NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

QUEST におけるプラズマ垂直位置制御を考慮した 運転シナリオの開発 Development of the operation scenarios based on the vertical plasma position control in QUEST

御手洗 修、中村一男、長谷川 真、恩地 拓巳、黒田賢剛、 筒井広明、東島亜紀、出射 浩、花田和明、増崎 貴

(Received - Jan. 22, 2024)

NIFS-1130

Jan. 14, 2025

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

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

E-mail: tosho@nifs.ac.jp

<Notice about copyright>

NIFS authorized Japan Academic Association For Copyright Clearance (JAC) to license our reproduction rights and reuse rights of copyrighted works. If you wish to obtain permissions of these rights, please refer to the homepage of JAC (http://jaacc.org/eng/) and confirm appropriate organizations to request permission.

QUEST におけるプラズマ垂直位置制御を考慮した運転シナリオの開発

御手洗 修^{*1}, 中村一男^{*2}, 長谷川 真^{*3}, 恩地 拓巳^{*3}, 黒田賢剛^{*4}, 筒井広明^{*5}, 東島亜紀^{*3}, 出射 浩^{*3}, 花田和明^{*3}, 増崎 貴^{*6}

Development of the operation scenarios based on the vertical plasma position control in QUEST

Osamu MITARAI, Kazuo NAKAMURA, Makoto HASEGAWA, Takumi ONCHI, Kengou KURODA, Hiroaki TSUTSUI, Aki HIGASHIJIMA, Hiroshi IDEI, Kazuaki HANADA, and Suguru MASUZAKI E-mail of corresponding author: osamumitarai@kyudai.jp

Abstract

The vertical plasma position control is important to obtain a wider operation regime in QUEST. In this report, we briefly review the vertical plasma position control physics, and construct the circuit equations to take a vacuum chamber current effect. At first, we start from 6x6 circuit equations consisting of 4 vacuum chamber currents, one equation of motion of the plasma vertical movement and a pair of the horizontal field control coil to understand the the complicated circuit equations. The derivative of the mutual inductances on the vacuum chamber currents in the circuit equation is replaced with the horizontal field made by the vacuum chamber current. This technique makes the calculation simpler because two points on the vacuum chamber can be reduced to one. Using this simpler equation, we have carefully examined the polarity of the circuit coefficients of the horizontal field coils connected to oppositely and the vacuum chamber current to obtain the consistent results, when the plasma current moves upward.

Upon establishing the relatively simple circuit equation, 60x60 simultaneous differential equations are constructed, with 58 vacuum chamber currents, one equation of motion of the plasma vertical movement and a pair of the horizontal field control coil. Based on the experimental plasma movement of the divertor operation in QUEST, the n-index value at the plasma center during discharge is roughly identified for circuit analysis. Within the performance of the planned IGBT invertor system and this experimentally determined n-index, performances of the control circuit are examined for various n-indexes, and the required applied voltage and current waveforms are calculated. Thus, it is shown that vertical movement could be stabilized down to $n_{index} = -0.2$ by the planned system if properly controlled.

To estimate the n-index more accurately, we propose the current profile weighted average of n-index. The n-index thus obtained is found to be changed during the discharge when the Ohmic coil current changes. In QUEST, in the plasma current rise-up phase the n-index is positive and vertically stable without feedback control, however when the polarity of the Ohmic coil current is changed for double swing operation, the n-index becomes negative, requiring the vertical position feedback control.

Recently, as the inverse D shaped (negative triangularity, NT) plasma shape is pointed out to be better performance, we compare the n-index of the normal D shaped (positive triangularity) and inverse D shaped plasma obtained in QUEST during double swing operation. It is found that the inverse D shaped plasma has a larger negative n-index, yielding more vertically unstable and the plasma cross section is shrunk during double swing operation. Thus, it is more difficult to extend the plasma discharge length for the inverse D shaped plasma with plasma current of 50 kA range by the Ohmic transformer alone.

Finally, we propose the multi-pulse coaxial helicity injections (CHI) to supply the plasma current together with fueling and to obtain the higher ion temperature caused by the reconnection events during the merging of CHI plasma to the main Ohmic heating plasma. The inverse D shaped plasma operation is appropriate for this merging experiment because n_{index} -0.2 is satisfied and the bottom PF5-1 coil can be used for CHI generation in QUEST. As PF5-1 coil is used for the divertor operation in the normal D shaped operation, it is difficult to apply the CHI merging experiments.

Keywords: QUEST, Vertical position, Feedback control, Vacuum chamber, Control circuit

^{*1} 東海大学 名誉教授

^{*2} 九州大学 名誉教授

^{*3} 九州大学 応用力学研究所

^{*4} 海上保安大学

^{*5} 東京科学大学

^{*6} 核融合科学研究所

1 はじめに

九州大学応用力学研究所の QUEST では [1]通常の D 型配位 (Normal D shape or Positive Triangular, PT) でオーミッ ク実験,オーミックダイバータ実験が行われているが,プラズマの垂直位置不安定性のために放電時間が制限されてい る. [2]また同軸ヘリシティ入射 (CHI) 実験も進行しているが,長パルスのトカマク放電に移行させるにはプラズマの垂 直,水平位置の制御が必ず必要である. [3]さらに逆 D 配位 (Inverse D shape or Negative Triangular, NT) を実現する には PF2,6 コイルをダイバータ (Fig. 10 参照), PF1,7 コイルを垂直磁場コイルとするので,プラズマは上下に不安定と なり,水平磁場コイルでの垂直位置安定制御が重要になる. このように,垂直位置制御は QUEST の運転領域拡大のため に必要であり,そのために要求される制御回路パラメータの計算が重要となる.

QUEST ではプラズマ電流が小さい RF 電流駆動時に水平磁場コイルを用いて制御が行われているが、プラズマ電流が 50 kA 程度以上に大きくなると、現在の回路では対応が難しくなる.そこで、水平磁場コイルの印加電圧、通電電流を増加 させるために新たに回路を製作し、垂直位置制御ができるように計画している.大電流が流せる垂直磁場用 PF26 コイル を利用して、垂直、水平位置の同時制御を行うアルゴリズムを開発し、上記の放電シナリオに適用することも考えられる が、ここではまず現在の水平磁場コイルのパルス用配線を用いて若干大きなプラズマ電流に対して垂直位置を制御する ことを考える.

本報告では、プラズマの垂直変位によって誘導される真空容器電流を58個のループ電流によって表し、垂直変位の運動方程式と水平磁場制御回路の2つを加えて、60x60の連立微分方程式を作成した.この解を数値計算によって求め、 垂直変位の指標である n-index と水平磁場コイル回路に要求される電圧と電流の関係を調べる.まずプラズマ垂直位置 制御の簡単なレビューを行う.真空容器電流の個数が増えると方程式数が増えて理解が困難になるので、まずプラズマ の運動方程式、水平磁場コイル回路、1個の真空容器電流の3つの連立方程式からはじめて、その後、4個の真空容器電 流からなる7個の連立方程式を構成、各係数の符号の較正を行う.方程式数を徐々に増やし60x60の連立微分方程式と し、数値計算によって解を求め回路パラメータの計算を行う.

また、プラズマの垂直変位において重要なn-index について、電流分布を重みとして空間分布を考慮した詳しい解析を 行った.その結果、通常D配位のダイバータ運転ではプラズマ電流の立ち上げフェーズではn-index は正で、上下のプラ ズマ位置の制御を行うことなくプラズマ電流を立ち上げることが可能であることがわかった.しかしながらダブルスイ ングで CS電流が正になるとn-index はさらに負となり、その時にはプラズマ垂直位置制御が重要となることを明らかに した.このように CS電流の極性によって n-index が大きく変化するのは CS コイルからの漏れ磁場の影響があるからで あり、オーミックコイルによる長時間放電を考える場合には注意が必要であることを示している.

なお,筆者の QUEST における最終目標は逆 D 配位においてマルチパルス CHI を利用した燃料供給と定常電流の維持で あり、トカマク核融合炉の問題のひとつを解決する方法を探索することである.最近は2つのプラズマリングのリコネク ションによるイオン加熱も観測されているので、マルチパルス CHI を主プラズマに合体させてリコネクションをおこし、 燃料供給、定常電流の維持、イオン加熱の一石三鳥を狙える可能性も出てきた.そのためにもここで行ったプラズマ垂直 位置の制御が重要となる.

2 コイル仕様

QUESTのコイル仕様(表1)は、パルス用PF26コイルで 36巻き,コイル電流3.7 kA,全電流I_{total}=133 kAT (通常36 kAT), 水平磁場コイル(HCUL)は パルス用で6巻、コイル電流2.5 kA,全電流I_{total}=15 kAT であるが、定常用では 16巻、コイ ル電流0.25 kA,全電流I_{total}=4 kATとなる.

このように、コイル性能からみても、最終的には水平磁場コイルを用いるよりも、PF26コイルで水平位置と同時に垂直 磁場を制御する方が大電流に対応できることがわかる.しかしここでは、まず現在の水平磁場コイルのパルス的配線を用 いて若干大きなプラズマ電流に対して垂直位置を制御することを考える.

HCコイル位置	r _c = 1.1258 m, z _c	= +1.150 m	
	$r_c = 1.1258$ m, z.	_c = -1.150 m	
水平磁場コイル HC-UL	Pulse: N=6 turns	, I _c =2.5 kA	I_{total} =15 kAT
	Steady: N=16 turns,	I _c =0.25 kA	I_{total} =4 kAT

Table 1 Specifications of horizontal field coil (HC) in QUEST

3 z 軸方向のプラズマの運動方程式と真空容器電流^{1),2)}

ここではプラズマ垂直位置制御の簡単なレビューを行う.

3.1 円環コイルによる磁束と水平磁場

垂直位置制御に重要な水平磁場を求める基礎式を示す. 円柱座標 (r, θ, z) で, 円環電流 I_eが半径 r_e, 軸方向 z_eの位置に ある場合 (Fig. 1), 位置 P (r, z) でのベクトルポテンシャルは ³⁾, μ_e を真空の透磁率とすると

$$A_{\theta} = \frac{\mu_o I_c}{\pi k} \sqrt{\frac{r_c}{r}} \left\{ \left(1 - k^2 / 2\right) K(k) - E(k) \right\}$$
⁽¹⁾

ただし

$$k^{2} = \frac{4r_{c}r}{\left(r_{c}+r\right)^{2}+\left(z_{c}-z\right)^{2}} < 1$$

で与えられ、Kは第一種、Eは第2種の楕円積分である. そこでの磁束は B=rotAを用いると

$$\psi = \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \iint rot \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \oint \mathbf{A} \, d\mathbf{s} = 2\pi rA_{\theta}$$

から

$$\psi(r,z) = 2\pi r A_{\theta} = \mu_o I_c \sqrt{r_c r} \left\{ \left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right\}$$
⁽²⁾

となる. これはまた円環電流 $I_c(r_c, z_c)$ と位置 P(r, z)での相互インダクタンス[1]

$$M_{pc} = \mu_o \sqrt{r_c r} \left\{ \left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right\}$$
(3)

を用いて点Pの磁束を

$$\psi(r,z) = 2\pi r A_{\theta} = M_{pc} I_{c}$$
⁽⁴⁾

と表すこともできる.また、 $C(r_c, z_c)$ と P(r, z)を入れ替えても k^2 は変化しないし、(3)式の根号の中も変わらないので、相互インダクタンスは対称性を持つことがわかる.即ち $M_{cp}=M_{pc}$ である.



