼ねガスないし溶融塩等の冷却材、 中間熱交換器(IHX)を介して水蒸気発電系に熱伝達される。

(2.1.1) 水/蒸気発電システム

ここでは 3GW 級 FFHR1 次系からブランケット熱出力(2420MW×480℃)を2 次 系水/蒸気発電システムに投入した場合に期待しうる発電効率を評価した。

図 2.11.2.11 水/蒸気発電システムを示す。FFHR 炉内熱源は、ブランケット (2420MW)およびダイバータ(490W)であり、ブランケット熱出力を主に中間熱 交換器(IHX)を介して水/蒸気発電システムに投入して最高蒸気温度480℃の再加熱 方式発電システムにより高効率発電を行う。一方、ダイバータ熱出力は後述の予 加熱器(FWH(Feed Water Heater))等に供給される。

本再加熱方式発電システムでは、480℃高温蒸気をまず主蒸気タービン(Main ST)に導き発電を行った後、予加熱器(FWH)への一部抽気を除きタービン出口から IHX に再投入して 480位再加熱した後再加熱蒸気タービン(Reheater SG)に投入することで再度発電することができる。Main ST 同様一部抽気分を除いた再投入蒸気は復水器(Condenser)により凝縮後 FWH により予加熱後循環水として再び IHX で再加熱される。図 2.11.2.a 及び b には蒸気最高温度×圧力が480℃×20MPa の場合の本再加熱方式発電システム運転時の i-s および T-s 線図をそれぞれ示す。

以上の結果、水/蒸気発電システムの最高蒸気温度 480℃おける発電効率は蒸気 圧 8~20MPa において 36.7~38.5%と評価された。

(2.1.2) ヘリウムガスタービンサイクル発電システム

IHX を介して 2 次系発電システムにヘリウムガスタービンサイクル発電システム を採用した場合の発電システム図を図 2.11.2.3 に示す。本システムは Brayton サイ クルであり中間熱領域における熱エネルギーの供給は、高温側から低温側に Recuperator 再生熱交換器 (RHX: Regenerative Heat Exchanger) により熱損失を最小 化しながら行われる。従って、本サイクル発電システムでの高効率化するためには ガスタービン入り口温度を高温化する必要がある。また、本システムの動力系は高 圧・中圧・低圧圧縮機とタービンが一軸に連結された一軸設計となっており、圧縮 動力を最小化するため高圧圧縮機手前に前置冷却器(Precooler)1基ならびに高圧-中圧圧縮機ならびに中圧-低圧圧縮機の間に中間熱交換器が1基づつそれぞれに設け られている。図 2.11.2.4 にタービン膨張係数に対する IHX1 次系出口温度とサイク ル発電効率との関係を示す。これによるとタービン膨張率が増加すると IHX1 次系 出口温度は350℃から200℃まで低温化するもののサイクル熱効率はさほど大きく変 化せず、膨張率 1.8~4 の場合で熱効率は 34.7~28.6%程度と他の発電システムと比 較してさほど変わらない。ここではヘリウムガスタービン入口温度480℃で外部熱源 温度ならびにタービン膨張率を250℃×2.5 と想定した場合の i-s および T-s 線図を 図2.11.2.5(a)(b)にそれぞれ示す。

(2.1.3) 先進超臨界 CO₂ ガスタービン発電システム(A-S CO₂GT)

超臨界 CO₂ ガスタービン発電システム(SCO₂-GT)は上記ヘリウムガスタービン 同様、1種のガスタービンサイクル(Brayton サイクル)である。臨界状態での CO₂ 比熱は線形的変化をしないことから図 2.11.2.16 に示す超臨界状態範囲で発電シス テムを運転しても RHX が効果的な働きをしないためサイクル熱交効率は改善されな い。そこで A-SCO₂GT では RHX 部に二基の RHX1 及び RHX2 を設けるとともに前 置冷却器への冷却材流れを分割することで前置冷却器手前でのバイパス流(Bypass) を新たに設けた。図 2.11.2.7 にこの発電システムのフロー構成図を示す。この発電 システムは、主圧縮機と Bypass 圧縮機をタービンに接続する一軸設計方式を採用し ており、主圧縮機出口流体を低温側 RHX2 に導き再昇温させると同時に Bypass 圧縮 機で再昇圧・加熱された Bypass 流と高温側 RHX1 直前で合流させ、流体熱容量(= 流量×流体比熱)を高温部 RHX1 より小さくすることで RHX1 通過後の高圧側 CO2 の出口温度を高め高圧側での RHX 全体の熱交換効率を改善させている。図 2.11.2.8 にガスタービン入口温度×圧力、480℃×20MPaでのIHX1 次系出口温度なら びにガスサイクル熱効率とガスタービン膨張率との関係を示す。これによると、ガ スタービン膨張率 2.35 でサイクル熱効率 42.4%の最高値を示し、上述の水/蒸気発電 システムならびにヘリウムガスタービン発電システムのサイクル熱効率を大きく上 回る。この最高値における本発電システムの*i-s* および *T-s* 線図を図 2.11.2.9ab にそ れぞれ示す。

上述した480℃熱源からのA-SCO₂GTによるサイクル効率計算では、IHX1 次系出口 温度が FFHR で想定されている250℃より高めに(A-S CO₂GT では 345~350℃)設 定されていることから、同発電システムにおいて FFHR への適合性を高めるための さらなる検討が必要である。ここでは、IHX1 次系出口温度熱源を主圧縮機出口 CO₂ の再加熱に利用することでサイクル熱効率を向上させる方法を検討した。その結果 を図 2.11.2.10 のマス-ヒートバランス系統図で示す。上記システムで主圧縮機出 口条件(69℃×20.6MPa)の CO₂ を RHX2 に直接導入するための両機器とダイバー 夕間に新たに熱交換器(HX)を設けることで圧縮機 CO₂出口条件を 89℃×20.4MPa に高温化させ IHX2 次系 CO₂入口温度を高温化することでサイクル効率ならびに主 要機器(IHX ならびに RHX 効率)性能を改善することができる。

ここでは 2 次系発電系の各コンポーネント容量を考慮して、ブランケット総熱出 力 2910MW の FFHR 1 基分の熱容量に対して図 2.11.2.11 に示すように4モジュー ルの A-SCO₂GT の配置を想定している。

2.11.2.3 FFHR 発電システムの経済性

ここでは 3GW 級 FFHR 発電のための水/蒸気発電システムと A-SCO₂GT とで必要 とされる主要機器の体積・寸法を概算することで建設コストの比較を行った。表 2.11.2.1 に両発電システムのタービンをはじめとする主要機器の体積ならびに寸法 を示す。これによると、例えば両者におけるターボ機器の設計寸法は、250MWt 級 水/蒸気発電システムの全体設計寸法は 20m を超すサイズとなるのに対して、 600MWt 級 A-SCO₂GT ではその全長はわずか 8m となる設計仕様である。さらに各主 要機器の体積を比較すると A-SCO₂GT は水/蒸気発電システムのわずか 44%程度と評 価された。この結果から両者の製造コストを算定比較するには各主要機器の構造、 材質等の違いを正確に評価する必要はあるが、圧倒的な物量差から少なくとも A-SCO₂GT の製造コストが低いことが分かる。

この両発電システムを核融合プラントに採用した場合のガスタービン建屋サイズ比較を図 2.11.2.12 に示す。600MWt 級設備においてタービン建屋サイズは水/蒸気発

電システムでのタービン建屋容積は 9 万 $m^3 \times 2.4$ (=600MWt/250MWt) であり、A-SCO₂GT に対して約 1.6 倍の容積規模になるものと予想される。

すなわち、両発電システムの建設コストにおいては A-SCO₂GT のほうがはるかに優れているといえる。

2.11.2.4 ヘリカル型核融合炉 FFHR 発電システムの安全性

核融合炉心ならびに 1 次/2 次系に重大な損傷を与える代表的な事故事象として設計上考慮しなければならない事項は下記の通り。

①1次系異常減圧時の2次系冷却材大量流入事故

運転中1次系および IHX 配管破断等により1次系異常減圧が生じた場合、2次系冷却材が真空容器内に大量侵入する事故事象

©1次系からの2次系のトリチウムインベントリー

1次系冷却材中の製造TがIHX 伝熱配管を介しての2次系への拡散侵入

(4.1) 1次系異常減圧時の2次系冷却材大量流入事故

水/蒸気発電系において、運転中上記0の事故事象が発生した場合、炉心(高温状態 のプラズマ対抗機器や真空容器など)に致命的なダメージを与え、最悪の場合真空 容器自体が使用不能に陥るケースが考えられる。これに対して 2 次系冷却材に不活 性高圧 CO2 ガスを採用することがすくなからず上記重大事故事象を回避するための 最良の選択である。不活性 CO2 ガスが仮に真空容器に大量に侵入したとしても高温 状態で各種プラズマ対抗機器や真空容器との反応を生じないため、侵入後ただちに 真空排気することで現状復帰させることに時間を要しない。

(4.2) 1次/2次系トリチウムインベントリー

1次/2次系トリチウムインベントリーについて溶融塩1次系に接続した2次系発電 系の場合を概観する。ブランケット内で生じる核熱ならびに製造トリチウム(T)を 包含した溶融塩は中間熱交換器(IHX)に導かれ、IHX内で主に熱交換を行うが、こ の熱交換時に温度差ならびに水素濃度差により2次系冷却材に製造Tの一部が熱交 換伝熱面を介して拡散混入することから、現在伝熱面へのコーティング等によりT の2次系混入を極力防止する対策が講じられていが、現段階では完全に封じ込める ことができないことから2次系拡散混入するT混入量をある程度許容して2次系設 計を行う必要がある。

相良らにより、セラミック生成膜/金属とのクラッディング材の水素漏えい量から 推定される 2 次系混入量が検討された[2.11.2.2]。これによると 3GW 級 FFHR 運転時 の 1 次系から 2 次系への T リーク量は約 0.4 g /day と推定される。水/蒸気発電系の場 合、T の 2 次系拡散による冷却材混入時にすべて H₂O→T₂O 化するとした場合、2 次 系循環水がすべて T により置換された場合の年間汚染水量は膨大になるとともに、 これを作動媒体とするターボ機器(タービンや圧縮機)すべてがコンタミすること になるから、汚染水管理ならびにターボ機器のメンテナンスに大きな支障をきたす ことになる。 これに対して、A-SCO₂GT で使用する多相系超臨界 CO₂は T と完全混和状態とな るが化学合成物質が生成しないため、気液分離層等を IHX2 次系 CO₂入口近傍に設 けることで CO₂からの T の分離除去を比較的容易に行うことができる。また、汚染 されたターボ機器も定期点検時にはすでに実用化されている超臨界状態の高圧 CO₂ ガス洗浄装置により除染することが可能である。

以上の検討結果から、FFHR の発電システムは A-S CO₂GT が最も適切と考えられ ことから、以降 FFHR ブランケット溶融塩 1 次系への接続を想定した同発電システ ムの技術検討を行う。

2.11.2.5 ブランケット1次系溶融塩ループ接続の各機器要素設計仕様

3 GW 級 FFHR 炉内 1 次系においてはブランケットならびにダイバータはそれぞれ 2 次系 IHX ならびに HX に接続されており[2.11.2.3]、IHX1 次系は FLiNaBe 溶融塩ル ープ構造となっている。表 2.11.2.2 に各溶融塩ループならびに 2 次系 A-S CO₂GT の 定常運転モード状態でのヒートマスフローを示す。

ここでは、上記定常運転モード条件達成に必要な各主要機器(中間熱交換器やター ボ機器等)の設計仕様に関する検討を行う。

5.1 中間熱交換器 IHX

中間熱交換器 IHX1 次系及び 2 次系冷却媒体の出/入口温度×圧力条件をそれぞれ $650^{\circ}C/375^{\circ}\times 0.1$ MPa および $353^{\circ}C/480^{\circ}C\times 20/20.2$ MPa と設定し、1 次/2 次冷却媒体に FLiNaBe 溶融塩(最高/最低使用温度 $650^{\circ}C/350^{\circ}C$)及び超臨界 CO₂を採用した。ここでは、IHX 内 2 次系内圧力損失を 0.2MPa を設計目標値として(4.1.1) S 字プレートフィン型コンパクト熱交換器ならびに(4.1.2)二重配管型熱交換器ついて伝 熱流動解析を行いそれぞれの構造成立性を検証した。

(5.1.1) S字プレートフィン型 IHX

S字プレートフィン型熱交換器は図 2.11.2.13,2.11.2.14 に示すように S 字マイク ロチャンネル流路を設けた平板積層構造を有し、高速増殖炉建屋や圧力容器等狭隘 な空間に設置できるコンパクト性ならびに低圧損・高熱交率性を有し、主に 1 次系 Na/二次系超臨界 CO₂ やガス/ガス熱媒体間の高性能熱交換器として開発されてきた。 ここでは従来の当該熱交換器設計手法にのっとり 1 次系高温溶融塩/二次系超臨界 CO₂冷却媒体とした IHX としての構造成立性を検討する。

(1) S字プレートフィン型 IHX の基本設計形状

S 字プレートフィン型 IHX の伝熱流動特性を評価するため、IHX シングルプレートS 字フィンコア要素単層解析モデル(要素縦×横×フィン高さ、253.4×340×50mmt)において、2 種類の溶融塩(FLiNaBe 及び FLiNaK)と超臨界状態 CO2を要素長手方向にそれぞれ定量・定速・定温状態でプレート内を流動する際の流動圧力損失を評価した。ただし、各冷却材の物性値は温度関数として同表の温度範囲のもので与え、またコア要素回りは断熱状態とし、熱の出入りはないとして伝熱解析を行った。S字フィンコア要素内を定量・定速で流動する各種流体の圧力分布を計算したところ、

コア要素モデル出入口における各種流体の圧力損失 *ΔP* は FLiNaK が最も大きく、入口/出口圧力比で約 1/10 程度、次いで FLiNaBe は約 1/2 と大きな圧力損失を生じることが分かる。これは主に溶融塩流体の高温粘性抵抗によるものである。これと対照的に低粘性超臨界 CO₂での圧力損失はほとんど生じない結果となった。

プレートフィン型熱交換器の最大の特徴の一つはそのコンパクト性にあることから、 この特性を損ねない最適設計構造を行うためには、上記圧損評価に用いたコア要素 モデルのマイクロフィン高さを最小(t=50mm)に設定するとともに長手流路長さを 最適化する必要がある。

①チャンネル高さ

フィンコア要素モデル形状においてフィン高さを 0.0125~0.05mに変化させたモデル の伝熱解析結果によると、FLiNaBe ではチャンネル高さが 0.0125mm になると流動抵 抗が顕著となり出口側は負圧となり逆流が生じることが分かった。FLiNaK の場合で は、フィン高さ 0.025m ですでに逆流が生じることが分かる。これに対して超臨界 CO₂ ではどのフィン高さにおいても顕著な圧損は生じないものの、マイクロフィン 構造の最適化なされていないことから出口側流速は入口側流速の 1/10 程度に減速す る傾向がある。

流路長さ

フィン高さ 0.05mのフィンコア要素モデルより得られた出入口圧力から結果から、 溶融塩冷却材の場合流路長手方向での圧損は FLiNaBe 及び FLiNaK の場合でそれぞ れ 16.2%/0.1m、25.9/0.1m 程度と見積もられた。このように溶融塩冷却材をマイクロ フィン流路に流す場合、きわめて高い流動抵抗を示すことから FFHR の IHX1 次系溶 融塩ループにおける圧損分を復圧するためのポンプ駆動動力を要する。そのため発 電炉全体での発電効率を落とす重大な問題になりかねない。そのためマイクロフィ ン型 IHX の設計事象において長手方向流路長さの結果は極めて重要な事項となる。

以上の解析結果から、溶融塩1次系流路/超臨界 CO22 次系流路を兼ね備えた S 字型マイクロフィン IHX 解析モデルでの設計指標を下記に示す。

① 溶融塩1次系流路

・流路チャンネル最小高さ:0.05m以上

・流路チャンネル最長流路長さ:

FLiNaBe 0.5m以下

FLiNaK 0.3m以下

② 超臨界 CO22 次系流路

流路チャンネル高さ;:数mm以上

・流路チャンネル最長流路長さ:数m範囲で制限なし

(2) S字マイクロフィン型 IHX 要素モデルの伝熱性能評価

ここでは、上記流路基本設計指標に基づいた形状での溶融塩1次系流路に対して その上下方向を超臨界 CO₂2 次系流路で挟み込んだ S 字型マイクロフィン IHX 三層 モデル(超臨界 CO₂/溶融塩/超臨界 CO₂、幅 W×流路長 L×三層高さ H、 0.17×0.45×0.18m)による対向流伝熱解析を行い、同 IHX モデルの溶融塩1次系から 超臨界 CO₂2 次系への熱交換容量の定量評価を行った。ここでは、同モデル側面方向 の熱の流れはないものとした。また、同 IHX モデルの構成材料をアルミ、銅、スチ ールの三種類とした。その結果、熱交換容量は IHX 抗生材をスチール、アルミ、銅 の熱伝導率の低い順で 1 次系熱媒体が FLiNaBe 及び FLiNaK の場合でそれぞれ 0.11 ~0.122MW、0.122~0.136MW と評価された。ただし、本設計での S 字マイクロフィ ンの最適化設計がなされていないため、超臨界 CO₂2 次系出口圧力が設計目標値をわ ずかながら下回る結果となっている。

(3) S字マイクロフィン型 IHX サイジング

上記(2)のS字マイクロフィン型IHXモデルで得られた熱交換容量を参考値に、 超臨界 CO₂ないし溶融塩の1モジュール流路サイズ(流路長さ(L)×幅(W)×フィ ン高さ(H))を 0.34m×0.253m×0.05m として超臨界 CO2/溶融塩/超臨界 CO2の積層 パターンを構造構成した IHX における 1 次系/2 次系の熱交換容量をその積層数(モ ジュール数)とともに計算した。これによると、3GW級 FFHR のダイバータ熱出力 (2420MW ないし 600MW×4 モジュール)を1次系側溶融塩1ないし4ユニットで受 け持つ場合のモジュール積層数は 40~45 ないし 8~9 がそれぞれ必要となる。一方、 熱容量が溶融塩より低い 1 次系側超臨界 CO2 での1ユニット積層数は 1322 ないし 265 モジュールと1次系溶融塩側の約30倍のモジュール数が必要となる。このこと ら IHX1ユニット構造を単純に考えると1モジュール (0.45m (L) ×3.4m (W) ×0.18m(H))の1次系溶融塩伝熱流動モジュール/超臨界 CO2 伝熱流動モジュール の積層構成割合を 1/30 で構成する 0.45m(L)×3.4m(W)×5.4m(H)の積層構造ユ ニット1基により1次系/2次系間で熱交換容量 66MWの IHX を構成することができ る。従って、600MW相当の熱交換を1次系 FLiNaBe/2 次系超臨界 CO2 で行う場合の IHX 基本構造は、圧力容器(φ7m×11mH)内に同ユニット 9 基を 2 段重ねで収納す る構成となる。

(5.1.2) 二重配管型 IHX

3GW 級核融合炉熱源からの熱エネルギーを取出し発電する FFHR 発電プラントでは、プラズマからの熱負荷を受熱する溶融塩ブランケットと炉内熱交換を受け持つ IHX から構成されている。

ここではプラズマからの熱負荷を最大 1MW/m² とした場合の溶融塩ブランケットな らびにプランケット受熱時に接続し、超臨界 CO₂ ガスタービン発電部に熱輸送する ための IHX の伝熱性能検証を伝熱流動解析により行った。

(1) 溶融塩ブランケット

溶融塩ブランケット伝熱流動解析は、プラズマからの1 MW/m² 級高熱負荷を受熱 する平面パネルとその内部に U 字伝熱管から構成される解析モデルにより実施した。

プラズマからの熱負荷レベルに応じた受熱パネル/U 字伝熱管構造モデルにおける 伝熱流動解析の結果、パネル(長さ×幅×厚み、5m×3m×0.3m)/U 字伝熱管(直径× ターン数、φ0.2m×4 ターン)構造モデルの最大熱負荷時(1MW/m²)において、溶 融塩出/入口流速×流量が 5/2(m/s)×239(kg/s)付近で溶融塩出/入口設計温度・圧力条 件を満足する U 字管内流動条件が存在することがわかる。

(2) 二重配管型 IHX

ここでは上記(1)で得られた溶融塩ブランケット運転条件で溶融塩を介して得 られる熱出力に対して与えられた出/入口温度・圧力を満たす二重配管型 IHX の最適 設計を行う。ここで伝熱二重管構造として J 管要素をつなぎ合わせた二重管型 IHX 伝熱管の伝熱流動解析による最適化設計を行う。J 管要素では内管/外管(内径×外径 ×直接管長×エルボー高さ、φ0.2m×φ0.32m×5m×1.3m)に高温溶融塩/低温超臨界 CO₂ をそれぞれ対向流方式で流し熱交換する構造とする。

①伝熱配管直径/管長

対向流二重伝熱管の内径×長さ φ 0.2m×5m に対して外径を φ 0.34~0.54m に変化させた 場合の 1 次/2 次系の交換熱量ならびに出/入口温度差を解析した結果によると、内/外 径比が小さいほど出/入口温度差は大きくなる一方、交換熱量にさほど大きな差異は 認められなかった。二重直管伝熱管の場合、交換熱容量は 2.5MW/本であることから ブランケットからの伝熱輸送量 15MW を同型伝熱管で熱交換するためには単純に 10 数本程度の伝熱長さが必要であることが予測される。そこで、J 管を連結した二重管 型 IHX 伝熱管モデルの伝熱流動解析を行った結果、内/外径 φ 0.34/ φ 0.2m の J 単管の 場合の交換熱量を二重直管伝熱管のものと比較すると、交換熱量が顕著に減少して いる。これは、エルボー部を有する J 単管での 1 次/2 次系冷却材輸送速度がエルボー 部の配管抵抗により低下したのが主要な原因である。従って、内/外径 φ 0.34/ φ 0.2m の J 単管を 5 ないし 11 連結した二重管型 IHX 伝熱管モデルでも十分な交換熱量が得 られていないことが分かる。しかしながら、外径を φ 0.54 に変更した二重管型 IHX 伝熱管モデルにおいては、1 次/2 次系冷却材の管内流速・流量の回復もあって交換熱 量ならび 2 次系出口温度は設計目標値に達している。

◎ ダイバータ/IHX 一体化モデル

上記⁰の伝熱流動解析の結果から、J 管連結二重管型 IXH 伝熱管の形状/長さを決め ることができた。そこでここでは上記(1)のブランケット部と J 管連結二重管型 IXH 伝熱管モデルを組み合わせて一体化するとともに全体のコンパクト化を図った。 図 2.11.2.15 にコンパクトダイバータ/IHX 一体化モデルを示す。主に、J 管連結二 重管型 IXH 伝熱管分がダイバータプレート面積内に収まるよう内側に折り曲げるこ とによるコンパクト化を図った。同モデルによる交換熱容量ならびに 1 次/2 次出入 口温度ならびに圧力は設計目標値をいずれも満足している。

③ダイバータ/IHX 一体化モデルの温度効率(Temperature Effectiveness)

プラズマからの熱負荷 1MW/m²に対応するためのダイバータ/IHX 一体化モデルの最 大受熱容量の設計値は 15MW/モジュールであることから FFHR の 1/4 炉心の 600MW (=2420MW/4) の熱出力を受熱するためには、上記 1 体化モデル 40 モジュールを 要する。しかしながら、ダイバータ熱交換部位ならびに IHX 熱交換部位における熱 損失(特に前者)は免れず、実用的にはダイバータ熱交換部位におけるプラズマ/溶 融塩ならびに IHX 熱交換部位における溶融塩/超臨界熱交換時の温度効率を設定する 必要がある。そこでここでは、ダイバータ熱交換部位及び IHX 熱交換部位の温度効 率をそれぞれ 46%及び 90%と設定し、ダイバータ/IHX 一体化モデルの1ユニット当 たりの総合温度効率を 42%(=46×90)と設定した。

5.2 ガスタービン

A-S CO₂GT のガスタービン部性能諸元ならびに空力損失は、ヘリウムガスタービンの空力損失(3)と比較すると全体的な損失は約 1/2 程度となる。タービン断面構造を図 2.11.2.16 にそれぞれ示す。ガスタービン動力容量は 413.4MW/基、静翼/動 翼段数×直径、4段×0.96m、熱効率 93.4%である。ケーシングサイズは φ3m×3mL 程度を想定している。

5.3 圧縮機

主圧縮機ならびに Bypass 圧縮機は同等性能を想定しており、動力容量 55.7MW/基、 静翼/動翼段数×直径、8 段×0.52m、熱効率 88.3%である。

5.4 前置冷却器及び中間冷却器

600MW 級 A-S CO₂GT では 23.1MW/unit 級前置冷却器及び RHX 1 がそれぞれ 20 及 び 36 ユニット、12.2MW/unit 級 RHX2 が 36 ユニットそれぞれ必要である。ここで RHX 高温側の温度効率を RHX1 及び RHX2 でそれぞれ 98 および 90%で設定してお り、その際の圧力損失を RHX 高圧側/低圧側で 0.4%/1.2%、前置冷却器では 1%と設 定している。

5.5 発電機

図 2.11.2.17(a)に A-S CO₂GT の 600MW 級ターボ機器/発電機断面図を示す。ター ボ機器においては同図(b)の 600MW 級ヘリウムガスタービンの場合と比較して、圧 縮機ならびにタービンダ段数が約半分に減少するとともに、全長で約 60%程度、直 径で半部以下となり、小型軽量化されていることがわかる。一方 265MWe 級発電機 においては既存(発電効率 99%)のものを採用しており、コスト・メンテナンス等 の観点から超電導発電機等の採用による小型軽量化は行っていない。

5.6 メンテナンス

ダイバータ/IHX からの熱出力の 2 次系 A-S CO₂GT 系内ヒートマスバランスと冷却 材流れを検討した。ここでの主要構造機器は、ガスタービン/発電機、中間熱交換器 (RHX1 及び 2)、前置冷却器、主圧縮機、Pypass 圧縮機である。ダイバータ/IHX からの熱出力(480°C/20MPa×3843kg/s- CO₂)は PCPV 内のタービンに導かれた後、 PCPV 外の RHX1、その後 PCPV 内 RHX2 及び前置冷却器を通して主圧縮機により 復圧(69°C/20.6MPa×2416kg/s- CO₂)され、再び RHX2 に戻され再加熱される。一 方、 RHX2 通過後熱流体の一部は Bypass(1427kg/s- CO₂)され、Bypass 圧縮機によ り再加熱・復圧後 RHX2 で再加熱された加熱流体と混合流として RHX1 で再加 熱後(353°C/20.2MPa)ダイバータ/IHX に戻される。

メンテナンスのための PCPV 内の分解ならびに系内主要機器の取出し要領を検討 した。まず、のPCPV 周囲の出入用ハッチを遠隔操作ロボットにより開放し、内部除 染後系内発電機とターボ機器との接続を解除する。次にののPCPV 両鏡を取り外し、 の発電機を PCPV から移動させ、次にのガスタービン/発電機、中間熱交換器 (RHX2)、前置冷却器、主圧縮機、Bypass 圧縮機を移送させ、その後別建屋のワー クスペースにて各機器のメンテナンスを実施する。

2.11.2.6 FFHR 実用化に向けての R&D

6.1 溶融塩接続ループ試験への接続性能試験

NIFS では FFHR1 次系溶融塩テストループ Orosh2i-2 を完成させた[2.11.2.4]。本試 験装置では、熱の除去及び燃料のトリチウム生産に伴う核融合ブランケットとの機 能について強電磁場・高温場での実際の使用環境、条件を模擬した統合実験を実施 し、長期間安全に運転するために必要となる技術開発研究及び実証を行う。

今後、上述の 3GW 級 FFHR による発電実証試験を実施するためには、1 次系溶融塩/2 次系 A-S CO₂GT との機能整合性に関する実証試験が不可欠である。中でもその最 も重要なものが 1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO₂の IHX 性能試験であり、次いで IHX を通じて 1 次系からの熱エネルギーを電気変換するための A-S CO₂GT 機能試験であ る。

Orosh2i-2 試験装置では、加熱循環するための溶融塩の除熱冷却を水冷式冷却器で行っていることから、今後上記装置内の熱交換部ないし超電導磁石試験部手前の溶融 塩循環試験部において IHX/A-S CO₂GT 機能試験部を増設接続し、その機能試験を実施する予定である。

6.2 トリチウムインベントリ対策

(1) C12A7: O²ケージ内 O²アニオンの CD (Current Drive) 制御性

C12A7:O²は 12CaO7Al₂O₃のカチオンケージ内に O²·アニオンが束縛さえている透明なセラミック(Myenite Compound :MC)である。このケージ内酸素イオンを高温で酸化剤を介して離脱させることによりのエレクトライド化状態(C12A7:e⁻(MCE)と表示)にすることができる。また、このエレクトライド化状態(黒色化)から逆に酸素イオン以外の元素(H、OH、F、Cl等)をイオン化してケージ内に封じ込めることができる。

同エレクトライド化材料は還元力があるとともに、C12A7:O²状態では高温化するこ とによりケージ内酸素イオンの活性化により酸素イオン伝導体化ともなることから SOFC として外部電位を掛けることにより二酸化炭素を一酸化炭素に再資源化できる 可能性を有している。定電圧印加制御時(Current Drive :CD)には酸素イオンが電位 正極側に移動しやがて酸素単原子が材料外に乖離し一部エレクトライド化するが、 ケージ電位バリアの抵抗がある場合、必ずしもこの移動・変化は十分には生じない。 一方、定電流制御の場合、ケージ内空間に電子が供給されることから酸素イオンの 移動が活発化し、酸素イオンの正極移動ならびにエレクトライド化が顕著に生じる。 C12A7:O²単結晶にモリブデンワイヤーによる正負両電極を試験片に巻き付け、極低 酸素雰囲気 400□加熱下で CD 制御を行った場合の試験片の状態を観察すると、正極 側でモリブデンワイヤーの酸化による発光がみられるとともに黒色化(エレクトラ イド化)していることが分かる。

以上の結果から、水素化処理した C12A7:Tに対して CD 制御を行うことにより印加 正極に T-アニオンを正極側に局在化させることが可能であることから、1 次系溶融塩 /2 次系超臨界 CO₂の IHX 伝熱管表面に同材料をコーティングすることで T の 2 次系 側への拡散防ぐ効果が期待される。 (2) 水素吸蔵特性

ここでは、1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO₂の IHX 伝熱管表面にコーティングされ た C12A7:O²ならびに C12A7:eの高温使用場で、伝熱管素材中を拡散してきた T を 両材料が水素化ないし水素吸蔵により材料内に取り込む危険性がある。そこで高温 高圧水素(H)及び重水素(D)下での両材料の水素圧力-温度-水素吸蔵放出量の関 係をそれぞれ調べた。MCE の室温ならびに400℃において最大水素加圧 10MPaH2ま での水素吸蔵量の計測結果では、MCE には水素が全く吸蔵されないことが分かった。 一方、MCE の場合、最大 10MPaH2までに約 0.05wt%H2が試料に吸蔵されるが減圧 後再び試料から離脱することが分かった。同様に最高温度×圧力、800℃×0.1MPaH2 ならびにD2の水素化処理実験を行った結果、両材料ともに全く水素化しなかった。 この結果から、上記FFHR1次系溶融塩の運転条件(650℃×0.1MPa)では、MC及び MCEでの水素化ないし水素吸蔵は生じないことが結論される。

(3) 溶融塩腐食試験

1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO₂の IHX 伝熱管表面への MC コーティング処理施工 を行う場合、施工面の 1 次系ないし 2 次系の選択が考えられる。そこで MCE と溶融 塩 (FLiNaK (KF)) との反応性を調べるため、MCE 単結晶を約 580 \Box の FLiNaK に 長時間侵漬させ、その後の試料の状態を観察した。高温 KF に約 50 時間侵漬後の MC 試料では、試料表面は黒色化し、その後温水洗浄した試料は洗浄中に白色微粉化 した。SPECTRUM2 では、MC (Ca,Al,O) と KF (F,Na,K) 両構成元素のスペクトル が検出されている一方、SPECTRUM3 では MC 側での主要構成元素のは K、Al、F 及 び O であった。

SPECTUM2の場合、MC-KF間の熱力学的反応としては下記反応が生じたものと考えられる。

 $0.0714Ca_{12}Al_{14}O_{33}$; KF $\rightarrow 0.3571CaO+0.5CaF_2+KAlO_2$ (-7kJ/mol)

 $0.0476Ca_{12}Al_{14}O_{33} + KF \rightarrow 0.574CaO + 0.5KAlO_2 + 0.1667K_3AlF_6 (+6kJ/mol)$

腐食試験後の試料の白色化は化合物反応生成した CaO に由来する。

以上の結果、MCE/KF の高温共存性は不良と判断され、T 透過防止バリアとして MC 材を伝熱管表面に施工する場合、溶融塩と接液しない超臨界 CO₂ 側で行う必要 がある。

(4) C12A7 施工型 IHX 熱交換器概念

C12A7 施工型 IHX 熱交換器構造概念を検討した。Shell&Tube 型 IHX の伝熱配管 2 次系(超臨界 CO₂)表面に MC 材を塗布することで、1 次系側電極構造体(銅合金) から CD 制御により電極構造体を透過する T を MC コーティング層で 2 次系側透過 を防止する機能を担う。逆に 1 次系溶融塩側の生産 T を溶融塩から分離する際、逆 方向に電場を掛けることにより 2 次系 Ar ガス中に T を回収するための T 分離器とし ての用途としても期待できる。

2.11.2.7 まとめ

3GW 級 FFHR の発電実証用に先進超臨界 CO₂ ガスタービン発電システム(A-S CO₂GT)の開発を進めている。本発電システムは高効率発電、コンパクト性、経済

性ならびに安全性を兼ね備えた次世代型の発電システムであり、その多様性・汎用 性は今後地熱発電や太陽光発電等様々な分野で利用展開でるとものとして大いに期 待できる。

現在、NIFSにおける溶融塩テストループへの A-S CO₂GT スケールダウンモデルに よる性能実証試験計画のほか、地熱フィールド試験や太陽光発電テストループの検 討も進められている。

参考文献

[2.11.2.1] A. Sagara, NIFS External Review (2013)

[2.11.2.2] Y. Song, A. Sagara et al., Plasma and Fusion Research 7 (2012) 2405016-1.

[2.11.2.3] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 2114-2120.

[2.11.2.4] A. Sagara et al., Fusion Science and Technology 68 (2015) 303.

[2.11.2.5] A. Steven, Wright and Paul S. Pickard, Proceedings of ICAPP '09 Tokyo, Japan, May 10-14, 2009 Paper 9152

[2.11.2.6] A. Steven, et al., Proceedings of ICAPP '08 Anaheim, CA USA, June 8-12, 2008 Paper 8347

[2.11.2.7] A. Steven, et al., Proceedings of ICAPP '08 Anaheim, CA USA, June 8-12, 2008 Paper 8266

[2.11.2.8] S. Ishiyama, et al., Progress in Nuclear Energy 50 (2008) 325-332



Figure 2.11.2.1 Steam-turbine generator system and its steam condition diagram for FFHR.



Figure 2.11.2.2 i-s and T-s diagrams of steam turbine generator system



Figure 2.11.2.3 Structure of a He-gas turbine generator system.



Figure 2.11.2.4 Relation between the efficiency, outlet gas temperature of IHX and expansion ratio of gas turbine.



Figure 2.11.2.5 i-s and T-s diagrams for a He-gas turbine generator system



Figure 2.11.2.6 Control conditions of SCO₂GT gas under super critical CO₂.



Figure 2.11.2.7 Flow diagram of SCO₂GT gas under super critical CO₂.



Figure 2.11.2.8 Cycle efficiency of A-SCO₂GT as a function of turbine expansion ratio.



Figure 2.11.2.9 i-s and T-s diagrams of A-SCO₂GT.



Figure 2.11.2.10 Heat mas balance of A-SCO₂GT system.



Figure 2.11.2.11 FFTR and A-SCO₂GT systems.



Figure 2.11.2.12 Accommodation space comparison between steam turbine and A-SCO₂GT.



Figure 2.11.2.13 A design case of a compact heat exchanger using plate-fin type structure.



Figure 2.11.2.14 A sample of a stacked plate-fin configuration with micro fin structure.



Figure 2.11.2.15 The heat exchange performance of J-Tube and Turn J-Tube IHX.



Figure 2.11.2.16 Configuration of a Super critical CO₂ gas turbine.



Figure 2.11.2.17 Structure of ASCO₂ gas turbine and generator set.

Table 2.11.2.1 Comparison of steam turbine-generator system and an A-SCO₂ turbine-generator system.

Steam turbine system

Steam turbine (m^3) 1630 Generator (m^3) 580 Heat exchanger (m^3) 14,380 Total (m^3) 16,590

A-SCO2 turbine system

S-CO2 turbomachinery (m^3) Generator (m^3) Heat exchanger (m^3) Total (m^3) Table 2.11.2.2 Heat-mass diagram of a A-SCO₂ turbine system connected to FFHR

(1)溶融塩 Blanket 基本仕様

- •Heat Load $0.5 \sim 1 MW/m^2$
- •Coolant FLiNaBe

(最高·低温度 923/623K)

(2)IHX 基本仕様

- •1次系 Coolant FLiNaBe
- •2次系 Coolant 超臨界 CO2
- ① 次系出入口温度×圧力:
 - 753/626K×0.1MPa
- ②2 次系出入口温度×圧力:
 - 753/626K×20.2/20MPa
- ③IHX 内圧損 0.2MPa



2.12 建屋

2.12.1 建屋の種類と配置

核融合炉の建屋設計においては、建屋の種類とその配置、建屋のサイズ、及び設計 要件(管理区域設定等)を考える必要がある。必要な建屋の種類については核融合炉 の運転スケジュールや並行した開発要素の有無及び関連法令に、建屋のサイズ・設計 要件は内包する機器のサイズ・重量やその建設・メンテナンス工程に依存するため、 建屋設計の詳細はこれらの検討が具体化したのちに進められることになる。その前段 階として、まず現在フランスのサン・ポール・デュ・ランスにおいて建設中の国際熱 核融合実験炉(ITER)を参考にした情報収集・予備検討及び検討すべき課題事項の抽 出を行った。

ITER は基本的にその機能ごとに建屋が割り当てられる形式となっており、全部で 29の建屋・設備から構成されている[2.12.1.1]。これらのうちトカマク本体建屋、トリ チウム建屋、計測建屋、ホットセル建屋、放射性廃棄物建屋、入退管理建屋及び制御 建屋は放射線管理区域として取り扱われており、IAEAの Seismic Level 2(SL-2)に対 応した耐震設計が求められている。更にトリチウム建屋、計測建屋、ホットセル建屋、 放射性廃棄物建屋については航空機衝突も考慮した設計となっている[2.12.1.2]。 FFHR-d1の場合、必ずしも機能ごとに建屋を区分する必要はないが(但しITERにお いても上記の放射線管理区域は共通の免震構造上に設置されており、実質上ひとつの 建物とみなせるなど、完全に機能ごとに独立しているわけではない)、基本的には ITER と同様の機能をもった建屋が必要であると考えられる。これに加えて、発電を 行う FFHR-d1 においては、発電タービン等を備えた建屋(基本的に既存発電所のター ビン建屋同様のものと考えられる)が、加熱機器などについて運転と並行した開発・ 調整が必要な場合は専用の建屋が必要となる。一方、建設方法によっては、垂直磁場 コイル巻線建屋、組み立てホールなどは規模を縮小する、または不要となることも考 えられる。FFHR-d1 は装置サイズ(ヘリカルコイル主半径で評価)が ITER の3 倍程 度、熱出力は ITER の6倍、トリチウム取扱量や中性子照射量は ITER より1桁以上 大きくなることから、本体建屋、トリチウム建屋及びホットセル建屋はそれらに応じ ITER よりも大きな体積が必要となる。また、増殖ブランケットにおけるトリチウム 生産量によっては、サイト内でのトリチウムインベントリが局所的に増大することを 避けるため、余剰のトリチウムを貯蔵するための独立した複数の建屋が必要になるこ とも考えられる。

参考文献

[2.12.1.1] ITER Final Design Report, Plant Description Document (PDD), Chap. 3.6 (2001). [2.12.1.2] ITER Final Design Report, Plant Design Specification (PDS) (2001).

2.12.2 建屋内の機器配置

建屋内の機器配置の詳細検討についても、各機器の設計や中性子ストリーミング等 の建屋内環境の情報が定まってから行うことになるが、まず予備的検討として、本体 建屋のサイズと磁場環境、重量について検討した。FFHR-d1 のクライオスタットの外 径は49m、高さは20.8mと大きいが、装置本体を収める、という観点では、LHD本 体室(約40m×70m×50m)や ITER 本体建屋(70m×80m×70m、うち本体室相当 部分は約45m×80m×70m)と同程度の空間で実現可能である。実際には加熱・計測 等の周辺機器の設置空間や、建設時・メンテナンス時の作業空間及び機器の移送空間 が必要であるため、実際の建屋床面積としては最低でも80m×80m以上が必要にな ると考えられるが(図 2.12.2.1)、これらの周辺空間については部分的な内壁等で仕切 られた別の空間を活用することができるため、柱のない単一空間としては、過去に実 績のある範囲に留められると考えられる。一方で、作業スペース及び重量の観点から、 最終的な装置設置位置近傍である程度まとまったパーツを作成しクレーン作業で組 み合わせる、という LHD や ITER 同様の建設工程が取れない可能性がある。このため 原子力発電所等の建設時にも採用されている、仮設建屋内で装置本体を組み立てた後、 建屋をその周りに建設していく手法など、装置本体と建屋を一体として建設する工程 の採用も考えられ、その観点からも建屋の構造を検討しておく必要がある。



Figure 2.12.2.1 Comparison of the size of FFHR-d1, LHD building and ITER reactor building. Anticipated size of the reactor building of FFHR-d1 is also plotted

なお、LHD においては、NBI のイオン源への磁場の影響を最小限に抑えるため、イ オン源位置(主半径の2.5倍に相当)の漏れ磁場を抑制するよう、各コイルシステム の発生磁場量のバランスを調整している。これについて、垂直磁場コイルを2対に減 らした FFHR-d1 では、このような特定の位置での漏れ磁場の制御をプラズマ形状制 御と独立に行うことはできない。さらには Challenging オプションとして、ブランケ ット設置用スペース増大を目的とした付加ヘリカルコイルの採用や、装置中心の空間 の有効利用のための磁場低減を目的としたソレノイドコイルの設置なども検討され ている。そこで、本体建屋周辺の磁場環境を調べるため、磁場強度分布の計算を行っ た。結果を図 2.12.2.2-2.12.2.5 に示す。ここでは真空磁気軸位置とヘリカルコイル巻 線中心の位置との比が 3.6 / 3.9 となるような垂直磁場コイル通電パターンにおける 計算を行った。磁場強度は垂直磁場の符号の関係で0となる点が2箇所存在し、上述 の LHD の主半径 2.5 倍の位置はこのうち装置中心から近い側の点であるが、この位 置は同じ磁気軸位置であっても付加ヘリカルコイルの設置や中心ソレノイドコイル の設置により数 m 移動する。但し、付加コイルの設置は全体としては磁場強度を下げ る方向に働き、中心ソレノイドコイルによる垂直磁場が追加されても、元の FFHR-d1 よりは小さくなる傾向にある。FFHR-d1 配位においてはプラズマ性能向上のため磁気 軸の内寄せ制御を行った場合には、垂直磁場が0となる位置が装置中心側に移動する ほか、装置外側における垂直磁場の極大値が大きくなることが分かっているが、いず れしても装置中心から約35mより外側では絶対値で100ガウス以下にとどまってお り、ITER における立ち入り制限基準値以下となっている。機器に対する影響も適切 な磁場シールド等の設置により十分回避できるものと考えられるため、磁場の観点か らは周辺機器配置に特段の影響はないこと、また逆に機器配置の観点から建屋サイズ を FFHR-d1 本体サイズに対して極端に大きくする必要がないと結論付けられる。

装置重量については、ITER のトカマク本体の重量は 23,000 ton であり、単純にクラ イオスタット外径 (28.6 m) と同じ直径の円の面積で考えると、1 m² あたりおよそ 36 ton となる。また免震構造上に載る全重量は 360,000 ton となり、建屋面積(約 10,000 m²) よりやはり 1 m² あたり約 36 ton を支



Figure 2.12.2.2 Contour plot of magnetic field strength for FFHR-d1A at magnetic axis position $R_{ax}/R_c = 3.6/3.9$.



Figure 2.12.2.3 Contour plot of magnetic field strength for FFHR-d1 with additional helical coils at magnetic axis position $R_{ax}/R_c = 3.6/3.9$.



Figure 2.12.2.4 Contour plot of magnetic field strength for FFHR-d1 with additional helical coils and CS coils at magnetic axis position $R_{ax}/R_c = 3.6/3.9$.



Figure 2.12.2.5 Comparison of radial profile of magnetic field strength on equatorial plane (Z = 0).

える計算になる。FFHR-d1の正確な全重量はまだ確定していないが、クライオスタットと同じ直径(49 m)の円の面積を考えると、同等の支持強度があれば68,000 ton 程度までを支えられる計算になる。ビリアル定理により装置重量はほぼ蓄積磁気エネルギーに比例することが知られており、この値は蓄積磁気エネルギー値(約160 GJ)から推定される値の範囲である。周辺設備の重量は装置本体のサイズやプラズマパラメータの違いにそれほど大きく依存しないとすれば、各機器の重量の観点からもその配置が大きく制限されることはないであろう。従って各機器の設置位置は配管やケーブル等の取り合い、中性子環境、及びメンテナンス手法によって決まることになる。特に大口径ポートを生かしたメンテナンスを考慮すると、水平ポートと同じ高さ水準及び装置上部(下部ポートもメンテナンスに使用する場合は下部も含む)空間の大部分はメンテナンス用の作業スペースとなることが予想される。今後は周辺機器の詳細設計の進展に合わせ、本体建屋の階層別構造や周辺建屋の配置を具体化する。

2.13 コスト評価

2.13.1 コスト評価の基本的な考え方

ヘリカル型核融合炉のコスト評価については、核融合炉のコスト評価の基本的な手法として広く用いられている Generomak モデル[2.13.1.1]をヘリカル型核融合炉に適用した HeliCos コード[2.13.1.2]を用いた検討が過去行われている。まずその結果について概観する。

Generomak モデルでは、核融合炉の直接建設費を (a) 核融合炉心特有の機器 (Fusion Island)、(b) 炉建屋、(c) 炉心機器以外の周辺機器(Balance of Plant; BOP) に分類し、 Fusion Island のうち具体的な物量が評価可能な超伝導コイル、増殖ブランケット、遮 蔽ブランケット等については各機器の重量と重量あたりの単価から、必要パワーが見 積もり可能な加熱機器については加熱出力あたりの単価から積み上げ方式でコスト を算出し、残りの機器については基準とする設計パラメータ(BOP については熱出力、 炉建屋については Fusion Island の体積、Fusion Island のうち熱輸送系については熱出 力) に対するスケーリング則を用いてコストを推定する方法により直接建設費の評価 を行っている。ここで単価には単なる材料費だけでなく、加工・組立費、試験費など が含まれ、さらに20%程度の余剰分が見込まれている。このようにして求めた直接建 設費に 15%程度の予備費用や間接費、オーナーズコストなどを上乗せし、最終的な総 建設費を評価する。また、この建設費に固定費比率、年間運転維持費率をそれぞれ乗 ずることで年間資本費、年間運転維持費を算出し、これらに年間保守交換費(保守交 換が必要な機器コストを耐用年数で平均化した値)、年間燃料費(消費される重水素 のコスト)を加えた値をプラント稼働率も考慮した年間発電量で除することにより、 COE が計算される(モデルによっては初期装荷分トリチウムの購入費、廃炉費用、廃 棄物処理費用を計上する場合もある)。

HeliCos コードでは、これらの Generomak モデルに加え、核融合炉のコストの重要 な位置を占める超伝導コイルのコストについて、LHD、ITER の建設における実績と FFHR-2m1 の設計研究での検討を基により詳細な検討を行っている。ITER ではコイ ルの巻線コストは超伝導線材コストの 40-50%と見積もられており、ヘリカルコイル の巻線コストは ITER の TF コイルの巻線コストの 1.2 倍程度と予想されている。これ らの分析により、HeliCos コードではコイルシステムのコストを最終的に蓄積磁気エ ネルギーと対応させ、15.9 億円/GJ という評価結果を得ている。この結果、核融合出 力 3-4 GW、装置サイズ 16-17 m のヘリカル核融合エネルギー炉の総建設費は1 ドル = 109 円換算で 7400-8500 億円程度、運転期間で平準化した発電コスト (Cost of Electricity; COE) は 8.8-9.9 円/kWh 程度と見積もられている[2.13.1.2]。FFHR-d1 は蓄 積磁気エネルギーが 160 GJ と上記見積もりで想定されている値 (130-144 GJ) より 10-20%程度大きいが、装置サイズが小さいことを踏まえると、同モデルを用いた場合、 総建設費や COE は同程度(8000-9000 億円、9-10 円/kWh 程度)になると見積もられ る。しかし、HeliCos コードは技術の習熟や量産による価格低減効果がある程度進ん だ 10 基目程度のプラントを仮定した単価の評価が用いられており、具体的なコスト の評価のためには、これら建設時点での想定条件等も考慮する必要がある。

参考文献

[2.13.1.1] J. Sheffield et al., "Cost Assessment of a Generic Fusion Reactor", ORNL/TM-9311 (1986).

[2.13.1.2] Y. Kozaki, et al., "Design windows and cost analysis on a helical reactor", Nucl. Fusion 49 (2009) 115011(8pp).

2.13.2 コスト評価モデルの改良

前節で述べたように、最終的なコストの導出に際してはまだ不確定性が多く含まれ るため、まずはコスト評価の精度を向上することが重要と考え、そのために必要な検 討事項の洗い出しおよび計算モデルの構築作業を進めた。上述の通りコスト評価は物 量評価とスケーリング則からなるため、これらの改良が鍵となる。また、発電原価の 評価においては、実効的な発電出力の評価、すなわち稼働率および所内循環電力のよ り正確な見積もりが必要である。これに関連し、日本原子力研究開発機構(当時、現・ 量子科学技術研究開発機構)と共同で、トカマク型核融合炉を対象にコストモデルの 改良を行った。具体的にはこれまで軽水炉の実績を採用していた材料単価や炉本体建 屋・熱輸送系のコストスケーリングの参照コストについて、ITER のコスト評価デー タを参考に見直しを行うとともに、これまでは BOP として一括して評価されていた 周辺建屋・機器については、ITER のコスト評価データを参考に各建屋・機器を特徴 付けると考えられるパラメータを用いたスケーリング則を構築し、ITER に存在する 全ての周辺建屋・機器について個別の評価を試みた。ここで構築されたモデルはシス テムコード HELIOSCOPE にも導入されている。また、COE や工学 O 値(発電電力と 所内消費電力の比)の定量評価に向け、既にモデル化されている加熱機器以外の核融 合炉特有の機器(真空排気ポンプ、ブランケット冷媒流動用ポンプ、燃料供給システ ム、トリチウム燃料循環システム、超伝導コイル用低温システム、各種電源等)の消 費電力の評価を現在も進めている。このうち大きな割合を占めると予想される超伝導 コイル冷却電力および冷却材ポンプ動力については、簡易モデルを構築し HELIOSCOPE への導入を行った。超伝導コイル冷却電力については、三次元中性子輸 送計算結果を参考に設計パラメータ(炉心中性子出力およびブランケット・遮蔽体厚 さ)からコイル内部での核発熱を見積もり、それを基に評価するモデルを、ポンプ動 力については FFHR-2m2 での評価[2.13.2.1]を基準に、核融合出力および装置サイズの 関数として評価するモデルを導入している。図 2.13.2.1 にこれらのモデルを用いた総 建設費および工学Q値の評価結果の一例を示す。ここでは2.3.9.1節で仮定されたプ ラズマ分布を用い、ベータ値を固定して計算を行っている(すなわち出力は装置サイ ズの3乗と磁場の4乗に比例する)ことに注意されたい。現時点の計算にはまだ仮定 されているパラメータが多く存在し(ここでは炉心プラズマ性能として LHD の 1.5 倍 の閉じ込め改善と3倍のベータ値が達成され、ヘリウム灰割合が10%、アルファエネ ルギーの損失割合が 15%となった場合を想定している)、かつ計算結果がそれらに強 く依存するため、計算結果の定量的な妥当性については今後慎重な検討が必要である が、ヘリカル核融合炉の設計領域が小サイズ・高磁場側(図の左上側)では遮蔽スペ ースの不足による冷却電力の増大、低磁場側(図の右下)では炉心プラズマ性能(核 融合出力)の不足、大サイズ・高磁場側(図の右上)ではポンプ動力の増大によって 制限を受けることが明らかになった。一方、建設費は装置サイズ・磁場強度と相関す る(依存性は装置サイズのほうが大きい)結果となっており、設計領域をより小サイ ズ・低磁場側へと移行するために、磁場配位の工夫によるブランケット設置スペース の増大や炉心プラズマ閉じ込め性能の向上が重要となることが分かる。今後は定量的 評価の精度を向上し、建設コスト・発電単価も考慮した上での設計点の精査を行うこ と、またコスト低減のために重視すべき R&D 項目を明確化していくことが必要であ る。

参考文献

[2.13.2.1] A. Sagara, et al., "Design studies of helical-type fusion reactor FFHR", Fusion Eng. Des. 41 (1998) 349-355.

[2.13.2.2] T. Goto et al., "System Design of the Heliotron-type Reactor FFHR", Proceedings of the 26th IEEE Symposium on Fusion Engineering (SOFE2015), May 31-June 4, 2015, Austin, Texas, USA, SO22-2.



Figure 2.13.2.1 Result of the design window analysis of the LHD-type helical reactor. The red, green and blue curves are the contours of fusion gain, net electric power and engineering Q value (the ratio of gross electric power and recirculation power), respectively. Color contour corresponds to the total construction cost normalized by the value of FFHR-d1A (Reproduced from Figure 4 of Ref. [2.13.2.2]).

3 工学基盤構築に向けた開発研究

3.1 超伝導マグネット

3.1.1 LTS 強制冷却方式マグネットの開発研究

3.1.1.1 CIC 導体のリアクト・アンド・ワインド法によるヘリカル巻線

ヘリオトロン型核融合炉のヘリカルコイルに Nb₃Sn ケーブル・イン・コンジット (CIC)導体の採用を検討している。CIC 導体は超伝導線と銅線を多重に撚り合わせた ケーブルをコンジットに収納したものであることから、ケーブルの最終撚り方向と同 じ方向にコンジットを捩ることによって超伝導線に張力が働く。一方、超伝導線は、 コンジットとの熱膨張係数の違いにより 0.7%程度の圧縮ひずみが生じて臨界電流が 大きく低下した状態で使用されることから、熱処理後に導体に捩りを加えると圧縮ひ ずみの緩和により臨界電流の回復が期待できる。そこで、円筒ボビンで CIC 導体の熱 処理を行った後、図 3.1.1.1 に示すようにバネを引き伸ばすように導体に捩りを加え ながらヘリカル形状に巻線する「リアクト・アンド・ワインド法」の適用可能性を検 討している。

全長が150m程度のヘリカルコイルに用いるCIC 導体の冷却流路長を500m以内 とするため、5条のレイヤー巻を提案している[3.1.1.1]。バネを伸ばすように巻線する 場合、コンジットに生じる捩りひずみは捩り角と半径に比例し、図3.1.1.2に示すよう に最大で0.6%程度になる。純せん断の場合、導体長手方向の引張・圧縮ひずみは0で、 45°の方向に最大の引張・圧縮ひずみが生じる。超伝導線は撚られているため、導体 長手方向に対して傾いている分の引張・圧縮ひずみが生じることになり、10°程度の 傾きの超伝導線に働く引張・圧縮ひずみは、半径の差も考慮すると最大で0.15%と評 価される。一方、曲げについては、平均曲げ半径で熱処理を行うことにより、追加の 曲げひずみは0.05%以下に収まる。

コンジットを捩る場合に撚線に働く引張・圧縮ひずみを調べるため、図 3.1.1.3 に示 すような CIC 模擬導体を製作した。2本の銅線の長手中央付近にひずみゲージを貼り 付け、リード線と2本の導線を撚り合わせで1つの一次撚りを製作し、三次撚線に組 み込んだ。コンジット材にはステンレス配管を使用し、コンジット端部には捩りを加 えるためのフランジを取り付け、端部では撚線を樹脂で埋めてジャケットに固定した。 撚線挿入後の縮径を実施できなかったため、ボイド率は 50%程度と大きくなっている。 模擬導体を捩る場合に撚線に働くひずみとコンジットの 45° 方向のひずみの関係を 図 3.1.1.4 に示す。撚り方向と同じ方向にコンジットを捩ると撚線に引張ひずみが生 じ、反対方向に捩ると圧縮ひずみが生じることは予想通りであったが、そのひずみは コンジットの主ひずみの 1/20 程度に緩和される結果となった。ヒステリシスループ を描くことからも、コンジットに対して撚線が滑っていると推測される。

撚り方向と同じ方向に CIC 導体を捩ることにより撚線に引張ひずみが生じること を確認できたので、導体を捩ることによって Nb₃Sn 線の臨界電流を向上させる実証実 験の準備を進めている。Nb₃Sn 線と銅線を撚り合わせた縮小 CIC 導体を製作し、バネ 形状に巻線してから熱処理を行い、バネの長さを変えることにより捩りを加える方法 を計画している。

参考文献

[3.1.1.1] S. Imagawa et al.: Plasma Fusion Res. Vol. 3 (2008) S1050.



Fig. 3.1.1.1 Mockup for winding a helical coil with CIC conductors.



Fig. 3.1.1.2 Torsion strain and bending radius of the helical coil of FFHR2m2b for the conductor radius of 0.021 m [1].



Fig. 3.1.1.3 CIC conductor sample for twisting tests.



Fig. 3.1.1.4 Strain of the wires versus the strain of the conduit.

3.1.1.2 JT-60SA プロジェクトとの連携・貢献

2007 年度から 2014 年度に亘り、核融合科学研究所(NIFS)と日本原子力研究開発機構 (JAEA)が共同で、JT-60SA 中心ソレノイド(CS)・平衡磁場(EF)コイル用導体及び接続 部の性能評価試験を行った。本試験では、4 種類の導体サンプル(図 3.1.1.5)、及び 7 種類 の接続サンプルを、NIFS が所有する大型導体試験装置(図 3.1.1.6)と中型導体試験装置を 用いて評価した。

導体試験では、CS・EF 導体サンプルの分流開始温度(Tcs)測定と安定性試験を行った。表 3.1.1.1 に各導体の仕様と Tcs 測定結果の一部を示す。本測定では、Tcs を 10μ V/m と定義した。CS 導体と EF 導体は、それぞれ、超伝導素線に Nb₃Sn と NbTi を使用したケーブル・イン・コンジット(CIC)導体である。導体サンプルの形状は、試験で要求される磁場強度を考慮して、CS 導体はヘアピン形状、EF 導体はラケット形状とした。各導体サンプルの全長は、1.5 m 程である。Tcs 測定を行った結果、CS・EF 導体の設計要求値を満足することができた。



Figure 3.1.1.5 Photographs of the CIC conductors used for the EF and CS coils of JT-60SA.



Figure 3.1.1.6 (a) Schematic drawing of the conductor test sample installed in the NIFS 9-T split-coil facility and (b) a photograph of the sample covered by the thermal insulating vessel.

CS・EF 導体接続部の接続抵抗測定を行った。表 3.1.1.2 に各接続部の詳細と測定結果の一 部を示す。CS pancake 接続には Nb₃Sn 撚線同士を突合せる Butt joint 方式を採用し、その他 の接続部では、撚線同士を銅ブロックを介して接続する Lap joint 方式を採用した。測定を行 う際、全長 1.5m 程のヘアピン形状とラケット形状の接続サンプルの測定は、大型導体試験 装置を使用し、全長 0.5m 程のU字形状の接続サンプルの測定は中型導体試験装置を使用し た。接続抵抗測定の結果、CS Terminal (Type B)を除き、すべての接続部で設計要求値(5 nΩ) を満足することができた。

2012 年度と 2013 年度に強制冷却試験装置を用いて CS モデルコイル(図 3.1.1.7)の性能 試験を実施した。その結果、仕様を満足する結果を得られた。2016 年には実機 CS コイル1 モジュールの冷却・励磁試験を予定している。



Figure 3.1.1.7 Photograph of the CS-model coil of JT-60SA installed in the NIFS forced-flow conductor testing facility.

	Prototype	EF-H	EF-L	CS
Strand	NbTi	\leftarrow	\leftarrow	Nb ₃ Sn
No. of strand	486	450	216	\leftarrow
No. of Cu wire	0	0	108	\leftarrow
Cabling pattern	3/3/3/3/6	3/5/5/6	3/3/6/6	\leftarrow
Sub-wrapping	w/	w/o	\leftarrow	\leftarrow
Void fraction	30-32%	34%	←	\leftarrow
Jacket outer size [mm×mm]	28.0×28.0	27.7×27.7	25.0×25.0	27.9×27.9
Sample configuration	Racket -shaped	←	←	Hairpin-shaped

Table 3.1.1.1 Summary of conductor tests for JT-60SA.

Test conditions					
Current	20 kA	\leftarrow	\leftarrow	22.6 kA	
Magnetic field	6.2 T	\leftarrow	4.8 T	8.0 T	
*Tcs					
Requirement		5.82 K	6.14 K	7.51 K	
Test result	6.2 K	6.21 K	7.24 K	8.75 K (before	
				**the cycle)	
				8.85 K (after	
				the cycle)	

*Tcs is an abbreviation for current sharing temperature. .**The cycle means repeated electromagnetic and thermal cycles.

