

小特集

## 逆磁場ピンチ研究がもたらしたもの

Fruits of Reversed Field Pinch Research

## 1. はじめに

## 1. Introduction

三瓶 明希夫<sup>1)</sup>, 政宗 貞男<sup>2)</sup>

SANPEI Akio and MASAMUNE Sadao

<sup>1)</sup>京都工芸繊維大学, <sup>2)</sup>中部大学

(原稿受付: 2025年3月22日)

逆磁場ピンチ (Reversed Field Pinch, RFP) [1] はトカマクと同様、電流駆動型トーラスプラズマであり、周辺部のトロイダル磁場が自発的に逆転する大きな特徴がある。RFP は、プラズマ中の電流が磁力線と平行に流れる無力配位に落ち着く、いわゆる Taylor 緩和が発現する自己組織化プラズマとしても有名である [2]。さらに、プラズマ電流  $I_p$  を増大させていくと、特定の  $m = 1$  テアリングモードが支配的に成長し、軸対称トーラスの中にヘリカル変形したプラズマが自発的に形成される現象が発見された [3]。他にも、MHD (Magnetohydrodynamics, 電磁流体力学) 不安定性の相互作用の結果として、RFP 配位の維持のために必要な起電力を自発的に生じるダイナモ効果 [4] や、リコネクションによる磁力線トポロジーの再分配など、太陽・宇宙プラズマに見られる自己組織化の類似現象が実験室で観測できる、ダイナミックで自律性の高いプラズマである。

本小特集の企画が立ち上がった 2024 年は、Taylor の歴史的な論文 [2] から 50 年に当たる。RFP 研究草創期の経緯とその発展は、文献 [5] に詳しく述べられている。核融合プラズマの観点からは、RFP はコンパクトでベータ値の高い革新的閉じ込め方式の一つとして研究されてきた。RFP では Kruskal-Shafranov 限界 [6, 7] を超えてプラズマ電流を流せるため、オーミック加熱だけで自己点火領域まで加熱できるとの期待があったが、前述のような自己組織性に由来する種々の不安定性が閉じ込め性能の向上を阻害

していた。この不安定性を制御するために、RFP 配位の特徴を反映した制御法が確立されてきた。パルスポロイダル電流駆動 (Pulsed Poloidal Current Drive, PPCD) による電流分布制御 [8] や、外部サドルコイルによる磁場揺動制御 [9] などが代表的な例である。50 年以上に亘る RFP 研究の歴史の中で、様々な装置の興亡があったが、現在稼働中の実験装置は 5 台に限られている。近年、そのうちの RFX-mod でトカマク運転を可能とするアップグレードが行われた [10]。これにより、RFP で開発された制御手法をそのままトカマクに適用して、MHD 能動制御の効果を見ることが可能となった。プラズマ閉じ込め効率の指標であるベータ値は「プラズマ圧力」と「磁気圧力」の比で表されるが、上記の制御手法により不安定性を抑制することでベータ値の向上が期待される。以上のような観点から、RFP コミュニティは国際的なトカマク研究計画と強い協力関係を構築するに至っている [11]。2021 年には、1990 年代以降の研究の進展が記述されたレビュー論文が出版されており、ここ数十年の RFP 研究の進展が網羅されている [1]。

RFP を扱った本学会誌の記事としては、1999 年レビュー論文「逆磁場ピンチプラズマにおける閉じ込め研究の現状と閉じ込め改善モード」[12]、2000 年解説記事「逆磁場ピンチにおける核融合研究の現状と長期的展望」[13]、2008 年小特集記事「ITER 時代における大学の革新的閉じ込め概念研究のあり方」[14]、2011 年の産業技術総合研究所のプ

プロジェクトレビュー [15] などがある。学会誌の前進である「核融合研究」にも様々な記事 [16,17] があったことをご存知の読者も居られるかも知れない。他にも、多様な切り口の講座・小特集において一部を担う形で取り上げられているので、違う視点から考える切っ掛けになればと思い、引用しておく [18-23]。また、興味を持たれた読者諸氏には電気学会誌の解説・特集記事 [24-26] など参考になるであろう。

本小特集では、「逆磁場ピンチ研究がもたらしたもの」と題して、近年の RFP 研究の進展に焦点を当てて特集を組んだ。読者諸氏の思索や研究課題の種になれば幸いである。

第 2 章「The RFX-mod2 experiment」では、イタリア RFX コンソーシアムの大型装置 RFX-mod について示す。現在 RFX-mod 装置ではマシンのアップグレードが進められており、RFX-mod2 と名付けられている。世界最大の RFP 装置であり、緻密に計算された境界壁群と洗練されたフィードバックの効果により、プラズマ電流は 2 MA にも達する。(L. Marrelli)

第 3 章ではヘリカルコア形成に関する非線形シミュレーションの最新の結果を示す。ヘリカルコアの形成過程を理論的に考察した場合、flux pumping もしくは分岐平衡が大きく関わっていると思われる。本章では、非線形 MHD シミュレーションによるヘリカルコア形成過程を議論する。(鈴木)

第 4 章「低アスペクト比 RFP 研究の進展」では、京都工芸繊維大学の RELAX 装置の結果を示す。RFP を低アスペクト比化することにより、トロイダル効果によるブートストラップ電流や周辺磁気シアアの増大、コア部での有理面間隔増加による MHD モードの非線形相互作用低減と磁気カオスの緩和、ヘリカル配位の実現可能性の増加、などが予測されている [27]。その実験的な検証のため、 $A = 2$  の RFP 装置 RELAX が建造された。RELAX 装置の実験結果と今後の展望について報告する。(三瓶)

第 5 章では逆磁場ピンチプラズマにおける微視的乱流について報告する。米国ウィスコンシン大学マディソン校にある MST (Madison Symmetric Torus) 装置 (大半径:  $R = 1.5\text{m}$ , 小半径:  $a = 0.50\text{m}$ ) はアスペクト比  $A = 3$  のトーラス装置であり、最大 600 kA のプラズマ電流を流すことができる。前述の PPCD は MST で開発されたものであり、PPCD によって安定化された RFP プラズマでは、

トカマクや先進ヘリカル型装置と同様にドリフト波に代表される微視的乱流が熱・粒子輸送に大きく寄与する。PPCD を印加した RFP プラズマを用いることで未開拓の磁気シアア領域における微視的乱流の振る舞いを研究することができる。ウィスコンシン大学の MST RFP において進められてきた RFP プラズマ中の微視的乱流に関する研究を紹介する。(西澤, M.J. Pueschel, 小菅)

第 6 章で「まとめ」に換えて、「今後の RFP プラズマ研究への期待・展望」についてまとめる。(政宗, 三瓶)

## 参考文献

- [1] L. Marrelli *et al.*, Nucl. Fusion **61**, 023001 (2021).
- [2] J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett. **33**, 1139 (1974).
- [3] R. Lorenzini *et al.*, Nat. Phys. **5**, 570 (2009).
- [4] J. Sarff *et al.*, Proc. 10th IEA Int. RFP Workshop (2004).
- [5] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion **20**, 1255 (1980).
- [6] M.D. Kruskal *et al.*, Phys. Fluids **1**, 421 (1958).
- [7] V.D. Shafranov, Sov. Phys., JETP **6**, 545 (1958).
- [8] J.S. Sarff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 62 (1997).
- [9] P.R. Brunzell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 225001 (2004).
- [10] M. Zuin *et al.*, Nucl. Fusion **57** 102012 (2017).
- [11] P. Martin 他: プラズマ・核融合学会誌 **84**, 781 (2008).
- [12] 平野洋一 他: プラズマ・核融合学会誌 **75**, 614 (1999).
- [13] 政宗貞男, 八木康之: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 1217 (2000).
- [14] 政宗貞男 他: プラズマ・核融合学会誌 **84**, 750 (2008).
- [15] 平野洋一 他: プラズマ・核融合学会誌 **87**, 382 (2011).
- [16] 平野洋一, 小川潔: 核融合研究, **65**, 601 (1991).
- [17] 政宗貞男, 平野洋一: 核融合研究, **68**, 268 (1992).
- [18] 政宗貞男: プラズマ・核融合学会誌 **75**, 1390 (1999).
- [19] 政宗貞男: プラズマ・核融合学会誌 **79**, 152 (2003).
- [20] 八木康之: プラズマ・核融合学会誌 **79**, 1130 (2003).
- [21] 三瓶明希夫 他: プラズマ・核融合学会誌 **86** 481 (2010).
- [22] 比村治彦, 三瓶明希夫: プラズマ・核融合学会誌 **87** 449 (2011).
- [23] 菊池祐介, 三瓶明希夫: プラズマ・核融合学会誌 **88** 174 (2012).
- [24] 平野洋一: 電学論 A **118**, 97 (1998).
- [25] 八木康之: 電学論 A **123**, 605 (2003).
- [26] 政宗貞男, 永田正義: 電学誌 **125**, 9 (2005).
- [27] K. Hayase *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 721 (2004).



## 2. The RFX-Mod2 Experiment

MARRELLI Lionello and the RFX-mod2 team

Consorzio RFX

(原稿受付：2025年3月22日)

RFX-mod2 is a further modification of the Reversed Field eXperiment (RFX) following RFX-mod. Differently from RFX, which was a thick-shell device, RFX-mod and RFX-mod2 are characterized by a thin Copper shell and a network of  $48 \times 4$  independently fed saddle coils. Plasma-shell distance and the high resistivity of the Inconel vacuum vessel have been found to be limiting factors for RFX-mod. In RFX-mod2 the RFX vacuum vessel has been removed and the other components of the vessel complex are modified in order to ensure vacuum tightness and reduce shell-plasma radii ratio  $b/a$  from 1.11 to 1.04. RFX-mod2 will also be equipped with several improved core and edge diagnostic systems, aimed at exploring new regimes (such as the fast rotating Tearing Modes regime only observed at very low current in RFX-mod) and at investigating many of the remaining open issues in RFP research.

Keywords:

magnetic confinement, Reversed Field Pinch, MHD, 3D boundary, helical equilibrium, single helicity, plasma control

### 2.1 Introduction

RFX-mod2 is a further modified version of the Reversed Field eXperiment (RFX) [1], a Reversed Field Pinch [2] device ( $R/a = 2.0 \text{ m}/0.45 \text{ m}$ ) which operated between 1991 and 1999, and follows RFX-mod [3], which operated between 2004 and 2015. Differently from RFX, which was a thick-shell RFP device, RFX-mod and RFX-mod2 belong to the category of RFP thin-shell devices: they are both characterized by the same thin Copper shell and a network of  $48 \times 4$  independently fed saddle coils (Fig. 1).

The high resistivity of the Inconel vacuum vessel and plasma-shell distance have been found to be limiting factors for RFX-mod [4]. Tearing Modes are in fact wall locked since the very beginning of RFX and RFX-mod discharges [5]. Moreover, even though the RFX-mod active control system mitigated the effect of wall locking [6], the reduction of the edge radial field was limited by the distance between the plasma and the Copper stabilizing shell [7].

### 2.2 Description of the RFX-mod2 Main Components

The RFX-mod2 experiments inherits from RFX the power supplies [8], the plasma system [9] and the axis-symmetric magnets [10] of RFX, while it shares with RFX-mod its combination of a passive stabilizing shell and of a real-time network of independently controlled saddle coils, as originally conceived by J.D. Lawson [11] and later proposed by C.M. Bishop [12].

The main substantial difference of RFX-mod2 (Fig. 2 top panel) with respect to RFX and RFX-mod (Fig. 2 bottom panel) is the removal of the existing Inconel vacuum vessel and the presence of two poloidal gaps in the passive

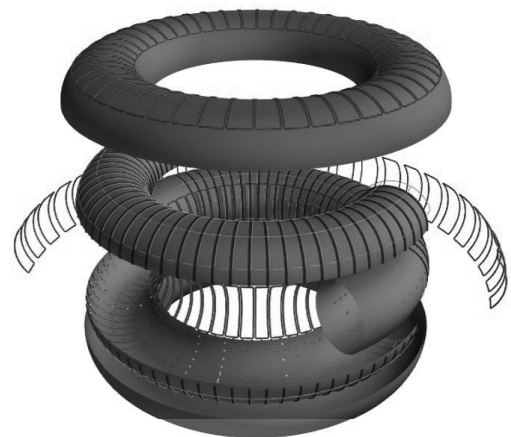


Fig. 1 Exploded view of the main components of RFX-mod2. Grey color: Vacuum Tight Support Structure. Copper color: Passive Stabilizing Shell. Black color: 72 stiffening rings. Red color:  $48 \times 4$  active saddle coils. Cyan color:  $72 \times 8$  measurement saddle loops. Blue color: arrays of magnetic field pick-up coils.

stabilizing shell (PSS) instead of one as in RFX-mod [13].

#### 2.2.1 New Vessel Complex

The RFX-mod2 vessel complex (shown in Fig. 2 top panel) is schematically composed by three components: the stainless steel Vacuum Tight Support Structure (VTSS), the 3 mm thick copper Passive Stabilizing Shell (PSS) and the graphite First Wall (FW). The FW and PSS are held by 72 stiffening rings, made of high performance polymer (Torlon® 5030, polyamide-imide glass-fibre reinforced) acting as an exoskeleton. As a consequence, the radius of the plasma increases from 0.459 m to 0.490 m, while the copper

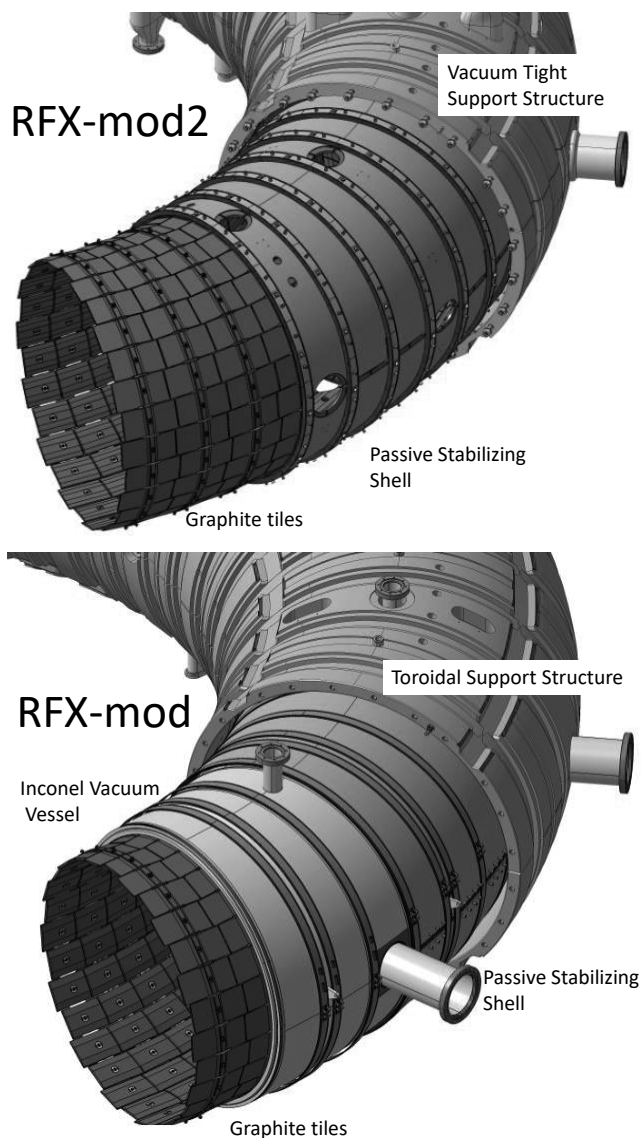


Fig. 2 Comparison between RFX-mod2 (top) and RFX-mod (bottom) components of the vessel complex.

shell radius remains unchanged (0.512 m): subsequently, the shell-plasma radii ratio  $b/a$  decreases from the RFX-mod value 1.11 to 1.04.

The former RFX-mod ‘Toroidal Support Structure’ has been transformed into the new ‘Vacuum Tight Support Structure’ (the RFX-mod2 vacuum vessel) by a) integrating 150 ports interfaced with existing machine sub-systems (magnetic windings, diagnostics, pumping and fueling) and b) implementing 2 vertical and 2 horizontal vacuum-tight and electrical-insulated joints. In order to ensure vacuum tightness of ‘cross joints’, a combination of high-performance polymer spacers and fluoroelastomer gaskets has been developed on a reduced mock-up at the expected operating conditions ( $T < 100$  °C,  $V < 2.5$  kV, leak rates  $Q_L < 1 \cdot 10^{-9}$  mbar l/s) and successfully tested in the final components.

Due to the removal of the vacuum vessel, the former RFX-mod Copper Passive Stabilizing Shell have been modified in order to a) sustain the first wall, composed by

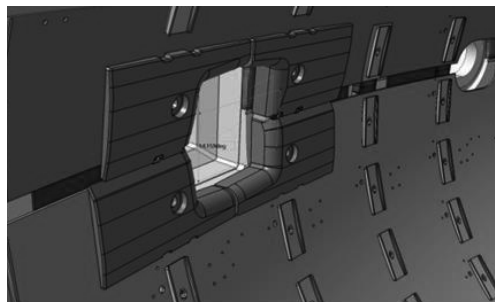


Fig. 3 Detail of first wall graphite tiles around an equatorial port.

2016 graphite tiles, and the system of in-vessel magnetic, electrostatic and thermo-mechanical sensors; b) operate in vacuum conditions. The latter requirement, together with the need to impede current induction in the toroidal direction, implies a risk of arcing among in-vessel components in certain operating conditions. This problem is overcome [14, 15] by i) connecting all the graphite tiles with a network of controlled resistivity connections, while keeping them isolated from the copper shell; ii) completely insulating with an alumina coating the internal and external surface of the PSS; iii) implementing two overlapped gaps in the toroidal direction.

A complete refurbishment of the first wall was conceived for RFX-mod2 [16] to meet the wider dimensions of the surface exposed to the plasma and to mitigate the effects of plasma-wall interaction experienced with RFX-mod. A different design has been implemented in order to avoid exposure of sharp edges to plasma (Fig. 3) and a higher thermal conductivity graphite (up to about  $165 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ), compared to RFX-mod has been chosen, with a comparable mechanical strength.

### 2.2.2 Upgraded Auxiliary Systems

In order to recover good wall conditions after a vacuum break in RFX, the procedure consisted in a baking up to 350 °C of the vacuum vessel together with Glow Discharge Cleaning (GDC) starting in  $\text{H}_2$  first and afterwards in He. This allowed to minimize impurities and hydrogen trapped into carbon tiles, respectively. In RFX-mod baking sessions at lower temperature (180 °C) were performed, due to the thermal limits set by sensors located inside the vacuum vessel. On the contrary, a baking system is not foreseen in RFX-mod2, due to lack of space between the PSS and the VTSS and to the impossibility to apply induction methods, due to poloidal and toroidal gaps in the conducting structures. Therefore, the necessary heating of the RFX-mod2 first wall will be plasma driven, exploiting the Pulse Discharge Cleaning (PDC) technique, as foreseen in RFX [8] but never applied. The GDC plant which equipped RFX and RFX-mod, based on two RF capable electrodes mounted on long stroke manipulators, will be used for performing boronization. In addition to that, a new system composed by eight additional fixed electrodes has been procured, aimed at short duration and more uniform [17] inter-shot glow discharge cleaning.

The RFX-mod Toroidal System was designed to operate reliably and with flexibility but turned out to be not sufficiently precise in the shallow reversal parameter  $F$  plasma

Table 1 RFX-mod2 magnetic measurements.

Sensors	n. toroidal $\times$ n. poloidal
single axis pick-ups $B_t$	$71 \times 8$
Saddle coils $B_r$	$48 \times 8$
three-axial pick-ups $B_t, B_p, B_r$	$(6 + 6) \times 14$
poloidal flux loops	$1 \times 8$
toroidal flux loops	$12 \times 1$
halo current sensors	$1 \times 12$

Table 2 RFX-mod2 electrostatic measurements.

Sensors	n. toroidal $\times$ n. poloidal
single-pin probe $V_f$ toroidal arrays	$71 \times 2$
single-pin probe $V_f$ poloidal arrays	$1 \times 36$
triple balanced probes poloidal arrays	$2 \times 17$
ball-pen probes [26]	$1 \times 28$

operations, the ones in which Quasi Single Helicity (QSH) regimes occur more often. At shallow  $F$ , in fact, the inverters are normally required to deliver no more than a few hundred amperes during the reverse phase, leading to imbalances between the currents of the toroidal winding sectors [18], eventually injecting an  $m = 0, n = 1$  error field spoiling plasma performances. An upgrade of the Toroidal Field system is being implemented to completely remove this source of error.

### 2.2.3 Enhanced Diagnostics Capabilities

While existing RFX-mod diagnostic systems access to the machine through the new 150 ports, all the magnetic, electrostatic probes and thermocouples have been re-designed in order to fit them inside the new vacuum vessel. A total of approximately 1000 electric and magnetic transducers are distributed on the PSS internal surface either embedded in the new first wall or located in the narrow clearance between graphite tiles and shell. The signal bandwidth of magnetic field pick-up coils is increased to 250 kHz, compared to 1 kHz of RFX-mod [19].