Fig. 1 Circular coil current and the measuring position $P\left(r,z\right)$

$$\begin{cases} B_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_{\theta}}{\partial z} = -\frac{\partial A_{\theta}}{\partial z} \\ B_{\theta} = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} = 0 \\ B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial (rA_{\theta})}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial (rA_{\theta})}{\partial r} \end{cases}$$
(5)

となるので、I。による点 P での半径方向の磁場 Brpe は

$$B_{rpc} = -\frac{\partial A_{\theta}}{\partial z}$$

Αθに 2πr を掛けて磁束に変換すると,最終的に次の式が得られる.

$$2\pi r B_{rpc} = -\frac{\partial \left(2\pi r A_{\theta}\right)}{\partial z} = -\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\partial \left(M_{pc} I_{c}\right)}{\partial z} = -I_{c} \frac{\partial M_{pc}}{\partial z}$$
(6)

ただし M_{pc}は円環電流 C と点 P の間の相互インダクタンスで,円環電流 L_cは z 方向に変化しないので上式のようになる. これから半径方向の磁場 B_{rpc}は

$$B_{rpc} = -\frac{I_c}{2\pi r} \frac{\partial M_{pc}}{\partial z}$$

このように点 P での z 方向の磁束の変化率は 2πrBrpe で表すことができる.

$$\frac{\partial M_{pc}}{\partial z} = -\frac{2\pi r B_{rpc}}{I_c} = -2\pi r b_{rpc} \tag{7}$$

ただし $\mathbf{b}_{rpc}=\mathbf{B}_{rpc}/\mathbf{I}_c$ で、 \mathbf{b}_{rpc} はコイルの単位電流あたりの生成磁場である. Fig. 2 (左) でわかるように点 P(r, z) での磁束 は増大する方向なので、半径方向の磁場は"-"(左向き)となる.

$$B_{rc} = \frac{\mu_o I_c}{2\pi} \left(\frac{z - z_c}{r} \right) \frac{1}{\sqrt{\left(r_c + r\right)^2 + \left(z - z_c\right)^2}} \left\{ -K(k) + \frac{r_c^2 + r^2 + \left(z - z_c\right)^2}{\left(r_c - r\right)^2 + \left(z - z_c\right)^2} E(k) \right\}$$
(8)

同様にして(5)式より,z方向の磁場は

$$B_{zp} = \frac{I_c}{2\pi r} \frac{\partial M_{pc}}{\partial r}$$
(9)

(7)と(9)式はFig.2(左)から

$$2\pi r B_{p} dz = -I_c dM_{pc} = -d\Psi \qquad 2\pi r B_{zp} dr = I_c dM_{pc} = d\Psi$$

とも表せる.



Fig.2 (Left) Flux on the point P made by circular current C (Right) Flux on the point C made by circular current P

相互インダクタンスは対称性を持つので、Fig. 2(右)のように円環電流が点 P にある場合の点 C での磁束 ϕ を相互インダクタンス M_{ep}で表すと M_{ep}=M_{pc}となり、I_p=I_cとすると ϕ =M_{ep}I_p = M_{pc}I_cとなる. 点 P の円環電流が C 点に作る z 方向の磁束の変化率は(7)式より

$$\frac{\partial M_{cp}}{\partial z} = -\frac{2\pi r B_{rcp}}{I_p} = -2\pi r b_{rcp} \tag{10}$$

C点での磁束の変化は減少する方向なので、半径方向の磁場は+で右向きである.(8)式からもわかるように z と z_cを入れ替えると上下が入れ替わるので、Brの符号は逆になる.

3.2 水平磁場

まず垂直位置制御に重要な水平磁場を表す式を求める. プラズマが赤道面上にとどまっている間は水平磁場 B_rは0 であるが,正方向のプラズマ電流 I_p⁺が z 方向に移動するとそれを押し戻そうとして上部の真空容器内にトーラス方向に負の方向の渦電流 I_v⁻ が誘起される(注:電流の右上の符号については Fig. 10 に統一して示している). それによってプラズマ主半径 R の円周方向長さ 2 π R と dz 方向の側面積を通る水平磁場の磁束は,真空容器電流 I_v⁻ の作る磁束と等しく

$$B_{rpV}(2\pi Rdz) = d\Phi = I_V^{-}dM_{pVp}$$

となる.これより以下のようにプラズマ電流部に正方向の水平磁場 Brpv ができる.

$$B_{rpV} = -\frac{I_V}{2\pi R} \frac{dM_{pVp}}{dz}$$
(11)

またこれはプラズマ電流と真空容器電流の位置で決まる単位電流当たりの係数 brpvを用いて

$$B_{rpV} = b_{rpV} I_V^{-}$$

とも書ける.(注:電流の右肩の符号は Fig. 10 に示す電流の向きで、符号に注意が必要なときに用いている)

また垂直磁場 B_zを生成する PF コイルは曲率を持つ垂直磁場を作るのでその結果として水平磁場を作る.この水平磁場 B_roは z =0 では 0 であるが, z 方向に離れるにつれ変化し、線形の範囲で

$$B_{rPF} = B_{ro} + \frac{\partial B_r}{\partial z} z$$

となる. ここで、 (r, θ, z) 座標では、プラズマ電流の存在する領域には PF コイル電流 J_eは流れていないので、

$$\left[rotB\right]_{\theta} = \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = \mu_o J_c = 0$$

. .

であり、これより

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial r}$$

が成り立つ.従って、水平磁場は

$$B_{rPF} = \frac{\partial B_r}{\partial z} z = \frac{\partial B_z}{\partial r} z$$

ここで PF コイルの作る垂直磁場の曲率は次の n-index

$$n_{index} = -\frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r}$$

で表されるので、これを書き直して代入すると

$$B_{rPF} = \frac{\partial B_z}{\partial r} z = -\frac{n_{index}B_z}{r} z$$

となる. PF コイルの作る垂直磁場の曲率が垂直位置制御に深くかかわることがわかる.

従って、プラズマ電流部にできる水平磁場は、真空容器のつくる水平磁場、垂直磁場 PF コイルのつくる水平磁場、さらに制御コイル電流の作る水平磁場 b_{re}I_cを加えたものになる.

$$B_{rp} = \frac{I_{v}^{-}}{2\pi R} \frac{dM_{pVp}}{dz} - n_{index} B_{z} \frac{z}{R} + b_{rpc} I_{c} = \frac{I_{v}^{-}}{2\pi R} \frac{dM_{pVp}}{dz} + n_{index} \frac{\mu_{o} I_{p}}{4\pi R} \Gamma \frac{z}{R} + b_{rpc} I_{c}$$
(12)

となる.ここで垂直磁場 B₂の式は高アスペクト比近似の式

$$B_z = -\frac{\mu_o I_p}{4\pi R} \Gamma$$

を用いた. ただし、aをプラズマ小半径、 ℓ_i を内部インダクタンス、 β_b をベータポロイダルとすると

$$\Gamma = \left[\log \frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - 1.5 \right]$$

低アスペクト比のスフェリカルトカマク(ST)では 垂直磁場 B₂の式が若干異なるのでΓの式も変わる⁴.

3.3 プラズマの運動方程式,真空容器電流と制御コイルの回路方程式

3.3.1 z 軸方向のプラズマの運動方程式

z 軸方向のプラズマの運動方程式は、プラズマ密度をn、イオンの質量をm、プラズマの体積をVとすると、プラズマ全体の質量は M=nmVとなるので(13)式で与えられる.そのときの外力はプラズマ電流 I_pと水平磁場 B_rとによるローレンツ力である.水平磁場 B_rに上で求めた(12)式を代入すると、プラズマ変位 dz によってできる真空容器電流 I_vのつくる水平磁場、垂直磁場用 PF コイルの作る水平磁場、制御コイルによる水平磁場 B_rで与えられる.

$$nmV\frac{d^{2}z}{dt^{2}} = -2\pi RI_{p}B_{rp} = -2\pi RI_{p}\left[-\frac{I_{V}}{2\pi R}\frac{dM_{pVp}}{dz} + \frac{\mu_{o}I_{p}}{4\pi R^{2}}\Gamma n_{index} + b_{rpc}I_{c}\right]$$

$$= +I_{p}I_{V}^{-}\frac{dM_{pVp}}{dz} - \frac{\mu_{o}I_{p}^{2}}{2R^{2}}\Gamma n_{index}z - 2\pi RI_{p}b_{rc}I_{c}$$
(13)

ここで垂直磁場の曲率である n-index が正の場合は赤道面から離れるにつれて水平磁場によって向こう向きのプラズマ 電流は押し戻されるので安定,負の場合は赤道面から離れていく方向に逆水平磁場ができるので不安定である (Fig.3). n-index はプラズマの垂直方向の安定性を表す指標である.



Fig. 3 Curvature of the vertical field by PF coil and resultant horizontal field

3.3.2 制御コイルの回路方程式

水平磁場を作る制御回路の回路方程式はインダクタンスをL_e,抵抗をR_eとすると,水平磁場コイルの電流は(14)式に 示すように,真空容器電流の磁束変化による誘導(第1項)とプラズマ位置の垂直変化で生じる磁束変化による誘導(第 2項)によって駆動される.またさらに制御信号(z-z_e)に基づく制御電圧 V_e(第3項)によって駆動される.

$$L_{c}\frac{dI_{c}}{dt} + R_{c}I_{c} = -M_{cV}\frac{dI_{V}}{dt} - I_{p}\frac{dM_{cp}}{dt} + V_{C}(z - z_{o})$$

$$= -M_{cV}\frac{dI_{V}}{dt} - I_{p}\frac{dM_{cp}}{dz}\frac{dz}{dt} + V_{C}(z - z_{o})$$
(14)

この時,第2項のプラズマと制御コイルの間の相互インダクタンス M_{ep}の時間変化 dM_{ep}/dt は,相互インダクタンス M_{ep}の z 方向微分とプラズマ位置の時間変化 dz/dt の積で表される.その結果,プラズマ位置の時間変化が速いほど制御回路への誘導は大きくなる.なおここではプラズマ電流は一定であるとする.

3.3.3 真空容器電流の回路方程式

真空容器電流の回路方程式の駆動力は、水平磁場コイル電流の磁束変化による誘導(第1項)とプラズマ垂直位置変化 の磁束変化による誘導(第2項)である.

$$L_{v}\frac{dI_{v}}{dt} + R_{v}I_{v} = -M_{vc}\frac{dI_{c}}{dt} - I_{p}\frac{dM_{vp}}{dt}$$

$$= -M_{vc}\frac{dI_{c}}{dt} - I_{p}\frac{dM_{vp}}{dz}\frac{dz}{dt}$$
(15)

また(14) 式と同様に, プラズマと真空容器の間の相互インダクタンス Mvp の時間変化 dMvp/dt は, 相互インダクタンス Mvp の z 方向微分とプラズマ位置の時間変化 dz/dt の積で表される. プラズマ位置の時間変化が速いほど真空容器電流への誘導は大きくなる.