	EF	EF	EF	EF	CS pancake	CS	CS			
	Prototype	Pancake	Terminal	Feeder		Terminal	Terminal			
						(Type A)	(Type B)			
Joint Type	Lap joint	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	Butt joint	Lap joint	\leftarrow			
Jointed cables	NbTi	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	Nb ₃ Sn	NbTi/Nb ₃ Sn	\leftarrow			
Sample	U-shaped	Racket-	\leftarrow	U-	Hairpin-	Racket-	\leftarrow			
configuration		shaped		shaped	shaped	shaped				
Test										
conditions										
Current	20 kA	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow			
Temperature	4.2 K	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	7.0 K	4.2 K	\leftarrow			
Magnetic	2 T	3 T	\leftarrow	2 T	\leftarrow	4 T	\leftarrow			
field										
Cooling	Bath	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	Forced	Bath	\leftarrow			
					flow					
Joint										
resistance										
Requirement	-	$5.0 \text{ n}\Omega$	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow	\leftarrow			
Test result	1.9 nΩ	1.9 nΩ	2.1 nΩ	$1.7 \text{ n}\Omega$	2.1 nΩ	1.2 nΩ	16.8 nΩ			

Table 3.1.1.2 Summary of conductor joint tests for JT-60SA

<NIFS 超伝導マグネット研究棟での共同研究の実績>

- 2007年度: EF コイル用試作導体の分流開始温度(Tcs)測定
- 2008年度: EF コイル用試作接続部の抵抗測定
- 2009 年度: EF コイル用試作導体の安定性試験
 - EF-H コイル用実機導体の Tcs 測定と安定試験
- 2010 年度: EF-L コイル用実機導体の Tcs 測定と安定試験
 - EF コイル用実機接続部(EF-HとEF-L)の抵抗測定
- 2011 年度: CS コイル用実機導体の Tcs 測定:実験2回
- 2012 年度: CS コイル用実機接続部と CS コイル端部接続部の抵抗測定 CS モデルコイル(1パンケーキ)の冷却と接続部の抵抗測定
 - CS モデルコイル(1パンケーキ)の冷却と接続部の抵抗測定
- 2013 年度: CS モデルコイルの再試験
 - CS コイル端部接続部の抵抗測定:1回目
- 2014 年度: CS コイル端部接続部の抵抗測定: 2 回目
 - EF コイル用実機接続部(EF-L 同士)の抵抗測定
- <NIFS 超伝導マグネット研究棟での共同研究の今後の計画>
 - 2016年度: CS モジュール試験(1モジュールの試験)
3.1.2 LTS 間接冷却マグネットの開発研究

2.4.3 節に述べたように、複雑な CIC 導体を用いた巻線に代わる方式として、間接 冷却導体を提案し、金属系低温超伝導線材を用いた新しい導体を開発している。現状 は、Nb₃Sn 線材を撚り合わせ、アルミニウム合金製のジャケットに入れた構造として いる。ジャケットは摩擦攪拌接合(FSW)を行っている。この方式の LTS 間接冷却導 体のプロトタイプとなる縮小導体を試作し、短尺導体試験を行ってきている。以下で は、これらの経緯と現状を述べる。

最初に試験を行ったのは、10 kA@12 T 級導体である[3.1.2.1]。Figure 3.1.2.1 に断面 を示す。9本のラザフォードケーブルを転位させて集合した導体である。この短尺サ ンプルを試作して、NIFS 超伝導マグネット研究棟の中型導体試験装置を用いて試験 を行った。最大印加磁場は8T である。この導体では、撚線バンドル部の隙間を埋め るために含浸材は用いなかったため、断面写真に示すように撚線部にかなりの空隙が

見える。電流密度は 35 A/mm² であった。温 度 4 K、外部磁場 8 T において定格電流 20 kA が達成され、導体の臨界電流は、ほぼ素 線の臨界電流の本数倍として予測されると ころに観測された(Figure 3.1.2.2)。

次に、さらに電流密度を上げるため、5 kA@12 T 級導体の開発を行った[3.1.2.2-4]。 この場合、電流密度は55 A/mm²と設定した。 また、撚線部の空隙はインジウムで含浸し た。導体の断面を Figure 3.1.2.3 に示す。こ の導体を長さ約 10 m で製作し、Figure 3.1.2.4 に示す巻数3ターンのコイル形状の サンプルとして、大型導体試験装置のスプ リットコイル内に挿入して特性試験を行っ た。スプリットコイルの最大中心磁場は9T であるが、サンプルをコイル形状に巻いた ため、サンプル導体に印加できた最大磁場 は7.13Tであった。臨界電流を10 U/mの 電圧発生で定義すると、8kAの臨界電流で あった。臨界電流の磁場強度依存性につい て、Figure 3.1.2.5 にまとめる。これより、測 定された臨界電流は、素線の本数倍より低 く、磁場7Tでは25%の低下である。これ は、巻線サンプルにおける曲げ歪みを評価 すると説明できる。導体に曲げ加工を行っ た場合、ラザフォードケーブルの中心を中 立線として、その両側に対して発生する引







Figure 3.1.2.2 Critical currents of the 10kA-class superconductor.

張歪みと圧縮歪みが計算できる。解析を行っ た結果を Figure 3.1.2.5 に同時に示したが、 実験値に近い値が得られた。これにより、ジ ャケッティング工程や熱歪、電磁力による特 性劣化は小さいものと判断できる。

上記で得られた 5 kA@12 T 級導体の試験 結果を受けて、さらに高電流密度 100 A/mm² の 20 kA@12 T 級導体の試作を行った。導体 の断面図を図 3.3.1-7 に、試作した導体の写 真を Figure 3.1.2.6 に示す。導体の電流容量 は 20 kA であるが、必要な電流密度を満たし ていることがわかる。よって、ヘリカルコイ ルに用いるための大電流 Nb₃Sn 導体製造の 見通しを得ることができたと考える。

そこで、この電流密度を保ちさらに導体サ イズを大きくし、FFHR に必要な 100 kA 級 導体の試作を開始した[3.1.2.5]。試作した導 体断面の写真を Figure 3.1.2.6 に示す。Figure 2.4.3.3 に示した断面構成と比べると、一部の 工程を簡略化している。具体的には、撚線を

{超伝導素線6本+銅線1本}×12本×3列 とし、クエンチ保護用の高純度アルミニウム 薄板も省略した。この段階では、素線臨界電 流の最適化についても今後の課題としてい る。現状、短尺ではあるが導体製作に関して 重大な問題点は見つからなかったため、実導 体の製作が可能であると判断している。現 在、本導体に使用する素線の選定と最適化が 終了し、実証試験を行うための1ターンコイ ルの製作に着手している。



Figure 3.1.2.3 Schematic diagtam and photograph of 5-kA-class LTS indilectly cooled superconductor with high current density.



Figure 3.1.2.4 Photograph of three-turn winding sample for critical measurements.



Figure 3.1.2.5 Measured and calculated critical currents versus magnetic field for the conductor sample.



Figure 3.1.2.6 Schematic diagtam and photograph of 20-kA-class LTS indilectly cooled superconductor with high current density, 100 A/mm².



Figure 3.1.2.7 Schematic diagtam and photograph of 100-kA-class LTS indilectly cooled superconductor for FFHR.

参考文献

- [3.1.2.1] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. 82, 1487 (2007).
- [3.1.2.2] K. Takahata et al., Cryogenics 51, 397 (2011).
- [3.1.2.3] K. Takahata et al., Proc. ICEC 24-ICMC 2012, 803 (2012).
- [3.1.2.4] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. 8, 2405008 (2013).
- [3.1.2.5] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. 9, 3405034 (2014).

3.1.3 HTS マグネットの開発研究

2.4.4 節に記述しているように、FFHR-d1 ヘリカル炉のマグネット用超伝導導体の 選択肢のひとつとして高温超伝導(HTS)線材を用いた導体を検討している。HTS 導 体は冷却安定性が高く、コイルがクエンチする心配を大幅に軽減できるとともに、巨 大なヘリカルコイルを短尺導体の接続によって迅速に製作できると期待される。本節 では、HTS 導体とその接続部の開発研究について、2010-2015 年度分の進展を中心に まとめる。

NIFS では FFHR への適用をめざした 100 kA 級 HTS 導体の開発を 2005 年より進め ており、当初は、10 kA 級のプロトタイプ導体の短尺試験による原理検証から始めた。 最初は Bi-2223 線材を積層した導体で温度 20 K、外部磁場 8 T で 10 kA の臨界電流を 達成し[3.1.3.1]、これに続き、YBCO 線材および GdBCO 線材を用いて同様の条件で 15 kA を確認した。これらの試験では、ヒータを用いて熱擾乱を与える冷却安定性試験も 行い、液体ヘリウム冷却下で試験された浸漬冷却方式の LTS 導体と比べて一桁以上高 い安定性マージンを有することを確かめた。これらの成果を受けて、2012 年 8 月、東 北大学大学院工学研究科量子エネルギー工学専攻との共同研究として最新の GdBCO 線材を用いて定格電流 30 kA 級の導体サンプルを製作し、特性試験を行った[3.1.3.2-4]。(その後、2013 年 3 月と 5 月にもその追加試験)。さらに、2013 年 10 月には、 GdBCO 線材の量を増やし、100 kA 級導体として試験を行い、2014 年 6 月に追加試験 を行った[3.1.3.5-7]。以下ではこれらの結果について述べる。

3.1.3.1 HTS STARS 導体 30 kA 級プロトタイプ試験

30 kA 級導体サンプルには、フジクラ製 GdBCO 線材(FYSC-SC10、幅 10 mm、厚 み 0.22 mm、臨界電流~600 A@77 K、自己磁場)を 20 枚用い、2 列×10 層で単純積層 して銅ジャケットに収め、外側からステンレスジャケットをボルト締めして全体を強 固に固定した。ステンレスジャケットの外側にヒータを仕込み、FRP ジャケットを被 せて断熱することで液体ヘリウム中において温度 30 K までの試験を可能とした。通 電時の強大な電磁力を支持するため、20mm厚のステンレス板で全体を支持した。サ ンプル全体はレーストラック形状として、東北大学量子エネルギー工学専攻によって 開発された機械的ブリッジジョイントによって接続し、1 ターンループを形成した。 スプリットコイルの磁場を変化させることによってサンプルに電流を誘起する方式 を採用した。第1回の試験の結果、温度 20 K において 30 kA 以上の電流を1分間以 上流すことに成功し、外部磁場6Tにおいて45kAの臨界電流を観測したが、減衰時 定数は 80-90 秒と期待値の数分の1 であり、45 kA 以上に到達すると急激に電流が減 衰した。これは、2個ある接続部のうちの片側の接続抵抗が予測値の10倍ほど高か ったことが原因であった。そこで、接続部を改良してサンプルを再製作し、第2回試 験を行った。接続部を改良したサンプルにおいて、電流の減衰時定数は約 300 秒であ り、接続部からのクエンチは認められず、接続抵抗はほぼ期待値に近かった。この試 験において、様々な温度と磁場において臨界電流を測定することに成功した。臨界電 流の測定結果とその数値解析については、後述する。温度を4Kに下げて高電流まで の通電を試みたところ、磁場1Tにおいて約70kAまで到達した。

3.1.3.2 HTS STARS 導体 100 kA 級プロトタイプ試験

30 kA 級導体の結果を受けて、100 kA 級 HTS 導体サンプルの試験を行った。導体 サンプルの断面構成を図 3.1.3.1 に示す。サンプルの写真と導体試験装置内における 設置の様子を図 3.1.3.2 に示す。フジクラ製の GdBCO 線材 (FYSC-SC10、幅 10 mm、 厚み 0.22 mm、臨界電流 ~600 A@77 K、自己磁場)を54 枚用い、3 列×18 層で単純 積層して銅ジャケットに収めた。30 kA 級導体では GdBCO 線材を 20 枚(2 列×10 層) 使ったため、線材量は 2.7 倍となった。外側には、機械的な固定のためにステンレス ジャケットをボルト締めしている。これにヒータを仕込み、FRP ジャケットで断熱す ることで液体へリウム中において温度 30 K までの試験を可能とした。さらに 20 mm 厚のステンレス板を配置し、強大な電磁力を支持している。サンプル全体はレースト ラック形状であり、東北大学によって開発された機械的ブリッジジョイントを入れて 1 ターンループを形成した。30 kA 級導体サンプル (2 列 10 層)では接続部の GdBCO テープを全て配置してから接合力を負荷して機械的接合を行ったが、今回は橋渡し部 のテープを1 層配置するごとに接合力(接触圧力 119 MPa)を負荷し、接合状況を逐 一確認する施工方法に変更した。

温度 20 K において臨界電流を測定したときの通電波形を図 3.1.3.3 (a) に示す。サ ンプル電流は、ロゴスキーコイルを用いて測定した。サンプル電流が 103 kA に達し たところでクエンチが生じている。外部磁場は 5.3 T であった。クエンチは接続部の 不具合によって生じたと考えられる(図 3.1.3.4)。一方、図 3.1.3.3 (b) では、温度を 4 K まで下げ、低磁場においてサンプル電流が 120 kA まで達した例である。クエンチ は生じず、約 20 分に至る減衰時定数を確認した。この時定数より、所定の接続抵抗 率を達成したことも確認できた。



Figure 3.1.3.1 Cross-sectional schematic illustrations of the 100 kA-class HTS prototype conductor at the sample center. (Reproduced from [3.1.3.1].)



Figure 3.1.3.2 Schematic illustrations of the 100 kA-class HTS conductor sample installed in the large-conductor testing facility at NIFS together with a photograph of the actual sample. (Reproduced from [3.1.3.1].)



Figure 3.1.3.3 (a) Waveforms for the measured sample conductor current and bias magnetic field at temperatures of 20 K (thick curves) and 4.2 K (thin curves). (b) Stable sample conductor current of 100 kA sustained for 1 h at 4.2 K.



Figure 3.1.3.4 Defect area of the fabricated joint (photo taken after dismantling the sample).



Figure 3.1.3.5 Waveforms of the measured sample current and bias magnetic field with a fast ramp-up rate of \sim 1 kA/s for (a) the 30-kA-class conductor sample at 4.2 K, and for (b) the 100-kA-class conductor sample at 40 K. (Reproduced from [3.1.3.1].)

3.1.3.3 HTS STARS 導体の臨界電流解析

本研究で製作した 30 kA 級導体、および、100 kA 級導体では、HTS 線材が単純に積 層されているため、線材間で不均一な電流分布が生じると考えられる。LTS 導体の場 合、不均一な電流分布によって導体全体として期待される臨界電流よりも低い通電電 流においてクエンチが生じる「早期クエンチ」の現象が観測される場合がある。HTS STARS 導体においてこれが生じるかどうかを調べることを目的として、通電速度を 上げて1 kA/s で通電を行ったところ、図 3.1.3.5 に示すところまで通電できた。

この結果について数値解析を行い、早期クエンチの有無を検証した。線材各部の磁 場分布(磁場強度と印加角度)に応じて電流分布が決まり、最大の電流値まで電流が 流れ、導体の臨界電流になると考えられる。線材面内および線材間でスムーズに電流 転流が生じると仮定し、電流分布・磁場分布の数値解析を行った。ここでは、レース トラック形状をしたサンプルの通常部の中央断面に対して解析を行った。これは実験 で温度調節した際、直線部の中央をヒータで熱したため、導体の臨界電流はここで決 まると考えられるためである。レーストラック導体断面に対して図 3.1.3.6 (最上)の ように座標をとり、線材1列10層の束を1つの導体とみなし、それぞれ500の要素 に分割した。1つの要素内で電流分布は一定とした。各要素には初期電流値を与え、 その電流値から通常部の中央断面における線材面に垂直な成分(図の x 軸成分)の磁 場強度を求めた。その際、要素の中心点を磁場の計算点とし、各要素の電流値よりビ オサバールの法則から磁場を求めた。計算された磁場強度から各要素における臨界電 流値を求めた[3.1.3.4,7]。各要素において、電流値が臨界電流値より大きいとき、その 要素は臨界に達したとみなし、臨界に達した要素の電流値と臨界電流値との差分の合 計を臨界に達していない要素に等分配した。要素の電流値が臨界電流値より小さいと き、その要素にある電流刻みに臨界に達した要素からオーバーフローした電流値を加 え、再度、磁場強度の計算からこの過程を繰り返した。最終的にすべての要素が臨界

に達したときの各要素の臨界電流値の合計をこの導体サンプル全体の臨界電流値と した。30 kA 級導体サンプルについて数値計算で得られた臨界電流を実験で得られた 測定値と比較した結果を図 3.1.3.7 に示す。また、温度 20 K に対して上記の数値解析 を行い、サンプルの臨界電流値が求まったときの導体内の線材面に垂直な成分の自己 磁場分布と電流密度分布を図 3.1.3.8 に示す。それぞれ導体中央の断面における値も 載せている。導体の右端(z = 10 mm 付近)が最も磁場が高いため、この付近で電流 密度が低くなっている。磁場はz=0mmに向かってなだらかに減少し、それに伴い、 電流密度は増加していく。磁場がゼロに近づくと、臨界電流が急激に増大するため、 導体内の電流密度も急上昇しており、磁場ゼロのところで最大電流密度になっている。 このことから、自己磁場分布と電流密度分布とが自己無撞着に解かれていることがわ かる。図 3.1.3.7 より、数値解析結果と実験結果は比較的良く一致していることがわか る。これより、HTS 線材単純積層導体内の電流分布について、現在の理解とモデルが ほぼ正しいと証明できたものと考える。実験結果と解析結果の差の原因については、 実験で使用した線材と引用した文献の線材との差や臨界電流磁場特性を文献のグラ フから直接読み取ったことによる誤差などが考えられる。臨界電流の磁場特性に関し ては、特にゼロ磁場での臨界電流値が実際の値より低い可能性があり、今後線材の臨 界電流の磁場特性を実測するとともに、パーコレーションモデル等のスケーリングを 用いて再度検討する予定である。また、今回は自己磁場条件のみの解析を行ったが、 今後は臨界電流の外部磁場の角度依存性も考慮した解析を行い、導体の臨界電流の磁 場依存性を再現する計画である。



Figure 3.1.3.6 Schematic illustration of the model of the critical current analysis. The units are in millimeter. The normalized external magnetic field distribution is also shown.



Figure 3.1.3.7 (a) Critical currents of the 30-kA sample obtained by the experiment and numerical analysis as a function of the bias magnetic field at each temperature. Symbols and curves show the results of the experiment and the analysis, respectively. (b) The same for the 100-kA sample.



Figure 3.1.3.8 (a) Critical currents of the 30-kA sample obtained by the experiment and numerical analysis as a function of the bias magnetic field at each temperature. Symbols and curves show the results of the experiment and the analysis, respectively. (b) The same for the 100-kA sample.

3.1.3.4 HTS STARS 導体の冷却安定性

30 kA 級導体の試験において、温度 20 K、外部磁場 6.1 T において臨界電流 45 kA が測定された。この際、電圧タップの信号による磁東フロー抵抗の増大波形から臨界 電流まで早期クエンチを起こすことなく到達していることが確認できたが、臨界電流 に到達後は、クエンチする場合とクエンチしない場合の2種類があった。典型的な例 を図 3.1.3.9 に示す。クエンチしなかった場合は、導体の発熱と熱伝導による冷却が釣 り合ったと考えられる。一方、クエンチした場合は、導体の発熱と熱伝導による冷却 を上回ったため、抵抗が増大して、サンプル電流が減衰したと考えられる。この冷却 安定性について、電磁・伝導の連成数値解析を進めている。



Figure 3.1.3.9 (a) Waveforms of the sample current, bias magnetic field, and temperature (at two locations on the stainless steel jacket) observed in the critical current measurement of the 30-kA-class HTS STARS conductor sample. (b) Quench or no quench points on the bias magnetic field and current plane observed in this experiment.

3.1.3.5 HTS STARS 導体試験サンプルの接続抵抗評価

HTS 導体サンプルは機械的ブリッジジョイントを用いた接続部を有する。2012 年8 月に行った 30 kA 級導体の第1回試験では、測定された接続抵抗が予測値より高く、 接続部よりクエンチした。そこで接続部の構造を改良したサンプルを再製作し、2013 年3月に再試験試験を行った。第1回、第2回試験ともに、導体サンプルは2列10 層に単純積層された GdBCO テープ(フジクラ製 FYSC-SC10)を銅ジャケット、ステ ンレスジャケット内に収めて製作している。第1回試験では接続抵抗が予測より高く なったが、サンプルを解体してみたところ、GdBCO テープの階段部の一部がお互い に乗り上げ、接触面積の低下および応力集中による線材の損傷が観察され、それが高 い接続抵抗となった原因であることがわかった。また、GdBCO テープ1層の機械的 ブリッジジョイントの要素試験では、接合応力が50 MPa 以上で接続抵抗が安定的に 低下することが得られていたが、第1回試験のサンプルでは、接合応力を与えるステ ンレスジャケットの塑性変形が発生するという制約で35 MPa 程度の接合応力しか与 えられていなかった。そこで、ステンレスジャケットの厚さを10 mm から20 mm に 変更し、最大100 MPa の接合応力を負荷できるように改良した。図3.1.3.10 に第2回 試験におけるサンプルの構造を示す。また、応力集中による線材の損傷を回避するた めに接合面およびジャケット間に挿入するインジウム箔の設置位置、厚さ、サイズを 調整して、接続部の施工を行った。





Figure 3.1.3.10 Schematic illustration and a photograph of the joint section of the HTS STARS conductor sample.

接続抵抗の評価結果を図 3.1.3.11 に示す。いずれの結果についても、接続部の温度 4.2 K、通電電流 30 kAのときに算出した接続抵抗である。また、機械的ブリッジジョ イントにおいては接続部が2ヶ所あることになるが、この図の接続抵抗は2ヶ所の接 続部の抵抗を合計した値を表わしている。第1回試験では接続抵抗が約25 nΩだった のに対し、第2回試験では約6nΩに改善された。



Figure 3.1.3.11 (a) Joint resistance measured for the 100-kA-class conductor sample as a function of bias magnetic field. (b) Joint resistivity measured for the 100-kA-class conductor sample as a function of the applied pressure during joint fabrication.

3.1.3.6 HTS STARS 導体用機械的ラップ接続部の機械強度評価

超伝導マグネットの運転中に発生する電磁力を考えると接合部の機械強度は重要 な特性である。HTS 導体を用いたマグネットオプションについて、電磁力によってへ リカルコイルに発生する応力に関する検討を行い、これについては、2.4.4.4節に述べ ている。東北大学において、GdBCO テープ線材(単線)の機械的ラップジョイント の引張せん断試験を行った[3.1.3.8,9]。図 3.1.3.12(a) に実験体系の概要を示す。5mm 幅の銅安定化層付き GdBCO テープ線材(フジクラ社製 FYSC-SC05、77K、自己磁場 での臨界電流250A)の銅層(接合面)を#400研磨紙で研磨した後にエタノールで洗 浄し、インジウム箔(100 μm 厚)を接合面に挿入して、接合長 5 mm と 10 mm のサ ンプルを製作した。全てのサンプルには、ジグを用いて接触圧力 100 MPa を加え、そ の後、一度ジグを外して接触圧力を解除した。接合長 5 mm のサンプルについては、 この状態のサンプルと再度ジグにより接触圧力を加えたサンプル(接触圧力 11、25、 50、100 MPa) を試験部に設置し、液体窒素中で引張試験を行った。また、接合長 10 mm のサンプルについては、接触圧力非印加(0 MPa)の条件でのみ引張試験を行っ た。引張負荷はステッピングモータを用いて与え、電流 50 A をサンプルに流した。 測定項目は、引張負荷、GdBCO 線材のひずみ、サンプル全体の変位、接合部の電圧 であった。印加電流 50 A において接合部の電圧から接合抵抗を評価し、接触抵抗を 各サンプルに対して評価した。この試験は、接合サンプルの引張強度に加えて、接合 部、および、接触面の面内せん断強度を確認するために行った。

本試験で得られる接合サンプルの使用限界となる引張応力が、図 2.4.4.8 (a) で示さ れる引張ひずみ 0.145%を発生させる引張応力を超えている必要がある。併せて、接合 部のせん断強度が構造解析で得られたコイルのねじりによって発生する面内せん断 応力の最大値 32 MPa (図 2.4.4.8 (b))も超えている必要がある。構造解析で議論して いるせん断応力は、GdBCO テープ線材を引っ張ることによって発生するせん断応力 ではなく、テープ線材の長手方向に垂直な断面を横方向にずらす力によって発生する せん断応力であるが、接合部の長手方向と横方向のせん断強度は同等であるものと仮 定して、テープ線材の長手方向に対する引張せん断試験による評価を行った。



Figure 3.1.3.12 (a) Schematic illustration of a tensile and shear strength test setup for a single-tape joint and (b) its result.

図 3.1.3.12(b) に試験で得られた接合部製作時の印加応力と最大引張負荷の関係を 評価した結果を示す。最大引張負荷は接合部のせん断破壊が起こった、もしくは GdBCO テープ線材が破断したところに相当する。使用した GdBCO テープ線材の不 可逆ひずみは 0.43%~0.53%と報告されている。本試験では 500-600 N を超える引張 負荷をかけた際に不可逆ひずみを超えるひずみが GdBCO テープ線材に生じ、電圧が 大きく上昇した。機械的ラップジョイントにおいては、接触コンダクタンスの上昇に ともない、最大引張負荷が上昇している。接合部のせん断強度は、接触導電率で決定 されることを示している。また、接合部固定ジグが存在する場合は存在しない場合に 比べて、せん断強度が大きな値にシフトしている。これは、引張試験の際に接合部に 回転モーメントが働き、剥離方向の力が加わるためである。ジグありの場合は純粋な せん断による破壊、ジグなしの場合はせん断と剥離による破壊が接合面に発生する。 実際のマグネットの接合部ではジャケット等で接合部が固定されているので、ジグが 存在している状況と同等になると考えられる。せん断強度が 36 MPa 程度に至ると、 接触導電率が上昇してもせん断強度が一定になることも示している。液体窒素温度で は、機械的ラップジョイントのせん断強度は36 MPa 程度が上限であると考えられる。 ジグがある場合のデータでは、接触圧力条件の上昇とともに接触導電率が上昇してい る。接触面のせん断強度が接触導電率、接触圧力のいずれで決定されているのか判断 できないため、今後もデータの蓄積・詳細解析が必要である。接触面のせん断強度が 接触導電率のみで決まるのであれば、実際のコイルの接続部の製作において、接触圧 力を過剰に確保する必要はなくなる。本試験体系で引張ひずみ 0.145%を発生させる 引張負荷は150-200N程度であり、機械的ラップジョイントは十分な強度を有してい る。引張せん断試験で得られた機械的ラップジョイントの最大せん断強度 36 MPa は、 ヘリカルコイルのねじりによって発生するせん断応力 32 MPa をわずかに上回るのみ である。また、100kA 級 STARS 導体で達成した接合抵抗率は、77K では 30 pΩm²程 度に相当するが、これから接触導電率を求めた場合は 0.035 TS/m² 程度となり、仮に 接触面のせん断強度が接触導電率で決まるとするならば、このときの接合部のせん断 強度は 24 MPa 程度と見積もられる。従って、1 枚のテープ線材同士で達成できる接 合状態を大型導体でも達成できるような製作改善が必要である。現状、引張せん断試 験は77Kで行っており、実際のマグネットの運転領域である20K程度ではせん断強 度が上昇する可能性がある。一方、FFHR-d1 のヘリカルコイルの構造解析では、YBCO テープ線材部はジャケットに完全拘束されていると仮定しているが、この拘束がなく YBCO テープ線材がスライドできるとするならば、せん断弾性係数が下がり、発生す るせん断応力も小さくなると予想される。よって、YBCO テープ線材の固定方法やコ イル支持構造の最適化等により、接合部に発生する応力・ひずみを下げることも検討 していく必要がある。

今後、ドイツのカールスルーエ工科大学(KIT)との共同研究として、同大学に設置された FBI 装置を用いて、10 kA 級接続サンプルの機械試験を行うことを計画している。この装置では、100 kN までの引張応力(F)を印加した状態で、14 T までの外部磁場(B)を印加し、10 kA までのサンプル電流(I)を印加することができる。10 kA 級導体の計画図を図 3.1.3.13 に示す。

286



Figure 3.1.3.13 Schematic illustration of a 10-kA-class HTS STARS conductor sample to be tested in the FBI facility at KIT.

3.1.3.7 HTS STARS 導体用機械的ラップ接続部の接合抵抗率低減

大型導体の機械的接合においては、均一な接触圧力を接合面に加えることが技術的 に難しくなることで、非接触領域が増大し、接合抵抗率が大きくなってしまう懸念が ある。接触面積増大のために接合面間にはインジウム箔を挿入しているが、接触圧力 の不均一性の問題に対応しきれていない。接触荷重適用時の真実接触面積は接触材料 の硬さに反比例するとされている。よって、常温から温度を100℃程度まで上げると、 インジウムの硬さが半分程度に変化することを利用して、接合部製作時に熱処理を行 うことで接合状態を改善することを提案し、その適用性を評価した[3.1.3.10]。試験サ ンプルは5mm幅の銅安定化層付きGdBCO線材(フジクラ社製FYSC-SC05)のイン ジウム箔挿入機械的ラップジョイントとした。接合前には、接合面を平均粒径 81 um (#400)のサンドペーパーで研磨し、エタノールで洗浄した。いくつかのサンプルに ついては、研磨・洗浄後に低真空(10⁻² kPa)、150℃の環境で 30 分のベーキング処理 を行ってから接合を行った。接合面積は 25 mm² とし、接触圧力はボルト締めによっ て与えた。サンプルごとに加熱処理前に接合抵抗を評価し、その後加熱処理を行って 再度接合抵抗を評価した。加熱処理前後の接合抵抗率の変化は、インジウム箔の厚さ 変化によるものと GdBCO テープ線材の銅層面とインジウム箔の接触抵抗の変化によ るものの2つの和になると考えられる。前者を評価するために加熱処理前後のサンプ ル接合部の厚さの変化、すなわちインジウム箔の厚さ変化も測定した。

図 3.1.3.14 に、加熱処理温度と加 熱処理後の接合抵抗率の関係を示 す。ベーキング処理の有無にかかわ らず、加熱処理後に接合抵抗減少が みられ、加熱処理温度 90℃付近で接 合抵抗が最小となった。90℃を超え る温度においては、ベーキング処理 を行っていないサンプルにおいて接 合抵抗が上昇に転じた。これは、イ ンジウム箔内に空隙が生じ、接触抵 抗が上昇したためである。ベーキン グ処理を行ったサンプルにおいては 90℃を超える温度においても空隙の 発生が抑えられていることから、こ の空隙は GdBCO テープ線材やイン ジウム箔内に補足されていた気体分



Figure 3.1.3.14 Evaluated joint resistivity as a function of heating temperature during fabrication of a GdBCO single-tape mechanical lap joint.

子が放出されることで発生したものであると考えられる。以上より、ベーキング処理 と加熱処理を組み合わせることで、接合抵抗を低減できることが示された。今後は、 加熱処理中の接触圧力制御の導入も含めて、この方法を大型導体の接合部製作にも適 用し、その効果を確かめていく計画である。

3.1.3.8 HTS STARS 導体開発研究の今後の計画

上述のように、3mの短絡コイル形状導体試験を行い、100kAの通電実験に成功し た。3.1.4 節に詳述されているように、NIFS 超伝導マグネット研究棟では、最大磁場 強度 13 T でボア径 700 mm のソレノイドコイルを有した大口径高磁場導体試験設備 を整備中である。今後、この装置を用いて、長さ5m以上の STARS 導体の試験を行 い、さらなる開発研究を進めることを計画している。この装置では、ソレノイドコイ ルの内部において、試験サンプルもやはりコイル形状としてインストールすることに なる。よって、導体の長手方向に沿って均一な磁場を印加することができる。さらに、 サンプルの試験空間は一様温度に制御(4-50K)することが可能となっている。先の 短尺試験では、実際には、高磁場が印加できたのは 300 mm 程度であり、かつ、この 部分だけ均一な温度制御ができた。今度の試験では、これと比べて、磁場分布、温度 分布ともに、長さ 10 倍以上で均一な条件を与えられることになる。現在、設計と製 作を進めている HTS STARS 導体サンプルの外観を図 3.1.3.15 に示す。2 層のダブルパ ンケーキ構造として、層間は接続を入れる方式である。また、1層のパンケーキの外 周には、東北大学で機械的ラップ接続部を入れる計画を東北大学との共同研究で進め ている。この場合、曲線状の形状になるため、要素試験を入念に進める必要がある。 この設備を用いた試験で、これまで最も異なるのは、直流電源からサンプル導体に直 接通電を行うことである。以前の試験では、サンプルを短絡としてスプリットコイル の電流を変化させることでサンプルに電流を誘起した。このため、約1時間の安定な 通電を行えたとは言え、どうしても全てが過渡的となった。今度の試験では、一定の 電流、一定の磁場を長時間に渡って印加することが可能となる。ただし、この設備で は、サンプルの最大電流値が 50 kA の制限となる。そこで、図のサンプルでは、定格 電流を 30 kA に設定した。



Figure 3.1.3.15 Schematic illustration of a HTS STARS conductor to be tested in the new superconductor testing facility at NIFS equipped with a 13-T magnetic field and 700-mm bore solenoid coil. The rated current is 30 kA at temperature 20 K.

参考文献

- [3.1.3.1] G. Bansal et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 18 (2008) 1151.
- [3.1.3.2] N. Yanagi et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. 24 (2014) 4202805.
- [3.1.3.3] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 24 (2014) 4602305.
- [3.1.3.4] Y. Terazaki et al., IEEE Appl. Supercond. 24 (2014) 4801305.
- [3.1.3.5] N. Yanagi et al., Nuclear Fusion 55 (2015) 053021.
- [3.1.3.6] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 25 (2015) 4201205.
- [3.1.3.7] Y. Terazaki et al., IEEE Appl. Supercond. 25 (2015) 4602905.
- [3.1.3.8] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **25** (2015) 4201205.
- [3.1.3.9] L. Aparicio et al., Plasma Fusion Res. **11** (2016) 2405065.
- [3.1.3.10] T. Nishio et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4800505.

3.1.4 大口径高磁場導体試験装置の構築

3.1.4.1 試験設備概要

大電流導体の特性を調べるためには、一様な磁場空間を導体の電磁気的な特性長より も十分に長くすることが必要である。そのため、本計画においては、図 3.1.4.1 に示す ように、既設の2分割の9 テスラコイルを、内径が0.7 m で最高磁場が13 T の大口 径ソレノイドコイルに交換し、コイル形状の導体試験を実施できるようにする。この 方式には、最高磁場に近い位置に試験空間を設けることができる利点がある。新設の 大口径コイルは、スプリットコイルへの改造が可能な設計とするとともに、内側に内 径 0.6 m の最内層コイルを追加することにより、最高磁場を15 T に増強可能な設計と する。

導体の曲げ半径は,導体幅の 10 倍以上が望ましいが,5 倍程度の曲げの実績がある [3.1.4.1,2]。導体幅の5倍の曲げ半径を許容すれば,内径0.6mの場合でも,幅50mm までの導体の試験が可能である。

Table 1. Major specifications of the external field coil for Large-bore Conductor Test Facility.

		Inner (15 T)	Inner (13 T)	Outer
Max. field	Т	15.0	13.0	< 7
Operating temperature	K	4.4	4.4	4.4
Cold bore diameter	m	0.6	0.7	
Outer diameter	m			< 1.4

・内層コイルと外層コイルは、電源に対して直列に接続する。



Fig. 3.1.4.1. Concept of upgrading the existing 9 T conductor test facility to Large-bore test facility.

3.1.4.2 磁場発生コイルの設計

設計条件

 (1) 候補線材には下記を選定。なお、納期短縮のため、製造実績のある超伝導線材の 中から最大の断面積の矩形断面導体を選択した。
 Nb₃Sn 矩形導体: 3.2 mm×2.1 mm, Cu ratio は 0.9±0.1,ガラス編組絶縁(厚さ 0.1 mm)
 NbTi 矩形導体: 4.0 mm×2.0 mm, Cu ratio は 2.2 以上、ホルマール絶縁(厚さ 0.05

mm)

- (2) 遮断時の最大電圧については、Nb₃Sn 導体の最大層間電圧が147V(ヘリウム中の最小火花電圧)以下、NbTi 導体の最大層間電圧が400V以下とする。
- (3) クエンチ時のコイル保護に関しては、外部保護抵抗を用いる。超伝導導体の比熱 だけを考慮したホットスポット温度として 250 K 以下とする。(遮断電圧を下げ るため、200 K から 250 K に条件を緩和)
- (4) コイルは長さ方向に2分割とし、スプリットコイルとしても使用可能な設計とする。
- (5) 径方向には約10層毎にSUS支持円筒を挿入し,電磁力による超伝導線材の引張 ひずみを0.35%以下,支持円筒の最大応力を600MPa以下とする。
- (6) 温度マージンは NbTi は 1.0 K 以上, Nb₃Sn は 2.0 K 以上とする。
- (7) Nb₃Sn コイルは、製作の都合で内周側の対地絶縁が貼り付けとなるため、対地電 Eは 1,500 V 以下とする。NbTi コイルの対地電圧は 2,500 V 以下とする。

コイル設計

<超伝導線材の制約>

・線材メーカーの製造設備の制限より、
Nb₃Sn 導体の製作長は 2,150 m とし、25 m の巻線代と口出しを考慮し、巻線長は 2,120 m 以下とする。NbTi 導体の製作長は 3,500 m とし、巻線長は 3,470 m 以下とする。

<製作性の制約>

・層数が多くなりすぎると巻線精度が悪 くなるため、1ブロック当たりの層数は 内層(Nb₃Sn)コイルは12層以下,外層

(NbTi) コイルは 16 層以下とする。

・当初、各ブロックの製作公差は 1.0 mm
 程度を見込んでいたが、Nb₃Sn コイルの
 試作の結果、Nb₃Sn 生成時に線材が膨張
 することが原因で楕円変形を抑止できな
 いことが判明した。また、線材断面も 5%
 程度膨張することから、楕円変形を熱処



Fig. 3.1.4.2 External field coil

理後に内周を当て板で押して矯正しても,楕円変形による公差±0.5 mm と断面膨張 分1 mm を加える必要が生じた。そのため,Nb₃Sn の組立ギャップとして 3 mm 程度 を見込む必要がある。この公差増大分を吸収するため,SC14 ブロックの層数を 12 から 10 に減らし,長さの延長と定格電流の上昇によって最高磁場を確保した。 ・内層コイルは長手方向に 2 分割。3.2 mm×2.1 mm (裸寸法)のNb₃Sn 導体のソレノ イド巻とし,層数は内周側から 12,12,12,10 層で,層毎に支持円筒を入れる。9 導 体で巻線するため,内側から 2 ブロック (SC11 と SC12)は接続無し,その外側 (SC13 と SC14)は接続 1 箇所とする。導体長の制約により,列数は内側から, 89,78,83,83 列とする。

・外層コイルも長手方向に2分割。4.0 mm×2.0 mm(裸寸法)のNbTi導体のソレノ イド巻とし、外層コイルの最大経験磁場を下げるため、最も内側のコイル(SC21)の 長さは内層コイルよりも短くする。Outlは1導体の半分で巻線することを考慮し、 10層とし、列数を58列以下とした。その外側コイル(SC22とSC23)は接続1箇所 とし、SC23の導体長の制約により、116列の16+16層とした。外層コイルの経験磁 場は、軸方向磁場と径方向磁場の和により内層コイルの端部に近いところで最大と なる。

外部磁場発生コイルの磁場分布を図 3.1.4.3 と 3.1.4.4 に示す。



Fig. 3.1.4.3 Magnetic field distribution in the middle plane (a) and at the radius of 0.25 m and 0.3 m (b).



Fig. 3.1.4.4 Axial (a) and radial (b) magnetic field distributions in horizontal planes at the axial (Z) positions of 0 (center), 0.05 m, and 0.10 m at the highest field of 13.0 T without SC11.

<サンプルに働く上下方向電磁力>

サンプルの電流値を外部磁場発生コイルと同一方向に流せば、上下方向(鉛直方 向)の電磁力は長さ中心の向きに働く。長さ方向に 50 mm のシフトがあると、0.345 T の径方向磁場があるため、50 kA、2 ターンの場合の電磁力は、50 x 2 x 0.345 x 2□ x 0.3 = 65.0 kN

8本の吊りボルトで支える場合,許容応力を100 MPa とおくと,10.2 mm の直径が 必要となる。よって M12×8本(または M16×4本)でサンプルをサンプル天板から 支える構造とする。

3.1.4.3 遮断電圧と断熱温度上昇の評価

クエンチヒータにより全コイルを常伝導転移させる内部ダンプ方式によるクエンチ 保護を選択すると、15 T からの遮断時の最大発熱量が 4.3 MW と評価され、安全弁 の必要断面積が大きくなりすぎるため、外部保護抵抗方式を採用する。遮断電圧を 抑制するため、図 3.1.4.5 に示すように、銅比の異なる内層コイルと外層コイルは 別々の時定数で遮断する保護回路とし、各々のホットスポット温度が 250 K 以下と なるように外部保護抵抗を選定する。2つの結合する LR 並列回路を解析して、内層 コイルと外層コイルの最大電流値を求め、保護抵抗との積を最大端子電圧とした。 内層コイルも外層コイルも長さ方向に2分割することとし、最大層間電圧は、次式 で求めた。

(1)

最大層間電圧=端子電圧/長さ方向分割数/層数×2=端子電圧/層数



Fig. 3.1.4.5 Protection circuit for 13 T magnet (without SC11, 118 H)



Fig. 3.1.4.6 Plan of protection circuit for 15 T magnet (with SC11, 139 H)

クエンチ保護時の電流値と温度変化の代表的な計算結果を図 3.1.4.6 に示す。

3.1.4.4 強度検討

n層目の外側に支持円筒を置いて導体の変位を拘束する場合において、導体の応力は 降伏応力で飽和すると近似すると、力の釣り合いは次式で与えられる。

$$f_1 * r_1 - f_{1,2} * (r_1 + r_2)/2 = \sigma_1 * A$$

$$f_{1,2} * (r_1 + r_2)/2 + f_2 * r_2 - f_{2,3} * (r_2 + r_3)/2 = \sigma_2 * A$$
(2)
(3)

:

$$f_n * r_n - f_{n-1,n} * (r_{n-1} + r_n)/2 - f_0 * r_0 = \sigma_n * A$$
(4)

 $\sigma_0 = f_0/W^*((r_0+t_0)^2 + r_0^2)/((r_0+t_0)^2 - r_0^2)$ (5) (注) 厚肉円筒の式を採用。内圧 p, 外半径 a, 内半径 b の場合の半径 r でのフープ

応力は

$$\sigma_{\theta}(r) = pb^2(a^2 + r^2)/(a^2 - b^2)/r^2$$

 f_1 : 1層目の単位長さ当たりの電磁力 $f_{1,2}$: 1層目と2層目の間に働く力 f_n : n層目の単位長さ当たりの電磁力 $f_{n-1,n}$: n-1層目と n層目の間に働く力 f_0 : n層目と支持円筒の間に働く力 σ_n : n層目の導体の応力 σ_0 : 支持円筒の内周応力(最大応力)A: 導体の断面積H: 導体の高さ(径方向)W: 導体の幅(軸方向) r_1 : 1層目の導体曲げ半径 r_n : n層目の曲げ半径 r_0 : 支持円筒の内側半径 t_0 : 支持円筒の厚さ

(2)-(4)より

$$f_1 * r_1 + f_2 * r_2 + \dots + f_n * r_n - f_0 * r_0 = \Sigma \sigma_n * A$$

(6)

$$(5) \succeq (6) \ddagger \emptyset$$

$$\sigma_0 = (f_1 * r_1 + f_2 * r_2 + \dots + f_n * r_n - \Sigma \sigma_n * A) / W^* ((r_0 + t_0)^2 + r_0^2) / ((r_0 + t_0)^2 - r_0^2)$$
(7)

導体に働くひずみは、導体と絶縁物が径方向に圧縮される変形が加わるため、次式 で与えられる。

$$\varepsilon_{n} * r_{n} = \varepsilon_{0} * r_{0} + f_{n-1,n} / W / E_{t} * H = \sigma_{0} / E_{0} * r_{0} + f_{n-1,n} / W / E_{t} * H$$
(8)

*E*_n: n 層目の導体のひずみ
 *E*_t: 導体の径方向の弾性係数
 *e*₀: 支持円筒に働くひずみ
 *E*₀: 支持円筒の弾性係数

ITER 用素線(銅比1.0)の応力ひずみ曲線から銅比の違いを補正して、Nb₃Sn 超伝 導線材の応力ひずみ曲線を図3.1.4.7のように、完全弾塑性モデルで近似する。50 MPa 以上では、Cu は塑性変形をしてそれ以上の応力を分担しないと見なして、ITER 用線材の実測値の弾性係数を(1+1)/(1+0.83)倍している。



Fig. 3.1.4.7 Expected stress-strain curve of the Nb₃Sn strand using the data of ITER strands.



Fig. 3.1.4.8 Axial magnetic field at each center position of conductors.

1		2 I J/E	
A	6.5054	mm ²	導体の断面積
W	3.4	mm	導体の高さ(径方向)
H	2.3	mm	導体の幅(軸方向)
E_{t}	115	GPa	導体の径方向の弾性係数
$\sigma_{\rm n}$	309.6*strain + 36.44	MPa	導体の応力
E_0	200	GPa	支持円筒の弾性係数
<i>t</i> i1	0.2	mm	層間絶縁の厚さ
ti2	1.7	mm	外周側対地絶縁の厚さ
Ei	20	GPa	GFRP 絶縁物の弾性係数
Ι	760.0	А	導体電流値

<最高磁場15Tの場合の内層コイルの応力とひずみ>

	R	BZ (*1)	電磁力 fi	引張応力	$\Sigma(fi*ri-\sigma_y*A)$	層間圧力	ひずみ
_	(m)	(T)	(N/m)	(MPa)	(N)	(MPa)	(%)
1 層目	0.30228	14.878	11307.5	134.7	2541.6	2.47	0.317
2層目	0.30464	14.633	11121.3	134.0	5058.1	4.88	0.315
3層目	0.30701	14.389	10935.5	133.2	7548.9	7.23	0.313
4 層目	0.30937	14.145	10750.0	132.4	10013.1	9.52	0.310
5 層目	0.31173	13.901	10564.9	131.7	12449.9	11.75	0.308
6 層目	0.3141	13.658	10380.0	130.9	14858.5	13.91	0.305
7 層目	0.31646	13.415	10195.4	130.2	17238.1	16.02	0.303
8層目	0.31883	13.173	10011.2	129.4	19587.9	18.07	0.300
9 層目	0.32119	12.931	9827.2	128.7	21907.0	20.06	0.298
10層目	0.32355	12.689	9643.5	128.0	24194.6	21.99	0.296
11層目	0.32592	12.448	9460.1	127.3	26450.0	23.87	0.293
12層目	0.32828	12.207	9277.0	126.5	28672.3	25.69	0.291
リング内周	0.33113	0	0	575.2			0.288
リング外周	0.34613			549.8			

Table 3.1.4.1 Stress in SC11 at 15 T with SC11

(*1) Z=0.0628 mmの値 (Bzの積分値が最大となる列)

<最高磁場13T(SC11 無し)の場合の内層コイルの応力とひずみ> 導体電流値 *I*=764.3 A

	Table 3.1.4.2	Stress	in SC12	at 13 T	without	SC11
--	---------------	--------	---------	---------	---------	-------------

	R	BZ (*1)	電磁力 fi	引張応力	$\Sigma(fi*ri-\sigma_y*A)$	層間圧力	ひずみ
	(m)	(T)	(N/m)	(MPa)	(N)	(MPa)	(%)
1層目	0.35095	12.890	9852.1	132.3	2597.1	2.18	0.310
2層目	0.35331	12.645	9664.6	131.6	5155.5	4.29	0.307
3層目	0.35568	12.400	9477.4	131.0	7674.3	6.35	0.305
4層目	0.35804	12.155	9290.4	130.3	10152.7	8.34	0.303
5 層目	0.36041	11.911	9103.8	129.7	12590.1	10.27	0.301
6 層目	0.36277	11.667	8917.5	129.1	14985.4	12.15	0.299
7 層目	0.36514	11.424	8731.4	128.4	17338.0	13.97	0.297
8層目	0.3675	11.181	8545.5	127.8	19647.0	15.72	0.295
9層目	0.36987	10.938	8359.9	127.2	21911.7	17.42	0.293
10層目	0.37223	10.695	8174.5	126.6	24131.0	19.07	0.291
11層目	0.3746	10.453	7989.3	126.0	26304.4	20.65	0.289
12層目	0.37696	10.211	7804.3	125.3	28430.9	22.18	0.287
リング内周	0.37981		0	568.7			0.284
リング外周	0.39481			546.7			

(*1) Z=0.0712 mmの値 (Bzの積分値が最大となる列)

参考文献

[3.1.4.1] K. Kizu et al., Fusion Eng. Des. 82, 1493 (2007).

[3.1.4.2] K. Kizu et al., Fusion Eng. Des. 84, 1058 (2009).

3.1.5 先進低温超伝導線材開発

3.1.5.1 低放射化超伝導線材開発

核融合炉を指向した大型超伝導マ グネットにおいて、さらなる高磁場・ 高電流密度特性が要求されており、 Nb₃SnやNb₃Al等の先進金属系、ある いは、YBCO等の酸化物系線材の適用 が検討されている。一方、ITER以降の 原型炉や発電プラントでは、長時間 の燃焼プラズマによって大量の中性 子が発生し、その漏洩や透過による 超伝導マグネットの放射化が懸念さ れる。マグネットの放射化は、機器の 補修や廃炉等のスケジュールに影響 し、中長期的観点から重要な課題と なるであろう。このような観点から、 Nb やNi 等の半減期の長い元素を構 成要素として一切含まない「低放射 化超伝導線材 | と称し、開発を行って いる。表3.1.5.1のように高磁場応用 にはV₃Ga線材、低磁場応用にはMgB₂ 線材をそれぞれ取り上げ、それらの 超伝導特性の向上を目的に、(国法) 物質・材料研究機構、九州大学、東北 大学、東海大学、富山大学、古河電工 (株)、(株)大阪合金工業所等との 有機的な連携をもとに検討を行って いる。

V₃Ga線材開発において、NIFSで独 自に開発した高濃度Ga化合物粉末を 用いることで複合線材加工性を実証 し、さらに均質で化学量論組成を持 つV₃Ga相の生成に成功している [3.1.5.1-3]。従来のV₃Ga線材よりも高 い超伝導特性を得るべく、高融点成 分であるTiGa₃化合物にCu添加した 粉末を用いた線材構成を検討した [3.1.5.4]。その結果、V₃Ga超伝導体

Table3.1.5.1Superconductingmaterialscandidates for low-activation magnet systems.

Magnetic Field	ITER, DEMO	Low activation
High Field (TF, CS) Plasma confinement	Nb₃Sn Nb₃Al High-T _c	<mark>V₃Ga</mark> V₃Si V₂(Hf, Zr)-Laves
Low Field (PF, EF, Feeder)	Nb-Ti	V-Ti-(Ta) MgB ₂



Figure 3.1.5.1 Critical current density of NIFS-V₃Ga strand as a function of external magnetic field.



Figure 3.1.5.2 Flow diagram of MgB₂ strand fabrication using the ¹¹B isotope.

では最も高い24.5 Tの臨界磁場特性 が得られ[3.1.5.5]、15 T以上の高磁 場下でも良好な臨界電流密度特性 を有している(図3.1.5.1)。線材断 面構成の検討によりNb系線材と同 等あるいはそれ以上の特性を示す V₃Ga超伝導線材が期待できる。

MgB2線材については、図3.1.5.2 に示すように通常のB原料粉末では なく、中性子照射耐性の大きい¹¹B 同位体をB源としたMgB2線材を世 界で初めて作製し、通常の臨界温度 特性と同等であることを(独)物質・ 材料研究機構と九州大学の共同研 究によって明らかにした[3.1.5.6]。 さらに、¹¹B同位体原料粉末の平均

粒径、純度や材質に応じて、磁場中



Figure 3.1.5.3 Critical current characteristics of various MgB₂ strands using the ¹¹B isotope.

での臨界電流密度特性が変化することが示唆された。特に、¹¹B同位体原料粉末の平 均粒径や材質の影響は大きく、細かい平均粒径を有する非晶質の¹¹B同位体粉末によ る臨界電流密度特性の向上が明らかになった(図3.1.5.3)[3.1.5.7,8]。今後は、更な る原料粉末の最適化及び微細組織制御によって、長尺線材加工性や臨界電流特性の改 善が見込め、MgB2線材を中性子照射環境下でのNb-Ti線材の代替材料として期待でき る。

3.1.5.2 高磁場・高強度 Nb₃Sn 超伝導線材開発

ITERのTFやCS超伝導コイルはブロンズ法Nb₃Sn線材で作製されていることは周知 の事実である。これは、Nb₃Sn線材の高磁場中での臨界電流特性がコイル仕様を充分 に満たしていることだけでなく、A15型化合物系及び酸化物系の中でもブロンズ法 Nb₃Sn線材が最も工業化や生産性が確立された成熟した線材であることも大きな理 由であろう。しかしながら、ITER調達活動において、Nb₃Sn導体における繰り返し励 磁等を起因として発生する内部歪によるNb₃Sn素線の臨界電流特性の劣化が見出さ れている[3.1.5.9, 10]。加えて、CIC (Cable-In-Condit) 導体形状によるNb₃Sn素線と、 ステンレス鋼管等のコンジット部材との間の熱収縮率の違いで発生する残留歪の影 響も相まって[3.1.5.11,12]、ITER以降の原型炉及び実証炉設計における導体に使用さ れる超伝導素線の選択や性能仕様の設定に大きな影響を与えている。

このような背景のもと、ITER以上の巨大な電磁力下での導体性能保証が求められる原型炉や実証炉にNb₃Sn導体を適用するならば、Nb₃Sn素線の耐ひずみ特性改善や線材の高強度化は重要なテーマである。Nb₃Sn線材の高強度化へのこれまでの試みと

して、高強度のTaやCu-Nb繊維強化 銅を線材に複合化する「外部補強」が あり、通常のNb3Sn線材よりも高い強 度を有する線材が得られている。し かしながら、TaやCu-Nb等の非超伝 導材料が複合化されることで、線材 断面における非超伝導領域が増加し て、実効的な臨界電流密度特性

(Engineering Jc: Je)を低下させる 要因となる。Je特性の低下は、超伝導 線材の太線径化を招き、ひいては核 融合大型超伝導マグネットの成立性 に大きな影響を及ぼす。

Nb₃Sn 線材の高強度化に対してこ れまでとは違ったコンセプトが必要 であることから、我々はブロンズ母 材自体の高強度化を図り、そして拡 散生成後のNb₃Sn相を強化されたブ ロンズ母材で保護するという考え方 を基にして、(国法)物質・材料研究 機構、東北大学、(株)大阪合金工業 所との有機的な連携を通して実用レ ベルの高Sn濃度ブロンズ合金にZnを 固溶させたCu-Sn-Zn三元系ブロンズ 合金(Cu-Sn-Zn)を新しい母材とし た高強度Nb₃Sn極細多芯線の試作に 成功した[3.1.5.13, 14]。 拡散生成熱処 理後の線材断面について元素分布を 測定した結果(図3.1.5.4)、NbとCu-Sn-Zn母材界面に均質なNb₃Sn相の 生成と母材におけるZnの一様な残留 を確認した。また、残留したZnはCu



Figure 3.1.5.4 Distribution of elements at a Nb/Cu-Sn-Zn boundary after diffusion heat treatment.



Figure 3.1.5.5 Critical current dependence on tensile strain at 4.2 K, 15 T.

と合金化することで熱処理後の母材の硬度が増加する傾向が見られた。ブロンズ母材の高い硬度は、機械ひずみによる臨界電流特性の低下が緩和していると考えられる(図3.1.5.5)。

このように、高強度ブロンズ母材によるNb₃Sn線材の高強度化が可能であり、更なるブロンズ母材の最適化でNb₃Sn素線の耐ひずみ特性改善や線材の高強度化に期待できる。

参考文献

- [3.1.5.1] Y. Hishinuma et al., Supercond. Sci. Tech. 20 (2007) 569.
- [3.1.5.2] Y. Hishinuma et al., J. Phys. Conf. series 97 (2008) 012131.
- [3.1.5.3] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 19 (2009) 2670.
- [3.1.5.4] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 21 (2011) 2525.
- [3.1.5.5] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 23 (2013) 7101204.
- [3.1.5.6] Y. Hishinuma et al., Phys. procedia **36** (2012) 1486.
- [3.1.5.7] Y. Hishinuma et al., J. Phys. Conf. series **507** (2014) 022009.
- [3.1.5.8] Y. Hishinuma et al., presented at EUCAS'2015, Lyon, Frace, September, 2015.
- [3.1.5.9] M. N. Martovetsky et al, IEEE Trans. Appl. Supercond. 20 (2010) 466.
- [3.1.5.10] Y. Nunoya et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 21 (2011) 1982.
- [3.1.5.11] T. Henmi et al., Supercond. Sci. Technol. 26 (2013) 084002.
- [3.1.5.12] T. Henmi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21** (2011) 2028.
- [3.1.5.13] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 25 (2015) 6000804.
- [3.1.5.14] 菱沼 良光, 谷口 博康, 菊池 章弘, 低温工学 50 (2015) 271.