*Magnetic Sensors* The local sensors for MHD perturbation are organized in three basic set (Table 1). The first two are aimed at improving full toroidal 3D reconstruction [20]: they will allow the detection of magnetic field perturbations in the toroidal Fourier spectrum up to  $n = 36$  and in the poloidal spectrum with  $m = 0, \pm 1, \pm 2$  in the RFP configuration. The third set has been designed with a focus on the tokamak and ultra low- $q$  operation [21, 22], and is organized in a poloidally staggered configuration. Additionally, a set of two poloidal arrays of 12 halo current sensors [23] are mounted on a complete poloidal array of first wall tiles, along with two-axis pick-up coils mounted on the outer side of the shell to measure induced currents.

*Electrostatic Sensors* RFX-mod2 first wall will be equipped with poloidal and toroidal arrays of electrostatic probes [24], measuring plasma density and temperature, plasma potential, particle and energy fluxes and floating potential fluctuations [25] (Table 2).

*Reciprocating Insertable Probes* A Fast Reciprocating Manipulator (FaRM) for probes to be radially inserted

from the bottom side of the machine has been procured. It will allow to explore the edge region in a wide range of plasma conditions including the high plasma current (2 MA) RFP regime, which was not accessible to the insertable probes in RFX-mod due to excessive thermal loads. The manipulator will combine a 1500 mm slow transition and a 100 mm fast stroke (50 ms insertion time, 50–100 ms stationary time) by means of a pneumatic piston with 2 electric valves.

*High Frequency Magnetic Probes* Characterization of RFP MHD turbulence will be allowed by High frequency magnetic probes and Ion cyclotron emission diagnostics. Three sets of 9 small three-axis high frequency (up to 10 MHz) magnetic coils will be installed in different poloidal and toroidal diagnostic accesses in RFX-mod2 aiming at detecting Micro-Tearing Modes, due to high edge pressure gradients and Alfvén eigenmodes, predicted to be destabilized during reconnection phenomena. Additional single loop antennas will be installed to measure ion cyclotron emission harmonics for the investigation of fast ions behaviour and confinement and for whistler wave detection. Finally, a partial array of  $2 \times 11$  and a poloidal array of  $1 \times 14$  high frequency probes (2.5 MHz instead of 250 kHz) will be installed behind the graphite tiles, aimed at measuring the fluctuations of the poloidal magnetic field.

*Reflectometric Measurements* A characterization of the edge density profiles in RFP RFX-mod2 plasmas will be performed by means of a significant modification of the present ultra-fast reflectometer. An O-mode, multi band (K, Ka and U) reflectometric system driven by an upgraded control circuit will replace the outdated diagnostic components, aiming at reconstruct the edge density profile with a high time resolution (5–10  $\mu$ s). In parallel, a plasma position reflectometer, composed by four ultrafast K band units (18–26 GHz) installed at the same toroidal section, will be used to measure plasma position for RFX-mod2 tokamak plasmas, based on an innovative technique, also proposed for DEMO.

*Double Filter Soft X-Ray Tomography and Thomson Scattering* A high repetition rate Thomson scattering system (1 kHz in burst mode) and an increased spatial resolution Soft X-ray diagnostic implementing the double filter technique (58 twin-lines of sight, with Be filters of different thickness, arranged in four fans, similar to MST [27]: see Fig. 4), are being installed for a better characterization of the dynamics of the electron temperature profile with particular focus on thermal barrier formation.

*Ion Temperature* RFX-mod2 will be equipped with a revamped and upgraded version [28] of the RFX-mod Diagnostic Neutral Beam Injector (DNBI) [29]. It is based on a arc-discharge positive ion source that can produce a 50 keV, 2 A neutral beam of maximum duration 50 ms and maximum divergence  $0.5^\circ$ ; the beam current can be modulated up to a maximum frequency of 250 Hz, to discriminate the beam-induced emissions from the background ones. Moreover, an upgraded version of the RFX-mod Neutral Particle Analyser is being installed. These diagnostic systems will fill a critical gap in RFX-mod, where information regarding ion dynamics was previously lim-

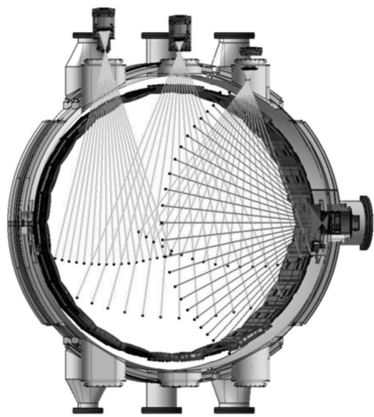


Fig. 4 Lines of sight of the Double filter SXR tomography.

ited.

*Neutron Measurements* A neutron camera system based on an array of inorganic scintillators that exploits the  $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$  nuclear reaction to allow neutron measurements resolved in space, energy, and time is presently being developed. The system will consist of two chambers vertically looking at different plasma regions, the core and the plasma edge. The proposed neutron camera system will be able to perform measurements of the neutron rate and the energy spectrum in each line of sight, making it possible to measure the fusion power (after a specific characterization) and the temperature of supra-thermal ions in RFX-mod2.

*GEM Detectors* Two GEM detectors for RFX-mod2 equipped with three GEM foils and an anode segmented into rectangular pads are presently being developed: these detectors are suitable for detection of the x-rays generated by Runaway Electrons (RE) through Bremsstrahlung emission in the energy range 1–20 keV, an energy range of particular interest for detection of RE in tokamak operations [30] and also in RFP during magnetic reconnection phenomena [31].

*Multispectral Advanced Narrowband Tokamak Imaging System (MANTIS)* This diagnostic aims at resolving 2D maps of the edge with a high spatial and temporal resolution. For this purpose, plasma images are collected by a bundle of coherent fibre optics, fed into a 6 channels filter polychromator, aimed at selecting 3 He, 2 H and 1 C emission lines mainly originating from edge regions. These images are then used for the estimation of the electron temperature and density by means of properly tuned collisional radiative models.

*Light Impurities Tomography* A characterization of the topology of the plasma wall interaction—dominated by the 3D deformation induced by Tearing Modes—will be performed by a Light Impurities Tomography, consisting of 7 cameras, installed in different portholes around the poloidal direction, with changeable interference filters. The cameras are designed to be interchangeable with the MANTIS fibre bundles, allowing simultaneous measurements of different emissivity lines. The edge characterization is completed by means of the Thermal Helium Beam and Gas Puffing Imaging diagnostics, already present in

RFX-mod. The former provides the edge  $T_e$  and  $n_e$  radial profiles exploiting the He line intensity ratio technique, including photon re-absorption. The second measures the edge fluctuations related to turbulence.

### 2.3 Aspects of the RFX-mod2 Scientific Program

The RFX-mod2 device with its improved magnetic boundary, revamped auxiliary systems and advanced diagnostics suite will allow to study many aspects of RFP physics with higher resolution and in regimes not achievable so far by RFX and RFX-mod.

*MHD Control and 3D Boundary* The flexibility of the active MHD control system has been exploited to systematically suppress Resistive Wall Modes demonstrating the feasibility of thin shell operations [32]. Moreover, a significant mitigation of the effect of wall-locked tearing modes on plasma wall interaction has been obtained by implementing a suitable control algorithm (Clean Mode Control [6]). Active control of boundary conditions removed the hysteresis behaviour of the wall-locking threshold of tearing modes, as experimentally observed and modelled with the RFXLOCKING code [33]. The change of the passive boundary and of the increase of magnetic sensors is going to play a significant role in improving performances in RFX-mod2, as detailed in the following. Active control of the edge radial field harmonics amplitude will be used to characterize self-organized helical states as obtained in RFX-mod and in visco-resistive MHD simulations [34,35].

*Rotating Tearing Modes Regimes* Actually, the change of the resistivity of the first conducting structure around the plasma is expected to significantly increase the wall-locking threshold, as modelled by the RFXLOCKING code [4]. Conservatively assuming the same saturation level of tearing modes and the same flow parameters as in RFX-mod, a factor 3–5 increase in plasma current threshold for wall-locking in RFX-mod2 with respect to RFX-mod is predicted. While in RFX-mod wall locking already occurred above very low  $I_p$  current (80–120 kA depending on filling gas [33]), a much higher value is expected in RFX-mod2: it can be expected that wall locking will not occur immediately right after the reversal phase of the setting-up, allowing to perform experiments in the rotating TM regime.

*Tearing Modes Amplitude Reduction* No RFP device experimentally characterized to date the behaviour of tearing modes simultaneously under active control and with a high conductivity thin shell very close to the plasma. Some indications can be obtained by extrapolating present results with the codes. Indeed, 3D visco-resistive MHD simulations by the SpeCyl with a resistive shell at  $r = a$  boundary condition, show a reduction of the time averaged edge and volume integrated perturbed magnetic field for tearing modes amplitude, due to increased proximity of the shell to the plasma [4]. RFX-mod2 experiments will provide informations in this respect.

*Pulsed Poloidal Current Drive (PPCD) and Oscillating Poloidal Current Drive (OPCD)* Due to the removal of the vacuum vessel, to the reduced plasma shell distance and to the upgraded toroidal system, improved plasma performances in PPCD and OPCD are expected. On the

one hand no poloidally continuous structure (except for high resistance Inconel ring keeping First Wall Tiles at the same potential) is present acting as a filter to the action of Toroidal Field coils fed by Pulse Width Modulated power supplies. Moreover, a positive impact on edge amplitude of  $m = 0$  modes is expected, based on RFXLOCKING simulations [4, 36], possibly leading to improved performances as in MST best PPCD with  $m = 0$  bursts suppression [37]. The removal of the vacuum vessel leads by itself to a faster rotation of the Last Closed Flux Surface bulging generated by the  $m = 1$  Tearing Modes phase locking, which non-linearly interact with  $m = 0$  modes. In addition, the upgrade of the toroidal system in terms of latency and synchronisation among different inverters supplying the different toroidal field coil sectors by which it is composed will improve the effectiveness of  $m = 0$  modes control reducing  $m = 0$  low- $n$  error field generation during transients.

*QSH and Electron Internal Transport Barriers: Persistence and Transport* In RFX-mod, electron Internal Transport Barriers are observed when Quasi Single Helicity (QSH) evolve to Single Helical Axis (SHAx) states [38]: the helical core region is wider when the secondary modes are at their low values [39]. Moreover, high time resolution reconstructions of the electron temperature gradient by means of the double filter diagnostics do show an intense dynamic behavior during otherwise stationary QSH regimes [40]. The main expectation for RFX-mod2 is that the reduction of the secondary tearing mode amplitudes is going to decrease the value of thermal and particle diffusivities, possibly leading to steeper Electron Temperature Gradients (ETG) and, consequently, to clearer evidences of micro-turbulence driven transport (gyro-kinetic simulations showed that ETG trapped electron modes and micro-tearing modes can play a role [41, 42]; experimentally evidences of micro-tearing modes during in QSH were collected in RFX-mod [43]). Transport studies in these helical states will benefit of the RFX-mod2 improved temperature diagnostics, especially the ion temperature profile by means of active Charge exchange spectroscopy of neutrally injected ions by the RFX-mod2 DNBI. As far as particle transport is concerned, transport analyses in RFX-mod [44, 45] have shown that particle core transport, as heat transport, is mainly driven by magnetic chaos. On the other hand, edge particle transport remains driven by electrostatic transport with clear evidences of filaments [46], but the detailed physics remains elusive. To properly trace core diffusion and convection terms in impurity fluxes, the presence of an internal trace impurity source is very helpful [47]. In this respect, the injection of solid pellets filled with metal powder is foreseen in RFX-mod2 to follow the behavior of metal deposited inside the region characterized by high outward velocity [48].

*Momentum Transport* Low plasma current regimes in RFX-mod2 will allow, as performed in other RFP devices, the investigation of the kinematic viscosity through active modification of the rotation profile and analysis of momentum transport. Plasma flow profiles at the edge through the reciprocating manipulator and in the core with the active charge exchange spectroscopy will be key to these investigations, together with the flexibility of the RFX-

mod2 MHD feedback control system, able to apply a large variety of time dependent selected radial field harmonics. The measurement of viscosity with error field braking [49] is therefore foreseen in several regimes.

*Isotope Effect* The study of the Isotope Effect (IE) has been conducted in RFX-mod for the first time in a RFP, comparing discharges with Deuterium, Hydrogen, Helium [50, 51], even though high current operations in Deuterium were performed with a suboptimal MHD control due to the lack of several active coils. Despite the less effective MHD control, high current deuterium operations was characterized by longer lasting and hotter QSH states, compared to Hydrogen. RFX-mod2 upgraded diagnostics coverage and improved magnetic boundary is expected to allow a better characterization of the Isotope Effect.

*Reconnection Physics and Ion Heating* A thorough diagnostic characterization of the reconnection events as in RFX-mod [52] (possibly repeating more regularly as in the MST device) is anticipated, thanks to the previously mentioned improved diagnostic suite both at the edge and in the core. Particularly important will be addressing experimentally the issue of minor-crashes during QSH states and QSH to Multiple Helicity (MH) back transitions [53], and measuring ion temperature profiles.

*3D Edge Physics* The topology of the plasma edge in RFX and in RFX-mod has always been governed by the dominant tearing modes. Depending on the main states in which the RFP is found, QSH and MH, the shape of the boundary and consequently the Plasma Wall Interaction (PWI) is modulated. In the QSH state, the boundary displays a helical pattern (with a  $m = 1$ ,  $n = 7$  and  $m = 0$ ,  $n = 7$  components) for the PWI, particle influxes, edge pressure, floating potential, turbulence properties [54–56], with a small residual phase locking of the secondary modes with  $7 < n < 24$ . In the MH state, the whole PWI, radiated power, electron pressure and edge transport is modulated by a strong  $m = 0$ ,  $n = 1$  mode, which largely influences electron and ion transport [57]. Moreover, high- $n$  pressure driven tearing modes [58, 59] and Alfvén eigenmodes [60, 61], have been observed in this region: new measurements in RFX-mod2 are expected to shed more light on the physics processes going on in this region.

*Ohmic Tokamak Operations* Thanks to the flexibility of its electromagnetic system, RFX-mod offered an almost unique possibility to explore a wide range of magnetic configurations, from the RFP, to the ultra-low  $q$  [21, 22], to the actively stabilized very low  $q$  ohmic tokamak [62]. RFX-mod2 will continue tokamak studies started in RFX-mod focusing on shaped plasmas with both positive and negative triangularity [63], given the results in terms of stability and performances observed on different machines in the latter configuration [45].

## 2.4 Outlook


The manufacturing of all relevant components is now completed and RFX-mod2 is at present being assembled at Consorzio RFX: it is expected to start operations in 2027. The improved Vessel Complex, the revamped auxiliary plants and the enhanced diagnostics will ensure a very interesting scientific exploitation phase, allowing to complete

of the original RFX scientific mission of assessing the capabilities of the RFP configuration, to enhance the mission exploring also Tokamak physics, and train younger generations towards the forthcoming fusion experiments such as the Divertor Test Tokamak and ITER.

## References

- [1] G. Rostagni, “RFX: an expected step in RFP research”, *Fusion Eng. Des.* **25**, 301–313 (1995) 10.1016/0920-3796(94)00362-B.
- [2] L. Marrelli *et al.*, “The reversed field pinch”, *Nucl. Fusion* **61**, 023001 (2021) 10.1088/1741-4326/abc06c.
- [3] P. Sonato *et al.*, “Machine modification for active MHD control in RFX”, *Fusion Eng. Des.* **66–68**, 161–168 (2003) 10.1016/S0920-3796(03)00177-7.
- [4] L. Marrelli *et al.*, “Upgrades of the RFX-mod reversed field pinch and expected scenario improvements”, *Nucl. Fusion* **59**, 076027 (2019) 10.1088/1741-4326/ab1c6a.
- [5] R. Fitzpatrick and P. Zanca, “Phase-locking of tearing modes in the reversed field experiment”, *Phys. Plasmas* **9**, 2707–2724 (2002) 10.1063/1.1481057.
- [6] P. Zanca *et al.*, “Beyond the intelligent shell concept: the clean-mode-control”, *Nucl. Fusion* **47**, 1425–1436 (2007) 10.1088/0029-5515/47/11/004.
- [7] P. Zanca *et al.*, “Advanced feedback control of magneto-hydrodynamic instabilities: comparison of compensation techniques for radial sensors”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 124018 (2012) 10.1088/0741-3335/54/12/124018.
- [8] A. Maschio *et al.*, “The power supply system of RFX”, *Fusion Eng. Des.* **25**, 401–424 (1995) 10.1016/0920-3796(94)00282-C.
- [9] F. Gnesotto *et al.*, “The plasma system of RFX”, *Fusion Eng. Des.* **25**, 335–372 (1995) 10.1016/0920-3796(94)00280-K.
- [10] A. Stella *et al.*, “The RFX magnet system”, *Fusion Eng. Des.* **25**, 373–399 (1995) 10.1016/0920-3796(94)00281-B.
- [11] J. Lawson, *Reversed Field Pinch Reactor Studies. Part I, Physical Principles*, CLM-R171 (Culham Laboratory – UKAEA, Abingdon Oxfordshire, 1977).
- [12] C.M. Bishop, “An intelligent shell for the toroidal pinch”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **31**, 1179–1189 (1989) 10.1088/0741-3335/31/7/012.
- [13] S. Peruzzo *et al.*, “The new vessel complex for the RFX-mod2 experiment: An effective synergy between fusion research and technological development”, *Fusion Eng. Des.* **194**, 113890 (2023) 10.1016/j.fusengdes.2023.113890.
- [14] R. Cavazzana *et al.*, “Design constraints on new vacuum components of RFX-mod2 upgrade using electrical modeling of reversed field pinch plasma”, *Fusion Eng. Des.* **136**, 1209–1213 (2018) 10.1016/j.fusengdes.2018.04.103.
- [15] L. Cordaro *et al.*, “Ceramic coatings for arc prevention between plasma facing components”, in *Proc. 29th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)*, pp. 433–436 (IEEE, 2021) 10.1109/ISDEIV46977.2021.9586952.
- [16] M. Dalla Palma *et al.*, “Design of the RFX-mod2 first wall”, *Fusion Eng. Des.* **160**, 111795 (2020) 10.1016/j.fusengdes.2020.111795.
- [17] A. Canton *et al.*, “Designing high efficiency glow discharge cleaning systems”, *Nucl. Mater. Energy* **19**, 468–472 (2019) 10.1016/j.nme.2019.04.004.
- [18] L. Zanotto, C. Finotti, and V. Toigo, “Overview of the toroidal power supply system of RFX-mod after ten years of operation”, in *Proc. 2015 IEEE 15th International Conference on Environment and Electrical Engineering (EEEIC)*, pp. 926–931 (IEEE, 2015) 10.1109/EEEIC.2015.7165286.
- [19] N. Marconato *et al.*, “Accurate Magnetic Sensor System Integrated Design”, *Sensors* **20**, 2929 (2020) 10.3390/s20102929.
- [20] P. Zanca and D. Terranova, “Reconstruction of the magnetic perturbation in a toroidal reversed field pinch”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, 1115 (2004) 10.1088/0741-3335/46/7/011.
- [21] M. Zuin *et al.*, “Dynamics of ultralow- $q$  plasmas in the RFX-mod device”, *Nucl. Fusion* **62**, 066029 (2022) 10.1088/1741-4326/ac58a7.
- [22] D. Bonfiglio *et al.*, “3D nonlinear MHD simulations of ultra-low  $q$  plasmas”, *Nucl. Fusion* **48**, 115010 (2008) 10.1088/0029-5515/48/11/115010.
- [23] M. Bonotto *et al.*, “Design and Analysis of Halo Current Diagnostic for RFX-mod2”, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50**, 4096–4101 (2022) 10.1109/TPS.2022.3176021.
- [24] S. Spagnolo *et al.*, “Design of embedded electrostatic sensors for the RFX-mod2 device”, *J. Instrum.* **14**, C11014 (2019) 10.1088/1748-0221/14/11/C11014.
- [25] L. Carraro *et al.*, “RFX-mod2 diagnostic capability enhancements for the exploration of multi-magnetic-configurations”, *Nucl. Fusion* **64**, 076032 (2024) 10.1088/1741-4326/ad490a.
- [26] J. Adámek *et al.*, “A novel approach to direct measurement of the plasma potential”, *Czech. J. Phys.* **54**, C95–C99 (2004) 10.1007/BF03166386.
- [27] P. Franz *et al.*, “Two-dimensional time resolved measurements of the electron temperature in MST”, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10F318 (2006) 10.1063/1.2229192.
- [28] M. Barbisan *et al.*, “Upgrade of the Diagnostic Neutral Beam Injector for the RFX-mod2 experiment”, *arXiv:2411.13373* (2024), <http://arxiv.org/abs/2411.13373>.
- [29] S.A. Korepanov *et al.*, “Neutral beam injector for active plasma spectroscopy”, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1829–1831 (2004) 10.1063/1.1699513.
- [30] M. Gobbin *et al.*, “Runaway electron mitigation by applied magnetic perturbations in RFX-mod tokamak plasmas”, *Nucl. Fusion* **57**, 016014 (2016) 10.1088/0029-5515/57/1/016014.
- [31] A.M. DuBois, “Anisotropic Electron Tail Generation during Tearing Mode Magnetic Reconnection”, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 075001 (2017) 10.1103/PhysRevLett.118.075001.
- [32] S. Ortolani and the RFX team, “Active MHD control experiments in RFX-mod”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, B371–B381 (2006) 10.1088/0741-3335/48/12B/S34.
- [33] P. Innocente *et al.*, “Tearing modes transition from slow to fast rotation branch in the presence of magnetic feedback”, *Nucl. Fusion* **54**, 122001 (2014) 10.1088/0029-5515/54/12/122001.
- [34] M. Veranda *et al.*, “Magnetohydrodynamics modelling successfully predicts new helical states in reversed-field pinch fusion plasmas”, *Nucl. Fusion* **57**, 116029 (2017) 10.1088/1741-4326/aa7f46.
- [35] L. Spinicci *et al.*, “Nonlinear verification of the resistive-magneto-hydrodynamic codes for fusion plasmas”, *AIP Advances* **13**, 095111 (2023) 10.1063/5.0161029.
- [36] M. Zuin *et al.*, “Overview of the RFX-mod fusion science activity”, *Nucl. Fusion* **57**, 102012 (2017) 10.1088/1741-4326/aa61cc.
- [37] B.E. Chapman *et al.*, “High confinement plasmas in the Madison Symmetric Torus reversed-field pinch”, *Phys. Plasmas* **9**, 2061–2068 (2002) 10.1063/1.1456930.
- [38] R. Lorenzini *et al.*, “Self-organized helical equilibria as a new paradigm for ohmically heated fusion plasmas”, *Nat. Phys.* **5**, 570–574 (2009) 10.1038/nphys1308.
- [39] R. Lorenzini *et al.*, “Internal Transport Barrier Broadening through Subdominant Mode Stabilization in Reversed