3.4 制御コイルも考慮した場合の3元連立回路方程式

以上の(13)~(15)をまとめて書くと、

$$\left[nmV\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{\mu_o I_p^2}{2R}\Gamma\left(-n_{index}\right)z + I_p \left[\frac{dM_{pVp}}{dz}\right]I_V^- - 2\pi RI_p B_{rc}$$
(13)

$$\left\{ L_c \frac{dI_c}{dt} + R_c I_c = -M_{cV} \frac{dI_V}{dt} - \left[\frac{dM_{cp}}{dz} \right] \left(\frac{dz}{dt} \right) I_p + V_c \left(z - z_o \right) \right. \tag{14}$$

$$\left[L_{v}\frac{dI_{v}}{dt} + R_{v}I_{v} = -M_{vc}\frac{dI_{c}}{dt} - \left[\frac{dM_{vp}}{dz}\right]\left(\frac{dz}{dt}\right)I_{p}$$
(15)

この方程式は今までの論文に出てくる式である.そこでは、プラズマ電流と真空容器電流の間の相互インダクタンスの 上下方向微分(dMvp/dz=dMpv/dz)、プラズマ電流と制御コイルの間の相互インダクタンスの上下方向微分(dMop/dz=dMpc/dz) を求める必要がある.特に真空容器電流の間の相互インダクタンスの計算は沢山の点が必要で、これを計算中に素直にや っていては大変である.そこで以下のようにしてこれをより簡単な式に置き換えることを考える.

3.4.1 真空容器電流と制御コイルがプラズマ上に作る水平磁場

(13)式の右辺第2項は、(11)式のプラズマ電流と真空容器電流の相互インダクタンス M_{ava}の微分

$$\frac{dM_{pVp}}{dz} = -2\pi R \left(B_{rpV} / I_{V}^{-} \right) = -2\pi R b_{rpV}$$

を用いることで得られ、さらに真空容器電流 Iv がプラズマ電流部に作る水平磁場 Brpv の式

$$B_{rpV} = b_{rpV}I_V$$

を用いる.また,(13)式の右辺第3項は、制御コイルのプラズマ電流部に作る水平磁場 Brpcは

$$B_{rpc} = b_{rpc} I_c$$

で与えられる.

3.4.2 プラズマ電流が制御コイル部に作る水平磁場

(14)式の右辺第2項はプラズマ電流の垂直変位によって制御コイルに誘導される電圧を表しているが、それをここでは簡単化する. Fig.4-(左図) に真空容器の断面図に制御コイルとプラズマ位置を示す. +1A のプラズマ電流が $r_p=0.68 \text{ m}$ で z 方向に-1.4 mから 1.4 mまで移動するときに、N=16巻きの上下の制御コイル部に生成される合成磁束の分布を Fig. 4-(中図)に示す. プラズマ電流が z = 0にある場合、合成磁束は0であるが、 z > 0方向に移動すると、上の制御コイル部には "-"、下の制御コイル部には"+"の電流が誘起される. そのとき合成磁束は負の方向に大きくなり、 z が制御コイルの位置のところでピークとなる.

この制御コイル部の磁束の z 方向微分に一をかけたのが Fig.4-(右図) であり、その時の制御コイル部での合成水平磁場を別途計算して $2\pi r_c B_{rep}$ を描くと全く同じ分布形状になる。制御コイル c_1 、 c_2 とプラズマ電流の相互インダクタンス M_{ep} の微分は次であり、

$$-\frac{\partial \psi_{c12p}}{\partial z} = -\frac{d\left(I_p^+ M_{c12p}\right)}{dz} = 2\pi r_c B_{rc12p} \quad \rightarrow \quad \left[\frac{dM_{cp}}{dz}\right] = -2\pi r_c \left(B_{rcp} / I_p^+\right) = -2\pi r_c b_{rcp}$$

これはプラズマ電流が制御コイル部に作る水平磁場に等しい.これはまた上下の制御コイルがプラズマ位置の場所に作る水平磁場であることも示している.



Fig.4 (Left) Cross section of the vacuum chamber, control coils and plasma position in QUEST.

(Middle) Combined flux on the upper and lower control coil (N=16 turns) vs the plasma current of +1 A moving vertically at $r_p=0.68$ m.

(Right) z-directional derivative of the combined flux on the control coils. Horizontal field on the control coils by the plasma current is superimposed.

3.4.3 プラズマ電流が真空容器上に作る磁束

(15)式の右辺第2項はプラズマ電流の垂直変位によって真空容器に誘導される電圧を表しているが、それをここで は簡単化する.まず、 $r_p=0.68$ m、 $z_p=0$ に固定したプラズマ電流を+1 Aとしたとき、真空容器上の点の磁束 $\Psi v_p(r,z)$ 分 布(相互インダクタンス分布)を1cmおきに計算した結果をFig.5-(中図-上)に示す.赤の部分は外側の真空容器の垂 直部分の各点での磁束分布で、青の部分は斜めの部分の各点での磁束分布である.緑は内側の真空容器各点での磁束分 布である.外側の真空容器との相互インダクタンスが大きいことより、真空容器電流は外側の方が大きいことがわか る.またプラズマ電流が作る外側の真空容器上の磁束のz方向微分 d $\Psi v_p/dz$ は Fig.5-(中図-下)に示すように、外側の 真空容器が垂直方向から斜め方向に変わる付近で不連続になる.この状況は以下のようにして改善することができる. $r_p=0.68$ m、z=0のプラズマ電流1 Aが真空容器上に作る磁束の微分の(6)式

$$-\frac{d\Psi_{Vp}}{dz} = -\frac{d\left(I_{p}^{+}M_{Vp}\right)}{dz} = -2\pi r_{V}B_{rVp} \quad \rightarrow \quad \frac{dM_{Vp}}{dz} = -2\pi r_{V}\left(B_{rVp}/I_{p}^{+}\right)$$

は真空容器の各点での水平磁場 B_{rvp}によって表すことができる.この関係式を用いて $2\pi rv b_{rvp} を プロットした結果を$ Fig. 5-(右図-上)に示す.これからわかるように水平磁場に変換すると不連続性は現れず、グラフはほぼなめらかに変化 $していくが、計算値はほぼ同じである.これは d <math>\phi v_p/dz$ の計算には 2 点が必要であるが $2\pi Rb_{rpv}$ では 1 点で良いからで ある.真空容器の接続部形状が丸くなっていれば d $\phi v_p/dz$ は連続になると思われるが、形状が丸くなくても B_rを使うこ とでほぼ連続にすることができる.このようにしてこの表式を用いることによって計算を簡単化することが可能とな また、Fig. 5-(右図-下) は外側真空容器各部に I_v=+1A を置いて、その位置 z を逐次変えていった場合の $r_p=0.68m$, $z_p=0$ のプラズマ電流部での水平磁場 $2\pi r_p B_{pv}$ を示す. Fig. 5-(右図-上) と異なり、z > 0 で Br は負(左側方向) となるので、極性が逆転するだけで大きさは同じである.



Fig.5 (Left) Contour lines of the flux made by the plasma current (+1 A) placed at the center (Central-upper) Flux distribution on the inner and outer vacuum chamber made by the plasma current (+1 A) placed at the center

(Central-lower) Derivative in z direction of the flux on the outer vacuum chamber

(Right-upper) $2\pi r_{\nu}B_{r\nu}$ on the outer vacuum chamber made by the plasma current (+1 A) at the center (Right-lower) $2\pi r_{\nu}B_{r\nu}$ at the center made by the +1 A placed on the each part of the outer vacuum chamber

以上の関係式を用いて、(13)(14)(15)式を書き直すことができる.プラズマ全体の質量を nmV とすると, PF コイル, 真空容器電流,制御コイルの作る水平磁場で駆動されるプラズマの垂直方向の運動方程式は(13')式のように書き換え ることができる,同様に1個の水平磁場コイル制御回路,1個の真空容器電流回路は次の式で与えられる.

$$nmV\frac{d^{2}z}{dt^{2}} = \frac{\mu_{o}I_{p}^{2}}{2R}\Gamma(-n_{index})z - I_{p}2\pi Rb_{rpV}I_{V}^{-} - I_{p}2\pi Rb_{rpc}I_{c}$$
(13')

$$L_c \frac{dI_c}{dt} + R_c I_c = -M_{cV} \frac{dI_V}{dt} - 2\pi r_c b_{rcp} \left(\frac{dz}{dt}\right) I_p^{+} + V_c \left(z - z_o\right)$$
(14')

$$L_{v}\frac{dI_{v}}{dt} + R_{v}I_{v} = -M_{vc}\frac{dI_{c}}{dt} - 2\pi r_{v}b_{rvp}\left(\frac{dz}{dt}\right)I_{p}^{+}$$
(15')

位置が固定されている次の場合,真空容器電流 Ivによる制御コイルへの誘導は Mevを用いて計算でき,制御コイルから真空容器への誘導も同じく Mveを用いて計算できる.プラズマ位置の変動を示す速度は dz/dt=U とすると,(14'),(15') 式の右辺の第2項は, Brp=brpIp であるから 2π RBrU と書ける. これは E=UxB の電場を表す式に直せば 2π RE となり,周方向の電圧を表していることがわかる.しかしながらコイルや真空容器はプラズマ電流に対しては相対的に下方に動くことになるので,この場合 U は-U としなければいけない.従って赤道面から上にあるコイルには紙面に対して向かってくる方向(負方向)に電流は誘導されることになる. dz/dt>0の場合は、制御コイルではプラズマ電流の作る正方向の水平磁場(右向き)を打ち消すために負方向の水平磁場(左向き)を誘導するので、brepの符号を変えればよい.

4 プラズマ垂直位置の運動方程式の定性的理解

4.1 PF コイルのみがあり、真空容器電流なし、制御コイルなしの単純化した場合⁵⁾

プラズマの質量は非常に軽いので垂直方向への移動速度はきわめて速い. n-index が正で制御コイルもなく真空容器効 果が存在しない場合,プラズマの運動方程式(13)式は次のようになる.