3.1.6 高温超伝導コイルの先進的冷却方式

3.1.6.1 高温超伝導コイルに適した新たな冷却方式の考察

高温超伝導体の発見により、従来の低温超伝導コイルの液体ヘリウム温度での冷却から脱却し、新たな冷却方式の選択が可能となった。安易には、冷媒としてヘリウムガスを用い、温度のみを高温超伝導コイルの運転温度に上げた強制冷却方式の採用が最初に検討される。しかし、冷媒として見たときのヘリウムガスの物性はかならずしも優れたものではなく、冷媒種類の選択を含め、より効率的な冷却方式の考察が必要である。表 3.1.6.1 に候補となる各種冷媒の物性値を示す。大気圧での沸点は、ヘリウム4.2 K、水素 20.3 K、ネオン 27.1 K、窒素 77.3 K であり、高温超伝導を使用する場合、冷媒として水素、ネオン、将来は窒素の利用も候補として考えられる。

冷媒	ヘリウム	水素(n-H ₂)	ネオン	窒素
大気圧での物性				
(1 MPa での物性)				
沸点(K)	4.222	20.28	27.09	77.31
密度(kg/m³)	ガス/液			
4.222 K	16.85/125			
5 K (1 MPa)	11.97/143.3	ガス/液		
20.28 K (1 MPa)	2.405 (23.65)	1.339/70.8	ガス/液	
27.09 K (1 MPa)	1.797 (17.39)	0.9483 (62.47)	9.592/1205	ガス/液
77.31 K (1MPa)	0.6296	0.3182 (3.186)	3.186 (32.00)	4.624/806.8
300 K (1 MPa)	(6.115)	0.08184	0.8193	1.138 (11.25)
	0.1625	(0.8033)	(8.053)	
	(1.597)			
沸点の体積比率	7.42	52.9	125.6	174.5
蒸発潜熱(kJ/L)	2.59	31.54	103.28	160.47
沸点から室温				
までのエンタル	192.88	248.5	340.8	189.12
ピー差(kJ/L)				
臨界温度(K)	5.1953	32.938	44.440	126.19
臨界圧力(MPa)	0.2275	1.2838	2.6530	3.3978
臨界密度(kg/m³)	69.641	31.359	483.23	313.11
逆転温度(K)	36	195	221	609

Table 3.1.6.1 Properties of various coolants

ヘリウムは、低温超伝導コイルの冷媒として液体ヘリウムまたは1MPa 程度に加圧した超臨界圧ヘリウムとして用いられる。この場合、密度は液体ヘリウムで125 kg/m³、5K,1MPaの超臨界圧ヘリウムで143.3kg/m³と大きく、冷媒としての冷却効率は高く、低温でのヘリウムの高い比熱も安定性、安全性の観点から有利に働く。しかし、蒸発潜熱は2.59 kJ/Lと大きくなく、液体ヘリウムが存在できる臨界圧力も0.2275 MPaと低いことから、液体ヘリウムは浸漬冷却または低速の流動冷却の冷媒として用いられる。長い流路に冷媒を強制的に循環する必要がある強制冷却コイルの場合には、液体ヘリウムは流路の途中で気液2相流となり制御性が極端に悪くなることから利用さ

れず、超臨界圧に加圧したヘリウムが使用される。

ヘリウムガスを液体水素温度で使用する場合、その密度が大気圧で2.405 kg/m³、1 MPa に加圧しても23.65 kg/m³まで落ちてしまい、大気圧の液体水素の密度70.8 kg/m³と比 べても低くなってしまう。このことからヘリウムガスを使用する場合、コイル内の冷 却流路の断面積を大きくする必要があり、コイル電流密度の観点から不利となるばか りでなく、圧力損失の増加から冷媒を強制循環するために必要な動力が増加し、結果 として冷却効率を悪化させる。

一方冷媒として、水素を使用すれば、液体水素の高い密度が活用できる。しかも水素 の蒸発潜熱は31.54 kJ/L とヘリウムに比べて大きく、臨界圧力も1.28 MPa と高いこと から液体水素による浸漬冷却のみでなく、強制冷却にも適用できる可能性がある。し かし、ヘリウムと異なり、水素は可燃性ガスであることから安全上の取扱いが重要と なる。水素を循環する部分を必要最小限とし、水素のインベントリを少なくすること で余分な危険を回避することが可能である。現在、燃料電池車の市販など、地球環境 に優しい水素社会の実現が提唱されており、水素の安全な取扱い技術の確立は、核融 合分野に留まらず、今後の重要な研究課題であると考えられる。

高温超伝導コイルの冷媒として沸点 27.1 K のネオンの利用も考えられる。ネオンは 不活性ガスで冷媒としても優れていることが表 3.1.6.1 からも読み取れる。しかし、核 融合のような大型プラントへの応用を考えた場合、冷媒として希少で高価なネオンガ スの利用は現実的ではないと考えられる。同様にヘリウムガスを資源とした見た場合、 将来の核融合炉の冷媒としての使用には注意が必要である。ヘリウムガスは冷凍機で 循環して使用されるため、消費されないとの誤解を受けるが、実際には、冷凍機系内 の純度保持や定期検査時の気密試験等で一定量のヘリウムガスが消費される。LHD の 運転を例とした場合、ヘリウムガスのインベントリ 40,000 m³に対して1年間の平均 ヘリウムガス消費量は約5,000 m³ (893 kg)であり、その内の半分はシステム運転中の ヘリウムガスの純度維持のために内部吸着器等で使用され、残りはメンテナンス中の 気密試験等に使用されている。将来の核融合炉の年間ヘリウム使用量が LHD の 20 倍 程度と仮定すると、年間のヘリウムガス消費量は核融合炉1台当たり約20トンとな る。世界中で核融合炉が1000 台稼働すると、ヘリウムガスの年間消費量は20,000 ト ン/年となり、現在のヘリウムガスの年間生産量 35.720 トンの半分以上を核融合炉 の運転で消費することになってしまう。ヘリウムガスは限りある資源であることから、 将来的に使用し続けるのは難しいと考えられる。

窒素も冷媒として優れていることが表 3.1.6.1 からわかる。しかし、現状の高温超伝導 材料は磁場中での臨界電流密度が高い REBCO 線材を用いたとしても、20~40 K 程度 の低温での使用が必要であり、液体窒素温度である 77 K で使用可能な高温超伝導コ イルは、新たな超伝導材料の研究を含め、今後の開発の進展が待たれる状況である。 従って、現状の高温超伝導コイルの冷媒としては液体水素を用い、液体水素温度から 液体窒素温度までをカバーする水素冷凍機の研究開発、液体窒素温度から室温までは 窒素冷凍機を用いることが有望な選択肢として考えられる。

3.1.6.2 低温領域でも動作可能な自励振動式ヒートパイプの開発

低温超伝導コイルの安定性で懸念される事象は、導体の一部の超伝導状態が破れ、それがコイル全体に広がっていくクエンチ現象の発生である。しかし、高温超伝導コイルで想定される運転温度領域(20-80 K)では、従来の低温超伝導コイルに比べて構成材料の比熱が大きく、さらに運転温度と臨界温度の差である温度マージンが大きいことから、クエンチは起きにくいと考えられている。一方で、運転温度の上昇により、超伝導コイルの構成材料の熱拡散率(=熱伝導率/(比熱×密度)、図3.1.6.1)が低下し、コイル内で発生した熱を外部に速やかに取り出すことが難しくなる。この理由は、固体の比熱が温度の3乗で増加するのに対し、熱伝導率の上昇率が低いことに起因している。コイル内部で発生した熱が蓄積すると過度の温度差や熱歪みを生じ、超伝導特性の劣化を引き起こす可能性があることから、熱を速やかにコイル外部に輸送、冷却する必要がある。

我々は、上述の問題を解決できるような高い熱拡散率を持った超伝導コイルの冷却構造を実現するために、自励振動式ヒートパイプ (Oscillating Heat Pipe: OHP) に着目し、高性能の熱輸送素子として研究開発を行っている[3.1.6.1-4]。図 3.1.6.2 に OHP の動作原理および実際に製作した OHP を示す。OHP は、加熱端と冷却端の温度差によってヒートパイプ内に発生する自励振動を利用して気液混合の作動流体を移動させる形式のヒートパイプである。OHP による冷却では作動流体が加熱端から冷却端に瞬時に移動し、加熱端で液体から気体へ、冷却端では気体から液体へと相変化することで熱が輸送されるため、短時間に多くの熱を運べるとともに、OHP 内部ではその距離に依存せず温度差がほとんどつかない。このことから、OHP を用いることにより、温度差や時間遅れなく熱を輸送することが可能となる。

研究の開始当初は細いパイプを何重にも折り曲げた形状の OHP を用いて基礎的な実 験研究を行ったが、その後は2枚のステンレス板にヒートパイプ流路となる溝をレー ザー加工で施し、その上下面に板を積層して4枚の板全体を真空ロウ付けすることで、 立体的な流路を構成する薄いシート形状の OHP を開発した。エタノールを作動流体 として用いた室温での動作可視化実験[3.1.6.5]の成功を受けて、クライオスタットと GM 冷凍機を用いて低温動作実験を行った。作動流体としては、水素、ネオン、窒素 を用いた。運転温度はそれぞれ、18-24K(水素)、26-32K(ネオン)、79-84K(窒素) となり、作動流体を変えることによって幅広い温度域で使用できることがわかった。 得られた実効的な熱伝導率は、850-3500 Wm⁻¹K⁻¹であった[3.1.6.5,6]。これは超伝導導 体の安定化材として用いられる高純度の銅やアルミニウムの熱伝導率と比べても高 い値となっている。OHP は原理的に入熱量が大きいほど熱輸送特性が良くなるため、 過渡的に大きな発熱があった際に効果を発揮しやすく、実応用時にはさらなる熱特性 の向上が見込まれる。また、材質がステンレスであることから機械的強度が高いとい う利点がある。シート状 OHP の動作を実証したことに加え、これら OHP の特徴から 超伝導コイルへの適用によって冷却安定性と機械的剛性の双方の観点から高温超伝 導コイルの高性能化が期待できる。

3.1.6.3 自励振動式ヒートパイプを組み込んだ高温超伝導コイル

これまでの研究結果を踏まえ、低温動作 OHP をどのように実際の超伝導コイルに適 用するかを検討した。図 3.1.6.3 に OHP を組み込んだソレノイド型超伝導コイルの冷 却システムの概念図を示す。次に、FFHR のヘリカルコイルに OHP を組み込んだ冷却 システムの概念図(パンケーキ巻線方式の場合)を図3.1.6.4に示す。図中のピンク色 で囲まれた紫色の部分が導体であり、導体は青色のステンレス製の支持構造物に埋め 込まれた構造で、それが水色の部分のOHPを組み込んだ冷却パネルに挟まれている。 図 3.1.6.5 はそのモジュールー区画分を示した図である。このモジュールー区画を対 象に、有限要素法ソフトウェア ANSYS11.0 を用いて、定常温度分布解析を行った。 超伝導線材(図中紫色)はREBCO系高温超伝導線材を仮定し、線材の周りの安定化 材(図中桃色)はアルミニウム合金を採用し、導体の周りに絶縁材として1mmの厚 さのエポキシがあるとする。冷媒パス部(図中白色四角)は高圧ヘリウムガスの温度 20K で固定し、冷却パネル(図中水色)の部分の熱伝導率を(1) OHP を組み込んだ場 合として 1500 Wm⁻¹K⁻¹、(2) アルミニウム合金を使った場合として 12 Wm⁻¹K⁻¹、(3) ス テンレス鋼を使った場合として 0.3 Wm⁻¹K⁻¹の3つの条件について、それぞれの温度 分布を調べた。定常熱負荷として、核発熱が全ての領域に均等に 1000 Wm⁻³(1 mW/cc) があると仮定し、計算を行った。図 3.1.6.6 は、上から順に前述した(1)~(3)の条件に おける計算結果である。(1)の仮定では、高温超伝導線材部分の最大温度上昇は~1 K に抑えられている。これに対して、(2)の場合は線材部分の最大温度上昇は~6Kにな り、(3)の場合には~21 K に達する。これより、OHP を組み込んだ冷却構造の優位性 が確認できる。また、このように薄い冷却パネルのみによって並んだ導体を間接的に 冷却する場合、その熱伝導率の影響は極めて大きいことがわかる。一方、もし冷却パ ネルの熱伝導率を大きくすることができれば、冷却パネルを冷やすための冷媒チャネ ル(図中の白い四角)の間隔を広くできるため、冷却構造がより単純になり、建設過 程やメンテナンスの観点からも有益である。

参考文献

[3.1.6.1] T. Mito et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **20** (2010) 2023.

[3.1.6.2] K. Natsume et al, Cryogenics 51 (2011) 309.

[3.1.6.3] T. Mito et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **21** (2011) 2470.

[3.1.6.4] K. Natsume et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **22** (2012) No. 4703904.

[3.1.6.5] T. Mito et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **23** (2013) doi: 10.1109/TASC.2013.2251393.

[3.1.6.6] K. Natsume et al, Physics Procedia, 45, (2013) 233.



Figure 3.1.6.1 Thermal diffusion coefficient as a function of temperature for various materials used for superconducting magnets.



Figure 3.1.6.2 (Left) Schematic illustration describing the operation of Oscillating Heat Pipe: (OHP), (middle) drawing of the manufactured OHP, and (right) its photo.







Figure 3.1.6.4 Schematic illustration of a cooling method for the FFHR helical coil winding with imbedded OHPs.



Figure 3.1.6.6 Results of finite element numerical calculation (ANSYS 11.0) of stationary temperature distribution of a cooling panel with (up) imbedded OHPs assuming an effective thermal conductivity of 1500 Wm⁻¹K⁻¹, (middle) aluminum alloy with 12 Wm⁻¹K⁻¹, (down) stainless steel with 0.3 Wm⁻¹K⁻¹.
3.2 低温システム

3.2.1 温度可変低温設備の建設

3.2.1.1 装置の仕様

核融合研の超伝導マグネット研究棟では老朽化した液化冷凍設備から新機能を備 えた温度可変低温設備へと更新を行った。その設備では、液体ヘリウム(LHe)や超 臨界ヘリウム(SHe)を供給する能力に加え、任意の温度に冷却されたヘリウムガス

(GHe)を冷媒として供給する能力を有し、高温超伝導導体の試験などの被冷却体の 要求にあわせた温度の冷媒供給を行うことができるようになった。温度可変低温設備 の設計仕様を以下にまとめる。

- ・ 方式: クロードサイクル
- ・ 冷凍・液化能力: 600 W at 4.5 K / 250 L/h of LHe
- 冷媒供給能力: 350 W at 4.55 K / 50 g/s of SHe

1.0 kW at 20 K / 18 g/s of GHe at 30 K

1.5 kW at 40 K / 20 g/s of GHe at 50 K

油噴射スクリュー圧縮機
吐出圧力:0.95 Mpa
流量:101.7 g/s
消費電力:239 kW

温度可変低温設備の構成を図 3.2.1.1 に示す。今回の更新ではコールドボックス (CB)、ヘリウム圧縮機、制御装置を更新し、その他の設備:タンク・貯槽類、精製器、液体窒素設備、ガス回収設備などは既設のものを再利用している。既存のガス回 収設備や液体窒素設備は一般高圧ガス設備として残ったが、CB を含む新設の大部分 は常用圧力を1 MPa 未満に抑えることで一般高圧ガス設備から除外されている。最大 の特徴は CV3105, 3123, 3125, 3156, 3175 の弁から最適な温度領域の GHe を選択し混 合することで任意の温度の冷媒を試験設備に供給することが可能な点である。 LHe (250 L/h)や She (350 W, 50 g/s) の供給能力は前設備と同様である。

制御装置は既に安定した運用が行われている LHD 用ヘリウム液化機運転制御装置 とほぼ同様に冗長化した CPU 及び通信構成とし、制御用ソフトウエアは同じものを 採用した。Figure 3.2.1.2 に制御装置の構成を示す。具体的には、運転制御用 PC2 台、 アプリケーションビルダ1台、制御コントローラ(CPCI) 1組、入出力盤1台からな っている。制御コントローラには Compact PCI 規格(CPCI)を採用している。運転制 御端末~CPCI~入出力盤の間は CPU・通信を含めて冗長化されており、信頼性の高 いシステムとなっている。端末には Web 監視機能を有している。」温度可変冷凍機の 制御及び画面構築は製造メーカにより行われたが、被冷却体側の制御及び画面構築は NIFS において行っている。



Figure 3.2.1.1 600W refrigerator/liquefier with variable temperature GHe supply.



Figure 3.2.1.2 Control system configuration.

3.2.1.2 装置の建設

核融合研の超伝導マグネット研究棟では老朽化した液化冷凍設備から新機能を備 えた温度可変低温設備へと更新を行った。その設備では、液体ヘリウム(LHe)や超 臨界ヘリウム(SHe)を供給する能力に加え、任意の温度に冷却されたヘリウムガス

(GHe)を冷媒として供給する能力を有し、高温超伝導導体の試験などの被冷却体の 要求にあわせた温度の冷媒供給を行うことができるようになった。温度可変低温設備 装置の建設は2014年12月に旧液化冷凍機の撤去作業から始まり、その後、ヘリウム 圧縮機・コールドボックス・制御装置の搬入が行われ、引き続き配管・配線の敷設が 行われ、2015年3月に完了した。建設後の超伝導マグネット研究棟内の配置図を figure 3.2.1.3に示す。Figure 3.2.1.4 は完成後の温度可変低温設備の写真である。



Figure 3.2.1.3 Layout in the superconductivity and cryogenic research building.

3.2.1.3 性能試験結果

装置の建設後、コールドボックス単体の性能試験は超臨界へリウム供給・温度可変 ヘリウムガス供給にダミー熱負荷を取り付けて行われた。液化能力・4.5 K 冷凍能力・ 温度可変供給冷凍能力(20 K, 40 K)・SHe 供給能力について試験が行われた。性能試 験の一例として Figure 3.2.1.5 に液化能力の測定結果を示す。液体ヘリウムレベルの上 昇率から液化能力の測定を行い、この試験では 275.5 L/h の液化能力があることが確 認できた。液化能力以外の性能確認として、4.4 K における冷凍能力は 675 W、冷媒 供給能力として SHe は 51.3 g/s で 407 W、GHe は 20-29 K : 25 g/s、1193 W、40-49 K: 33 g/s、1603 W であった。性能試験の結果、完成した装置は必要な仕様を満たしてい ることが確認できた。2015 年 4 月からこの温度可変低温設備の供用を開始した。



Figure 3.2.1.4 Photo of the refrigerator/liquefier.



Figure 3.2.1.5 Liquefaction test.

3.2.2 熱伝導·界面熱抵抗測定

3.2.2.1 測定装置

Figure 3.2.2.1 に測定装置の構成とサンプルの取り付けについて示す。熱伝導率の測定は定常熱流法を採用している。サンプル上部に取り付けられた銅ブロックには Heater 1 が取り付けられており、そのヒータによりサンプル内に発生させた温度差を サンプルの上下に取り付けられた銅ブロックに埋め込まれた温度センサーにより測 定している。サンプル全体は Heater 2 により任意の温度に制御されている。計測線か らの熱侵入を最小限に抑えるため、Cu Block 1 への計測線は温度制御された Thermal anchor を経由している。このステージ全体をシールドで囲むことで室温からサンプル への熱侵入を最小限にしている。



Figure 3.2.2.1 Sample setup for thermal conductivity measurements.

3.2.2.2 高精度測定例

サンプル(SUS304)をスタイキャスト2850FT で温度センサー取り付け用銅ブロッ クに接着した構成により測定を行った。この測定では3種類のサンプル長を用意する ことでスタイキャストの熱抵抗とサンプルの熱伝導を分離している。その測定原理を Figure 3.2.2.2 に示す。式に示すように最低2種類の長さのサンプルを用意することで スタイキャストの熱抵抗の評価が可能になる。この原理を使用してSUS304の熱伝導 率の評価を行った。Figure 3.2.2.3 に SUS304 の熱伝導率だけを計算により取り出した 測定結果を NIST のデータと比較して示す。本装置による測定結果は NIST のデータ と良い一致を示しており、本手法を用いることで接着剤を用いた場合も、その熱抵抗 だけを取り除いた真の熱伝導率測定が可能であることが確認できた。



Figure 3.2.2.2 Diagram of thermal conductivity of SUS304 and resistance of Stycast 2850FT.



Figure 3.2.2.3 Measured thermal conductivity of 304 stainless steel.

次に CEA (フランス原子力庁)の測定装置との比較測定を行った。Figure 3.2.2.4 に その装置を示す。サンプルは銅のブロックで挟み込まれる構造になっており、測定可 能なサンプルに材料的な制限はない。しかし、挟み込む構造は熱伝導の経路を複雑に している。高出力レーザー用材料として開発されている 10%Yb-YAG について測定を 行った結果、70K では、12.5 W/m K at CEA、16.0 W/m K at NIFS という結果となった。 この違いは CEA の装置の複雑な熱伝導経路に依存しており、ANSYS によりその補正 を行うと CEA の測定結果も 16.0 W/m K となり、両装置による測定結果は一致してい る。これまで熱伝導率測定結果は測定結果が大きく異なる例が見られたが、今回の考 察の結果、それは装置やサンプルの取り付けに依存しており、同じサンプルであれば 同じ結果が得られることを確認することができた。



Figure 3.2.2.4 Thermal conductivity measurement rig in CEA.

3.2.2.3 まとめ

熱伝導率の高精度測定が可能な測定装置の開発を行った。これまでに SUS304 を使用した性能確認試験を行い、熱伝導率の高精度測定が可能であることを確認した [3.2.2.1]。この装置を使用した共同研究も行っており、すでにその成果は公表されている[3.2.2.2]。

参考文献

[3.2.2.1] A. Iwamoto, R. Maekawa, T. Mito, Advances in Cryogenic Engineering 49 (2004) 643. [3.2.2.2] R. Yasuhara, H. Furuse, A. Iwamoto, J. Kawanaka, T. Yanagitani, Optics Express 20 (2012) 29531.

3.2.3 極低温ガス冷却の熱流動研究

バスバー、電力ライン、マグネットなど多くの機器の提案に対する最適な冷却方法 を検討する為、その基礎データとして低温ガスの熱伝達特性が必要である。4 K 付近 のヘリウムガス等では、比較的多くのデータが揃っているものの、将来の HTS 利用 等を見据えた場合、広範囲な温度・圧力条件、ヘリウムに限らない冷媒種についても 計測を拡大して基盤データ揃えることが、最適な核融合炉設計に必要である。一般に 乱流のガス熱伝達は、下記の関係式で与えられることが知られている。

 $Nu = \alpha \operatorname{Pr}^n \operatorname{Re}^m$

(1)

ここで、Nuはヌッセルト数、Prはプラントル数、Reはレイノルズ数である。しかし ながら、一般的に知られるa,n,mの定数は、常温で多用されるガス種から求められた ものであり、極低温における極端な幾何学形状などでは当てはまらないことが明らか になりつつある[3.2.3.1-3]。こうした現状を踏まえ、上式(1)におけるa,n,mの係数に ついて適応条件との関係等、知見を深める必要がある。そのため、実験的に幅広い温 度・圧力条件における上式(1)における係数を明らかにすることを目的に研究を行って いる。

本研究における実験装置は、真空チャンバー内にU字管を取り付け、この中を流れ るガスの熱伝達量を測定する。乱流域における測定を想定しているため、温度情報は 全て管壁の温度測定をもって解析に使用する。

本研究テーマは 2015 年度から開始され、ヘリウムガス等の極低温冷媒として使用 される場合の冷却性能について知見を深めることを念頭にクライオスタット、実験装 置の基幹部分である真空チャンバー等の製作、流量制御装置等の整備を進めた。初年 度は基幹部分の製作を完了し、次年度以降、窒素ガス、ヘリウムガスにおける冷却性 能について実験を行い、知見を深める計画である。

参考文献

[3.2.3.1] H.L. Mo, Y.X. Zhou, T.Y. Zhu, T.W. Guo, Cryogenics 44 (2004) 301.

- [3.2.3.2] P. Wu and W.A. Little, Cryogenics 24 (1984) 415.
- [3.2.3.3] IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 101 (2015) 012005.

3.2.4 超伝導コイル電源の開発研究

本節では、FFHR の超伝導コイルを励磁する電源システムの新しい研究開発項目として位置付けている圧電素子駆動接点整流器(2.5.4 参照)の開発研究について現状を報告する。

圧電素子駆動接点の実現性を確認するために、小型接点を試作し、動作試験を行った。図 3.2.4.1 に試作接点の概観を示す。使用した圧電素子は直径 12 mm、全長 120 mm であり、最大ストローク 90 µm、最大荷重 1 kN である。駆動電圧に対する静的な動作試験結果を図 3.2.4.2 に示す。駆動電圧 65 V で接点が ON し、55 V で OFF する特性が得られている。これから、平均ギャップ 30 µm、平均面圧 0.7-0.9 MPa となっている。動作遅延時間の測定結果例を図 3.2.4.3 に示す。図において駆動電圧は電流制限抵抗と圧電素子の静電容量による時定数で上昇し、2 ms の遅延時間で ON している。OFF 時の遅延時間も同様であり、機械接点整流器に要求される 20 ms を満足している。今後も継続しての検討が必要である。

参考文献

[3.2.4.1] H. Chikaraishi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 89 (2016) 0606204.





Fig. 3.2.4.1 Configuration of experimental device for presented power supply.

Fig. 3.2.4.2 Turn on characteristics of mechanical contact driven by piezo electric driver. (Reproduced from [3.2.4.1].)



Fig. 3.2.4.3 Turn on characteristics of mechanical contact driven by piezo electric driver. (Reproduced from [3.2.4.1].)

3.3 低放射化材料

3.3.1 低放射化材料の高強度化と高温強度評価

3.3.1.1 低放射化バナジウム合金 炭化物分散強化バナジウム合金の開発

ブランケットの高温動作・高効率化・長寿命化を目的として、低放射化フェライト鋼及びバ ナジウム合金の高温強度の改善に取り組んだ。具体的には、分散強化鋼・合金の開発を行 った。分散強化合金の製作工程をFig. 3.3.1.1に示す。これらにYやTiの酸化物、窒化物、

炭化物のナノ粒子 を高密度に分散さ せた材料を試作し た。試作ではまず 、素材である純金 属粉末を所定の 組成となるように 混合し、鋼製ある いはWC製のボー ルとともに容器に 入れられる。そし て、遊星型ボール ミルと呼ばれる装 置で、回転運動に より、この容器内 でメカニカルアロ



Figure 3.3.1.1 Typical fabrication process for nano-particle dispersion strengthened alloys (mechanical alloying and sintering processes).

イング(機械的合金化)を行う。このとき、粉末はボールに衝突し、その際の運動エネルギー で粉末相互の元素の原子的な拡散が起こるとともに、粉末は強加工されて材料欠陥が高密 度に導入される。この粉末を焼結・熱間加工・熱処理すると、高密度の材料欠陥を核にして 一度合金化固溶したYやTiが酸化物、窒化物、炭化物のナノ粒子として析出する。

Fig. 3.3.1.2に試作分散強 化V-Y-TiCのクリープ曲線と 微細組織観察の結果を示す [3.3.1.1]。クリープ曲線は試 験時間(横軸)とクリープ変形 (縦軸)の関係を表している。 従来材料であるV-4Cr-4Tiよ りも、分散強化鋼・合金のほ うが長時間たっても格段に小 さいクリープ変形を示してお り、クリープ強度が改善され





ていることが示されている。上記のメカニカルアロイングー焼結法では、ナノ粒子を高密度に 導入できる反面、結晶粒界の移動がナノ粒子によって抑制されるので、結晶粒微細化が起 こる。結晶粒微細化が起こると結晶粒界のトータルの面積が大きくなり、粒界すべりによって クリープ変形は促進される。Fig. 3.3.1.2で示されるように、熱処理温度をあげると結晶粒が 成長して粒界すべりが小さくなり、クリープ変形が抑制されることが明らかとなった。(LHD計 画共同研究:京都大学 木村晃彦、一般共同研究:東北大学 栗下裕明)

上記の分散強化バナジウム合金は純バナジウムが基材であるのに対し、現在大規模製造の研究がなされているV-4Cr-4Ti合金を基材とした分散強化合金の試作開発を行った [3.3.1.2, 3.3.1.3]。Table 3.3.1.1は組成と作製プロセスの最適化のために試作した合金の化学分析結果を示す。IDは分散粒子の原料(SiC、TiC、または、Ti₃SiC₂)、ジリング容器(WCまたはSi₃N₄)及びメカニカルアロイング時間を示している。Fig. 3.3.1.3に硬さ試験の結果を示す。図では焼結まま(As-HIPed、HIPはHot Iso-static Pressing: 熱間静水圧プレス)及び、

Table 3.3.1.1 Chemical compositions of nano-particle dispersion strengthening vanadium alloys

ID		Chemical Composition (wt%)											
	V	Cr	Ti	Y	W	Co	Si	0	Ν	С			
-SiC, WC, 4hr	Bal.	1.87	3.95	1.43	0.09	< 0.02	_	0.46	0.088	0.14			
-TiC, WC, 2hr	Bal.	1.74	4.15	1.43	< 0.02	< 0.02	-	0.44	0.053	0.12			
-TiC, WC, 4hr	Bal.	2.09	4.17	1.48	0.02	< 0.02	-	0.50	0.11	0.09			
-TiC, WC, 10hr	Bal.				1.13	0.01	0.03	0.36	0.12	0.15			
-TiC, WC, 20hr	Bal.				1.12	0.03	0.04	0.39	0.16	0.16			
-TiC, WC, 40hr	Bal.				1.11	0.08	0.05	0.46	0.23	0.23			
$-Ti_3SiC_2$, WC, 4hr	Bal.	1.22	4.23	1.49	< 0.02	< 0.02	-	0.043	0.045	0.11			
-Ti ₃ SiC ₂ , WC, 10hr	Bal.				0.03	0.05	0.06	0.35	0.12	0.10			
-Ti ₃ SiC ₂ , WC, 40hr	Bal.				0.66	-	0.09	0.44	0.33	0.17			
-TiC, Si_3N_4 , 4hr	Bal.	1.35	4.05	1.46	-		-	0.79	0.65	0.10			

焼結後に1200℃×1hrの熱処理(HIP+1200℃ annealing)をした後の硬さを示している。焼 結まま、熱処理後のいずれにおいてもメカニカルアロイング時間とともに硬さ、すなわち強度 が上昇した。上で述べたように、結晶粒をある程度成長させるためには1200℃以上での熱 処理が必要である。分散強化していないNIFS-HEAT-2合金の硬さが140 Hvであり、これより 熱処理後の硬さを上昇させるには、20 hr以上のメカニカルアロイングが有効であることが明 らかになった。試作合金の範囲で最も硬い-TiC, WC, 40hrの1200℃熱処理材についてクリ ープ試験を行った結果及び前述のデータとの比較を図3.3.1.4に示す。STDはNIFS-HEAT-2の標準熱処理(1000℃×1hr)材、Type BはNIFS-HEAT-2の加工・析出強化(1100 ℃×1hr+20%加工+600℃×20hr)材をあらわす。MA V-1.4Y-7W-9Mo-0.7TiCは純バ ナジウム基材の分散強化合金、MA V-4Cr-4Ti-1.5Y-0.3TiCが上述のID:-TiC, WC, 40hrのV-4Cr-4Ti合金 が基材の分散強化合金 である。()内は結晶粒 径をあらわす。図の縦 軸はクリープ速度(単位 時間当たりのクリープ変 形量)である。材料開発 の目標は、負荷応力が 100 MPaのとき、100,000 hr(約10年)のクリープ 変形が1%以下であるこ とで、図のピンクの部分 が目標領域である。V-4Cr-4Ti合金基材の分 散強化合金は高応力(300 MPa)では比較的ク リープ速度が大きいが、 100 MPa で は NIFS-HEAT-2の標準熱処理 材、加工・析出強化材よ りも若干小さなクリープ速 度、すなわちクリープ特 性の改善を示した。しか し、目標領域には到達せ ず、長時間側への外挿(点線)によると耐えられる 負荷応力は72 MPaであ る。今のところ、最終熱処 理温度が1200℃のため



Fig. 3.3.1.3 Hardness of nano-particle dispersion strengthening vanadium alloys



Fig. 3.3.1.4 Minimum creep rate of nano-particle dispersion strengthening vanadium alloys

に、結晶粒が0.37 µmと小さく、上述したように粒界すべりでクリープが促進されていると考えられる。よって、熱処理温度を上げて結晶粒を成長させ、さらにクリープ特性を改善することが今後の課題である。

参考文献

[3.3.1.1] T. Sakamoto, et al., Mater. Sci. Eng. A 528 (2011) 7843.

[3.3.1.2] P. F. Zheng, et al., J. Nucl. Mater. 442 (2013), pp. S330.

[3.3.1.3] P. F. Zheng, *et al.*, Doctoral thesis, Department of Fusion Science, School of Physical Sciences, The Graduate University for Advanced Studies (2012).

3.3.1.2 低放射化フェライト鋼 酸化物分散強化フェライト鋼の開発

酸化物分散強化鋼(ODS鋼)は、低放射化フェライト鋼(RAFM)に比べ高温強度に優 れ、RAFMを構造材として用いるブランケットの高温部分に併用することで、ブランケ ットの運転温度を高めることができると期待される。その総合評価のためには、組織、 強度、接合性、腐食特性、照射効果など多くの試験を系統的に進める必要があるが、 それにはよく特性が評価された共通材料が必要である。核融合科学研究所は大学共同 利用機関として大学の研究アクティビティーを統合する役目が期待されている。そこ で、核融合工学研究プロジェクトの活動の一環として、大学共通試験用の参照材を製 作し、その基本特性を明らかにした。

それぞれマルテンサイト 相、フェライト単相を有する 9Cr-ODS 鋼と 12Cr-ODS 鋼をメ カニカルアロイングと熱間押 し出しにより製作した。Figure 3.3.1.5 に製作プロセスを、 Table 3.3.1.2 に製作材の組成を 示す。基本特性の評価として、 光学顕微鏡、SEM、TEM による組 織観察、熱処理による硬度変 化、引張り試験、高温クリープ 試験を行った。

Figure 3.3.1.6 は光学顕微鏡 及び SEM による組織を示す。 9Cr-0DS 鋼ではほぼ等方的な

微細粒を示すが。12Cr-ODS 鋼では、熱間押し出し方向 に長く伸びた比較的大きな結晶構造を示す。Figure 3.3.1.7 は TEM 組織を示す。それぞれ焼き戻しマルテ ンサイト及びフェライトの特徴を持った組織である が、高倍率観察ではどちらも一様に高密度粒子の分散 が確認された。

Figure 3.3.1.8 は各温度で1時間熱処理、冷却し た材料の硬度変化を 9Cr-RAFM である JLF-1 と比べて 示す。を示す。9Cr 材では、高温で熱処理するとマル テンサイト変態により顕著に硬化する。その限界温度 は、9Cr-ODS では JLF-1 より約 100℃高く、0DS 鋼の方 が高温組織安定性の高いことが示された。



Figure 3.3.1.6 Optical and SEM microstructures of 9Cr- and 12Cr-ODS.

Table 3.3.1.2 Chemical composition of 9Cr- and 12C	cr-ODS	5
--	--------	---

Alloy	Composition (wt%)													Estimation	
	С	Si	Мn	Р	S	Ni	Cr	w	Τi	Y	0	z	Ar	Y ₂ O ₃	Ex.O
9Cr-ODS	0.14	0.06	0.09	< 0.005	0.004	0.03	9.08	1.97	0.23	0.29	0.16	0.013	0.005	0.37	0.082
12Cr-ODS	0.035	0.03	0.02	< 0.005	0.003	0.04	11.65	1.90	0.29	0.18	0.083	0.005	0.005	0.23	0.03



Figure 3.3.1.5 Production process of 9Cr- and 12Cr-ODS.



Figure 3.3.1.7 TEM microstructures of 9Crand 12Cr-ODS.

Figure 3.3.1.9 は、この3種の材料の降伏応力と最大引っ張り強さの試験温度依存性を示す。低温領域では、12Cr-ODSよりも9Cr-ODSの方が強度が高いが、ODS鋼の使用想定温度域(873-973 K)では殆ど両者の差がなくなる。低温領域で9Cr-ODSの強度が高いのは、Table 3.3.1.2 に示すように、溶存酸素濃度が高いことが影響している可能性がある。

Figure 3.3.1.10 は、クリープ破断時間の応 力依存性を示す。12Cr-ODS に関しては、熱 間押し出し方向(LD)とその垂直方向(TD)を 比べて示す。12Cr 鋼では、LD 方向の方がク リープ強度が高いことがわかる。これは、 Figure 3.3.1.6 に示すように、12Cr では、熱 間押し出し方向に結晶粒が長く延びでいる ので、その方向引っ張りによる粒界滑りが 少なく、強度が高くなったと考えられる。

製作された 9Cr- 12Cr- 0DS 鋼は、以下の 大学との共同利用研究に用いられている。

- 1. 高温長時間クリープ特性
- 2. ブランケット液体増殖候補材料との共存性
- 低放射化フェライト鋼との接合性 (特に、高温静水圧プレスや摩擦撹拌接 合など先進的な接合研究)
- 4. 照射によるナノ分散粒子の安定性研究



Figure 3.3.1.8 Hardness change by annealing



Figure 3.3.1.9 Yield Stress and Ultimate Tensile Stress (UTS) of 9Crand 12Cr-ODS and JLF-1.



Figure 3.3.1.10 Creep strength of 9Cr-ODS and 12Cr-ODS (LD and TD).

3.3.2 低放射化材料の接合技術開発

3.3.2.1 低放射化非分散強化フェライト鋼と分散強化フェライト鋼の接合

酸化物分散強化(ODS)フェライト鋼は低放射化(非分散強化)フェライト鋼よりも高温強度 に優れるので、高温動作可能な核融合炉ブランケットの構造材料として期待されている。一 方で、大規模製造技術の確立に課題がある。そこで、ブランケットの大部分を低放射化フェ ライト鋼で製作し、高温部分のみODS鋼で保護する構造にすることができれば、ODS鋼の使 用量を最小限にしつつ、ブランケットの運転温度があげられるため、高効率の核融合発電 炉の実現性が高まる。よって、低放射化フェライト鋼-ODS鋼の異材接合材の開発に取り組 んだ。固相拡散接合及び溶接で異材接合材を試作し、その接合強度を評価した。接合強 度に及ぼす接合条件と試験温度の影響を明らかにし、接合強度向上のための指針を得た [3.3.2.1-3]。

Table 3.3.2.1に接合材の試作に用いた低放射化フェライト鋼JLF-1及び分散強化鋼9Cr-ODSの化学分析結果を示す。JLF-1における最終熱処理は1050℃×1 hの焼きならし後空 冷、さらに780℃×1 hの焼き戻し後空冷であり、9Cr-ODSでは1050℃×1 hの焼きならし後 空冷、さらに800℃×1 hの焼き戻し後空冷である。本研究では異材接合材を熱間等方圧加 圧(Hot isostatic pressing: HIP)法及び電子ビーム溶接(Electron beam welding: EBW)法で 作製した。HIP温度は1000, 1050, 1100℃であり、圧力は191 MPa、時間は3 hrである。HIP後 の冷却速度は5°C/minである。EBWにおける電子ビーム出力は15 mA、150 kVであり、溶 接速度は2000 mm/minである。HIP、EBWとも接合雰囲気は真空である。HIPまたはEBWに より生じた機械特性変化を回復させるために、接合後熱処理(Post-weld heat treatment: PWHT)を行った。接合後及びPWHT後の機械特性を硬さ試験及び引張試験で評価した。

Fig. 3.3.2.1(a)はHIP接合材の接合界面付近の硬さを示す。HIPを1000℃で行った場合に は、JLF-1母材(BM)は硬化したが、9Cr-ODS母材の硬さは変化しなかった。図中の丸で囲 った接合界面近傍には周辺よりも硬さの小さい、局所軟化領域があった。HIPを1050℃及び 1100℃で行った場合には、JLF-1、9Cr-ODSのいずれの母材も硬化した。この場合も先に 述べた局所軟化領域は現れた。硬化の原因はいわゆる焼入れで、Fe-C合金の過飽和固 溶体である焼入れマルテンサイト相が生成するためである。この相変態に必要な炭素は、 HIP中の加熱で分解する炭化物から供給される一方で、HIP後の冷却時に再析出する炭化 物によって消費される。よって、HIP温度が高く炭化物がより分解されるほど、またHIP後の冷 却が十分に速く拡散による炭化物の再析出が阻害されるほど、焼入れマルテンサイト相の 生成は促進され硬化は大きくなる。HIP後の冷却速度5℃/minはJLF-1には十分速く焼入れ が起こる条件であった。一方9Cr-ODSについては、1050℃及び1100℃では炭化物の分解

									/			\	
	C	Si	Mn	Р	S	Cr	W	V	Та	Ti	Y	0	Ν
JLF-1	0.090	0.05	0.49	< 0.003	0.0005	9.00	1.98	0.20	0.083			0.002	0.015
9Cr-	0.14	0.06	0.09	< 0.005	0.004	9.08	1.97			0.23	0.29	0.16	
ODS													

Table 3.3.2.1 Chemical composition of Non-ODS steel (JLF-1) and ODS steel (9Cr-ODS).

が十分で、冷却速度5℃/minでも焼入れ が起こったが、1000℃では炭化物の分 解が十分でなく5℃/minでは焼入れが起 こらなかった。9Cr-ODSではJLF-1に比 較して焼入れが起こりにくいことが1000 ℃のHIPでは硬化しなかった原因と考え られる。微細組織観察の結果より、HIP 後は炭化物が粗大化していた。このこと は、冷却速度5℃/minでは炭素の拡散 が大きく再析出を促進していることを示 唆するものである。HIPでは装置保護の ためこれ以上冷却速度を上げられない ため、大きな冷却速度が得られる小型熱 処理炉で実験を行ったところ、9Cr-ODS でも36℃/minの冷却速度では焼入れが 起こり、かつ炭化物の粗大化も抑えられ ることが確認された。

接合界面付近の局所軟化領域では 図3.3.2.2で示すように炭化物の消失が 起こっていた。軟化は炭素濃度の低下 によるものと考えられる。接合前の表面 で真空中加熱による脱炭が起こったた め、炭素濃度は低下したと考えられる。 HIP接合まま材の引張試験では、軟化 領域に変形が集中し、破面は延性的で あったにも関わらず、継ぎ手としての伸 びはほとんどゼロであった。接合材の硬 さと微細組織を回復させるため、溶接後 熱処理を試みた。条件探索を行った結 果、1050℃で1 hrの焼きならし、その後 36℃/minでの冷却、さらに780℃で1 hr の焼き戻しをすることで、図3.3.2.1(b)で 示すように炭化物の消失領域をなくし、 硬さと組織を接合前と同様のものに回復



Fig. 3.3.2.1 Hardness of (a) HIP joint and (b) EBW joint with and without PWHT.



Fig. 3.3.2.2 Microstructures around the bonding interface of the HIP joint.

できることが明らかになった。図3.3.2.1(a)で示しているとおり、PWHT後は硬さが一番小さいのはJLF-1母材であり、体積が大きいので局所変形は避けられるはずである。図3.3.2.3に接合材の強度と伸びを示す。室温での引張強さと接合材の全伸びは1000℃HIP材でそれぞれ370 MPa、0%、1050℃HIP材で660 MPa、11%、1100℃HIP材で580 MPa、8%であった。

1000℃HIP材では局所軟化は無くなっ たにも関わらず、伸びがゼロであった。 また、1050℃HIP材、1100℃HIP材では 破断はJLF-1母材で起こったのに対し、 1000℃HIP材では破断は接合界面で起 こった。これは低温のHIPではFeの拡散 が十分に起こらないため、接合界面に 未接合の欠陥が残っているからと考えら れる。接合前のJLF-1の引張強さは580 MPaであることから、1050℃、1100℃及 び上記のPWHTが母材強度を保ち、さら に十分な接合強度と延性が得られるHIP 接合条件である。



Fig. 3.3.2.3 Tensile strength and elongation of the HIP and EBW joints.

電子ビーム溶接材では、溶接金属(Weld metal: WM)と熱影響部(Heat affected zone: HAZ)が硬化した。溶接金属、熱影響部とも硬化の原因は上記と同様に焼入れマルテンサ イト相によるものである。電子ビーム溶接材では母材に熱負荷がかからないため、HIP接合 材で見られた炭化物の粗大化は起こらなかった。そこで、電子ビーム溶接材の溶接後熱処 理としては、炭化物を微細化するための焼きならし処理は不要であり、焼き戻しのみを行っ た。図3.3.2.1(b)では焼き戻し温度を720から780℃まで変化させた場合の硬さを示している。 焼き戻し温度が高いほど溶接金属と熱影響部の硬さは回復した。JLF-1の熱影響部の硬さ の焼き戻し温度依存性が大きく、完全に回復するには溶接後熱処理として780℃、1 hrの焼 き戻しが必要であった。図3.3.2.3で示すとおり、この焼き戻し後の接合材の引張強さは580 MPaで溶接前のJLF-1と同じであり、破断はJLF-1で起こることが確認され、十分な接合強度 を得るための接合条件が明らかとなった。

参考文献

[3.3.2.1] H. Y. Fu et al., Plasma Fusion Res. 10 (2015) 3405015.

[3.3.2.2] H. Y. Fu et al., Fusion Eng. Des. 89 (2015) 1658.

[3.3.2.3] H. Y. Fu et al., Fusion Eng. Des. 102 (2016) 88.

低放射化バナジウム合金は高温では 活性で冷却材から酸素を吸収し、固溶 硬化による脆化及び、中性子照射化で は酸素-照射欠陥の複合体形成により 照射硬化・脆化の促進が起こることが知 られている。そのため従来は、バナジウ ムよりも酸素との親和力の強く、脆化を 引き起こさない液体リチウムを冷却材と して用いたブランケットが検討されてき た。一方、最近溶融塩に金属チタンの 微粒子を分散させて冷却材とする、先 進的な溶融塩ブランケットシステムが提 案されている[3.3.2.4]。 チタンはバナジ ウムよりも酸素との親和力が強いために 溶融塩中の酸素ポテンシャルを下げ、 バナジウム合金の酸素吸収を抑制する ことが期待できるので、溶融塩システム でもバナジウム合金が使用できる可能 性が出てきた。溶融塩ブランケットシス テムの炉外機器の構造材料の候補財 はニッケル合金である。そこで、バナジ ウム合金ブランケットとニッケル合金機 器を接続するための異材接合の試作開 発を行った。



Fig. 3.3.2.5 Hardness of EBW joint with pure Ni filler.

用いた低放射化バナジウム合金と、ニッケル合金であるハステロイXの化学組成をTable 3.3.2.2に示す。これらの異材溶接材を電子ビーム溶接(EBW)にて試作した。EBWにおける 電子ビーム出力は8 mA、150 kVであり、溶接速度は1000 mm/minである。

バナジウム合金とニッケル合金の異材接合材断面の硬さをFig. 3.3.2.4に示す[3.3.2.5]。 溶接金属(Weld metal: WM)では母材に比較して顕著な硬化が起こり、溶接直後に図の Position 0 mm付近で亀裂の発生が観察された。V-Ni二元状態図によると、この系では σ 相 (NiV), Ni₂V、Ni₃V、Ni₂V₇の金属間化合物が生成し、それが硬く脆いために凝固時の応力、 あるいは凝固後の残留応力により亀裂が発生したと考えられる。状態図によると、Ni濃度を

Table 3.3.2.2 Chemical composition of low activation vanadium alloy (NIFS-HEAT-2: NH2) and Nickel alloy (Hastelloy X: HX).

	V	Cr	Ti	Ni	Fe	Мо	Со	W	С	Ν	0
NH2	Bal.	4.00	4.02	0.0007	0.0049	0.0022	0.0004	< 0.0001	0.0050	0.0096	0.0122
HX		21.5		Bal.	17.1	8.9	1.1	0.6	0.06		

高くすれば金属間化合物が生成せず、NiにVが固溶する領域がある。そこで、溶接金属に Niを供給する目的で厚さ0.5 mmの純Ni板を溶加材とし、EBWを行った結果をFig. 3.3.2.5に 示す。溶加材を用いた場合には溶接金属のほとんどの部分の硬さが母材と同程度となり溶 接割れも起こらなかったが、バナジウム合金側の溶融線付近に50 µm程度の厚さの硬化層 が残った。次に、異材接合材の使用温度は700℃程度と見込まれるため、700℃で時効熱処 理をした場合の硬さ変化をFig. 3.3.2.6に示す。図のAs-weldedがFig. 3.3.2.5と同じデータで ある。時効時間とともに、溶接金属のバナジウム合金側で硬化が起こった。

以上のようにバナジウム合金ーニッケル合金の異材接合材の溶接金属の割れと硬化は、 Ni濃度の調整により抑制できることが明らかとなった。また、使用温度を想定した熱時効によ る溶接金属の硬化の挙動が明らかになった。今後はこの局所的な硬化が機械特性に及ぼ す影響を明らかにし、特に継手として十分な延性が得られる溶接条件及び使用条件を検討 する。



Fig. 3.3.2.6 Hardness of EBW joint after thermal aging.

参考文献

[3.3.2.4] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 2114.

[3.3.2.5] H. Y. Fu *et al.*, "Dissimilar-metals Bonding between NIFS-HEAT-2 Vanadium Alloy and Hastelloy X Nickel Alloy by Controlling Intermetallics," Fusion Sci. Technol., under review.

3.3.2.3 タングステンと低放射化材料の接合

ブランケット第一壁をタングステンで被覆することを想定し、真空プラズマスプレー法で低 放射化基板上にタングステン被覆を試作した。Fig. 3.3.2.7に各種低放射化材料のタングス テン被覆材の断面を示す。真空プラズマスプレー法では、タングステン粉末をアルゴン-水 素プラズマで溶融し、基板に吹き付けて被覆を作製する。図で示すように、完全に溶融しな



Fig. 3.3.2.7 Cross section of tungsten coating on low-activation materials.

かった粒子(直径10 µm程度)の周りの空壁(サイズ10 µm程度)や、吹付の際の層と層の間 にできる線状の隙間が欠陥として残留する。これに起因して、溶解、あるいは焼結で作製さ れたバルクのタングステンに比較して、密度、熱拡散率、熱伝導率、強度が低下した [3.3.2.6]。

これに対し、未溶融のタングステンが基板 に到達する割合を減らす工夫を行い、タング ステン被覆の密度を高め、さらに基板から垂 直方向に延びるタングステンの柱状粒の割 合を増やす組織制御を行った結果、熱伝導 率の改善をすることに成功した[3.3.2.7]。 Fig. 3.3.2.8に柱状粒の割合が被覆全体の 組織の50%以上のときの密度と熱伝導率の 関係を示す。この改善により、最高で100 W/m Kの熱伝導率(バルクタングステン165 W/m Kの60%)が得られた。図3.3.2.9にタン グステン被覆した分散強化フェライト鋼の熱 負荷試験の結果を示す。4.8 MW/m²×16サ



Fig. 3.3.2.8 Improvement of thermal conductivity with increasing mass density of the tungsten coating.

イクルの熱負荷後に表面を観察した結果、亀裂等の破壊は見られず健全性が示された。(LHD計画共同研究:京都大学 木村晃彦)今後はさらに多サイクル条件での耐久性を実証 する必要がある。 参考文献 [3.3.2.6] T. Nagasaka, *et al.*, J. Nucl. Mater. **417** (2011) 306.



Fig. 3.3.2.9 Temperature history of heat loading on oxide-dispersion-strengthened steel coated with tungsten.

[3.3.2.7] T. Tokunaga, et al., J. Nucl. Mater. 442 (2013) S287.

3.3.3 低放射化材料の照射特性評価

3.3.3.1 低放射化バナジウム合金溶接材の中性子照射特性

ブランケット製作には溶接・接合・被覆技術が不可欠である。アーク溶接では比較的厚い 板材の溶接が可能であるが、溶接ビード幅と熱影響部が大きくなることで溶接部の延性が 低下し、溶接による変形も大きくなる。一方、レーザ溶接、電子ビーム溶接では、溶接できる 板材の厚さに制限はあるが、溶接ビード幅と熱影響部が小さいので、溶接部の延性低下が 小さい。また、溶接による変形も小さいので精密構造の溶接に適している。バナジウム合金 の酸化を避けるためアーク溶接とレーザ溶接はカバーガス(アルゴン)中で行う。電子ビーム 溶接は真空チャンバーが必要となる。溶接法にはそれぞれ特長があるので、ブランケット製 作においては適材適所で使用することが想定される。Fig. 3.3.1は低放射化バナジウム合 金のガス・タングステン・アーク溶接材、レーザ溶接材及び、電子ビーム溶接材の溶接部の 断面写真である[3.3.3.1]。溶接金属では溶融線から柱状晶が成長し、溶融線の外側の熱 影響部では結晶粒粗大化が起こっている。組織観察の結果、溶接金属と熱影響部では、溶



Gas-tungsten-arc welding

Fig. 3.3.3.1 Cross section of weld joint of low-activation vanadium alloy.

接前に存在したTi-CON析出物が分解・固溶されていることが分かった。Fig. 3.3.3.2に示す

ように、C, O, Nの固溶硬化によって溶接 部は硬化した。このうち、レーザ溶接材に ついて、常陽炉を用い、400℃で1.2 dpa まで、450℃で5.3 dpaまでの中性子照射 を行った[3.3.3.2]。Fig. 3.3.3は5.3 dpa 照射後の溶接部の硬さである。母材(BM)、溶接金属(WM)ともに同程度に照射 硬化した。衝撃試験の結果をFig. 3.3.3.4 に示す。照射前は母材、溶接金属ともに 延性-脆性遷移温度(DBTT: Ductile-to-Brittle Transition Temperature)は液体



窒素温度(-196℃)以下で極めて高い延性を示し良好である。Fig. 3.3.3.2で示した溶接金 属の硬化は衝撃特性の著しい低下を招かないことが分かる。400℃、1.2 dpa照射後の母材 と溶接金属のDBTTは上昇し、それぞれ-139℃、-77℃である。室温よりも十分低いので、構 造材料として問題の無い範囲である。しかし、450℃、5.3 dpa照射後の母材のDBTTは-85 ℃であるのに対し、溶接金属は全ての試験温度で低い衝撃エネルギーを示し、DBTTは150 ℃以上となった。DBTTが室温以上になることは、室温で引張荷重をかけられないことを意 味し、構造材料としては問題である。溶接金属でDBTT上昇が母材と比較して促進される、 すなわち照射脆化が促進されるのは、溶接金属の硬化に加え、照射硬化で非常に硬くなり、 変形し難くなることが原因と考えられる。そこで、照射後に600℃、1hrの熱処理によって照射 欠陥を回復させ、硬さを低下させたところ、Fig. 3.3.3.4の矢印で示したとおり、溶接金属の DBTTが-30℃まで回復した。以上のことから、母材は5.3 dpaでも室温より十分低いDBTTを 示し、さらに高い照射量まで使用できる見込みがあるのに対し、溶接金属は母材に比較して 照射脆化が大きく、現状1 dpa程度までがその使用限界である。対策としては、(1)溶接部を 低照射量のところに配置する、(2)溶接部を定期的に600℃以上の温度で焼鈍する、(3)溶接 部を照射欠陥の回復が見込める600℃以上となる部分に配置すること等が考えられる。また、 照射前に既に溶接金属が硬い原因は溶接によるTi-CONの固溶であるため、(4)これを照射

前に溶接後熱処理で再析出させ溶接金 属の硬さを低下させておくことも有効と考 えられる。(4)については電子ビーム溶接 材を用いて実験・検討を開始した [3.3.3.3]。Fig. 3.3.3.5に溶接後熱処理し た母材と溶接金属の、加速器によるプロト ン照射前後の硬さを示す。溶接後熱処理 時間は1 hr、照射条件は300℃、6×10⁻³ dpaである。溶接金属は照射前の溶接後 熱処理温度が600℃の場合には、むしろ 熱処理前より硬化した。この温度ではTi-CONの析出は起こるものの、微細に高密 度に析出するため、かえって硬化を招く。 800℃の以上の溶接後熱処理では析出 物は温度とともに粗大化し母材、溶接金 属ともに、照射硬化量は溶接後熱処理温 度に関わらずほぼ一定である。照射後衝 撃特性改善の観点からは、照射前の硬さ をできるだけ減らしておくのが望ましい、 すなわち溶接後熱処理温度が高いほど 好ましいということになる。しかし、照射前 の衝撃試験の結果によると、1000℃で溶



Fig. 3.3.3.3 Hardness of weld joints after neutron irradiation.



Fig. 3.3.3.4 Absorbed energy in Charpy impact tests on weld joint after neutron irradiation.

接後熱処理をすると軟化し ているにも関わらず、DBTT は上昇することが明らかにな った。析出物が粗大化しす ぎると、それ自体が破壊しや すくなることで衝撃エネルギ ーを低下させていると考えら れる。現在のところ、最適な 溶接後熱処理温度はTi-CON再析出による軟化が起 こり、かつ析出物粗大化によ る脆化が起こらない条件とし て800℃×1 hr付近が適当と 考えられるが、これについて は今後中性子照射実験で、 より照射量の大きい条件でさ らに調査が必要である。



Fig. 3.3.3.5 Effect of post-weld heat treatment (PWHT) temperature on hardness of weld metal and base metal after proton irradiation.

参考文献

[3.3.3.1] V. Tsisar et al., J. Nucl. Mater. 442 (2013) 528.

[3.3.3.2] T. Nagasaka et al., J. Nucl. Mater. 442 (2013) S364.

[3.3.3.3] N. Kometani *et al.*, 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology, September 16-20, 2013, Barcelona, Spain.

3.3.3.2 バナジウム合金の中性子照射効果-イオン照射効果の相関

3.3.3.2.1 目的

V-4Cr-4Ti を代表とする低放射化バナジウム合金の低温側温度限界を定めるのは、 照射による延びの低下、脆化であることはよく知られている。これまでの研究で573 K-673 Kの領域では、いわゆる Ti-CON 析出物が照射初期に高密度に形成し、硬化・脆 化を引き起こすことが知られ、その対策として、不純物を強くトラップする Y 等の添 加が有効であることが確かめられてきた。これ以下の温度では、初期の照射組織は転 位ループに支配されており、不純物の影響は小さいと考えられるが、その形成成長機 構を求めることが、低温領域での脆化予測と対策において重要である。このような照 射効果の基礎的な研究において、異なった照射手段による結果の相関を求めることに より、核融合中性子環境での挙動の精度の良い予測が可能になる。重イオン照射は試 料が放射化せず短時間で高損傷量を達成できることから照射効果の有力な研究手法 である。しかし、イオン照射においては損傷形成が表面近傍に限られるため、そこか ら材料強度に関する有益な情報を得るため、ナノインデンテーションなどの微小試験

片評価技術の高度化も同時に必要に なる。

本研究では、363 K-573 K の範囲で、 V-4C-4Ti 標準材料(NIFS-HEAT-2)のイ オン照射、原子炉中性子照射組織を比 較し、転位ループの形成成長機構、イ オン照射と中性子照射の差を明らか にすること、ナノインデンテーション 法による重イオン照射バナジウム合

Table 3.3.3.1 Irradiation conditions

Irradiation	Temperature	dpa	dpa/s
2.4MeV Cu ²⁺ ions	403-413K	1.0	4.5 x 10 ⁻³
	473K	0.5, 1.0	4.5 x 10 ⁻³
	573K	1.0	4.5 x 10 ⁻³
	673K	0.15, 1.0	4.5 x 10 ⁻³
Fission Neutrons (BR2)	363K	0.20	1.1x10 ⁻⁷
Fission Neutrons (JMTR)	563K	0.08	4.4x10 ⁻⁸

金の強度評価法を高度化することを目的とする。

3.3.3.2.2 方法

イオン照射は 九大タンデム加速器により 2.4 MeV Cu²⁺ イオンを、中性子照射は、 BR2 および JMTR により行った。SRIM 計算からイオンのバナジウム中への飛程は 0.95 µm であった。照射条件を Table 3.3.3.1 に示す。イオン照射材は、照射後損傷ピーク位 置まで研磨し九大 TEM にて組織観察、高分解能 STEM モードによる EDS 分析を行った。 また、473 K, 0.5 dpa の試料に関してはナノインデンテーション試験を京都大学エネ ルギー理工学研究所が有する Nano Indentor G200 を用いて行った。FEM 解析には汎用

解析ソフト ANSYS を用 い、V-4Cr-4Ti とダイヤ モンド圧子との接触変 形挙動を求めた。

中性子照射材は東北 大大洗センターにおい て両面研磨ののち TEM 観察を行った。



Figure 3.3.3.6 Microstructure after ion irradiation to 1 dpa.

3.3.3.2.3 結果

Figure 3.3.3.6 に、イオン照射の組織変化を示 す。観察された組織はほとんど転位ループある いはドットイメージであった。微小な欠陥の観 察のため、暗視野弱ビーム法による観察を併用 した。

Figure 3.3.3.7 に転位ループ、ドット密度の 照射温度依存性を示す。比較のため、電子線照 射による V-20Ti, V-3Ti-1Si のデータも示す [3.3.3.4]。温度依存性が 500 K 以下でほとんど 無く、500K以上で顕著に現れる点、全体に同 じ傾向が見られる。中性子照射材の密度が他と 比べてやや低いが、これは Figure 3.3.3.8 に示 すように、損傷速度の違いを考慮すると説明で きる。すなわち、473 K 以下の照射では、どの 場合も照射強度依存性がほとんどなく、563 K 以上では明確な依存性が発現する。このよう に、温度・速度依存性が見られない低温領域と 明確に現れる高温領域に二分される挙動は、多 くの金属材料の電子線照射で認められ、反応速 度論による解析も報告されているが、イオン、 中性子を含めて相関を得た例はほとんど報告 されていない。一方、Figure 3.3.3.8 は、中性子 照射の高温領域は、他の照射に比ベループ密度 が高いことを示し、原子炉特有の環境効果、核 変換効果などを検討する必要がある。

ナノインデンテーション試験で得られた 押込み硬さの深さ分布を Figure 3.3.3.9 に示す。 硬さは押込み初期(試料表面近傍)において顕 著に大きく、その後は押込み深さが増加する につれて減少する傾向がある。これは押込み 硬さのサイズ効果(ISE: Indentation Size Effect) である。重イオン照射材については本実験で 測定した領域において図に示すように照射硬 化が確認された。Nix-Gao モデルを用いて ISE による影響を除去するために、Figure 3.3.3.9 の データを横軸に押込み深さの逆数 1/h、縦軸に 硬さの二乗 H²を取ることで Figure 3.3.3.10 を



Figure 3.3.3.7 Temperature dependence of loop density.



Figure 3.3.3.8 Damage rate dependence of loop density.



Figure 3.3.3.9 Depth profiles of nano-indentation hardness.

作成した。非照射材のグラフの形状は線形 性を示したことから V-4Cr-4Ti も Nix-Gao モ デルに従うことが確認された。しかしなが ら、重イオン照射材では損傷領域は表面近 傍において不均一な分布であることから、 照射硬化量も深さに対して分布を示すと考 えられる。そこで笠田らは次式のバルク相 当硬さを提唱した[3.3.3.5]。

$$H_0(h) = \sqrt{H(h)^2 - \frac{1}{h} \frac{dH(h)^2}{d(1/h)}}$$

Figure 3.3.3.11 にバルク相当硬さの押込み深 さ依存性を示す。100~200 nm 以下では表 面検知や表面粗さによる影響から硬さが 正確に測定できていないためバラつきが 大きい。また、非照射材のような軟らかい 材料ほど表面付近(200 nm 以下)の硬さを 求めることは難しいと言える。そこで 200 nm 以上の深さから求めた硬さの平均か ら、非照射材の硬さは 1.60 GPa と求た。照 射材の硬さに着目すると、300 nm 付近で は非照射の硬さと同等もしくは小さいこ とから、背面である非照射領域の影響を受 けていると考えられる。そこで、100~200 nm の硬さの平均値から照射材の硬さは 2.88 GPa と求められた。

次に、照射による硬さの増加量に関す る FEM 解析を実施した。1200 nm を照射 損傷領域と仮定して押込み深さ 200nm のときの塑性変形を解析した結果を Figure 3.3.3.12 に示す。非照射材、照射材 はそれぞれ 1.69 GPa, 2.56 GPa と求まり、 実験値と比較して妥当な値を得た。 Figure 3.3.3.12 から塑性変形域の大部分 は損傷領域であったことから、押込み深 さ 200 nm の硬さは照射材の硬さを示す と推定できる。



Figure 3.3.3.10 Plots of H² versus 1/h.



Figure 3.3.3.11 Depth profiles of bulk-equivalent hardness.



Figure 3.3.3.12 Contour map of plastic strain.

参考文献

[3.3.3.4] T. Muroga et al., ASTM-STP 1047 (1990) 199.

[3.3.3.5] Y. Takayama et al., J. Nucl. Mater. 442 (2013) S23.

3.3.3.3 低放射化フェライト鋼とステンレス鋼の異材接合材の照射特性

	510 L stainless steer (55510L).												
	Fe	C	Si	Mn	Ni	Cr	Мо	W	V	Та			
F82H	Bal.	0.09	0.11	0.16	0.02	7.64	0.003	1.97	0.16	0.02			
SS316L	Bal.	0.014		1.23	11.4	18.5	1.91		0.0855				

Table 3.3.3.2Chemical composition of reduced-activation ferritic steel (F82H) and type316 L stainless steel (SS316L).