- Field Pinch Plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 185002 (2016) 10.1103/PhysRevLett.116.185002.
- [40] P. Franz *et al.*, “Experimental investigation of electron temperature dynamics of helical states in the RFX-Mod reversed field pinch”, *Nucl. Fusion* **53**, 053011 (2013) 10.1088/0029-5515/53/5/053011.
- [41] I. Predebon and P. Xanthopoulos, “Ion temperature gradient turbulence in helical and axisymmetric RFP plasmas”, *Phys. Plasmas* **22**, 052308 (2015) 10.1063/1.4921645.
- [42] I. Predebon, P. Xanthopoulos, and M. Gobbin, “Electron temperature gradient driven instabilities in helical reversed-field pinch plasmas”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 055011 (2019) 10.1088/1361-6587/ab0d60.
- [43] M. Zuin *et al.*, “Experimental Observation of Microtearing Modes in a Toroidal Fusion Plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 055002 (2013) 10.1103/PhysRevLett.110.055002.
- [44] F. Auriemma *et al.*, “Characterization of particle confinement properties in RFX-mod at a high plasma current”, *Nucl. Fusion* **55**, 043010 (2015) 10.1088/0029-5515/55/4/043010.
- [45] D. Terranova *et al.*, “RFX-mod2 as a flexible device for reversed-field-pinch and low-field tokamak research”, *Nucl. Fusion* **64**, 076003 (2024) 10.1088/1741-4326/ad4805.
- [46] M. Spolaore *et al.*, “Turbulent electromagnetic filaments in actively modulated toroidal plasma edge”, *Nucl. Fusion* **55**, 063041 (2015) 10.1088/0029-5515/55/6/063041.
- [47] T. Barbui *et al.*, “Light impurity transport studies with solid pellet injections in the RFX-mod reversed-field pinch”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **57**, 025006 (2015) 10.1088/0741-3335/57/2/025006.
- [48] L. Carraro, “1-dim Collisional Radiative impurity transport code with internal particle source for TESPEL inject”, in *Proc. 46th EPS Conference on Plasma Physics* (2019).
- [49] R. Fridström *et al.*, “Dependence of Perpendicular Viscosity on Magnetic Fluctuations in a Stochastic Topology”, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 225002 (2018) 10.1103/PhysRevLett.120.225002.
- [50] R. Lorenzini *et al.*, “The isotope effect in the RFX-mod experiment”, *Nucl. Fusion* **55**, 043012 (2015) 10.1088/0029-5515/55/4/043012.
- [51] M. Gobbin *et al.*, “Spontaneous versus induced hydrogen and deuterium helical shaped plasmas with electron internal transport barriers”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **57**, 095004 (2015) 10.1088/0741-3335/57/9/095004.
- [52] B. Momo *et al.*, “The phenomenology of reconnection events in the reversed field pinch”, *Nucl. Fusion* **60**, 056023 (2020) 10.1088/1741-4326/ab7d4e.
- [53] M. Gobbin *et al.*, “Ion heating and energy balance during magnetic reconnection events in the RFX-mod experiment”, *Nucl. Fusion* **62**, 026030 (2022) 10.1088/1741-4326/ac39f2.
- [54] P. Scarin *et al.*, “Topology and transport in the edge region of RFX-mod helical regimes”, *Nucl. Fusion* **51**, 073002 (2011) 10.1088/0029-5515/51/7/073002.
- [55] M. Agostini *et al.*, “Interplay between edge magnetic topology, pressure profile and blobs in the edge of RFX-mod”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 065003 (2012) 10.1088/0741-3335/54/6/065003.
- [56] N. Vianello *et al.*, “3D effects on the RFX-mod boundary”, *Nucl. Fusion* **53**, 073025 (2013) 10.1088/0029-5515/53/7/073025.
- [57] G. Spizzo *et al.*, “Edge ambipolar potential in toroidal fusion plasmas”, *Phys. Plasmas* **21**, 056102 (2014) 10.1063/1.4872173.
- [58] R. Paccagnella, “Pressure driven tearing and interchange modes in the reversed field pinch”, *Phys. Plasmas* **20**, 012119 (2013) 10.1063/1.4789446.
- [59] M. Zuin *et al.*, “Resistive g-modes in a reversed-field pinch plasma”, *Nucl. Fusion* **50**, 052001 (2010) 10.1088/0029-5515/50/5/052001.
- [60] S. Spagnolo *et al.*, “Alfvén eigenmodes in the RFX-mod reversed-field pinch plasma”, *Nucl. Fusion* **51**, 083038 (2011) 10.1088/0029-5515/51/8/083038.
- [61] A. Kryzhanovskyy *et al.*, “Alfvén waves in reversed-field pinch and tokamak ohmic plasmas: nonlinear 3D MHD modeling and comparison with RFX-mod”, *Nucl. Fusion* **62**, 086019 (2022) 10.1088/1741-4326/ac6ad3.
- [62] P. Zanca *et al.*, “Feedback control model of the  $m = 2$ ,  $n = 1$  resistive wall mode in a circular plasma”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 094004 (2012) 10.1088/0741-3335/54/9/094004.
- [63] D. Abate *et al.*, “Modeling snowflake plasmas in RFX-mod2: A test bed for SOL and edge physics characterization”, *Fusion Eng. Des.* **189**, 113484 (2023) 10.1016/j.fusengdes.2023.113484.


 小特集 逆磁場ピンチ研究がもたらしたもの

## 3. ヘリカルコアの非線形シミュレーション

## 3. Nonlinear Simulations of Helical Core

鈴木 康浩

SUZUKI Yasuhiro

広島大学大学院先進理工系科学研究科

(原稿受付: 2025年5月27日)

非線形 MHD シミュレーションによるヘリカルコアの形成過程の考察が精力的に行われている。なぜ、ヘリカルコアが維持されるのかという疑問については、flux pumping の結果、ヘリカルコア部での電流分布と安全係数分布の平坦化によりモードが安定化されることがわかっている。ヘリカルコアはトカマクのハイブリッドシナリオでもよく観測されるため、非線形シミュレーションの結果が実験で観測されている。本章では NIMROD コードの結果を中心に、最近の分岐平衡の考察を紹介する。一方、トカマクで観測されるヘリカルコアは、分岐平衡が大きく関わっている可能性が指摘されている。本章では、3次元 MHD 平衡計算コードによる分岐平衡の考察も紹介する。

Keywords:

helical core, nonlinear MHD, bifurcated equilibrium

## 3.1 はじめに

逆磁場ピンチ (RFP) やトカマクのような軸対称磁場配位において磁気軸付近の磁気面が螺旋を描くように3次的に変位するヘリカルコアは、イタリア・RFX-mod 実験での Quasi-Single Helicity (QSH) モードの発見以降 [1], 他の RFP 実験でも同様のヘリカルコア形成が確認され [2, 3], 軸対称プラズマが自発的に安定な3次元プラズマへ緩和する自己組織化の一例として注目されてきた [4]. QSH モードは、複数のモードが存在する Multi Helicity (MH) モードから遷移することで形成される [5]. 複数のモードがほぼ単一のモードに縮退して形成されるヘリカルコアを数値シミュレーションにより理解する試みは早くから行われ、MH モードから QSH モードへの縮退によるヘリカルコアの形成、及びヘリカルコア外側において発現する磁力線のカオスなど、様々な発見がなされた [6-11].

一方、トカマクにおいてもヘリカルコアの発見とその形成過程の理解が進んでいる。元々、トカマクにおいては JET で発見された snake など、磁気軸付近の磁気面がヘリカル形状に変化していることを示唆する実験結果が得られていた [12]. Cooper らが、3次元 MHD 平衡計算コード ANIMEC (VMEC コードの非等方圧力版であるが、ここでは等方圧力ですべての計算を実行している) で ITER の先進シナリオ<sup>1</sup>を考察したところ、境界形状は軸対称 (2D) であるにもかかわらず、磁気軸付近は強くヘリカル変形する結果が得られた [13]. この結果と、前述の snake の関連を含め、エネルギーが最小の状態ではプラズマが自発的に

非軸対称 (3D) になる状態が存在し得ることが示された。トカマクの先進シナリオでは、自発電流の割合を多くすることで、長パルス運転を狙う。そのため、安全係数分布はプラズマコア部で平坦化し、ほとんど磁気シアがゼロの領域が現れる。そこで、キンクモードのモード構造が拡がり、ゼロ磁気シア付近に局在化して飽和することで、プラズマコア部が大きくヘリカル変形することが実験においても観測された [14]. そして、トカマク型定常フュージョンプラント設計の観点から、現在でも、先進シナリオにおけるヘリカルコア形成とその理解に関する研究が世界で進められている [15].

ヘリカルコアの形成メカニズムは、大きく分けて2つのメカニズムが候補として上がっている。1つめは flux-pumping [16] で、MHD 不安定性により再分配されたプラズマ電流が形成する静電ポテンシャルによって駆動された MHD ダイナモがヘリカルコアを維持するというもの [17]. もう一つは分岐平衡で、不安定な2次元 MHD 平衡から安定な3次元 MHD 平衡へ遷移するというものである [13, 18, 19]. どちらのシナリオにも一長一短があり、結論には至っていない。しかし、最近の実験結果及びそれを元にした数値シミュレーションでは、flux-pumping による解釈が優勢である。

本章では、RFP とトカマク配位における最近の数値シミュレーション結果を紹介し、どこまでヘリカルコア形成のメカニズムに迫れたかを紹介したい。

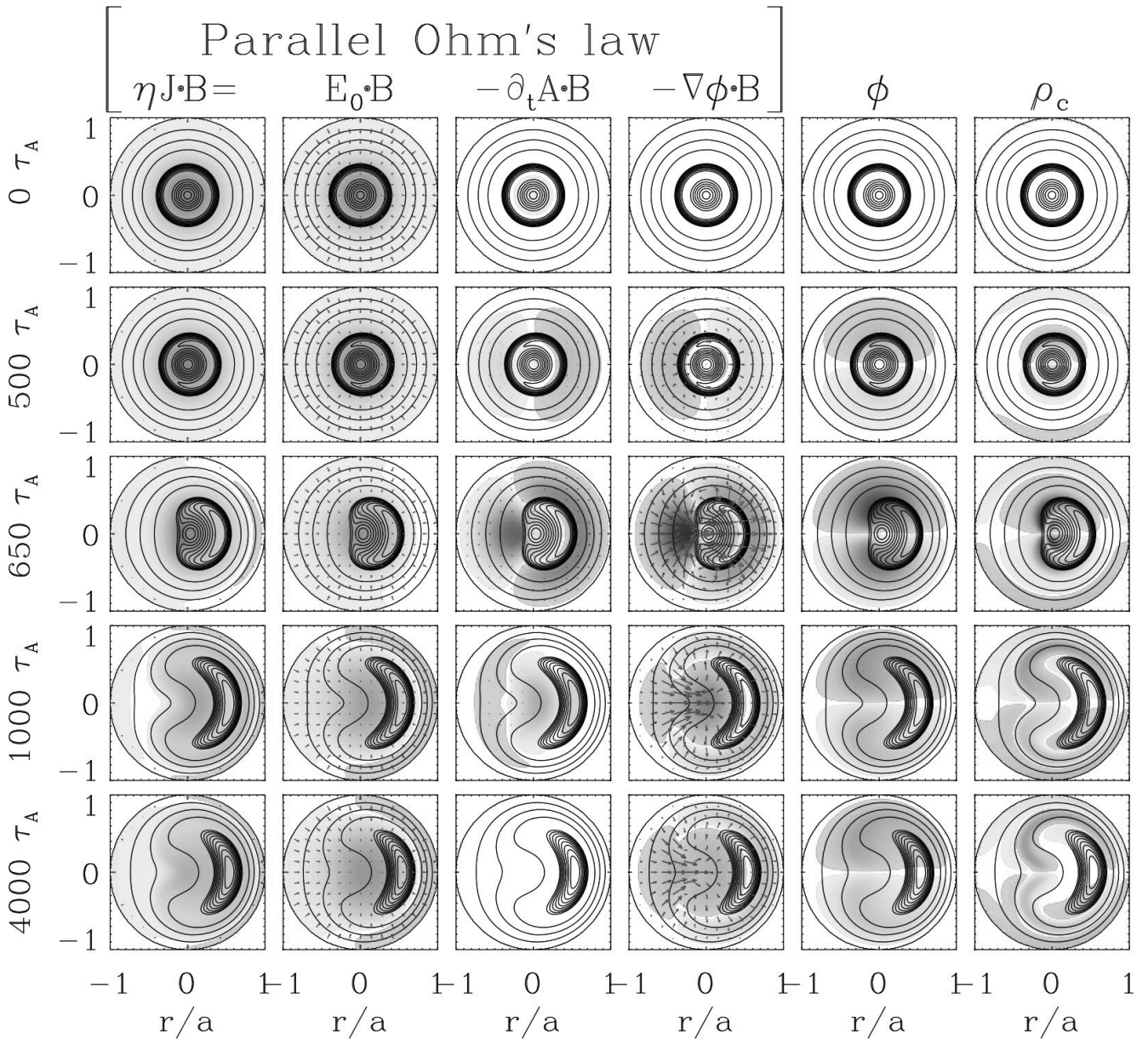


図1 SpeCyl コードによる SH (Single-Helicity) モードのシミュレーション結果 [20]. 左から 4 列目の色つき等高線は、平行方向に対するオームの法則の各項、5 列目は静電ポテンシャル、6 列目は荷電分離度を示す。行は上から時間発展の時間スライスを示す。参考のために磁気面 (黒の実線) も示す。図中の赤矢印は、流速ベクトル  $\mathbf{v}$  である。静電ポテンシャルにより駆動される流速が磁場を生み出し、ヘリカルコアを形成し、維持している。

### 3.2 flux-pumping による定常ヘリカルコアの形成と非線形 MHD シミュレーション

なぜ、閉じ込めの良いヘリカルコアが定常維持されるのか、その形成メカニズムは興味深い。形成メカニズム解明の鍵の一つは MHD ダイナモである。ヘリカルコアの形成の初期段階では、複数のモードを持つ Multi Helicity モードである。しかし、複数のモードはカップリングを経て一つのモードに縮退し、ヘリカルコアが定常維持される。RFX グループは、SpeCyl コードでその形成過程を明らかにした。flux-pumping によるヘリカルコアの形成過

程を、SpeCyl コードのシミュレーション結果を用いて簡単に説明する [20]。SpeCyl コードは、円柱配位で viscos-resistive MHD 方程式の非線形時間発展を計算するコードである [9]。ハルトマン数でパラメタライズすることが多い RFP の非線形 MHD 現象を考察するために使われることが多い計算コードである。図 1 に、シミュレーション結果を示す。簡単のため、円柱配位で SH (Single-Helicity) モードの形成過程を議論する。左から 4 列目の色つき等高線は、平行方向に対するオームの法則の各項、5 列目は静電ポテンシャル、6 列目は荷電分離度を示す。行は上から時間発展の時間スライスを示す。参考のために磁気面 (黒の実線) も示す。図中の赤矢印は、流速ベクトル  $\mathbf{v}$  である。オームの法則で磁力線に垂直方向を考えると、RFP に

\*1 今となつては、何を先進と定義するか問題があるが、ここでは当時の呼称を使う。

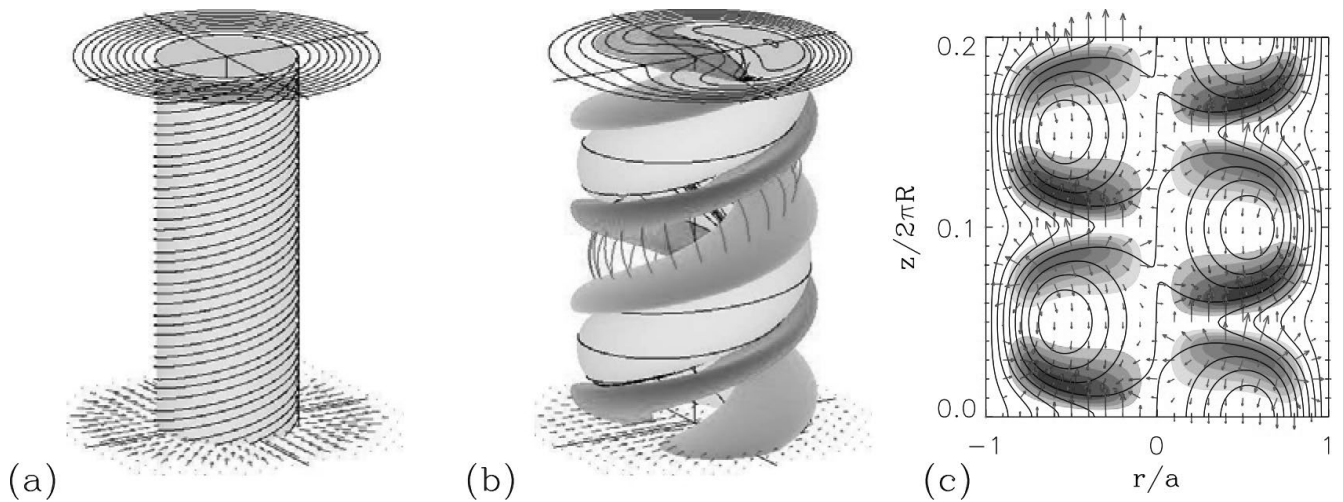


図2 SpecylコードによるSH (Single-Helicity) モードのシミュレーション結果 [20]. (a) は初期平衡で完全な軸対称となっている. (b) 形成されたヘリカルコアを示す. グレーの面はヘリカルコアの最外殻を表し, 青とオレンジの面は等静電ポテンシャル面を示す. (c) は  $R$ - $Z$  平面での磁気面, 静電ポテンシャル, ダイナモ速度場ベクトルを示す.