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\left(\frac{\mu_o I_p^2}{mnV2R}\Gamma n_{index}\right)z\tag{13''}$$

n_{index}=+0.2の正の場合,この式は単振動の式になり,Fig.6(左)に示すように初期にプラズマ位置が z = 1 mm だけ変 位していると,アルベーン振動数で上下に振動するのでプラズマ位置は安定である.このときアルベーン速度のオーダ ーで決まる振動数は

$$\omega_{A} = \sqrt{\frac{\mu_{o} I_{p}^{2}}{mnV2R}} \Gamma |n_{index}| = \frac{V_{A}}{R} \sqrt{\Gamma n_{index}}$$

例えば次のような QUEST のパラメータの場合, B_t =0.3 T, 主半径 R=0.68 m , 小半径 a_o =0.48 m, プラズマ電流 I_p =50 kA, 円形プラズマ断面, n_{ion} =1x10¹⁸ m⁻³, イオン質量 m=1.6726x10⁻²⁷ kg, ポロイダル磁場 B_p = $\mu_0 I_p/(2\pi a_0)$ =0.02 T, 内部イン ダクタンス ℓ_i =1, ポロイダルベータ β_p =0.5, イオンの全粒子数は N_{ion} = n_{ion} V = $n_{ion}(\pi a^2 2\pi R)$ = 3.09x10¹⁸ で, 全質量は n_{ion} mV=5.17x10⁻⁹ kg と非常に軽い.また, アルベーン速度は

$$V_A = 2.1812 \times 10^6 \frac{B_p}{\sqrt{A_i n_{i20}}} = 454,416 \text{ m/s},$$

ただし

$$\Gamma = \left[\log\frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - 1.5\right] = 1.92$$

より, アルベーン角振動数は

$$\omega_A = \frac{V_A}{R} \sqrt{\Gamma n_{index}} = 414,940 \ rad \ / \ s$$

その周期は

$$T = \frac{2\pi}{\omega_{A}} = 15.14 \times 10^{-6}$$

Fig.6(左) に示した振動波形では確かにT~15.1 μs となっている. n_{index}=-0.2の負の場合,

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \left(\frac{\mu_o I_p^2}{mnV2R} \Gamma n_{index}\right) z = \gamma^2 z$$
(13''')

となるので、プラズマ位置は指数関数的に増大する. Fig. 6(右) に示すように初期にプラズマ位置が z =1 mm だけ上に 変位している場合、t~9 μ s の短時間で 約2 cm 変位するのでプラズマ位置は不安定であることがわかる.



4.2 真空容器によるダンピング効果

しかしプラズマが上下に変位すると真空容器に誘導電流が流れ復元力が働く.制御コイルがない場合のプラズマの運動方程式(13)式と真空容器電流の方程式(15)式

$$\begin{cases} \frac{d^2 z}{dt^2} - \gamma^2 z = \frac{I_p I_V^{-1}}{nmV} \frac{dM_{Vp}}{dz} \end{cases}$$
(13"')

$$\left[L_{v}\frac{dI_{v}}{dt} + R_{v}I_{v} = -\frac{dM_{vp}}{dz}\left(\frac{dz}{dt}\right)I_{p}\right]$$
(15')

の(15') 式においてインダクタンスLv を無視して得られる Iv

$$I_{V} = -\frac{dM_{Vp}}{dz} \left(\frac{dz}{dt}\right) \frac{I_{p}}{R_{V}}$$

を(13'')式に代入すると,

$$\frac{d^2z}{dt^2} + D\frac{dz}{dt} - \gamma^2 z = 0 \tag{13-1}$$

ただし

$$D = \frac{I_p^2}{nmVR_v} \left(\frac{dM_{vp}}{dz}\right)^2$$

である.即ち,プラズマの変位の式は真空容器電流によるダンピング項Dをもつ2次微分方程式になるFig.5(中下図)では I_p =+1Aの時 d Ψ_{VP} /dz=d(I_pM_{VP})/dz~5x10⁻⁷程度なのでその1/10とし,真空容器電流の代表的な抵抗値は Rv=4.7x10⁻⁵ Ωなのでその10倍を仮定してダンピング項を過小評価する方向で解いた.nmV=5.17x10⁻⁹ kg, I_p =50kA, n_{index} =-0.2の場合,

$$\gamma = \frac{V_A}{R} \sqrt{\Gamma |n_{index}|} = 414,940, \quad D = \frac{I_p^2}{nmVR_V} \left(\frac{dM_{Vp}}{dz}\right)^2 = 2.57 \times 10^7$$

となるので、初期値をz[0]=0.001 m, z'[0]=0 m/s として解いた. Fig.7 に示すように減衰項を持たない実線の場合に比して、変位速度が遅くなることがわかる.



Fig. 7 Plasma position for n_{index}=-0.2. Dotted line has the damping term D and sloid line has no damping term (The same as Fig. 6 right).

5 プラズマの垂直変位による真空容器の電流分布

プラズマ電流の垂直位置の変化による真空容器上の磁束の変化によって真空容器電流が誘導されるが、それを簡単化して計算する.例えばプラズマ電流+50 kAが中心にあって、これが上方に10 cm移動したときの真空容器上での磁束分布を周長(s)にそって計算した結果を Fig.8-(左図)に示す.ここではs=0 は赤道面上のインボード側,s=3.5mはアウトボード側である.このときに生じる磁束変化量の分布を Fig.8-(右図)に示す.





ここで、プラズマの変位が1 ms で起きるとすれば s =2~3 付近でループ電圧は磁束変化量から $V_L \sim 0.002 V_S / 0.001 s = 2$ V となる. 真空容器電流をインダクタンスを無視して抵抗のみを考えた式

$$I_V = -\frac{V_L}{R_V} = -\frac{1}{R_V}\frac{d\Psi}{dt}$$

で計算する.容器厚さt=15 mmと周方向長さds=0.1 mの長方形のトーラスの真空容器抵抗 R_vは,SUSの抵抗率 η =70x10⁻⁸ Ω mと半径 R_o~1.4 mのとき R_v= η (2 π R_o)/(tds)=0.004 Ω となるので,この長方形部の真空容器電流は大雑把に500 A となる. Fig. 9-(左)に計算した真空容器電流分布を示す.Fig. 9-(右)に示すように、赤道面の上方のインボード側とアウトボード側には負の方向の真空容器電流が流れ、下方のインボード側とアウトボード側には+方向の真空容器電流が流れることがわかる.この真空容器電流により水平磁場が作られプラズマ電流を下に押し戻す.このようにプラズマ電流+50 kA が中心から上方に10 cm 移動すれば、それを妨げる方向に真空容器電流は流れることがわかる.



6 4個の真空容器電流回路と制御用水平磁場コイル回路

今までに考えてきた回路方程式は1個の真空容器電流と1個の制御コイルよりなっていて、実際の配位にはなってい ない極めて単純なもので、全体を理解するためのものである.次に実際の配置に最も近い回路方程式系を作る必要があ る.つまり、Fig.9に示したように、上下2個ずつの最低4個からなる真空容器電流回路を考える必要がある.また制御 コイルも水平磁場を作るためには1対の制御コイル、即ち、Fig.10に示すように電流の向きが逆の1対のコイルを直列 接続した水平磁場コイルが必要である.

上の制御コイル c1 と下の制御コイル c2 がプラズマ部に作る水平磁場は、上の電流が"-"で、下のが"+"の逆方向なので、プラズマ電流部にできる合成水平磁場は、次のように外向きになる.

$$\frac{\partial \left(\psi_{pc1} + \psi_{pc2}\right)}{\partial z} = -\frac{d\left(I_{c1}^{-}M_{pc1} + I_{c2}^{+}M_{pc2}\right)}{dz} = 2\pi r B_{rpc1} + 2\pi r B_{rpc2}$$

プラズマ変位によって誘導される真空容器電流の方向も上下対称で、上に"-"方向の電流が流れると下には"+"の方向 に流れる. Fig. 10 は、紙面の向こう向き(正方向)のプラズマ電流が流れているときに上に動いた場合、上側の真空容 器電流は逆向きの負の方向に、制御コイル内の電流も逆向きの負の方向に流れることを示している. 従って下側の真空容 器と制御コイルには+方向の電流が誘導される. このことから回路方程式の各項の符号を正確に決めることが可能とな る.



Fig.10 Cross section of vacuum chamber and four vacuum chamber current in QUEST. Directions of the current induction are also shown when the plasma current moves upward.

6.1 水平磁場制御コイルの回路方程式

コイル電流の素早い変化が必要な水平磁場生成には、独立した垂直磁場コイルを用いるよりも、電流の向きが互いに 逆の等価自己インダクタンスが小さくなる水平磁場巻き線がむしろ最適である.水平磁場を生成するコイルでは、 Fig. 11(左)の様に、上のコイルと下のコイルの電流の向きを逆にする必要がある.つまり、制御電圧(比例と微分項か らなる PD 制御とする)の半分を互いに逆に印加して、それを直列につなげば良い.即ち、Fig. 11(右)のように接続するこ とで水平磁場コイルになる.





このときに、C₁コイルの回路はプラズマ位置の変化による誘導,自己インダクタンスと自己抵抗、C₂コイルからの誘 導,4個の真空容器電流からの誘導を受けるので次式のような回路方程式が得られる.同様にC₂コイルの回路はプラズマ 位置の変化による誘導,自己インダクタンスと自己抵抗,C₁コイルからの誘導,4個の真空容器電流からの誘導を受ける.

$$C_{1}: L_{c1}\frac{dI_{c1}^{-}}{dt} + R_{c1}I_{c1}^{-} = -I_{p}2\pi Rb_{r-c1p}\frac{dz}{dt} - M_{c1c2}\frac{dI_{c2}^{+}}{dt} - \frac{M_{c1c2}\frac{dI_{c2}^{+}}{dt}}{-\left(M_{c1V1}\frac{dI_{v1}^{-}}{dt} + M_{c1V2}\frac{dI_{v2}^{-}}{dt} + M_{c1V3}\frac{dI_{v3}^{+}}{dt} + M_{c1V4}\frac{dI_{v4}^{+}}{dt}\right) + \frac{1}{2}\left\{V_{cpro}\left(z-z_{o}\right) + V_{cder}\frac{dz}{dt}\right\}$$
(14-1)

$$C_{2}: L_{c2}\frac{dI_{c2}^{+}}{dt} + R_{c2}I_{c2}^{+} = -I_{p}2\pi Rb_{r-c2p}\frac{dz}{dt} - M_{c2c1}\frac{dI_{c1}^{-}}{dt} - \frac{M_{c2c1}\frac{dI_{c1}^{-}}{dt}}{-\left(\frac{M_{c2V1}\frac{dI_{v1}^{-}}{dt} + M_{c2V2}\frac{dI_{v2}^{-}}{dt} + M_{c2V3}\frac{dI_{v3}^{+}}{dt} + M_{c2V4}\frac{dI_{v4}}{dt}\right) - \frac{1}{2}\left\{V_{cpro}\left(z-z_{o}\right) + V_{cder}\frac{dz}{dt}\right\}$$
(14-2)

右辺の比例ゲイン Vcp, 微分ゲイン Vcd からなる電圧項

$$V_{c} = V_{cp} \left(z - z_{o} \right) + V_{cd} \frac{dz}{dt}$$

が制御コイル電流の方向を決めるので、回路合成に当たってはそこを注意する必要がある.まず+向き(紙面に向こう向き)のプラズマ電流が上に移動する場合を考えてみる. $I_{c2}^+ = -I_{c1}^-$ なので右辺の第2項を左辺に移項し書き直すと、

$$C_{1}: \left(L_{c1} - M_{c1c2}\right) \frac{dI_{c1}}{dt} + R_{c1}I_{c1} = -I_{p}2\pi Rb_{r-c1p}\frac{dz}{dt} - \left(M_{c1V1}\frac{dI_{v1}}{dt} + M_{c1V2}\frac{dI_{v2}}{dt} + M_{c1V3}\frac{dI_{v3}}{dt} + M_{c1V4}\frac{dI_{v4}}{dt}\right) + \frac{1}{2}\left\{V_{cpro}\left(z - z_{o}\right) + V_{cder}\frac{dz}{dt}\right\}$$

$$C_{2}: (L_{c2} - M_{c2c1})\frac{dI_{c2}^{+}}{dt} + R_{c2}I_{c2}^{+} = -I_{p}2\pi Rb_{r-c2p}\frac{dz}{dt} - \left(M_{c2V1}\frac{dI_{V1}^{-}}{dt} + M_{c2V2}\frac{dI_{V2}^{-}}{dt} + M_{c2V3}\frac{dI_{V3}^{+}}{dt} + M_{c2V4}\frac{dI_{V4}^{+}}{dt}\right) - \frac{1}{2}\left\{V_{cpro}(z - z_{o}) + V_{cder}\frac{dz}{dt}\right\}$$

電流の方向が逆の C₁と C₂ コイルを直列接続すると、このように等価的自己インダクタンスは減少する.もしこの2つの コイルが隣り合わせにあれば、コイルの作る磁気エネルギーは0近くになるので、等価的自己インダクタンスはほぼ0に なることからも理解できる.このことからもコイル電流の素早い変化が必要な水平磁場生成には、独立した垂直磁場コイ ルを用いるよりも、巻き線方向が逆の等価的自己コイルインダクタンスが小さくなる水平磁場コイルが最適である.