低放射化フェライト鋼 F82H と 316L ステンレス鋼の異材接合材を電子ビーム溶接 で試作した。Table 3.3.3.2 に母材の組成を示す。F82H の最終熱処理は、1040℃×40 min

の焼きならしと 750℃×60 min の焼き 戻しである。SS316L の最終熱処理は 1040℃×40 min の焼きならしである。 これらの素材の 7 mm 厚の板材をつき 合わせて電子ビーム溶接を行った。電 子ビームの加速電圧は 150 kV、ビーム 電流は 20 mA、ビーム出力は 3 kW、溶 接速度は 1000 mm/min である。なお、 ビーム位置がつき合わせ位置の場合に は、溶接金属で高 Ni 濃度のマルテンサ イト相が生じ、これが硬く脆いために 接合強度が著しく低下する。この相の



Fig. 3.3.3.13 Hardness of EBW joint after the neutron irradiation.

生成を抑えるために、ビーム位置をステンレス鋼側に 0.2 mm シフトさせて溶接金属 の Cr 濃度を低くして、オーステナイト相を安定化させた。これにより溶接金属の硬 さは母材と同程度となったが、F82H 側の熱影響部(Heat-affected zone: HAZ)では溶 接による加熱と急冷によって焼入れマルテンサイトが生じて、これも硬いために接合 強度が劣化した。そこで、680℃×1hの溶接後熱処理(Post-weld heat treatment: PWHT) で焼入れ硬化相の焼き戻しを行った。異材接合材より $1.5 \times 1.5 \times 20$ mm のシャルピー V ノッチ微小衝撃試験片及びゲージ部 $5 \times 1.2 \times 0.35$ mm の SSJ 型微小引張試験片を切 り出し、上記 PWHT 後に中性子照射した。照射は BR-II にて、295℃で 5.6×10^{23} n m⁻² にて行った。損傷量は Fe 換算で 0.1 dpa である。照射後は、硬さ試験と衝撃試験を 行った。

Fig. 3.3.3.13 に照射後の接合部の硬さ測定結果を示す。CJ01, CJ02, CH01 ともに同じ 異材接合材から切り出し同じ PWHT をした試験片である。F82H 側の HAZ の領域で 大きな照射硬化が起こった。照射硬化領域は 50 μm 程度の大きさで島状であった。

室温で引張試験を行ったところ、破断位置は SS316L 母材であり継手として十分 な接合強度を有することを確認した。

Fig. 3.3.3.14 に、中性子照射前後の衝撃吸収エネルギーを示す[3.3.3.6]。母材(BM) のデータより、照射で全ての試験温度で吸収エネルギーが低下していることが分かり、 これは母材の照射硬化によるものである。溶接金属(WM)、熱影響部(HAZ)も照射 によって吸収エネルギーが低下しているが、いずれも照射後のF82H 母材よりも大き いので実用上は問題ないといえる。特に、上記のように著しい照射硬化が観察された HAZにおいても大きな吸収エネルギーの低下はなく、延性-脆性遷移温度は-100℃以 下で室温より十分低いので、継手として十分な延性を持つことが示された。上記の著 しい照射硬化は、その体積が極めて小さいために衝撃試験における破壊の促進は起こ らなかったと考えられる。



Fig. 3.3.3.14 Impact absorbed energy of the weld metal (WM), base metal (BM) and heat-affected zone (HAZ) of the dissimilar-metals joint after the neutron irradiation.

核融合炉でこの異材接合材が使用されるのはブランケットの背面であり、照射量 は真空容器及び超伝導コイルのそれと同様である。実験炉 ITER では 0.027 dpa [3.3.3.7]、 原型炉 DEMO では 1×10^{23} n m⁻² [3.3.3.8]と見込まれている。今回の照射量 0.1 dpa 及 び 5.6×10²³ n m⁻² はこれらよりも大きく、ITER 及び DEMO の条件で異材接合継手が 使用可能であることが示された。

上記の著しい硬化の原因のひとつとして考えられるのは、溶接の加熱で分解、固溶 した炭化物が照射誘起で微細高密度に再析出することである。PWHT の温度は F82H 母材の過時効による軟化、すなわち強度低下を防ぐために低く設定したが、これによ り焼き戻し中の炭化物の再析出が不十分で、母相に残る固溶炭素量が多くなり照射誘 起析出を促進したと考えられる。PWHT 温度を系統的に変化させた実験により、F82H 母材の標準的な焼き戻し条件である 750℃×1h であれば溶接による HAZ の硬化を完 全に回復させられるが、一方で母材は軟化することが明らかになった。より高温ある いは高照射量で異材接合継手を使用する場合には、上記の著しい照射硬化領域が拡大 し問題となる可能性がある。その場合には母材の強度と照射後の HAZ の延性はトレ ードオフの関係となり、その最適化が必要となる。今後は硬化領域の微細組織観察を して硬化の原因を特定することと、高温での PWHT が照射硬化の軽減に有効である ことを実際の中性子照射で実証することが課題である。

参考文献

[3.3.3.6] H. Y. Fu et al., Fusion Eng. Des. 98-99 (2015) 1968.

[3.3.3.7] G. Kalinin et al., J. Nucl. Mater. 233-237 (1996) 9.

[3.3.3.8] L.A. El-Guebaly et al., Fusion Eng. Des. 80 (2006) 99-110.

3.4 **ブランケット**

3.4.1 第一壁

現存する磁気閉じ込め実験装置の第一壁は、真空・プラズマと環境を仕切る壁であ るので、耐圧性を考慮して30-40 mm厚のステンレス鋼が用いられている。ところが、 実証炉では、第一壁は、増殖ブランケットのプラズマ対向面という位置づけであるの で、機能的には真空・プラズマと増殖材を仕切る壁である。熱交換器としてのブラン ケットは、当然、高温運転を要求され、実際、FFHRを含む多くの実証炉設計で動作温 度を500℃程度としている。ところが、従来の第一壁の厚みでは、熱ひずみが大きくな るため、逆に、第一壁は、「薄壁」設計になり、その厚みは、3~5 mmであることが多 い[3.4.1.1]。

そのような薄壁設計の第一壁が真空・プラズマと増殖材を仕切ると、周辺プラズマ 側からのD・T粒子による透過(プラズマ照射透過:PDP)と増殖材中で発生したT₂の 気体圧による透過(ガス圧透過:GDP)が同時双方向的に起こる可能性がある。D・T のPDPによりブランケットからのT回収燃料ループに同位体分離機能を設置する必要 となる。一方、ブランケット側から増殖されたT₂がGDPによりプラズマ側に透過する 事、つまり、実効的なフューエリングにより、周辺プラズマ密度やD/T同位体比にも 影響を与え、強いては、コアプラズマ性能への影響も懸念される。本研究は、このよ うな水素の同時双方向透過挙動に関して基礎的知見を得ることを目的とするもので ある。

この目的の為、2011年度より、第一壁候 補材料である低放射化フェライト系合金 F82Hと定常プラズマ-壁相互作用実験装 置:VEHICLE-1 (図3.4.1.1) [3.4.1.2]を用 いて実証炉環境を模擬した条件で上記 PDP/GDPによる水素透過データを取得 し[3.4.1.3,4]、併せて、DIFFUSEコードを 用いてモデリングを行ってきた[3.4.1.5]。 図3.4.1.2に実験セットアップの概略図を 示す。

本研究に用いられた試料は、フェライ ト系低放射化合金F82Hで、その原材料* から70 mm φ のコンフラットフランジ型 のものを切り出し、中央部分の約35 mm φ のみを機械的に削って透過膜とした(*原 材料は、JAEAとの共同研究に基づき、以 前、JFT-2Mトカマクで用いられたF82H製 真空壁保護板の貸与による)。



Figure 3.4.1.1 The VEHICLE-1 facility at NIFS.



Figure 3.4.1.2 A schematic diagram of the hydrogen permeation setup installed in VEHIVLE-1.



Figure 3.4.1.3 Breakthrough curves taken from the PDP and GDP experiments conducted for a 5 mm thick F82H membrane [3.4.1.3].

図3.4.1.3に5 mm厚のF82H透過膜のPDPとGDPによる500℃に於ける水素透過実験デ ータを示す。この時の水素プラズマによる照射粒子束は、10¹⁶H/cm²/s台、ガス透過の 圧力は、100 Torrとした(ここで、ガス透過の圧力は、文献値:S. Fukada, Fusion Eng. Des. 83 (2008) 747. に基づくものである)。これから、GDPによる水素透過の方がPDP によるものより1ケタ以上大きいことが分かった。また、透過材料としてα-Feの物性値 データを用いたDIFFUSEコード計算結果と比較すると、本研究でF82H試料を用いて 得られた透過束実験データの方が約1ケタ 高い事が分かった。これらの事から、実証 炉では、何等かの水素同位体透過抑制策が 講じられる必要がある。

水素透過抑制策のひとつとして、従前よ り、第一壁の周辺プラズマ側にタングステ ン被膜を付ける事が検討されてきた。言う までもなく、タングステン被覆は、プラズ マ粒子によるスパッタリング損耗を軽減 するものと期待される。

2014年度末に真空プラズマ溶射による タングステン被膜(VPS-W)を前記F82H製 水素透過膜試料に施し、2015年度には、そ の試料を用いた水素透過実験を行った。



Figure 3.4.1.4 Plasma sprayed tungsten coatings on F82H.

先ず、その表面写真を図3.4.1.4に示す。このプラズマ被覆には、出発物質として直 径数十ミクロンのタングステン粉末が用いられたので、最終表面には、未溶解のタン グステン粉末粒が見られる。それと関連して、タングステン被覆が理論密度の約90% 程度であることも分かった。つまり、10%程度が気孔である。但し、これが閉気孔に よるものあるか、或いは、開気孔によるものであるか、また、それらが水素透過挙動 に与える影響については、別の機会に詳しく述べる。

DIFFUSEコードを用いて、理論密度(気孔無し)の1mm厚タングステン被覆付きの α—Feの水素プラズマ照射透過束を計算した結果を図3.4.1.5に示す。これから、タング ステン被覆により水素透過束が約1桁抑制されることが分かる。また、対応する条件 で取られた実験データも示した。タングステン被覆の水素透過抑制効果に関して、ほ ぼ予想された通りの差異がF82H試料を用いた実験データ(W:0.09 mm厚、F82H 0.5 mm 厚)にも見られた。

また、VEHICLE-1装置を用いて、炉心プラズマからの a 粒子にさらされる第一壁表 面における水素保持量変化についてのデータ取得を行った(一般共同研究:北大山 内有二、信太祐二)。図3.4.1.6に昇温脱離法を用いたF82H試料の水素保持量の測定結 果を示す。九州大学(吉田直亮)で実施した透過型電子顕微鏡による断面観察では、 表面近傍に形成されたHeバブルが観察され、水素補足サイトになっている可能性が明 らかになった[3.4.1.6]。



Figure 3.4.1.5 Plasma-driven permeation through F82H membranes with and without plasmasprayed tungsten coatings; (left) DIFFUSE calculations and (right) breakthrough curves for F82H membranes with and without tungsten coatings.



Figure 3.4.1.6 (Left) Increase in hydrogen retention in F82H substrates with He pre-irradiation, (Right) Transmission Electron Microscope (TEM) images of cross sections of irradiated samples.

参考文献

- [3.4.1.1] A. Sagara et al., Fusion Technol. 39 (2001) 753-757.
- [3.4.1.2] Y. Hirooka et al., Journal of Nuclear Materials 337-339 (2005) 585-589.
- [3.4.1.3] Y. Hirooka and H. Zhou, Fusion Sci. and Technol. 66(2014)63-69.
- [3.4.1.4] H. Zhou *et al.*, Nucl. Mater. **455**(2014)470-474.
- [3.4.1.5] Y. Hirooka et al., Fusion Sci. and Technol. 64 (2013) 345-350.
- [3.4.1.6] 芦川直子他, プラズマ・核融合学会第 30 回年会発表.

3.4.2 増殖/却材

3.4.2.1 金属微粉末による溶融塩の実効水素溶解度の制御

FLiNaKをはじめとする溶融塩は、化学的安定性・低電気伝導性(低MHD圧力損失)・低腐食性といった利点を有する一方で、水素同位体の溶解度が低い。このため、トリチウム燃料サイクルの実現のためには配管への水素透過防止コーティングなどが必要となること、高温での機械特性に優れるバナジウム合金(水素溶解度が高い)が使用できないこと、などが課題とされる。

そこで相良により提案された水素溶解度の高い金属微粉末の混合により実効的に 解決する概念[3.4.2.1]に基づき、チタン粉末を含有させたFLiNaKの実効水素溶解度を

計測した[3.4.2.2]。水素含有アルゴン ガスでのバブリングにより水素を溶 解したチタン粉末含有溶融塩をアル ゴンガスによりバブリングし、放出さ れる水素を計量した。チタン含有の有 無による、溶解水素の放出挙動変化の 例をFigure 3.4.2.1に示す。これにより 推定された水素溶解度の向上はチタ ン含有量が重量比で0.1%であっても5 桁に及び、本概念の有効性が実証され た。なお、酸化により汚染されたTi含 有FLiNaKでは水素溶解度の向上は認 められず、Ti表面の清浄性が重要であ ることが明らかになった。さらに、粒 子の沈降が起こりにくいだけでなく 清浄な粒の表面状態が期待できる、プ ラズマ誘起カソード電解法[3.4.2.3]に よりチタンナノ粒子を生成し含有さ せたFLiNaKを用いたところ、溶融塩中 に浸漬したバナジウム板への水素蓄 積が大きく低減されることも明らか になった。これにより高温特性に優れ るバナジウム合金を用いたブランケ ットの設計が可能になり、さらにチタ ンなどの粉末は溶融塩中の腐食要因 となる不純物(水分、HF等)と反応し やすいことから、構造材料との両立性 のさらなる向上も期待される。

金属微粉末に吸収された水素の回収については溶解度測定に利用した



Figure 3.4.2.1 An example of hydrogen release from FLiNaK with and without Ti powder.



Figure 3.4.2.2 The effect of Ti powder addition on the hydrogen equilibrium pressure of FLiNaK.

気液接触による方法に加えて、高周波の 磁場成分が金属粉のみに吸収されること を利用し、金属粉を選択的に加熱しなが ら気液接触回収すると効率的に水素が回 収できると期待できる。高周波磁場と高 周波電場を独立して印加できる加熱装置 を製作し、高周波磁場が溶融塩中に分散 した金属粉に吸収されることも実証した 。高周波加熱装置内での磁場・電場分布及 び、磁場加熱時の挙動をそれぞれFigure 3.4.2.3、および、Figure 3.4.2.4に示す。

3.4.2.2 LiPb 薄液層における水素透過特性

LiPb合金からの配管壁を通じた水素同 位体燃料透過の抑制、また透過法等を利 用した水素同位体燃料の回収に当たって は、撹拌の影響が微小となる配管壁近傍 の薄液相を通した水素透過の挙動の解明 が重要である。そこで熱対流などの影響 を抑制できる厚み1 mm程度のLiPb薄液層 を設け、この層を通じた軽水素の透過挙 動ならびに溶解度と拡散係数の評価を行 うための水素透過測定装置を構築した。 試験体系の概略をFigure 3.4.2.5に示す。

実験結果についての解析を行い、水素 ガスを導入した際の透過水素フラックス の変化は、透過の立ち上がりから定常状 態に至るまで、一次元の透過モデルによ り再現できることを明らかにした。この 際に得られた水素の溶解度および拡散係 数をFigure 3.4.2.6、および、Figure 3.4.2.7 に示す。溶解度は過去の研究と同程度で ある一方で拡散係数は1桁以上小さな値 であることが明らかになった。この結果 は、LiPbに溶解している水素同位体が配 管壁を透過するのを抑制する点では好ま しいものの、LiPbからの水素同位体燃料 の回収については従来予測されていた回 収速度よりも低くなる可能性がある。



Figure 3.4.2.3 Distributions of E and H field intensity in TE_{103} single-mode cavity.



Figure 3.4.2.4 Heating behavior of FLiNaK with and without Ti powder by RF magnetic field.



Figure 3.4.2.5 Schematic of hydrogen permeability measurement system mitigating liquid convection.



Temperature (°C) 200 700 600 500 400 300 -8 Terai (T) [1992] Diffusivity log(m²/s) Okada (H) [2012] -9 Okada (D) [2012] Reiter (H,D) [1991] Okamoto(T) [1989] -10 This work (H) -11 2.2 1 1.2 1.4 1.6 1.8 2 Temperature 1000/T (K)

Figure 3.4.2.6 Hydrogen solubility in Li-Pb eutectic alloy.

Figure 3.4.2.7 Hydrogen diffusivity in Li-Pb eutectic alloy.

3.4.2.3 ガス圧駆動小型流動ループの構築

液体増殖材中での構造材料・機能性材料 の腐食については、流動環境と系内での温 度差が非常に大きく影響することが知ら れている。これらの条件の達成において 3.4.3節で紹介する熱・物質流動ループ Oroshhi-2は有効であるが、基礎レベルの試 験やスクリーニングにおいては、より小規 模な装置が必要である。そこでガス圧を利 用し、小規模ながら連続流動・系内温度差 の付与、さらに運転中の流体のサンプリン グを可能とする流動ループを考案し、構築 した。流路部分の装置の外観および全体の 概要をFigure 3.4.2.8、および、Figure 3.4.2.9



Figure 3.4.2.8 Gas driving liquid loop operating with FLiNaK at around 800 K.

に示す。本装置は流量は少量であるもののガス圧の設定により流体の種類によらない 流動が可能(Table 3.4.2.1に主要な流体での設定パラメータを示す)であり、FLiNaK の連続流動が可能であることを実証したほか、PbLiを用いた腐食試験を進めている。

参考文献

- [3.4.2.1] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 2114.
- [3.4.2.2] J. Yagi et al., Fusion Eng. Des. 98 (2015) 1907.
- [3.4.2.3] Y. Ito et al., Molten Salts Chemistry: From Lab to Applications (2013) 269.


Figure 3.4.2.9 Schematic of DAICON "Difference of Argon-gas pressure Impelling Circuit with One-way flow in NIFS".

Liouid	Main flo	w channel	Flow rate	Pressure	Liquid head	
Liquid	I.D. [mm]	Length [m]	[mL/s]	drop [kPa]	[m]	
Li	1.76	2.0	2.0	8.6	1.8	
PbLi	1.76	2.0	2.0	52	2.6	
FLiNaK	1.76	1.5	2.0	82	0.84	
Water	1.76	2.0	2.0	15	1.6	

Table 3.4.2.1 Parameters for liquid breeding material circulation

3.4.3 熱・物質流動ループ

3.4.3.1 冷却材流動ループシステム構築の目的 [3.4.3.1]

これまでに大学等を中心として推進されてきた液体ブランケット要素技術研究で は、比較的小型の試験容器や循環ループ、試作ユニットを用い、材料特性、静止場・ 流動場における材料腐食(材料共存性、不純物・流動・磁場効果)、酸化還元制御、磁 場下伝熱・流動特性、水素同位体輸送・回収技術、配管セラミック被覆技術、センサ ー技術等についての学術研究が展開されてきた。多岐にわたる材料基礎データの蓄積、 メカニズムや機能実証、モデリング手法の検証が行われてきている(図 3.4.3.1)。

これら要素技術研究で得られた結果に基づき、核融合科学研究所では平成 21-24 年 度、溶融塩冷却材からの水素燃料と熱の分離回収実証のために必要となる統合的な技 術の研究・確立のための FLiNaK 循環ループ装置 Orosh²i-1 の構築と運用を行った。ま た、平成 25 年度より、炉で想定される熱や磁場の条件を模擬し、液体ブランケット に必要とされる技術や機能の統合的な開発研究、試験を行うことを目的として、さら に大型の熱・物質流動ループ装置 Oroshhi-2 の構築を行い、試運転を経て、平成 27 年 より、大学共同研究プラットフォームとして本格稼働させている。

3.4.3.2 FliNaK 循環ループ装置 Orosh²i-1

溶融塩ブランケットの循環条件における水素燃料と熱の分離回収を世界で初めて 実証するとともに、物理・化学・工学にわたる基礎特性の取得を目指して、水素熱分 離回収制御-1 号機(Operational Recovery Of Separated Hydrogen and Heat Inquiry-1, Orosh²i-1)の設計、および製作を行った[3.4.3.2]。本装置は、1/2 インチ SUS 配管内に 溶融塩冷却材 FLiNaK(融点 454℃)を最高温度 600℃、流速 0.2-0.5 m/s で循環させる ループ装置である。ループの概略図を図 3.4.3.2 に示す。Orosh²i-1 における FLiNaK 冷 却材の循環には、市販の遠心ポンプにマグネットカップリング式延長シャフトや振動 抑制軸受けべアリングに改造を施した高温溶融塩用遠心ポンプを開発して適用した。

ループ内の温度管理や流体確認 手法についての改良を重ねた結 果、500℃のFLiNaKを0.25 m/s で ループ内を循環させることに成 功した。排圧パージ式差圧流量計 により測定した流速は、ポンプ回 転数により正確に制御できるこ とを確かめている。一部チェンバ 一内の液面上昇により最高速度 は0.25 m/s に制限されたが、さら に高い流速での安定した FliNaK 循環が可能である見通しを得た。



Figure 3.4.3.1 Examples of small-size experimental apparatuses for studies on material properties and fundamental blanket technologies [3.4.3.1]



Figure 3.4.3.2 Configuration diagram of the FLiNaK circulation loop Orosh²i-1[3.4.3.2].

液体 FLiNaK への水素チャージ(溶解) については、水素ガス吹き込み法を検討し (一般共同研究:九大 深田智)、静止場の FLiNaK (600°C)中へのバブリング試験を実 施した(図 3.4.3.3)[3.4.3.3]。溶融塩中の気泡 の挙動や、気泡との水素輸送特性を理解 し、ループ運転温度 600°Cにおける低い気 泡レイノルズ数 (Re = 3.38)条件におい て、総括水素輸送係数 $h=7 \times 10^{-5}$ m/s を獲 得した。一方、アルゴンガスを用いてバブ リングにより水素を回収する場合は、水素 チャージよりも低い輸送係数が示唆され た (図 3.4.3.4)。この水素チャージ試験に おいては、新たに開発した固体電解質水素 センサーを用いてパージガス中の水素分



Figure 3.4.3.3 Schematic drawing of the experimental system for evaluation of hydrogen solubility and hydrogen recovery properties by Ar+H₂ gas bubbling into FLiNaK.

圧測定を長時間実施し、測定の応答性や安定性を確認した[3.4.3.4]。

FLiNaK 冷却材からの水素回収については、HF(フッ化水素)による腐食に強く、 水素透過データが比較的豊富な純 Ni を水素透過壁材料として選択し、水素回収モジ ュールの設計・製作を行った[3.4.3.5](一般共同研究:九大 深田智、協力:鈴鹿工専 南部智憲、名大 湯川宏)。溶融塩用水素回収モジュールでは、ステンレス配管が Ni と 接触していると、Fe が電気化学腐食により溶解し、Ni 水素回収管の表面に析出する ことにより、長期間の水素回収が困難になると考えられる。そこで、Ni 回収管を電気 的に絶縁する、二重管構造の電気絶縁水素回収ユニットを開発、試作した(図 3.4.3.5)。 He 希釈水素ガスを用いた性能試験を実施し、配管部を 530K (約 260℃)まで昇温 した際の水素透過速度は、過去の研究に おいて測定されている純 Ni 板材の水素 透過係数と同程度であることを確認し た。水冷電気絶縁フランジ構造が正常に 機能しており、実際の 500℃液体 FLiNaK からの水素回収に適用できる見通しを 得た。

Orosh²i-1ループにおいては、配管の 溶接やチェンバー製作にかかわる部分 を除き、設計、ヒーター巻き付け、温度 測定・制御、FLiNaK の調合と融解、液 面測定、流速測定等、研究者の手で行っ た。Orosh²i-1 ループで得られた高融点 FLiNaK を循環させる際の技術、および、 経験は、次に述べる Oroshhi-2 ループ装 置の構築、運用に活かされている。

3.4.3.3 熱・物質流動ループ oroshhi-2



Figure 3.4.3.4 (a) Hydrogen solubility in FLiNaK measured by gas bubbling, (b) Hydrogen recovery by Ar gas bubbling into FLiNaK containing hydrogen. (Results for PbLi are also shown in the figure.)

Orosh2i-1 ループの成果を基に、平成 25 年度、核融合炉で想定される熱や磁場の条件を模擬し、熱や水素燃料の取り出し、配管材料の腐食等、液体ブランケット発電システムに必要な技術や機能を総合的に試験するための世界最大級の熱・物質流動ループ Oroshhi-2 (オロシ-2、Operational Recovery Of Separated Hydrogen and Heat Inquiry-2) を構築した(図 3.4.3.6) [3.4.3.6]。本装置は、溶融塩 FLiNaK(基本運転温度 500℃)、及び液体金属 LiPb (300-350℃)を個別に循環させるツイン・ループシステムであり、共に1 インチ配管内を最大流速 1.5 m/s で循環させることができる。ツイン・ループと





Figure 3.4.3.5 Schematic drawing and photo of the electrically-insulated hydrogen isotope recovery unit developed for a high temperature molten salt coolant.

することにより、様々な特性が対照的な 溶融塩と液体金属の挙動、取り扱いにつ いて比較しながら研究を推進すること が可能となっている。また、伝熱・流動 特性に対する強磁場の MHD 効果を研 究するために、長さ50cmの領域を横切 る直線配管に対して最大3 テスラの均 一垂直磁場(均一度5%)を印加可能な 超伝導磁石を設置している。これは現時 点で、同目的・同磁場形状としては世界 最強である。

本装置の構築は、装置パラ メーター検討の段階から京都大学、九州 大学等との協力により実施しており、試 運転を経て、平成27年度より、液体ブ ランケット研究開発における国内共同 研究の供用プラットフォームとして本 格運用を開始している。熱と水素同位体 燃料の分離回収や配管材料の腐食、伝 熱・流動に対する強磁場効果等の学術研 究について、複雑な温度、流速、磁場分 布変化を持ち、かつ、様々な異種材料が 混在する循環系を対象にして推進する ことが可能となる。また、得られた知見 やデータは発電ブランケット設計時の 根拠となる。

3.4.3.4 3T磁場下 MHD 圧力損失測定

Oroshhi-2 ループに設置された超電導 電磁石内の磁場強度分布を図 3.4.3.7 に 示す。この超電導電磁石を用いた最初の MHD 圧力損失実験を磁場に直交した 1 インチ 直線配 管内を流れる LiPb



Figure 3.4.3.6 Photo of the FLiNaK/LiPb twin loop system Oroshhi-2 [3.4.3.6].



Figure 3.4.3.7 Distribution of a magnetic field strength B_z on the central axis of the 3 tesla superconducting magnet [3.4.3.6].

(350℃)に対して実施した。流速および磁場強度を変化させた際の磁場を横切る配 管部における圧力損失の測定結果を図 3.4.3.8 に示す。また、このプロットの流速 0.23 m/s における磁場強度と圧力損失の関係について図 3.4.3.9 に示す。この図では、横軸 を磁場強度の二乗(B²)としており、圧力損失が 3 T の強磁場下においても B² に比例し て増大していることを示している。また、図中の点線は、強磁場下の管内で流速分布 が均一になると仮定した理論により計算される圧力損失を示しており、約 20%の違い が見られた。LiPb 中の温度、粘性、電気伝導度の違いが実験値と計算値の違いに現れ ている可能性があり、より詳細な評価実 験を進める予定である。 3.4.3.5 流体の調整・不純物の制御

Oroshhi-2 ループで利用したフッ化物 溶融塩 FLiNaK および液体鉛リチウム共 晶合金 PbLi はともにループ付属のグロ ーブボックス内(通常作業環境:高純度 アルゴン置換、酸素濃度 1ppm 以下、露 点-60℃以下)で調整した。グローブボッ クス内に設置したそれぞれの調整タン ク内にて、表 3.4.3.1 および 3.4.3.2 に示 す各材料を真空加熱脱気した後に昇温・ 溶融して試験流体を調整し、アルゴンガ スで加圧してそれぞれのダンプタンク に移送した。調整タンクの容量に応じ、 流体の調整は複数回に分けて実施した。 なお調整タンクからダンプタンク、また ダンプタンクから主ループへの移送は 各タンクの底部に設置された導入管か 行っており、流体表面に浮上するスラグ 等の不純物は主ループへは移送されな い構造となっている。

これら手法によりループ内の不純物 (特に PbLi では酸化物、FLiNaK では水 分)濃度は十分低いことが期待できる。 さらに、運転中の腐食等による混入不純 物はループ内に設置された空冷式のコ ールドトラップにより除去できる。突発



Figure 3.4.3.8 MHD pressure drop in a LiPb coolant flowing through a straight pipe obtained by using the 3 T magnet of the Oroshhi-2 loop [3.4.3.6].



Figure 3.4.3.9 Relation between a magnetic field strength and magnitudes of MHD pressure drop in a LiPb flow [3.4.3.6].

的な閉塞を避けるため、コールドトラップはそれぞれの融点に余裕を持たせて FLiNaK ループで 480℃程度、PbLi ループで 260℃程度としている。図 3.4.3.10 に約 500 時間の運転後にサブループ試験部から採取した PbLi の断面 SEM 像(クロスセク ションポリッシャによるアルゴンビーム研磨)を示す。明確な共晶構造が認められる が、酸化物の析出などは認められなかった。

3.4.3.6 サブループ流動試験

PbLiループのサブループ試験部において、超音波ドップラー流速計(UDV)の実証 試験を実施した。UDV は流速分布の測定も可能であり、液体金属の MHD 流動場の測 定などでの活躍が期待される。流速計動作は不純物を十分に抑えたグローブボックス 内でのポット試験では確認されていた[3.4.3.7]ものの、米国のループ装置内では不純 物の存在により稼働が確認できていなかった。流体調整時から不純物の混入を抑制し

た本ループにおいては流体から の超音波の反射が確認でき、流速 分布測定の精密化に向けさらに 改良を進めている。サブループエ リアに設置された UDV 試験ユニ ット写真を図 3.4.3.11 に示す。

3.4.3.7 高温磁場腐食試驗部

溶融塩は磁場下の流動で分極 し、電気化学的な腐食が発生する との予測がある。そこで高温磁場 腐食試験部を溶融塩ループのサ ブループエリアに設置した。磁場 は永久磁石により流路に直交方 向(ほぼ垂直)に1Tを与え、さ らに実環境で腐食に大きく影響 を与えると考えられるループ内

Table 3.4.3.1 Materials of molten salt FLiNaK

Material	Ratio (at.%)	Shape	Purity (%)	Manufacturer
LiF	46.5	Powder	>98.0	Kanto
NaF	11.5	Powder	>99.0	Chemical Co.
KF	42.0	Powder	>99.0	Lu.

Table 3.4.3.2 Materials of PbLi eutectic alloy

Material	Ratio (at.%)	Shape	Purity (%)	Manufacturer
Li	15.7	Column	>99.9	Furuuchi
Pb	84.3	Plate	>99.99	Ltd

での温度差を付与するため、腐食試験部専用の追加熱系(2kW)を設けた。これによ り、低流量時には 200℃までの温度差を与えられる。図 3.4.3.12 に試験部流量約 0.7L/min 時の試験部流体温度を示す。追加熱ヒーターの入口部分1か所、出口部分に 間隔をあけて2か所の熱電対ウェルが設けてあり、これらを用いて熱バランスとパル ス伝播の2手法により流量の推定が可能となっている。

なお、腐食試験部(管内径: ø10.4 mm)へはガイドロッド(ø3.0 mm)に固定して サンプルを挿入できる構造となっており、幅10mm程度までの板状試料や、管状試料 などを利用できる。



Figure 3.4.3.10 SEM image of the cross- Figure 3.4.3.11 The UDV test unit installed section of solid Pb-Li alloy, showing eutectic in the Pb-Li sub-test section in Oroshhi-2. structure.





Figure 3.4.3.12 Example of temperature increase by the additional heater for high-temperature and magnetic corrosion test section.

参考文献

- [3.4.3.1] 田中照也 他、J. Plasma Fusion Res. 92 (2016) 112-118.
- [3.4.3.2] A. Sagara et al., Fusion Science and Technology 60 (2011) 3-10.
- [3.4.3.3] M. Kondo et al., Fusion Engineering and Design 87 (2012) 1788–1793.
- [3.4.3.4] T. Oshima et al., Plasma and Fusion Research 5 (2010) S1034-1-S1034-5.
- [3.4.3.5] T. Nagasaka et al., Plasma and Fusion Research 7 (2012) 2405141-1-4.
- [3.4.3.6] A. Sagara et al., Fusion Science and Technology 68 (2015) 303-307.
- [3.4.3.7] Y. Ueki et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 77.

3.4.4 セラミック被覆

Li冷却ブランケットにおけるMHD 圧力損失低減のために、また、Flibe等 の溶融塩冷却ブランケットやLiPb冷却 ブランケットにおける水素同位体燃料 の透過抑制のために、増殖ブランケッ ト及び冷却材配管にセラミック被覆を 施すことが検討されている。核融合科 学研究所では、有機金属錯体ガスを用 いるMOCVD (Metal Organic Chemical Vaper Deposition) 法及び有機金属溶液 を用いる MOD (Metal Organic Decomposition) 法による大面積の酸化 物被覆技術の確立と要求性能の達成を 目指している。これら被覆開発研究は、 還元性の強い液体Li冷却材中において も化学的に安定であり、また、金属配 管からの水素同位体透過抑制にも有効 であるEr₂O₃(酸化エルビウム)を主な 対象として進めている。また、耐腐食 セラミック被覆として、液体溶融塩を 用いた窒化物被覆成膜の研究を進め た。

3.4.4.1 MOCVD (気相法) 酸化物被覆

MOCVD法については、本研究所が 分子構造設計を行うことで新たに合成 されたEr (IBPM)3有機金属錯体を用い



Figure 3.4.4.1 X-ray diffraction patterns of a two-layered Er₂O₃/buffer coating fabricated by the MOCVD method.



Figure 3.4.4.2 A TEM image of a cross section of a two-layered Er_2O_3/Y_2O_3 coating fabricated by the MOCVD method.

て、成膜手法の高度化を進めている。金属基板とEr₂O₃被覆の間にCeO₂、及び、Y₂O₃ を中間層とする二重被覆技術の研究が進展した。ステンレス基板上に試作した二重被 覆のX線回折パターン(図3.4.4.1)において、従来の金属基板上に直接成膜した場合と 比較して、半価幅が小さくなる傾向が見られた。これは、中間層上に成膜されたEr₂O₃ 被覆の結晶化度が向上していることを示唆している。また、富山大学(一般共同研究: 松田健二)において取得された透過型電子顕微鏡像と回折パターン(図3.4.4.2)を本 研究所で解析した結果、いずれの中間層の結晶成長方位に準じてEr₂O₃結晶が成長す る傾向が見られた。また、CeO₂中間層よりもY₂O₃中間層の場合にて、Er₂O₃被覆層が 著しく集合組織化されて、直接金属基材に成膜された被覆よりも緻密な組織が得られ ることが明らかになった[3.4.4.1]。これは、中間層に用いられる酸化物の格子定数と Er₂O₃被覆層の格子定数から算出されるミスフィット率(f)が強く影響していると考 えらえる。一般に、ミスフィット率は、 相互の格子定数の整合性を示す因子 であり、値が小さいほど整合性が良い とされる(参考; CeO₂とEr₂O₃のミスフ ィット率(f):48.66%、Y₂O₃とEr₂O₃の ミスフィット率(f):0.57%)。このよ うに、MOCVDによるEr₂O₃被覆の成膜 において、酸化物被覆の格子定数から 見積られるミスフィット率を勘案し た多重被覆プロセスは、被覆層の微細 組織を改善する方法として有望であ る。

一方、被覆層の寿命評価手法の1つ として、超薄膜スクラッチ試験を用い た被覆層の剥離試験を提案している。 一般的に、スクラッチ試験は、JIS規格



Figure 3.4.4.3 Thermal cycle effect on the peering strength of a two-layered Er_2O_3/Y_2O_3 MOCVD coating.

にて自動車の塗装膜等の厚膜等の剥離強度を評価する手法として知られている。超薄 膜スクラッチ試験は、一般的なスクラッチ試験の概念を光学材料や機器の保護膜等の 薄膜等に応用した試験である。Er₂O₃/Y₂O₃二重被覆試料にて、酸化物層(Er₂O₃とY₂O₃) と金属基板界面における700℃での熱履歴印加後の剥離強度を熱履歴前の剥離強度で 規格化した結果(図3.4.4.3)、30回の熱履歴を印加しても70%以上の剥離強度を維持し ており、著しい剥離強度の低下は生じないことが明らかになった。一方、Er₂O₃とY₂O₃ の界面における規格化した剥離強度では、約85%の剥離強度を維持しており、酸化物 /金属界面よりも強固な結合が確認された。これは、Y₂O₃相上でのEr₂O₃結晶の核生成 が起こる際にEr原子とY原子の原子半径が近似しているために起こるEr原子とY原子 の相互置換(インターカーレーション)によるものと考えている。現在、Er₂O₃/Y₂O₃ 界面での詳細な組織観察を実施している。

3.4.4.2 MOD (液相法) 酸化物被覆

MOD法による被覆については、特に、低放射化フェライト鋼JLF-1表面への成膜プロセスの最適化を図った。有機溶液を用いる本手法では、酸素を含有した雰囲気中で焼成を行い、有機成分を分解・除去するとともに、Er₂O₃被覆層を基板表面に形成させる。この過程で、酸化しやすいJLF-1基板表面にはCr₂O₃やFe₂O₃の層が生じるが、特に、Fe₂O₃がEr₂O₃被覆の下に形成されると、水素透過抑制性能の低下や高温液体Li中での使用において著しい剥離が生ずることが分かった。一方、Cr₂O₃がEr₂O₃被覆の下に形成された際には、良好な水素透過抑制性能が得られ、Li中における剥離も抑制されることを確かめた[3.4.4.2, 3.4.4.3]。また、JLF-1基板表面へのFe₂O₃層の形成を抑制しながら、Er₂O₃被覆を焼成するための温度及び酸素分圧条件を詳細に調べるとともに、低放射化フェライト鋼の表面酸化の制御を説明するためのモデル化研究を行った[3.4.4.4]。JLF-1基板の片面に0.5-1.0 μm厚のEr₂O₃被覆をMOD法により施した際の水素透過抑制

係数は、現段階で~1/200であり [3.4.4.5](図3.4.4.4)、現在、結晶性向上 により、目標の透過抑制係数1/1000を 目指している。電気絶縁性能について は、絶縁耐圧は20-40 kV/mmと十分高 く、また、電気伝導度についても、室 温から400℃における測定結果の外挿 から、ブランケットで想定される 650℃において、設計から要求される 伝導度10⁻³ S/mより低く抑えられる見 通しが得られている[3.4.4.6]。

3.4.4.3 液体溶融塩を用いた窒化物被 覆成膜

フッ化物溶融塩ブランケットでは 高温溶融塩冷却材による構造材料の 腐食低減と水素同位体透過抑制の技 術が必要不可欠である。そこで、従来 の金属酸化物による水素透過抑制研 究と異なるアプローチとして、Li₃Nを 溶解させた溶融塩FLiK中における電 気化学的手法により、構造材料表面に 大面積窒化物被覆を形成するための 技術開発を進めた。窒化物のうちTiN やFe2-3N等は水素透過障壁機能が既に 報告されている。さらに熱力学的観点 から窒化物被覆はフッ化物塩との良 好な共存性が予測されており、構造材 料の腐食低減によるブランケットの 長寿命化が期待できる。これまでに、 500℃以下の溶融塩中における窒化処 理により、SUS316基材表面にCrNおよ びFe2-3N被覆層を形成させることに成 功した(図3.4.4.5)[3.4.4.7]。

3.4.4.4 イオンビーム誘起蛍光法セラ ミックスコーティング性能評価

ブランケットセラミックス材料の 性能における中性子照射効果の評価 のために、イオンビーム照射中に誘起



Figure 3.4.4.4 Reduction of hydrogen permeation through a low activation ferritic steel (JLF-1, 1 mm thick) substrate by Cr_2O_3 and MOD Er_2O_3 coating layers.



Figure 3.4.4.5 An FE-SEM image and EPMA mapping images of a cross section of a nitride layer on a SUS316 substrate surface formed by the electrochemical nitriding process in a molten salt. (a) FE-SEM compositional image, mapping images of (b) Fe, (c) Cr, (d) N and (e) line profile.

されるセラミックス試料からの可視 域発光スペクトルと、イオン照射によ るセラミックスの損傷量、及び酸素欠 陥形成との関係を明らかにした [3.4.4.8]。酸化エルビウム試料に対し て、34 keVの水素イオン照射を室温で 10²² m⁻²程度まで行った場合、照射初期 には照射量増加に伴い蛍光線強度の 減衰が確認された(図3.4.4.6)。また、 10²¹ m⁻²を超える照射量では蛍光線強 度の減衰が止まり定常状態になるこ とを明らかにした。今後、イオン照射 中の損傷量のin situ測定を可能にする ため、イオン照射量とセラミックスの 損傷量の定量的関係を明らかにする 必要がある。蛍光を発するEr³⁺イオン の結晶場の理論計算[3.4.4.9]により(図 3.4.4.7, 図3.4.4.8)、酸素欠陥形成によっ て発光線の分布が変化する可能性を示 した。また、加熱制御された試料に対す るイオンビーム誘起蛍光の測定を実 施し、600Kを超えると可視域の蛍光が 可逆的に消失する現象を発見した [3.4.4.10]。今後、高温使用下でのセラ ミックス材料の照射損傷過程におけ



Figure 3.4.4.6 Decrease in intensity of ionbeam induced luminescence at 640 - 690 nm by energetic proton bombardment at a dose of 3.1×10^{20} m⁻² (upper). Dose dependence of the luminescence intensity (lower).

る電子励起状態の挙動を明らかにする必要がある。

参考文献

[3.4.4.1] Y. Hishinuma *et al.*, Presented at ICFRM-16, Oct. 20-26, 2013, Beijing, China. Submitted to Fusion Science and Technology.

- [3.4.4.2] D. Zhang et al., Journal of Nuclear Materials 417 (2011)1249–1252.
- [3.4.4.3] D. Zhang et al., Fusion Science and Technology 60 (2011) 1576-1579.
- [3.4.4.4] T. Muroga et al., Fusion Science and Technology 64 (2013) 211-215
- [3.4.4.5] T. Tanaka et al., Journal of Nuclear Materials 455 (2014) 630-634.
- [3.4.4.6] T. Tanaka et al., Fusion Engineering and Design 88 (2013) 2569–2572.
- [3.4.4.7] T. Watanabe et al., Electrochimica Acta 58 (2011) 681-690.
- [3.4.4.8] D. Kato et al., Plasma and Fusion Research 7 (2012) 2405043.
- [3.4.4.9] G. Gaigalas, D. Kato et al., NIFS-DATA-115 (June 20, 2014).



Figure 3.4.4.7 Schematic for a cubic cell of the C_2 cation (Er^{3+}) site. The blue ball stands for an Er^{3+} ion and the red balls O^{2-} ions in the cell. Black point indicates the origin of the cubic cell. The cubic cell has the 2-fold rotation symmetry (C_2) with respect to the green arrow. The luminescence is due to optical emission of the Er^{3+} ion in the cell.



Figure 3.4.4.8 Energy level diagram of Er^{3+} ion multiplet terms. The luminescence at 640–690 nm is due to transitions from ${}^{4}\text{F}_{9/2}$ to ${}^{4}\text{I}_{15/2}$ terms, and that at 530–570 nm to transitions from ${}^{4}\text{S}_{3/2}$ to ${}^{4}\text{I}_{15/2}$ terms. A) Calculated energy levels of an isolate Er^{3+} ion, B) in the C_2 site, and C) in the C_2 site with one oxygen defect. Point charge approximation is used for the crystal field calculations [3.4.4.9].

3.4.5 中性子遮蔽材料

ヘリカル型発電炉FFHRシリーズの 設計においては、主要な放射線遮蔽体 材料としてフェライト鋼とB4C(炭化ホ ウ素)の組み合わせが選択されている。 また、FFHR-d1の中性子工学設計にお いては、特に炉心プラズマの内寄せ配 位に対応するために、重量密度が大き いものの、より遮蔽能力が高いWC(炭 化タングステン)をインボード側に局 所的に配置することを提案している。 遮蔽体が置かれる放射線環境について は、FFHR-d1の3次元設計モデルに対す る中性子輸送計算により評価した。も っとも条件の厳しくなる遮蔽体最前面 において、B4Cについては、核発熱が ~2.5 W/cm³、照射損傷は30年の運転で



Figure 3.4.5.1 Temperature dependence of thermal diffusivity of candidate carbide materials.

~35 dpaに達する。また、さらに厳しい条件となるWC遮蔽体設置場所では、各々~6 W/cm³、~70 dpaと評価した。遮蔽体には、核発熱をヘリウム等の冷却材により除熱し て定常運転時に100-200℃に保つこと、冷却材喪失事象に伴う温度上昇時にも安全上 の問題を引き起こさないことが求められる。さらに、30年以上の運転期間中に生じる 照射損傷等に起因する材料特性変化を予測して設計に織り込む必要がある。しかし、 現在の核融合炉材料の研究は最も厳しい環境に置かれるブランケットやダイバータ に集中しており、核融合炉環境において長期使用した際の遮蔽体材料の特性変化につ いては十分な研究がなされていない。研究の立ち上げについては、特に炭化物遮蔽材 料の熱物性は他の金属・セラミック材料と比較して著しく不足している。安全性を確 保しつつ、限られた遮蔽体空間において可能な限り効率的な除熱設計ができるかは、 炉の成立性にもかかわる課題であるため、熱物性の取得から開始した。

B4C及びWC等の炭化物遮蔽体の熱物性については、産業総合技術研究所に加えて 大阪大学との共同研究で得られたレーザーフラッシュ法による熱拡散率データを詳 細に解析している。室温から650℃以上の高温領域までの熱拡散率を解析した結果(図 3.4.5.1)、遮蔽体で想定される100-200℃の温度領域においても、WCと比較してB4Cの 熱拡散率の低下が著しいことが分かった。また、B4Cについては天然ホウ素と濃縮ホ ウ素(10B)を原料とした試料において熱拡散率の大きな差異は見られなかった。本研 究による炭化物の熱物性データの蓄積は、ブランケット設計だけでなく、各材料にお ける熱物性の国際標準規格作成にも展開する。また、炭化物遮蔽材の性能・特性改善 及び大型焼結手法の確立を目的に、日本タングステン株式会社との共同研究を開始し た。水素化物遮蔽体についても粉末プレスによる高密度ブロック作成の可能性の検討 や、一般共同研究よる熱物性測定等の研究を立ち上げており、炭化物の実験研究結果 と合わせて、今後のヘリカル炉遮蔽体の具体的な構造設計検討に利用する。

3.5 ダイバータ

3.5.1 ダイバータ受熱構造の基本設計と開発

3.5.1.1 熱·構造設計

ダイバータには、磁力線に沿って入射する荷電粒子を中性化し、その中に含まれる 不純物ガスを排気ポートに導くことにより、プラズマの純度を保つ役割がある。ダイ バータに入射する荷電粒子が表面に衝突する際に粒子の持つ運動エネルギーがダイ バータ表面で熱に変換されるため、ヘリカル炉において最も高い熱負荷を受ける機器 である。熱・構造設計を行うにおいて、まず、FFHR-d1のダイバータへの熱負荷値を 見積もる。FFHR-d1(R=15.6m)のダイバータストライクポイントの接続長は約900 mであり、トカマク DEMO 炉である Slim-CS の接続長(約70m)と比較して10倍以

上長い。33%のエネルギー変換効率を仮定 した場合、1GWの核融合利得を得るには3 GWの核融合反応出力が必要となる。利用 する核融合反応は

D+T → 4He (3.52 MeV) + n (14.06 MeV) を想定した場合、対向材料への総熱負荷は 3 GW × 3.5/(14+3.5) ~ 600 MW となる。放射 損失 35%を想定した場合、ダイバータへの 総熱負荷は 500 MW が想定される。FFHRd1 の装置サイズが LHD の約 4 倍になるこ とから、ダイバータストライクポイントの 面積は 32m² と見積もられ、単位面積あたり に換算すると約 10 MW/m²のダイバータ熱 負荷が見込まれることになる。

FFHR-d1 のダイバータは、現時点では平 板のタングステンアーマータイルを銅合金 のヒートシンクに連続接合する構造を考え ている。ヒートシンクには低放射化フェラ イト鋼 (RAFM)を用いた方が中性子負荷特 性の観点から有利であるが、熱設計として 成り立たないことが Figure 3.5.1.1の解析で 明らかになった。Figure 3.5.1.1(a)は、低放射 化フェライト鋼 (F82H) および Cu におけ る材料厚さの違いに対する温度差 (\angle T)の 計算例である。例えば、10 MW の熱負荷で は、Pure-Cu で 350 W/m-K として計算した 場合、1~1.5 mm の厚さで \angle T < 50°C となる のに対し、F82H では、熱伝導率が 30 W/m-K であるため、1.0 mm で \angle T > 300°C、1.5



Figure 3.5.1.1(a) Temperature gradient as a function of an input power in different thickness of F82H (30 W/m·K) and Cu (320 W/m·K). (b) Induced internal thermal stress (σ) as a function of an input power in the 1 mm thickness of F82H and Cu. E: Young's modulus [Pa], α : Thermal expansion coefficient [K⁻¹].

mm で $\Delta T > 500$ ℃となる。これらの場合で、材料内部に生じる熱応力を完全拘束の条件で計算した例を Figure 3.5.1.1(b)に示す。F82H の降伏応力(σ_y)は 500 MPa 前後であるが、10 MW で 600 MPa を上回る内部応力が生じることとなる。完全拘束条件はかなり厳しい条件設定ではあるが、実際に 1 mm ほど薄い厚さの冷却管の使用は極端な例であるため、F82H では現実的に 10 MW/m² 以上での使用は難しくなることがわかる。一方、Cu の場合には 20 MW で 100 MPa 程度の熱応力である。この値は Pure-Cu の降伏応力(σ_y)にほぼ等しく、酸化物分散強化銅(ODS-Cu)である GlidCop®や析出強化型銅合金(PH-Cu)である CuCrZr の降伏強 σ_y ~400 MPa と比較して十分に低い値である。銅合金の熱伝導率は Pure-Cu とほぼ等しいため、銅合金を使用することで 10 MW 以上の熱負荷においてダイバータ設計の幅が大きく拡がることとなる。

3.5.1.2 ヒートシンク用銅合金の選定と中性子負荷特性

核融合炉のダイバータヒートシンク材料として適用可能な銅合金は、全項目で述べ たように ODS-Cu および PH-Cu が考えられる。PH-Cu の代表的材料である CuCrZr は ITER ダイバータの冷却パイプに採用が決定しており[3.5.1.1]、タングステンアーマー との接合には R&D で見出されたろう材(Nicuman37)が用いられている。CuCrZr が 採用された経緯には、ODS-Cu の低い破壊靱性値が心配されたことに起因している [3.5.1.2]。しかしながら、CuCrZr は一度 450℃の温度を経験すると急激に強度が低下 し、焼きなまし→クエンチ→時効処理を施さなければ二度と元の強度に戻すことはで きない性質を有する。この性質は、ダイバータヒートシンクとして運用するにおいて 十分な温度マージンを確保できないというデメリットである。これだけでなく、タン グステンとのろう付け熱処理時には、最後に必ず融点近傍からのガスによる急速冷却 行程が必要となり、ダイバータ構造体に望まれない熱歪みの影響を与えかねない。そ れにもかかわらず、材料製造時の水冷急速冷却に比べるとガス冷却では冷却速度が遅 いため、本来の CuCrZr の強度を得ることはできない。これに対して、ODS-Cu の代 表的な材料である GlidCop[®]は、本来の強度が CuCrZr よりも高いだけでなく、たとえ 融点近傍(約1000℃)まで温度上昇したとしても、温度が下がれば元の強度が維持さ れる特性を有している。この特性は、ダイバータの安全性確保だけでなく、タングス テンアーマー材料とのろう付け熱処理時の最終冷却速度を極限まで遅くすることが できるという利点に繋がる。中性子照射後の ODS-Cu の破壊靱性値についてはデータ の蓄積および考察の継続が必要であるが、現時点では核融合炉ダイバータヒートシン ク材料の候補として十分に高いポテンシャルを有していると言える。FFHR-d1のヒー トシンクでは、GlidCop®が持つこのような優位性を再び見直してダイバータヒートシ ンク用銅合金材料として適応することを目指す。

中性子照射環境下において、銅合金の使用限界を線引きすることは極めて難しい。 なぜならば、機械的特性に影響する外的パラメータは、中性子スペクトル、中性子照 射量、照射温度であるが、これらがもたらす物理特性変化が複雑なためである。Table 3.5.1.1 は、GlidCop[®]の中性子照射限界を dpa で示したものである[3.5.1.3-7]。比較のた めに CuCrZr および Pure-Cu も同時に示している。銅合金が中性子負荷に対して弱い とされる要因は、0.1-1 dpa 程度で訪れる照射誘起硬化/軟化にある。材料が健全性を保

つためには、靱性の確保が最も重要であるが、照射誘起硬化/軟化は靱性の低下を招く 主要因である。銅合金の場合、析出強化あるいは分散強化している粒子が平均的にマ トリクス中の転位の動きの抵抗体となる必要があるが、照射誘起硬化は、マトリクス 中に飽和状態まで形成された転位ループや積層欠陥四面体 (SFT: Stacking Fault Tetrahedra) などの点欠陥集合体が加工転位の動きを不均一に阻害するために均一伸び 能力が失われることで発生する[3.5.1.3]。逆に、照射誘起軟化は、分散強化粒子が中性 子照射によって乖離を受け、転位の抵抗体としての能力が失われることに起因する [3.5.1.4]。照射誘起硬化/軟化は温度に敏感であり、その境界温度はCuCrZrで約280°C、 GlidCop[®]で約300°Cである。照射誘起硬化/軟化の次に問題となる照射限界は順に、6 dpa で訪れる核変換ヘリウムによる照射脆化、20 dpa で訪れる核変換生成物による熱 伝導率の低下、100 dpa(400℃にて)で訪れるボイドスウェリングとなる。機械的な 健全性を保った状態で使用を続けたい場合、照射誘起硬化/軟化の限界照射量である 約1dpaが使用限度となるが、この特性には先に延べたように温度依存性(境界温度) があることがわかっており、300℃に維持した状態で温度変動無く使用することがで きればある程度回避することが可能である。FFHR-d1においてもできるだけこの温度 条件で運転することを提案する。

Table 3.5.1.1 Typical threshold parameter and dose limit of the GlidCop[®], CuCrZr and pure-Cu [3.5.1. 3-8].

Cu alloys	Yield strength at room temp.	Threshold temp. of radiation induced hardening/softening	Dose limit for radiation induced hardening	Dose limit for radiation induced softening	Void swelling properties	Degradation of the thermal conductivity by transmutation products	Embrittlement by transmuted He
Pure-Cu	~60 MPa		~0.1 dpa		50dpa @400°C 25%	20% (10 dpa)	6 dpa @350°C
GlidCop® (ODS-Cu)	>400 MPa	300°C	~0.2 dpa	1~2 dpa (slowly)	100dpa @400°C below 1%	20% (10 dpa)	(assumed at
CuCrZr (PH-Cu)	>400 MPa	280°C	~0.2 dpa	~1 dpa	100dpa @400°C	20% (10 dpa)	7appm/dpa,

3.5.1.3 タングステンと銅合金の冶金接合 R&D

平板のタングステンアーマータイルと銅合金(現時点では GlidCop[®])との接合には ろう付け処理を採用する予定である。最適なろう材と熱処理方法の選定のために、冶 金接合 R&D を実施した。ろう付け試験は 2 段階に分けて実施した。1 回目の試験で 適切なにろう材を選定し、2 回目の試験で接合条件の最適化を目指した。まず、1 回 目の試験において、タングステンと銅合金の接合に適していると判断される Table 3.5.1.2 に示す 3 種類のろう材を選定し、ろう付け試験を実施した。1 回目の試験の際 には、GlidCop[®]との比較の目的で CuCrZr の接合試験も同時に実施した。試験に用い たタングステンブロックと GlidCop[®]および CuCrZr のサイズはそれぞれ 30 × 30 × 18 mm³ and 30 × 30 × 38 mm³ とした。GlidCop[®]は、冷間圧延の方向に結晶粒が偏って伸び ているため、結晶粒の伸びの方向が接合面に対して垂直(GlidCop[®](\perp))の場合と平 行(GlidCop[®](//))の場合で 2 種類の接合試験体を作成した。Figure 3.5.1.2(a)と(b)にそ れぞれ MBF-20 および BNi-6, Nicuman37 ろう材の熱処理過程を示す。CuCrZr と GlidCop[®]の試験体は全て同じ熱処理炉で同時処理を実施した。CuCrZr の溶体化処理 のために Figure 3.5.1.2(a)と(b)の熱処理過程においてそれぞれ 940°C、980°C から N₂ ガ

スによる急速冷却を実施している。ろう付け熱処理の後で、タングステンと CuCrZr ろう付け試験体のみ 480°C、240 分の時効処理を行った。ろう付け後の試験体に対し て、ワイヤーカットを用いて 36×5×1.5 mm³のサイズに切断し、曲げ試験片とした。 曲げ試験片には、SHIMADZU Autograph 装置を用いた。Figure 3.5.1.3 に、タングステ ンと銅合金(GlidCop®およびCuCrZr)の曲げ試験における応力-歪み曲線を示す。MBF-20 における GlidCop[®](\perp)、BNi-6 における CuCrZr、Nicuman37 における GlidCop[®](\perp) では、熱処理炉からブロック状ろう付け試験体を取り出した時点においてタングステ ンブロックへの亀裂の発生および接合不良により既にろう付け処理が失敗しており、 曲げ試験片の切り出しに至らなかった。失敗の原因については未だ明らかになってい ないが、ろう付け後に窒素ガスによる急冷処理を施しているため、望まれない熱応力 が試験体に発生したことも理由の一つではないかと考えている。ろう付けが確認でき た試験体において、36 mm×5 mm×1.5 mm のサイズの小試験片を各5本ずつ切り出 し、3 点曲げ試験を実施した。MBF-20 では、CuCrZr、GlidCop[®](∦)の破断強度がそれ ぞれ~56 MPa、~100 MPa と極めて低く、ろう材の接合特性が不合格であった。 Nucuman37 では、CuCrZr で破断強度は~169 MPa と低いまでも比較的安定した接合特 性が得られた。その反面、GlidCop[®]との相性は悪いことが確認できた。BNi-6 は3種 類のろう材の中で最も安定した接合特性が得られた。特に GlidCop®において 200 MPa を超す破断強度が確認され、良好な組み合わせであることが分かる。この結果から、 タングステンと GlidCop[®]の接合には BNi-6 を採用することに決定した。

Table 3.5.1.2 Chemica	a composition	and solid/ii	quia phase	e tempera	ture o	t the s	electe	a
filler mater	ials.							

Filler materials	Solid phase temperature	Liquid phase temperature	Cr	Cu	Mn	Ni	Р	Si	Fe	В
MBF-20	969°C	1024°C	7			bal.		4	3	3
BNi-6	875°C	875°C				bal.	11			
Nicuman37	880°C	925°C		52.5	38	9.5				



Figure 3.5.1.2 Procedures of the heat treatment of (a) MBF-20 and (b)



Figure 3.5.1.3 Stress-strain curve of the three point bending test for the nine combination patterns of the copper alloys and the filler materials.



Figure 3.5.1.4 Procedures of the brazing heat treatment of (a) first test and (b) improved second test.



Figure 3.5.1.5 Stress-strain curves of W/BNi-6/GlidCop[®] brazing specimens. (6 pieces of specimens)

接合条件の最適化を目指す2回目のろう付け接合試験では、タングステンへの亀裂の発生やろう付け不良の確立をゼロにすること、接合強度の更なる改善のために、 BNi-6を用いたタングステンとGlidCop[®]のろう付け (W/BNi-6/GlidCop[®]) 接合条件 (熱処理条件)の最適化を目指した。Figure 3.5.1.4(a)と(b)に最適化前(Figure 3.5.1.2(b)と同じもの)と最適化された熱処理条件を同時に示す。最適化のための改善点は下記の3点である。改良点の(3)はCuCrZrでは適応できない。

- (1) ろう付け処理温度を 980℃→ 960℃ に降下
- (2) ろう付け処理時間を 45min → 10min に短縮
- (3) 自然炉冷却による「ゆるやか」な冷却に変更

熱処理炉から取り出したろう付け試験体は外見上良好な接合状態を示していた。取り 出した試験体から 36 mm×5 mm×1.5 mm のサイズの小試験片を 6 本切り出し、3 点 曲げ試験を実施した。Figure 3.5.1.5 に、W/BNi-6/GlidCop[®]ろう付け試験体の応力-歪曲 線を示す。破断強度が~200 MPa であることは 1 回目の W/BNi-6/GlidCop[®]ろう付け試 験体と同等であるが、多くの試験片において明瞭な降伏点が確認できるところは驚く べき事実である。GlidCop[®]の降伏強度はろう付け熱処理後においても 300 MPa 以上を 維持するため、全ての歪みはろう付け材料である BNi-6 だけが担っていることになる。 つまり、ろう付け材料そのものが接合部位に靭性を与えていることになる。靭性の発 現は、ろう付け熱処理時だけでなくダイバータとしての運転時においても BNi-6 ろう 材が熱衝撃の吸収体として機能する可能性を示唆するものである。ITER ダイバータ では、同様な作用を持たせるために純銅の中間層をろう材とタングステンアーマーの 間に入れることになっているが、W/BNi-6/GlidCop[®]ろう付け処理の場合はこの純銅中 間層を入れる必要が無くなり、熱伝導率と製作費用削減に大きく貢献することができ る。

上記の経緯に基づき、Figure 3.5.1.4(b)の熱処理条件で W/BNi-6/GlidCop[®]モックアップを作成した結果、Figure 3.5.1.6(a)に示した健全なモックアップ製作に成功した。タングステンタイルのサイズは 20 mm×20 mm×5 mm であり、同じサイズのもの 3 枚を互いに 1 mm 以下程度の隙間を保ち、ろう付け接合を行っている。この試験体に対して、超高熱負荷試験装置(ACT2)を用いた電子ビーム熱負荷試験を実施した。ACT2の詳細については「3.5.1.4 超高熱負荷試験装置の整備」において述べる。熱負荷は定



Figure 3.5.1.6 (a) The divertor mock-up of the W/BNi-6/GlidCop[®] fabricated by improved brazing procedures. (b) Temperature profile of the W/BNi-6/GlidCop[®] mock-up during steady state heat loading. Each CH positions corresponds to the positions in (a).