けるダイナモ速度場は以下のような式で書ける.

$$\mathbf{v}_{\perp} = \frac{\mathbf{E}_{\text{loop}} \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{\nabla\phi \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{\eta \mathbf{j} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

$$= \mathbf{v}_{\text{pinch}} + \mathbf{v}_{\text{drift}} + \mathbf{v}_{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}$$

このとき, 電場の寄与は周回電圧によるピンチ項と荷電分離による静電ポテンシャルによるドリフト項である. 残りはローレンツ力による寄与である. ループ電圧は軸対称で印可されるため, ピンチ項による寄与は3次元成分を作らない. すると, ヘリカルコアの3次元成分を作るのは静電ポテンシャルによるドリフト項ということになる. 図1にて順を追って考える. コア付近で生じた不安定性により磁場トポロジーが変化し, プラズマ電流分布が再分配される. 再分配されたプラズマ電流が作る磁場は荷電粒子の運動に影響を与え, 電荷密度に不均一性が生まれ, 静電ポテンシャルが形成される ( $500\tau_A$ ). 静電ポテンシャルによるドリフト ( $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフト) によりダイナモ速度場が形成され, ダイナモ磁場が生成される ( $650\tau_A$ ). ダイナモ磁場による磁気圧で Single-Helicity のヘリカルコアが形成される ( $1000\tau_A$ ). その後は, ダイナモ速度場によりヘリカルコア構造が維持される ( $4000\tau_A$ ). 図2に, 図1の結果を3次元で表示した結果を示す. 図2(a) は初期平衡で, 完全な軸対称となっていることがわかる. 図2(b) は, 非線形飽和の結果として形成されたヘリカルコアを示す. 図中グレーの面はヘリカルコアの最外殻を表し, 青とオレンジの面は等静電ポテンシャル面を示す. 図2(c) は,  $R$ - $Z$  平面での磁気面, 静電ポテンシャル, ダイナモ速度場ベクトルを示す. 静電ポテンシャルにより形成されたダイナモ速度場が形成されていることがよくわかる.

Specylコードによる解析結果は, 実験で観測されるヘリカルコアの観測領域と定性的によく一致している. しかし, Specylコードは円柱配位での非線形 viscos-resistive MHD 方程式を解くコードであり, 磁場のトロイダル性と何よりもベータ ( $\beta$ ) 値の効果が入っていない. 従って, 細かい

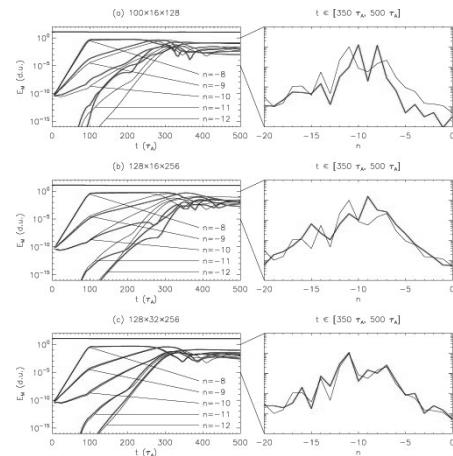


図3 SpecylコードとPIXIE3DコードによるSH (Single-Helicity) モードのシミュレーション結果 [21]. 上段, 中段, 下段は解像度の違いを示し, 左列はそれぞれの空間解像での磁気エネルギーの非線形時間発展をいくつかのトロイダルモード数  $n$  毎に示す. 赤線はPIXIE3Dコードの結果, 黒線はSpecylコードの結果である. 右列は, ポロイダルモード数  $m = 1$  の時, トロイダルモード数が  $n = -20$  から  $n = 0$  までを  $t = 350\tau_A$  から  $t = 500\tau_A$  で時間平均した磁気エネルギーを示す. 線の色は左列と同じである. 細かい差はあるが, 双方のコードの結果は良く一致している.

点では差異もあり, やはりトロイダル磁場配位での非線形 full MHD シミュレーションが必要と考えられる. そこで, PIXIE3Dコードによる解析が行われた [21]. PIXIE3Dコードは, トロイダル磁場配位で full MHD 方程式の非線形時間発展を計算するコードである [22-24]. まず, 図3に SpecylコードとPIXIE3Dコードのベンチマーク結果を示す. 赤線がPIXIE3Dコード, 黒線がSpecylコードの結果である. ハルトマン数が小さい場合のRFPについて両方のコードで計算した. Specylコードの計算については, 磁場配位は円柱であるものの, 3次元スペクトル法で計算している. 細かい差はあるものの, 双方の計算結果は良く

一致していることがわかる。

近年の、RFPにおける数値シミュレーションによるヘリカルコア研究の進展として、KTX (Keda Torus eXperiment) のヘリカルコア形成に関するシミュレーション結果を紹介する [25–28]. KTX は中型サイズの RFP 装置で、大半径  $R$  は 1.4 m, プラズマ小半径は  $a$  は 0.4 m, プラズマ電流  $I$  は 1 MA を目指している [29]. KTX の目標が、トカマクにおける 3 次元物理の考察とその制御のため、ヘリカルコア形成は KTX 実験にとって一つのマイルストーンとなっている。Luo らは、NIMROD コードを用いて KTX においてヘリカルコアが形成されるかどうかを調べた [27]. 実験と矛盾のない抵抗値 ( $S = 5 \times 10^4$ ) にて、有限  $\beta$  の非線形 MHD シミュレーションを行った。ただし、磁場配位は円柱である。図 4 にシミュレーション結果を示す。図には、低ベータ時のポロイダルモード数  $m = 1$  のトロイダルモードスペクトルを示す。図からわかるように低ベータでは、MH モードから QSH モードへの遷移が確認される一方、QSH モードが消失し MH モードが再び現れる逆遷移が存在する。そして放電中に QSH モードと MH モードが混在する。これは、MH モードで線形テリングモードが支配的であるため、低ベータでは不安定性の閾値が低く容易に MH モードに逆遷移するためと考えられる。そこで、追加熱により高ベータ放電を実現できれば、QSH モードをより長く維持できる可能性が示された。一方、Zu らは、3 次元 MHD 平衡計算コードを用いて、KTX のヘリカルコアを計算した [25]. 図 5 に結果を示す。黒線は VMEC から得られた磁気面を示し、ヘリカルコアが形成されていることがわかる。カラー等高線は静電ポテンシャル、黒矢印は静電ドリフトによるダイナモ速度場を表す。静止平衡を考えると、電場  $\mathbf{E}$  はカールフリーである。そこで、周回

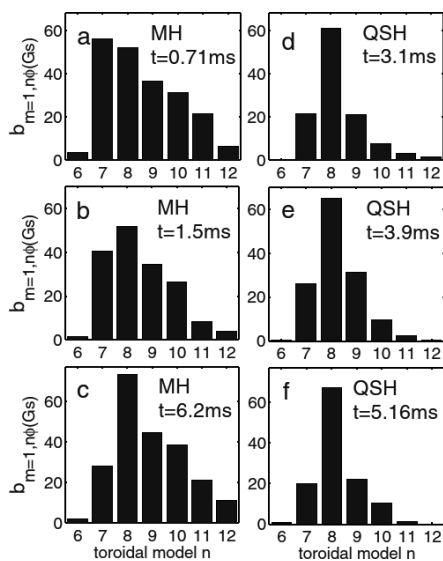


図 4 NIMROD コードにより得られた、KTX でのヘリカルコア形成のシミュレーション結果 [27]. 非線形時間発展における、ポロイダルモード数  $m = 1$  のトロイダルモードスペクトルを示す。低ベータでは、QSH モードが消失し MH モードが再び現れる逆遷移が存在する。

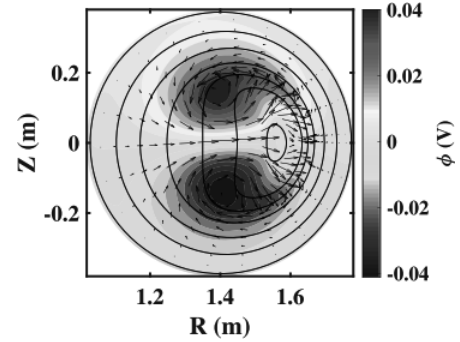


図 5 VMEC コードにより得られたヘリカルコアの磁気面 (黒線) を用いて計算された静電ポテンシャル分布 (カラー等高線) とそこから得られたダイナモ速度場 (黒矢印) [25].

電圧を  $\mathbf{E}_{\text{loop}}$ , 静電ポテンシャルを  $\phi$  とするとオームの法則は,

$$\mathbf{E}_{\text{loop}} - \nabla\phi + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (1)$$

と書ける。磁場  $\mathbf{B}$  との内積を取って磁場に平行方向を考え、ポロイダル磁場で割ると

$$\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla\phi}{\mathbf{B} \cdot \nabla\theta} = \frac{\mathbf{B} \cdot (\mathbf{E}_{\text{loop}} - \nabla\phi)}{\mathbf{B} \cdot \nabla\theta} = \frac{\partial\phi}{\partial\theta} + q \frac{\partial\phi}{\partial\zeta} \quad (2)$$

と書ける。ここで、 $\theta$  はポロイダル角、 $\zeta$  はトロイダル角である。VMEC コードから得られた磁場を用いれば静電ポテンシャル  $\phi$  を計算することができ、計算された静電ポテンシャルと静電ドリフト速度を示した。このことから、KTX 実験において、ヘリカルコアが RFP ダイナモにより定常維持できる可能性がある。

「1. はじめに」で述べたように、安全係数分布にゼロ磁気シアが存在する先進シナリオの場合、RFP のようにヘリカルコアが形成されることがわかっている [17]. ヘリカルコア形成による磁気面の 3 次元形状変化は高速イオンの再分配を伴うため、長時間放電に大きく影響する。そのため、実験と共に数値シミュレーション研究も重視されてきた。トカマクにおいては、圧力駆動型不安定性が非線形飽和し、flux-pumping により安全係数分布がコア付近で平坦化することで磁気面の大きなヘリカル変位が定常維持されるというシナリオが有力である。最近、JOREK コードにより、ASDEX upgrade トカマクでのヘリカルコア形成について実験データを用いた定量的な考察が行われた [30]. 図 6 に結果を示す。図 6(a) はコア付近の安全係数分布の時間発展、図 6(b) はダイナモによる電磁力の時間発展、図 6(c) は磁気軸の安全係数  $q_0$  の時間発展、図 6(d) はいくつかの時間スライスにおける安全係数  $q$  の径方向プロファイルである。安全係数  $q$  の径方向プロファイルは、参考のため 2D 計算 ( $n = 0$  のみ) も示している。図からわかるように、時間発展につれて、MHD ダイナモによる flux-pumping が起こり、 $q_0$  が増加する。その結果、コア部で平坦な安全係数分布が得られていることがわかる。しかし、 $n = 0$  のみを時間発展させた 2D 計算では何も起こらない。これは、RFP と同様に、飽和した圧力駆動不安定性による電流の再分配によるダイナモ形成からの

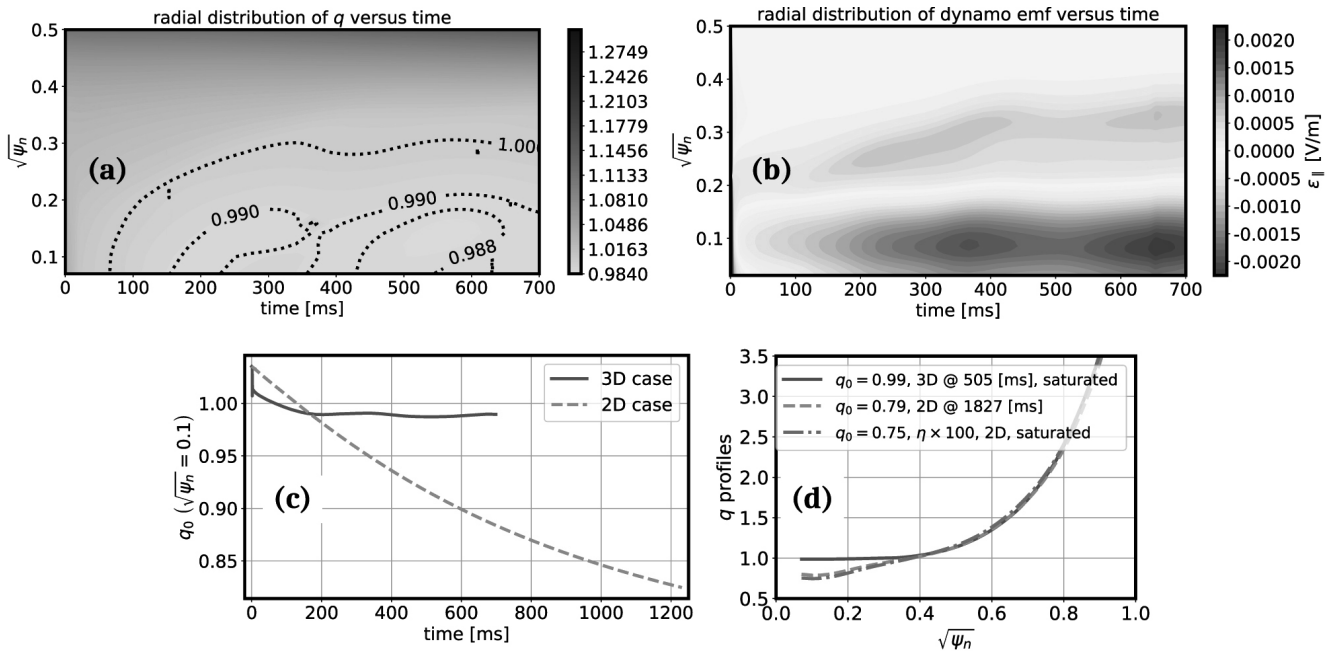


図6 JOREK コードにより, ASDEX upgrade トカマクでのヘリカルコア形成について実験データを用いた定量的な考察の結果 [30]. (a) はコア付近の安全係数分布の時間発展, (b) はダイナモによる電磁力の時間発展, (c) は磁気軸の安全係数  $q_0$  の時間発展, (d) はいくつかの時間スライスにおける安全係数  $q$  の径方向プロファイルである. 安全係数  $q$  の径方向プロファイルは, 参考のため 2D 計算 ( $n = 0$  のみ) も示している.

flux-pumping が, ヘリカルコアの形成およびその維持に大きな役割を果たしていることを意味する.

### 3.3 分岐平衡とヘリカルコアとの関わり

Cooper らの数値シミュレーションの結果, 分岐平衡とヘリカルコア形成の関わりが注目を浴びている. 分岐平衡の問題は, 古くには 3 次元 MHD 平衡と飽和したテアリングモードの関係において, 理論的・数値的に解析がなされた [18]. 図 7 に, 分岐平衡の考え方を示す. 図の横軸はモード成長率, 縦軸は系のエネルギーを示す. 当初, 安定な 2 次元平衡にある系が, 臨界成長率  $\lambda_c$  を超えると, 系が分岐し不安定 2D 平衡と安定 3D 平衡の 2 つの解を持つようになる. そして, 安定 3D 平衡は不安定 2D 平衡と比べ, エネルギーはより低い系である. また, 当初, 不安定 2D 平衡へ向かった解において不安定性が発生し, その結果, 安定な 3D 平衡へ解が遷移するという事象も考えられる. Reiman らは, 非線形飽和したテアリングモードが分岐平衡の 3D 安定解であるという作業仮説のもと, 3 次元 MHD 平衡計算コード PIES でテアリングモードの解析を行った [18].

Cooper らは, 境界条件は完全な軸対称 (2D) であるにもかかわらず, 僅かな安全係数分布の違い, 特に反転磁気シア分布における安全係数の最低値  $q_{\min}$  の違いでヘリカルコアが形成されることを見いだした [13]. しかし, Cooper らの解析は 3 次元 MHD 平衡計算コード ANIMEC\*2 で行ったものである. VMEC・ANIMEC コードは,

\*2 繰り返すが, ANIMEC コードにもかかわらず等方圧力で計算している.

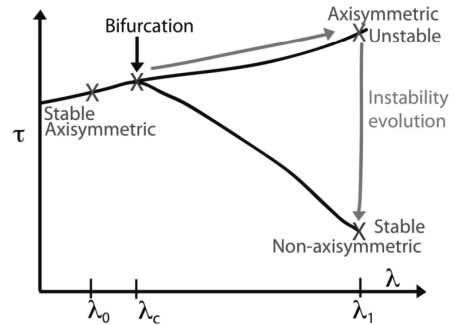


図7 分岐平衡の概念図. 軸対称系の縮退を解くことにより, よりエネルギーの低い 3D 平衡に分岐する.

エネルギー原理を用いた平衡計算コードであり, 不安定性のダイナミクスとその飽和過程を含んでいるわけではなく, 得られた数値解が物理的なものかどうかは疑問が残る. そこで, XTOR コードの非線形計算との比較が行われた [31]. 図 8 に, 球状トカマク MAST について, XTOR コードでコア部に飽和した内部キンクモードを計算した結果 (左下図) と ANIMEC による分岐平衡 (右下図) の計算結果を示す. 参考のため, 分岐しない軸対称の結果を示す. 磁気軸の変位の大きさが良く一致している. しかし, XTOR と ANIMEC でポロイダル断面の表示角が違うことから, モードの位相が異なっていることがわかる. 図 9 に, XTOR コードによる非線形 MHD 計算と ANIMEC による分岐平衡の結果のまとめを示す. 安全係数の最低値  $q_{\min}$  に対して, ヘリカルコア中心の変位距離  $\delta_h(0)$  の関係をまとめた. 茶色点線が XTOR, 赤点線が ANIMEC の結果である.  $q_{\min} \sim 1$  付近では定性的によく一致しているが,

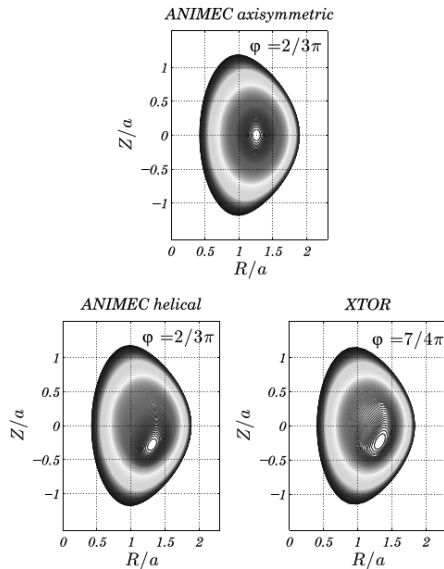


図8 XTORコードによる非線形MHD計算（左下図）とANIMECによる分岐平衡の結果（右下図）[31]。参考のため、軸対称のANIMECの結果（上図）も示す。

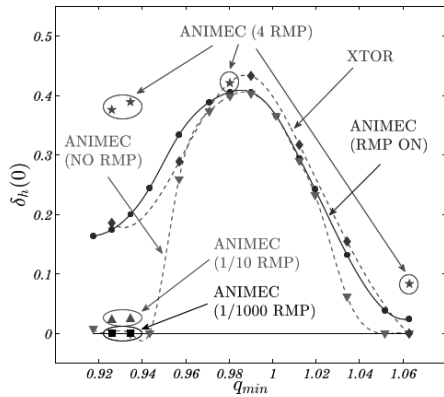


図9 XTORコードによる非線形MHD計算とANIMECによる分岐平衡の結果のまとめ[31]。安全係数の最低値 $q_{\min}$ に対して、ヘリカルコア中心の変位距離 $\delta_h(0)$ の関係を示した。茶色点線がXTOR、赤点線がANIMECの結果である。 $q_{\min} \sim 1$ 付近では定性的によく一致しているが、 $q_{\min} < 0.96$ では、差が大きくなる。ANIMECでRMPありの計算をするとXTORの結果と合う（青線）。

$q_{\min} < 0.96$ では、差が大きくなる。ANIMECでRMPありの計算をするとXTORの結果と合う（青線）。

Nakamuraらは、VMECコードを用いて、プラズマの形状が分岐平衡に与える影響を詳細に調べた[32]。その考察の中で、形状だけでなく $q_{\min}$ やベータ値がヘリカルコア軸の変位の大きさ $\delta$ に大きく影響を与えることを明らかにした。その延長で、Kawagoeらは $q_{\min}$ をCooperらの解析よりも大きく振り、かつベータ値もスキャンした結果、ヘリカルコア形成に2つのメカニズムがあることがわかった[33]。1つはこれまで考察してきた内部キックモードである。もう一つはquasi-interchangeモードである[34]。図10に、VMECコードによりヘリカルコアが内部キックモードとquasi-interchangeモードのいずれかで形成されることを考察した結果を示す。異なる楕

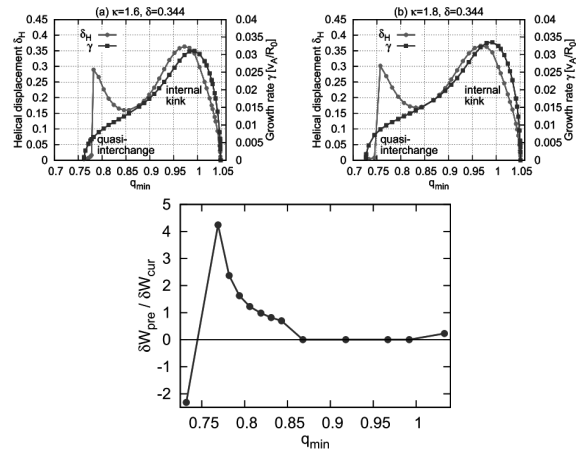


図10 VMECコードによる分岐平衡解析結果のまとめ[33]。異なる楕円度の境界形状に対し、安全係数の最低値 $q_{\min}$ を変化させながらヘリカルコア中心の変位距離 $\delta_H$ の関係を示した（上図）。下図は、エネルギー第2変分の圧力駆動項 $\delta W_{\text{pre}}$ と電流駆動項 $\delta W_{\text{cur}}$ の比を示した。 $q_{\min} < 0.9$ では、圧力駆動項の寄与が大きくなり、ヘリカルコアは飽和したquasi-interchangeモードで形成されていることがわかる。

円度（ $\kappa = 1.6$ と $1.8$ ）の境界形状に対し、安全係数の最低値 $q_{\min}$ を変化させながらヘリカルコア中心の変位距離 $\delta_H$ の関係を示した（上図）。下図は、エネルギー第2変分の圧力駆動項 $\delta W_{\text{pre}}$ と電流駆動項 $\delta W_{\text{cur}}$ の比を示した。 $q_{\min} < 0.9$ では、圧力駆動項の寄与が大きくなり、ヘリカルコアは飽和したquasi-interchangeモードで形成されていることがわかる。 $m/n = 1/1$ のsawtoothクラッシュに対するquasi-interchange不安定性の寄与を考察した数値シミュレーション結果も出ており、それらとの関わりも興味深い[35]。

### 3.4 まとめ

ヘリカルコア形成から維持に至るメカニズムに対する研究の進展を、数値シミュレーションの立場から考察した。ヘリカルコア形成及び維持のメカニズムは、大きく分けてMHDダイナモによるflux-pumpingによる安全係数 $q$ 分布の平坦化と、飽和した内部モードによる分岐平衡が考えられている。flux-pumpingについては、トカマク実験での充実した計測により、実験結果を定量的に解析できるシミュレーション結果が出つつある。また、実験開始から間もないKTXのヘリカルコア形成を見込む計算結果が出つつある。一方、分岐平衡については、飽和した内部キックモードのみではなく、飽和したquasi-interchangeモードの寄与を示唆する結果が出つつある。今後も様々な装置について、様々な視点から数値シミュレーション研究が進んでいくものと思われる。

### 参考文献

- [1] P. Martin *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1984–1992 (2000).
- [2] L. Marrelli *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 2868–2871 (2002).