ここで $C_1 \ge C_2$ の回路を合成して直列回路とするには、 $C_1 \ge C_2$ の電流の向きが逆なので C_2 に-を掛けて足せばよい. 左 辺では自己インダクタンスと抵抗成分は直列となるので足し算になり、 $L_{c1}=L_{c2}$ 、 $R_{c1}=R_{c2}$ 、 $M_{c1c2}=M_{c2c1}$ なので C_1 から C_2 を 引くことで得られる1個の制御コイルの回路方程式は最終的に次のようになる.

$$(2L_{c1} - 2M_{c1c2}) \frac{dI_{c1}}{dt} + 2R_{c1}I_{c1} = -I_{p}2\pi R (b_{rc1p} - b_{rc2p}) \frac{dz}{dt} + - \left\{ (M_{c1V1} - M_{c2V1}) \frac{dI_{v1}}{dt} + (M_{c1V2} - M_{c2V2}) \frac{dI_{v2}}{dt} + (M_{c1V3} - M_{c2V3}) \frac{dI_{v3}}{dt} + (M_{c1V4} - M_{c2V4}) \frac{dI_{v4}}{dt} \right\}$$

$$+ \left\{ V_{cp} (z - z_{o}) + V_{cd} \frac{dz}{dt} \right\}$$

$$(14-3)$$

プラズマが上に移動すると dz/dt の符号からもわかるように、右辺第一項のように上の制御コイルにはプラズマの変位 を抑える-方向の誘導電流が誘起されるが、下の制御コイルにはプラズマの変位を抑える+方向の誘導電流が誘起される. 上側の V_1 , V_2 の真空容器電流(-)はプラズマの変位を抑える-方向の電流を C_1 コイルに誘起するが、下側の V_3 , V_4 の真 空容器電流(+)はプラズマの変位を抑える+方向の電流を C_2 コイルに誘起する. これを表すために相互インダクタンス は引き算となっている.

この水平磁場コイルを駆動する IGBT 回路を Fig. 12 に示す.現在準備中の素子はすでに 0H 回路に用いられているのと 同じ IGBT (Fuji Electric, 1MBI3600VD-170E)で, I_{HC}=200 A, V_{HC}=200 V, P_{HC}=50 kW の仕様を持つ.これを用いて制御ができ るかどうか,限界がどこにあるかを調べるために,

(1)制御コイルにかける電圧

(2)制御コイル電流

(3)そのパワー

を求める.一般的にプラズマの垂直変位は速いので、速い制御電源が必要であるが、まずはOH回路に用いられている IGBTと同じものを用いる.



Fig. 12 Power supply circuit for horizontal field control coil

6.2 プラズマ変位方程式

次に(13)式のプラズマ変位方程式を2つの制御コイルと4個の真空容器電流の場合に拡張する. 制御コイルは上下に1対,真空容器電流は4個あるので,

$$nmV\frac{d^{2}z}{dt^{2}} = \frac{\mu_{o}I_{p}^{2}}{2R}\Gamma(-n_{index})z$$

$$-2\pi RI_{p}(b_{rpc1} - b_{prc2})I_{c1}^{-} - 2\pi Rb_{rpV1}I_{V1}^{-} - 2\pi Rb_{rpV2}I_{V2}^{-} - 2\pi Rb_{rpV3}I_{V3}^{+} - 2\pi Rb_{rpV4}I_{V4}^{+}$$
(13-6)

となる.右辺の最後の4項は、1と4及び2と3のような上下に対となる真空容器電流がプラズマ部に水平磁場を作る. 右辺の項が負ならばプラズマの位置は安定化される.

6.3 4個の真空容器電流よりなる回路方程式

真空容器電流回路は、1 対の制御コイル、プラズマ変位によって誘起される真空容器電流、さらに他の真空容器電流による誘起効果よりなる.即ち V₁~V₄に対して

$$L_{v_{1}}\frac{dI_{v_{1}}^{-}}{dt} + R_{v_{1}}I_{v_{1}}^{-} = -(M_{v_{1c_{1}}} - M_{v_{1c_{2}}})\frac{dI_{c}}{dt}^{-} - I_{p}2\pi Rb_{rv_{1p}}\frac{dz}{dt} - M_{v_{1v_{2}}}\frac{dI_{v_{2}}^{-}}{dt} - M_{v_{1v_{3}}}\frac{dI_{v_{3}}^{+}}{dt} - M_{v_{1v_{4}}}\frac{dI_{v_{4}}^{+}}{dt}$$

$$L_{v_{2}}\frac{dI_{v_{2}}^{-}}{dt} + R_{v_{2}}I_{v_{2}}^{-} = -(M_{v_{2c_{1}}} - M_{v_{2c_{2}}})\frac{dI_{c}}{dt}^{-} - I_{p}2\pi Rb_{rv_{2p}}\frac{dz}{dt} - M_{v_{2v_{1}}}\frac{dI_{v_{1}}^{-}}{dt} - M_{v_{2v_{3}}}\frac{dI_{v_{3}}^{+}}{dt} - M_{v_{2v_{4}}}\frac{dI_{v_{4}}^{+}}{dt}$$

$$L_{v_{3}}\frac{dI_{v_{3}}^{+}}{dt} + R_{v_{3}}I_{v_{3}}^{+} = -(M_{v_{3c_{1}}} - M_{v_{3c_{2}}})\frac{dI_{c}}{dt}^{-} - I_{p}2\pi Rb_{rv_{3p}}\frac{dz}{dt} - M_{v_{3v_{1}}}\frac{dI_{v_{1}}^{-}}{dt} - M_{v_{3v_{2}}}\frac{dI_{v_{2}}^{-}}{dt} - M_{v_{3v_{4}}}\frac{dI_{v_{4}}^{+}}{dt}$$

$$L_{v_{4}}\frac{dI_{v_{4}}^{+}}{dt} + R_{v_{4}}I_{v_{4}}^{+} = -(M_{v_{4c_{1}}} - M_{v_{4c_{2}}})\frac{dI_{c}}{dt}^{-} - I_{p}2\pi Rb_{rv_{4p}}\frac{dz}{dt} - M_{v_{4v_{1}}}\frac{dI_{v_{1}}^{-}}{dt} - M_{v_{4v_{2}}}\frac{dI_{v_{2}}^{-}}{dt} - M_{v_{4v_{3}}}\frac{dI_{v_{4}}^{+}}{dt}$$

$$(15-3)$$

プラズマが上に移動すると dz/dt の符号は正で、上側にある真空容器では b_{rv1p}>0, b_{rv2p}>0 なので、-向きの電流 I_{v1}, I_{v2} が 誘導され、下側にある真空容器では db_{rv3p}<0, b_{rv4p}<0 なので+向きの電流 I_{v3}, I_{v4} が誘導される.

以上のすべての式を微分項を左にまとめた形式で表すと次のようになるが Mathematica では自由に書ける.しかしな がら,実際に Mathematica で解く場合は,方程式の左辺から右辺を引いて残差関数を作り,残差を0にするような機能を 利用する.即ち,NDSolve において Method->{"EquationSimplification" -> "Residual"} の文を使用している.

$$\begin{cases} P: & nmV \frac{d^{2}z}{dt^{2}} = \frac{\mu_{o}I_{p}^{-2}}{2R} \Gamma(-n_{index}) z - I_{p} 2\pi R(b_{rpc1} - b_{rpc2}) I_{c} \\ & - I_{p} 2\pi R b_{rpV1} I_{V1} - I_{p} 2\pi R b_{rpV2} I_{V2} - I_{p} 2\pi R b_{rpV3} I_{V3} - I_{p} 2\pi R b_{rpV4} I_{V4} \\ C: & \left\{ I_{p} 2\pi R(b_{rc1p} - b_{rc2p}) - V_{cd} \right\} \frac{dz}{dt} + (2L_{c1} - 2M_{c1c2}) \frac{dI_{c}}{dt} + (M_{c1V1} - M_{c2V1}) \frac{dI_{V1}}{dt} + (M_{c1V2} - M_{c2V2}) \frac{dI_{V2}}{dt} \\ & + (M_{c1V3} - M_{c2V3}) \frac{dI_{V3}}{dt} + (M_{c1V4} - M_{c2V4}) \frac{dI_{V4}}{dt} = \left\{ V_{cp} (z - z_{o}) - 2R_{c}I_{c} \right\} \\ V_{1}: & I_{p} 2\pi R b_{rV1p} \frac{dz}{dt} + (M_{V1c1} - M_{V1c2}) \frac{dI_{c}}{dt} + \left(L_{V1} \frac{dI_{V1}}{dt} \right) + M_{V1V2} \frac{dI_{V2}}{dt} + M_{r1V3} \frac{dI_{V3}}{dt} + M_{V1V4} \frac{dI_{V4}}{dt} = -R_{V1}I_{V1} \\ V_{2}: & I_{p} 2\pi R b_{rV2p} \frac{dz}{dt} + (M_{V2c1} - M_{V2c2}) \frac{dI_{c}}{dt} + M_{V3V1} \frac{dI_{V1}}{dt} + \left(L_{V2} \frac{dI_{V2}}{dt} \right) + M_{V2V3} \frac{dI_{V3}}{dt} + M_{V2V4} \frac{dI_{V4}}{dt} = -R_{V2}I_{V2} \\ V_{3}: & I_{p} 2\pi R b_{rV3p} \frac{dz}{dt} + (M_{V3c1} - M_{V3c2}) \frac{dI_{c}}{dt} + M_{V3V1} \frac{dI_{V1}}{dt} + M_{V3V2} \frac{dI_{V2}}{dt} + \left(L_{V3} \frac{dI_{V3}}{dt} \right) + M_{V3V4} \frac{dI_{V4}}{dt} = -R_{V3}I_{V3} \\ V_{4}: & I_{p} 2\pi R b_{rV4p} \frac{dz}{dt} + (M_{V4c1} - M_{V4c2}) \frac{dI_{c}}{dt} + M_{V4V1} \frac{dI_{V1}}{dt} + M_{V4V2} \frac{dI_{V2}}{dt} + M_{V4V3} \frac{dI_{V3}}{dt} + \left(L_{V4} \frac{dI_{V4}}{dt} \right) = -R_{V4}I_{V4} \\ (16-1) - (16-6) \end{cases}$$