Figure 3.5.1.7 Calculation results of the temperature profile of the divertor mock-up in Figure 3.5.1.6(a) by ANSYS code.

常状態でタングステンの表面にほぼ均一に入射させ、最大 8 MW/m² まで実施した。 このときの各チャンネル(CH)の温度変化を Figure 3.5.1.6(b)に示す。8 MW/m²時に おいてもタングステン内部の温度(CH1,2,3)は350℃以下に抑えられた。350℃は、 BNi-6 ロウ材の融点(875°C)やタングステンの再結晶脆化温度(1500°C)に比べて十 分に低い温度であり、優れた徐熱性能であることがわかる。熱負荷後のモックアップ を確認したところ、亀裂などの損傷は入っておらず、健全性が保たれていた。Figure 3.5.1.7 に、Figure 3.5.1.6(a)に示したダイバータモックアップの 8 MW/m² 定常熱負荷時 の温度分布計計算結果(ANSYS)を示す。冷却水の温度を室温として計算を実施して いる。計算結果では、タングステン内部の温度(CH1, CH2, CH3)が350°C、GlidCop® 製ヒートシンクの温度(CH4, CH5, CH6)が200℃程度であり、実験結果と良い一致 を示している。この事実より、Figure 3.5.1.6(a)の構造がどれほどの熱負荷まで許容で きるかどうかを冷却水が室温の場合を仮定して ANSYS 計算で外挿してみる。例えば 10 MW/m²の熱負荷を外挿(計算)すると、GlidCop[®]製ヒートシンクの最高温度(CH4、 CH5, CH6)は220°C程度であり、まだ許容できる。同じく、15 MW/m²の熱負荷では 約300°C、20 MW/m²の熱負荷では約400°C、と変化する結果となった。したがって、 15 MW/m²~20 MW/m²の定常熱負荷で 300°C を超える可能性があり、このあたりの熱 負荷が許容限度になると判断できる。一方で過渡的な熱負荷の場合、熱負荷許容値は さらに上昇することが見込まれる。いずれにしても、「3.5.1.1 熱・構造設計」で述べ た FFHR-d1 で見込まれる 10 MW/m²の熱負荷を十分に徐熱可能であることが確認さ れた。

3.5.1.4 超高熱負荷試験装置の整備

ダイバータ受熱構造設計においては、実規模ダイバータ試験体に対してダイバータ で見込まれる熱負荷を模擬した熱負荷試験が必要不可欠である。この目的で、「3.5.1.3 冶金接合 R&D」において、ダイバータモックアップへの熱負荷試験でも使用された 超高熱負荷試験装置(ACT2)を平成 25(2013)年度の工学プロジェクト補正予算で 整備した。本装置は年度ごとに段階を経て改良および増強を継続している。

ACT2 (Active Cooling Test-stand 2) は、前身の ACT 装置から電子銃等のアップグレードを行った装置である。電子銃は日本電子株式会社製造の直進型電子銃システム JEBG-3000UB を装備しており、電磁偏向コイルによって電子ビームの高速スキャン し、任意の矩形領域に熱負荷を与えること が可能である。電子銃の最大出力は 300 kW、最大加速電圧は 40 kV である。諸元を Table 3.5.1.3 に示す。熱負荷試験は、Figure 3.5.1.8 に示すように試験体を冷却配管で強 制冷却した状態で行う。電子ビームは半値 全幅で約 9 mm 程度のビームであるため、 小さな領域への照射の際には照射領域の縁 部に熱負荷の小さい領域が形成される。こ のため、均一な熱負荷を得たい場合には、 Figure 中のリミッターを利用する。リミッ ターは水冷された銅板にアパーチャ(試験 体照射面に合わせたもの)を設けたもので あり、照射領域の縁部の影響はこのリミッ ターで除外される。

平成 25 年(2013)度の装置立ち上げ以 後、ACT2 ではデータ取得系統の整備(高 速応答・短時間測定デジタイザと低速応答・ 長時間測定デジタイザ)、放射温度計の設置 に加え、装置の重要な特性値である「ビー ムプロファイル」および「ビーム電流値と 熱負荷値の関係」についての特性評価が進 められている。

まず、「ビームプロファイル」については、 ACT2 の電子ビーム形状はカソード形状と レンズによる収束に依存しており、運転条 件によって変化もあるため詳細なデータが 元来存在しないため、ユーザー自身で計測



Figure 3.5.1.8 Schematic view of ACT2.



Figure 3.5.1.9 Comparison between heat flux calculated from measured current through the sample (red squire symbols) and water calorimetry (black line).

しておく必要がある。そこで、Figure 3.5.1.10(a) のようなグラファイト製のプローブ を 30 mm 間隔で配置したものを設計・製作し、その上を電子ビームスキャンさせるこ とでビームプロファイルを求めた。得られたビームプロファイルは Figure 3.5.1.10(b) に示すようなガウシアン分布に近いピーク構造を持ったビームであることがわかっ た。

次に、「ビーム電流値と熱負荷値の関係」については、一般的に電子ビームでの加熱 では、反射電子の一部のエネルギーが熱負荷としてターゲット材料に入力されるため、 反射電子を含まない電流値から熱負荷を算出すると過小評価が起きる。そのため、電 子ビーム電流と熱負荷の関係の算出には冷却媒体の入りロ・出口温度の温度差から入 熱量を算出するカロリメトリと呼ばれる手法が用いられるが、これは熱負荷を加えた 瞬間から温度差に反応が発生するまでの時間的な遅延が大きく、短時間のビームの出 力変動の計測には不向きである。そこで、ACT2 では、電子の反射率と反射電子がタ ーゲット材料に残すエネルギー量を文献値[3.9]から算出する方法を用いた。Figure 3.5.1.9 に、熱負荷実験で計測された電子ビーム電流値から反射電子が持ち出すおよび ターゲット材料に残すエネルギーを差し引きして得られた熱負荷値を、その際の冷却 媒体(水)の温度差でプロットしたもの(シンボル)と冷却水の温度差から算出した 熱負荷値(直線)を示す。電流値から予測される熱負荷値である Figure 中のシンボル とカロリメトリの算出結果である Figure 中の直線が良く一致していることがわかる。 これにより、電子の反射率と反射電子がターゲット材料に残すエネルギー量を文献値 から算出する方法がある程度正しいことが裏付けられた。



Figure 3.5.1.10 (a) Photograph of the probe tip for measurement of the beam profile. (b) Beam profile of ACT2's electron beam measured by probe.

Parameter	Value	unit
Max. beam power	300	kW
Accelerating voltage	40	kV DC
Max. beam current	7.5	А
Beam deflection frequency in x direction	500	Hz
Beam deflection frequency in y direction	5000	Hz
Max. heated Area (limited by the vacuum chamber)	500×500	mm
Beam spot diameter (FWHM)	~9	mm
Typical flow rate of the cooling water	42	l/min.

Table 3.5.2.3 Technical characteristics of ACT2.

参考文献

- [3.5.1.1] K. Ezato et al., Fus. Eng. Des. 98-99 (2015) 1281-1284.
- [3.5.1.2] G. Kalinin et al., J. Nucl. Mater. 258-263 (1998) 345-350.
- [3.5.1.3] B.N. Sing et al., J. Nucl. Mater. 238 (1996) 244-259.
- [3.5.1.4] S.J. Zinkle and S.A. Fabritsiev, DOE/ER-0313/16 (1994).
- [3.5.1.5] B.N. Singh and S.J. Zinkle, J. Nucl. Mater. 206 (1993) 212.
- [3.5.1.6] F.A. Garner and M.L. Hamilton, JNM **191-194** (1992) 386-390.
- [3.5.1.7] D.J. Edwards et al., JNM 191-194 (1992) 416-420.
- [3.5.1.8] S. Ishino et al., J. Nucl. Mater. 283-287 (2000) 215-219.
- [3.5.1.9] I.S. Tilinin, Sov. Phys. JETP 55(4) (1982) 751-758

3.5.2 ダイバータ受熱構造材の新開発

3.5.2.1 ヒートシンク用銅合金の酸化物分散強化

これまで原型炉におけるダイバータのヒートシンク材料として、低放射化フェライ ト鋼が注目されてきたが、除熱性の観点から、将来的な原型炉において、ダイバータ への適用が困難であると考えられている。そのため熱伝導性に優れる銅基材料が注目 されている。そして、耐照射特性や高強度特性が付与された原型炉級の新規銅合金が 求められている。

これまでにも銅は高強度化が図られてきた。その代表例が内部酸化法と熱間押出に より製造された(GlidCop^{*})である(図 3.5.2.1 参照)。本合金は銅基材にもかかわらず 高温強度や耐照射性に優れた材料として知られている。しかしながらその組織は配向 性を有し、接合時などに影響を及ぼすことが示されており、母相に分散している粒子 も限定的である。そのため、配向性および集合組織を持たず、分散粒子の自由度を付 与した Cu 合金が、ダイバータの設計猶予拡大や高性能化の観点からも期待されてい る。

そこで注目されているのが、これまで低放射化フェライト鋼の高強度化に適用され てきた「酸化物分散強化 (ODS) 法」である。この技術を応用し製造されたのが ODS 鋼である。ODS 鋼は鉄母相の基地マトリックス中にナノメートルオーダーの酸化物 と緻密に分散させることにより強度特性や耐照射特性を飛躍的に向上させた先進材 料である。現在、この技術を銅で応用する研究が有望視されている。そこで我々のグ ループもまた新規酸化物分散強化銅 (ODS-Cu)の試作に着手した。今回新しく試作 した ODS-Cu は、ODS 鋼の知見をもとに、機械的合金化 (MA) 法による合金製造 および、熱間等方加圧 (HIP) 法による焼結というプロセスを取り入れ試作した。

本研究では、銅母相中に酸化アルミニウムを分散させる強化法を検討している。図 3.5.2.2 は、MA による合金化時間が HIP 後の組織および結晶粒径に及ぼす影響を示 している。合金化時間の進行に従い、結晶粒径は小さくなり、32 時間後には、数 µ m オーダーの微細粒が形成した。さらに別の手法により製造された既存の分散強化銅 (GlidCop*)と比較した結果、同等程度の結晶粒径にも関わらず、高い硬さ値を得た。 これは、従来材と比較し、分散粒子がより良好に配置された結果、優れた分散強化と なったためと考えている。

図 3.5.2.3 は、合金化時間に伴う HIP 前後の格子状数の変化を示している。32 時間 後 MA 完了後(HIP 前)の格子定数は、元の銅相(MA 未処理)とは大きく異なって いるが、HIP 後には銅母相と同等の格子定数となっている。これは MA 処理により準 安定相となっていたアルミニウム(Al)が HIP による熱処理で酸化アルミニウムの別 相として析出したとものと考えられる。このような結果をもとに、鉄基 ODS 鋼のよ うな、高性能な ODS 銅合金開発の第一段階を達成できたと考えている。



Fig.3.5.2.1 Processes of conventional GlidCop[®] and new DS-Cu.



Fig.3.5.2.2 Effect of Mechanical alloying time on crystal grain size.



Fig. 3.5.2.3 Lattice constants of Cu-1wt%Al with alloying time.

3.5.2.2 タングステンと銅合金の拡散接合

核融合炉ダイバータにおいて、タングステン(W)は、プラズマ対向材料として期 待されており、ヒートシンク材料として高強度銅合金が考えられている。そしてこれ らの金属を用いたダイバータを製作する上で、W/Cu 異種金属の接合は、必要不可欠 な技術となる。そして、その接合部もまた、母材となるWやCuと同様にダイバータ 材料の一つとなる。つまり、接合部もまた母材に求められるような原型炉級ダイバー タ設計の水準に近づける必要がある。

これまで W/Cu ダイバータは、モノブロック型という形状的に接合面の破壊・剥離 が起こりにくい構造が検討され、ろう材による接合が試みられてきた。しかしながら 原型炉においては W 量削減の観点から平板型が期待されている。この型は板と板を 張り合わせたような接合面を持つため、その健全性は接合界面の特性に大きく依存す ると考えられる。そこでさらなるダイバータにおける健全性確保、設計猶予拡大を目 指し、これまでのろう付け接合とは別の接合法による検討を行った。

本研究では、接合部でのさらなる高性能化を目指し、純バナジウムと(V)/純金(Au) 二層中間材を用いた二段階拡散接合を提案した。これにより、拡散接合という界面強 度の高い接合を融点の大きく異なる異材間で実現した。1段階の接合として銅融点よ りも高い温度域で W-V を 1250℃、1 時間、10 MPa の一軸加圧により拡散接合した。 WとVは全率で固溶するため良好な界面を形成することが知られており、加えてV 中間層の存在は、銅材料との弾性的熱応力緩和にも寄与すると考えられる。二段階目 の接合では、物理蒸着法により製作した薄膜 Au(PVD-Au)を用い、W-V 接合体と Cu (GlidCop®)を接合することにより、液相一固相反応接合の考えに基づき、VとCu の界面をさらに強化する手法を提案した。これは Cu/Au 間での相互拡散により融点 が接合温度まで低下することで、局部的な時間・領域でのみ液相を出現させ、密着性 を向上させることが可能な手法であると期待される。この手法を利用し、V/GlidCop® 部に対し、相互拡散による接合特性に加え、凹凸のある機械的接合の要素(投錨効果) を付与できると考えた。その接合界面観察の結果、VとCuが入り組んだ界面が観察 された(図 3.5.2.4)。この時、大きな Au 元素の残留は存在せず、それに伴う硬さ上昇 も見られなかった。つまり Au を薄膜化することにより Au 中間材元素を残留させる ことなく、強固な界面形状を得たといえる。図 3.5.2.5 は、PVD-Auの有無による各界 面の接合強度を表している。Cu-V 界面は、4 点曲げによる機械的試験後に PVD-Au の有無にかかわらず降伏現象を示した。しかしながら PVD-Au を用いた接合体は、 用いなかった場合に比べ、高い降伏強度を示し、さらに母材となる分散強化銅の降伏 強度を超える強度を示した。これはヒートシンクとなる銅合金が熱衝撃および電磁力 発生により変形したとしても W/V 側のコンポーネントつなぎとめておく界面特性を 持っていると考えられる。その一方で PVD-Au の有無は W/V 界面近傍にも影響を与

370

えた。破壊起点は PVD-Au の有無にかかわらず界面近傍の W 内部であった。その破壊強度は中間層を用いた場合、従来のろう材による破壊強度を上回り、中間層を用いなかった場合と比較しても高い値を示した。この原因は現在調査中であるが、熱応力緩和機構が影響しているものと考えている。



Fig. 3.5.2.4 Cross sectional image between V and Cu.



Fig. 3.5.2.5 Bonding strength for two interfaces using micro-four point bending test.

3.5.3 タングステンに関する物理検討

3.5.3.1 タングステンのガス粒子吸蔵機構解明

タングステンへのトリチウムリテンションの定量評価が求められている。そのため には、核融合炉で想定されるような高フルエンスでの水素同位体吸蔵量の、より正確 な予測が必要である。タングステンのような水素を固溶しにくい材料では、格子欠陥 が水素同位体の強い捕捉サイトとなる。本研究は、ダイバータの高熱・粒子負荷下で の格子欠陥の形成・成長と水素同位体吸蔵の微視的なメカニズムを明らかにし、タン グステンダイバータの水素同位体吸蔵量の予測精度を向上することを目的としてい る。

これまでの研究では、原子空孔、及びその集合体と水素原子の相互作用エネルギー の第一原理(密度汎関数理論)計算を実施し、原子空孔と水素原子の結合エネルギー や結合状態を明らかにした。これにより、原子空孔が水素原子を多重に捕獲できるこ とや(図 3.5.3.1)、二原子空孔が水素原子と結合することによって安定化することが 示された[3.5.3.1, 3.5.3.2]。またこれらの知見に基づき、標準的な統計力学的考察か ら、タングステン結晶中の水素濃度が上昇し、ある閾値を超えると水素原子が単原子 空孔に多重結合した形態で析出することが予測された。これは、核融合炉ダイバータ での高粒子束(~10²⁴/m²/s)プラズマ照射で、タングステン中の水素濃度が固溶限度 を超えて過飽和状態になった場合は、従来のイオンビームを用いた低粒子束イオン照 射実験で得られている水素吸蔵量を著しく上回る可能性を示している。今後は、高熱・ 粒子負荷による、より大きな欠陥集合体であるボイドや水素バブル形成・成長のメカ ニズムの研究を行う。

水素(同位体)イオン打ち込 みされたタングステンからの 昇温脱離スペクトルの理論解 析を第一原理計算に基づいて 行った[3.5.3.3]。本計算の結 果、1-2個の水素原子が結合 している単原子空孔からの熱 脱離では、550K付近にピーク が表れることが分かった(図 3.5.3.2)。また、理論計算は、 それよりも低温側に 3-5 個 の水素原子が結合した状態か らの別の脱離ピークが現れる ことを示した。今後、実験との より詳細な比較のため、タン グステン中の拡散や表面再結 合過程を考慮した理論モデル



Fig. 3.5.3.1 Binding energies of multiply trapped hydrogen atoms at octahedral sites in a mono-vacancy [3.5.3.1]. Solid squares are density-functional calculations and green colored stars experimental measurements by perturbed angular correlation of gamma-ray (Fransens 1991).

の拡張が必要である。また、モデルの検証のため、イオン照射量や照射束密度を制御 した実験結果との比較が必要である。

中性子照射損傷量の評価において、照射カスケード中に生じた原子空孔と自己格子間原子(SIA)の分布は重要である。そこで、タングステン中の111-crowdion型の自己格子間原子と隣接する単原子空孔との再結合過程における水素クラスタの影響を第一原理計算により初めて明らかにした[3.5.3.4]。本計算により、水素原子を多重に捕獲した原子空孔は、平衡状態で隣接するSIAと緩やかに結合(結合エネエルギー0.6 eV)し、対消滅せずに準安定状態を形成することを示した(図3.5.3.3)。中性子照射損傷における、水素クラスタを持つ原子空孔とSIAとの準安定状態の影響を評価するために、準安定状態の熱的安定性、原子空孔周辺でのSIAの移動度などを明らかにする必要がある。

参考文献

[3.5.3.1] D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, J. Plasma Fusion Res. Ser. 8 (2009) 404.

- [3.5.3.2] D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, J. Nucl. Mater. 417 (2011) 1115.
- [3.5.3.3] N. Fernandez, Y. Ferro and D. Kato, Acta Mater. 94 (2015) 307.

[3.5.3.4] D. Kato et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 083019.



Fig. 3.5.3.2 A synthesized thermal desorption spectrum of multiple hydrogen atoms from a mono-vacancy [3.5.3.2]. It is assumed that initially occupation probabilities of VHn are in a thermal equilibrium under the constraint of $N_{\rm H}/N_{\rm W} = 10^{-10}$.



Fig. 3.5.3.3 A meta-stable state of an octahedron hydrogen cluster stacking with a vacancy preventing it from recombining with a 1 1 1-crowdion SIA (center of the string) in tungsten. Blue balls are tungsten and red balls hydrogen atoms, respectively. Colors on the surface indicate electron densities; blue indicates depletion of the electron density.

3.5.3.2 タングステンへのヘリウム照射効果

ヘリカル炉において、タングステンをダイバータ材料に使用する上で、ヘリウム(He) による照射損傷は避けられない。He では同様なエネルギー領域において、重水素よ りも約2桁低い照射量から欠陥形成が確認される。He が他のイオン照射と比較にな らないほど激しい照射効果を示す理由は以下のようにまとめられる。

- Heは原子サイズが小さく、200K以上の温度であればほとんどすべての金属において格子間を容易に移動することができる。
- ② He は原子空孔やバブルとの結合力が極めて強く(E_D~4 eV)、材料の融点に近い高温まで解離しない[3.5.3.5-6]。

欠陥形成過程としては、Figure 3.5.3.4 に示す模式図のように考えることができる。ま ず、材料温度が室温の場合、金属材料中に注入された He は格子間を自由に動き回り、 原子空孔を核として互いに集合し、He-空孔複合体を形成する。He の入射エネルギ ーが弾き出し損傷形成の閾値以下であれば、照射誘起による空孔供給が期待できない が、この場合には潜在的に存在する格子欠陥(原子空孔を含む)や不純物が He 捕捉 の核として機能する。空孔での He 捕捉量が過多になり He-空孔複合体の圧力が一定 値(数 GPa)を超えると、結晶格子を構成する原子を格子間位置へ弾き出す、つまり、 自己格子間原子(SIA) もしくは SIA ループを放出して自らの体積を獲得し、サイズ を増大させていく。これをループパンチングと呼ぶ。弾き出された原子は格子間位置 に集合し、格子間型の転位ループが次々と形成されていく。これが He バブル形成の 初期過程である。照射積算量が増加し、バブル(He-空孔複合体)のサイズが増大し ていくと (~0.1 nm)、ループパンチングによる成長よりエネルギー的に有利となる照 射誘起拡散(非熱過程)によるバブル同士の集合と合体(バブル間相互破断)による 成長が優先的に発生する。このような過程を経て、TEM で観察可能(1~2 nm 以上) なHeバブルへと成長する。Heバブルが熱的に移動可能となる1173~1273 K以上の 高温度においては、室温の場合と比較してバブル間相互破断を起こす確率が増加し、 より激しい損傷組織が形成される[3.5.3.7]。

He による金属材料への照射効果を確認する目的で、LHD では各種タングステン材料の照射研究が実施されている。Figure 3.5.3.5 は、2008 年度の LHD 実験で長期間使

用されたタングステン被覆炭素材(VPS-W/IG)の断面透過型電子顕微鏡像(TEM) 像である。表面から約40nmにおいて明る く見える変形した球状体の集合が高密度 Heバブルである。注入されたHeがFigure 3.5.3.4に示した機構で集合・合体をくり返 し、このサイズまで成長を遂げている。He プラズマ放電やHeグロー放電洗浄時に表 面に注入されたHeによって形成されたも のである。大きなものでは直径20nm以上 まで成長しており、材料表面は1000℃をは るかに超える温度まで上昇した履歴が伺え



Figure 3.5.3.4 Schematic view of the formation process of the point defects in metal by He irradiation [3.5.3.7]

る。これらの損傷組織は水素照射では見られない He 照射に特有の現象である。

さらに、Heによるタングステンへの究極 の損傷組織として、近年、実験室における 基礎研究から、タングステンに He を照射 した際に Figure 3.5.3.6 に示すような極めて 複雑なナノ繊維状微細構造を持つ表面損傷 組織(W-fuzz)が確認されている。照射条 件はいずれも試料温度 1000-2000 K、照射量 ~10²⁵ He/m²、入射イオンエネルギー20 eV 以 上の条件で発現する。タングステン表面が このような構造に変化した場合、熱伝導率 の低下、ダストの発生など様々な望まれな



Figure 3.5.3.6 Formation process of the W-fuzz structure during He irradiation at 1400 K up to the dose of 5×10^{25} He/m².

い影響を引き起こす恐れがある。これまで実験室において確認されていた W-fuzz 構造だが、大型のプラズマ閉じ込め装置(実機装置)では確認された例が無かった。実機装置において本当に形成されるかどうかを確認するには、長時間 He プラズマ放電を行う必要がある。そこで、LHD の He 長時間放電において、可動式のマテリアルプローブシステムを用いたタングステン試料のダイバータプラズマへの照射実験を行った。Table 3.5.3.1 に照射条件を示す。Figure 3.5.3.7 は、照射後のタングステン試料の (a)表面 FE-SEM 像、および、(b)断面 TEM 像(a)である。形成の段階としては初期段階

Table 3.5.3.1 Typical irradiation condition of He on the LHD divertor plasma at long pulse experiment.

Input power	1.2MW~3.0MW
Total exposure time	10190s
Gas	Не
Surface temperature	1500K-2300K (e~0.3)
Incident He energy	~100 eV
He flux at strike point	$\sim 5 \times 10^{21} \text{He/m}^2 \text{s}$
He fluence at strike point	$\sim 5 \times 10^{25} \text{He/m}^2$



Figure 3.5.3.5 Cross-sectional TEM image of VPS-W/IG divertor tile after used to LHD plasma experiment [3.5.3.9].



Figure 3.5.3.7 LHD 長時間放電のダイバータプラズマに合計 10190 秒曝露したタン グステン試料の(a)表面 FE-SEM 像、および、(b)断面 TEM 像(a)

ではあるが、鮮明に W-fuzz 構造の形成が確認された。TEM 像では直径 10 nm を超す 大小様々な He バブルが成長していることがわかる。これらの He バブルは W-fuzz の 突起状繊維の中だけでなく、その直下の基盤内においても高密度に確認できる。おそ らく、照射中に合体、成長した He バブルが内部拡散過程を経て表面に突出し、それ と同時に W-fuzz 構造の繊維状突起が形成されたのではないかと推察される。損傷が 無いタングステン表面と比較して表面積が大幅に拡大されたことがわかる。実機装置 における W-fuzz 構造形成の確認は本実験が始めての例であり、核融合炉においても 形成される可能性が示唆される。

Figure 3.5.3.5 で示した高密度バブル層および Figure 3.5.3.7 で示した W-fuzz 構造の 形成は、表面マトリクスの密度減少による表面熱伝導率の低下、表面積の増加による 不純物元素の付着のみならず、バブルやその周辺の欠陥層がガス元素の捕捉サイトと なり、水素同位体捕捉量の増大をもたらすなど、予期せぬ弊害に繋がることが懸念さ れる。ヘリカル炉のトリチウムインベントリーを考えるにおいて、He によるダイバ ータ材料の損傷問題をどのように解決するかは大きな課題である。

参考文献

- [3.5.3.5] A. Van Veen et al., Rad. Effects 78 (1983) 53.
- [3.5.3.6] J.K. Nørskov and F. Besenbacher, J. Less-Common Met. 130 (1987) 475.
- [3.5.3.7] M. Tokitani, Y. Ueda, J. Plasma Fusion Res. 87 (2011) 591.
- [3.5.3.8] T. Baba et al., Materials Transaction 46 (2005) 565.
- [3.5.3.9] M. Tokitani et al., J. Nucl. Mater. 415 (2011) S87.
- [3.5.3.10] S. Kajita et al., Nucl. Fusion **49** (2009) 095005.

3.5.4.1 タングステン多価イオン発光モデル

ダイバータ板からスパッタされてプラズマ中に侵入したタングステン不純物が多 価イオンとなってコアプラズマへ輸送されると、発光によりエネルギーをプラズマの 外に放出しプラズマの電子温度の低下を引き起こすが、それがどのくらいの放射損失 量であるか、また、プラズマ中でどのようにタングステンが輸送されて、分布してい るかを調べるには、分光計測を解析するための発光モデルが必要である。そのため、 我々はタングステン多価イオンの発光線強度や放射損失量を評価するための発光モ デルの構築を行っている。

発光モデルの構築は、各イオンからの発光線強度を求める衝突輻射モデルとそれに 用いる原子データの整備、及び、イオン価数分布を計算する電離モデルとに分けて開 発を進め、CoBIT や LHD プラズマでのタングステン多価イオン分光計測で得られた

スペクトルと比較しながら、モデル の改良を進めてきた。

まず、衝突輻射モデル(CR モデ ル)については、これまでに5価か ら 55 価までのタングステンイオン の詳細な原子データの整備を行い、 発光線強度が計算できるようにな った。原子データは HULLAC 原子 コード[3.5.4.1]を用いて計算した。 これらのイオンは電離ポテンシャ ルとして、50 eV から 5.2 keV に相 当する。LHD では 45 価(電離ポテ ンシャル2.4 keV)までは生成され、 極端紫外(EUV)分光及び可視分光計 測が行われている[3.5.4.2]。これら の分光計測で得られたスペクトル の解析にモデルを適用し、モデルの 検証と改良を進めている。

図 3.5.4.1 に、CoBIT で計測した EUV スペクトル、LHD で計測した EUV スペクトル、及び CR モデルで LHD スペクトルを再現したモデル 計算結果を示す[3.5.4.3]。3.5.4.2 項 で説明しているように、CoBIT で は、タングステンヘクサカルボニル を導入し、一定エネルギーの電子ビ ームでタングステンイオンを電離 してトラップしている。イオンの電



Fig. 3.5.4.1 EUV spectra of tungsten ions; (a, d) CoBIT with two electron beam energies Ee, (b, e) LHD with different central electron temperature T_0 at t = 4.60 s and 4.80 s of discharge #112880, and model calculations for (c) $W^{21+} - W^{28+}$ and (f) $W^{28+} - W^{33+}$ ions. Wavelengths in calculations at (c) and (f) are shifted by -0.0206 nm and 0.0033 nm to fit the position to measurements, respectively. (Reproduced from ref. [3.5.4.3].)

離エネルギーが電子ビームエネルギーよ り小さい価数のイオンが生成、観測される ため、発光線の価数同定が容易である。 LHD では、LHD にタングステンペレット もしくはタングステン内蔵 TESPEL を入 射すると、プラズマ中の電子により電離し ながら中心へ輸送され、その後拡散により タングステンイオン密度が減少する様子 が観測されている。図 3.5.4.1 の(a)と(d)の CoBIT のスペクトルでは、それぞれ、24~ 28 価、28~32 価からの発光ピークが同定 でき、CR モデル計算との比較により 5g-4f, 6g-4f, 5p-4d, 5f-4d 遷移であることが確 認できている。同じ波長領域を LHD プラ ズマで計測したのが、図 3.5.4.1の(b)と(e) で、タングステン内蔵 TESPEL 入射後、タ ングステンイオンからの放射により電子 温度が下がり、その後、NBI 加熱によって 温度が回復する途中での、それぞれ異なる 中心電子温度の時のスペクトルを示して おり、CoBIT でのスペクトルと非常によく 似たスペクトルが観測された。これを説明 するために、CR モデルによる計算結果を 使い、イオン密度をパラメータとしてフィ ッティングを行って再現したものが、図 3.5.4.1 の(c)と(f)である。(c)は特によく再 現できている。これにより得られたイオン 密度分布を図 3.5.4.2 に示す。LHD プラズ マ中でのタングステンイオン密度分布を 評価したのはこれが初めてである。ADAS 原子データベース[3.5.4.4]の電離速度係 数、再結合速度係数を用いて電離平衡計算 をしたときに得られる価数分布と比較的 近い分布となっている。更にこの結果を使 い、タングステンからの放射パワーを評価 した結果を図 3.5.4.3 に示す。実験から評 価した価数分布と、CR モデルで計算した



Fig. 3.5.4.2 Charge distributions of tungsten ions obtained by fitting to the measured LHD spectra (\bigcirc and \blacktriangle) in Fig. 3.5.4.1 and calculated ones in ionization equilibrium with atomic data in Ref. [3.5.4.4] (reproduced from Ref. [3.5.4.5]).



Fig. 3.5.4.3 Radiation power rates L with the ion estimated abundance distributions obtained from the EUV spectra and CR model calculation (dots), calculated with original ADPAK [3.5.4.6] (solid line), by Sasaki and Murakami [3.5.4.7] (dot-dashed line), and bv Pütterich et al [3.5.4.8] (dotted line), and estimated from bolometer measurements in LHD plasmas [3.5.4.9] (triangles). (Reproduced from Ref. [3.5.4.3].)

発光線による放射パワーを使って求めたものを●で示す。様々な核融合プラズマシミ ュレーションで広く使われている ADPAK データ [3.5.4.6]、後述する Sasaki & Murakami による計算値 [3.5.4.7], 独自の CR モデルを構築して計算した Pütterich ら [3.5.4.8]の計算値と、Sudo ら[3.5.4.9]が LHD でのタングステン内蔵 TESPEL 入射直後のボロメータ計測値から評価した放射パワーを比較のため示す。今回の結果は、 Pütterich らの計算値に比較的近いが、ファクター2の範囲内でどのモデルとも一致している。Sudo らの計測値は全般に小さい傾向がみられる。

タングステンは1 keV 前後の電子温度のプラズマでは、Unresolved Transition Array (UTA)と呼ばれるブロードな発光構造が 4.5-7 nm の波長域にみられることが知られて いる。この発光構造は、25~34 価あたりのタングステンイオンの多数の 4d-4f, 4p-4d 遷移が重なることによって作られると考えられているが、現在の CR モデルでは、完 全な再現には至っていない。再結合過程などまだ考慮していない原子過程の発光構造 への影響を今後も引き続き調べていく必要がある。さらに、ダイバータ領域で観測さ れる低価数のイオンについては、電子数が多く原子構造が複雑になり、取り扱わなけ ればならない微細構造レベルの数が膨大になる。現在の計算機資源で可能な範囲での 詳細な衝突輻射モデルの構築と、平行して、電子配位平均モデルといった、微細構造 レベルは扱わずに平均化した電子配位と角運動量のみに着目した原子モデルを用い た分光モデルの開発を今後進める必要がある。

次に、イオン価数分布を求めるための電離モデルについて述べる。電離モデルにおいては、二重励起状態を中間状態として起こる二電子性再結合過程を取り扱う必要があるため、より多くのエネルギーレベルを考慮する必要がある。そのため、微細構造を考慮しない電子配位平均レベルを取り扱うモデルをJATOMコードによって構築した[3.5.4.7,3.5.4.10,3.5.4.11]。このモデルでは、エネルギーレベルと放射遷移確率、自動電離確率はHULLACコードで計算するが、電子衝突励起速度係数、電子衝突電離速度係数、再結合速度係数は経験則を用いている。二電子性再結合過程については、二電子性捕獲と二重励起状態からの放射遷移がモデルに含まれていることにより、自然にモデルの中に組み込まれている。また、モデルで計算するレベルは、計算機アル



Fig. 3.5.4.4 Mean charge (a) and radiative power loss (b) of tungsten plasmas calculated by JATOM code. Numbers in the plots corresponds to the number of sets of parent levels for autoionizing levels considered in the atomic model. Details are described in ref. [3.5.4.7] (reproduced from Ref. [3.5.4.7]).

ゴリズムを用いて二重励起状態がぶら下がる親レベルを決めて、セットを決めている。 このコードで計算したタングステンイオンの平均価数と放射パワーの電子温度依存 性を図 3.5.4.4 に示す。レベルのセット数が増えるにつれ、収束している様子が分か る。電子温度が3 keV 以上の場合は、NLTE ワークショップにおいて、他の研究グル ープで開発されているコードで計算された平均価数や放射パワーの比較を行ってお り、よい一致が得られていることが確認されている[3.5.4.11, 3.5.4.12]。一方で、3 keV 以下では、ほかのコードとの違いが大きかった。現在のモデルは、低価数のときの電 離レートを過大評価して、電離が進みすぎている可能性があるため、経験則を用いて いる原子データを何らかの形でより信頼性の高いものへ代えていく必要がある。

これまでの研究により、タングステン多価イオン発光モデルの構築がずいぶん進ん できた。更なる高精度化をはかるためには、再結合過程を取り込んだ CR モデルの開 発を行うため、電離モデルで扱った電子配位平均レベルによる高励起状態の取り込み、 高励起電子配位平均レベルと微細構造レベルとの間の放射遷移や電子衝突励起・脱励 起速度係数の評価など、原子データの取り扱いなどを精査し、モデルの構築を行う必 要がある。また、中性原子や1価などの低価数イオンの原子データは、HULLAC コー ドでは計算精度が保障されないため、ほかの原子コードの利用なども検討する必要が ある。このような問題を解決しつつ、LHD などで計測したスペクトルの解析に応用す ることにより、より精度の高い発光モデルの構築を今後も進めていく必要がある。

参考文献

[3.5.4.1] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, and J. Oreg, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 71 (2001) 169.

[3.5.4.2] S. Morita et al., AIP Conf. Proc. 1545 (2013) 143.

[3.5.4.3] I. Murakami et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 093016.

[3.5.4.4] H. P. Summers, Ther ADAS User Manual, version 2.6 (2004), http://www.adas.ac.uk/

[3.5.4.5] 加藤太治、坂上裕之、村上泉、原子衝突学会誌、第12巻第6号(2015) 161.

[3.5.4.6] D. Post et al., Atomic Data Nucl. Data Tables 20 (1977) 397.

[3.5.4.7] A. Sasaki and I. Murakami, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 46 (2013) 175701.

[3.5.4.8] T. Pütterich *et al.*, Nucl. Fusion **50** (2010) 025012.

[3.5.4.9] S. Sudo et al., Plasma Fusion Res., 9 (2014) 1202147.

[3.5.4.10] A. Sasaki et al., J. Appl. Phys. 107 (2010) 113303.

[3.5.4.11] A. Sasaki and I. Murakami, Plasma Fusion Res. 8 (2013) 2401021.

[3.5.4.12] NLTE7 workshop, http://nlte.nist.gov/NLTE7/
3.5.4.2 タングステン多価イオンの発光特性

核融合プラズマのような高温プラズマ中では、混入(導入)された中性原子は高エ ネルギー電子の衝撃にさらされ、もはや原子のままでは安定に存在することができず イオン化する。しかも磁場閉じ込め装置の場合、不純物であれ、荷電粒子であれば閉 じ込められることになり、常に高温の電子にさらされ一価が二価、二価が三価という ように逐次電離が進み、多価イオンがプラズマ内に蓄積される。閉じ込められた多価 イオンは、プラズマの温度が高くなるにつれ高電離化が進むことになり、プラズマ温 度と生成多価イオンのイオン化エネルギーとの間には、密接な関係にあることは容易 に理解できるであろう。また閉じ込められた多価イオンは、電子衝撃により励起状態 となり、ある寿命の後、脱励起して光や電子を放出する。この光(可視光からX線に まで至る広い波長範囲の光)を観測することにより、閉じ込められているイオンの価 数同定や電子状態の情報、プラズマの電子温度や密度など、またプラズマ中の粒子輸 送などの情報まで得ることが可能である。

近年次期核融合装置のダイバータなどのプラズマ対向壁に用いられる材料の有力 な候補として挙がっているタングステンが注目されている。重元素であるタングステ ンは、プラズマ対向壁として優れている反面、スパッタリングにより不純物多価イオ ンとしてプラズマ内部に蓄積され、放射損失によりプラズマを冷却してしまうことが 指摘されている。従ってプラズマ中でのタングステン多価イオンの発光や挙動を知る ことが、核融合プラズマを制御する上で非常に重要となってくる。ところが、プラズ マ中の高電離化した不純物タングステン多価イオンの発光ラインの同定手法は、多電 子系による放出スペクトルの複雑さ故に、未だ確立されていないのが現状である。 我々は、この現状を打破するために、タングステン多価イオンの原子データの取得を 目的として、独自に多価イオン源 CoBIT (Compact Electron Beam Ion Trap) [3.5.4.13]を開発し、タングステン多価イオンの分光学的研究を進めている。図 3.5.4.5 に CoBIT の概略図を示す。この多価イオン源は、高効率に多価イオンを生成するこ とが可能で、トラップ領域にイオンを閉じ込め、その多価イオンからの発光を連続的 に観測することができる。CoBIT はペニング様イオントラップとそれを貫く高エネ ルギー電子ビームから成り、その主な構成部品は、電子銃 (e-gun)、ドリフトチュー ブ (DT1~3)、電子コレクター (e-collector)、高温超伝導磁石 (SCM) である。ドリ フトチューブは三つに分割された円筒型電極から成り、そこに井戸型ポテンシャルE を印可することによって軸方向にイオンを閉じ込める。径方向には、超伝導磁石によ る軸方向の強磁場 B と高密度に圧縮された電子ビームの空間電荷ポテンシャルによ ってイオンを閉じ込める。多価イオンの種となる原子は、ガス導入装置によりイオン 源真空容器内に導入される。タングステンの場合、タングステンへキサカルボニル (W(CO)6)の昇華現象を利用し導入される。このように三次元的にトラップされた イオンが、高エネルギー電子による逐次電離を受け、多価イオンが生成される。閉じ 込められたイオンは短い時間の後(価数にもよるがマイクロからミリ秒のオーダー)

381

電離平衡状態となり、電子エネルギーに対応する価数の多価イオンがトラップされ、 ドリフトチューブに開けられた観測用スリットから、多価イオンと電子の衝突過程を 分光学的に研究することが可能である。しかも我々は、従来の高電離多価イオンを研 究対象とした EBIT のように、高エネルギー(数百 keV)の電子ビームを用いず、研 究対象となる太陽外層大気プラズマや核融合プラズマ装置などの温度に対応した数 keV から数百 eV 程度の電子エネルギーに限定し、中程度の多価イオンを生成する専 用の装置とすることで、コンパクトで高温超伝導磁石を用いた液体窒素での運転を可 能にした装置を作り上げた。そうすることで、テーブルトップタイプの操作性の良い、 低コストの多価イオン実験装置が実現した。CoBIT は、種々のプラズマ光源と異な り、単色電子ビームにより生成・励起された多価イオンからの発光を観測できるため、 (1)多価イオンの電離状態つまり価数 q を電子ビームエネルギーにより制御が可能、 (2)共鳴過程など (例えば二電子性再結合過程など) 電子ビームエネルギーに依存した 発光過程の観測が可能、(3)ドップラーシフトが無くドップラー拡がりも小さいため 精密分光が可能、などの長所がある。図 3.5.4.6 に CoBIT に設置した極端紫外 (EUV) 分光器の概略図を示す。本装置には、可視,真空紫外(VUV),極端紫外分光器が設 置されている。電子軌道の変化を伴う遷移波長は、多価イオンの価数が高くなるに従 い短くなり、可視から真空紫外、極端紫外、軟X線波長領域へとシフトしていく。タ ングステン多価イオンの場合も比較的温度の高いプラズマでは、極端紫外から軟 X 線 領域の発光が顕著になってくる。我々はこの領域の発光過程を研究するために、 CoBIT 専用の極端紫外分光システムを独自に開発・設計し CoBIT に設置している [3.5.4.14, 15]。前述のように CoBIT の電子ビームは強磁場で圧縮されているため、 その直径は百μm オーダー以下になる。 つまり細い線光源であり、 光源をスリットと 見なすことで、波長分散分光器を入射スリット無しで使用することが可能となる。回 折格子に平面結像型凹面回折格子を用い、スリット位置に光源を配置することで集光 レンズなしの光学的に明るい分光システムを構築することが可能となった。EUV 領 域のようなレンズによる集光が困難となる短波長光には非常に有効である。

CoBIT の電子エネルギーは 100 eV から数 keV 程度まで可変で、生成されるタング ステン多価イオンは W¹⁰⁺から W⁴⁰⁺程度まで可能である。これはちょうど LHD であ れば、温度の比較的低いダイバータ・周辺プラズマから高温部分のコアプラズマ付近 までで存在しうるタングステン多価イオンの価数に匹敵する。図 3.5.4.7 に CoBIT で 観測されたタングステン多価イオンスペクトルの電子ビームエネルギー (Ee) 依存性 を示す。波長は 15~55 Å の範囲で EUV 領域のスペクトルである。図から分かるよ うに、スペクトルは鋭いエネルギー依存性を示す。それぞれの矢印で示した発光ピー クの出現エネルギーは、タングステン多価イオンのイオン化エネルギーに関係付けら れ、それらの考察から帰属イオン価数を同定することが可能であり、そのタングステ ンの価数を図の左側に Max. charge state として示してある。ここで、矢印の発光ピー クが、電子ビームエネルギーの増加に伴い短波長側にシフトしていく様子が見てとれ る。これは、多価イオンの価数増加により、同種の電子遷移でもエネルギー準位間隔 が次第に広がり、遷移エネルギーが大きくなる、つまり遷移波長が短くなってくこと に起因している。このような実験的な考察と並行して、理論的な考察(衝突輻射モデ ル:第2章参照)により、これらの発光ピークの電子遷移の同定が可能である。図 3.5.4.8(a),(b)に電子エネルギー800 eV と 1210 eV のスペクトルを示す。CoBIT のエ ネルギーの違いにより異なった電子遷移のピーク(6g-4f, 5g-4f, 5f-4d, 5p-4d)が表れ ている。CoBIT のデータと衝突輻射モデルによる計算結果を同定されたタングステ ン多価イオンの価数で比較したものが図 3.5.4.9 である。それぞれの実験値が理論値 と非常に良く一致しており、しかもW²⁸⁺で4f電子が無くなり閉殻構造となることで、 異なる励起遷移チャンネルが開いていることがよくわかる。

以上のように我々は CoBIT を用い、タングステン多価イオンの発光スペクトル情 報を得ることができた[3.5.4.16]。これを用い、核融合装置における複雑なスペクトル の解析を行っていく。プラズマの電子エネルギーはマックスウェル分布しており、プ ラズマからの発光スペクトルは、CoBIT の異なった単色電子ビームエネルギーでの スペクトルの重ね合わせで表現することが可能である。図 3.5.4.10(c)は LHD へのタ ングステンペレット入射時の典型的なスペクトルで電子温度 Te = 2keV である。図 3.5.4.10(a),(b)に CoBIT で測定された電子エネルギーEe = 950 eV, 1370 eV でのスペ クトルを示す。これらを比較すると CoBIT で表れるピークが LHD のスペクトルに 表れるピークにそれぞれ対応していることがわかる。プラズマからのスペクトル線は 単純に価数で並んでいるのではなく、多くの価数のいろいろな遷移が重なり合った複 雑なものであることが、CoBIT のデータとの比較により明らかになってきた。 このよ うなプラズマからの複雑なスペクトル線の詳細な同定は、CoBIT の登場によって初 めて可能となった。プラズマ中の多価イオンの解析に有効なツールである多価イオン 源 CoBIT は我々が独自に開発したオリジナルの実験装置であり、比較的低いエネル ギー領域では現在世界をリードしている[3.5.4.17,18]。我々はその重責を理解し、よ り精度のよい系統的な多価イオン分光データを提供していくことを心がけている。

参考文献

[3.5.4.13] N. Nakamura et al., Review of Scientific Instruments 79, 063104 (2008).

[3.5.4.14] H. A. Sakaue et al., Journal of Physics: Conference Series 163, 012020 (2009).

- [3.5.4.15] H. A. Sakaue et al., J. Appl. Phys. 109, 073304 (2011).
- [3.5.4.16] H. A. Sakaue et al., Physical Review A 92, 012504 (2015).
- [3.5.4.17] Y. Kobayashi et al., Physical Review A 89, 010501(R) (2014).
- [3.5.4.18] Y. Kobayashi et al., Physical Review A 92, 022510 (2015).



Fig. 3.5.4.5 The top panel is the schematic drawings of the compact electron beam ion trap (CoBIT). The bottom one is the schematic drawings of the trap potential in CoBIT.



Fig. 3.5.4.6 EUV, VUV and Visible spectrometers installed in CoBIT.



Fig. 3.5.4.7 EUV spectra of highly charged tungsten ions obtained at electron energy *Ee* from 490 to 1320 eV in the wavelength range of 15-55 Å. The peaks denoted by arrows were identified from comparison with the CR model. "Max. charge state" means the highest charge state of tungsten ions which can be produced in CoBIT at electron energy *Ee*.



Fig. 3.5.4.8 (a),(b): Experimental spectra in CoBIT and calculated spectra of the CR-model at electron energy Ee = 800 and 1210 eV, respectively.



Fig. 3.5.4.9 The charge dependence of the wavelength for each tungsten emission line.



Fig. 3.5.4.10 (a) and (b) are experimental spectra of CoBIT at Ee = 950 and 1370 eV, respectively. (c) is experimental spectrum of LHD at the tungsten pellet injection. The electron temperature is 2 keV.

3.5.5 不純物ガスパフによる熱負荷制御

ダイバータ板へ流れ込む強い熱流速を軽減するためにはダイバータ領域に非接触 プラズマ(デタッチメント)を形成する必要があり、その方法のひとつとして、ダイ バータ領域に不純物ガスをパフし、不純物からの放射によりプラズマの温度を下げ非 接触プラズマを形成することが検討されている。不純物ガスの原子番号が大きいほど 高い温度領域での放射が期待される。ITER の炉設計に関しては、ダイバータを含む 周辺領域において、放出すべきエネルギーの92%をAr不純物ガスで放出するとした シミュレーション研究がなされているが[3.5.5.1]、放射量を仮定しており、その状況 が安定に実現できるのか明らかでない。ヘリカル型装置においても、不純物ガスパフ で非接触プラズマが形成されるのか、十分な放射損失が担えるのかどうか、またそれ はどのような条件で可能なのか、理論シミュレーションや実験研究によって調べる必 要がある。

LHD プロジェクトと共同で、不純物ガスパフ実験を実施した際の非接触プラズマ 形成のプラズマの物理条件を分光的手法で調べる研究開発を行っている。LHD では、 不純物ガスとして、ネオン、窒素、アルゴン、キセノンが用いられ、極端紫外(EUV) 分光計測により、不純物イオンの発光線を計測した。一方で、ADAS(原子データ及 び計算パッケージ)[3.5.5.2]を用いて、衝突輻射モデルによって発光線強度とプラズマ の電子温度・電子密度との関係を計算し、分光計測によって得られた発光線強度と比

較することによって、発光領 域のプラズマの物理状態を 調べることができる。

LHD では、2013 年度の 17 サイクル終了後、ガスパフ装 置が改造され、ノズル位置が ダイバータ領域より遠くに 設置された。それに伴い、ガ スパフと不純物イオンの発 光との間の応答時間が変わ り、17サイクルまでと18サ イクルとでは不純物ガスの 応答が異なっている。図 3.5.5.1 にネオンガスパフ実 験のときに計測した EUV ス ペクトルを示し、表 3.5.5.1 は そのスペクトルで観測され た Ne⁷⁺イオンからの Ne VIII 発光線及び Ne⁶⁺イオンの Ne VII 発光線を示す。

図3.5.5.2と図3.5.5.3に、16



Fig. 3.5.5.1 EUV spectra of Ne ions when Ne gas puff was injected into LHD plasmas. Three prominent Ne VIII lines labeled with a – c and 3 weak Ne VII lines I1-I3 are examined.

Table 3.5.5.1. Ne spectral lines observed after Ne gas puff.

	Ion	Transition	Wavelength (nm)
а	Ne VIII	$2s^{2}S - 3p^{2}P^{0}$	8.81
b	Ne VIII	$2p {}^{2}P^{o} - 3d {}^{2}D$	9.83
c	Ne VIII	2p ² P ^o - 3s ² S	10.3
I1	Ne VII	$2s2p {}^{3}P - 2s3p {}^{3}D$	9.58
I2	Ne VII	$2s2 {}^{1}S - 2s3p {}^{1}P$	9.75
I3	Ne VII	$2s2 {}^{1}S - 2s3p {}^{3}P$	9.72

および18サイクルのネオンガスパフ実験のときのプラズマの放電波形を示す。各種物理量の時間変化及び、ネオンイオン発光線強度と強度比の時間変化を示す。

図3.5.5.2で示す16サイクルの実験においては、ネオンパフ後すぐに放射量とNe VIII 発光線強度が上昇し(図3.5.5.2 (b), (d))、その後、時間とともに徐々に減少している。 Ne VIII発光線強度比は、発光線強度の上昇期と最後の放射崩壊時を除き、ほぼ一定と なっている(図3.5.5.2 (e))。図3.5.5.4にこの放電において荷電交換分光によって計測し た完全電離したNe¹⁰⁺イオンの空間分布と電子温度、電子密度分布を示す。Neガスは中 心へ輸送され、Ne¹⁰⁺イオンは電子温度100 eV以上の領域に分布していることがわかる 。Ne VIII発光線強度の減少は、Ne⁷⁺イオン密度の減少を示唆し、中心へのネオン蓄積 を支持している。



Fig. 3.5.5.2 Temporal distributions of NBI heating power (P_{NBI}), neon puff, stored energy (W_P), bolometer radiation power (P_{rad}), line-averaged electron density ($< n_e >$), ion saturation current at divertor plate (I_{is}), Ne VIII line intensities, and Ne VIII intensity ratios for the discharge #112917 in 16th LHD experimental campaign. (Reproduced from Ref. [3.5.5.3]).



Fig. 3.5.5.3 Temporal distributions of neon puff, bolometer radiation power (P_{rad}), ion saturation current at divertor plate (I_{is}), stored energy (W_P), intensities of Ne VIII and Ne VII lines, and intensity ratios for the discharges #12899 and #12900 in 18th LHD experimental campaign.

一方、図 3.5.5.3 で示す 18 サイクルの実験においては、ボロメータによる放射と Ne VIII 発光線強度は、ネオンガスパフ入射開始より約 0.3 秒遅れて上昇を始める。Ne VII 発光線はさらに約 0.1 秒遅れて強度が上昇する。ガスパフの量が多い(放電#125899) と発光強度の増加が速く、放射崩壊へ至る時間が短い。放電#125899 の場合はガスパ フ入射開始より約 1.1 秒後に放射崩壊、パフが半分の放電#125900 は約 2.5 秒後に放 射崩壊をおこした。ダイバータ板でのイオン飽和電流をみると、放射崩壊よりも前に 減少を始めており、部分的なデタッチメントを形成していると考えられる。パフ量の 少ない放電#125900 のほうが飽和イオン電流の減少開始時から放射崩壊時までの時間 が長くなっており、パフ量のコントロールがデタッチメントの持続に重要であること がわかる。Ne VIII 発光強度の増加は、イオン密度の増加を示し、ネオンガスが徐々に プラズマに侵入していると考えられる。



Fig. 3.5.5.4 Spatial profiles of (a) fully ionized Ne density measured by charge exchange recombination spectroscopy, (b) electron temperature, and (c) electron density as functions of major radius *R* at 3.970, 4.271, and 4.471 s for discharge #112917. (Reproduced from ref. [3.5.5.3]).

また、Ne VIII 発光線強度比を見ると、発光初期と放射崩壊時を除き、やはりほぼ 一定であり、パフ量に依存しなかった。この強度比は電子温度依存性を持ち、一定の 強度比は電子温度が一定であることを示している。すなわち、Ne VIII イオンは、常 に同じ電子温度の領域から発光していると考えられる。図 3.5.5.5 に ADAS で計算し た Ne VIII 発光線強度比と電子温度の関係を示す。比較のために計測値を時間の関数 として示す。理論計算と計測値を比較すると、強度比は、電離や励起が支配的な電離 進行プラズマの場合では説明できず、再結合過程の寄与が必要なことがわかる。Ne IX イオン密度と Ne VIII イオン密度の比 n(Ne IX)/n(Ne VIII)をパラメータとして再結 合成分を加えると、強度比は電子温度とイオン密度比で決まり、電子温度およそ 20-25 eV、イオン密度比およそ 4-6 程度と予想される。

同様に NeVII 発光線強度比の電子温度依存性と、計測値を時間の関数として図 3.5.5.6 に示す。計測値は時間とともに増加している。Ne VIII の場合と同様、電離進 行プラズマでは強度比は説明できず、再結合成分を加える必要がある。計測値の増加 は、温度の減少もしくはイオン密度比 n(Ne VIII)/ne(Ne VII)の増加を示唆している。 プラズマの電子温度空間分布の時間変化を見ると(図 3.5.5.7)、ガスパフによる放 射冷却でプラズマは周辺部から温度が減少し、プラズマは収縮している。Ne VIII 発 光位置は、プラズマとともに中心へ移動すると考えられる。

以上の解析から、18 サイクル実験において、ネオンガスはプラズマに徐々に侵入、 再結合プラズマが効いた非平衡電離状態と考えられ、放射によりプラズマを周辺から 冷却、収縮させており、最終的には放射崩壊を起こしている。非接触プラズマが形成 されていると考えられるが、ガスパフ量が多いと放射崩壊に至る時間が短く、少ない とデタッチメントの持続時間が長くなることが分かった。このような非平衡電離状態 は、定常・電離平衡を仮定したシミュレーションでは模擬することは難しく、プラズ マ実験を使った不純物ガスパフの効果を調べることは重要である。今後、同様の解析 をほかの不純物ガス種にも行い、不純物ガスパフによるデタッチメントとプラズマの 物理状態の関係などを調べ、熱負荷制御への有用性を調べていく必要がある。

参考文献

[3.5.5.1] K. Hoshino et al., Plasma Fusion Res. 9 (2014) 3403070.

[3.5.5.2] H. P. Summers, The ADAS User Manual, version 2.6 (2004), http://www.adas.ac.uk/

[3.5.5.3] C. Suzuki et al., J. Nucl. Materials 463 (2015) 561.



Fig. 3.5.5.5 Calculated intensity ratios of Ne VIII lines a/b and c/b for ionizing plasma (solid line), and ones including recombining plasma contributions with ion density ratio n(Ne IX)/n(Ne VIII) as 1, 2, 4, and 6. Measured intensity ratios are also plotted as a function of time for discharges #125899 (solid symbols) and #125900 (open symbols).

Fig. 3.5.5.6 Calculated intensity ratio of Ne VII I1/I2 as a function of electron temperature for ionizing plasma (red line) and ones including recombining plasma contributions with ion density ratio n(Ne VIII)/ne(Ne VII) as 0.5, 1, 2, 3, and 4. Measured intensity ratios are plotted as a function of time (\bullet for #125899 and \blacksquare for #125900).



Fig. 3.5.5.7 Electron temperature distributions for discharge #125900. Temperature decreased after t = 4.766 s and plasma shrunk.

3.5.6 液体金属ダイバータのための基礎実験

2.7.4 章に述べられているように、FFHRd1 では溶融スズの噴流をシャワー状にし て用いる新しい概念の液体金属ダイバー タ REVOLVER-D が検討されている [3.5.6.1, 2]。液体金属ダイバータを実現す るには、多くの工学的課題を解決しなけ ればならない。例えば参考文献[3.5.6.3]に は、カーテン状の液体金属自由表面流を 用いるダイバータに対し、以下の課題が 挙げられている。

- MHD:非一様磁場中のMHD 制動による 偏流
- (2) 連続性:総延長全域の液カーテンに一瞬の破れも不可
- (3) 排気コンダクタンス: 液カーテンによる排 気経路の制約
- (4) PWI:金属蒸気のコアプラズマや計測系等への影響
- (5) 安全性:真空破壊での安全性(火災、毒 性、放射線、等)
- (6) 実機実績:高温プラズマ閉じ込め実機レベルでの安全性含む実機実績
- (7) その他:荷電粒子 J×B、Tインベントリと混 入 He や不純物の除去、腐食と堆積瘤、 揚程含むポンプ動力の増加、等の課題

これらには液体金属シャワーを用いる



Figure 3.5.6.1 (a) Chain-stabilized water jets, (b) the close-up view of (a), and (c) molten solder jets of Sn60-Pb40 stabilized by a ball-chain inside each jets.

REVOLVER-D にも共通の課題が多数含まれており、今後 R&D を行って回答を示していく必要がある。

液体金属をノズルから自由落下させて生成する噴流を用いる場合、まず問題となるのは重力による加速である。トリチェリの定理に示されるように、高さ h (m)を落下した液体は $v(m/s) = \sqrt{2gh}$ (但し、 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ は重力加速度)の流速を獲得する。 表面張力不安定性によって噴流が液滴化するという問題もある[3.5.6.4]。これらによる液体の飛散を抑制することが液体金属シャワーダイバータ実現への第一歩である。 我々はチェーン等に沿わせて流体を落下させることで、摩擦による減速を行うこととした。その有効性を検証するため、水及び溶融ハンダ (Sn 60 % + Pb 40 %)を用いた 基礎実験を行っている。Figure 3.5.6.1 に、水及び溶融ハンダの噴流をチェーンで安定 化した例を写真で示す。以下では、これまで実施してきた水及び溶融ハンダを用いた

第一段階として、チェーンによる水噴流の安定化を試みた[3.5.6.5,6]。実験に用いた



Figure 3.5.6.2 A schematic view of the setup used for the experiments on chain-stabilized water jets.

装置の概略図を Fig. 3.5.6.2 に示す。この装置では、水溜めからポンプ(RYOBI RMG-8000、最高全揚程 9 m、最大吐出量 220 リットル/分)を用いて水を汲み上げ、ノズルから噴出させる。ノズルは内径 d_0 と長さ l(mm)の組み合わせで、(d_0 , l) = (7, 35), (10, 50), (13, 65)の円筒 3 種を用いた。噴流を自由落下させた場合(Fig. 3.5.6.3(a))と、幅 w_{chain} = 2.3 mm または 3.4 mm のチェーンに沿わせて落下させた場合(Fig. 3.5.6.3(b))を比較



Figure 3.5.6.3 Typical examples of water jets (a) without chain and (b) with a chain inside the jet.