- [3] T. Onchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 005 (2008).
- [4] S. Cappello, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, B313 (2004).
- [5] D.F. Escande *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1662–1665 (2000).
- [6] E.J. Caramana, R.A. Nebel and D.D. Schnack, Phys. Fluids **26**, 1305–1319 (1983).
- [7] J.M. Finn, R. Nebel and C. Bathke, Phys. Fluids **4**, 1262–1279 (1992).
- [8] S. Cappello and R. Paccagnella, Phys. Fluids **4**, 611–618 (1992).
- [9] S. Cappello and D. Biskamp, Nucl. Fusion **36**, 571–581 (1996).
- [10] S. Cappello and D.F. Escande, Phys. Rev. Lett. **85**, 3838–3841 (2000).
- [11] G. Spizzo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 025001 (2006).
- [12] A. Weller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2303–2306 (1987).
- [13] W.A. Cooper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 035003 (2010).
- [14] W.A. Cooper *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073021 (2013).
- [15] P. Piovesan *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 014027 (2017).
- [16] C.C. Petty *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 045005 (2009).
- [17] P. Piovesan *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076014 (2017).
- [18] A.H. Reiman and D.A. Monticello, Nucl. Fusion **32**, 1341–1350 (1992).
- [19] P.R. Garabedian, Comm. App. Math. Comp. Sci. **1**, 79–89 (2006).
- [20] D. Bonfiglio, S. Cappello and D.F. Escande, AIP Conference Proceedings **871**, 3–14 (2006).
- [21] D. Bonfiglio, L. Chacón and S. Cappello, Phys. Plasmas **17**, 082501 (2010).
- [22] L. Chacón, Comput. Phys. Commun. **163**, 143–171 (2004).
- [23] L. Chacón, Phys. Plasmas **15**, 056103 (2008).
- [24] L. Chacón, J. Phys. Conf. Ser. **125**, 012041 (2008).
- [25] Y. Zu *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **64**, 065002 (2022).
- [26] J. Zhang *et al.*, Phys. Lett. A **462**, 128664 (2023).
- [27] B. Luo *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 016049 (2018).
- [28] B. Luo *et al.*, Phys. Plasmas **32**, 092503 (2025).
- [29] W. Liu *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **56**, 094009 (2014).
- [30] H. Zhang *et al.*, Nucl. Fusion **65**, 066001 (2025).
- [31] D. Brunetti *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 064017 (2014).
- [32] Y. Nakamura, A. Ishizawa and Y. Ishida, Phys. Plasmas **27**, 092509 (2020).
- [33] S. Kawagoe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **64**, 105004 (2022).
- [34] J.A. Wesson, Plasma Phys. Controlled Fusion **28**, 243 (1986).
- [35] W. Boyes *et al.*, Nucl. Fusion **64**, 124005 (2024).

## 小特集 逆磁場ピンチ研究がもたらしたもの

# 4. 低アスペクト比RFP研究の進展

## 4. Progress in Low-Aspect-Ratio RFP Research

三瓶 明希夫

SANPEI Akio

京都工芸繊維大学

(原稿受付: 2025年3月22日)

RFPを低アスペクト比化することにより、トロイダル効果による磁気シアアの増大、MHDモードの非線形相互作用低減による磁気カオスの緩和、ヘリカル配位の実現可能性の増加などが理論的に予測されている。その実験的な検証のため、 $A=2$ のRFP装置RELAXが建造された。RELAX装置を用いた低アスペクト比RFPの研究の進展と今後の展望について報告する。

Keywords:

Reversed Field Pinch (RFP), low aspect ratio, helical deformation, self-organization

### 4.1 はじめに

トカマク [1] と球状トカマク (Spherical Tokamak, ST) [2] の違いに見られるように、トーラスプラズマにおいて、その磁気シアや平衡・閉じ込め特性などが、大半径  $R$  と小半径  $a$  の比であるアスペクト比  $A$  に依存することが知られている [3-7]。特に、トカマク系では Troyon のスケール則 [8] から、限界  $\beta$  値はアスペクト比に逆比例することが予測されている。同じくトーラスプラズマである逆磁場ピンチ (RFP) [9] も、アスペクト比  $A$  によって特性が変化する [10-12]。

よく知られるように、軸対称環状プラズマであるトカマクは、トーラス状の真空容器にトロイダル磁場  $B_\theta$  を生成し、トロイダル方向にプラズマ電流  $I_p$  を流すことでポロイダル磁場  $B_\phi$  を発生させ、プラズマを閉じ込める電流駆動型のプラズマである。RFPはトカマクと同様に電流駆動型のプラズマであるが、相対的に大きなプラズマ電流と小さなトロイダル磁場  $B_\theta$  で閉じ込められる。このため、 $B_\theta$  と  $B_\phi$  の大きさが同程度であり、容器の副軸からの距離を  $r$  とすると、容器の全域で安全係数  $q = rB_\phi / RB_\theta$  は1以下になる。図1に、 $A$  が2及び3のRFPに対する  $q$  分布を平衡再構成コード [13,14] を用いて計算したものを示す。RFPの最大の特徴は、トロイダル磁場  $B_\phi$  の向きがプラズマ中心部と周辺部分で逆転していることである。このような配位だと  $q$  分布の符号が反転するので、ポロイダルモード数  $m=1$  の内部共鳴面が多数存在することになる。通常のRFP放電ではこれらの共鳴面で  $m=1$  モードが同時に成長する Multi-Helicity (MH) モードが観測される。しかしRFPのアスペクト比を下げると、プラズマのコア領域において主要ヘリカルモードの特異面の数が減り、

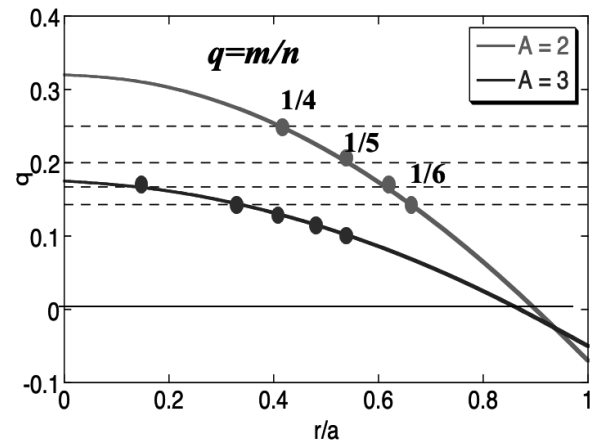


図1 安全係数  $q$  分布のアスペクト比  $A$  に対する依存性を示している。

それらの間隔が広がるので、閉じ込めを劣化させるモード間の非線形相互作用が抑えられ、カオス磁場が低減されることが期待できる。また、コア領域の有理面が少なくなることで、単一モードによる磁気島が成長して閉じ込めが改善する Quasi-Single-Helicity (QSH) 状態 [15] や、更に磁気島が成長して元の磁気軸が消失する Single-Helical-Axis (SHAx) 状態 [16] への到達可能性を高めるものと予想できる。加えて、トロイダル効果による捕捉粒子の増加によって、ブートストラップ電流が増大することなどが予測されている [17]。

以上のような理論予測を実験的に検証するために、アスペクト比が世界最小のRFP装置「RELAX」(Reversed Field Pinch of Low Aspect Ratio Experiment) が京都工

芸繊維大学において 2006 年に建設された [18,19]. ポロイダル断面が円形のトーラス装置であり,  $R = 0.508$  m,  $a = 0.25$  m, アスペクト比は約 2 である. 実験装置やシステム・計測器に関しては, 2023 年に NIFS-MEMO において “RELAX 装置の概要” と題した詳細な報告 [20] があるため, 本章で重複して述べることは避けたい. よって, 本章では RELAX 装置を用いた低アスペクト比研究の進展に焦点を当てて紹介する.

### 4.2 低アスペクト比 RFP の放電特性

RFP の特性はしばしば反転パラメータ  $F$  とピンチパラメータ  $\Theta$  で議論される [21]. ここで  $F$  は平均トロイダル磁場  $\langle B_\phi \rangle$  に対する壁でのトロイダル磁場  $B_\phi(a)$  の比  $F = B_\phi(a) / \langle B_\phi \rangle$  である. 一方で,  $\Theta$  は  $\langle B_\phi \rangle$  に対する壁でのポロイダル磁場  $B_\theta(a)$  の比  $\Theta = B_\theta(a) / \langle B_\phi \rangle$  で定義される. すなわち,  $\langle B_\phi \rangle$  を固定して考えれば, その  $\langle B_\phi \rangle$  に対して  $F$  はどれだけトロイダル磁場が壁で反転しているか,  $\Theta$  はどれだけプラズマ電流を流したかに対応している. RELAX の  $F - \Theta$  ダイアグラムにおける放電領域を図 2 に示す [22]. 一つの放電に対して flat-top での平均の値から  $F$  及び  $\Theta$  を計算し, ダイアグラム上に一点をプロットしている. データ点の色は封入ガス圧に対応している.  $F$  と  $\Theta$  が狭い線状の領域に分布し, 強い自律性が存在することを示唆している. 図中の実線は円柱近似, すなわち  $A = \infty$  で無力配位を仮定した Bessel Function Model(BFM) を表している.  $A = 2$  の RELAX は  $F - \Theta$  ダイアグラム上でプロットが大きく右 (高  $\Theta$ ) 側へ移動していることが分かる. EXTRAP T2R のようなアスペクト比が高い装置では相対的に BFM に近づくことが知られている [23]. また, 中高アスペクト比 RFP よりも  $F$  が小さく (周辺トロイダル磁場の反転が深く),  $\Theta$  が高い領域に放電領域が広がるのが実験的に見出された. 一般に, 反転が深い放電では電流分布がピークすることにより, MHD(Magnetohydrodynamics, 電磁流体力学) 不安定性による大きな鋸歯状振動が起きて, 閉じ込め性能が劣化する. このため, 中高アスペクト比 RFP における  $F$  は  $-0.05 \sim -0.2$  程度であり, 深い反転状態を達成するためには Pulsed Poloidal Current Drive (PPCD) などで能動的に電流分布を平坦化する必要がある [24]. RELAX では能動的制御を行わなくとも, 高  $\Theta$  低  $F$  の放電が得られている. RFP のポロイダルベータ値  $\beta_p$  とエネルギー閉じ込め時間は  $\Theta$  に対して強い比例則 [25] を持つことが提唱されており, 強い磁気シアと磁場揺動の低減 [22] による閉じ込め特性の向上が期待される.

RELAX では中心電子温度と密度をトムソン散乱計測 [26] により, 線平均電子密度を干渉計 [27] により評価している. 一般に「プラズマ圧力」と「壁でのポロイダル磁場  $B_{\theta a}$  の圧力」の比であるポロイダルベータ値  $\beta_p$  で議論されることが多いが, ここでは中心電子の圧力  $p_{e0}$  を使用した中心電子ポロイダルベータ値  $\beta_{pe} = 2\mu_0 p_{e0} / B_{\theta a}^2$  の結果を示す.  $-0.5 > F > -1$  における  $\beta_{pe}$  を, Greenwald

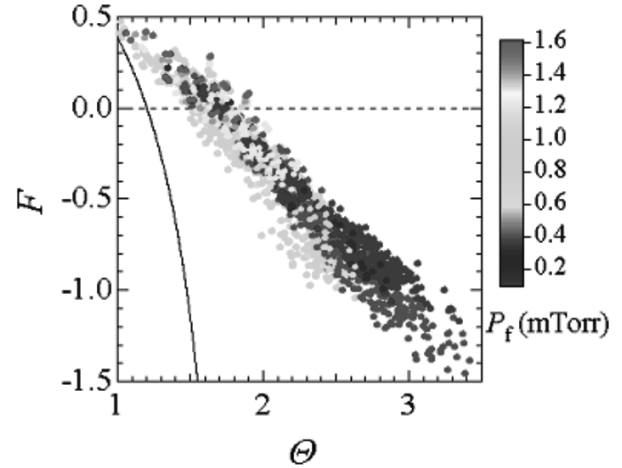


図 2 RELAX で得られた低アスペクト比 RFP 放電の  $F - \Theta$  ダイアグラム. 文献 [22] より引用.

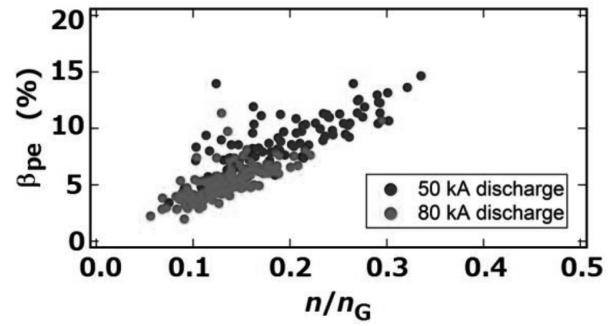


図 3 中心電子ポロイダルベータ値  $\beta_{pe}$  の規格化密度  $n/n_G$  に対する依存性. 文献 [29] より引用.

密度  $n_G$  [28] で規格化した電子密度  $n$  に対してプロットしたものを図 3 に示す [29]. 中心電子温度  $T_{e0}$  が  $100 \sim 200$  eV の放電において,  $n/n_G \sim 0.3$  で  $\beta_{pe}$  は 15% に達するにとどまっている. プロットされたデータ点の傾きは  $(p_{e0}/nI_p)$  に対応するので, 密度プロファイルがほぼ同じであれば,  $T_{e0}$  は  $I_p$  に比例する傾向を示している [26]. 高ベータ領域に散在するデータ点は, 温度または密度プロファイルの変化を示している可能性がある. 内部計測の充実と輸送機構の詳細な評価が必要である.

### 4.3 低アスペクト比 RFP における QSH 状態と MH 状態の遷移現象

全ての RFP 装置において, 反転の浅い放電では, 中心付近に共鳴面をもつ単一モードに揺動磁場エネルギーが集中する Quasi-Single-Helicity (QSH) 状態への自発的な遷移現象が観測されている [9]. RELAX では, 他の RFP 装置と同様に,  $F$  が大きい (反転が浅い) ほど単一モードが成長して QSH 状態が自発的に実現する傾向がある [30,31] が, 反転が深い放電でも低確率ながら QSH が観測されている [29].

図 4 に (a)  $F = -0.1$  および (b)  $-0.5$  の場合に周辺磁場揺動から得られた  $m = 1$  のフーリエモードの時間変化を

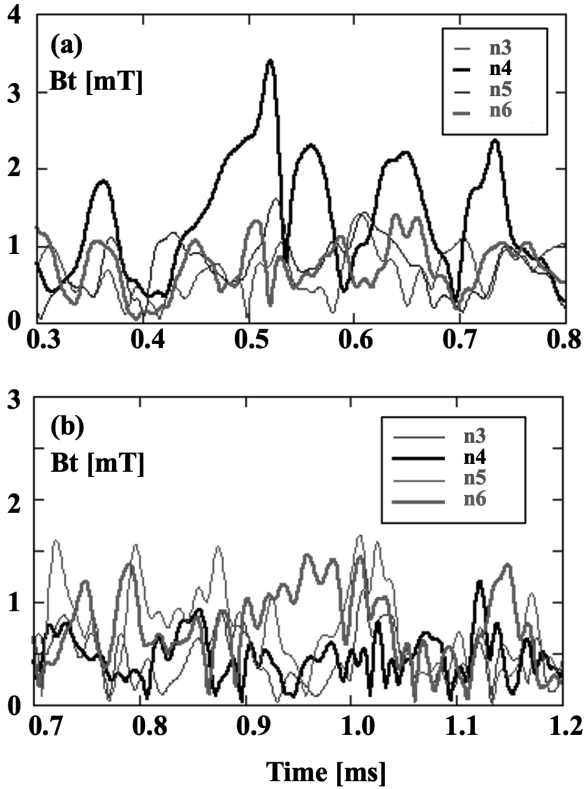


図4 QSH への遷移現象が観測された放電における  $m = 1$  のトロイダルモード ( $3 \leq n \leq 6$ ) の時間変化. (a) 反転が浅い ( $F = -0.1$ ) および (b) 反転が深い ( $F = -0.5$ ) 放電の比較. 文献 [32] より引用.

示す [32]. 反転が浅い時には  $n = 4$  が、深い時には  $n = 6$  が支配的になっている. いずれの場合でも、QSH 状態は維持されず、頻繁に MH 状態と QSH 状態の間で自発的な遷移が起こる. 磁気計測の結果、ヘリカル構造への遷移のタイミングで、複数  $m = 1$  モードの位相ロックの位置がジャンプすることが分かっている [33]. 位相ロックは磁束の局所的な生成と緩和を伴うため [34]、ヘリカル構造への遷移現象を理解するためには、複数モードの相互作用及び異なるスケール現象間の相関にも注目する必要があるかも知れない.

周辺磁場揺動が単一モードの成長を示唆しているタイミングで、接線方向から軟 X 線 (SXR) ピンホールカメラ [35] で撮影すると、図 5(a) のような像が得られる [36]. 図 5(b) は、磁気島に起因したフィラメント構造と、軸対称平衡成分に対応する SXR 放射を重ね合わせたものであり、実験値と計算値がよく一致する. 同様の放電に対して、真空容器中心まで磁気プローブアレイを挿入した実験では、磁場分布は時間的に変動しない軸対称平衡成分と、時間的に変動するヘリカル成分に分けられることが明らかになった [30]. この実験結果は、ヘリカル系のグラッド = シュワラノフ方程式 [37] と一般化されたオームの法則を連立させた解であるヘリカルオーミック平衡 [38] の予測と良く一致した. これらの結果は、RELAX で実現しているヘリカル変形は、元の磁気軸が残っている QSH 状態

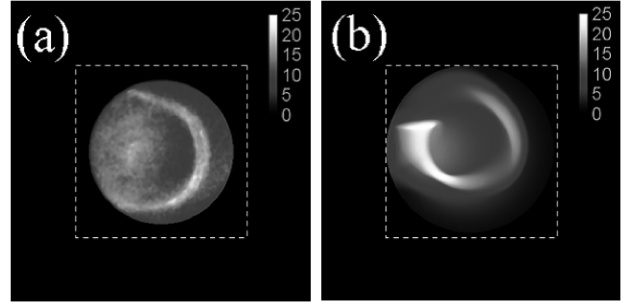


図5 接線方向からの (a) 実験と (b) 計算の軟 X 線画像の比較. 文献 [36] より引用.

(Double-Axis:DAx) であり、SHAx 状態にまでは至っていないことを示唆している.