6.4 4個の真空容器電流よりなる回路方程式の数値解

これらの連立微分方程式を n_{index}=-0.2 の負の不安定な場合について Mathematica を用いて数値的に解く.ここでは定 性的な性質を確認するために,真空容器電流のインダクタンスと抵抗は円断面の式

$$L_{v_1} = \mu_0 r_{v_1} \left(\log \left[8r_{v_1} / a_{v_1} \right] - 2 \right) \qquad R_{v_1} = 7.2 \times 10^{-7} \times 2\pi r_{v_1} / \left(\pi a_{v_1}^2\right)$$

を用いた. 寸法は真空容器の厚さを考慮して内側では主半径 r_{v1} =0.23 m, 小半径 a_{v1} =5 mm, 外側が主半径 r_{v1} =1.2 m, 小半径 a_{v2} =2 cm とした. インダクタンスは内側真空容器で L_{v1} =1.13 μ H, 外側真空容器で L_{v2} =6.29 μ H, 抵抗は内側で R_{v1} =0.0132 Ω , 外側で R_{v2} =0.004 Ω となる. また, 水平磁場制御コイルの抵抗は R_{HC} =0.011 m Ω とした.

この微分方程式が正しく解けているかを確認するために,真空容器や制御コイルの抵抗値を1x10⁸倍大きくして計算 した.その結果,真空容器電流は流れず,プラズマの位置は9 µs 程度で 2cm 移動する Fig.6 の右図と全く同じ波形が 得られ,正しく解けていることが確認できた.

6.4.1 真空容器効果,制御コイルはあるが制御しない場合: V_{cd}=V_{cp}=0

真空容器や制御コイルの抵抗をそのままの値とし, Fig. 13(左)に示すように、"+"向きのプラズマ電流の初期位置を 1 mm とすると、プラズマは上に t~12 μs で 2cm 変位する.そのとき上側の真空容器(V1,V2)と水平磁場コイル(HC)に は Fig. 13(右)に示すように "-"向きの電流が誘起される(Fig. 10 参照).下側の真空容器(V3,V4)と水平磁場コイルに は "+"の電流が流れる.このように真空容器や制御コイルに誘導電流が流れることによってプラズマ位置の若干の安定 化につながることがわかる.また、ここでは真空容器の外側側面(V2,V3)のインダクタンスが大きいので、真空容器電 流はなかなか増大しない.



Fig. 13. (Left)Plasma position, (Right) Vacuum chamber current and control coil current(HC)

6.4.2 微分制御を行う場合 (D制御:V_{cd}=-0.31, P制御:V_{cp}=0)

プラズマ垂直位置制御で重要なのが微分制御(D制御)である.微分制御とは偏差の将来動向を予測して,その変化を 抑制するために用いる制御法で,"+"方向のプラズマ電流が上に移動しようとすると,上の水平磁場制御コイルに素早く "-"方向に電流を流して反発抑制するような制御である.

次の回路パラメータの場合 (n_{index} =-0.2, 比例制御ゲイン V_{cp} =-0, プラズマ位置設定値 z_{o} =0, 初期プラズマ位置 z_{p0} =1 mm), 微分制御ゲインを V_{cd} =-0.3 とおけば, Fig. 14(左) に示すようにプラズマ位置は上 z_{p} =7 mm 程度でピークとなりそ れ以後は減少するが, z=0 にはならない. 位置を維持するために上の制御コイル (HC) には"-"方向のコイル電流が流れ 続けているのがわかる (Fig. 14-(右)). また V2 と V3 の電流の方向が逆転しているが, これは制御コイル HC の電流によ って逆誘導されたからである.即ち,上の HC には"-"の電流が流れるのでその近くの V2 には"+"の真空容器電流が 流れる.



Fig. 14. Plasma position control using Drivative (D) control for n_{index} =-0.2 and the differential gain V_{cd} =-0.3.

6.4.3 PD 制御を行う場合 (D 制御ゲイン Vod=-0.3, P 制御ゲイン Vop=-500)

微分制御に比例制御(P制御)を加えると,プラズマ位置を設定値 $z_o=0$ に維持することができて偏差を減らせる.次の 回路パラメータの場合($n_{index}=-0.2, V_{cd}=-0.3, z_o=0, z_{p0}=1 mm$), $V_{cp}=-500$ とおけば Fig. 15(左)に示す様にプラズマ位置は 次第に中心に近づいていく.また,制御コイル電流はプラズマ位置に応じて制御され,真空容器電流はプラズマの位置と 制御コイル電流に対応するように流れることがわかる.



6.4.4 プラズマ質量を 100 倍した時の PD 制御

TSC シミュレーションで行われているように^{5),6)}, 人為的にプラズマ質量を 100 倍程度にすると高周波のアルベーン振 動数が減衰し,ゆっくりとしたプラズマの動きが見えやすくなる. Fig. 15 と同じ計算条件で,質量のみを 100 倍にした 計算結果を Fig. 16 (左) に示す.プラズマの動きは滑らかになり,その位置は Fig. 15 の平均的な位置とほぼ同じになる.



Fig. 16. Plasma position control with the same parameters except for the mass multiplication factor of G_{mass} =100.

このように真空容器電流の個数は4個と少ないが,真空容器電流の極性や制御コイル電流ともに合理的に動作していることが確認できる.また微分制御やPD制御によってプラズマ位置が正しく制御されることがわかった.このように合理的な計算結果が得られたことから,6x6の連立回路方程式は正しく構成されていると考えられる.この結果をもとにさらに58個の真空容器に分割して,60x60の連立回路方程式の数値計算に進んだ.

7 全 PF コイル電流による合成 n-index

以上のようにプラズマ位置の垂直位置制御には n-index の値が重要なのでここで詳しく調べる. QUEST に設置されて いる PF コイルの作る n-index は個別には以下の様になっている.

[1]垂直磁場コイル PF26: n_{index}~+0.4
 [2]垂直磁場コイル PF17: n_{index}~-0.1
 [3]内側ダイバータ PF35-1: n_{index}~-0.8
 [4]外側ダイバータ PF35-2: n_{index}~-0.5

しかし実際の放電ではこれらの PF コイルの組み合わせで成り立つので、最終的な n-index は上の[1]~[4]の PF コイルの作る合成垂直磁場からなる次式で与えられる.

$$n_{index} = -\frac{R}{\sum_{1}^{4} B_z} \left\{ \frac{\partial \left(\sum_{1}^{4} B_z\right)}{\partial R} \right\}$$

これは放電時間とともに変化することにも留意が必要である.

Fig. 17 に示す#23253 のダイバータオーミック放電の t=1.37s 時の各コイル電流の作る合成磁場の場合の n-index の 分布を Fig. 18 に示す.

最小値は n_{index}~ -0.2 となり上下に不安定であるが,そこがプラズマ中心であるかどうかは詳しく調べる必要がある. なお, Fig. 17 の実際の放電ではプラズマは 22 ms で 2cm 上下に変位しているので, 垂直位置の制御が必要であることを示している.



8 60 x 60 の回路方程式の構成

実際の実験条件に近づけるために,真空容器電流回路を上下 29 個ずつ合計 58 個まで増やして,60 x 60 の連立微分方 程式として計算を進める.(18-1)式はプラズマの垂直方向の運動方程式,(18-2)式は水平磁場(HC)コイル制御回路,(18-3)~(18-6)式は 4 個の真空容器電流回路(下線部)を表す. "……"や(18-7)-(18-60)は真空容器電流回路を 58 個まで追加 した部分を表す.

$$\begin{cases}
P: nmV \frac{d^{2}z}{dt^{2}} = \frac{\mu_{o}I_{p}^{2}}{2R} \Gamma(-n_{index}) z - I_{p} 2\pi R(b_{rpc1} - b_{rpc2}) n_{c}(I_{c}) - I_{p} 2\pi R b_{rpV1}(I_{V1}) - I_{p} 2\pi R b_{rpV2}(I_{V2}) - I_{p} 2\pi R b_{rpV3}(I_{V3}) - I_{p} 2\pi R b_{rpV4}(I_{V4}) \\
C: \left\{ I_{p} 2\pi R(b_{rc1p} - b_{rc2p}) - V_{cd} \right\} \frac{dz}{dt} + \left(2L_{c1}[n_{c}] - 2M_{c1c2}n_{c}^{2} \right) \frac{dI_{c}}{dt} + n_{c} \left(M_{c1V1} - M_{c2V1} \right) \frac{dI_{V1}}{dt} + n_{c} \left(M_{c1V2} - M_{c2V2} \right) \frac{dI_{V2}}{dt}
\end{cases}$$
(18-1)

$$+n_{c}\left(M_{clV3}-M_{c2V3}\right)\frac{dI_{V3}}{dt}+n_{c}\left(M_{clV4}-M_{c2V4}\right)\frac{dI_{V4}}{dt} \cdots =V_{cp}\left(z-z_{o}\right)-2R_{c}\left[n_{c}\right]I_{c}$$
(18-2)

$$\begin{cases} V_1: I_p 2\pi R b_{rV_{1p}} \frac{dz}{dt} + (M_{V_{1c1}} - M_{V_{1c2}}) n_c \frac{dI_c}{dt} + (L_{V_1} \frac{dI_{V_1}}{dt}) + M_{V_{1V_2}} \frac{dI_{V_2}}{dt} + M_{V_{1V_3}} \frac{dI_{V_3}}{dt} + M_{V_{1V_4}} \frac{dI_{V_4}}{dt} \cdots = -\frac{R_{V_1} I_{V_1}}{dt} \end{cases}$$
(18-3)

$$V_{2}: I_{p} 2\pi R b_{rV_{2p}} \frac{dz}{dt} + (M_{V_{2c1}} - M_{V_{2c2}}) n_{c} \frac{dI_{c}}{dt} + \frac{M_{V_{2V1}}}{dt} \frac{dI_{V1}}{dt} + (L_{V2} \frac{dI_{V2}}{dt}) + M_{V_{2V3}} \frac{dI_{V3}}{dt} + M_{V_{2V4}} \frac{dI_{V4}}{dt} \cdots = -\frac{R_{V2}I_{V2}}{R_{V2}}$$
(18-4)

$$V_{3}: I_{p} 2\pi R b_{rY3p} \frac{dz}{dt} + (M_{Y3c1} - M_{Y3c2}) n_{c} \frac{dI_{c}}{dt} + \frac{M_{Y3Y1}}{dt} \frac{dI_{Y1}}{dt} + M_{Y3Y2} \frac{dI_{Y2}}{dt} + \left(L_{Y3} \frac{dI_{Y3}}{dt}\right) + M_{Y3Y4} \frac{dI_{Y4}}{dt} \cdots = -\frac{R_{Y3}I_{Y3}}{dt}$$
(18-5)

$$\frac{V_4 : I_p 2\pi R b_{rY4p} \frac{dz}{dt} + (M_{r4c1} - M_{r4c2}) n_c \frac{dI_c}{dt} + M_{r4r1} \frac{dI_{r1}}{dt} + M_{r4r2} \frac{dI_{r2}}{dt} + M_{r4r3} \frac{dI_{r3}}{dt} + (L_{r4} \frac{dI_{r4}}{dt}) \dots \dots = -R_{r4} I_{r4}}{(18-6)}$$
(18-6)
(18-7) ~ (18-60)