した。Figure 3.5.6.3 の例に見られるように、自由落下させた場合は噴流が途中で液滴 化してしまうが、チェーンに沿わせることで噴流をほぼ一定の太さに保てる。流量が 一定とすれば、これは流速が一定に保たれていることを意味する。同様の条件で、高 速カメラ(CASIO EX-100PRO、露出時間 1/1,000 秒)による撮像を行い、画像から噴 流幅の垂直方向変動を解析した結果を Fig. 3.5.6.4 に示す。エネルギー保存より、ノズ ル下方 z (m) における流速 v (m/s) は初速度 vo (m/s) を用いて $v = (v_0^2 + 2gz)^{1/2}$ で与え られ、流量一定より $d^2 v = d_0^2 v_0$ とすれば $d = d_0 / (1 + 2gz/v_0^2)^{1/4}$ が得られる。但し、液 滴化が発生すれば流量一定の条件は外れる。Figure 3.5.6.4 では、チェーンなしの場合 (破線)、少なくとも z~300 mm 程度まではこの理論予測に従っていることがわかる。 その後、大きく振動した後で線が途切れているのは液滴化したことを示す。これに対

しチェーンありの場合(実線)、噴流直径は振動しつつもほぼ一定となる。



Figure 3.5.6.4 Distributions of the jet diameter, d, along the vertical length, z. Solid and broken lines denote the jet with and without chain, respectively. The gray thick line denotes the theoretical prediction for a free-falling jet without droplet formation.



z~2m 8 7 6 = 2.3 mm) = 2.3 mm 10 mm (w 5 = 2.3 mm v (m/s) 4 13 mm (v = 34 m 3 2 1 0 2 3 1 0 v_ (m/s)

Figure 3.5.6.5 The jet diameter, *d*, measured at $z \sim 2$ m, normalized by the nozzle inner diameter, d_0 , as a function of the initial velocity, v_0 . The gray thick solid line denotes the theoretical prediction for a free-falling jet without droplet formation, while the broken line denote the prediction with the terminal velocity of 1 m/s.

Figure 3.5.6.6 The jet flow velocity, v, measured at $z \sim 2$ m, as a function of the initial velocity, v_0 . The gray thick solid line denotes the theoretical prediction for a free-falling jet without droplet formation, while the broken line denote terminal velocity of 1 m/s.

これは同時に流速が一定となっていることも意味する。ノズルとチェーンの組み合わせを変えて実験を行い、得られた結果を Fig. 3.5.6.5,6 に示す。Figure 3.5.6.5 に見られるように、ノズルの下方(z=2m)における噴流直径は、自由落下の場合に予測される値(グレー太実線)よりも太く、かついずれの組み合わせにおいても速度が1m/s であるとして計算された値(破線)と良く合っている。実際、噴流直径から

流量一定として評価した流速 v は、 Fig. 3.5.6.6 に示されるように、どの場 合においてもほぼ 1 m/s となった。こ れは、チェーンによる摩擦と重力が相 殺した結果、終端速度として 1 m/s が 得られたものと解釈できる。この終端 速度は、流体の物性値やチェーンの形 状、表面の性質などによって変化する と予想される。今後これらを変えて実 験を行い、任意の流速を安定に得るた めの条件を明らかにする。

REVOLVER-D においては、純スズ (Sn)の使用を前提に設計が進められ ている。スズの融点は232℃であるが、 共晶合金であるスズ鉛ハンダ(Sn 60% + Pb 40%) は融点が183℃と低く、扱 いやすいことから、広く用いられてき た。但し、最近では環境問題の観点か ら、スズの割合が100%に近い鉛フリー ハンダが主流となってきている。ハン ダ付けにはハンダの噴流をプリント基 板に当てるフロー方式と呼ばれる手法 があり、そのための噴流ハンダ槽が小 型のものから大型のものまで市販され ている。以下では、連取電機製作所株式 会社製の小型噴流ハンダ槽 NTD-01 (Fig. 3.5.6.7)を用いて行った溶融ハン ダ噴流の初期実験について述べる。

初期実験では、ハンダを槽の液面よ り 20 cm 程度の高さまで持ち上げてか ら、Fig. 3.5.6.8(a) に示したようなビー ズチェーンに沿わせて落下させ、Fig. 3.5.6.8(b) のようなハンダ噴流を生成 した。同図では2本の噴流を平行に流 しているが、以下では噴流を1本にし て実験を行った結果について述べる。

ハンダの流量は、ハンダ槽に取り付 けられているインペラの回転数を変え



Figure 3.5.6.7 The solder jet bath (Tsunatori Electric Manufacturing Co., Ltd, NTD-01).



Figure 3.5.6.8 Photos of two ball chains (a) without fluid and (b) with molten solder of SacO Ph 40 flowing from top to better

ることで制御する。インペラ回転数の設定値に対し、どの程度のハンダ流量が得られるかを校正した結果の例を Fig. 3.5.6.9 に示す。この流量校正は、計量カップで一定時

間噴流を受け止め、その量を測ることで行った。流量は流路の高さや内径、全体形状 などにも依存するので、これらを変更する度に流量校正を行う必要がある。

流量の異なるハンダ噴流において、自由落下 させた場合とビーズチェーンに沿わせて落下 させた場合とを比較する実験を行った結果の 例を Fig. 3.5.6.10 に示す。ノズルとして用いた スウェージロック (3/8 インチ)のティーが若干 曲がって取り付けられていたため、噴流が鉛直 ではなく、角度を持って落下している。自由落 下の場合 (w/o chain)、その落下角度は、ハンダ 流量が大きくなると増加する。ビーズチェーン に沿わせた場合 (w/o chain)、落下角度は自由落 下の場合に比べて小さくなった。これはビーズ チェーンによりハンダ噴流が減速されたこと を示す結果である。この初期実験ではハンダの 酸化が激しく、多量のハンダを交換して用い た。これは予期されたことではあるが、今後、



Figure 3.5.6.9 The molten solder flow rate of the NTD-01, as a function of the set value.



Figure 3.5.6.10 The molten solder jets with or without ball-chain inside. The molten solder flow rate is changed from ~ 10 cc/s to ~ 32 cc/s.

							ITER 1 st p	lasma	ITER DT?				
2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024	2025	2026	2027	
W7-X Start of 1 st D exp. in plasma LHD				JT-6oU 1 st plasma	Interme check &	diate review			End of D exp. in LHD			Transitio to the 4 ^t stage???	on th
	Heat	load											
		MHD e	effect										
				Plasn	Plasma irradiation								
			R&D of REVOLVER-D for LHD Final test										

Figure 3.5.6.11 The R&D plan toward the final test of REVOLVER-D in LHD.

例えば内部の空気をアルゴンや窒素で置換したドラフトチャンバー内で実験を行う、 あるいは真空中で実験を行うなどの対策を講じる必要がある。

REVOLVER-Dの実現に向け、溶融スズ噴流を用いた R&D を今後 10 年程度のスパンで段階的に進めていくことを計画している(Fig. 3.5.6.11)。まず、この数年は高熱負荷試験装置 ACT-2 において高熱負荷実験を行うことを目標に研究を進める。次いで、磁場中で噴流に電流を流して MHD 効果を検証する実験、水素やヘリウムなどのプラズマ照射を行い、スパッタリングや水素及びヘリウムの吸蔵について調べる実験を行う。最終的には大型ヘリカル装置 LHD で総合実証試験を行うことで、ヘリカル核融合炉 FFHR-d1 への REVOLVER-D 適用の可否を明らかにする。

参考文献

[3.5.6.1] J. Miyazawa *et al.*, 1st IAEA Technical Meeting on Divertor Concepts, P-7 (29 Sep. -2 Oct., 2015, IAEA Headquarter, Vienna),

http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/meetings/TM49934.html.

- [3.5.6.2] M. Shimada, J. Miyazawa, J. Plasma Fusion Res. Vol.92 (2016) 119, in Japanese.
- [3.5.6.3] A. Sagara, J. Plasma Fusion Res. 92 (2016) 142 (in Japanese).
- [3.5.6.4] F. Okino et al., Fusion Eng. Des. 87 (2012) 1014.
- [3.5.6.5] J. Miyazawa *et al.*, プラズマ・核融合学会第 32 回年会, 24-27 Nov., 2015, Nagoya University, 25aB03.
- [3.5.6.6] T. Ohgo et al., プラズマ・核融合学会第 32 回年会, 24-27 Nov., 2015, Nagoya University, 25aB04.

3.6 水素同位体

3.6.1 概要

第一世代核融合炉では、重水素(D)と三重水素(T,トリチウム)を用いた核融合 反応を用いる。トリチウムは、半減期 12.32 年で β 線(エネルギー:平均 5.7 keV,最 大 18.6 keV)を放出する放射性物質である。トリチウムの崩壊式は次のとおりである。

$T \rightarrow {}^{3}He + e^{-} + v$

自然界のトリチウムは、主に宇宙線と大気との相互作用により生成され、およそ1 EBq (~3 kg)と見積もられている。一方、出力 3 GW の核融合炉では、およそ 0.5 kg/dayのトリチウムを消費する。従って、核融合炉に必要なトリチウムを、天然資源 に依存することはできない。そのため、核融合炉の実現には、トリチウム製造/増殖方 法や、リチウム資源/同位体分離技術の確保、大量トリチウムの安全取り扱い、計量管 理の高度化は欠かせない。これらの取扱技術は、ITER(国際熱核融合実験炉)の進展 により確立されていくであろう。一方で、新しい概念を導入し、より先進的な安全性 の高い手法を用いたトリチウム取扱技術の開発は肝要である。また、トリチウムは放 射性物質であるため、安全取り扱いの観点から、低レベル放射能の測定技術開発は有 用になる。本章では、核融合工学研究プロジェクトで進められている開発研究(大学 との共同研究を含む)を概観する。

3.6.2 燃料回収分離

燃料循環システムは、主に排気ポンプ機器、排気ガス回収処理機器(不純物分解/水 素回収)、水素同位体分離機器、燃料貯蔵機器、燃料供給機器、水処理装置から構成さ れる。各要素機器について研究開発を進めることが重要である。ここでは、排気ガス 回収処理手法、水素同位体分離手法と水処理装置開発の取り組みを述べる。

3.6.2.1 不純物分解/水素回収処理

ITER では、真空排気ガス処理システムとして CAPER が検討されている。CAPER は、前段部にパラジウム合金膜による分子状水素同位体の回収、次に水素同位体化合物の分解および回収(CAPRICE)、同位体交換反応による水素同位体成分の回収(PERMCAT)の3要素で構成される。このシステム構成で、ITER で要求されるトリチウム除去率(DF:107)を満たすことが報告されている。一方で、水素同位体の回収と不純物分解を同時に行うことができれば、システムの簡略化が可能となる。そのような観点から、電気化学水素ポンプ法に着目し、固体電解質を用いた水素回収システムの基礎的な研究開発を進めている。これまでに、NIFS に水素抽出評価装置を製作し、原理実証を行った。さらに、名古屋大学 杉山貴彦准教授の協力の下、トリチウム取扱施設(同位体分離実験室:ISL)に実験装置を移設して、水素およびトリチウムの回収評価を進め、真空排気ガス処理システムに適用可能であることを示した。また、高温型プロトン導電性酸化物を用いた水蒸気電解の収率向上を目的に、九州大学 松本広重教授との共同研究のもとで電極材開発を進めている。

3.6.2.2 低インベントリ水素同位体分離システム

核融合炉では、燃料として重水素[D]やトリチウム[T]を用いる。プラズマ中での核 融合反応や、真空容器内の金属壁を介して冷却水からの軽水素[H]の混入は避けられ ない。従って、同位体分離システムによる軽成分分離は肝要である。水素同位体分離 手法として、ITER では深冷蒸留法が検討されている。深冷蒸留法では、分子状水素 同位体を凝縮温度付近(~20K)まで冷却し、液体-気体間の蒸発/凝縮速度の違いを利 用して同位体分離を行う。蒸留塔のカラム仕様/構成を変えることで目的とする分離 性能を満たすことができる。このシステムでは、分子状水素同位体を液化するため、 システム内のトリチウムインベントリは比較的多くなる。一方で、水素同位体分離を 気体状で行うことができれば、より少ないトリチウムインベントリで処理できる可能 性がある。ここでは、低温吸着法に着目し、低インベントリで連続処理が可能なシス テムの構築を目的に、圧力スウィング吸着(PSA: Pressure Swing Adsorption)法の基礎 研究を九州大学 古藤健司准教授との共同研究のもとで進めた。PSA 法では、吸着剤 と水素同位体の親和力の差や、異なる圧力条件下における水素同位体の吸着容量の差 を利用して分離回収を行う。これまでの共同研究で、NIFS-PSA 装置に市販の合成ゼ オライト4A,5A,13Xを充填して、トレーサーレベル(1%)の重水素(D2)ガスを対 象に、その吸着特性および繰り返し操作による濃縮/減容評価を行った。その結果、本 手法により重水素が分離濃縮できる見通しを得た。一連の共同研究成果は、プラズマ・ 核融合学会誌の小特集として掲載された。

得られた試験結果をもとに、燃料循環システムへの適用性および連続処理システム 検討を行った。検討したシステムでは、3 塔式の吸着剤を有し、トリチウム取扱の観 点から、加圧ではなく真空脱着工程を加えた。シーケンシャルに吸着/脱着/昇圧工程 を移すことで、擬似的な連続処理システムとなる。本手法の実現性を検証するため、 3 塔式の低温 PSA 装置: PSMAP 装置を製作した。PSMAP 装置では、吸着剤は交換可 能であるが、デュワー瓶を用いた液体窒素温度のみに操作温度が対応している。現在、 試験評価の準備を進めている。

3.6.2.3 水処理装置の開発

核融合発電施設では、核融合反応によって発生する中性子の運動エネルギーを熱エ ネルギーに転換して、熱交換器により蒸気を発生させる。高温の蒸気はタービン発電 機に導かれ、電気動力に転換される。また、核融合炉内の高熱負荷機器は、冷却され 熱交換器により除熱される。この最終除熱システムとして、水が用いられることが想 定される。一方、核融合炉では燃料としてトリチウムが用いられる。トリチウムは金 属との親和性が高く、高温では金属壁を介して移動する。このため、熱交換器からの トリチウム透過により、希薄なトリチウム水が生じると考えられる。また、トリチウ ム安全性の観点から、施設内に漏洩した場合のトリチウムの回収システムが設置され る。このシステムでは、トリチウムが最終的に水の化学形態とされるため、トリチウ ム水が生じることになる。トリチウムは放射性同位元素であり、また希少な元素でも あるため、安全性および燃料再利用の観点から、トリチウム水の濃縮処理が肝要であ る。トリチウム水処理研究は、プラズマ・核融合学会誌の小特集として掲載されてい

るので参照されたい。

トリチウム水処理研究を推進する観点から、水処理試験装置の整備を進めた。トリ チウム水処理にはさまざま手法が提案されている。ここでは、蒸留法を基本として、 化学交換法による水処理装置システムを製作した。装置システムでは、分離カラムに さまざまな充填物を設置でき、水蒸留操作および化学交換法の研究に供することがで きる。運転時の操作温度および圧力条件を個別の分離カラムで、任意の値に設定する ことで、多様な運転条件ができるよう、システム検討を行った。長年に渡るトリチウ ム水処理研究の実績を有する名古屋大学 同位体分離実験室に装置を移設し、トリチ ウム水を用いた実験を実施する予定である。

3.6.2.4 新規手法による気体処理装置の開発

核融合炉では、炉心プラズマでの燃焼率が低く、排気ガスの大部分は未燃焼のまま であり、組成を大きく変えない。そのため、燃料の再利用/循環システムの設置は重要 である。現在、ITER で提案されている燃焼循環システムでは、20 K 以下の極低温か ら 700 K 以上の高温まで幅広い操作温度条件のもと、分離操作が行われる。一方、磁 場閉じ込め核融合炉では、磁場発生用コイルに低温超伝導体を用いることが想定され ており、施設内に大規模な低温冷却システムを有する。そこで、低温技術を利用した 低温分離による気体処理手法の適用を提案し、原理実証のための試験設備の整備を進 めている。低温分離装置では、4 K から 80 K までの温度範囲で、3 つの温度ステージ (~4 K, 20-30 K, 70-80 K)を有する。分離部には、カラムが設置されており、低温凝 縮分離および各種吸着剤を用いた吸着分離の基礎特性評価に供することができる。処 理流量は最大1 L/min であり、試験ガスとして4 種類以上の気体を混合して供給でき る。本装置は、不純物処理を目的としており、必ずしもトリチウムを用いる必要がな いため、主に NIFS にて実験研究を実施する予定である。

3.6.3 トリチウム安全処理システム

トリチウムは放射性物質であるため、グローブボックスなどを用いた多重防護を適 用し、適切な安全管理体制のもとで扱わなければならない。しかし、機器からの漏洩 をなくすことは難しく、事故対応を含めて、グローブボックスや建屋内に拡散したト リチウムを安全に回収処理しなければならない。核融合炉は大きな建屋を必要とする ことが想定され、その処理すべき体積も大きくなることが予想される。このような処 理量の増大に対処すべく、先進的なトリチウム回収技術開発に取り組んでいる。また、 トリチウムの利用に伴い発生する汚染材料は、汚染の程度によってトリチウムを除染 し、再利用する。除染方法にはさまざまな手法が提案されているが、新たな視点に立 って技術開発に取り組んでいるので、その研究進捗を紹介する。

3.6.3.1 低圧力損失型触媒/吸湿剤

トリチウム取扱施設では、トリチウムの安全処理系として、酸化触媒/吸着法を用いる。水素同位体としてのトリチウムを触媒により酸化し、水状トリチウムに転換して 吸湿剤で回収する。市販の触媒や吸湿剤は直径数 mm の粒子状をしている。従って、 容器に充填すると流体抵抗(圧力損失)が大きくなり、大量処理が難しくなる。そこ で、NIFS に触媒/吸湿剤性能評価装置を製作し、低圧力損失型触媒/吸湿剤の研究を進 めている。これまでに、ハニカム形状のメタル、コージェライト(セラミック多孔体)、 SiC などを担体に、白金もしくはパラジウムを含浸させた触媒を製作した。これらの 触媒に対して、乾燥空気に水素、メタンを添加して酸化性能や水分の影響などを評価 し、その結果をもとにシステムへの適用性を検討している。さらに、装置規模を拡大 した中型酸化触媒試験装置を NIFS に製作し、スケールアップの影響評価を進めた。 また、モレキュラーシーブをハニカム形状に成形した吸湿剤を作成し、その吸湿特性 を評価した。

3.6.3.2 高分子膜法

3.6.3.1 で述べた吸着法に替えて、膜分離法によるトリチウム回収処理が提案されて いる。膜分離法は、消費エネルギーが少ない、連続処理が可能、故障の要因となる切 替弁の使用が少ない、システムの小型化、多様な操作条件に対応できるなど、吸着法 にはない特徴を有する。これまでに、水蒸気状トリチウムの回収処理を目的に、市販 のポリイミド膜モジュールの特性評価を行う膜分離装置を NIFS に製作し、研究を進 めた。その結果、膜分離法は吸着法と同等の性能を有することを確認した。実験研究 では、高分子膜への水分収着が、気体分離性能に影響を与えることを見出している。 そこで、名古屋大学 杉山貴彦准教授との共同研究を通じて、水分の影響を取り入れ た非定常膜分離シミュレーションモデルを構築した。実験データとの比較を行い、設 計に必要なパラメータを得ている。この研究成果を用いることで、膜分離法を用いた 安全処理系の装置設計および性能予測が可能となった。

3.6.3.3 システム統合のシミュレーション研究

各構成要素の開発研究と並行して、要素技術の統合を想定したシステム研究(数値 シミュレーション研究)を秋田大学 故 宗像健三教授、名古屋大学 杉山貴彦准教授 (3.6.3.2)との共同研究を通じて進めた。触媒/吸湿剤開発研究と膜分離開発研究で得 られた基礎データを基に、酸化反応炉、吸着塔もしくは高分子膜を組み合わせたシス テムの数値計算モデルを構築し、統合計算コードを確立した。その結果、実験研究で は評価することが難しい実規模装置の性能をシミュレーションするとともに、問題点 を示すことができた。

3.6.3.4 プラズマ燃焼法

分子状トリチウムやトリチウム化合物の酸化回収には、触媒として白金もしくはパ ラジウムが用いられている。これら貴金属の価格は、市場の動向に大きく左右される。 また、適度な温度条件のもとで使用しなければならない。そのため、緊急時に使用す るには、触媒を適切な温度に常時保温維持しておく必要がある。そこで、酸化反応炉 の無貴金属触媒化を目的に、反応性ラジカルを大量に生成できる大気圧プラズマに着 目し、プラズマ炎による水素/メタン酸化の可能性について研究を進めている。これま でに、長野高専(現 筑波大学)江角直道准教授が開発したマイクロ波(2.45 GHz)を 利用した小型のプラズマ源を利用し、酸素-水素雰囲気、酸素-メタン雰囲気での燃焼 特性評価を実施している。比較的低電力でも、市販触媒と同等の酸化性能が得られる ことを見いだしている。

3.6.3.5 汚染物質処理法

炉材料に吸着・浸透するトリチウムの除染は、機器の保守時における安全確保、お よび材料の再利用の観点から重要な課題である。材料内部/表面のトリチウム除染処 理方法として、払拭法、化学除染法、ベーキング法、低圧高周波プラズマ法、レーザ ー脱離法、紫外線照射法などが検討されている。減圧下グロー放電洗浄法では、富山 大学研究推進機構 水素同位体科学研究センター 松山政夫名誉教授との共同研究の もとで、SUS 材を対象としてトリチウムを用いた研究を進めた。また、煩雑な操作・ 手順を必要とせず、被除染物の形状に依存しない、二次廃棄物の発生の少ない除染方 法として、大気圧高周波放電によるプラズマ化学反応の利用を検討している。現在ま でに、プラズマ源の設計が終了し、軽水素による大気圧プラズマの点火試験を NIFS にて進めている。

3.6.4 リチウム資源回収/同位体分離技術開発

核融合炉の燃料は、重水素とリチウムである。重水素は海水から取り出すことができ、地域偏在性が低い。一方、リチウムは鉱物であるため、偏在性が高い。リチウムを海水から取り出すことができれば、重水素とともに偏在性の少ない資源として活用できる。核融合炉で必要なトリチウムは、中性子とリチウムとの核反応で製造される。中性子との反応断面積を鑑みると、6Li(天然存在比: 7.25%)の同位体濃縮技術は欠かせない。ここでは、リチウム回収技術および同位体分離研究について概観する。

3.6.4.1 海水からのリチウム回収

海水にはリチウムが 0.1-0.2 mg/L 程度含まれおり、海水全体で 2300 億 t となる。海水からの選択的なリチウム吸着剤の開発、回収システム研究を北九州市立大学 吉塚和治教授、秋田大学(現千葉大学)和嶋昌隆助教との共同研究のもと実施した。

3.6.4.2 リチウム同位体分離技術

リチウム同位体分離技術は、核兵器保有国で水銀アマルガム法が確立されている。 核技術である水銀アマルガム法を用いない同位体分離技術を開発することは、平和利 用を謳う核融合発電にとって重要である。これまでに、さまざまな手法が提案されて いるが、ここでは、新規の無機吸着樹脂開発、置換クロマトグラフィー法による分離 技術開発を、長岡技術科学大学 鈴木達也教授、名古屋大学 杉山貴彦准教授との共同 研究のもとで進めた。これまでに、無機吸着剤の高い分離性能に着目して、シリカを ベースとしたオリジナルの吸着剤の開発や、吸着剤内の物質移動を含む置換クロマト グラフィー法による同位体分離の数値計算コード開発を行った。

3.6.5 水素同位体/放射能計測手法

すでに述べたように核融合炉の燃料であるトリチウムは、希少であるとともに、放 射性同位元素である。また、中性子による放射化は、新たな放射性核種を生成する。 従って、施設内でのトリチウム計量管理、放射線安全管理は核融合炉の実現にとって 欠くことのできない技術である。ここでは、安全管理の観点から、トリチウム計測お よび放射線/放射能計測手法の開発研究について述べる。

3.6.5.1 トリチウム排気ガスモニター

トリチウムの信号波形から、エネルギーに対応する波高値と電離の広がりを表す立 ち上がり時間の情報を取り出し、空気中のラドン、トロン、宇宙線などにより発生し たバックグランドノイズ信号から分離して検出する高感度トリチウム排気ガスモニ ターの開発を進めている。この方法では検出器として通気型の比例計数管を用いるが、 この場合、測定試料となる空気を計数ガスに混入して検出器に送り込むため、本研究 で、空気がスペクトルにあたえる影響を評価するとともに、影響低減の方法を提案し、 有効性を確認した。また、新しいパルス信号処理手法を提案し、その機能を取り込ん だシステムの整備を進めた。実験はトリチウム取り扱い施設である名古屋大学 同位 体分離実験室 杉山貴彦准教授および京都大学 アイソトープ総合センター 五十棲泰 人名誉教授の協力の下で実施した。

3.6.5.2 トリチウム排水連続モニター

従来の排水中トリチウム濃度測定では、液体シンチレーション計数装置(LSC)が 用いられてきた。こ場合、貯留槽あるいは廃液タンクなどから数 cc~数10 cc を採水 し、専用のバイアルにいれ、液体シンチレーターと混合して測定する。この試料作成 と測定はバッチ処理的に行われる。1回の測定に1時間近く要するため、連続測定に ならない。測定にともなって放射性有機廃液が発生する問題がある。この廃液は、放 射性廃棄物として放射線障害防止法の規制を受けるばかりでなく、可燃性有機物とし て消防法の規制も受ける。また、液体シンチレーターのもうひとつの問題は、水溶解 度を上げるための界面活性剤と発光スペクトルをフォトマルの感度領域に合わせる ための波長変換剤など、人体や環境に好ましくない化学物質が含まれていることであ る。これらを解決する方法として、固体シンチレーターを用いるトリチウム排水連続 モニターの開発を進めている。実験はアトックス社で実施した。現在までに基礎実験 はほぼ終了し、トリチウム水連測定システムとして10 Bq/ccの測定を実証した。今後、 検出部に遮蔽体や冷却器を取り付けたシステムにより、2 Bq/cc の測定を目指してい る。

3.6.5.3 トリチウム以外の核種対応測定システムの検討

核融合炉施設の放射線作業環境測定では、トリチウムと中性子が測定の主要な対象 であるが、放射化によるその他の核種も無視できない。また核融合炉施設は通常の放 射線施設に比べると規模が大きく、作業環境管理測定現場と測定室や試料調整室が離 れることが想定される。そこで、移動可能な放射線/放射能測定室として、モニタリン グカートの概念設計を行った。本概念設計では、トリチウムとその他のβ、γ核種を 対象にして、特に空気中濃度および表面汚染密度の測定を目指してモニタリングカー トを検討した。設計したモニタリングカートは、長さ:136 cm、幅:77 cm、高さ:132 cm、重量:314.5 kg、電動アシストにより、人力による移動が可能である。このシステ ムでは、空気中のセシウム 137 やコバルト 60 などの濃度測定には十分な能力を有し ているが、ヨウ素 131 や 125 などが対象になる場合、捕集時間を長めに取る必要のあ ることが分かった。

3.6.6 今後の展開

これまで、トリチウム燃料処理技術、安全処理研究、リチウム資源回収/分離技術 開発、放射線管理を目的としたトリチウム測定手法、放射能測定システム、放射線教 育手法について、研究開発を進めてきた。今後も継続して開発研究を実施するととも に、新しい基軸にたった開発研究を進める予定である。

4. まとめ

4.1 設計研究

図4.1.1に示す実施計画当初案については概ね実施することが出来た。その上、設計研究の進め方では、前半で新たに<u>ラウンド制を導入</u>することによって、及び後半では 設計加速チームを導入することによって、各タスク間のフィードバックと意思決定を 迅速に行う方式を構築した。

第1ラウンドでは、図2.1.5に示すLHDプラズマの分布データの直接導入(DPE)法 の新規導入によって、原型炉を目指した自己点火炉FFHR-d1の基本パラメータの絞り 込みに成功すると共に、図2.1.6に示す物理・工学の難易度に依存したオプション A,B,C及び準自己点火の小型c1を含む<u>多岐路線の策定</u>に成功した。また、LHD計画お よび数値実験炉の<u>各プロジェクトと連携</u>して、ECHを軸とする加熱、燃料ペレット供 給、核融合出力制御を軸とする各種計測についての基本概念設計、及びMHD平衡・ 安定、高エネルギー粒子閉じ込め、ダイバータ制御等についての<u>課題の明確化</u>が進展 した。

第2ラウンドでは、図2.1.5に示す3次元構造設計に基づく設計統合に成功した。特に



R&D Strategy Toward TRL 6

Fig. 4.1.1 Summary of the R&D strategy to achieve the Technology Readiness Levels (TRL) for major components in the basic and challenging options of FFHR-d1.

<u>ダイバータ冷却管に銅合金</u>を用いる定量的可能性を世界に先駆けて提案した。また、 炉外機器として、<u>超臨界CO2二次系を軸とする発電システム</u>の提案と定量検討が進ん だ。

第3ラウンドでは、「仮想運転スケジュール」の考え方を新たに提案構築し、同図に 示す建設及び保守設計の具体化案の提示、及び<u>全体システムコードの改良・高度化</u>が 進んだ。これに基づく<u>コスト評価</u>は、BA炉設計および原型炉設計特別チームに大きく 貢献した。以上に立脚して、図4.1.1に示す<u>液体ダイバータ</u>を含む高熱流機器、低温・ 高温超伝導マグネット、低放射化構造材、長寿命液体ブランケットに関する<u>基本オプ</u> ションと挑戦的オプションに整理し、今後の推進方策の基盤構築に成功した。

4.2 開発研究

図1.1.1の実施計画当初案については概ね実施することが出来た。図1.2.3に示す年 次計画では、特に2012年度からの「定常へリカル型原型炉に向けた電磁石・発電シス テムの工学研究の推進」概算要求採択による特別経費により、低放射化材料、大型高 磁場超伝導マグネット、高熱流プラズマ対向壁、長寿命液体ブランケット、微量トリ チウム管理技術、の主要5課題に関して2015年度まで計画を順次実施することが出来 た。

この間、特に高温超伝導マグネットの分割巻き線方式について、東北大との共同研究によってFFHR設計仕様を満たす見通しを得ることに成功した。並行して、JT-60SAのCSモジュールコイル(実機)の性能評価試験を実施し、BA活動に貢献した。低放射化構造材については、ナノ粒子分散強化による高温特性の改善に成功すると共に、分散強化フェライト鋼やバナジウム合金についての各種の異材接合の開発に成功した。高熱流プラズマ対向壁については、構造材へのタングステン被覆に成功すると共に、タングステンと銅合金との独自手法による安価なろう付け接合に成功し、電子ビーム熱負荷による健全性の確認にも成功した。長寿命液体ブランケットに関しては、チタン微粒子混合によって磁場の影響を受けずに溶融塩の水素溶解度を実効的に向上出来ると共にRF選択加熱によって水素回収が可能であることを提案し、原理実験によって目標達成の実証に概ね成功した。微量トリチウム管理技術に関しては、現在の液体シンチレーターによるバッチ処理と異なり、固体シンチレーターによる微量トリチウム水連続測定システムをメーカーとの協力で開発し、原理実証に成功した。

さらに 2012 年度の大型補正により、主要5課題全てについて実験研究設備の強化 拡大が可能となり、図 1.2.1 の記念式典にて、共同利用・共同研究拠点としての「革 新的エネルギー循環工学研究設備」として立ち上げることが出来た[4.2.1]。

特に主要10設備の「熱・物質流動ループ装置(Oroshhi-2)」、「超高真空クリープ 試験装置」、「高温静水圧焼結接合試験システム(HIP)」、「超高熱負荷試験装置 (ACT2)」、「イオンビーム解析装置(IBA)」、「超高分解能電界放出型走査電子顕微鏡 (FE-SEM)」(以上、総合工学実験棟)、「透過型電子顕微鏡(TEM)」、「集束イオン ビーム/電子ビーム加工観察装置(FIB-SEM)」(以上、大型ヘリカル実験棟)、「温度 可変低温設備」、「大口径高磁場導体試験装置」(以上、超伝導マグネット棟)について は既に共同研究を開始している。



Fig.4.2.1 Establishment of COE on Innovative Energy Circulation Technology in NIFS.

なお、図 4.2.1 に示す「革新的エネルギー循環工学」は、世界トップレベルの当該 研究設備群を国際的な研究拠点とする統合的な研究の進め方についての新しい名称 である。具体的には、核融合工学をエネルギーの生産・変換・輸送・効率の統合科学 と見ることによって、より広い分野の大学や産業界の最先端研究との連携や、更には 生理学、分子生物学、宇宙工学、地球物理、等との異分野融合も併せて、国内外の研 究ネットワークの機能強化に積極的に貢献する構想である。これによって、核融合炉 の早期実現に必要な技術の高度化を加速するとともに、広範な分野での国際的人材育 成や資源活用の効率化を進める計画である[4.2.2]。

[4.2.1] 相良明男、Journal of Plasma and Fusion Research Vol.91(2015)621. [4.2.2] 相良明男、Journal of Plasma and Fusion Research Vol.92(2016)142.

4.3 将来計画

2016年度から2021年度の第3期中期目標・中期計画は以下である:

【中期目標】「核融合科学分野では、我が国における核融合科学研究の中核的研究 拠点として、大学や研究機関とともに核融合科学及び関連理工学の学術的体系化と発 展を図る。環境安全性に優れた制御熱核融合の実現に向けて、大型の実験装置や計算 機を用いた共同研究から、国際協力による核融合燃焼実験への支援までを含む日本全 体の当該研究を推進する。」

【中期計画】「①(LHD計画)略、②(数値実験炉)略、③(核融合工学) 核融合 炉の早期実現を目指し、平成28年度でヘリカル炉の概念設計をまとめ、各開発課題の 数値目標を具体化する。炉設計の精密化の推進、それと連動した基幹機器の高性能化 と高信頼性、規格基準の確立に向けた開発研究を推進することにより、第3期中期目 標期間終了時までに、大型高磁場超伝導マグネットと先進ブランケットシステムの実 規模試作の工学設計をまとめるとともに、ヘリカル炉に向けた学術研究ロードマップ を報告書にまとめる。並行して、第2期で立ち上げた大型設備である「熱・物質流動 ループ」や「大口径強磁場導体試験装置」等の拡充と拠点化による国内外との共同研 究の機能強化、及び規格・基準構築に向けての知見の集積化による核融合工学の体系 化と学際研究への寄与を図るとともに、関連技術の産業界への展開・促進を図る。」

従って、初年度の2016年度中に、ヘリカル炉の概念設計をまとめ、そのための開発 課題の数値目標を具体化すること、を最優先に実施する(補足:当該全体報告書は2016 年度での発行作業であるため、「設計のまとめ」も当該報告書を以て達成済みとする。 並行して、「数値目標の具体化」も計画通りに実施したので当該報告書の補遺として 巻末に掲載した)。次に、炉設計の精密化を推進しつつ、それと連動して第3期終了ま でに大型高磁場超伝導マグネットと先進ブランケットシステムの実規模試作の実施 を目指すが、少なくとも実施を可能とする工学設計をまとめる。

開発研究に関しては、炉設計と連動して、第2期で立ち上げた世界トップレベルの 大型設備である「熱・物質流動ループ」や「大口径強磁場導体試験装置」等を拡充す ると共に、これらによる<u>炉構造機器の実機能実証研究を段階的に推進</u>する。さらに、 国内の大学・研究機関との共同利用・共同研究の機能強化、及び規格・基準構築に向 けての知見の集積化による核融合工学の体系化と学際研究への寄与を図る。併せて、 他分野や産業界、更には国際的な研究連携等を促進することによって、開かれた視点 での「革新的エネルギー循環工学」の拠点形成と若手育成を強化し、異分野融合から 新分野創成も視野に入れながら、核融合炉の早期実現に向けた工学研究を加速する。

これらに立脚して、第3期終了までに、<u>ヘリカル炉に向けた学術研究ロードマップ</u>を報告書にまとめる。

A. 補遺

A.1 核融合工学研究プロジェクト 査読付き論文リスト

						R&	D experin	D	l					
No.	Year	Month	<mark>査読付き論文</mark> 著者、タイトル、巻、号、年、ページ	会議論文 の場合は、 会議名と 発表形式	SC mag. Cryo.	Low Activ. Material	Blanket, FW	Divertor	Tritium, Safetry	Concept, System design	Core plasma control	Plant equip., related tech.	第1 著者 所外	第1 著者 学生
			2010年度											
1	2010	4	 M. Tokitani, N. Yoshida, K. Tokunaga, H. Sakakita, S. Kiyama, H. Koguchi, Y. Hirano, S. Masuzaki, "Microscopic deformation of tungsten surfaces by high energy and high flux helium/hydrogen particle bombardment with short pulses" Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 5, pp.012(4pp) (2010). 					1						
2	2010	5	 D. Kato, T. Kenmotsu, K. Ohya, T. Tanabe, "Linear polarization of photons emitted from excited hydrogen atoms formed above metal surfaces", Contributions to Plasma Physics, Vol. 50, Issues 3-5, pp.445-450 (2010). 	PET-12, poster				1						
3	2010	6	T. Mito, K. Natsume, N. Yanagi, H. Tamura, T. Tamada, K. Shikikachi, N. Hirano, S. Nagaya, "Development of Highly Effective Cooling Technology for a Superconducting Magnet Using Cryogenic OHP,"	MT-21, oral	1									
4	2010	6	Hamajima T., Teshima S., Shibata Y., Yagai T., Tsuda M., Takahata K., Imagawa S., Mito T., "Conceptual design of coaxial multi-layer type CIC for SC magnet of FFHR"		1									
5	2010	6	Champailler, R., Yanagi, N., Bansal, G., Tamura, H., Mito, T., Imagawa, S., Duchateau, J.L., "Experiments of bending strain on reduced-scale HTS conductors for fusion energy	MT-21, poster	1								1	
e	2010	6	S. Morita, M. Goto, R. Katai, C. Dong, H. Sakaue, H. Zhou, "Observation of Magnetic Dipole Forbidden Transitions in LHD and Its Application to Burning Plasma Diagnostics", Plasma Science and Technology, Vol.12, No.3, pp.341 (2010).					1						
7	2010	6	S. Morita, M. Goto, R. Katai, C. Dong, H. Sakaue, H. Zhou, "Observation of Magnetic Dipole Forbidden Transitions in LHD and Its Application to Burning Plasma Diagnostics", Plasma Science and Technology, Vol. 12, No. 3, pp.341 (2010).					1						
8	2010	7	 J. Miyazawa, H. Yamada, R. Sakamoto, H. Funaba, K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, K. Ida, T. Morisaki, S. Murakami, S. Inagaki, and LHD Experiment Group, "Characteristics of the global energy confinement and central pressure in LHD", Fusion Science and Technology Vol. 58 pp.29-37 (2010). 								1			
ç	2010	7	J. Miyazawa, S. Masuzaki, R. Sakamoto, B.J. Peterson, N. Tamura, M. Goto, M. Kobayashi, M. Shoji, T. Akiyama, H. Yamada, and LHD Experiment Group, "Density limits for the core and edge plasmas related to the local temperatures in LHD",								1			
10	2010	7	 S. Imagawa, A. Sagara, H. Yamada, N. Nakajima, A. Komori, O. Motojima, LHD Experiment Group, "Prospects Toward an Integrated Heliotron Fusion Reactor", Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.593-598 (2010). 							1				

r	T			r				1	1					r i
			M. TOKITANI, N. YOSHIDA, M. MIYAMOTO, T. HINO, Y. NOBUTA, S. MASUZAKI, N. ASHIKAWA, A. SAGARA, N. NODA, H. YAMADA, A.											
11	2010	7	KOMORI, and LHD EXPERIMENT GROUP,				1	1						
			"CHARACTERIZATION OF SURFACE MODIFICATIONS OF PLASMA-FACING											
			COMPONENTS IN LHD", Eusien Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.205-220 (2010)											
			S. MASUZAKI, N. ASHIKAWA, K. NISHIMURA, M. TOKITANI, T. HINO, Y.											
			YAMAUCHI, Y. NOBUTA, N. YOSHIDA, M. MIYAMOTO, A. SAGARA, N.											
12	2010	7	NODA, H. YAMADA, A. KOMORI, and LHD EXPERIMENT GROUP,				1							
			"WALL CONDITIONING IN LHD",											
			Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.297-304 (2010).											
10	2010	7	Tamura, H., Imagawa, S., Takahata, K., Mito, T., Sagara, A.,	EUCAS200	1					1				
13	2010	/	"Rigidity evaluation of a superconducting helical coil for an LHD-type fusion magnet", Journal of Physical Conference Series Vol. 224, Journal of Physical (2010)	9, poster	1					1				
			CHIKARAISHI H INOLIE T TAKAMI S AOYAMA K HAGA T											
			"DC Power Supplies for LHD Superconducting Magnets and Their Enhancement for											
14	2010	7	Dynamic Control of the Magnetic Field",		1							1		
			Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.586-592 (2010).											
			Takashi Watanabe, Masatoshi Kondo, Takuya Nagasaka, Akio Sagara,											
15	2010	8	"Corrosion characteristic of AlN, Y2O3, Er2O3 and Al2O3 in Flinak for molten salt	APFA 2009,			1							1
		-	blanket system",	poster			_							_
			Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, Vol. 9, pp.342-347 (2010).											
16	2010	8	1. Oolo, 1. Suzuki, K. 1. Walandoe, S. Innagawa and A. Sagara, "Core Plasma Design of a Heliotron Reactor"	ISHW-17,						1				
10	2010	0	Contribution to Plasma Physics, Vol. 5, No. 6-7, pp. 620-623 (2010)	oral						1				
			J. Miyazawa, T. Morisaki, M. Goto, R. Sakamoto, G. Motojima, M. Kobayashi, K.Y.											
			Watanabe, H. Funaba, I. Yamada, K. Tanaka, A. Murakami, H. Yamada, and LHD											
17	2010	8	Experiment Group,								1			
17	2010	0	"Bessel function model of the electron pressure profile normalized by gyro-Bohm type								1			
			parameter dependence",											
			Journal of Plasma Fusion Research SERIES, Vol. 9, pp.94-99 (2010).											
			Sakamoto and H. Yamada											
18	2010	8	"Characteristics of hydrogen supersonic cluster beam generated by a Laval nozzle".								1			1
			Journal of Plasma Fusion Research SERIES, Vol. 9 pp.79-83 (2010).											
			M. Tanaka,											
19	2010	8	"Electrochemical hydrogen pump using a high temperature type proton conductor	APFA 2009,					1					
17	2010	Ŭ	under reduced pressure,"	poster					1					
			Journal of Plasma Fusion Research SERIES, Vol. 9, pp.352-357 (2010).			-	-	-	-		-			-
			SHIMODA Min Soo SUH Euroinghu SATO, Toshiyuki IIDA, Akiro KOHVAMA	A DE A 2000										
20	2010	8	and Takeo MUROGA	noster		1								
			"Electrical Insulating Performances of SiC Materials under Gamma-Ray Irradiation".	poster										
			T. Hino, Y. Hashi, Y. Yamauchi, K. Nishimura, N. Ashikawa, A. Sagara, N. Noda, A.				1	1	1					
			Komori, O. Motojima,											
21	2010	8	"Deuterium retention of boron-titanium and reduction of deuterium retention after				1						1	
			helium ion irradiations",											
			Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issue 5, pp.655-660 (2010).					 	<u> </u>					
27	2010	Q	1 anagi, in., INISIMMURA, K., OOIO, L., Sagara, A., MIOIOJIMa, U., "Configuration studies on the heliotron fusion energy reactor with solit type balical	ISHW-17,						1				
	2010	0	coils"	poster						1				

		1	H A Sakaue N Nakamura E Watanabe A Komatsu and T Watanabe									
23	2010	Q	"A compact EBIT for spectroscopic studies of moderate charge state ions"					1				
23	2010	0	A compact EBTT for spectroscopic studies of moderate charge state forms,					1				
			Journal of Instrumentation, Vol.5, pp.C08010(7pp) (2010).							 		
			N. Nakamura, C.J. Fred, Z. Hu, D. Kato, A. Komatu, Y.Li, I. Murakami, H. Ohashi, S	•								
			Ohtani, H. A. Sakaue, M. Sakurai, M. Tona, XM. Tong, H. Watanabe, T. Watanabe,									
24	2010	8	C. Yamada, N. Yamamoto, A. Yamazaki,					1			1	
			"Activities at the Tokyo EBIT 2010",									
			Journal of Instrumentation, Vol. 5 pp.C08007 (2010).									
			H A Sakaue N Nakamura E Watanabe A Komatsu and T Watanabe									
25	2010	8	"A compact EBIT for spectroscopic studies of moderate charge state ions"					1				
25	2010	0	Lournel of Instrumentation Vol. 5 nr CO2010 (2010)					1				
			Journal of Instrumentation, Vol. 5 pp. C08010 (2010).						ł	 		
			I. I. U. TOISUKIIIIIA, D. KAIO,									
26	2010	9	"Resonance charge exchange between excited states in slow proton-hydrogen					1			1	
			collisions",									
			Qunying Huang, Sheng Gao, Zhiqiang Zhu, Zhihui Guo, Xinzhen Ling, Zilin Yan,									
			Masatoshi Kondo, Valentyn Tsisar, Takeo Muroga, Yican Wu, FDS Team,									
27	2010	10	"Corrosion Experiments of the Candidate Materials for Liquid Lithium Lead Blanket o	f			1				1	
			Fusion Reactor",									
			Advances in Science and Technology Vol. 73, pp 41-50 (2010)									
			T Muroga T Nagasaka PE Zheng and IM Chen							 		
28	2010	10	"Microstructural Control for Improving Properties of V_4Cr_4Ti Allovs"	CIMTEC20		1						
20	2010	10	Advances in Science and Technology Vol. 72, np. 22, 26 (2010)	10, invited		1						
	-		Advances in Science and Technology, Vol. 75, pp.22-26 (2010).							 		
			C. S. Harte, C. Suzuki, I. Kato, H. A. Sakaue, D. Kato, K. Sato, N. Tamura, S. Sudo,									
			R. D' Arcy, E. Sokell, J. White and G O'Sullivan,									
29	2010	10	"Tungsten spectra recorded at the LHD and comparison with calculations",					1			1	
			Journal of Physisc B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 43, No. 20,									
			pp.205004 (2010).									
			C. S. Harte, C. Suzuki, T. Kato, H. A. Sakaue, D. Kato, K. Sato, N. Tamura, S. Sudo,									
			R. D' Arcy, E. Sokell, J. White and G O'Sullivan,									
30	2010	10	"Tungsten spectra recorded at the LHD and comparison with calculations".					1			1	
			Journal of Physics B Atomic Molecular and Ontical Physics Vol. 43 Issue 20					_			-	
			southar of Thysics D Monte inforeentar and Optical Thysics, vol. 45, issue 20, $nn 205004 (14nn) (2010)$									
			V. D. Shavalka, D. Kata, M.S. Litaaray, H. Tayyara						ł	 		
			V.I. Sheverko, D. Kato, M.S. Elisatev, H. Tawala,									
			The energy-deposition model: electron loss of heavy lons in collisions with neutral									
31	2010	11	atoms at low and intermediate energies",					1			1	
			Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 43, No. 21,									
			pp.215202(9pp) (2010).									
			K. Yoshida, K. Tsuchiya, K. Kizu, H. Murakami, K. Kamiya, T. Obana, K. Takahata,									
22	2010	11	M. Peyrot, P. Barabaschi,		1						1	
32	2010	11	"Development of JT-60SA superconducting magnet system",		1						1	
			Physica C: Superconductivity and its applications. Volume 470, Issue 20, pp 1727-									
			Sanieev K. Sharma, Hideki Zushi, Ikuji Takagi, Yuki Hisano, Mizuki Sakamoto, Yuta	1						 		
1		1	Higashizono Taichi Shikama Sigeru Morita Tetsuo Tanabe Naoaki Yoshida									
			Kazuaki Hanada Makoto Hasegawa Ocamu Mitarai Kazuo Nakamura Hiroshi Idai									
22	2010	11	Kazuaki manaua, makoto masegawa, Osamu mitarai, Kazuo makamura, mitosin idei,				1				1	
53	2010	11	Konnosuke IN.Sato, Snoji Kawasaki, Hisatoshi Nakashima, Aki Higashijima, Yousuke				1				1	
1			Nakashima, et al.,									
1			"Measurement of hydrogen permeation due to atomic flux using permeation probe in									
			the spherical tokamak QUEST",	1			1		1			

				1								1			
		Tomoko Ohshima, Masatoshi Kondo, Masahiro Tanaka, Takeo Muroga, Akio Sagara,													
010	12	"Hydrogen transport in molten salt Flinak measured by solid electrolyte sensors with Pc	ISFNT-9,			1									
010	12	electrode",	poster			1									
		Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp. 1841–1846 (2010).	•												
		Takuya Nagasaka Masatoshi Kondo Takeo Muroga Akio Sagara Osamu Motojima													
		Tateuva Teuteumi. Tateuva Oichi													
010	10	"Development of outine median exclusion of low estimation metanicle estimation for the state	SOFT,		1	1									
010	12	Development of anti-corrosion coating on low activation materials against fluoridation	poster		1	1									
		and oxidation in Flibe blanket environment",	•												
		Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010).													
		河野孝央 、野村貴美、													
010	12	作業環境測定:空気中放射性物質濃度に関するアンケート調査(第2						1							
010	12	報)」、						1							
		日本放射線安全管理学会誌、Vol. 9, No. 1, pp.54-61 (2010).													
		河野孝央、													
010	12	「カリウム肥料で製作した自然放射能線源と放射線教育への応用」、						1							
		日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.126-132 (2010).													
		桝本和義、野村貴美、河野孝央、													
010	12	「作業環境測定(空気中RI濃度)アンケート調査に関する活動の最終報告」、						1				1			
		日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.154-157 (2010).													
		Tatsuhiko Uda, Takao Kawano, Masahiro Tanaka, Satoshi Tomatsuri, Takeshi Ito,													
	Katsuyoshi Tatenuma,	Katsuyoshi Tatenuma,													
010	12	"Detection efficiency of plastic scintillator for gaseous tritium sampling and	ISFNT-9,					1							
010	12	measurement system"	poster					1							
		Ensine Ensineering and Davier, Mal 95, Januar 7, 0, and 1474, 1479 (2010)													
		Fusion Engineering and Design, vol. 65, issues 7-9, pp.1474-1476 (2010).													
	0 12	10 12	10 12												
010		Recovery of hydrogen from gas mixture by an intermediate-temperature type proton	ISFN I -9,					1							
		conductor,"	poster												
		Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1038-1043 (2010).													
			K. Kotoh, M. Tanaka, S. Takashima, T. Tsuge, Y. Asakura, T. Uda, T. Sugiyama												
010	12	"Verification of hydrogen isotope separation/enrichment by pressure swing adsorption	ISFNT-9,					1				1			
010	12	process: Successive enrichment of deuterium using SZ-5A column,"	poster					1				1			
		Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1992-1998 (2010).													
		T. Wajima, K. Munakata, T. Takeishi, K. Hara, K. Wada, K. Katekari, K. Inoue, Y.													
		Shinozaki, K. Mochizuki, M. Tanaka, T. Uda	ISFNT-9.												
010	12	"Water vapor adsorption characteristics of honevcomb adsorbents "	poster					1				1			
		Fusion Engineering and Design Vol. 85 Issues 7-9 nn 1064-1067 (2010)	r												
		V P Shevelko D Kato H Tawara I Yu Tolstikhina													
010	12	"Atomia Charge Changing Processes in Plasmas"					1					1			
010	12	Romic Charge-Changing Flocesses in Flasmas,					1					1			
		Plasma and Fusion Research: Regular Article, Vol. 5, S2012(7pp) (2010).													
		Akto Sagara, Yuri Igitknanov, Farrokn Najmabadi	ISFNT-9,												
010	12	"Review of stellarator/heliotron design issues towards MFE DEMO",	invited						I						
		Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1336–1341 (2010).													
		T. Muroga, B.A. Pint,	ISFNT-9												
010	12	"Progress in the development of insulator coating for liquid lithium blankets",	invited			1									
		Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1301-1306 (2010).	myneu												
		S. Fukada, Y. Edao, A. Sagara.													
010	12	"Effects of simultaneous transfer of heat and tritium through Li–Pb or Flibe blanket",				1						1			
	 110 110	10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12 10 12	10 12 110 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 111 12 112 14 113 12 114 12 115 12 116 12 117 12 118 14 119 14 110 12 12 14 131 14 14 14 15 15 16 12 17 14 12 17 131 12 14 14 15 <td>10 12 "Hydrogen transport in molten sall Flinak measured by solid electrolyte senors with PLISFNT-9, poster 10 12 "Hydrogen transport in molten sall Flinak measured by solid electrolyte senors with PLISFNT-9, poster 110 12 "Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). 12 "Development of anti-corrosion coating on low activation materials against fluoridation and oxidation in Filbe blanket environment", Pusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 10 12 "If #案環境環境測定: 空気中放射性物質濃度に関オるアンケート調査(第2 報)」, 日本放射線安全管理学会誌、Vol.9, No. 1, pp.54-61 (2010). SOFT, poster 10 12 「JU po.BEHで製作した自然放射能線源之放射線数有への応用」, 日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.126-132 (2010). Fur 11 12 「Fræ環境測定(空気中Right) アンケート調査に関オる活動の最終報告), 日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.154-157 (2010). Fursion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1474-1478 (2010). 10 12 "Detection efficiency of plastic scintillator for gaseous tritium sampling and measurement system". Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1041-1478 (2010). ISFNT-9, poster 11 2 "Detection efficiency of plastic scintillator for gaseous tritium sampling and measurement system". Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1038-1043 (2010). ISFNT-9, poster 12 "Detection e</td> <td>Tomoso Jonania, Takasan Tomoso Janamo Janamo Janasan Takasan Janco Mosogania, Janco Janga, Jako Jako Jako Jako Jako Jako Jako Jako</td> <td>10 12 Thydrogen transport in molen salt Finak measured by solid electrolyte sensors with PLISFNT-9, electrode*, Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). poster 10 12 Takuya Nagasaka, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Akio Sagara, Osamu Motojima, Takuya Tsutsumi, Tatsuya Osihi, SOFT, Poster poster 10 12 Toevelopment of anti-corrosion coating on low activation materials against fluoridation and oxidation in Fibe blanket environment*, Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 10 12 The%agit@it@it@it@it@it@it@it@it@it@it@it@it@i</td> <td>100 12 Thydrogen transport in molten sail Flinak measured by solid electroly essensor with Pd ISFNT-9, electrode", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). poster 1 10 12 Theydrogen transport in molten sail Flinak measured by solid electrolyte sensors with Pd ISFNT-9, electrode", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). poster 1 11 Taskaya Nagasaka, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Akio Sagara, Osamu Motojima, and oxidation in Filbe blanket environment", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 10 12 Therapdgäng: SQL, Wol. 9, No. 1, pp.54-61 (2010). SOFT, poster 1 11 12 Therapdgäng: SQL, Wol. 9, No. 2, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 12 12 Therapdgäng: SQL, No. 1, pp.54-61 (2010). SOFT, poster 1 12 12 Thydrage Tragge Trag</td> <td>Industry of the second state of the secon</td> <td>100 12 Tydrogen transport in moller safe Flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk mean flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk mean flin</td> <td>Control Control in moles and Fluck index (Mark Mark Parks) Image Provided Control in Mark Parks I</td> <td>10 12 Tybrogen transport in molten sal Flink mesared by solid electrolyte sensors with PJSFNT-9, electrode. 1 1 11 Pathogen transport in molten sal Flink mesared by solid electrolyte sensors with PJSFNT-9, electrode. 1 1 12 Takyn Negasak, Missiando Kakob, Takeo Marga, Akio Sagun, Osanna Motojima, and oxiation in Flinkenerity and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOPT, poster 1 1 10 12 Takyn Negasak, Missiando Kakob, Takeo Marga, Akio Sagun, Osanna Motojima, and oxiation in Flinkenerity and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOPT, poster 1 1 10 12 Takyn Negasak, Takyn Negasak, No. 19, No. 1, pp.54-61 (2010). 1 1 11 12 Takyn Negasak, Tokyn Negasak, No. 19, No. 1, pp.54-61 (2010). 1 1 12 12 Takyn Negasak, Tokyn Negasak, Tokyn Negas, Nu. 19, No. 1, pp.14-61 (2010). 1 1 12 Takyn Negasak, Tokyn Negasak, Tok</td> <td>Line Decision and Paradian Construction Product Sections with PLSPNT-9, poster 1 1 12 Tybicogen transport in moltin sulf Plant measured by solid electrolyte sensors with PLSPNT-9, poster 1 1 10 12 Takya Tsauga Tsauga Tsauga Osta, Takya Tsauga Osta, Manada Mater avrianment and the plant measured by solid electrolyte sensors with PLSPNT-9, poster 1 1 10 12 Takya Tsauga Osta, Materia Mater avrianment and Design, Vol. S5, Issues 7-9, pp. 1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 74 19 1 1 1 12 79 7 15 10 1 1 12 79 74 19 20 1 1 12 74 74 74 74 74 74 74</td> <td>Phytogen many many many many many many many man</td>	10 12 "Hydrogen transport in molten sall Flinak measured by solid electrolyte senors with PLISFNT-9, poster 10 12 "Hydrogen transport in molten sall Flinak measured by solid electrolyte senors with PLISFNT-9, poster 110 12 "Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). 12 "Development of anti-corrosion coating on low activation materials against fluoridation and oxidation in Filbe blanket environment", Pusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 10 12 "If #案環境環境測定: 空気中放射性物質濃度に関オるアンケート調査(第2 報)」, 日本放射線安全管理学会誌、Vol.9, No. 1, pp.54-61 (2010). SOFT, poster 10 12 「JU po.BEHで製作した自然放射能線源之放射線数有への応用」, 日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.126-132 (2010). Fur 11 12 「Fræ環境測定(空気中Right) アンケート調査に関オる活動の最終報告), 日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.154-157 (2010). Fursion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1474-1478 (2010). 10 12 "Detection efficiency of plastic scintillator for gaseous tritium sampling and measurement system". Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1041-1478 (2010). ISFNT-9, poster 11 2 "Detection efficiency of plastic scintillator for gaseous tritium sampling and measurement system". Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1038-1043 (2010). ISFNT-9, poster 12 "Detection e	Tomoso Jonania, Takasan Tomoso Janamo Janamo Janasan Takasan Janco Mosogania, Janco Janga, Jako Jako Jako Jako Jako Jako Jako Jako	10 12 Thydrogen transport in molen salt Finak measured by solid electrolyte sensors with PLISFNT-9, electrode*, Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). poster 10 12 Takuya Nagasaka, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Akio Sagara, Osamu Motojima, Takuya Tsutsumi, Tatsuya Osihi, SOFT, Poster poster 10 12 Toevelopment of anti-corrosion coating on low activation materials against fluoridation and oxidation in Fibe blanket environment*, Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 10 12 The%agit@it@it@it@it@it@it@it@it@it@it@it@it@i	100 12 Thydrogen transport in molten sail Flinak measured by solid electroly essensor with Pd ISFNT-9, electrode", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). poster 1 10 12 Theydrogen transport in molten sail Flinak measured by solid electrolyte sensors with Pd ISFNT-9, electrode", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010). poster 1 11 Taskaya Nagasaka, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Akio Sagara, Osamu Motojima, and oxidation in Filbe blanket environment", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 10 12 Therapdgäng: SQL, Wol. 9, No. 1, pp.54-61 (2010). SOFT, poster 1 11 12 Therapdgäng: SQL, Wol. 9, No. 2, pp.1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 12 12 Therapdgäng: SQL, No. 1, pp.54-61 (2010). SOFT, poster 1 12 12 Thydrage Tragge Trag	Industry of the second state of the secon	100 12 Tydrogen transport in moller safe Flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk mean flinkk measured by solid electrolyte sensorigation of the safe flinkk mean flin	Control Control in moles and Fluck index (Mark Mark Parks) Image Provided Control in Mark Parks I	10 12 Tybrogen transport in molten sal Flink mesared by solid electrolyte sensors with PJSFNT-9, electrode. 1 1 11 Pathogen transport in molten sal Flink mesared by solid electrolyte sensors with PJSFNT-9, electrode. 1 1 12 Takyn Negasak, Missiando Kakob, Takeo Marga, Akio Sagun, Osanna Motojima, and oxiation in Flinkenerity and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOPT, poster 1 1 10 12 Takyn Negasak, Missiando Kakob, Takeo Marga, Akio Sagun, Osanna Motojima, and oxiation in Flinkenerity and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010). SOPT, poster 1 1 10 12 Takyn Negasak, Takyn Negasak, No. 19, No. 1, pp.54-61 (2010). 1 1 11 12 Takyn Negasak, Tokyn Negasak, No. 19, No. 1, pp.54-61 (2010). 1 1 12 12 Takyn Negasak, Tokyn Negasak, Tokyn Negas, Nu. 19, No. 1, pp.14-61 (2010). 1 1 12 Takyn Negasak, Tokyn Negasak, Tok	Line Decision and Paradian Construction Product Sections with PLSPNT-9, poster 1 1 12 Tybicogen transport in moltin sulf Plant measured by solid electrolyte sensors with PLSPNT-9, poster 1 1 10 12 Takya Tsauga Tsauga Tsauga Osta, Takya Tsauga Osta, Manada Mater avrianment and the plant measured by solid electrolyte sensors with PLSPNT-9, poster 1 1 10 12 Takya Tsauga Osta, Materia Mater avrianment and Design, Vol. S5, Issues 7-9, pp. 1261-1265 (2010). SOFT, poster 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 14 1 1 1 10 12 74 19 1 1 1 12 79 7 15 10 1 1 12 79 74 19 20 1 1 12 74 74 74 74 74 74 74	Phytogen many many many many many many many man		