前述のような遷移現象は磁気面構造のダイナミックな変化を伴う. 図 6 は、軟 X 線 (SXR) ピンホールカメラ [35] に二種類の SXR 吸収薄膜を組み合わせることで [39]、電子温度の二次元分布を大半径方向から撮像したものである [40]. 二つの画像は  $I_p \sim 100$  kA の同一の放電から得られたものであり、時間間隔は約  $400 \mu\text{s}$  である. ここで、電子温度は視線平均されたものであることに留意する必要がある. 図 6 (d) は QSH 状態であり、高温領域は左下から右上に斜めに分布し、等温線は傾いた構造をしている. 一方、図 6 (e) は MH 状態の時で、高温領域が上下対称に水平に分布しているのがわかる. これらの分布は MHD モード、支配的なモード数、その有理面の半径方向の位置、位相を反映している. これらの結果は、MHD モードが内部  $T_e$  分布の発展に強く影響していることを示唆している. 電子温度の空間的な勾配を評価すると、スペクトルが単一モードに集中につれて、中心電子温度  $T_{e0}$  で規格化された電子温度の勾配が上昇する傾向にある. トロイダルモード数  $n$  の  $m = 1$  モードの振幅  $b_{1,n}$  を用いて、 $m = 1$  モードの集中度合いであるスペクトラムインデックス

$$N_s = \left[ \sum_{n=3}^{n_{\max}} \left( \frac{b_{1,n}^2}{\sum_n b_{1,n}^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1)$$

を使って評価すると、 $N_s < 1.7$  で、 $\nabla T_e / T_{e0}$  に  $\sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$  を超える強い勾配が現れる. 磁気面はプラズマ状態によって異なる磁気トポロジーを持つため注意深く評価する必要があるが、QSH 状態で現れる急峻な  $T_e$  は、電子の内部輸送障壁 (ITB) の存在を示唆している可能性がある. RFX-mod では、 $T_e$  プロファイルがヘリカル変形しているかどうかは、規格化電子温度勾配が  $0.02 \text{ cm}^{-1}$  に閾値が存在することが報告されており [41]、共通の物理が存在することが示唆される. 種々の計測器による三次元配位の統合的な理解が必要である.

上述のような遷移現象を理解するために、水口氏は非線形 MHD ソルバである MIPS コード [42] を用いて、RELAX での実験結果から得られた再構成された軸対称平衡配位を初期値として、シミュレーションを行った [43]. シミュレーションでは、RELAX での三次元配位への過渡的

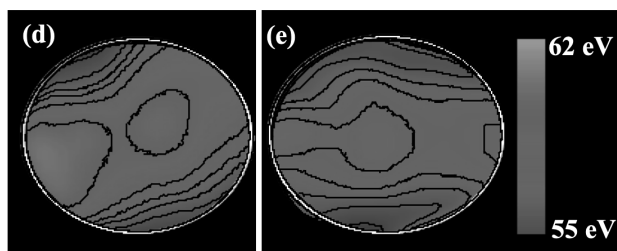


図6 大半径方向から撮影した (d) QSH 状態 および (e) MH 状態での  $T_e$  画像. 文献 [40] より図の一部を抜粋して引用.

な遷移現象が再現された. それに加えて, 初期平衡に依存して QSH 状態に至る 2 つのルート, コア共鳴テアリングモード経由, および内部非共鳴キンクモード経由が示唆された. 一方で, 磁力線方向の速い熱伝導を仮定したシミュレーションにより, QSH 状態と MH 状態との間の遷移が再現されている [44]. これらのことから実験事実は以下のように解釈できる. 低アスペクト比化によって, コアの有理面間隔が広がったために, 比較的容易に単一モードが成長しやすく, QSH になりやすい. しかし, RELAX の  $I_p$  は他の装置に比べて低く, ランキスト数が  $10^4$  オーダーに留まるため, 磁気エネルギーが拡散しやすく, QSH の持続時間が短いと予想される [16, 45, 46].

#### 4.4 QSH 状態への低アスペクト比化の影響

図 7 は, RELAX における QSH で支配的な  $n$  が,  $F$  によってどう変わるかを示したものである. 縦軸はプラズマのフラットトップ電流と比較した QSH の持続時間であり,  $F$  はフラットトップ時の平均値として計算した. 低  $F$  領域 ( $F < -0.2$ ) では,  $n = 5$  または  $6$  が支配的な QSH の確率が高  $F$  領域よりも高い. また, 高  $F$  領域 ( $F > -0.1$ ) では,  $n = 3$  または  $4$  が支配的となる QSH の確率が低  $F$  領域よりも高くなる. つまり QSH の支配的な  $n$  は,  $F$  が高くなるにつれて低くなる傾向があり,  $F$  によって最も内側の  $m = 1$  共鳴面の  $n$  が変化することを示唆している. これは, RELAX の平衡再構築の結果 [14, 22, 47] と一致し,  $F$  が高いほど最内部の共鳴  $n$  が低くなることを示している. 同様の傾向は, アスペクト比が高い装置でも, 異なる  $n$  値で観測される [23, 48].

図 8 は, 様々な RFP 装置のアスペクト比に対して, QSH の支配的な  $n$  をプロットしたものである [32]. 図中の四角は浅い反転で支配的なモード数を表しており, アスペクト比が低くなるほど, 低  $n$  が支配的になる様子が見て取れる. 上記の低アスペクト比化による  $F$ - $\theta$  の分布と, 支配的な  $n$  の  $F$  依存性は, SH helicity relaxation (SHR) モデル [49] および, リコネクション面に流れるリコネクション電流によって MHD 緩和した領域が 2 つに分割されると見なす two region (TR) モデル [50] を用いることにより, 異なるプラズマ条件で支配的になるモードに関する実験結果を予測/一致させることができることが示されている [32].

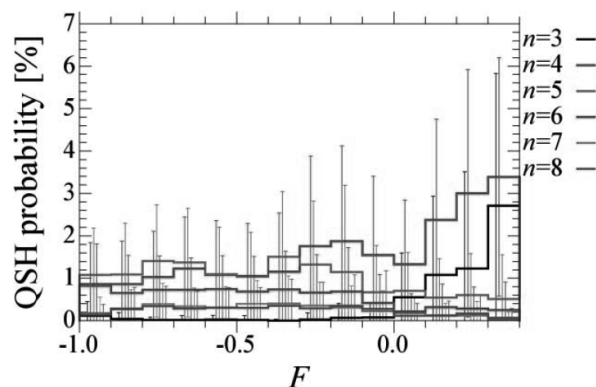


図7 支配的な  $n$  毎の QSH 持続時間割合の  $F$  依存性. 文献 [31] より引用.

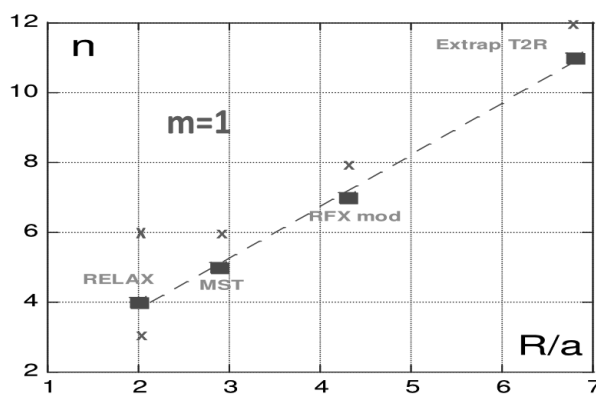


図8 QSH における支配的な  $n$  のアスペクト比  $A$  依存性を示している. 文献 [32] より引用.

#### 4.5 今後の展望

RELAX ではオペレーションの最適化, ヘリカル配位の実現領域の探索, 計測器の拡充, フィードバック [51, 52] による制御方法の確立が進んでいる. 特に近年は, 放電領域の拡充に向けてトロイダルコイル系と放電回路の増強を行い, RFP とトカマクの両方式での放電が可能となった [53–55]. 同一装置で磁気シアーを系統的に変えながら, 閉じ込め特性への影響を調べるとともに, プラズマの緩和過程で発現すると予想される二流体状態を探索するための複合プローブの開発を行っている [56].

光学計測としては, ヘリカル変形をより詳細に計測すべく, マルチイメージングによる三次元推定手法が開発されている [57].

これらの離散的な異種の計測データを, 物理的な整合性を保ちつつ統合するために, 物理モデルを内包したデータ同化手法の開発を行っている [47, 58]. 加えて, VMCC コードによる解析 [59] や NIMROD コードの適用 [60] も進められており, 低アスペクト比特有の物理の同定を進めると共に, 自己組織化現象を支配する物理の探求の一助になれば幸甚である.

#### 4.6 まとめ

RELAX を用いた低アスペクト比 RFP の研究について紹介した。従来の中高アスペクト比では実現しなかった放電領域が実験的に得られており、閉じ込め特性の向上が期待される。RELAX ではヘリカル変形が比較的容易に起こるが、持続時間が短く、MH 状態と QSH 状態の間で自発的な遷移現象が繰り返して起こる。実現される QSH のモード数の傾向は従来との知見と矛盾しない。

重複を避けるため、ここでは紹介しなかった研究としては、順列エントロピーと統計的複雑性を用いた時系列データの評価などがある [61]。複雑性を定量化してアスペクト比依存性を評価することができれば、より深い物理の探求の一助になることが期待される。本会誌の解説記事 [62] に詳細がまとめられているので併せて参照されたい。高速カメラを用いた可視光計測についても研究結果 [36, 63, 64] の蓄積があり、他の RFP 装置の実験 [65] と矛盾のない結果が出ているが、一部が他の講座記事 [66] に掲載されていることから割愛した。

#### 謝辞

この記事をもとめるにあたって、NIFS 一般共同研究「高ベータ緩和配位による革新的核融合方式における開発課題の検討」(研究コード:NIFS24KIGC001)による大学間相互交流の場での議論が下地となっている。上記に加え、RELAX 装置は MST や RFX グループ、核融合研および京都大学他、様々な方々の長年のご支援によって活動できている。共同研究者各位に感謝申し上げる。本研究の一部は JSPS 科研費 JP23KK0053, JP24K07523 の助成を受けたものです。

#### 参考文献

- [1] J. Wesson and D.J. Campbell, *Tokamaks* (Clarendon Press, Oxford 1987).
- [2] M. Ono and R. Kaita, *Phys. Plasmas*, **22**, 040501 (2015).
- [3] M. Romanelli and F. P. Orsitto, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **63**, 125004 (2021).
- [4] Y. Nagayama, *電学論 A*, **123**, 323 (2003).
- [5] Y. Ono, *J. Plasma Fusion Res.*, **79**, 144 (2003).
- [6] T. Ogawa *et al.*, *電学論 A*, **124**, 393 (2004).
- [7] J.W. Li *et al.*, *AIP Advances*, **13**, 015220 (2023).
- [8] J.M. Greene and M.S. Chance, *Nucl. Fusion* **21**, 453 (1981).
- [9] L. Marrelli *et al.*, *Nucl. Fusion* **61**, 023001 (2021).
- [10] Y.L. Ho *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 3407 (1995).
- [11] H.-E. S  therblom and J. R. Drake, *Phys. Plasmas* **5**, 3644 (1998).
- [12] R. Paccagnella, *Nucl. Fusion* **56**, 046010 (2016).
- [13] J.K. Anderson *et al.*, *Nucl. Fusion* **44**, 162 (2004).
- [14] A. Sanpei *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **78**, 013501 (2009).
- [15] P. Martin *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 1984 (2000).
- [16] R. Lorenzini *et al.*, *Nat. Phys.* **5**, 570 (2009).
- [17] S. Shiina *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 080702 (2005).
- [18] S. Masamune *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **51**, 197 (2007).
- [19] S. Masamune *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan*, **76**, 123501 (2007).
- [20] T. Inoue *et al.*, *NIFS-MEMO*, **93**, 28 (2023).
- [21] V. Antoni *et al.*, *Nucl. Fusion* **26**, 1711 (1986).
- [22] R. Ikezoe *et al.*, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **53**, 025003 (2011).
- [23] L. Frassinetti *et al.*, *Phys. Plasmas*, **14**, 112510 (2007).
- [24] J.S. Sarff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 62 (1997).
- [25] Y. Yagi *et al.*, *Nucl. Fusion* **43**, 1787 (2003).
- [26] R. Ueba *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 1302009 (2014).
- [27] M. Sugihara *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **5**, S2061 (2010).
- [28] M. Greenwald, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **44**, R27 (2002).
- [29] S. Masamune *et al.*, *Fusion Energy 2016* (Proc. 23rd Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Kyoto) EX/P5-22 (2016).
- [30] K. Oki *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **7**, 1402028 (2012).
- [31] K. Oki *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **63**, 386 (2013).
- [32] R. Paccagnella *et al.*, *Phys. Plasmas*, **25**, 072507 (2018).
- [33] R. Ikezoe *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 115001 (2011).
- [34] R. Ikezoe *et al.*, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **55**, 015005 (2013).
- [35] T. Onchi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 073502 (2010).
- [36] T. Onchi *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, 114501 (2011).
- [37] J.M. Finn *et al.*, *Phys. Fluids* **B4**, 1262 (1992).
- [38] R. Paccagnella *et al.*, *Phys. Plasmas*, **25**, 022112 (2018).
- [39] K. Nishimura *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 033502 (2014).
- [40] A. Sanpei *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 063501 (2017).
- [41] A. Ruzzon *et al.*, *Proceedings 39th EPS Conference on Plasma Physics*, P2.023 (2012).
- [42] Y. Todo *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **5**, S2062 (2010).
- [43] N. Mizuguchi *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **7**, 2403117 (2012).
- [44] M. Onofri *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 052502 (2011).
- [45] K. Oki *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 075005 (2008).
- [46] P. Martin *et al.*, *Nucl. Fusion*, **49**, 104019 (2009).
- [47] A. Sanpei *et al.*, *IEEE Access*, **9**, 74739 (2021).
- [48] D.F. Escande *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1662 (2000).
- [49] A. Bhattacharjee *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 347 (1980).
- [50] R. Paccagnella, *Phys. Plasmas* **23**, 092512 (2016).
- [51] H. Tanaka *et al.*, *Plasma Fusion Res.*, **9**, 1302057 (2014).
- [52] T. Nagano *et al.*, *Electr. Eng. Jpn.*, **215**, e23377 (2022).
- [53] T. Inoue *et al.*, *Fusion Eng. Des.*, **184**, 113285 (2022).
- [54] T. Inoue *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **19**, 1202025 (2024).
- [55] T. Inoue *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **19**, 1205030 (2024).
- [56] H. Himura *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **95**, 083537 (2024).
- [57] S. Inagaki *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1036**, 166857 (2022).
- [58] A. Sanpei *et al.*, *IEEE Access*, **9**, 62639 (2023).
- [59] R. Paccagnella *et al.*, *Proceedings 46th EPS Conference on Plasma Physics*, P5.1103 (2019).
- [60] K. McCollam *et al.*, *59th APS-DPP*, JP11.00126 (2017).
- [61] T. Onchi *et al.*, *Physica Scripta*, **92**, 055601 (2017).
- [62] T. Onchi, *J. Plasma Fusion Res.*, **93**, 163 (2017).
- [63] T. Onchi *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **3**, 005 (2008).
- [64] A. Sanpei *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **18**, 2402024 (2023).
- [65] P. Scarin *et al.*, *Nucl. Fusion* **59**, 086008 (2019).
- [66] A. Sanpei *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.*, **86**, 481 (2010).

小特集 逆磁場ピンチ研究がもたらしたもの

## 5. Micro-Turbulence in Reversed-Field Pinch Plasmas with Improved Confinement Due to Current Drive

NISHIZAWA Takashi<sup>1)</sup>, PUESCHEL M.J.<sup>2,3,4)</sup> and KOSUGA Yusuke<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Kyushu University, <sup>2)</sup>Dutch Institute for Fundamental Energy Research, <sup>3)</sup>Eindhoven University of Technology,

<sup>4)</sup>Ruhr University Bochum

(原稿受付：2025年12月13日)

Reversed-field pinches (RFPs) have a unique magnetic field configuration: the strength of the poloidal field is comparable to that of the toroidal field, and the direction of the toroidal field reverses its sign as one moves from the core to the edge. In standard RFP discharges, multiple tearing modes are destabilized on closely-spaced rational surfaces that overlap, creating stochastic magnetic fields. However, by utilizing an inductive current profile control technique called pulsed poloidal current drive (PPCD), the tearing modes can be stabilized, and largely-intact nested flux surfaces can be sustained in an RFP. In such plasmas, micro-turbulence plays an important role in transport, similar to tokamaks and optimized stellarators, and thus micro-instabilities and their nonlinear behavior require study in this less-explored parameter regime. This article reviews both theoretical and experimental investigations of micro-turbulence in RFP discharges with the application of PPCD.

Keywords:

reversed-field pinch, micro-turbulence, trapped-electron mode, zonal flow, gyrokinetic simulation

### 5.1 Introduction

Historically, comparatively little attention has been paid to micro-instabilities in reversed-field pinches (RFPs), since the stochastic magnetic fields resulting from tearing instabilities tend to govern the heat and particle transport in such devices.

However, drift-wave-like fluctuations have been experimentally observed at high wave numbers in an RFP's stochastic field [1]. The turbulent kinetic energy of these modes is much smaller than that originating from tearing modes, and thus, the transport is still thought to be determined primarily by tearing-mode activity. As measures through which nested flux surfaces are restored in RFP plasmas, *i.e.*, pulsed poloidal current drive (PPCD) and quasi-single helicity (QSH) scenarios, have been developed, micro-instabilities in the RFP has become the subject of active research. The details of these operations of RFP plasmas are discussed in Refs. [2, 3]. In QSH, one tearing mode grows to a large amplitude while the amplitudes of other tearing modes are reduced, leading to nested helical flux surfaces in the core, reminiscent of a stellarator. Reference [4] investigated micro-instabilities in this state and found that microtearing modes can become unstable. Conversely, PPCD weakens tearing modes at all mode numbers by disrupting the dynamo effect with poloidal inductive currents, restoring axis-symmetric flux surfaces. Flux surfaces and field lines in a typical RFP plasma with PPCD are shown in Fig. 1(a). While axisymmetric, this magnetic configuration is distinct from those of tokamaks. The pitch

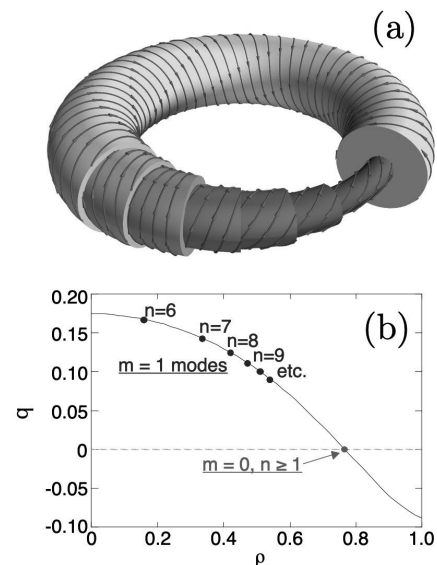


Fig. 1 Flux surfaces and field lines in an RFP discharge with PPCD (a) and the corresponding safety factor profile as a function of radial coordinate  $\rho$  (b). Due to the low safety factor, many rational surfaces exist, and tearing modes become unstable without PPCD.

of the magnetic fields is often characterized by the safety factor  $q$ , which indicates how many times a magnetic field line travels toroidally to complete one poloidal loop. The radial  $q$  profile in an RFP plasma is depicted in Fig. 1(b).

In the region where  $q$  is near zero, the field lines are oriented mostly in the poloidal direction. In addition, this  $q$  profile leads to much greater normalized magnetic shear  $\hat{s} \equiv (r/q)dq/dr$  compared with that of tokamaks or stellarators. Due to these features, unexplored parameter regimes can be investigated by using PPCD. In this article, theoretical and experimental studies of micro-instabilities in PPCD are reviewed.

## 5.2 Identification of dominant instabilities through linear analyses

Using the gyrokinetic turbulence code GENE [5, 6], linear stability analyses of micro-instabilities in RFP plasmas with PPCD have been performed for experimentally observed profiles in the MST RFP [7, 8]. Fig. 2 shows the linear growth rates and frequencies for different radial locations. At low toroidal wavenumbers  $k_y$  and for most radii, the unstable drift waves propagate in the electron diamagnetic direction and are identified as trapped-electron modes (TEMs) through the cross-phases between the fluctuations of the electrostatic potential and the density of the passing vs. trapped electrons, as well as through sensitivity scans over density and temperature gradients.