ただし, Γ =log(8R/a)+ $\ell_i/2+\beta_p$ -1.5, b_{rpc} は制御コイルが, b_{rpV} はそれぞれの真空容器電流がプラズマ部に作る単位電流あ たりの水平磁場である.水平磁場制御(HC)コイルの実際のパラメータは n_c=6 巻, L_c=0.187 mH, R_c=1.92 mΩ, I_c=2.5 kA/turn で, I_cはコイルー本に流れる電流である.従って水平磁場制御コイル電流の n_c倍が実際の水平磁場を与える.また,相 互インダクタンスもコイルー本の値であるから n_c倍する必要がある.計算にあたっては今までのパラメータよりも現実 の実験パラメータに近い n_{index}=-0.2~-0.069, R_p=0.68 m, a=0.44 m, I_p=50 kA,縦横比κ=1.4, プラズマ体積 V=3.63 m³, n_e=2x10¹⁸ m⁻³, nmV=1.21657x10⁻⁸ kg, Γ =1.61, ℓ_i =0.8, β_p =0.2 とした.

また,上述した水平磁場制御コイルの実測抵抗値と自己インダクタンスに合わせるために,今までに用いてきた抵抗を g_{RC}=161.6 倍し,自己インダクタンスを g_{LC}=41.38 倍して計算した.

$$R_{C} = 1.68 \times 10^{-8} \frac{2\pi r_{c}}{(0.1 \times 0.1)} g_{RC}, \qquad L_{C1} = \mu_{0} r_{c1} \left(\log \left[8r_{c1} / a_{RC} \right] - 2 \right) \times g_{LC}$$

8.1 58 個の小長方形による真空容器の分割

初期段階では真空容器電流コイルの断面を小円形としていたが、抵抗値が大きく変わるので、より正確な上下それぞれ 29 個、全 58 個の小長方形で近似した。長方形近似コイルの1 個の 自己インダクタンスと抵抗は次の式で与えた.

$$L_{v} = \mu_{o} r_{v} \left[Log \frac{8r_{v}}{\sqrt{S_{v} / \pi}} - 1.75 \right] , \qquad R_{v} = \eta \frac{2\pi r_{v}}{S_{v}}$$

ただしr_sは各真空容器電流コイルの主半径, S_vは各長方形の面積で ある.真空容器の端部ではFig.19に示すように電流中心が長方形断面 積の中心にあるように再調整した.





Fig.19 Upper vacuum chamber composed of small rectangular shapes



長方形断面近似による抵抗値は真空容器全体で 47 $\mu\Omega$ となる. 実測値はないので大雑把に計算してみると 1 個の電流 コイル回路を 2 mΩとすると、並列抵抗は 2 mΩ/58 ~ 34 μ Ωとかなり近い値になる. 一方、円形断面近似ではこの値より 約 2 倍以上大きく 100 μ Ω程度なので、真空容器電流が結果として小さくなる. このように近似の仕方で設計に大きな影響を及ぼすので、より正確な抵抗値の評価は重要である.

真空容器を小長方形で近似した図とその中心位置を Fig. 20 に示す.

8.2 58 分割時のプラズマ変位と実験結果の比較

真空容器を 58 個の小長方形に分割して、制御なしでプラズマを変位させる計算を行うと1 mm から2 cm 変位するのに 4.0 ms しかかからない.これは#23253 の実験結果よりも 5.2 倍程度速い変位速度である.その原因を調べるために実 験時に設置されていた上下のダイバータ板の効果も考慮して計算する [注:ここでは 68 x 68 の連立方程式を解いた].厚 さ5 mm の SUS 製のダイバータ板は実際にはトロイダル方向に絶縁されてはいるが、ここではトロイダル方向に連続と仮 定して計算する.その結果、Fig.21 (右) に示すように n_{index} =-0.2(G_{mass} =100)の場合に1 mm から2 cm 変位するのに 4.1 ms と 0.1 ms 長くなるだけでほとんど影響はない.

次に可能性があるのは n_{index}の値の取り方である.なぜなら n_{index}=-0.2 は単に n-index 分布での最小値であり,広がり を持つプラズマの代表的な値ではないからである.これについては **§**9 で詳しく述べる.



Fig.21 (Left) Vacuum chamber with upper and lower divertor plates. (Right) Plasma position for n_{index} =-0.2 (G_{mass}=100) with divertor plates without control.

ここでは変位速度が同程度になるような n-index を探した. Fig. 22 に示すように, #23253 の変位速度と同じ値(2 cm 変位/22 ms)を得るには n_{index}=-0.069 のときである.以下ではこの n_{index}=-0.069 を用いて現在整備中の電源回路を用いて 制御が可能かどうかを調べる.次にはこの n-index の値が妥当かどうかも詳しく調べる.



Fig.22 Plasma position for n_{index} =-0.069 (G_{mass}=100) without control and divertor plates.

なお,前述したように,プラズマ質量を100倍(G_{mass}=100)として計算したが,プラズマ質量を増やしてもアルベーン高 周波振動がなくなるだけで,プラズマの変位速度自体はほとんど変わらない.従って実際の制御回路の設計に当たっては 質量を100倍程度にとり高周波の電圧変動を減らし,ゆっくりしたプラズマ位置の変動に対して制御できるような回路 を設計すれば良いので,以下では質量を100倍に固定した.

8.3 n_{index}=-0.069の場合の微分制御と比例制御によるプラズマ垂直位置制御

nindex=-0.069の場合、上下の移動速度は減少するのでより制御しやすくなる.

8.3.1 初期変位を2 cm にした場合

初期変位を 2 cm に設定するためにしばらくなにも制御しない状態を保ち, 21.5 ms たったら微分ゲイン V_{cd} =-5,比例ゲイン V_{cp} =-1000 で制御コイル電圧を印加する.(注:これを実行するには Mathemmatica において Which 文を使う.例 えば

 $V_{cd} = Which [0 \le t \le 0.0215, 0, 0.0215 \le t, v_{cd0}];$

とおくと t <0.0215 s では V_{cd}=0 で, その後は有限の値 V_{cd}=V_{cd0}を使うことになり制御が可能となる). Fig. 22 に示すよう に負の微分ゲインで HC コイルに電圧を印加すると 15 ms 程度でプラズマ位置を元に戻すことができる. このときの HC のパラメータは I_{HC}=-100 A, V_{HC}=30 V, P_{HC}=1 kW であるが, これは現在準備中の電源(I_{HC}=200 A, V_{HC}=200 V, P_{HC}=50 kW)の 対応範囲内に入っている.

また,代表的な4つの真空容器電流波形を Fig.23(e)に示す.これは Fig.10 に示す真空容器電流にほぼ近い場所での波形である.制御していない時間にプラズマは上部に2 cm 程度移動するが,真空容器の上側では負の方向に電流が誘導される.制御が開始すると同時にそれらの真空容器電流の極性は制御コイルからの誘導により逆転し,その後減衰していく.





Fig.23 Time evolution of (a) the plasma pos ition (Black) and differential gain (Blue), (b) the control current of HC, (c) the applied voltage of HC power supply, and (d) the power consumption in the HC power supply. (e) four vacuum chamber currents of V1~V4 almost corresponding to Fig. 10. At t= 21.5m s, the voltage is applied with the differential gain of V_{cd}=-5 and proportional gain of V_{cp}=1000 for the plasma mass multiplication of 100. Set point of plasma is z_p=0. (n_{index}=-0.069)

HC コイルに電圧を印加する前後の真空容器電流等を Fig. 24 に 3 次元で表示する. 垂直に自由に移動している場合の 20 ms では,真空容器インボード側に多く電流が流れ,上部には負の方向の,下部には正の方向の真空容器電流が流れる. HC 制御コイルを投入した後 23 ms では上部の HC コイルに大きな負の方向の制御電流が流れるために,その近くの真空容器には正方向の大きな電流が誘導され,即ち逆方向に流れて HC の影響を打ち消そうとする.また遠くの真空容器インボード側にも小さいながら正方向の電流が誘導されているのがわかる. これらの真空容器電流によって印加した磁場が弱められているので,HC コイルを真空容器の内側に設置した場合にどの程度制御が改善されるか興味深い(§8.3.3.参照).



Fig.24 3D view of the vacuum chamber and HC control coil current at (Left) t=20 ms and (Right) t=23 ms for initial plasma position of 2 cm above the equatorial plane.

8.3.2 初期変位を6 cm に大きくした場合

次に同じ n_{index} =-0.069 で,初期変位を6 cm まで大きくしてどこまで制御可能かを調べる.制御パラメータは G_{mass} =100, 微分ゲイン V_{cd} =-4,比例ゲイン V_{cp} =-300 とする.その結果を Fig. 25 に示す.HC のパラメータは I_{HC} =200 A, V_{HC} =50 V, P_{HC} =4 kW となり,これも現在準備中の電源(I_{HC} =200 A, V_{HC} =200 V, P_{HC} =50 kW) で対応可能と考えられる.しかし注意すべきはここでは HC 制御回路の外部インダクタンスは含まれていないことである.回路を制作して電源を設置する場合はこの外部インダクタンスをいかにして小さくするかが重要になる.また,代表的な4つの真空容器電流波形をFig. 25 (e) に示す.これは Fig. 10 に示す真空容器電流にほぼ近い場所での波形である.Fig. 23 (e) と同様な挙動である.

また, Fig. 26 に HC コイルに電圧を印加する前後の真空容器電流等を 3 次元で表示する.



Fig.25 The same as Fig. 22 except for the voltage application time of 0.0305 s. $(n_{\text{index}}{=}{-}0.069)$



Fig.26 3D view of the vacuum chamber and HC control coil current at (Left) t=28 ms and (Right) t=35 ms for initial plasma position of 6 cm above the equatorial plane.

8.3.3 制御コイルを真空容器中に設置した場合

制御コイルに電流を流すとその周辺の真空容器に逆電流が流れそれが制御に影響を与えていることが明確になった. ここでは制御コイルを真空容器中に設置した場合,どの程度制御が楽になるかを調べた.まず,(1.1258,+1.150)と(1.1258, -1.150)にあった HC コイルを Fig. 26 に示すように,(0.9,+0.9)と(0.9,-0.9)に移動した.



Fig. 27 Set position of the inner HC coil.