	-					1		1	1					
				Masatoshi Kondo, Takuya Nagasaka, Valentyn Tsisar, Akio Sagara, Takeo Muroga,										
				Takashi Watanabe, Tomoko Oshima, Yukihiro Yokoyama, Hiroshi Miyamoto, Eiji										
	-			Nakamura, Naoki Fujii,										
4	20.	10	12	"Corrosion of reduced activation ferritic martensitic steel JLF-1 in purified Flinak at				1						
				static and flowing conditions"										
				Eusion Engineering and Design Vol. 85 Jasues 7.0 np 1430 1436 (2010)										
				Kanji Okupo, Sachiko Suzuki, Makoto Kohayashi, Pia Kurata, Matsuyama Masao										
				Nacho Ashikawa Akia Sacara Vacuhica Ora										
48	3 201	10	12	INAOKO Asilikawa, Akio Sagara , Tasulisa Oya,				1					1	
				Retention behavior of hydrogen isotopes in boron film deposited on SS-316 for LHD										
				first wall",		-			-				 	
				Hino, T., Kimura, M., Yamauchi, Y., Nishimura, K., Ashikawa, N., Nobuta, Y.,										
40	20	10	12	"Performances of inert gas glow discharges for reductions of fuel hydrogen retention						1			1	
	20	10	12	and helium retention",						1			1	
				Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.974-978 (2010).										
				S. H. Bhuiya, H. Yamanishi and T. Uda,										
50	20	10	12	"Method of H*(10) evaluation considering practical neutron field by the developed						1				1
				monitor",										
				I. Murakami, H.A. Sakaue, N. Yamamoto, D. Kato, S. Morita, T. Watanabe,										
51	20	10	12	"Analysis of Fe XXI spectral line measured in LHD plasma".					1					
_	_			Plasma and Fusion Research, Vol. 5, pp S2021 (2010)										
				Ueki Y Kunugi T Kondo M Sagara A Morley NB Abdou MA										
50	20	10		"Consideration of Alumina Coating Fabricated by Sol-Gel Method for PbI i Flow "				1					1	
52	20	10		Green Energy and Technology, Vol. 44, pp. 373–370 (2010)				1					1	
				I Murakami N Vamamoto H A Sakaue S Morita D Kato T Kato										
				"Diagma diagnostics by the intensity ratios of emission lines of Equipment										
53	3 20	10		riasina diagnostics by the intensity fatios of emission lines of re fons and					1					
				recommended excitation rate coefficients",										
				IAEA Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion (2010)		-								
				valentyn Tsisar, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Olga										
54	1 201	1 1	1	Yeliseyeva,	normal		1	1					1	
_				"Phase-structural transformations in the RAF/M, F/M and model F/ODS steels exposed										
				to lithium - corrosion-induced coarsening of substructure and effect of alloying										
				K.M. Aggarwal, T. Kato, F.P. Keenan and I. Murakami,										
5.5	20	11	1	"Energy levels, radiative rates and electron impact excitation rates for transitions in He-					1				1	
5.	20	11	1	like Li II, Be III, B IV and C V",					1				1	
				Physica Scripta, Vol. 83, Issue 1, pp.015302(18pp) (2011).										
				H. Murakami, T. Ichige, K. Kizu, K. Tsuchiya, K. Yoshida, T. Obana, S. Hamaguchi,										
-		1.1	1	K. Takahata, N. Yanagi, T. Mito, S. Imagawa,		1							1	
56	20	11	I	"Stability margin of NbTi CIC conductor for JT-60SA equilibrium field coil".		1							1	
				IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 21, Issue 3, pp. 1991-1994										
				2011年度										
				H. A. Sakaue, N. Yamamoto, S. Morita, N. Nakamura, C. Chen, D. Kato. H. Kikuchi.										
				I. Murakami, S. Ohtani, H. Tanuma, T. Watanabe and H. Tawara.		1								
57	7 20	11	4	"Electron density dependence of intensity ratio for FeXXII extreme ultraviolet emission					1					
			•	lines arising from different ground levels in Electron Beam Ion Tran and Large Helical					-					
				Device"										
<u> </u>				I Murakami D Kato H A Sakaue T Takako D Xiaobin S Morita M Kitaiima F									 	
				Koike N Nakamura N Sakamoto A Sasdaki I Skohalav H Tsuchida A Hantoav										
50	2 20	11	5	T Watanaba N Vamamoto		1			1					
50	20	11	5	1. Watahaoo, W. Landallolo,		1			1					
				Database and Related Activities in Japan,										
1	1	1		AIP Conference Proceedings, Vol. 1344, pp.96 (2011).		1	1	1	1	1	1	1		1

			V Notowno T Mito at al				1	1			1			
			K. Natsume, T. Ivino, et al.,	ACASC200										
59	2011	6	"Heat transfer characteristics of cryogenic oscillating heat pipes for high temperature	9.	1									1
			superconducting magnets,"	oral										
			Cryogenics, Vol. 51, Issue 6, pp.309-314 (2011).											
			Komori, A., Kaneko, O., Sakakibara, S., Horiuchi, R., Sagara, A., Yamada, H.,											
60	2011	6	Takeiri, Y.,		1	1	1	1	1	1	1	1		
			"Activity of National Institute for Fusion Science toward realization of helical fusion											
			J. Yatsurugi, E. Watanabe, H. Ohashi, H. A. Sakaue, and N. Nakamura,											
61	2011	6	"EUV spectroscopy of highly charged ions with high- and low-energy EBITs",					1						1
			Physica Scripta, Vol.T144, pp.014031(3pp) (2011).											
			A. Komatsu, J. Sakoda, N. Nakamura, H. A. Sakaue, X. Ding, D. Kato, I. Murakami											
			and F. Koike.											
62	2011	6	"Visible spectroscopy of highly charged tungsten ions"					1						1
			Physica Scripta Vol T144 pp 014012(3pp) (2011)											
			A Komatsu I Sakoda N Nakamura H A Sakaue X Ding D Kato I Murakami F											
63	2011	6	Kojka					1					1	
05	2011	0	Noike,					1					1	
			Visible spectroscopy of nighty charged tungsten ions,											
~	2011	6	J. Fatsurugi, E. watanabe, H. Onasin, H. A. Sakaue, N. Nakamura,										1	
64	2011	6	"EUV spectroscopy of highly charged ions with high- and low-energy EBITS",					1					1	
			Physica Scripta Vol. T144, pp.014031(3pp) (2011).											
			Katsushi Matsuoka, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Junya Osuo, Naoko Ashikawa,											
65	2011	7	Akio Sagara, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno,				1						1	
00	2011	,	"Impurity Effects on Hydrogen Isotope Retention in Carbon-Oxygen Containing Boror	ı			1						1	
			Films",											
			Izumi Murakami, Daiji Kato, Hiroyuki A. Sakaue, Suguru Masuzaki,	ITC 20										
66	2011	7	"Effect of Radiation Power Loss due to Impurity Gas Puff on Divertor Plasma",	nc-20,				1						
			Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2403209(4pp) (2011).	poster										
			Xiao-Bin Ding, Fumihiro Koike, Izumi Murakami, Daiji Kato, Hiroyuki A Sakaue,											
			Chen-Zhong Dong, Nobuyuki Nakamura, Akihiro Komatsu and Junpei Sakoda,											
		_	"Ab initio multi-configuration Dirac–Fock calculation of M1 visible transitions among											
67	2011	7	the ground state multiplets of the W26+ ion"					1						
			Journal of Physics B: Atomic Molecular and Ontical Physics Vol 44 Issue 14											
			145004(6np) (2011)											
			Nagato YANAGI Oleg A SHYSHKIN Takuya GOTO Hiroshi KASAHARA											
			Junichi MIVA7AWA and Akio SAGADA											
69	2011	7	"Eassibility of Daducad Tritium Circulation in the Heliotron Depater by Enhancing	ITC-20,					1	1	1			
00	2011	/	Feasibility of Reduced Thruth Chculation in the Henouton Reactor by Elinancing	poster					1	1	1			
			Fusion Reactivity Using ICRF,											
			Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2405046 (2011).											
		_	Akio Sagara, Yasuji Kozaki, Masaniro Tanaka, and Takuya Goto,	TOFE-19,										
69	2011	7	"IMPACT OF BURNING PLASMA ON FUSION TECHNOLOGY	plenary			1			1				
			DEVELOPMENT",	F2										
			T. Muroga, D.K. Sze, K. Okuno et al.,											
70	2011	7	"MIDTERM SUMMARY OF JAPAN-US FUSION COOPERATION PROGRAM	TOFE-19,		1	1		1					
,0		, ,	TITAN",	invited			1		· ·					
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 1, pp.321-328 (2011).											
			Takuya GOTO, Junichi MIYAZAWA, Teruya TANAKA, Nagato YANAGI and Akio											
71	2011	7	SAGARA,	ITC 20 oral						1				
/1	2011	/	"A Robust Design Window for the Heliotron DEMO Reactors",	11C-20, oral						1				
			Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2403083(4pp) (2011).	1				1						
72	2011	7	D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, T. Muroga, "Interstitial diffusion of C interacting with ambient H in tungsten crystals", Plasma and Fusion Research: Regular Article, Vol. 6, pp.2405062(4pp) (2011).	ITC-20, poster			1							
----	------	---	---	-------------------------	---	---	---	---	---	---	---	--		
73	2011	7	I.Yu. Tolstikhina, D. Kato, V.P. Shevelko, "Influence of the isotope effect on the charge exchange in slow collisions of Li, Be, and C ions with H, D, and T", Physical Review A, Vol. 84, Issue 1, pp.012706(6pp) (2011).			1					1			
74	2011	7	Oleg A. SHYSHKIN, Anton O. MOSKVITIN, Yuliya K. MOSKVITINA, Nagato YANAGI and Akio SAGARA, "Ignition Analysis for D Plasma with Non-Maxwellian 3He Minority in Fusion Reactors",					1	1	1	1			
75	2011	7	Hideaki MATSUURA, Osamu MITARAI, Akio SAGARA and Yasuyuki NAKAO, "Alpha Particle Slowing-Down Characteristics and the Effect on MHD Instability Excitation at High-Density Operation Points in FFHRs", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2403085(5pp) (2011).							1	1			
76	2011	7	K. Takahata, H. Tamura, T. Mito, and S. Imagawa, "Critical current of react-and-jacket processed Nb3Sn conductor", Cryogenics, Vol. 51, Issue 7, pp.397-399 (2011).		1									
77	2011	7	Wajima, T., Munakata, K., Takeishi, T., Hara, K., Wada, K., Katekari, K., Inoue, K., Shinozaki, Y., Mochizuki, K., Tanaka, M., Uda, T., "Adsorption characteristics of water vapor on zeolitic materials for Honeycomb-type adsorbent", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2405031(4pp) (2011).	ITC-20, poster				1			1			
78	2011	7	Tanaka, M., Uda, T., Munakata, K., "Water vapor adsorption properties of honeycomb-type zeolites for tritium removal systems".	ITC-20, poster				1						
79	2011	7	I. Murakami, D. Kato, H. A. Sakaue S. Masuzaki, "Effect of radiation Power Loss due to Impurity Gas Puff on Divertor Plasma", Plasma Fusion Research, Vol.6, pp.2403029 (4pp) (2011).				1							
80	2011	8	Nagato Yanagi, Toshiyuki Mito, Romain Champailler, Gourab Bansal, Hitoshi Tamura Akio Sagara, "Design Progress on the High-Temperature Superconducting Coil Option for the Heliotron-Type Fusion Energy Reactor FFHR", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 2, pp.648-652 (2011).	, TOFE-19, poster	1									
81	2011	8	Masato Suzuki, Rie Kurata, Makoto Kobayashi, Naoko Ashikawa, Akio Sagara, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno, "Retention behaviors of hydrogen isotope in boron film exposed to H–H discharge in LHD",			1					1			
82	2011	8	Yasuhisa Oya, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Wanjing Wang, Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Naoaki Yoshida, Yuji Hatano, Kenji Okuno, "Dynamics of hydrogen isotope trapping and detrapping for tungsten under simultaneous triple ion (C+, D2+ and He+) implantation", Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S701-S704 (2011).			1					1			
83	2011	8	I. Takagi, S.K. Sharma, H. Zushi, R. Imade, T. Komura, Y. Hisano, Y. Hatano, Y. Nakamura, A. Sagara, N. Ashikawa, "Hydrogen permeation and recombination in Ni membrane placed on spherical tokamak QUEST", Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S692-S695 (2011).			1					1			

			M. Tokitani, N. Yoshida, S. Masuzaki, N. Noda, A. Sagara , H. Yamada, A. Komori,										
84	2011	8	LHD experiment group, S. Nagata, B. Tsuchiya,					1					
01	2011	Ŭ	"Plasma surface interaction on the surface of tungsten divertor tiles in LHD",					1					
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S87-S91 (2011).										
			Masatoshi Kondo, Takashi Watanabe, Teruya Tanaka, Akio Sagara,										
85	2011	8	"Nitriding treatment of reduced activation ferritic steel as functional layer for liquid	ITC-20,		1							
85	2011	0	breeder blanket",	poster		1							
			Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2405117(4pp) (2011).										
			T. Goto, Y. Suzuki, N. Yanagi, K. Y. Watanabe, S. Imagawa, A. Sagara,	IAEA-									
86	2011	8	"Importance of helical pitch parameter in LHD-type heliotron reactor designs",	FEC23,						1			
			Nuclear Fusion, Vol. 51, No. 8, pp.083045(8pp) (2011).	poster									
			D. Kato, T. Kenmotsu, K. Ohya, T. Tanabe,	•									
			"Linear polarization of photon emissions from reflected neutrals of atomic hydrogen at	PSI-19,									
87	2011	8	high-Z first-wall surfaces".	poster			1						
			Iournal of Nuclear Material Vol 415 Issue 1 Supplement 1 pp S1162-S1165 (2011)	r									
			T Tanaka S Sato K Kondo K Ochiai I Murata K Takakura F Sato W Kada T										
			lida C. Konno and T. Muroga										
88	2011	8	"MEASUREMENT OF REACTION RATES IN LIV. ALLOY ASSEMBLY WITH 14	TOFE-19,			1						
00	2011	0	MEXICAL AND A DIATION "	plenary, oral			1						
			Eusion Science and Technology, Vol. 60, No. 2, pp. 681, 686 (2011)										
			Kotoh K. Tanaka M. Tsuge T. Moriyama S. Takashima S. Asakura Y. Uda T.										
			Sugiyama T										
80	2011	0	Suggestive volume reduction of hydrogen isotonic generate hy pressure swing	TOFE 10					1			1	
09	2011	0	Successive volume reduction of hydrogen-isotopic gaseous waste by pressure swing	10FE-19					1			1	
			adsorption using sz-15x column , $T_{\rm eff} = 0.1$										
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 2, pp.//1-//5 (2011).										
00	2011	0	H. Ohashi, J. Faisurugi, H. A. Sakaue and N. Nakamura,					1				1	
90	2011	8	High Resolution Extreme Ultraviolet Spectrometer for an Electron Beam ion Traps,					1				1	
			Review of Scientific Instruments, Vol.82, Issue 8, pp.083103 (2011).										
0.1	2011	0	H. Onasni, J. Yatsurugi, H. A. Sakaue, N. Nakamura,					1				1	
91	2011	8	"High Resolution Extreme Ultraviolet Spectrometer for an Electron Beam Ion Traps",					1				1	
			Review of Scientific Instruments Vol. 82, Issue 8, pp.083103 (2011).										
			A.B. Ding, F. Koike, I. Murakami, D. Kato, H. A. Sakaue, C.Z. Dong, N. Nakamura,										
			A. Komatsu, J. Sakoda,										
92	2011	8	"AB initio multi-configuration Dirac-Fock calculation of M1 visible transitions among					1				1	
		, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	the ground state multiplets of the W^{2b+} ion",					_					
			Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 44, No. 14,										
			pp.145004 (2011).										
			中澤 忍, 手島 翔太郎, 荒井 大地, 宮城 大輔, 津田 理, 濱島 高太郎, 谷貝 剛, 布谷										
			嘉彦, 小泉 徳潔, 高畑 一也, 尾花 哲浩,										
93	2011	9	「ケーブル・イン・コンジット導体ジョイントにおける超電導素線と銅スリーブ間の接触		1							1	
			素線数と接触長分布に関する解析」,										
			低温工学, Vol. 46, No. 8, pp.474-480 (2011).										
			C. Suzuki, C. S. Harte, D. Kilbane, T. Kato, H. A. Sakaue, I. Murakami, D. Kato, K.										
			Sato, N. Tamura, S. Sudo, M. Goto, R. D' Arcy, E. Sokell and G O'Sullivan,										
0.4	2011	0	"Interpretation of spectral emission in the 20 nm region from tungsten ions observed in					1					
94	2011	9	fusion device plasmas",					1					
			Journal of Physisc B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 44, Issue 17,										
			pp.175004 (2011).										
	1		Valentyn Tsisar, Masatoshi Kondo, Qi Xu, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Olga	ICEDM 14			1						
95	2011	10	Yeliseyeva,	1СГКМ-14,		1	1					1	
	1		"Effect of Nitrogen on the Corrosion Behavior of RAEM ILE-1 Steel in Lithium"	poster									

			Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki									
			Mito, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kiyoshi Yoshida,									
96	2011	10	"Study on the dynamic behavior of a current in cable-in-conduit conductors by using	SOFT-26	1							
			self magnetic field measurements",									
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issue 6-8, pp.1377-1380 (2011).									
			Kaname Kizu, Yoshitoshi Kashiwa, Haruyuki Murakami, Tetsuhiro Obana, Kazuya									
			Takahata, Katsuhiko Tsuchiya, Kiyoshi Yoshida, Shinji Hamaguchi, Kunihiro Matsui,									
97	2011	10	Kazuya Nakamura, Tomoaki Takao, Nagato Yanagi, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki	SOFT-26	1						1	
			Mito,									
			"Fabrication and tests of EF conductors for JT-60SA",									
			Yasuhisa Oya, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Naoaki Yoshida, Naoko Ashikawa,									
			Akio Sagara , Masanori Hara, Yuji Hatano, Kenji Okuno,									
98	2011	10	"Comparison of hydrogen isotope retention and irradiation damage behaviors in	SOFT-26			1	1			1	
			tungsten and SS-316 with simultaneous C+-D2+ implantation",									
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9-11, pp.1776-1779 (2011)									
			Masatoshi Kondo, Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Akio Sagara, Tsisar Valentyn,									
			Akihiro Suzuki, Takayuki Terai, Minoru Takahashi, Naoki Fujii, Takahiro Yokoyama,	SOFT-26								
99	2011	10	Hiroshi Miyamoto, Eiji Nakamura,	poster		1	1					
			"Flow accelerated corrosion and erosion-corrosion of RAFM steel in liquid breeders",	poster								
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9–11, pp.2500-2503 (2011).									
			Dongxun Zhang, Masatoshi Kondo, Teruya Tanaka, Takeo Muroga, Tsisar Valentyn,									
100	2011	10	"Compatibility of dip-coated Er2O3 coating by MOD method with liquid Li",	SOFT-26			1					1
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9–11, pp.2508-2511 (2011).									
			Yoshimitsu Hishinuma, Tsutomu Tanaka, Teruya Tanaka, Takuya Nagasaka, Yuzo									
			Tasaki, Akio Sagara , Takeo Muroga,									
101	2011	10	"Er2O3 coating synthesized with MOCVD process on the large interior surface of the	SOFT-26			1					
			metal tube",									
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9-11, pp.2530-2533 (2011).									
			T. Norimatsu, H. Saika, H. Homma, M. Nakai, S. Fukada, A. Sagara, H. Azechi,	International								
102	2011	10	"Leakage Control of Tritium Through Heat Cycles of Conceptual-Design, Laser-Fusior	Conference					1		1	
102	2011	10	Reactor KOYO-F",	on Tritium					1			
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 3, pp.893-896 (2011).	Sci. Tech.								
			M. Tokitani, N. Yoshida, S. Masuzaki, N. Ashikawa, A. Sagara , N. Noda, H. Yamada,									
			LHD Experiment Group,									
103	2011	10	"Micro/nano structural analysis of mixed-material deposition layer formed on the first	ICFRM-14			1					
			walls of large helical device",									
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1–3, Supplement 1, pp.668-672 (2011).									
			Wanjing Wang, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Sachiko Suzuki, Naoko Ashikawa,									
			Akio Sagara, Naoaki Yoshida, Yuji Hatano, Guang-Nan Luo, Yasuhisa Oya, Kenji									
104	2011	10	Okuno,	ICFRM-14				1			1	
			"Temperature dependence of retention of energetic deuterium and carbon									
			simultaneously implanted into tungsten",									
			Hishinuma, Y., Tanaka, T., Tanaka, T., Nagasaka, T., Tasaki, Y., Murakami, S.,	International								
			Matsuda, K., Sagara, A., Muroga, T.,	Conference								
105	2011	10	"Development of Er2O3 coating for hydrogen permeation barrier through MOCVD	on Tritium			1					
			process in an advanced breeding blanket",	Sci Tech								
1		1	Fusion Science and Technology Vol. 60, Issue 3, pp.1131-1134 (2011).					1				1

106	2011	10	H. Ohuchi, Y. Kondo, Y. Asakura, T. Kawano, "TRITIUM MEASUREMENT IN HIGH GAMMA-RAY RADIATION FIELDS BY USING AN IMAGING PLATE", Fusion Science and Technology, Vol. 60, pp.944-947 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech. 2010, oral					1			1	
107	2011	10	T. Kawano, T. Uda, T. Yamamoto, and H. Ohashi, "RITIUM WATER MONITORING SYSTEM BASED ON CaF2 FLOW-CELL DETECTOR", Fusion Science and Technology, Vol. 60, pp.952-955 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech. 2010, poster					1				
108	2011	10	Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Qi Xu, Valentyn Tsisar, Tomoko Oshima, "Mass transfer of RAFM steel in Li by simple immersion, impeller induced flow and thermal convection",	ICFRM-14, oral		1	1						
109	2011	10	 D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, "Formation of vacancy clusters in tungsten crystals under hydrogen-rich condition", Journal of Nuclear Material, Vol. 417, Issues 1-3, pp.1115-1118 (2011). 	ICFRM14, poster				1					
110	2011	10	T. Muroga, T. Nagasaka, H. Watanabe, M. Yamazaki, "The effect of final heat treatment temperature on radiation response of V–4Cr–4Ti", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, pp.310-313 (2011).	ICFRM-14, oral		1							
111	2011	10	 T. Tanaka , M. Yoshino, Y. Hishinuma, D. Zhang, W. Kada, F. Sato, T. Iida, T. Nagasaki, T. Muroga, "Characterization of Er2O3 ceramic coatings by luminescence measurements", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, pp.794–797 (2011). 	ICFRM-14, poster			1						
112	2011	10	Akiyoshi MURAKAMI, Junichi MIYAZAWA, Koji YASUI, Takanori MURASE, Naoki TAMURA, Hayato TSUCHIYA, Yoshiro NARUSHIMA, Tomohiro MORISAKI, Ryuichi SAKAMOTO, Hiroshi YAMADAand LHD Experiment Group, "Observation of Electron-Temperature Fluctuations Triggered by Supersonic Gas Puffing in the LHD", Plasma and Eucion Research. Vol. 6, pp. 1402135(5pp) (2011).								1		1
113	2011	10	M. Tokitani, S. Kajita, S. Masuzaki, Y. Hirahata, N. Ohno, T. Tanabe and LHD Experiment Group, "Exfoliation of the tungsten fibreform nanostructure by unipolar arcing in the LHD divertor plasma" Nuclear Fusion, Vol.5, No. 10, pp.102001(5pp) (2011).					1					
114	2011	10	 N. Yanagi, A. Sagara, T. Goto, S. Masuzaki, T. Mito, G. Bansal, Y. Suzuki, Y. Nagayama, K. Nishimura, S. Imagawa and O. Mitarai, "Heat flux reduction by helical divertor coils in the heliotron fusion energy reactor", Nuclear Fusion, Vol. 51, No. 10, pp.103017(6pp) (2011). 	IAEA FEC- 23, poster	1			1		1			
115	2011	10	Kimura, Y., Hino, T., Nishimura, K., Yamauchi, Y., Nobuta, Y., "Exchange and reduction of retained hydrogen isotope by glow discharges", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1-3, pp.896-899 (2011).	ICFRM-14					1			1	
116	2011	10	Sugiyama, T., Miyahara, N., Tanaka, M., Munakata, K., Yamamoto, I., "A simulation model for transient response of a gas separation module using a hollow fiber membrane", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9-11, pp.2743-2746 (2011).	ISFNT-10, poster					1			1	
117	2011	10	Munakata, K., Wajima, T., Hara, K., Wada, K., Shinozaki, Y., Katekari, K., Mochizuki, K., Tanaka, M., Uda, T., "Oxidation of hydrogen isotopes over honeycomb catalysts", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1-3, pp.1170-1174 (2011).	ICFRM-14, poster					1			1	

			Wajima T. Munakata K. Takejchi T. Hara K. Wada K. Katekari K. Inoue K.									
			Chinasali V. Mashimli V. Tarala M. Illa T.	ICEDM 14								
118	2011	10	Sninozaki, Y., Mocnizuki, K., Tanaka, M., Uda, T.,	ICFKM-14,				1			1	
			"Adsorption characteristics of water vapor on honeycomb adsorbents",	poster								
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, No. 1-3, pp.1166-1169 (2011).									
			Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Akio Sagara, Hiroshi Yukawa, Tomonori Nambu,	International								
110	2011	11	"High Temperature Mechanical Properties of Pure and Alloyed Group 5 Metals in	Conference	1							
119	2011	11	View of Their Application as Tritium Permeation Materials",	on Tritium	1							
			Fusion Science and Technology Vol. 60, No. 4, pp 1580-1583 (2011)	Sci. Tech								
			Sharma, S.K., Zushi, H., Takagi, I., Hisano, Y., Shikama, T., Morita, S., Tanabe, T.,									
			Yoshida N Sakamoto M Higashizono Y Hanada K Hasegawa M Mitarai O									
			Nakamura K Idai H Sato K N Kawasaki S Nakashima H Higashijima A	International								
			Nakamura, K., Idei, H., Salo, K.N., Kawasaki, S., Nakasimira, H., Higasinjinia, A.,	Conformational								
120	2011	11	Nakasnima, Y., Nisnino, N., Hatano, Y., Sagara, A., Nakamura, Y., Asnikawa, N.,	Conference		1					1	
			Maekawa, T., Kishimoto, Y., Takase, Y.,	on Tritium								
			"Hydrogen permeation measurements in the spherical tokamak quest and its numerical	Sci. Tech.								
			modeling",									
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, Issue 4, pp.1511-1514 (2011).									
			Nishimura, K., Takatsuka, K., Matsuyama, M., Noda, N., Tanaka, M.,	International								
101	2011	1.1	"Absorption and desorption characteristics of hydrogen isotopes implanted into	Conference				1				
121	2011	11	stainless steel by glow discharge and baking".	on Tritium				1				
			Eusion Science and Technology Vol. 60 No. 4 pp 1503-1506 (2011)	Sci Tech								
			Yamauchi Y Kimura Y Kosaka Y Nobuta Y Hino T Nishimura K Ueda	International								
				Conference								
122	2011	11	"Undrogen isotone retention and desorption in tungston during close discharges."	on Tritium				1			1	
			Tydrogen isotope retention and desorption in tungsten during glow discharges,									
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1475-1478 (2011).	Sci. Tech.								
			K. Akanane, N. Ezumi, Y. Uesugi, Y. Tanaka, M. Tanaka, K. Nishimura,	International								
123	2011	11	"Evaluation of Hydrogen Isotope Oxidation Process in an Atmospheric Pressure	Conference				1			1	
120	2011		Plasma",	on Tritium								
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1343-1346 (2011).	Sci. Tech.								
			Sugihara, S., Tanaka, M., Tamari, T., Shimada, J., Takahashi, T., Momoshima, N.,									
			Fukutani, S., Atarashi-Andoh, M., Sakuma, Y., Yokoyama, S., Miyamoto, K., Amancr,									
124	2011	11	H., Yamanishi, H., Uda, T.,	IRITIUM				1			1	
			"Behavior of environmental tritium at NIFS Toki site of Japan".	2010, poster								
			Eusion Science and Technology Vol. 60 No.4 nn 1300-1303 (2011)									
			Hara K Munakata K Wajima T Wada K Takaishi T Tanaka M Uda T						1			
125	2011	11	"Oxidation of hydrogan over honover he establists under the presence of water vener"	TRITIUM				1				1
123	2011	11	Excise Science and Technology Vel (0) No. 4, nr 1220 1242 (2011)	2010, poster				1				1
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1559-1542 (2011).									
			Uda, I., Tanaka, M., Tamari, T., Kakiuchi, H., Momoshima, N.,	TRITIUM								
126	2011	11	"The background levels of atmospheric tritium and obt at nifs toki site of Japan",	2010, poster				1				
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1244-1247 (2011).	2010, poster								
			Uda, T., Tanaka, M., Wajima, T., Munakata, K.,									
127	2011	11	"Characteristics of honeycomb oxidizing catalysts to recover tritiated hydrogen and	TRITIUM				1				
127	2011	11	methane gases",	2010, poster				1				
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1351-1354 (2011).	_								
			Kotoh, K., Tanaka, M., Tsuge, T., Moriyama, S., Takashima, S., Asakura, Y., Uda, T.,									
			Sugivama, T.,									
128	2011	11	"Successive hydrogen isotone separation/enrichment by pressure swing adsorption	TRITIUM				1			1	
120			using S7-13X column"	2010, poster				· ·			-	
			Euclon Science and Technology Vol 60 No. 4 re 1255 1259 (2011)									
1	1		prusion belence and reciniology, vol. 60, 100, 4, pp.1555-1558 (2011).			1	1	1	1	1		

			Tanaka, M., Sugiyama, T., Ohshima, T., Yamamoto, I., "Extraction of hydrogen and tritium using high-temperature proton conductor for	TRITIUM										
129	2011	11	tritium monitoring",	2010, poster					1					
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1391-1394 (2011).											
			Sugiyama, T., Suzuki, E., Tanaka, M., Yamamoto, I.,											
130	2011	11	"Hydrogen-tritium isotope separation by CECE process with a randomly packed LPCE	TRITIUM					1				1	
	_		column",	2010, oral										
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1323-1326 (2011).											
121	2011	11	"Detritiation system of air with honoycomb actelyst and adsorbant"	TRITIUM					1				1	
151	2011	11	Eusion Science and Technology Vol. 60, No. 4, pp. 1440, 1443 (2011)	2010, poster					1				1	
			T Tamari H Kakiuchi N Momoshima N Baglan S Sugihara T Ilda											
132	2011	11	"OBT Measurement of Vegetation by Mass Spectrometry and Radiometry".	TRITIUM					1				1	
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1252-1255 (2011).	2010					-				-	
			H. Kakiuchi, H. Hasegawa, N. Akata, T. Tamari, H. Kawamura, N. Baglan, N.											
			Momoshima, T. Uda, S. Hisamatsu,											
133	2011	11	"Low-Level Measurement with a Noble Gas Mass Spectrometer for Organically Bound	2010					1				1	
			Tritium in Environmental Samples",	2010										
			Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4,, pp 1256-1259 (2011).											
			J. Miyazawa, T.Goto, T.Morisaki, M.Goto, R.Sakamoto, G.Motojima, B.J.Peterson, C.											
			Suzuki, K.Ida, H.Yamada, A.Sagara, and the FFHR Design Group,											
134	2011	12	"Direct extrapolation of radial profile data to a self-ignited fusion reactor based on the							1				
			gyro-Bohm model",											
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issue 12, pp.2879–2885 (2011).											
125	2011	12	Takuya Nagasaka, Masatosni Kondo, Akio Sagara, Takeo Muroga,	n o mm o 1		1	1							
155	2011	12	Discrete and Eusion Research Vol. 6, pp 1405146(6pp) (2011)	normai		1	1							
			A Komatsu I Sakoda N Nakamura H A Sakaue X B Ding D Kato I											
			Murakami F Koike	HCI15										
136	2011	12	"Visible spectroscopy of highly charged tungsten ions"	poster				1					1	1
			Physica Scripta, Vol. T144, pp.014012(3pp) (2011).	poster										
			Takuya NAGASAKA, Masatoshi KONDO, Akio SAGARA and Takeo MUROGA,											
137	2011	12	"Corrosion Characteristics of Hydrogen Permeation Materials in Molten Salt Flinak",			1	1							
			Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.1405146(6pp) (2011).											
			Akio KOMORI, Satoru SAKAKIBARA, Akio SAGARA, Ritoku HORIUCHI, Hiroshi											
138	2011	12	YAMADA, Yasuhiko TAKEIRI and NIFS Team,		1	1	1	1	1	1	1	1		
100	2011		"Recent Fusion Research in the National Institute for Fusion Science",		-			-	-	-	-	-		
			Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2102149(8pp) (2011).											
100	2011	10	Takashi Watanabe, Masatoshi Kondo, Akio Sagara,											
139	2011	12	"Nitriding of 316 stainless steel in molten fluoride salt by an electrochemical				1							
			Vamagiwa M. Nakamura V. Matsunami N. Ohno N. Kajita S. Takagi M.											
			Tokitani M Masuzaki S Sagara A Nishimura K											
140	2011	12	"In situ measurement of hydrogen isotone retention using a high heat flux plasma				1						1	
110	2011	12	generator with ion beam analysis"										1	
			Physica Scripta, Vol. T145, pp.014032(5pp) (2011).											
			T. Kawano,											
1 / 1	2011	12	"Training Given in Radiation Measurements Using Radiation Sources Fabricated from						1					
141	2011	12	Potassium Chloride Chemicals",						1					
			Radiation Safety Management, Vol. 10, No. 1, pp.14-22 (2011).											

			Kotoh, K., Tanaka, M., Takashima, S., Tsuge, T., Asakura, Y., Uda, T., Sugiyama, T.,											
142	2011	12	"Verification of hydrogen isotope separation by pressure swing adsorption process:						1				1	
142	2011	12	Successive volume reduction of isotopic gas mixture using SZ-5A column",						1				1	
			Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issue 12, pp.2799-2804 (2011).											
			S.K. Sharma, H. Zushi, I. Takagi, Y. Hisano, T. Shikama, S. Morita, T. Tanabe, N.											
			Yoshida M Sakamoto Y Higashizono K Hanada M Hasegawa K Nakamura H											
			Idai K N Sata S Kawasaki H Nakashima A Higashijima V Nakashima V											
143	2012	1	Idei, K.N. Sato, S. Kawasaki, H. Nakasinina, A. Higasinjina, T. Nakasinina, T.				1						1	1
			Hatano, et al.,											
			"Permeation measurements for investigating atomic hydrogen flux and wall											
			pumping/fuelling dynamics in QUEST",											
			T. Akiyama, R. Yasuhara, T. Tokuzawa, M. Isobe, K. Kawahata, K. Nakayama and S.											
			Okajima,	ITC 21										
144	2012	2	"Conceptual design of electron density measurement system for DEMO-relevant helica	11C-21,							1	1		
			nlasmas"	poster										
			Plasma and Eusion Research Vol. 7, pp. 2402013(4pp) (2012)											
			X - B Ding E Koike I Murakami D Kato H A Sakaue C - Z Dong N Nakamura											
			"M1 transition energies and probabilities between the multiplets of the ground state of											
145	2012	2	with transition energies and probabilities between the multiplets of the ground state of					1					1	
145	2012	2	Ag-like ions with $Z = 47-92^{\circ}$,					1					1	
			Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 45, No. 3,											
			pp.035003(6pp) (2012).											
			Yong SONG, Akio SAGARA, Takeo MUROGA, Qunying HUANG, Muyi NI and	ITC-21										
146	2012	3	Yican WU,	nostan					1	1			1	
			"Analysis on Tritium Management in FLiBe Blanket for LHD-Type Helical Reactor	poster										
			T. Wajima, K. Munakata and T. Uda,											
147	2012	3	"Adsorption Behavior of Lithium from Seawater using Manganese Oxide Adsorbent".	ITC-21								1	1	
	-	_	Plasma and Fusion Research Vol 7 nn 2405021(4nn) (2012)	-										
			Satake S. Sone K. Sagara A. Kunugi T.											
1/18	2012	3	"MHD turbulant flow with buoyancy by DNS"				1						1	
140	2012	5	Magnetabardura demonstration Male 48, January 1, an 25, 20 (2012)				1						1	
			Magnetonydrodynamics, vol. 48, issue 1, pp.25-30 (2012).											
			ZUIZ年度											
			A Murakami, J Miyazawa, C Suzuki, I Yamada, I Morisaki, K Sakamoto, H Yamada											
			and LHD Experiment Group,											
149	2012	4	"Fueling characteristics of supersonic gas puffing applied to large high-temperature								1			1
			plasmas in the Large Helical Device",											
			Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 54, No.5, pp.055006(6pp) (2012).											
			T. Akiyama, N. Yoshida, K. Kawahata, M. Tokitani, H. Iwakiri, S. Okajima and K.											
150	2012		Nakayama,											
150	2012	4	"Studies of reflectivity degradation of retroreflectors in LHD and mitigation of impurity								1	1		
			deposition using shaped diagnostic ducts and protective windows"											
			M V Song I Murakami T Kato C Suzuki H A Sakaue S Morita											
151	2012	4	"A nalusis of C V long by Massuring Line Dation in the L HD"					1					1	
151	2012	4	Analysis of C V tons by Measuring Line Ratios in the LHD,					1					1	
			Journal of the Physical Society of Japan, vol. 81, pp.054301 (Spp) (2012).											
			Valentyn Tsisar, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, izuru Matushita											
152	2012	5	"Morphological and compositional features of corrosion behavior of SUS410-SUS410,				1						1	
			SUS316-SUS316 and SUS410-SUS316 TIG welded joints in Li",											
1			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issue 4, pp.363-368 (2012).											
			Masahiro TANAKA, Takuya GOTO, Yasuji KOZAKI, Akio SAGARA and the FFHR											
		_	Design Group,											
153	2012	5	"Fuel Particle Balance Study in FFHR DEMO Reactor"							1				
			Plasma and Eusian Pasararch, Vol. 7, np. 2405023 (2012)											
1			μ rasina and rusion rescharch, vol. 7, μ , 2403023 (2012).	1	1	1	1	1	1	1	1			

166	2012	6	H. A. Sakaue, D. Kato, X. B. Ding, I. Murakami, F. Koike, T. Nakano, H. Ohashi, J. Yatsurugi and N. Nakamura, "Spectroscopy of Highly Charged Tungsten Ions with Electron Beam Ion Traps",	ICAPiP, invited			1						
			AIP Conference Proceedings, 1438 91 (2012).			-							
			K. Motohashi, K. Nogami, Y. Sakai, H. A. Sakaue, D. Kato, and T. Kenmotsu,										
167	2012	7	"Mean velocity of 5d ^o 6p excited tungsten atoms sputtered by Kr ⁺ ion bombardment",				1					1	
		-	Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions				-						
			with Materials and Atoms, Vol. 283, Issue 15, pp.59-62 (2012).										
			Masao MATSUYAMA, Jyunpei SAIKAWA, Shinsuke ABE, Kiyohiko NISHIMURA,										
168	2012	7	Naoko ASHIKAWA, Yasuhisa OYA, Kenji OKUNO, Tomoaki HINO and Akio			1						1	
100	2012	,	SAGARA,									1	
			"Tritium Retention on Stainless Steel Surface Exposed to Plasmas in LHD",										
			Yamauchi, Y., Kosaka, Y., Nobuta, Y., Hino, T., Nishimura, K.,										
169	2012	7	"Removal of deuterium retained in B, Ti, and TiO ₂ by neon glow discharge",					1				1	
			Fusion Science and Technology, Vol. 62, No.1, pp.211-215 (2012).										
			I.Yu. Tolstikhina, MY. Song, M. Imai, Y. Iriki, A. Itoh, D. Kato,										
170	2012	7	H. Tawara, JS. Yoon and V. P. Shevelko,				1					1	
170	2012	/	"Charge-changing collisions of tungsten and its ions with neutral atoms",				1					1	
			Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 45, pp.145201(8pp)										
			Takuya GOTO, Junichi MIYAZAWA, Hitoshi TAMURA, Teruya TANAKA, Shinji										
171	2012	7	HAMAGUCHI, Nagato YANAGI, Akio SAGARA and the FFHR Design Group,	ITC-21,					1				
1/1	2012	,	"Design Window Analysis for the Helical DEMO Reactor FFHR-d1",	poster					1				
			Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2405084(5pp) (2012).										
			T. Uda, M. Tanaka, S. Deji, J. Wang and O. Fujiwara,										
172	2012	7	"Electromagnetic fields measurement and safety consideration in magnetic confinemen	ITC-21				1					
1/2	2012	,	fusion test facilities",	110 21				1					
			Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 7, pp.2405085(4pp) (2012).										
			J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, G. Motojima, C. Suzuki, T. Morisaki, S.										
			Masuzaki, I. Yamada, H. Yamada, A. Sagara,										
173	2012	7	"Assessment of plasma performance in a magnetic configuration with reduced poloidal	ITC-21					1				
			coils for a helical DEMO reactor FFHR-d1"										
			Plasma and Fusion Research, Vol. 7, 2402072(4pp) (2012).										
			Suguru MASUZAKI, Ichihiro YAMADA, Hiroshi YAMADA, Akio SAGARA and the										
			FFHR Design Group,										
174	2012	7	"Assessment of Plasma Performance in a Magnetic Configuration with Reduced							1			
			Poloidal Coils",										
			Plasma Fusion Res., Vol. 7, pp.2402072 (5pp) (2012).										
			T. Muroga, D.K. Sze, K. Okuno,	ISFNT-10.									
175	2012	8	"Overview of the TITAN project",	invited oral	1	1							
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5–6, pp.613-619 (2012).	in the office									
			A. Sagara , T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, T. Tanaka, H. Tamura, R. Sakamoto, M.										
176	2012	8	Tanaka,K. Tsumori, O. Mitarai, S. Imagawa, T. Muroga, The FFHR design group,	ISFNT-10,					1				
1.0		Ŭ	"Design activities on helical DEMO reactor FFHR-d1",	invited oral					-				
L			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5–6, pp.594-602 (2012).			-	ļ						
			Takuya Goto, Teruya Tanaka, Masahiro Tanaka, Akio Sagara,										
177	2012	8	"Proposal of an MFE-IFE cooperative system for a steady-state tritium balance",						1				
		1	Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7–8, pp.1286-1290 (2012).			1	1	1		1	1		

-											
			Akiko Hamada, Makoto Kobayashi, Katsushi Matsuoka, Masato Suzuki, Junya Osuo,								
			Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Yuji Hatano, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno,								
178	2012	8	"Study on the retention behavior of hydrogen isotopes and the change of chemical			1				1	
			states of boron film exposed to hydrogen plasma in LHD",								
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7–8, pp.1214-1217 (2012).								
			Hino, T., Yamauchi, Y., Kimura, Y., Nishimura, K., Ueda, Y.,								
179	2012	8	"Fuel hydrogen retention of tungsten and the reduction by inert gas glow discharges"				1			1	
,	2012	Ũ	Fusion Engineering and Design Vol. 87 Issues 5-6 np 876-879 (2012)				•			-	
			R Sakamoto I Miyazawa H Yamada S Masuzaki A Sagara and the FFHR Design								
180	2012	8	Group						1		
100	2012	0	"Ballet fuelling requirements to allow self hurning on a balical type fusion resetor"						1		
			Here K Munekete K Negene I Eukude M Wede K Sugiyame T Teneke M								
			India, K., Mullakata, K., Nagane, J., Fukuua, M., Waua, K., Sugiyama, T., Tanaka, M.,	ICENT 10							
181	2012	8		ISFN1-10,			1				1
			"Study on oxidation of hydrogen over commercial catalyst for tritium recovery system"	poster							
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1118-1122 (2012).								
			Sugiyama, T., Tanaka, M., Munakata, K., Yamamoto, I.,								
182	2012	8	"Transient response simulation of gas separation membrane module for an atmosphere	ISFNT-10,			1			1	
102	2012	Ū	detritiation system",	poster						1	
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1181-1185 (2012).								
			Uda, T., Tanaka, M., Munakata, K.,	ISENT-10							
183	2012	8	"Scaling up experiments of honeycomb catalysts for oxidation of hydrogen and	1311N1-10,			1				
			methane gases",	poster							
			Sugiyama, T., Sugiura, K., Tanaka, M., Enokida, Y.,								
104	2012	0	"Lithium isotope separation with displacement chromatography using crown ether resin	ISFNT-10,							
184	2012	8	immobilized on porous silica beads",	poster			I			1	
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1186-1189 (2012).	1							
			Tanaka. M.,								
			"Extraction of hydrogen into vacuum by electrochemical hydrogen pump for hydrogen	ISFNT-10							
185	2012	8	isotope recovery"	noster			1				
			Eusion Engineering and Design Vol. 87 Issues 7-8 pp 1065-1069 (2012)	Poster							
			T Tanaka A Sagara T Goto N Yanagi H Tamura Y Hirooka I Miyazawa T								
186	2012	8	Murogo	ISFNT-				1			
100	2012	0	"Design studies on three dimensional issues for liquid blanket systems in balical	10,poster				1			
			A Sogara T Coto I Miyazawa N Vanagi T Tanaka H Tamura P. Sakamoto M								
			A. Sagara, T. Oolo, J. Miyazawa, N. Tanagi, T. Tanaka, H. Tanuta, K. Sakamoto, M.								
187	2012	8	Tanaka,K. Tsumon, O. Mitarai, S. Imagawa, T. Muroga, The FFHK design group,					1			
			"Design activities on nelical DEMO reactor FFHR-d1",								
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5–6, pp.594-602 (2012).							 	
		_	Valentyn TSISAR, Olga YELISEYEVA, Takeo MUROGA and Takuya NAGASAKA,	ITC-21.							
188	2012	9	"Effect of Lithium Purity on In-Situ Formation of Er2O3 Oxide Layer on V-4Ti-4Cr	Oral		1					
			Alloy",								
			Yoshimitsu HISHINUMA, Satoshi MURAKAMI, Kenji MATSUDA, Tsutomu								
			TANAKA, Yuzo TASAKI, Teruya TANAKA, Takuya NAGASAKA, Akio SAGARA								
189	2012	9	and Takeo MUROGA,			1					
			"Microstructure of Oxide Insulator Coating before and after Thermal Cycling Test",								
			Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2405127(4pp) (2012).			<u> </u>					
			Hiroe IGAMI, Shin KUBO, Takashi SHIMOZUMA, Yasuo YOSHIMURA, Hiromi								
			TAKAHASHI, Hiroshi IDEI, Masaki NISHIURA, Shinya OGASAWARA, Ryohei								
190	2012	9	MAKINO, Ryuhei KUMAZAWA, Takashi MUTOH, Akio SAGARA and Takuya						1		
			GOTO,								
1			"Experimental Results for Electron Bernstein Wave Heating in the Large Helical								

			X -B Ding I Murakami D Kato H A Sakaue F Koike C Dong										
101	2012	0	"Collicional Dedictive Modeling of W ²⁷⁺ "	ITC-21,			1					1	
171	2012		Dissonal-Kaulative Modeling of w ,	poster			1					1	
			Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 7, pp.2405128(4pp) (2012).										
102	2012	0	"1D Model Study on the Effect of Impusity Podiction Cooling in LUD SOL Discons"	ITC-21,			1						
192	2012	9	ID Model Study on the Effect of Impurity Radiation Cooling in LHD SOL Plasma,	poster			1						
			Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2403129(4pp) (2012).	-									
			IERUYA TANAKA, AKIO SAGAKA, Takuya GOTO, Nagao TANAGI, Suguru	ITC 21									
193	2012	10	MASUZAKI, HITOSHI TAMUKA, JUNICHI MITYAZAWA, Takeo MUKOGA and the	11C-21,					1				
			FFHK Design Group,	poster									
			Neutronics investigations for Herical DENIO Reactor FFHR-d1,										
			"Compatibility of reduced activation farritic martengitic steel II E 1 with liquid metals										
194	2012	10	Compatibility of reduced activation refine matchistic steel JLF-1 with inquid metals			1							
			Eraine Fraincening and Design Val 97 Januar 10 an 1777 1797 (2012)										
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issue 10, pp.1777-1787 (2012).	-				-					
105	2012	10	"Hudrogen tronge out through interface between gee hubbling and liquid breaders"			1							
195	2012	10	Hydrogen transport through interface between gas bubbling and inquid breeders,			1							
			Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issue 10, pp.1788-1795 (2012).	International				-					
				Symposium									
			T Kawano	on Radiation									
106	2012	10	"Expariance Based Padiation Education Using Chamical Fartilizer Padiation Sources"	Safety and				1					
170	2012	10	the Journal of Progress in Nuclear Science and Technology, Vol. 3, pp. 160, 164 (2012)	Detection				1					
			the journal of Hogress in Nuclear Science and Technology, vol. 5, pp.100-104 (2012).	Technology									
				oral									
			Naoyuki SHINODA, Naoko ASHIKAWA, Yuji NOBUTA, Yuji YAMAUCHI.	orai									
			Tomoaki HINO. Suguru MASUZAKI, Akio SAGARA and LHD Experimental Group.										
197	2012	11	"Toroidal Distributions of Amounts of Retained Gases and Deposited Impurities during	F		1	1					1	
.,,	2012		13th Experimental Campaign in the LHD"	>			-					-	
			Plasma and Fusion Research Vol. 7, pp. 2402155(4pp) (2012)										
			Takuya NAGASAKA, Teruya TANAKA, Akio SAGARA, Teruo MUROGA,										
			Masatoshi KONDO, Takashi WATANABE, Satoshi FUKADA, Hiroshi YUKAWA,										
100			Tomonori NAMBU and Tomohito IIKUBO,	ITC-21,									
198	2012	11	"Fabrication of the Hydrogen Recovery Unit in the Molten Salt Loop Orosh2i-1 and	poster		1							
			Preliminary Evaluation for Hydrogen Transfer".	1									
			Plasma and Fusion Research, Vol.7, pp.2405141(4pp) (2012).										
			J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, G. Motojima, C. Suzuki, H. Funaba, T. Morisaki,										
			S. Masuzaki, I. Yamada, S. Murakami, Y. Suzuki, M. Yokoyama, B.J. Peterson, H.										
100	2012	10	Yamada, A. Sagara and the FFHR Design Group,										
199	2012	12	"Formularization of the confinement enhancement factor as a function of the heating							1			
			profile for FFHR-d1 core plasma design",										
			Nuclear Fusion, Vol. 52, No. 12, pp.123007(10pp) (2012)										
			Katsushi MATSUOKA, Makoto KOBAYASHI, Kiyotaka KAWASAKI, Tetsuo										
			FUJISHIMA, Yuto MIYAHARA, Naoko ASHIKAWA, Kiyohiko NISHIMURA, Akio	•									
200	2012	12	SAGARA, Yasuhisa OYA and Kenji OKUNO,			1						1	
200	2012	12	"Hydrogen Retention Behavior in Boron Films Affected by Impurities Introduced by			1						1	
			Hydrogen Plasma Exposure in the LHD",										
			Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2401157(4pp) (2012).										
			A. Komatsu, J. Sakoda, M. Minoshima, H.A. Sakaue, XB. Ding, D. Kato, I.										
201	2012	12	Murakami, F. Koike, N. Nakamura,				1					1	1
201	2012	12	"Visible Transitions in Highly Charged Tungsten Ions: 365 - 475 nm",									1	1
			Plasma and Fusion Research: Rapid Communications, Vol. 7, pp.1201158(2pp)			1	1						

			II Obsek: I Veterene: N Nelsenner II A Colores and T Nelsens				1	1					
			H. Onashi, J. Yatsurugi, N. Nakamura, H. A. Sakaue and T. Nakano,										
202	2012	12	"Electron energy dependence of extreme ultraviolet spectra from highly charged					1				1	
202	2012	12	tungsten ions in an electron beam ion trap",					1				-	
			Journal of Physics: Conference Series, Vol. 388, Part 6, pp.062017 (2012).										
			Yanagi, N., Mito, T., Noguchi, H., Terazaki, Y., Tamura, H., Iwakuma, M., Aoki, Y.,										
			Izumi, T. Shiohara, Y.	ISS-2011									
203	2012		"Feasibility of large-current capacity VBCO conductors with on-demand transposition"	oral	1								
			Devision Decording Vol. 27, pp. 444, 447 (2012)	Joran									
			Physics Procedia, vol. 27, pp.444-447 (2012).										
			H. Tamura, N. Yanagi, T. Goto, K. Takanata, S. Imagawa, A. Sagara,	EUCAS201									
204	2012		"Methodological study of structural analysis of LHD-type fusion magnet",	1 poster						1	1		
			Physics Procedia, Vol. 36, pp.1077-1082 (2012).	i, postei									
				4th Japan-									
			H. Yoshida, Y. Hatano, A. Mohammadi and T. Kawano,	China									
			"Measurement of Tritium Distribution in Nickel and Vanadium by Means of A	Workshop									
205	2013	2	Combined Technique of An Imaging Plate and Thin Absorbers"	on Fusion					1			1	
			Journal of Plasma and Eusion Research SERIES, Vol. 10, np. 40, 53 (2013)	Tritium Sci									
			Journal of Flasma and Fusion Research SERIES, Vol. 10, pp.49-55 (2015).	Thum Sei.									
			Marca MATCHWAMA, Chinardea ADE, Marcahi ONO, Kinahila, MICHIMUDA	Tech.									
			Masao MAISUYAMA, Shinsuke ABE, Yasushi ONO, Kiyoniko NISHIMURA,										
206	2013	3	Naoko ASHIKAWA, Yasuhisa OYA, Kenji OKUNO, Tomoaki HINO and Akio				1					1	
200	2013	5	SAGARA,				1					-	
			"Tritium Retention on Stainless Steel Surface Exposed to Plasmas in LHD (II)",										
			Kazuya TAKAHATA, Hitoshi TAMURA, Toshiyuki MITO, Shinsaku IMAGAWA										
			and Akio SAGARA,										
207	2013	3	"Effect of Bending on Critical Current and n-Value of React-and-Jacket Processed	ITC-22,	1								
207	2015	5	Nh2Sn Conductor"	poster	1								
			$\mathbf{N} = \mathbf{N} + $										
			Plasma and Fusion Research, Vol. 8, pp.2405008(4pp) (2015).										
			Sagara, A., Nygren, K., Miyamoto, M., Nishijima, D., Doerner, K., Fukada, S., Oya,										
208	2013	3	Y., Norimatsu, T.,				1						
200	2015	5	"Integrated material system modeling of fusion blanket",				-						
			Materials Transactions, Vol. 54, Issue 4, pp.477-483 (2013).										
			2013年度										
			Oya, Y., Kobayashi, M., Fujishima, T., Kawasaki, K., Miyahara, Y., Yoshida, N.,										
			Hatano, Y., Ashikawa, N., Sagara, A., Okuno, K.,										
209	2013	4	"Behaviors of deuterium retention and microstructure change of tungsten					1				1	
207	2015	-	simultaneously implanted with earbon and/or balium ions"					1				1	
			simultaneously implanted with carbon and/or nenum ions , $M_{\rm eff}$ (2012)										
			Materials Transactions Vol. 54, Issue 4, pp.430-436 (2013).										
			Miyamoto, M., Nishijima, D., Baldwin, M.J., Doerner, R.P., Ueda, Y., Sagara, A.,										
			Kurishita, H. ,										
210	2013	4	"Microstructures and deuterium-retention behavior of tungsten exposed to D+(He					1				1	
			and/or Be) mixture plasmas",										
			Materials Transactions, Vol. 54, Issue 4, pp.420-424 (2013).										
			A. Sagara, R. Nygren, M. Miyamoto, D. Nishijima, R. Doerner, S. Fukada, Y. Oya, T.										
			Oda Y Watanabe K Morishita F Gao and T Norimatsu										
211	2013	4	"Integrated material system modeling of fusion blanket"				1		1	1			
			Matariala Transactiona, Mal 54, Januar 4, no. 477, 482 (2012)										
			IVIAUEITAIS ITAIISACHOIIS, VOI. 54, ISSUE 4, pp.4//-485 (2015).				-	-					
			H. Znou, Y. Hirooka, N. Asnikawa, I. Muroga, A. Sagara,										1
212	2013	5	"Hydrogen Plasma-Driven Permeation Through a Reduced Activation Ferritic Steel			1							1
	2010	5	Alloy F82H",										1
			Fusion Science and Technology, Vol. 63, No. 1T, pp.361-363 (2013).										1

	1			IAEA NEDI								
			I. Murakami, D. Kato, M. Kato, H. A. Sakaue,	IALA-NI KI								
			"Atomic and molecular databases and data evaluation activities at the National Institute	Joint								
213	2013	5	for Eusion Science"	Technical			1					
			Finite Science and Technology $M_{\rm el}$ (2) No 2 and 400 405 (2012)	Meeting,								
			Fusion Science and Technology, Vol. 63, No.3, pp.400-405 (2013).	oral								
			Tsuvoshi AKIYAMA Naoaki YOSHIDA Masavuki TOKITANI. Suguru									
			MASUZAKI Kazuo KAWAHATA Shigeki OKAUMA and Kazuwa NAKAVAMA									
214	2013	6	"In a solution of the second						1	1		
			Impurity Deposition on a First Mirror Surface during Hydrogen Discharges in LHD,									
			Plasma and Fusion Research, Vol. 8, pp.1402092(4pp) (2013).									
			K. Kizu, H. Murakami, K. Tsuchiya, K. Yoshida, K. Nomoto, Y. Imai, T. Minato, T.									
215	2012	6	Obana, S. Hamaguchi, K. Takahata,		1						1	
213	2015	0	"Development of Central Solenoid for JT-60SA",		1						1	
			IFFE Transactions on Applied Superconductivity Vol. 23 Issue 3 np 4200104 (2013)									
			K Nakamura Y Kawahara T Takao T Yaogi H Murakami K Yoshida T Ohana			1		1	1			
			K. Tokahata									
216	2013	6			1						1	
			"AC Loss of Nb3Sn Butt Joint for JT-60SA Central Solenoid",									
			IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 23, Issue 3, pp.4200304 (2013).									
			D. Miyagi, S. Nakazawa, D. Arai, T. Morimura, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, N.									
			Koizumi, Y. Nunoya, K. Takahata, T. Obana,									
217	2013	6	"Comparison of Analytical Estimation and 3-D Measurement of All Strands Location		1						1	
			in CIC Conductor"		-						-	
			IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 22, Januar 2, nr. 8400004 (2012)									
	-		Temehica Tacuchi Malata Kahayashi Kiyataka Kawasaki Nuta Miyahara Naaka			+ +		ł	ł			
			Tomonisa Taguchi, Makoto Kobayashi, Kiyotaka Kawasaki, Yuto Miyanara, Naoko									
			Ashikawa, Akio Sagara , Naoaki Yoshida, Mitsutaka Miyamoto, Kotaro Ono, Yuji									
218	2013	7	Hatano, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno,				1				1	
			"Dynamic deuterium recycling on tungsten under carbon-deuterium implantation									
			circumstance".									
			Y. Nobuta, K. Fukayama, N. Ashikawa, Y. Yamauchi, T. Hino, A. Sagara, LHD									
			Experimental group									
210	2013	7	"Hydrogen concentration of co denosited carbon film produced in the vicinity of LHD.				1				1	
219	2013	'	livertextiles"				1				1	
			divertor tiles ,									
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S1040-S1043 (2013).						 			
			Katsushi Nishiyama, Yasuhiko Morita, Giichiro Uchida, Daisuke Yamashita, Kunihiro									
			Kamataki, Hyunwoong Seo, Naho Itagaki, Kazunori Koga, Masaharu Shiratani, Naoko									
220	2012	7	Ashikawa, Suguru Masuzaki, Kiyohiko Nishimura, Akio Sagara , Sven Bornholdt,				1				1	
220	2013	/	Holger Kersten, the LHD Experimental Group,				1				1	
			"Discharge power dependence of carbon dust flux in a divertor simulator"									
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp. \$788-\$791 (2013)									
	1		M Tokitani S Maguzaki N Voshida A Sagara N Noda H Vamada I HD									
			Franciscont Concert									
		_	Experiment Group,									
221	2013	7	"Microstructural characterization of mixed-material deposition layer on the LHD				I					
			divertor tiles by using nano-geological diagnosis",									
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S818-S821 (2013).									
			Mitsutaka Miyamoto, Daisuke Nishijima, Matthew Baldwin, Russ Doerner, Yoshio									
	1		Ueda, Akio Sagara,									
222	2013	7	"Influence of Be seeding on microstructures of tungsten exposed to D-He mixture				1				1	
		,	plasmas in DISCES and its impacts on retention properties"				1					
	1		prasmas in riscess and its impacts on recention properties,									
1	1	1	Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S216-S219 (2013).							I		1

						-		-	 		
			Y. Nakashima, H. Takeda, K. Ichimura, K. Hosoi, M. Sakamoto, M. Hirata, M.								
			Ichimura, R. Ikezoe, T. Imai, T. Ishii, T. Kariya, I. Katanuma, J. Kohagura, R. Minami,								
			T. Numakura, H. Ueda, M. Yoshikawa, N. Asakura, T. Furuta, A. Hatayama, Y.								
222	2012	7	Hirooka, S. Kado, S. Masuzaki, H. Matsuura, S. Nagata, N. Nishino, N. Ohno, A.				1			1	
223	2013	/	Sagara, T. Shikama, M. Shoji, M. Toma, A. Tonegawa, Y. Ueda,				1			1	
			"Recent results of divertor simulation research using an end-cell of a large tandem								
			mirror device"								
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp \$738-\$741 (2013)								
			Kazunori Koga Katsushi Nishiyama Yasuhiko Morita Giichiro Uchida Daisuke								
			Vamashita Kunihiro Kamataki Huunwoong Seo Naho Itagaki Masaharu Shiratani								
224	2012	7	Nacko Ashikawa Suguru Masuzaki, Kiyohika Nishimura Akio Sagara, tha LHD			1				1	
224	2013	/	Franciscantal Concern			1				1	
			Experimental Group,								
			"Effects of DU substrate bias voltage on dust flux in the Large Helical Device"				1	1			
			S. Masuzaki, M. Kobayashi, T. Akiyama, N. Onno, T. Morisaki, M. Snoji, M.								
			Tokitani, H. Tanaka, B.J. Peterson, S. Yoshimura, K. Narihara, I. Yamada, R.								
225	2013	7	Yasuhara, A. Murakami, J. Miyazawa, T. Murase, T. Kobuchi, H. Yonezu, G.	PSI-2012			1				
			Kawamura, I. Murakami, Y. Takeiri, H. Yamada, A. Komori,	invited oral			-				
			"Divertor heat and particle control experiments on the large helical device",								
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S133–S138 (2013).								
			N. Nakamura, D. Xiao-BinI, D. Chen-Zhong, H. Hara, D. Kato, F. Koike, I. Murakami	,							
226	2012	7	T. Nakano, H. Ohashi, H.A. Sakaue, H. Watanabe, T. Watanabe and N. Yamamoto,				1			1	
220	2013	/	"EBIT spectroscopy of highly charged heavy ions relevant to hot plasmas",				1			1	
			AIP Conference Proceedings, Vol. 1545, pp.64-71 (2013).								
			S. Morita, C.F. Dong, M. Goto, D. Kato, I. Murakami, H.A. Sakaue, M. Hasuo, F.								
			Koike, N. Nakamura, T. Oishi, A. Sasaki and Y.A.Podpaly,								
227	2013	7	"A study of tungsten spectra using large helical device and compact electron beam ion				1				
			tran in NIFS"								
			AIP Conference Proceedings Vol. 1545 pp 143-152 (2013)								
			T. Muroga, D. Zhang and T. Tanaka, "The Effect of MOD Process Parameters on								
228	2013	8	Performance of Fr ₂ O ₂ Coating for Liquid Blanket Application" Fusion Science and	TOFE-20,		1					
220	2015	0	Technology 64 (2012) 211 215	oral		1					
			VE Li H Abe T Nagasaka T Muroga M Kondo "Corrosion behavior of 9Cr ODS								
220	2012	0	staal in stagnant liquid lithium and load lithium at 872 K" Journal of Nuclear Materials		1	1					
229	2015	0	steer in stagnant inquid ittinum and lead-ittinum at 875 K. Journal of Nuclear Materials	,	1	1					
			445 (2015) 200-200						 		
			Tuki, K., nasilizuine, n., Toda, S., Sagara, A.,								
230	2013	8	"Divertorcooling with sub-channels-inserted metal porous media (Effects of the Sub-			1				1	
			Channel volume and location on Heat Transfer Characteristics) ",								
			Fusion Science and Technology, Vol. 64, Issue 2, pp.325-330 (2013).						 		
			Hirooka, Y., Zhou, H., Ashikawa, N., Muroga, T., Sagara, A.,								
231	2013	8	"Plasma-and gas-driven Hydrogen isotope permeation through the first wall of a			1					
231	2015	0	magnetic fusion power reactor",			1					
			Fusion Science and Technology, Vol. 64, Issue 2, pp.345-350 (2013).								
222	2012	0	河野孝央、"塩化カリウム線源を用いた分担測定法による高校生の放射線教育					1			
232	2015	9	"、 RADIOISOTOPES, Vol.62, No.9 (2013).					1			
			M. Minoshima, J. Sakoda, A. Komatsu, H. A. Sakaue, X. D. Ding, D. Kato, I.								
			Murakami, C. Z. Dong, F. Koike and N. Nakamura,								
233	2013	9	"Visible transitions of highly charged tungsten ions observed with compact electron				1			1	
			beam ion trap",								
			Physica Scripta, Vol. T156, pp.014010 (3pp) (2013).								