The scan of  $\eta \equiv (d \ln T/dr)/(d \ln n/dr)$  demonstrates that the dominant instability transitions to the ion temperature gradient (ITG) mode when  $\eta$  is raised to 1.5. Note  $\eta_i = \eta_e$  for the profiles investigated. While experimental

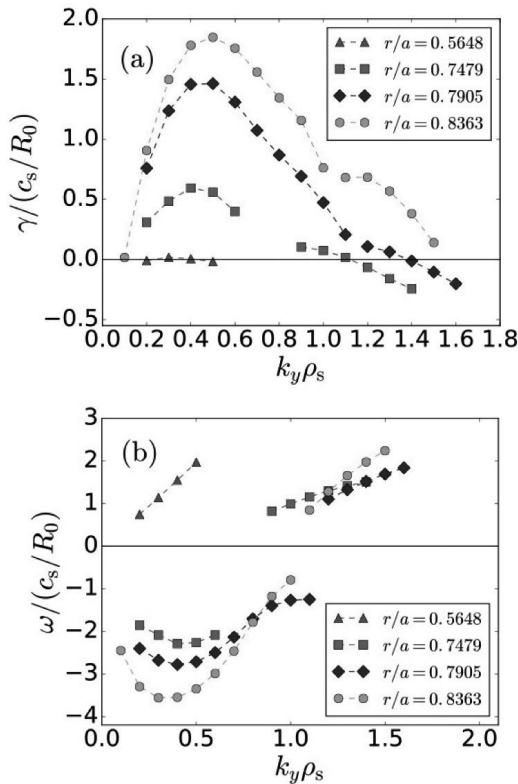


Fig. 2 Linear analysis of a low- $\eta$  RFP discharge with PPCD. Linear growth rates (a) and real frequencies (b) are shown as a function of a normalized toroidal wavenumber  $k_y \rho_s$ , respectively, with negative frequencies corresponding to the electron diamagnetic drift direction.  $r/a$  is the radial position normalized by the plasma minor radius and  $\rho_s$  is the ion sound gyroradius.

investigations of ITG turbulence in RFPs are still lacking, a reactor-relevant RFP requires higher  $\eta$  and may operate in an ITG-dominated regime.

## 5.3 Nonlinear dynamics of drift-wave turbulence in RFPs

The nonlinear evolution of turbulence in this RFP PPCD scenario has also been investigated in Ref. [7]. Fig. 3(a) shows a snapshot of the electric potential in the  $x$ - $y$  (radial-toroidal) plane. In this simulation, tearing modes are ignored, and the magnetic configuration is purely axisymmetric. The electric potential has a laminar structure with  $k_x = 0$  and without eddies, showing that zonal flows [9] develop to large amplitudes and suppress turbulence. These pronounced zonal flows are in large part due to a sizable zonal-flow residual [10], which is a measure of how resilient zonal flows are to decay based on linear physics. The zonal flow residual in axisymmetric systems is given by

$$\frac{\Phi_{\text{res}}}{\Phi_0} = \frac{1}{1 + 1.6q^2/\epsilon_t^{1/2}}, \quad (1)$$

where  $\Phi_0$  is the initial amplitude of the electrostatic potential, and  $\epsilon_t$  is the inverse aspect ratio of the flux surface. Since  $q$  is at least one order of magnitude smaller than in tokamaks, RFP plasmas have significantly higher zonal-flow residuals and can more effectively sustain zonal flows.

However, the inferred electron heat transport level in these nonlinear simulations is much lower than what is observed experimentally, indicating that other physics critically affect outcomes. In experiments, the degree of PPCD-based tearing-mode suppression varies with mode number. Even in the most successful PPCD discharges, there remain finite global-scale magnetic fluctuations originating from residual tearing activity. When these residual global-scale magnetic fluctuations are modeled by an ad-hoc, constant-in-time perturbation in gyrokinetic simulations [7], fully-developed TEM turbulence as shown in Fig. 3(b) is obtained. The resulting electron heat transport in this case falls within the range expected from the experiments. For an ITG-dominated regime, the difference in turbulence and transport in the presence or absence of the ad-hoc perturbation is less striking. In Fig. 4, the electron heat fluxes with and without residual magnetic fluctuations are shown for both TEM and ITG cases. In the ITG-dominated scenario, an experimentally relevant heat flux is still driven without added magnetic perturbation. In addition, the increase in the heat flux by incorporating the residual tearing modes is modest compared with the TEM case.

The difference between the nonlinear simulations with and without the ad-hoc perturbation in the TEM and ITG cases can be understood through the dominant mechanisms of turbulence saturation. In addition to turbulence decorrelation by sheared flows, mode coupling to stable modes mediated by marginally stable eigenmodes can also regulate the development of turbulence [11]. The ITG turbulence obtained in the RFP geometry is identified to be of the slab-ITG type. Unlike the toroidal ITG, which is typically more relevant in tokamaks, and for which zonal flows effectively regulate turbulence, saturation of the slab ITG

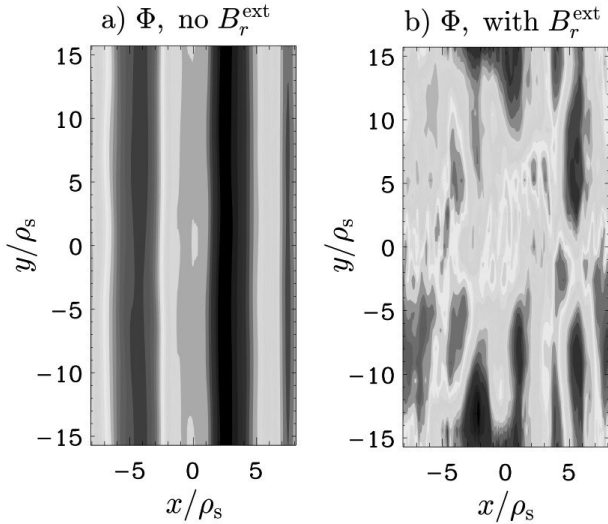


Fig. 3 Electrostatic potential contours (in units of  $\rho_s e / (R_0 T_e)$ ) in TEM turbulence for simulations with zero (a) and finite (b) residual magnetic tearing fluctuations. Here,  $e$  is the elementary charge and  $R_0$  is the major radius of the magnetic axis. The horizontal and vertical directions correspond to the radial and toroidal directions, respectively.

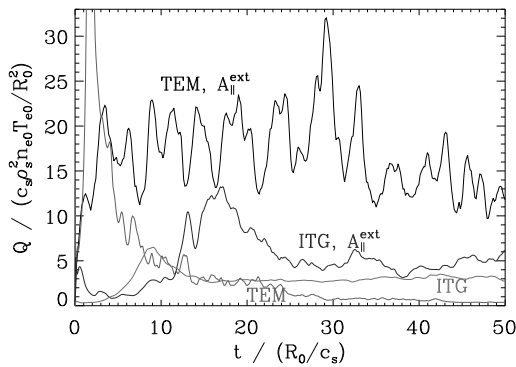


Fig. 4 Electrostatic electron heat flux time traces, with (black and blue) and without (red and magenta) a magnetic perturbation modeling tearing modes. TEM transport (black and red) is increased by orders of magnitude, while ITG transport (blue and magenta) only changes by approximately a factor of two, despite imposing an identical tearing perturbation.

relies less prominently on zonal flows. Thus, the electron heat flux is less affected by the generation and disruption of zonal flows in the ITG case.

The same type of externally imposed resonant magnetic fluctuation has been used in a study of edge turbulence in the tokamak L-mode [12], successfully recovering trends from experimental beam-emission-spectroscopy measurements. There, the turbulence is driven by a mixture of toroidal ITG modes and TEMs. Its response to increasing external perturbation is more complex: fluxes first increase as zonal flows begin to be eroded, before decreasing again as the width of the imposed island—note that the perturbation causes only partial stochasticization—reaches the typical scale of radial temperature corrugations. At that point, the tertiary drive of the instability is reduced, and fluxes begin to fall, before zonal-flow erosion once more becomes dominant, and fluxes rise again. While illustrating

interesting physics possibly exploitable in designing perturbative coils for the suppression of edge-localized modes, it also raises the question to what degree this ad-hoc perturbation is truly reflective of the situation in the RFP, where larger-scale islands, a larger degree of stochasticization, and the possible feedback of the turbulence on the tearing modes may need to be taken into account.

More recently, the GENE code has been upgraded to incorporate a background current gradient via shifted Maxwellian equilibrium distribution functions, thus allowing for the linear and nonlinear study of tearing modes in RFPs and tokamaks [13]. This technology has since been deployed to numerically evaluate the cross-scale interaction between tearing modes and microturbulence in the RFP self-consistently [14]. While only resolving a sparse spectrum (multiples of toroidal mode number  $n = 5$ ), leading to a lower tearing fluctuation level and stochasticization, this work confirms that the physics of zonal-flow erosion modeled in the earlier work with the ad-hoc perturbation are indeed at play, while no strong back-reaction of the microturbulence on the low- $n$  tearing modes is seen due to the radial separation. Notably, zonal-flow erosion relies on low- $n$  core tearing modes first coupling to excite linearly stable, higher- $n$  edge tearing modes nonlinearly, which then interact with the TEM turbulence in the edge.

#### 5.4 Experimental investigation of microturbulence in RFP

At the MST RFP, high frequency fluctuations around 100 kHz have been observed when tearing modes are reduced by PPCD. Fig. 5 shows spectrograms of the electron density and C III emission intensity fluctuations, as well as the amplitude of magnetic fluctuations at the wall. PPCD is applied at 10 ms, and the period with reduced magnetic fluctuations lasts until around 22.5 ms. Using the two-point correlation technique, the peak of the wavenumber spectrum of this mode is measured to be around  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ , which is on the scale of the ion gyro-radius [15]. In addition, simultaneous measurements of the perpendicular  $\text{C}^{2+}$  flow and the emission intensity fluctuations of C III confirmed that this mode propagates in the electron diamagnetic drift direction [15]. At a lower plasma current, with which successful reduction of tearing-mode fluctuations is more reliably achieved, multi-chord interferometer measurements have shown that the high-frequency fluctuations appear only when the density gradient in the edge exceeds a certain threshold [16]. These observations are consistent with density-gradient-driven TEM turbulence, which is predicted to be unstable in these discharges based on linear gyrokinetic analyses.

The impurity particle flux associated with the high-frequency fluctuations ( $\sim 100 \text{ kHz}$ ) shown in Fig. 5 is also directly evaluated by using ion-Doppler spectroscopy [17]. For this measurement, a spectrometer with high throughput and wavelength resolution and a new correlation analysis technique has been developed to resolve the radial velocity fluctuations [18, 19]. As shown in Fig. 6, substantial flux of  $\text{C}^{2+}$  exists around 100 kHz. This fluctuation-driven flux is comparable with the total  $\text{C}^{2+}$  flux estimated from the radial distribution of carbon impurities and their ion-

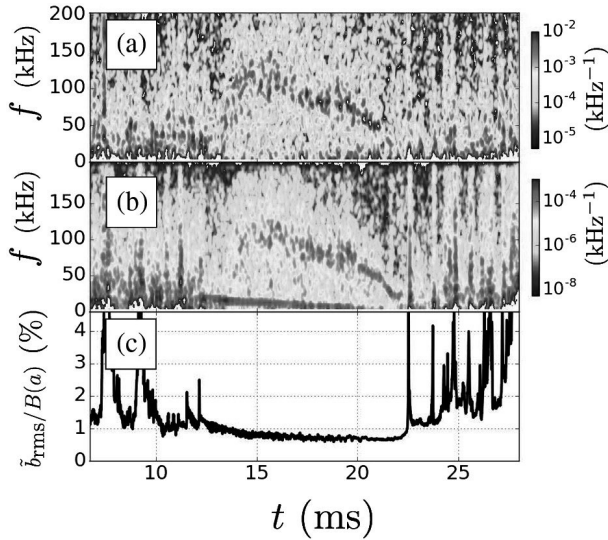


Fig. 5 (a) Spectrogram of normalized C III 464.7 nm emission intensity fluctuations. (b) Spectrogram of normalized chord-integrated electron density intensity fluctuations at impact parameter  $R - R_0 = 43$  cm ( $r/a = 0.86$ ). (c) Tangential component of normalized magnetic fluctuations at  $r = a$ . Figure reprinted from Ref. [17] with permission, copyright 2018 by the American Physical Society.

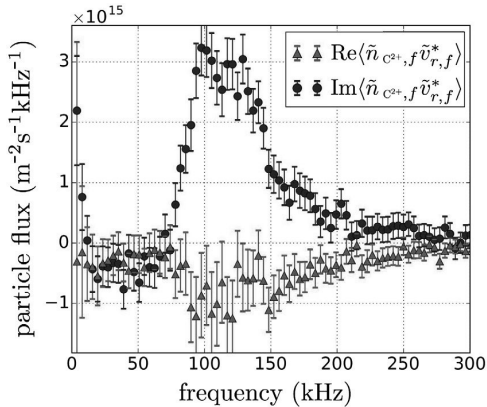


Fig. 6 Spectral density of the impurity particle flux (red triangles) and the circulating flow (blue circles) due to microturbulence. Figure reprinted from Ref. [17] with permission, copyright 2018 by the American Physical Society.

ization and recombination rates [20]. This result provides experimental evidence that micro-instabilities can become a dominant transport channel in the RFP.

### 5.5 Zonal flows in the RFP

The gyrokinetic simulations have demonstrated that zonal flows govern the amplitude of TEM turbulence and the resulting transport. To confirm that zonal flows are actually at play in real RFP plasmas, an experimental investigation of zonal flows has been performed. Zonal flows have the mode structure of  $m = n = 0$ , and their radial wavelengths are on the order of a few ion gyro-radii [21]. To search for these characteristics, the radial electric field  $E_r$  is measured at two both poloidally and toroidally separated locations by using multichannel capacitive probes [22, 23].

Fig. 7(a) shows the radial profile of the power spectral

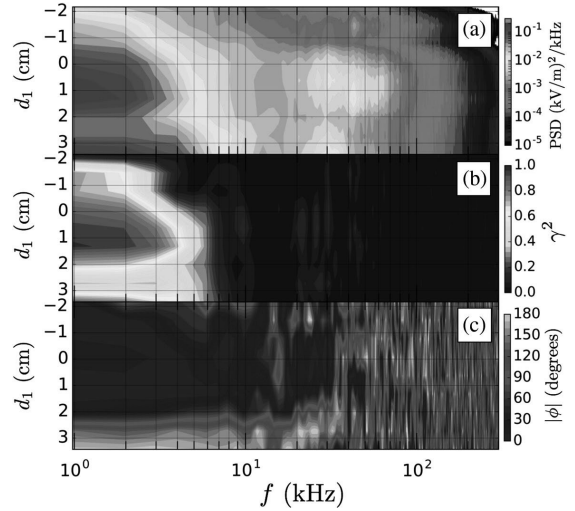


Fig. 7 (a) Profile of the power spectral density (PSD) of the perturbed  $E_r$  in the location of the first probe. Coherence (b) and cross phase (c) between  $E_r$  at the minimum of the  $E_r$  well in the second probe location and  $E_r$  in the first probe location.  $d_1$  represents the distance from the LCFS, and  $d_1 > 0$  is in the confinement region. Figure reprinted from Ref. [22] with permission, copyright 2019 by the American Physical Society.

density of the  $E_r$  fluctuations during the PPCD period. The mean radial  $E_r$  profile has a well structure just inside the last closed flux surface (LCFS). The amplitude of the low-frequency components ( $< 10$  kHz) of the  $E_r$  fluctuations peaks near 1 cm from the LCFS and decreases as the radial location moves further into the core. However, the fluctuation amplitude increases again for  $d_1 > 2$  cm. By using the time evolution of  $E_r$  at the minimum of the  $E_r$  well measured by the second probe as reference, long-range correlations of  $E_r$  fluctuations are evaluated for each radial location. Coherence with respect to the  $E_r$  at the second probe's reference channel is shown in Fig. 7(b). The coherence in the low frequencies is high at  $d_1 \sim 1$  cm, which corresponds to the minimum of the  $E_r$  well at the location of the first probe. Interestingly, high coherence is also obtained for  $d_1 > 3$  cm. Since the ion gyro-radius in these radial locations is  $\approx 1$  cm, this coherence profile shows that the radial structure of low-frequency fluctuations varies on the order of the ion gyro-radius. The phase angles of the coherence shown in Fig. 7(b) are plotted in Fig. 7(c). At the minimum of the  $E_r$  well, the low-frequency fluctuations are in phase, satisfying the expectations of the  $m = n = 0$  mode structure. On the other hand, the phase angle becomes  $\sim 180^\circ$  at  $d_1 = 3.5$  cm, and the fluctuation here is out of phase with respect to the minimum of the  $E_r$  well. Thus, the  $E \times B$  flow associated with  $E_r$  changes its direction around  $d_1 = 2.5$  cm, and these counterflows are synchronized. This observation is consistent with the situation in which two layers of zonal flows exist just inside the LCFS.

The observation of zonal flows near the plasma boundary has implications for the mechanism of the L-H transition in tokamaks, the details of which still remain an active field of research [24]. Some experimentally observed L-H transitions can be explained by a predator-prey (PP)

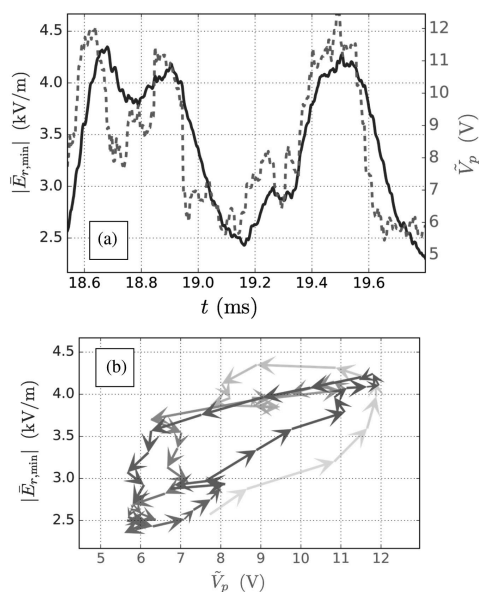


Fig. 8 (a) Time evolution of the depth of the  $E_r$  well and the root-mean-square of the plasma potential fluctuation above 20 kHz. (b) The corresponding Lissajous curve: each arrow represents a time step of  $50 \mu\text{s}$ . Figure reprinted from Ref. [22] with permission, copyright 2019 by the American Physical Society.

model [25, 26] in which zonal flows initially suppress turbulence and facilitate the formation of a transport barrier sustained by the ion pressure gradient. However, zonal flows are not necessarily always observed at the onset of L-H transition [27, 28], and the validity of the PP model has been debated for a number of years. While an L-H transition has not been observed in RFPs so far, the  $E_r$  measurements at MST strongly suggest that zonal flows can exist just inside the LCFS of a toroidal plasma where an edge transport barrier forms during the L-H transition of tokamaks. In the PP model, a limit cycle oscillation (LCO) is expected between the amplitudes of turbulence and a zonal flow. As shown in Fig. 8, an LCO is also observed in the MST RFP between the depth of the  $E_r$  well and the amplitude of the potential fluctuations.

## 5.6 Summary

Due to the unique magnetic configuration, RFPs are able to probe the physics of plasma micro-instabilities by reaching parameter regimes which cannot be accessed by tokamaks or stellarators. Based on gyrokinetic simulations in a local flux tube and ignoring tearing modes, a pure axisymmetric RFP configuration leads to unphysically low transport levels due to zonal flows with extremely high amplitudes when the TEM is the dominant instability. By imposing ad-hoc, constant-in-time magnetic perturbations in these simulations, which arise from residual tearing modes in real experiments, the zonal flows are disrupted, and realistic transport levels are obtained. These mechanisms have since been confirmed through self-consistent multi-scale global gyrokinetic simulations. In contrast, slab ITG turbulence can develop without such magnetic perturbations since the nonlinear saturation in this case does not as strongly rely on zonal flows.

Experimentally, characteristics consistent with TEM turbulence are obtained through fluctuation measurements of multiple plasma parameters at the MST RFP. In addition, a micro-instability is shown to drive a significant impurity flux, and zonal flows are also observed.

Due to the small number of RFP experiments in the world – and particularly that of RFPs with high-performance, tearing-suppressed operation – the literature on microinstability and microturbulence in RFP plasmas is strongly limited. At the same time, studies of such turbulence in the RFP have revealed rich, multi-scale physics and have helped uncover processes of direct relevance to other magnetic confinement device classes. Furthermore, the propensity of RFPs for effectively sustaining zonal flows may, if tearing-based zonal-flow erosion can be avoided or otherwise mitigated, make the RFP a highly desirable configuration able to sustain high pressure gradients. Paired with the lower capital cost of RFPs, this may indeed make this type of fusion reactor a strong contender for commercialization.

## Acknowledgments

We thank Z. R. Williams and P. W. Terry for their contributions to the theoretical analysis and simulations, and the MST team for their experimental support.

## References

- [1] D.J. Thuecks *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 022309 (2017).
- [2] J.S. Sarff, in this special topic.
- [3] L. Marrelli, in this special topic.
- [4] M. Zuin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 055002 (2013).
- [5] F. Jenko *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1904 (2000).
- [6] <https://www.genecode.org/>
- [7] Z.R. Williams *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 122309 (2017).
- [8] D. Carmody *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 012504 (2015).
- [9] P.H. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, R35 (2005).
- [10] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas **13**, 012501 (2006).
- [11] P.W. Terry *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 122305 (2009).
- [12] Z.R. Williams *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 096004 (2020).
- [13] T. Jitsuk *et al.*, Nucl. Fusion **64**, 046005 (2024).
- [14] T. Jitsuk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **136**, 015101 (2026).
- [15] T. Nishizawa, Ph.D. thesis, University of Wisconsin-Madison (2018).
- [16] J.R. Duff *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 010701 (2018).
- [17] T. Nishizawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 165002 (2018).
- [18] D. Craig *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **78**, 013103 (2007).
- [19] T. Nishizawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **88**, 083513 (2017).
- [20] T. Barbui *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **56**, 075012 (2014).
- [21] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 165002 (2004).
- [22] T. Nishizawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 105001 (2019).
- [23] T. Nishizawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 10J118 (2018).
- [24] T. Kobayashi, Nucl. Fusion **60**, 095001 (2020).
- [25] E. Kim and P.H. Diamond, Phys. Rev. Lett. **90**, 185006 (2003).
- [26] L. Schmitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 155002 (2012).
- [27] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 035002 (2013).
- [28] M. Cavedon *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 014002 (2016).

## 小特集 逆磁場ピンチ研究がもたらしたもの

# 6. 今後のRFP研究への期待と展望

## 6. Future Prospects of RFP Research

政宗 貞男<sup>1,2)</sup>, 三瓶 明希夫<sup>1)</sup>

MASAMUNE Sadao and SANPEI Akio

<sup>1)</sup>京都工芸繊維大学, <sup>2)</sup>中部大学

(原稿受付: 2025年6月21日)

RFPの核融合炉心プラズマとしての最大の特徴は、オーミック加熱だけで核融合炉プラズマの自己点火条件を満たす可能性があることである。RFPのプラズマ電流を増大するべくポロイダル磁束を注入していくと、その一部がトロイダル磁束に変換され、さらにプラズマ内部で再配分されて、RFP磁場分布はほとんど変化せず、磁場強度だけが增大する性質がある。RFP配位の形成・維持は自己組織化として知られている。磁束再配分の機構はダイナモ機構と呼ばれ、宇宙空間や天体のプラズマでは極めて一般的な現象である。したがって、RFPの電流密度が増大してもプラズマ閉じ込め性能が劣化しなければ、RFPはオーミック加熱だけで追加熱なしに核融合点火条件を満たす可能性がある。現在稼働中のRFP実験装置ではトカマクのELMy-Hモードスケーリングに比肩しうるプラズマ閉じ込め性能が得られており、今後さらに炉心プラズマ級の電流値における閉じ込め性能およびスケーリングの研究が必要である。

図1は自己組織化による巨視的磁場構造としてのRFP配位の形成・維持過程のダイアグラムである。巨視的なRFP配位において成長するMHD不安定性とそれらの非線形現象、および巨視的磁場配位と不安定性に対するアクティブな制御の関係が模式的に示されている。RFPはトロイダル磁場が0となる磁場反転面を有しており、この磁場反転面では、プラズマ電流を駆動するトロイダル誘導電場の磁力線方向成分がないので、磁場反転面内側のトロイダル磁束は抵抗性拡散により散逸してRFP配位が失われる。RFP配位を維持するためには磁場構造の変化、あるいは磁力線のトポロジー変化が必要であり、そのため抵抗性不安定性の成長を伴うことが必須であると伝統的に考えられてきた。磁力線のトポロジー変化は抵抗性不安定性が成長するとストキャスティック磁場構造の形成に至るので、RFPの閉じ込め性能は「悪い」ことが予測されてきた。

このような伝統的な見方の元で、RFPの研究は、高い閉じ込め性能を有する巨視的なRFP配位と、図1に示した

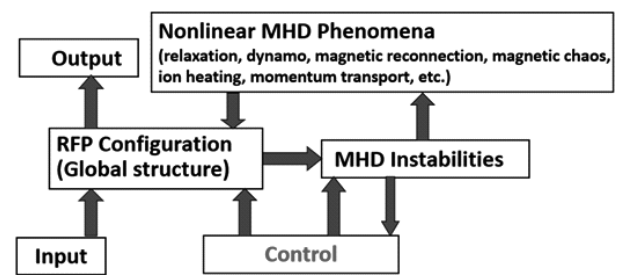


図1 RFP配位の生成、MHD不安定性の成長とその非線形効果による配位維持のダイアグラム。

ダイアグラムが有効に作用する磁場揺動レベルの解明を通して、RFP配位の維持と高性能閉じ込め特性が両立するRFP平衡を探求する歴史であった。その中で、アクティブ制御の役割の重要性が徐々に明らかになり、この30年間の研究を通して大きな研究の進展、パラダイム変換が起こった。図1のダイアグラムでいうと、その中の不安定性の成長というパスをほとんど塞ぐことにより大幅な閉じ込め改善を実現させる道と、不安定モードの成長により新たな非軸対称RFP平衡に分岐して（させて）閉じ込め改善を実現させる道という、2つの道が見いだされた。いずれの道においても、アクティブな磁場制御系が重要な役割を担っていることが重要である。

第1の道は電流分布の制御により不安定性の振幅を抑制して磁気面を回復する方法で、パルスポロイダル電流駆動(PPCD)がMSTで確立された。この方法によるプラズマ閉じ込め特性の改善により、オーミック加熱だけで自己点火プラズマ条件を満たすために要請されるプラズマ性能への外挿性について、定量的な議論の基盤がつけられた。さらに、閉じ込め改善モードにおけるプラズマの閉じ込め性能を決める乱流と微視的不安定性についての研究が精力的に進められてきた。MSTにおけるこれらの研究の詳細は参考文献 [1] および5章 (Nishizawa) で詳しく解説されている。

第2の道は基本的にダイナモ機構を必要としないRFP配位(非軸対称RFP, ヘリカルRFP)の形成・維持に関連している。自己組織化により形成されたヘリカルRFP配位において、プラズマ性能改善のためのアクティブな周辺磁場制御の重要性が理解されてきた。RFPの磁場配位の特徴は低安全係数であることと、 $q=0$ となる磁場反転面が存在することである。そのため、複数の(または多数の)MHD不安定性が同時に不安定になり、強い非線形モード結合が生じる。その影響をできる限り低く抑えるために、サドルコイルアレイと先端的制御アルゴリズムが開発・適用され、ヘリカルRFPの性能改善の研究が進められてきた。これらの研究成果が、現在進行中のRFX-modからRFX-mod2装置へのアップグレードの動機であり、その背景を含めて2章(Marrelli)で詳しく解説されている。

ヘリカルRFP配位への緩和・自己組織化の研究、さらに先進トカマクのハイブリッド運転シナリオにおけるヘリカルコア形成過程とRFPにおけるダイナモ機構の関係について理解を深める上で、物理現象のモデル化と最先端のシミュレーションを用いた研究が重要な役割を果たしてきた。これについては3章(鈴木)で述べられている。特に、中国のRFP装置であるKTX(中国科学技術大学)を対象とした研究について詳しく述べられている。

RFPの緩和・自己組織化のダイナミクスは軸対称性の破れを伴う3次元現象であり、また、特にヘリカルRFPは本質的に3次元平衡配位なので、アスペクト比など装置の幾何学的形状に依存する。平衡配位と不安定性のダイナミクスのアスペクト比依存性を調べるためのRELAX装置における研究については、計測器の開発を含めて4章(三瓶)で詳しく議論されている。

以下では、本小特集では直接扱われていない、磁場核融合研究に対するRFPの研究成果の貢献について簡単にまとめ、最後に今後の課題について述べる。RFP研究が核融合研究にもたらしたものについては、最近のレビュー論文[1]に詳しく述べられているが、以下の記述がそのレビュー論文を読まれる際のガイドの役割を果たすことを期待している。

古典的(伝統的)なRFPの自己組織化(圧力駆動モードの効果が小さいので磁氣的自己組織化という)に対する見方においては多数のMHD不安定性が必要であり、Multi Helicity (MH) RFP状態と呼ばれている。一方、ヘリカルRFP配位はヘリカル磁気軸を有する平衡配位であり、Single Helicity (SH) RFP状態と呼ばれている。MH RFP配位では磁気島幅と有理面間隔の比が容易に1を越えてストキャスティックな磁場構造となる。プラズマ中心付近に共鳴面をもつテアリングモードは成長率が大きいのでそれに伴う磁気島幅は他の磁気島に比較して大きく、磁気島内部で部分的に磁気面を回復する。磁気島の中心がヘリカル磁気軸の役割を果たすので、この配位をQuasi-Single Helicity (QSH) RFP状態と呼んでいる。さらに磁気島が成長すると、もとの軸対称RFPの磁気軸もヘリカルに変形して、ポロイダル断面内で2つの磁気軸構造が見られる

ようになる。この配位はDouble Axis (DAX) RFP状態と呼ばれており、これら2種類の配位は軸対称RFPからヘリカルRFPへの遷移過程における中間状態と考えられている。最先端の3次元シミュレーションにより、この遷移過程におけるMHDモードのダイナミクスが詳しく調べられている。実験においても、特に不安定モードに伴うプラズマフローの揺動と磁場揺動の相関解析からダイナモ機構(MHDダイナモ)を調べる実験において、エッジにおける計測、モード分解されたコア部での測定、QSH状態におけるフローの揺動とMHDダイナモの測定、さらには、ホールダイナモ(2流体効果)の測定など、新たに開発された計測装置や解析手法を用いた研究が進められてきた。

RFPプラズマの閉じ込め特性については、ストキャスティック磁場となることを避けた閉じ込め改善モード(前記第1の道および第2の道の先にある、低磁場揺動レベルの軸対称RFPおよび緩和の結果到達するヘリカルRFP)について詳しく調べられているが、ストキャスティック磁場構造における閉じ込め特性も詳しく調べられている。磁場揺動レベルは半径方向に変化しており、したがって磁場のストキャスティシティーの度合いも半径方向で異なってくる。特に、周辺部に共鳴面を持つ不安定性に依存してコヒーレントラグランジアン構造(Coherent Lagrangian Structure, CLS)が出現することがあり、この構造を取り得るかどうかは周辺部の閉じ込め特性に影響する。3次元磁場構造の研究は引き続き重要な課題である。

トカマクにおける密度限界はGreenwald密度限界として知られているが、プラズマ電流値したがって電流密度に上限のないRFP配位でプラズマ密度限界が存在するかどうか、存在するならその限界値を決める物理的機構は何か、などは、閉じ込め磁場配位の特性を比較・研究する上で重要な研究項目である。MST装置では、低電流のトカマク放電ではあるが、Greenwald限界の10倍を超える密度の安定放電が得られている。

トカマク配位ではベータ値が高くなると内部磁場分布に依存して圧力駆動型不安定性が抵抗性壁不安定性(RWM)として成長してプラズマ性能を規定する。一方、RFPにおいては電流駆動型不安定性がRWMとして成長しRFP放電維持時間に対する制限を与えるため、導体壁の時定数を超える長時間放電をめざして、RWM安定化のためのアクティブ制御法の研究が精力的に進められてきた。特に、RFP配位では $q$ 分布の特徴を反映して複数の(多数の)モードが同時に成長するので、多数のサドルコイルアレイと各コイルを独立に制御する電源を組み合わせた制御システムが開発されてきた。モード制御のアルゴリズム、制御コイルがもたらすサイドバンド効果とそれが不安定性制御にもたらすエイリアシングをどう回避するかがRFP特有の重要な研究課題であり、多くの成果をあげてきた。現在では導体壁時定数のRFP放電時間に対する制限はないと考えてよい。EXTRAP T2装置での先進的な研究成果がRFX-mod装置の設計に反映され、その後のRFX-mod実験の成果に結実し、今後はRFX-mod2における新しい

パラメータ領域で研究の進展が期待されるという状況である。

サドルコイルアレイによるアクティブ制御の対象は非共鳴モードである RWM から内部共鳴モードであるテアリング不安定性の制御へと進展し、テアリング不安定性の非線形結合により生じるロックモードとモード結合した構造が導体壁にロックする壁ロックモードの制御、さらに最外殻磁気面形状にヘリカル構造を導入する磁気的境界条件の制御へと展開している。RFP の閉じ込め性能の更なる改善に向けて、アクティブ制御系は欠かすことのできない研究手法となっている。RFP 核融合炉を展望すると、核融合パワーの取り出しに関する研究は、プラズマ-壁相互作用の研究を含めて残された重要な課題の 1 つであり、これらは周辺磁場のアクティブ制御技術とも深く関連している。

RFP は誘導電場による電流駆動で生成・維持されるので、RFP 核融合炉を展望すると、定常運転のための研究・開発課題が出てくる。RFP 核融合炉の炉心プラズマを定常維持プラズマとするか、または超長パルスプラズマとするかは選択の余地がある [2, 3]。定常維持の手法としては OFCD (古くは F- $\theta$  ポンピング) が有力な候補である。きわめて単純化すれば、完全に緩和した RFP 配位は F- $\theta$  ダイアグラム上で特定の曲線上にあるので、外部から印加するトロイダル誘導電圧とポロイダル誘導電圧に変調をかけてその位相差をうまく選べば、変調周期よりも長い時間で平均すると RFP 配位が維持される、というモデルである。3次元非線形 MHD シミュレーションによってポロイダル磁束とトロイダル磁束の変換過程におけるテアリングモードのダイナミクスが明らかにされつつある。実験的検証は 1980 年代の ZT-40M 装置の実験にさかのぼるが、最近の MST 装置での実験においてもトロイダルプラズマ電流の増加または (短時間ではあるが) 定常維持が観測されている。OFCD はテアリングモードの非線形結合過程に依存する方法なので、核融合炉心プラズマパラメータへの外挿性を見通すにはさらに大規模な実験的検証が必要である。

RFP 核融合炉の概念設計は、TITAN 核融合炉システムの概念設計以降、部分的なアップデートがなされているものの、本小特集で紹介されたような最新の研究成果を全面的に反映した設計活動は未着手である。RFP 配位を炉心プラズマとして用いる中性子源の設計も行われているが、エネルギーシステムとしての今後の開発課題を明確化するためにも、最新の研究成果に基づいた概念設計活動を強化する必要がある。

図 2 は RFP 研究の課題と目的を 3 つのカテゴリーに分類しそれらの関係を示したものである。核融合炉の開発に直結する、RFP 配位に特有の課題の推進、核融合科学分野の研究を進展させる研究、特に理論モデル、理論の予測性の改善を目的とする課題の推進、そして基礎科学研究を進展させる課題の推進、である。ここまでに述べた RFP 研究の成果をこのような観点から整理してみることも今後の研究の展開を考えるうえで重要なことである。

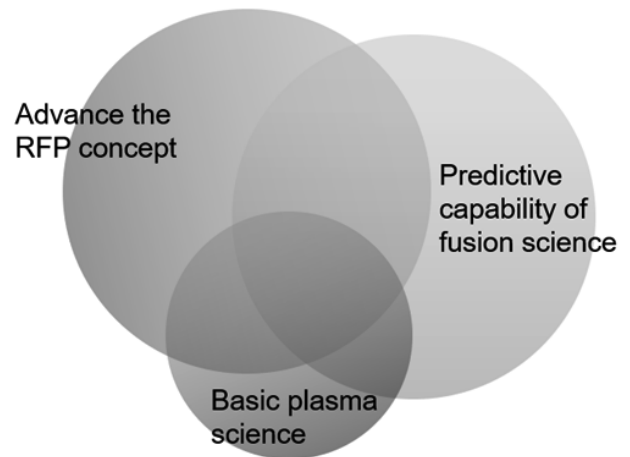


図 2 RFP 研究の課題のカテゴリーとそれらの相互関係を示すダイアグラム。

繰り返しになるが、RFP 核融合炉の最大の魅力は、外部加熱装置を必要とせずオーミック加熱だけで自己点火条件を達成できる可能性があることである。トロイダル磁場はプラズマエッジ付近ではほぼ 0 であるので外部トロイダル磁場コイル電流は小さい。このためトロイダルコイル材料には銅を用いることができ、水冷式で十分熱除去が可能である。したがって真空容器、ブランケットとトロイダル磁場コイルが一体となった核融合炉心システムの設計が可能であり、装置のメンテナンスの際にトロイダルコイルを含めて交換できるコンパクト・低コストの核融合システムが実現できる可能性を有している。

コンパクト・高効率で低コストを特徴とする RFP 核融合炉の実現のためには、オーミック加熱だけで自己点火条件を見通せる規模の RFP プラズマにおける実験が必須である。現在稼働中 (改造中を含む) の RFP 実験装置でプラズマ電流が MA を超える領域で閉じ込め研究が可能なのは、プラズマ電流が 2MA の放電の実現をめざして改造中の RFX-mod2 装置、電源の増強を完了して 1MA 級のプラズマ電流での実験をめざして調整が進む KTX 装置である。いずれの装置もサドルコイルアレイによるアクティブな制御系と、充実した計測系を有している。これらの実験装置を核として各国独自の中・小型実験装置との緊密な連携のもとで国際共同研究が推進され研究が進展することが期待される。

## 参考文献

- [1] L. Marrelli *et al.*, Nucl. Fusion **61**, 023001, 75 (2021).
- [2] J.S. Sarff: プラズマ・核融合学会誌 **84**, 800-804 (2008).
- [3] J.S. Sarff, "Access to an Ohmically Heated Fusion Plasma based on the RFP", 18th IEA International RFP Workshop, Mar. 27-29, 2017, Kyoto Institute of Technology, Kyoto, Japan.

## 小特集執筆者紹介



さんべい あきお  
三瓶 明希夫

京都工芸繊維大学大学院工芸科学研究科，教授。主な研究分野はトラスプラズマ，非中性プラズマ，画像計測，平衡再構成，自己組織化など。最近はずし字や篆書が面白く，古文書

や古地図を読んでは感心することしきり。年を取るにつれて亡き師と趣味が似てくると思うこの頃です。

### NISHIZAWA Takashi

He is an experimental plasma physicist who received his Ph.D. from the University of Wisconsin-Madison, where he studied micro-instabilities in RFPs. He subsequently joined the ASDEX Upgrade team as a postdoctoral researcher, contributing to tokamak experiments and diagnostics. He later became an assistant professor at Kyushu University in Japan. Since early 2025, he has been based in Greifswald, working on W7-X as a Humboldt Research Fellow.

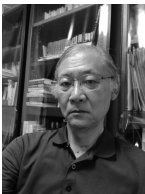


### MARRELLI Lionello

Lionello Marrelli received his MS in Physics from the University of Padua in 1991 and his PhD in Energy Engineering from the same institution in 1997. He is a Senior Research Scientist at the National Research Council (CNR), based at the Institute for Plasma Science and Technology (ISTP) in Padova, Italy. He has worked extensively on diagnostic systems and experimental studies of the Reversed Field Pinch (RFP) configuration, both at the RFX and RFX-mod facilities and through collaborations with international RFP laboratories. His work has contributed to the understanding of self-organization and helical states, as well as the development of active MHD control algorithms. He served as the Scientific Coordinator for the “NEFERTARI” RFX-mod2 enhancement project and currently coordinates the RFX and RFP Physics Program at Consorzio RFX.

### PUESCHEL M. J.

Beginning with his doctoral research at the Max Planck Institute for Plasma Physics, M. J. Pueschel has worked on plasma turbulence for the past two decades, including as a staff scientist at the Universities of Wisconsin-Madison and Texas at Austin. In addition to teaching graduate classes at universities in Eindhoven and Bochum, he is now a group leader at the Dutch Institute for Fundamental Energy Research in the Netherlands, where his team continues to pursue the understanding of turbulence in fusion devices such as tokamaks, stellarators, and reversed-field pinches, in addition to fundamental physics questions and applications such as the solar corona.



まさむね さだお  
政宗 貞男

京都工芸繊維大学名誉教授。2019年3月まで京都工芸繊維大学でRFPの実験研究に携わり，STE-MからRELAXまで，4世代にわたる実験装置を設計・製作した。その後，中部大学で理工系基礎教育に従事し，その傍ら，主にRFPの平衡に関する研究も行いつつ現在に至る。趣味は演劇鑑賞。

### KOSUGA Yusuke

He obtained his degree (Ph.D) from UC San Diego on plasma physics. After serving as a PostDoc at National Fusion Research Institute, Korea, he joined Kyushu University, where he started his career as an assistant professor and is now a tenured associate professor. His research interest spans wide variety of theoretical issues related to turbulent plasmas, including turbulence-flow interaction, avalanches and jams, and/or phase space density granulations, etc. He is also actively involved with collaborations with experiments.



すずき やすひろ  
鈴木 康浩

広島大学大学院先進理工系科学研究科・教授。2021年より所属を変え，工学に基礎をおいたプラズマ・核融合研究，流体工学，異分野連携と戦線を拡大中。とくに，これまで切って捨て

られていた，様々な提案を改めて考察することに邁進している。最近，決定的に年齢を実感する出来事がありました。これまでは，流れに抗うだけでしたが，流れに身を任すことも必要と考えを改める毎日です。