234	2013	9	F. Koike, I. Murakami, C. Suzuki, D. Kato, H. A. Sakaue, S. Morita, M. Goto, T. Kato and A. Sasaki, "Theoretical spectral analysis of EUV emissions from lanthanide atomic ions in plasmas".				1				1	
235	2013	9	D. Kato, M. Goto, S. Morita, I. Murakami, H.A. Sakaue, XB. Ding, S. Sudo, C. Suzuki, N. Tamura, N. Nakamura, H. Watanabe, F. Koike, "Observation of visible forbidden lines from highly charged tungsten ions at the Large Helical Device", Physica Scripta, Vol. T156, pp.014081(3pp) (2013).	HCI2012, poster			1					
236	2013	9	S. Morita, C.F. Dong, M. Kobayashi, M. Goto, X.L. Husng, I. Murakami, T. Oichi, E.H. Wang, M. Ashilawa, K. Fujii, M. Hasuo, H. Kasahara, D. Kato, F. Koike, S. Masuzaki, H.A. Sakaue, T. Shikama, N. Yamaguchi and the LHD Experiment Group, "Effective screening of iron impurities in the ergodic layer of the Large Helical Device with a metallic first wall", Nuclear Fusion, Vol. 53, No. 9, pp.093017 (12pp) (2013).				1					
237	2013	10	Takuya Nagasaka, Yoshimitsu Hishinuma, Takeo Muroga, Hideo Watanabe, Hideo Sakasegawa, Hiroyasu Tanigawa, Masami Ando, "Analysis on precipitation behavior of reduced activation ferritic/martensitic steels with extraction residue tests", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9-10, pp.2565-2568 (2013).	27th SOFT, poster	1							
238	2013	10	O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Yanagi, T. Goto, "Feedback control of the heating power to access the thermally unstable ignition regime in FFHR helical reactor", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 6–8, pp.1046-1049 (2013).	27th SOFT					1		1	
239	2013	10	H. Tamura, T. Goto, N. Yanagi, T. Tanaka, S. Masuzaki, J. Miyazawa, A. Sagara, "Radial-build design and support system for the helical DEMO reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9–10, pp.2033-2037 (2013).	27th SOFT, poster				1		1		
240	2013	10	Atsushi Watanabe, Shinji Ebara, Akio Sagara , Hidetoshi Hashizume, "Evaluation of heat transfer characteristics of a sphere-packed pipe for Flibe blanket", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9–10, pp.2357-2360 (2013).	27th SOFT		1					1	
241	2013	10	T. Tanaka, T. Muroga, "Oxide coating fabrication by metal organic decomposition method for liquid blanket systems ",	27th SOFT, poster		1						
242	2013	10	Kaneko, O., Yamada, H., Inagaki, S., Jakubowski, M., Kajita, S., Kitajima, S., Kobayashiam, Koga, K., Morisaki, T., Morita, S., Mutoh, T., Sakakibara, S., Suzuki, Y., Takahashi, H., Tanaka, K., Toi, K., Yoshimura, Y., Akiyama, Ta., Asahi, Y., Ashikawa, N., Chikaraishi, H., Cooper, A., Darrow, D.S., Drapiko, E., Drewelow, P., Du, X., Ejiri, A., Emoto, M., Evans, T., Ezumi, N., Fujii, K., Fukuda, T., Funaba, H., Furukawa, M., Gates, D.A., Goto, M., Goto, T., (), Yoshinuma, M., Komori, A., "Extension of operation regimes and investigation of three-dimensional currentless plasmas in the Large Helical Device", Nuclear Fusion, Vol. 53, Issue 10, pp.104015 (2013).						1			
243	2013	10	Miura, R., Fujishima, T., Uchimura, H., Toda, K., Kobayashi, M., Ashikawa, N., Sagara, A., Yoshida, N., Hatano, Y., Oya, Y., Okuno, K., "Influence of tungsten-carbon mixed layer and irradiation defects on deuterium retention behavior in tungsten", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issue 9-10, pp.1827-1830 (2013).			1	1				1	

244	2013	11	Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Hideo Watanabe, Takeshi Miyazawa, Masanori Yamazaki, Kenji Shinozaki, "Impact property of low-activation vanadium alloy after laser welding and heavy neutron irradiation",	ICFRM-15, poster		1					
245	2013	11	Takeshi Miyazawa, Takuya Nagasaka, Yoshimitsu Hishinuma, Takeo Muroga, Yanfen Li, Yuhki Satoh, Sawoong Kim, Hiroaki Abe, "Effect of yttrium on dynamic strain aging of vanadium alloys", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S341-345 (2013).	ICFRM-15, poster		1					1
246	2013	11	P.F. Zheng, T. Nagasaka, T. Muroga, J.M. Chen, "Investigation on mechanical alloying process for vanadium alloys", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S330-S335 (2013).	ICFRM-15, poster		1					1
247	2013	11	T. Muroga, T. Nagasaka, P.F. Zheng, Y.F. Li, H. Watanabe, "Dislocation evolution during thermal creep deformation in V–4Cr–4Ti with various thermal and mechanical treatments", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1,	ICFRM-15, oral		1					
248	2013	11	H.Y. Fu, J.M. Chen, P.F. Zheng, T. Nagasaka, T. Muroga, Z.D. Li, S. Cui, Z.Y. Xu, "Fabrication using electron beam melting of a V–4Cr–4Ti alloy and its thermo- mechanical strengthening study", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S336-S340 (2013).	ICFRM-15, poster		1					1
249	2013	11	M. Tokitani, S. Masuzaki, N. Yoshida, T. Akiyama, N. Noda, A. Sagara, H. Yamada, T. Muroga, LHD experiment group, S. Nagata, B. Tsuchiya, "Evaluation of the surface morphologies and erosion/deposition profiles on the LHD first-wall by using toroidal array probes", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1–3, Supplement 1, pp.S873-S879				1				
250	2013	11	 Koga, K., Tateishi, M., Nishiyama, K., Uchida, G., Kamataki, K., Yamashita, D., Seo, H., Itagaki, N., Shiratani, M., Ashikawa, N., Masuzaki, S., Nishimura, K., Sagara, A., "Flux control of carbon nanoparticles generated due to interactions between hydrogen plasmas and graphite using DC-biased substrates", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 52, No. 11S, pp.11NA08 (2013). 				1			1	
251	2013	11	Valentyn Tsisar, Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Takeshi Miyazawa, Olga Yeliseyeva, "Effect of Li on mechanical and corrosion properties of electron beam welds of V–4Ti- 4Cr alloy (NIFS-HEAT-2)",	-		1	1				
252	2013	11	Satoshi Ito, Kenji Kawai, Yutaro Seino, Tatsuya Ohinata, Yusuke Tanno, Nagato Yanagi, Yoshiro Terazaki, Kyohei Natsume, Shinji Hamaguchi, Hiroki Noguchi, Hitoshi Tamura, Toshiyuki Mito, Akio Sagara, Hidetoshi Hashizume, "Performance of a Mechanical Bridge Joint for 30-kAclass High-temperature Superconducting Conductors",	MT-23	1					1	
253	2013	11	Tetsuhiro Obana Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Toshiyuki Mito, Shinsaku Imagawa, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kiyoshi Yoshida, "Joint resistance measurements of pancake and terminal joints for JT-60SA EF coils", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issue 11 pp.2773-2776 (2013).		1						
254	2013		 H. Murakami, K. Kizu, T. Ichige, K. Kamiya, K. Yoshida, T. Obana, S. Hamaguchi, K. Takahata, N. Yanagi, T. Mito, S. Imagawa, "Current sharing temperature of central solenoid conductor for JT-60SA under repetition excitation", Proceeding of ICEC24-ICMC2012, pp.575-578 (2013). 	ICEC24- ICMC2012	1					1	

255	2013		T. Obana, G. Rolando, E.P.A Van Lanen, A. Nijhuis, K. Takahata, K. Kizu, H. Murakami, K. Yoshida, "Numerical analysis of the DC performance of JT-60SA CS conductor sample", Proceeding of ICEC24-ICMC2012, pp.579-582 (2013).	ICEC24- ICMC2012	1						
256	2014	1	J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, A. Sagara and the FFHR Design Group, "An evaluation of fusion gain in the compact helical fusion reactor FFHR-c1", Nuclear Fusion, Vol. 54, pp.013014(10pp) (2014).					1			
257	2014	1	Yusuke Kobayashi, Daiji Kato, Hiroyuki A. Sakaue, Izumi Murakami, and Nobuyuki Nakamura, "Spectroscopic study of promethiumlike bismuth with an electron-beam ion trap: Search for alkali-metal-like resonance lines", Physical Review A, Vol. 89, pp.010501(R) (2014).				1			1	
258	2014	4	2014年度 Miyamoto, M., Watanabe, T., Nagashima, H., Nishijima, D., Doerner, R.P., Krasheninnikov, S.I., Sagara, A., Yoshida, N., "In situ transmission electron microscope observation of the formation of fuzzy structures on tungsten", Physica Scripta, Vol. T159, pp. 014028 (2014).	PFMC2013			1			1	
259	2014	4	 J. Miyazawa, Y. Suzuki, S. Satake, R. Seki, Y. Masaoka, S. Murakami, M. Yokoyama, Y. Narushima, M. Nunami, T. Goto, C. Suzuki, I. Yamada, R. Sakamoto, H. Yamada, A. Sagara and the FFHR Design Group, "Physics analyses on the core plasma properties in the helical fusion DEMO reactor FFHR-d1", 	IAEA- FEC24, Poster					1		
260	2014	4	 D. Kato, H. A. Sakaue T. Kenmotsu, Y. Sakai and K. Motohashi, "Alignment in magnetic sub-level populations of excited atomic hydrogen formed by single-electron capture from metal surfaces", Journal of Physics: Conference Series, Vol. 488, Sec. 13, pp.132012 (2014). 				1				
261	2014	5	Takahata, K., Tamura, H., Mito, T., Imagawa, S., Sagara, A., "Development of an indirectly cooled superconductor for the LHD fusion reactor FFHR",		1						
262	2014	6	 Tateishi, M., Koga, K., Yamashita, D., Kamataki, K., Seo, H., Itagaki, N., Shiratani, M., Ashikawa, N., Masuzaki, S., Nishimura, K., Sagara, A., "Contribution of H2 plasma etching to radial profile of amount of dust particles in a divertor simulator", Journal of Physics: Conference Series, Vol. 518, Conference 1, pp.012009 (2014). 	SPSM 2013			1			1	
263	2014	6	 N. Yanagi, Y. Terazaki, S. Ito, K. Kawai, Y. Seino, T. Ohinata, Y. Tanno, K. Natsume, S. Hamaguchi, H. Noguchi, H. Tamura, T. Mito, H. Hashizume, "Progress of the Design of HTS Magnet Option and R&D Activities for the Helical Fusion Reactor", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp. 4020805 		1						
264	2014	6	H. Murakami, K. Kizu, K. Tsuchiya, Y. Koide, K. Yoshida, T. Obana, K. Takahata, S. Hamaguchi, H. Chikaraishi, K. Natsume, T. Mito, S. Imagwa, K. Nomoto, Y. Imai, "Development and Test of JT-60SA Central Solenoid Model Coil", IEEE Transactions on Applied Superconductivity. Vol.24, Issue 3, pp. 4200205 (2014).		1					1	
265	2014	6	T. Takao, Y. Kawahara, N. Nakamura, Y. Yamamoto, T. Yagai, H. Murakami, K. Yoshida, K. Natsume, S. Hamaguchi, T. Obana, K. Takahata, S. Imagawa, T. Mito, "Thermal Stability of Butt Joint for CS Conductor in JT-60SA", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp.4800804 (2014).		1					1	

-			-					 		
			Y. Terazaki, N. Yanagi, S. Ito, K. Kawai, Y. Seino, T. Ohinata, Y. Tanno, K.							
266	2014	6	Natsume, S. Hamaguchi, H. Noguchi, H. Tamura, T. Mito, H. Hashizume, A. Sagara,	1						1
200	2014	0	"Critical Current Measurement of 30 kA-Class HTS Conductor Samples",	1						1
			IEEE Transactioins on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp. 4801305							
			T. Morimura, D. Miyagi, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, Y. Nunoya, N. Koizumi,							
			K. Takahata, T. Obana,							
267	2014	6	"Study on Resistance Distribution Between Superconducting Strand and a Copper	1					1	
	-		Sleeve in a CICC Joint Considering Three-Dimensional Strand Path".							
			IEEE Transactions on Applied Superconductivity Vol 24 Issue 3 pp 4801404							
			Satoshi Ito, Kenji Kawai, Yutaro Seino, Tatsuya Ohinata, Yusuke Tanno, Nagato							
			Yanagi Yoshiro Terazaki Kyohei Natsume Shinii Hamaguchi Hiroki Noguchi							
			Hitoshi Tamura Toshiyuki Mito Akio Sagara Hidetoshi Hashizume							
268	2014	6	"Performance of a Mechanical Bridge Joint for 30-kA-Class High-Temperature	1					1	
			Superconducting Conductors"							
			Superconducting Conductors,							
			T Vagai H Kuda K Hamana K Vaghida S Hamaguahi K Natsuma T Ohana							
			1. Lagar, 11. Kudo, K. Hallano, K. Toshida, S. Hallagueni, K. Natsune, T. Obala,							
269	2014	6	Tribele size Analysis of Context Surface in CIC Conductor!	1					1	
			Tribological Analysis of Contact Surface in CIC Conductor,							
			IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp.8800404							
			I. Murakanni, I. watanabe, C. Suzuki, S. Morna, C. Dong, N. Tainanoto,							
270	2014		D. Kato, H. A. Sakaue, H. Hara, N. Nakamura and S. Sudo			1				
270	2014	6	"Validation of Spectroscopic Model for Fe lons in Non-Equilibrium Ionization Plasma			1				
			in LHD and Hinode",							
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp. 1401056 (8pp) (2014).							
			Hishinuma, Y., Akoshima, M., Yamashita, Y., Tanaka, T., Sagara, A., Muroga, T.,							
271	2014	6	"Effect of heat cycling on microstructure and thermal property of boron carbide		1					
		_	sintered bulk as a shielding material for fusion blanket",							
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405069 (4pp) (2014).							
			Ito, S., Seino, Y., Yanagi, N., Terazaki, Y., Sagara, A., Hashizume, H.,							
272	2014	6	"Bridge-type mechanical lap joint of a 100 kA-class HTS: Conductor having stacks of	1					1	
		-	GdBCO tapes",	-					-	
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405086 (5pp) (2014).							
			Watanabe, T., Yanagi, N., Sagara, A.,							
273	2014	6	"LHD-type magnetic configuration with large blanket space",				1			
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3403089 (5pp) (2014).							
			Hidetoshi Kudoh, Tsuyoshi Yagai, Kei Hamano, Kazuki Yoshida, Shinji Hamaguchi,							
			Kyohei Natsume, Tetsuhiro Obana,							
274	2014	6	"Theoretical and Experimental Analysis of Nb3Sn Strand Buckling in Large Scale CIC	1						
			Conductor",							
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405063 (5pp) (2014).							
			Hayato Ohashi, Takeshi Higashiguchi, Yuhei Suzuki, Goki Arai, Yukitoshi Otani,							
			Toyohiko Yatagai, Bowen Li, Padraig Dunne, Gerry O'Sullivan, Weihua Jiang, Akira							
			Endo, Hiroyuki A. Sakaue, Daiji Kato, Izumi Murakami, Naoki Tamura, Shigeru Sudo,							
275	2014	6	Fumihiro Koike, and Chihiro Suzuki,			1				
			"Quasi-Moseley's law for strong narrow bandwidth soft x-ray sources containing							
			higher charge-state ions",							
			Applied Physics Letters, Vol. 104, Issue 23, pp. 234107 (5pp) (2014)							
			Hishinuma, Y., Tanaka, T., Shinkawa, T., Murakami, S., Matsuda, K., Watanabe, T.,							
274	2014	~	Nagasaka, T., Sagara, A., Muroga, T.,		1					
276	2014	/	"Formation of double oxide insulator coating for an advanced breeding blanket ",		1					
			Fusion Science and Technology, Vol. 66, Issue 1, pp.221-227 (2014).							

	r 1						1							
			Tetsuniro Obana, Kazuya Takanata, Shinji Hamaguchi, Kyonei Natsume, Shinsaku											
277	2014	7	Imagawa, Toshiyuki Mito, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kiyoshi Yoshida,		1									
211	2011	,	"Modeling of Butt Joint Composed of Nb3Sn Cable-In-Conduit Conductors",		1									
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405122 (4pp) (2014).											
			Matsuyama, M., Abe, S., Nishimura, K., Ashikawa, N., Oya, Y., Okuno, K.,											
			Yamauchi, Y., Nobuta, Y., Sagara, A.,											
278	2014	9	"Tritium retention on the surface of stainless steel samples fixed on the plasma-				1							
270	2014		fooingwell in LHD"				1							
			$\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}$											
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405135 (4pp) (2014).											
			Kurisnita, H., Hatakeyama, M., Narui, M., Matsuo, S., Snikama, T., Tada, K., Onno,											
			N., Takeuchi, T., Hatano, Y., Nishiura, M., Nakashima, Y., Watanabe, H., Tokunaga,											
279	2014	9	K., Hino, T., Ueda, Y., Muroga, T., Sagara, A., Kaneko, O.,			1							1	
217	2011		"Current activities in the interactive joint research at tohoku university - advanced			1							1	
			evaluation of radiation effects on fusion materials",											
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405136 (4pp)(2014).											
			H.Y. Fu, T. Nagasaka, T. Muroga, A. Kimura, J.M. Chen, "Microstructural											
280	2014	10	characterization of a diffusion-bonded joint for 9Cr-ODS and JLF-1 reduced activation	ISFNT-11,		1								1
		-	ferritic/martensitic steels"	Poster										
			Takuya Goto, Junichi Miyazawa, Ryuichi Sakamoto, Osamu Mitarai, Akio Sagara, the											
			FEHD Design Group	ISENT-11										
281	2014	10	"Study on the anomational control of helical fusion reactor FEUD d1"	Doctor							1			
			Study on the operational control of herical fusion feactor FFHK-d1,	roster										
			Fusion Engineering and Design, Vol. 89, pp. 2451-2455 (2014).											
			H. Tamura, T. Goto, T. Tanaka, S. Masuzaki, N. Yanagi, J. Miyazawa, A. Sagara,	ISFNT-11,										
282	2014	10	"Design of structural components for the helical reactor FFHR-d1A",	Poster						1				
			Fusion Engineering and Design, Vol. 89, pp. 2336-2340 (2014).	1 00001										
			A. Sagara, H. Tamura, T. Tanaka, N. Yanagi, J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, J.											
283	2014	10	Yagi, T. Watanabe, S. Takayama, the FFHR design group							1				
203	2014	10	"Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO",							1				
			Fusion Engineering and Design, Vol. 89, pp. 2114-2120 (2014).											
			T. Tanaka, A. Sagara, S. Masuzaki, M. Tokitani, T. Muroga, J. Miyazawa, T. Goto, H.											
			Tamura, the FFHR Design Group.											
284	2014	10		ISFNT-11,						1				
			"Analysis of radiation environment at divertor in helical reactor FFHR-d1"	Poster						-				
			Eusion Engineering and Design Vol. 80, nr. 1020 1042 (2014)											
			Pusion Engineering and Design, Vol. 89, pp. 1959-1945 (2014).											
205	2014	10	1 agi, J., 1 aliaka, 1., Muloga, 1., Sagata, A.,	ISFNT-11,			1							
285	2014	10	"Hydrogen solubility in liquid lithium-sodium alloys (90, 50, and 20 at% L1)",	Poster			1							
			Fusion Engineering and Design, Vol 89, Issue 7-8, pp.1168-1171 (2014).											
			Takuya Goto, Hiroyasu Utoh, Youji Someya, Makoto Nakamura, Ryoji Hiwatari and											
286	2014	10	Kenji Tobita,	ITC-23,						1				
200	2011	10	"Improvement of evaluation of replacement cost of a fusion power plant",	Poster										
			Plasma and Fusion Research, Vol. 9, 3405140(4pp) (2014).											
			C. Suzuki, F. Koike, I. Murakami, N. Tamura, S. Sudo, H. A. Sakaue, N. Nakamura,											
207	2014		S. Morita, M. Goto, D. Kato, T. Nakano, T. Higashiguchi, C. S. Harte, G. O'Sullivan,											
287	2014	11	"EUV spectroscopy of highly charged high Z ions in the Large Helical Device plasmas					1						
1			Physica Scripta, Vol. 89, No.11, pp.114009 (7pp) (2014).											
			Zhou H. Hirooka Y. Ashikawa N. Muroga T. Sagara A											
1			"Gas, and plasma, driven hydrogen permeation through a reduced activation ferritic											
288	2014	12	staal allow E22H"											1
1			Journal of Nuclear Materials, Vol. 455, Issue 1-3, pp. $4/0-4/4$ (2014).				1	1	1			1		1

				1	1	1							
			Miyamoto, M., Takaoka, H., Ono, K., Morito, S., Yoshida, N., Watanabe, H., Sagara,										
280	2014	12	A.,				1						
209	2014	12	"Crystal orientation dependence of surface modification in molybdenum mirror				1						
			irradiated with helium ions".										
			Hishinuma Y Kikuchi A Shimada Y Hata S Takeuchi T Yamada S Sagara										
				EUCAS									
290	2014		A.,	EUCAS	1								
	-		"Effect of boron particle size on microstructure and superconducting properties of in-	2013									
			situ Cu addition MgB ₂ multifilamentary wire",										
			Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Hirotaka Chikaraishi,										
			Toshiyuki Mito, Shinsaku Imagawa, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kyohei										
291	2015	1	Nateuma Kiyochi Vochida		1								
			"Magnetic field measurements of J1-60SA CS model coil",										
			Takahata, K., Tamura, H., Mito, T., Imagawa, S., Sagara, A.,										
292	2015	2	"A cooling concept for indirectly cooled superconducting magnets for the fusion reactor							1			
			FFHR",										
			Imagawa, S., Obana, T., Takada, S., Hamaguchi, S., Chikaraishi, H., Yanagi, N.,										
			Takahata K Iwamoto A Yamada S Mito T										
293	2015	2	"Diag far ta sting high summer suggest her tage for far in grant tage with a 15 T tage		1								
			Plan for testing nigh-current superconductors for fusion reactors with a 15-1 test										
			facility",										
			Shinji HAMAGUCHI, Akifumi IWAMOTO, Shinsaku IMAGAWA, Kazuya										
			TAKAHATA, Suguru TAKADA, Sadatomo MORIUCHI, Tetsuhiro OBANA,	ITC 24									
294	2015	3	Hirotaka CHIKARAISHI, Nagato YANAGI, Shuichi YAMADA, Toshiyuki MITO,	IIC-24,	1								
			"Ungrade Plan on NIES Superconducting Magnet Test Facility "	Poster									
			Disease and Engine Disease Mat 10, an 2405020 (2015)										
			Plasma and Fusion Research, Vol. 10, pp.3405020 (2015).										
			H.Y. Fu, I. Nagasaka, I. Muroga,										
295	2015	3	"Microstructural evolution of 9Cr-ODS and JLF-1 in a HIP joint after post-bond heat	ICS12 Oral		1							1
275	2015	5	treatment",	JCD12, 01ai		1							1
			Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, No. 11, pp. 61(4pp) (2015).										
			2015年度										
			H Y Fu T Nagasaka T Muroga W H Guan S Nogami A Hasegawa H Serizawa										
			"Woldshility of 0Cr ODS and II E 1 steals for dissimilar joining, with hot isostatio	ITC 24									
296	5 2015	4	weldability of 9CI-ODS and JLF-1 steers for dissimilar joining with not isostatic	nc-24,		1							1
			pressing and electron beam weiding",	Poster									
			Plasma and Fusion Research, Vol. 10, 3405015(4pp) (2015).										
			Y. Oya, M. Sato, H. Uchimura, N. Ashikawa, A. Sagara, N. Yoshida, Y. Hatano, K.										
207	2015	4	Okuno,				1	1				1	
297	2015	4	"In-situ observation of sputtered particles for carbon implanted tungsten during				1	1				1	
			energetic hydrogen isotone ion implantation"										
			T Watanabe A Sagara Y Hishinuma S Takayama T Tanaka S Sano										
200	2015	4	"Mognetism induced by electrochemical nitriding on an exetenitic steinlass steel"			1							
298	2015	4	Magnetism induced by electrochemical nitriding on an austenitic stainless steel,			1							
			AIP Advances, Vol. 5, Issue 4, pp.04/138 (2015).										
			N. Yanagi, S. Ito, Y. Terazaki, Y. Seino, S. Hamaguchi, H. Tamura, J. Miyazawa, T.	IAFA-									
200	2015	5	Mito, H. Hashizume, A. Sagara, "Design and development of high-temperature	EEC25	1						1		
299	2013	3	superconducting magnet system with joint-winding for the helical fusion reactor",	FEC25,	1						1		
			Nuclear Fusion, Vol. 55, pp. 053021 (7pp) (2015)	Poster									
			Havato Ohashi Takeshi Higashiguchi Yuhei Suzuki Goki Arai Rowen Li Padraig				t	1	-	-			
			Dunno Comu O'Sullivon Hirosuki A Sokovo Doili Koto Jami Musele N1-										
1			Dunne, Gerry O Sunivan, filoyuki A. Sakaue, Daiji Kato, izunii Murakami, Naoki										
300	2015	5	1 amura, Snigeru Sudo, Fumihiro Koike, Chihiro Suzuki,					1				1	
200		2	"Characteristics of X-ray emission from optically thin high-Z plasmas in soft X-ray					-				-	
			region",										
			Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 48, No. 14										

-				1		1	-	1	1	1				
			H. Murakami, K. Kizu, T. Ichige, M. Furukawa, K. Natsume, K. Tsuchiya, Y. Kamiya,											
201	2015	6	Y. Koide, K. Yoshida, T. Obana, K. Takahata, S. Hamaguchi, H. Chikaraishi, T. Mito,		1								1	
301	2015	6	S. Imagawa,		1								1	
			"Development of terminal joint and lead extension for JT-60SA central solenoid",											
			IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 25, Issue 3, pp. 4201305							1				
			H. Kajitani, I. Hemmi, I. Mizutani, K. Matsui, M. Yamane, I. Obana, S. Takada, S.											
302	2015	6	Hamagueni, K. Takanata, S. Imagawa, N. Koizumi,		1								1	
			Evaluation of TEER IF coll joint performance,											
			S Ito H Oguro H Tamura N Vanori H Hashizume											
			"Eundamental investigation on tangile abgrataristics of a machanical lan joint of											
303	2015	6	PERCO tapac"		1								1	
			REDCO tapes,											
			V Terazaki N Vanagi S Ito V Seino S Hamaguchi H Tamura T Mito H											
			Hashizume A Sagara											
304	2015	6	"Measurement and Analysis of Critical Current of 100-kA Class Simply-Stacked HTS		1									1
501	2015	0	Conductors"		-									
			IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 25, pp. 6977909 (2015)											
			T. Goto, J. Miyazawa, R. Sakamoto, R. Seki, C. Suzuki, M. Yokoyama, S. Satake, A.											
			Sagara, the FFHR Design Group.	IAEA-										
305	2015	6		FEC25,							1			
			"Integrated physics analysis of plasma start-up scenario of helical reactor FFHR-d1",	Poster										
			Nucelar Fusion, Vol. 55, pp. 063040 (8pp) (2015).											
			Takanori Matsuda, Tsuyoshi Yagai, Hidetoshi Kudo, Kazuki Yoshida, Tetsuhiro Obana	1										
206	2015	7	and Hironori Murakami,		1									
500	2015	/	"Measurement of Strands Location and Inter-Strand Contact Resistance in a CIC		1									
			Conductor",											
			H. A. Sakaue, D. Kato, N. Yamamoto, N. Nakamura, I. Murakami,											
307	2015	7	"Spectra of $W^{19+}-W^{32+}$ observed in the EUV region between 15 and 55 Å with an					1						
307	2013	,	electron-beam ion trap",					1						
			Physical Review A, Vol. 92, Issue 1, pp.012504 (2015).											
			M. Tateishi, K. Koga, R. Katayama, D. Yamashita, K. Kamataki, H. Seo, N. Itagaki,											
			M. Shiratani, N. Ashikawa, S. Masuzaki, K. Nishimura, A. Sagara,											
308	2015	8	"Real-time mass measurement of dust particles deposited on vessel wall in a divertor				1	1					1	
			simulator using quartz crystal microbalances",											
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.865-868 (2015).											
			H. Zhou, Y. Hirooka, H. Zushi, A. Kuzmin, N. Ashikawa, T. Muroga, A. Sagara,											
309	2015	8	"Effects of surface conditions on the plasma-driven permeation behavior through a				1							1
		-	ferritic steel alloy observed in VEHICLE-1 and QUEST",											-
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.1066-1070 (2015).		_									
			N. IIJIMA, M. MIYAMOTO, D. NISHIJIMA, M.J. Baldwin, R.P. Doerner, Y. Ueda, A.											
210	2015	0	Sagara, 1. Hoschen,				1	1					1	
310	2015	8	"Effect of temperature on microstructures and retention properties in tungsten exposed				1	1					1	
			to $D + He + Be$ mixture plasmas in PISCES",											
1		1	Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.9/9-982 (2015).	1		1		1	1	1	1	1	1	

	T T	1		1	r	r	r	1				r
			Y. Nakashima, H. Takeda, K. Ichimura, K. Hosoi, K. Oki, M. Sakamoto, M. Hirata,									
			M. Ichimura, R. Ikezoe, T. Imai, M. Iwamoto, Y. Hosoda, I. Katanuma, T. Kariya, S.									
			Kigure, J. Kohagura, R. Minami, T. Numakura, S. Takahashi, M. Yoshikawa, N.									
			Asakura M Fukumoto A Hatayama Y Hirooka S Kado H Kubo S Masuzaki H									
311	2015	8	Mateuura S Nagata N Nishino N Ohno A Sagara T Shikama M Shoii A				1				1	
			Transcence V. H. J.									
			Tonegawa, Y. Ueda,									
			"Progress of divertor simulation research toward the realization of detached plasma									
			using a large tandem mirror device",									
			M. Miyamoto, S. Mikami, H. Nagashima, N. Iijima, D. Nishijima, R.P. Doerner, N.									
010	2015	0	Yoshida, H. Watanabe, Y. Ueda, A. Sagara,									
312	2015	8	"Systematic investigation of the formation behavior of helium bubbles in tungsten".			1	1				I	
			Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp. 333-336 (2015)									
			Keisuke Nogami Vasuhiro Sakai Shota Mineta Dajiji Kato Izumi Murakami		1							
			Hirowski A. Sakaya Takahiro Kanmotsy Kanii Furuya Kanii Motohashi									
212	2015	0	"I construction of the second se				1				1	
313	2015	8	"Level-energy-dependent mean velocities of excited tungsten atoms sputtered by				1				1	
			krypton-ion bombardment",									
			Journal of Vacuum Science & Technology A, Vol. 33, No. 6, pp.061602 (2015).									
			Y. Kobayashi, K. Kubota, K. Omoto, A. Komatsu, J. Sakoda, M. Minoshima, D. Kato,									
214	2015	0	J. Li, H. A. Sakaue, I. Murakami, N. Nakamura				1				1	
514	2013	0	"Extreme ultraviolet and visible spectroscopy of promethiumlike heavy ions "				1				1	
			Physical Review A, Vol. 92, Issue 2, pp.022510 (2015).									
			Satoshi Ito, Hidetoshi Hashizume,									
			····· ··· ··· ···									
315	2015	0	"Steady and Transient Thermal Analyses on a Segmented High Temperature	TOFE 2014	1						1	
515	2015		Steady and Hanstein Therman Analyses on a begine near Thermatic Competence	10112 2014	1						1	
			Superconducting Magnet with Porous Media-Inserted Cryogenic Cooling,									
-	-		Fusion Science and Technology, Vol. 68, No. 2, pp. 428-432 (2015).									
		_	H. Hasnizume, I. Nishitani, S. Konishi, Y. Ueda, S. Fukada, A. Sagara,									
316	2015	9	"Overview of Fusion Engineering in Japan",	TOFE-2014					1		1	
			Fusion Science and Technology, Vol. 68, No.2, pp. 201-210 (2015).									
			I. Murakami, H. A. Sakaue, C. Suzuki, D. Kato, M. Goto, N. Tamura, S. Sudo, S.									
			Morita, and LHD Experiment Group,	IAEA-								
317	2015	9	"Development of quantitative atomic modeling for tungsten transport study using LHD	FEC25,			1					
			plasma with tungsten pellet injection".	Poster								
			Nuclear Fusion Vol. 55 No. 9 pp. $(93016 (9pp) (2015))$									
			T Akiyama R Yasuhara T Tanaka M Isobe R Sakamoto T Goto K Kawahata									
			K Nakayama S Okajima A Sagara	IAFA-								
210	2015	0	Concentral design of high resolution and relichle density measurement system on	EEC25						1		
510	2015	9	Conceptual design of high resolution and remaine density measurement system on	FEC23,						1		
			helical reactor FFHR-d1 and demonstration on LHD",	Poster								
			Nucelar Fusion, Vol. 55, No. 9, pp.093032 (10pp) (2015).			 						
			A. Sagara, T. Tanaka, J. Yagi, M. Takahashi, K. Miura, T. Yokomine, S. Fukada, S.									
310	2015	0	Ishiyama,	TOFE 2014		1						
517	2015	,	"First operation of the Flinak/LiPb twin loop Orosh2i-2 with a 3T SC magnet for R and	10112-2014		1						
			D of liquid blanket for fusion reactor",									
			Y. Hishinuma, A. Kikuchi, Y. Shimada, T. Kashiwai, S. Hata, S. Yamada, T. Muroga,	1								
			A. Sagara,									
320	2015	10	"Development of MgB2 superconducting wire for the low activation superconducting	1	1							
520		10	magnet system operated around core D-T plasma"		'							
			Eusion Engineering and Decign Vol. 08 00 pp 1076 1080 (2015)	1								
1	1	1	prusion Engineering and Design, vol. $96-99$, pp. $10/6-1080$ (2015).	1	1	1	1	1				1

				1			1						
			Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kyohei Natsume, Katsuhiko Tsuchiya, Yoshihiko Koide, Kiyoshi Yoshida, Tetsuhiro Obana, Shinji Hamaguchi, Kazuya Takahata,										
321	2015	10	"Manufacturing design and development of the current feeders and coil terminal boxes		1							1	
			Fusion Engineering and Design Vol. 08.00 pp. 1004 1007 (2015)										
			Hitoshi Tamura Teruya Tanaka Takuya Goto Junichi Miyazawa Suguru Masuzaki									 	
			Tsuouhiro Watanabe Nagato Yanagi Akio Sagara Satoshi Ito Hidetoshi Hashizume										
322	2015	10	"Novel divertor design to mitigate neutron irradiation in the helical reactor FFHR-d1".							1			
			Fusion Engineering and Design. Vol. 98-99. pp. 1629-1633 (2015).										
			Sagara, A., Tanaka, T., Yagi, J., Takahashi, M., Miura, K., Yokomine, T., Fukada, S.,										
			Ishiyama, S.,	TOFE 2014									
323	2015	10	"First operation of the Flinak/LiPb twin loop Orosh2i-2 with a 3T SC magnet for R and	10FE-2014,		1							
			D of liquid blanket for fusion reactor",	Orai									
			Fusion Science and Technology, Vol. 68, No.2, pp. 303-307 (2015).										
			Teruya Tanaka, Hiroaki Muta, Yoshimitsu Hishinuma, Hitoshi Tamura, Takeo										
324	2015	10	Muroga, Akio Sagara,	TOFE-2014						1			
			"Applicability of Hydride Materials for Radiation Shielding in Helical Reactor FFHR-										
			di", H V Eu T Nagasaka N Komatani T Muroga W H Guan S Nagami K Vahuuchi										
			T. I. Fu, T. Nagasaka, N. Kometani, T. Muroga, W. H. Ouan, S.Nogann, K. Fabuuchi,										
325	2015	10	"Effect of post-weld heat treatment and neutron irradiation on a dissimilar-metal joint	SOFT-28,		1							
020	2010	10	between F82H steel and 316L stainless steel".	Poster									
			Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, 1968(5pp) (2015).										
			H. Tamura, T. Tanaka, T. Goto, J. Miyazawa, S. Masuzaki, T. Watanabe, N. Yanagi,										
226	2015	10	A. Sagara, S. Ito, H. Hashizume,	SOFT-28,						1			
520	2013	10	"Novel divertor design to mitigate neutron irradiation in the helical reactor FFHR-d1",	poster						1			
			Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp. 1629-1633 (2015).									 	
	2015	10	J. Yagi, A. Sagara, T. Watanabe, T. Tanaka, S. Takayama, T. Muroga,										
327	2015	10	"Hydrogen solubility in FLINaK mixed with titanium powder",				1						
			Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp.1907-1910 (2015).										
			Ova										
328	2015	10	"Effect of heating temperature on deuterium retention behavior for helium/carbon				1	1					
			implanted tungsten".										
			T. Nagasaka, H. Sakasegawa, H. Tanigawa, M. Ando, T. Tanaka, T. Muroga, A.										
329	2015	10	Sagara,			1							
			"Tensile properties of F82H steel after aging at 400-650 °c for 100,000 h",										
			T. Tanaka, H. Muta, Y. Hishinuma, H. Tamura, T. Muroga, A. Sagara,										
330	2015	10	"Applicability of hydride materials for radiation shielding in helical reactor FFHR-d1",				1						
			Fusion Science and Technology, Vol. 68, Issue 3, pp.705-710 (2015).										
221	2015	10	K. Yuki, M. Kawamoto, M. Hattori, K. Suzuki, KI. Sunamoto, A. Sagara,					1				1	
551	2013	10	Gas-cooled divertor concept with high thermal conductivity porous media,					1				1	
			Tetsuhiro Ohana Haruvuki Murakami Kazuva Takahata Shinii Hamaguchi Hirotaka									 	
			Chikarajshi, Toshiyuki Mito, Shinsaku Imagawa Kaname Kizu Kvohei Natsume										
332	2015	11	Kivoshi Yoshida.		1								
			"Performance verification tests of JT-60SA CS model coil",										
			Physica C: Superconductivity and its Applications, Vol. 518, pp.96-100 (2015)										
			T. Muroga, T. Miyazawa, T. Nagasaka, H. Watanabe,										
333	2015	12	"Correlation of microstructural evolution in V-4Cr-4Ti by heavy ion and neutron			1							
1			irradiations".	1	1		1		1		1		1

334	2016	1	Y. Hamaji, M. Tokitani, S. Masuzaki, R. Sakamoto, H. Tamura, A. Sagara, "ACT2: A high heat flux test facility using electron beam for fusion application",					1						
335	2016	1	 Plasma and Fusion Research, No. 11, pp.2405089 (4pp) (2016). H.Y. Fu, T. Nagasaka, T. Muroga, W.H. Guan, S. Nogami, H.Serizawa, S.F. Geng, K.Yabuuchi, A. Kimura, "Plastic deformation behavior and bonding strength of an EBW joint between 9Cr-ODS and JLF-1 estimated by symmetric four-point bend tests combined with FEM analysis". 			1								
336	2016	1	Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Hirotaka Chikaraishi, Hiroki Noguchi, Takashi Kobuchi, Sadatomo Moriuchi, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki Mito, Katsuhiko Tsuchiya, Kyohei Natsume, Kiyoshi Yoshida, Kazuhiro Nomoto, Tae-hyun Kim, "Conductor and joint test results of JT-60SA CS and EF coils using the NIFS test facility",		1									
337	2016	1	Y. Oya, M. Sato, X. Li, K. Yuyama, H. Fujita, S. Sakurada, Y. Uemura, Y. Hatano, N. Yoshida, N. Ashikawa, A. Sagara, T. Chikada, "Impact of temperature during He ⁺ implantation on deuterium retention in tungsten, tungsten with carbon deposit and tungsten carbide", Physica Scripta, Vol. T167, pp. 014037 (5pp) (2016).					1					1	
338	2016	2	Xiaobin Ding, Jiaxin Liu, Fumihiro Koike, Izumi Murakami, Daiji Kato, Hiroyuki A Sakaue, Nobuyuki Nakamura, Chenzhong Dong, "Collisional-radiative model for the visible spectrum of W ²⁶⁺ ions " Physics Letters A, Vol. 380, Issue 7-8, pp.874-877 (2016).					1						
339	2016	2	T. Muroga, T. Miyazawa, T. Nagasaka, H. Watanabe, "Correlation of microstructural evolution in V-4Cr-4Ti by heavy ion and neutron irradiations",			1								
340	2016	3	S. Ito, N. Yusa, N. Yanagi, H. Tamura, A. Sagara, H. Hashizume, "Mechanical and Electrical Characteristics of a Bridge-Type Mechanical Lap Joint of HTS STARS Conductors", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Volume 26, Issue 2, pp.7378890		1								1	
				合計	56	35	81	89	53	39	26	11	132	26

SC mag. Cryo.	Low Activ. Material	Blanket, FW	Divertor	Tritium, Safetry	Concept, System design	Core plasma control	Plant equip., related tech.	第1 著者 所外	第1 著者 学生
------------------	---------------------------	----------------	----------	---------------------	------------------------------	---------------------------	--------------------------------------	----------------	----------------

A.2 主要機器の開発数値目標

A.2.1 マグネット・システムの開発数値目標

Compoents 機器名	Requirement 要求性能	Design Specification 設計仕様 (FFHR-d1A)	R&D Item 開発項目	Issue 課題	Target 数値目標	Current Status 達成値など	
ヘリカルコイル	Jカルコイル 高精度、高安定 性、高強度、高製 作性	E 製 ・トロイダル磁場 4.7 T ・巻線部電流密度 25 A/mm2 【w/o. NITA coil】Bmax = 12.0 T	・トロイダル磁場 4.7 T 導体 ・巻線部電流密度 25 A/mm2	導体 【LTS CIC 流値と電び /mm2 励磁を含む	【LTS CIC】 ITER 導体を超える電 流値と電磁力における繰り返し 励磁を含めた総合性能		ITER用に 68 kA級導体の技術確立
				【LTS IDC】 冷却安定性、実用導体の製作	運転電流値 100 kA @13 T	短尺サンプルで 20 kA 達成	
		I – 30.00 MA		【HTS】単純積層導体の長尺性 能実証、実用導体の製作		短尺サンプルで 100 kA 達成 100 kA 級短尺サンプル接続抵抗:1.8 nΩ	
		I = 39.48 MA ・フルパワー運転30年のフルエンス	I = 39.48 MA フルパワー運転30年のフルエンス	【LTS CIC】連続巻線作業の具体 化、巻線機の設計	巻線作業期間 < 5 y	LHD の実績、ITER の実績がベース	
		高速中性子 : 10 ²³ /m ² (E > 0.1 MeV)		【LTS IDC】連続巻線作業の具体 化、巻線機の設計		LHD の実績、加速器用マグネットの実績が ベース	
		γ : 50 MGy		【HTS】接続方式巻線の工業的 確立			
		・核発熱(最大) 100 W/m ³ (NITAコイルあり)	組み立て 	ロ出し、冷却配管レイアウト、絶 縁継手	製作精度 2000分の1	LHD の実績がベース	
	500 W/m ³ (NITAコイルなし)	500 W/m ³ (NITAコイルなし)	冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管 取り付け方法		LHD の実績とITER の設計がベース	
			励磁	交流損失	励磁時間 < 12 h	LHD の実績、ITER の設計がベース	
			クエンチ保護	【LTS CIC】 コイル分割数、保護 回路	★山雪広 / 200\/	LHD の実績、ITER の設計がベース	
				【LTS IDC】 コイル分割数、保護 回路	検出電圧 < 200 mV 判定時間 < 1 s -ホットスポット温度 < 200 K 耐電圧 > 20 kV	加速器用マグネットの実績がベース	
				【HTS】 コイル分割数、保護回 路、常伝導転移検出電圧			
内側垂直磁場 コイル	高精度、高安定 性、高強度、高製	定 系製	導体、巻線、組み立て、 冷却、励磁、クエンチ保	【LTS CIC】単独製作・吊り込み 方式	主・副コイル:導体電流値 100 kA @ 12 T 副コイル:磁場変化率 0.005 T/s クエンチ検出用共巻コイルの必要性検討 その他の項目は、ヘリカルコイルに準じる	LHD の実績、ITER の実績がベース	
	作性		護	【LTS IDC】単独製作・吊り込み 方式		LHD の実績、加速器用マグネットの実績が ベース	
				【HTS】単独製作・吊り込み方式			
外側垂直磁場 コイル	外側垂直磁場 高精度、高安定 コイル 性、高強度、高製	定 ・巻線部電流密度 25 A/mm ² 高製 【w/o. NITA coil】Bmax = 10.0 T I = 19.88 MA	導体、巻線、組み立て、 冷却、励磁、クエンチ保	【LTS CIC】線材候補:NbTi、現 地製作(巻線時期課題)	主・副コイル:導体電流値 100 kA @ 10 T 副コイル:磁場変化率 0.005 T/s	LHD の実績、ITER の実績がベース	
作性	作性		護	【LTS IDC】線材候補:NbTi、現 地製作(巻線時期課題)		LHD の実績、加速器用マグネットの実績が ベース	
		[w. NITA coil] Bmax = 7.8. T I = 21.41 MA		【HTS】 接続方式巻線(ヘリカル コイル巻線との並行作業)	その他の項目は、ヘリカルコイルに準じる		
補正コイル (NITA , LID, 中	高精度、高安定 性、高製作性	・最大経験磁場 5.7 T	導体、巻線、組み立て、 冷却、励磁、 クエンチ保	【LTS CIC】現地製作(巻線時期)		ITER の設計がベース	
心ソレノイド、ヘリ			護	【LTS IDC】現地製作(巻線時期)			
(\$ <u>~</u> , 1 , 5, 1, 1, 2)				【HIS】 接続万式巻線(ヘリカル コイル巻線との並行作業)			

電磁力支持構造 物	高精度、高強度、 高製作性	最大応力 660 MPa (新型ダイバー タの保守ポートなし) 最大応力 700 MPa (新型ダイバー タの保守ポートあり)	構造・応力		最大応力 660 MPa (新型ダイバータの保 守ポートなし) 最大応力 700 MPa (新型ダイバータの保 守ポートあり)	LHD の実績がベース
			構造·製作性	ヘリカル加工精度、分割数、溶接 性、溶接変形、工期		LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管 取り付け方法		LHD の実績がベース
80 K シールド	高製作性		構造·製作性	新材料も検討		LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管 取り付け方法		LHD の実績がベース
断熱支持脚	高強度、高製作 性	被支持体重量 < 22000 ton	構造·製作性	個数、位置、構造 重量軽量化		LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管 取り付け方法		LHD の実績がベース
クライオスタット	高強度、高製作 性	全重量 < 60000 ton		真空度		LHD の実績がベース
低温システム	高信頼性、高稼 働率	被冷却体全重量 27900 ton ヘリカルコイル 13200 ton 垂直磁場コイル 2600 ton 電磁力支持構造物 12000 ton 輻射シールド 40 ton 断熱支持脚 60 ton	冷凍機	冷媒種類、温度		LHD の実績、ITER の設計がベース
		冷却期間 < 1ヶ月 冷却時の最大温度差 < 50 K	バルブボックス	設置位置(バイオシールドの外)		LHD の実績、ITER の設計がベース
			トランスファーライン	レイアウト		LHD の実績、ITER の設計がベース
バスライン・電流 リード	高信頼性、高稼 働率、低損失	運転電流 100 kA 耐電圧 20 kV	HTSバスライン	LHD方式 (コイル → HTSバスライン → 銅 電流リード → 銅ブスバー → 電 源)	電流値 100 kA 級 LOCA 許容時間 > 1 h 熱侵入 <1 W/m ケーブル直径 <300 mm 設置最小半径 2 m、輸送最小半径 1.5m	LHD の実績がベース
			コイルフィーダ+ HTS電流リード	ITER方式(コイル → HTS電流 リード → 銅ブスバ → 電源)	電流値 100 kA 級 LOCA 許容時間 > 1 h	ITER の設計がベース
直流電源	高信頼性、高稼 働率、低損失	運転電流 100 kA クエンチ保護 緊急減磁時間 10-30 s	電源本体	励磁機器構成、低温運転電源、 低損失、低温動作切り替えスイッ チ、多重化	供給電流 100 kA 級 励磁・減磁時間 < 12 h 運転継続時間 > 1 y	LHD の実績がベース
			クエンチ保護	レイアウト、保護抵抗の接続、直 流遮断器(低温動作)	緊急遮断時定数 10−30 s 定常時電圧降下 <100 mV 遮断時電圧 20 kV 動作時間 < 1 s	LHD の実績がベース

A.2.2 炉内機器の開発数値目標

Compoents 機器名	Requirement 要求性能	Design Specification 設計仕様 (FFHR-d1A)	R&D Item 開発項目	Issue 課題	Target 数値目標	Current Status 達成値など
ダイバータ(受熱)	 高熱流束からの熱除去 ・粒子排気 ・耐中性子 ・長寿命、モジュール交換 ・安全性 コーデーレのサカ 	 ・熱負荷 600 MW ・高速中性子束:最大 6x10[^]13 n/cm2/sec ・機器交換:リモート交換 ・排気速度:500 Pam3/s トリチウムインベトリ 1kg? 交換頻度 1年 装置寿命 30年 稼働率 80% 照射損傷 W:1dpa/y, Cu:1.6dpa/y 運転サイクル 400日稼働+90日点 検 (原発の仕様) 	ダイバータ構造体	固体/水orガス(以下 固体) : 損耗	配管 30年 カセット 5年	
				液体金属シャワー(以 下液体):耐腐食	配管 30年 セラミックダクト 5年	
	·少放射性廃棄物			照射効果	W: 1dpa, Cu:1.6 dpaで健全	
	·寿命30年		受熱体	固体∶異材接合	20 MW/m2の熱負荷で健全 交換頻度 1年以上	15 MW/m2の定常熱負荷で健全性を 維持できるWと銅合金の接合を達成
				液体:噴流の安定性	φ40,4m長さで4m/sの安定 した自由表面流 流路材 1年	
					1.5T, 120A, 100mm長さでの 噴流挙動の解明	
			熱除去	固体:高熱除去	20 MW/m2の定常熱除去	15 MW/m2の定常熱負荷の除熱を達 成
				液体:高熱除去	200 MW/m2の定常熱除去	
			保守性	リモートハンドリング	2ヶ月での交換シナリオ	
			廃棄物	放射化	(100年後にハンドリング可 能)	
			寿命	固体 W+銅合金の中 性子照射影響	1年以上健全	
			実機製作性	固体 :実規模受熱体構 造の製作	1m2の受熱体による 20MW/m2の熱負荷除去	
				液体:高熱除去の小型 モックアップでの実証	1/10サイズで200MW/m2 の熱負荷除去	
真空排気	・燃料供給とバランスする排 気		排気	排気コンダクタンス	排気速度 T2で500 Pam3/s (1000s, 20m2) He: 5 Pam3/s クライオパネル排気容量: 25000 Pam3/m2 インペントリ600g以下	
コンディショニング	・軽不純物除去(?) ・リサイクリング制御	•壁表面積12,800m2	放電洗浄	超大型装置での放電	グロー放電 : 電流密度 100mA/m2 ECR: ICR:	
			ベーキング			ブランケット冷媒導入で兼ねることに なる
			表面被覆	ボロニゼーション	厚さ、面積/一日	

遠隔保守	 ・定期的な炉内機器交換 ・非常時の保守 	 ・γ線~Mgyの環境 ・増殖ブランケット交換 ・ダイバータ交換 	稼働重量	稼働重量	1)マニピュレータ:10トン以 下、2)クレーン、ころ引き など:数100トン	1)東芝によるITER関連技術、2)重量 物の運搬制限は、製作物の公道通過 時の最大積載量に依存する
			設置精度		設置位置精度:1mm	装置の設置・組み立て精度を1mmとす る(必要に応じて1mm以下の要求の可 能性あり)。設置位置の3次元計測 (JT-60SA、ITER)が必要となる。各コ ンポーネントに基準位置を出すための 固定マーカーが必要。接続される対の コンポーネント間の構造を考慮する必 要がある(ITER)。
			交換頻度		1)1-2年に1回(定期メンテ ナンス)、2)コンポーネント 劣化に伴う交換:5年一10年	既存の原子力発電所の定期メンテナ ンス(定期検査)を参考にすると、この 頻度での検査は必要。原子力発電所 は3区分(13・18・24ヶ月)あり、法令で 定められている。2)炉内コンポーネン ト交換を伴う長期停止は、炉の運用時 間を30年と仮定した場合、5年程度 か?
			エリア区分	放射化レベルに応じた エリア区分の決定		
			保守時の監視方法			中性子による検出器へのダメージの ため、可視モニター系が使用できない 可能性がある。カメラを通じた人によ る目視確認無しで位置決めをする技 術が必要
			高ガンマ線環境下仕	様のモータ		ITERでも開発はされているが、DEMO 用の新たな開発が必要
			非常時の保守 (アクセス)方法	汎用性のあるマニピュ レータおよび監視ロ ボットの必要性		放射線環境下での監視ロボット(状況 確認が目的)の技術は、福島原発事 故以降に進展があった。ITERでもまだ 検討中である。

A.2.3 ブランケットの開発数値目標

Compoents 機器名	Requirement 要求性能	Design Specification 設計仕様 (FFHR-d1A)	R&D Item 開発項目	Issue 課題	Target 数值目標	Current Status 達成値など	
トリチウム増殖 高い安全性/経済 ブランケット 性を見込める高 効率発電 ・燃料増殖	 ・中性子平均壁負荷:1.5MW/m2 ・表面熱負荷:0.1MW/m2 ・トリチウム増殖比:>1.10 ・運転温度:500°C以上 ・寿命:10年程度 	構造材料	【低放射化フェライト鋼】高 温強度特性、低温延性の確 保	クリープ変形:550°C、100 Mpa の荷重 で、10年で1%以下、 DBTT:使用温度より十分低い	クリープ変形:達成済み DBTT:達成済み		
	 ・長寿命 ・高温化 ・高効率発電(熱 交・MHD圧損等) ・モジュール交換 	 ・定常磁場:最大8T ・モジュール交換:リモート交換1 回以上 		【バナジウム合金】高温強 度特性、低温延性の確保	クリープ変形 : 700℃、70 MPa の荷重で 10年で1 %以下 DBTT : 室温以下	クリープ変形:達成済み DBTT:達成済み	
					【ODS鋼】 高温強度特性の 確保	クリープ変形∶700℃、100 Mpa の荷重 で、10年で 1%以下	クリープ変形:粒子分散により、達成の見通 し ⇒大型化、長時間試験
				【全材料】 中性子照射下で の特性維持	~100dpaで低温延性維持(DBTTの 目標維持)	【低放射化フェライト鋼】250-330℃,70dpa照 射後、ΔDBTT250℃ 【バナジウム合金】450℃、5.3dpa照射後、 DBTT-84℃	
			接合技術	【構造材】 同材接合	母材以上の機械強度	【低放射化フェライト鋼】達成済み 【バナジウム合金】達成済み	
				【構造材とSS316L、ハステロ イ等】 異材接合	母材以上の機械強度	【フェライト鋼-SS316L】達成済み(熱処理必要) 【バナジウム合金-SS316】達成済み(熱処 理必要)	
				【全材料】 中性子照射下で の特性維持	~1dpaで低温延性維持(DBTTの目標 維持)	【低放射化フェライト鋼】-調査中- 【バナジウム合金】290℃、0.1dpa照射後、 DBTT-110℃ 【異材接合】今後の照射試験	
			部材製作技術	【低放射化フェライト鋼、バ ナジウム合金】大量溶解技 術の確立	工業的手法で100kg以上	【低放射化フェライト鋼】達成済み 【バナジウム合金】達成済み	
				【低放射化フェライト鋼、バ ナジウム合金】薄板・細管加 工技術の確立	至温・大気中での板材、管材加工	【低放射化フェライト鋼】 −調査中− 【バナジウム合金】達成済み	

熱流動制御	【FLiNaBe, FLiBe】強磁場下 層流化効果の検証と乱流化 促進	8Tでの流動を見通せる基礎データ取 得とモデル化検証	⇒循環ループ装置での実証必要
	【LiPb, Li】強磁場下MHD圧 力損失、流速分布の検証、 配管電気絶縁技術の確立	・8Tでの流動を見通せる基礎データ取 得とモデル化検証 ・絶縁技術:MHD圧力の~2桁低減、寿 命10年程度維持もしくは修復可能	・3T均一磁場下での直管、屈曲管のデータ 取得済み⇒複雑流路でのデータ蓄積が必要 ・(a)セラミック被覆:短時間での材料絶縁特性は達成、3面被覆実証済み⇒大面積被覆 試作、照射下を含む長時間試験 ・(b)セラミックインサート:短時間での材料 絶縁特性は達成⇒照射下を含む長時間試験 ・ヘリカル型実験装置での実証必要
水素同位体輸送制 御・回収	【FLiNaBe, FLiBe, LiPb】配 管水素透過抑制技術の確 立	透過係数、約1/1000以下 配管・ダクト:15cmx15cmx数m(仮設 定)、寿命:10年維持もしくは修復可能	 ・(a):水素吸蔵金属粉添加:Ti微粉末で 1/20(対ガス、1時間、1kPa-H2)⇒微粉末 状態制御による性能向上(深田先生の TOFE論文でアップデート) ・(b)被覆技術:小面積Er2O3被覆で1/1000 以下達成⇒大面積被覆の長時間健全性維持・修復試験
	【FLiNaBe, FLiBe, LiPb, Li】 高効率回収ユニットの開発	定常での透過損失<0.001g/day (MS,Pb)、インベントリ<0.1kg (Li)	【FLiNaBe, FLiBe】二重管方式、対向流方 式、【LiPb】液滴落下方式、【Li】ホットトラッ プ方式、溶融塩抽出方式について原理実 証済 ⇒循環ループ装置での実証必要
材料共存性	強磁場下、循環ループシス テム内での腐食制御技術確 立	運転温度で、腐食減肉10年間で 1 mm 以下	低放射化フェライト鋼-流動FLiNaK,流動Li、バ ナジウム合金-流動リチウムで達成済み ⇒ 強磁場下腐食試験 流動FLiB FLiN B での試験
	冷却材不純物制御、純化技 術確立	運転温度で、腐食減肉10年間で 1 mm 以下 【FLiNaBe, FLiBe】水分除去 【LiPb】酸素除去 【Li】酸素 窒素除去	【FLiNaBe, FLiBe】水分除去、【Li】酸素除去 について原理実証済 ⇒循環ループ装置、照射下での実証必要