同じく初期変位を6 cmに大きくした場合の結果をFig.28に示す.制御パラメータは G_{mass}=100, 微分ゲイン V_{cd}=-2, 比例ゲイン V_{cp}=-300 とする. Fig.28 からわかるように HC コイル電流と電源パワーを約半分程度に減らすことができる. このように制御回路にとっては確かに改善されることがわかる. これは HC コイルがプラズマにより接近したので,制御パワーを低減する効果とともに, HC コイルに近い外側真空容器に誘導される電流も小さくなったからであろうと考えられる.



Fig. 28 The same condition as in Fig.25 except for the HC coil position. $(n_{index}=-0.069)$

電流分布の重みを考慮した n-index 9

プラズマの上下位置安定性を知る上で重要なのが nindex の値である. §7 までは合成 PF コイルの作る垂直磁場の nindex の最小値(n_{index}=-0.2)をとっていた.しかしそれでは実験値とは合わないので§8.3からは実験値に合う n_{index}(-0.069)を用いて制御回路の計算を行ってきた.しかし実際にはプラズマが存在する領域では nindex は一様ではなく分布し ているので n_{index}(x, y)となり、電流密度を重みとして n_{index}の平均値を計算することは合理的と考えられる. Fig. 29 に示すようにプラズマ境界を楕円で表す.

> h а х

Fig. 29 Plasma cross section with elliptic circle

電流分布を次の式で表す. 楕円の外では電流密度は0とする.

$$\begin{cases} J(x,y) = J(0) \left\{ 1 - \left(x - r_p\right)^2 / a^2 - y^2 / b^2 \right\}^{\alpha_j} & : \left(x - r_p\right)^2 / a^2 + y^2 / b^2 < 1 \\ J(x,y) = 0 & : \left(x - r_p\right)^2 / a^2 + y^2 / b^2 > 1 \end{cases}$$
(18)

ただしr_pはプラズマ主半径. a_jは電流分布係数である.電流分布を重みとするプラズマ内部のn_{index}(x, y)の平均値は次の 2重積分の式になる.

$$\overline{n_{index}} I = \iint n_{index}(x, y) J(0) \left\{ 1 - \left(x - r_p\right)^2 / a^2 - y^2 / b^2 \right\}^{\alpha_j} dx \, dy$$

ここで n_{index}(x, y)=1 とおけば,電流密度の積分値 I が求まる.従って n-index の平均値は

$$\overline{n_{index}} = \frac{\iint n_{index} \left(x, y\right) \left\{ 1 - \left(x - r_p\right)^2 / a^2 - y^2 / b^2 \right\}^{\alpha_j} dx \, dy}{\iint \left\{ 1 - \left(x - r_p\right)^2 / a^2 - y^2 / b^2 \right\}^{\alpha_j} dx \, dy}$$
(19)

となる. ここで全 PF コイル電流の作る合成磁場の n_{index}(x, y) は次の(15) 式を用いる.

$$n_{index}(x,y) = -\frac{R}{\left(\sum B_z\right)} \left(\frac{\partial \left(\sum B_z\right)}{\partial R}\right)$$

さらにプラズマ中心のシャフラノフシフト効果を表すために、電流密度関数の前に一次関数の係数をかけた

$$(1+cd(x-r_p)/a)\left\{1-(x-r_p)^2/a^2-y^2/b^2\right\}^{\alpha_j}$$

を新たに電流密度分布として積分する. Fig. 30(左) に示すように cd=0 の場合は左右対称でシャフラノフシフトはない が、cd=0.5の場合は右図に示すようにピーク値がトーラス外側にずれるシャフラノフシフトを表す.





Fig.30 (Left) Symmetric current density profile with cd=0
 (Right) Asymmetric current density profile with cd=0.5 to simulate the Shafranov shift

9.1 QUEST のオーミックダイバータ放電実験(#23253)の n-index の平均値

#23253のPF コイル電流 I_{pf17}=1.1 kA, I_{pf26}=0.6 kA, I_{PF35-1}=-1.75 kA, I_{PF35-2}=-1.5 kA で, 放電最後に近い I_{CS}=0 の 場合の真空容器内の各点での n-index (黒) とプラズマ電流密度の等高線(赤)を Fig. 31(左)に示す. Fig. 31(右)には 積分前の被積分関数

$$n_{index}(x,y)J(0)\left\{1-(x-r_p)^2/a^2-y^2/b^2\right\}^{\alpha_j}$$

を示す. プラズマ電流密度の等高線で示すプラズマ主半径を $r_p=0.865m$ として, a=0.45m, b=1.4a=0.63m, 非対称係数 cd=0.5, 電流分布係数 $\alpha_j=1$ の場合の平均 n-index を計算すると $n_{index}(av)=-0.0525$ が得られる. Fig. 31(左)に示す濃い実線のトーラス外側は n-index が正で, その内側は負なので全体的な n-index は負になることがわかる.



Fig.31 (Left) Contour map of n-index for $I_{\rm CS}{=}0$ kA in QUEST (Right) 3D view of the integrand composed of n-index and current density profile with cd=0.5

しかしながら放電の立ち上げフェーズでは CS 電流とプラズマ電流は同方向なので、例えば Fig. 32(左)に示す I_{cs}=-2 kA の場合でその他は上と同じパラメータの場合、n-index 分布は中心の赤道面付近で正となる領域が広くなる.また Fig. 32(右)でも n-index が赤道面付近で正となる領域が確認できる.従って、平均値は n_{index}(av)=+0.148 と正になる. このように n-index が正になる領域がトーラス内側から外に広がる.



Fig. 32 (Left) Contour map of n-index for I_{CS} =-2 kA in QUEST (Right) 3D view of the integrand composed of n-index and current density profile with cd=0.5

以上の#23253の場合の I_p立ち上げ時 (Fig. 33(左))のn-indexを計算した結果をFig. 33(右)に示す. I_p立ち上げ中は n_{index}>0 なのでほぼ上下に安定である. I_{CS} が-0.5kA 程度になってから上下に不安定になる. 即ち,立ち上げフェーズで は垂直位置制御がなくても安定な放電が得られ,フラットトップに近づくにつれて不安定になっていくことがわかる. なお,ここでは I_{CS}>0 での放電はまだ得られていないので,単純に値を外挿して得たあくまで近似的な予想である.



Fig.33 (Left) Schematic wave form of the Plasma current and CS current (Right) Averaged n-index vs CS current for normal D shape divertor operation (#23253)

9.2 QUEST のキャンセルコイル配位

QUEST ではオーミック放電の開始を容易にするために PF17 コイルのアウトボード側においた上下 1 対のキャンセルコ イル(CC)を用いてヌル領域を形成している. CC の巻き数を変えると n-index 分布も若干変わるので,ここでは巻き数を 1 と固定した場合のみを考える. 初期バイアス電流 Ics=-8 kA の時 CC のコイル電流も同じ Icc=-8 kA で, Fig. 34(左)に その時の磁束分布を,右に磁場強度分布を示す. 紫の線は 50 Gauss であり,内側の小円は 10 Gauss 以下の領域であ る. QUEST 装置では CS コイルとプラズマの距離が近いためにプラズマが CS コイル電流の影響を直に受けやすい. 一 方, ST 炉になるとプラズマと CS コイルの間にブランケットやトロイダルコイルがあるので,プラズマは CS コイル電流



Fig. 34. (Left) Flux profile in QUEST by cancelling coil with 1 turn, (Right) Corresponding profile of the magnetic field strength Red straight line shows CS coil and red dotted line plasma boundary

9.3 通常 D 配位における n_{index} のプラズマ位置依存性

Fig. 35 に示すように、プラズマ主半径がインボード側にあると CS の影響を大きく受けて、n_{index} は負の方向に大きくなる. 従って n_{index} の比較を行う際にはプラズマ位置の設定が重要である.また、プラズマ位置が極端にインボード側にある場合には n-index が無限大になる場合がある.



Fig.35 Dependencies of n-index on I_{CS} and plasma position

9.4 通常D配位における垂直磁場分布とnindexのLsk依存性およびn-index singularity

ここで理解を明確にする為に、QUESTにおけるCSとCCコイルの概略図とダブルスイング時のIcsが正の電流方向を Fig. 36に示す. CCが1巻の場合は打ち消しあって垂直磁場は0であるが、CCが 2巻になると上向の垂直磁場が発生する. QUESTではプラズマ中心でCSが変化しても垂直磁場ができない様に1巻きCCとしている. 従って、Fig. 37に示すようにIcs が増大してもキャンセルコイルのためにプラズマ中心での垂直磁場は一定である. これがキャンセルコイルを採用する 2つ目の理由である. 即ち、プラズマ電流を一定にした状態でパルス長を長くするにはCSコイル電流を増加させて誘導電 場を作らなければいけないが、その時に必要な垂直磁場も一定で済むからである.



Fig.36 3D schematic view of the Ohmic coil (CS), plasma current and canceling coil (CC)

同じFig. 37に示すように、CSコイル電流Icsを-4 kAから+8 kAまで変化させた場合の n_{index} の平均値を示す. プラズマは r=0.4~1.3mの範囲にある. CSコイル電流Icsの増加で、プラズマ中心の垂直磁場 B_z はほとんど一定であることはすでに 述べたが、インボード側では垂直磁場 B_z が減少していき、ついには負になる. つまりIcs=6 kAになったとき垂直磁場 $B_z=0$ となる点が発生し、 n_{index} の分母が0になる結果無限大となり、いわゆるsingularityがプラズマのインボード側のエッジに現れることになる. これはプラズマ位置を固定しているからである.

Icsを増大して Ics=+6kA とすると Fig. 38-(4)に示すようにプラズマのインボード境界で Bv=0 となり, n-index singularity が現れる. Fig. 39 (左) の n_{index} 分布の 3D 図に示す様にプラズマのインボード側で n_{index} が無限大になる. Fig. 39 (右) に示すように n-index singularity の個所では垂直磁場が 0 であり, そのさらにインボード側では垂直磁場は逆向きで, かつ水平磁場が生じる. この n_{index} が無限大になった箇所にもしプラズマが突然移動してくると, そこに は水平磁場があるので, 少しでも上下にずれていれば, 不安定になり垂直変位が発生し, ディスラプションの契機となる可能性がある.



Fig. 37 Dependence of n-index on ICS and vertical magnetic field on the plasma center PF coil currents are set at I_{pf17} =+1.1 kA, I_{pf26} =+0.6 kA, I_{pf351} =-1.75 kA, I_{pf352} =-1.5 kA.



Fig.38 (Left column) Vertical magnetic field when I_{CS} is changed from $I_{CS}\mbox{=-}2$ kA to +8 kA for CC=1 turn.



Red dotted lines show plasma boundary and plasma center



Fig. 39 (Left) 3D picture of n-index profile, (Middle) Contour map of n-index profile, (Right) Flux and magnetic field around the n-index singularity

9.5 n-index singularityの問題

CS電流の増加によってプラズマがゆっくり外に押し出されると、実際にはプラズマ中にはn-index singularityはでき ないと考えられる.ここではプラズマ断面を固定してn_{index}を計算したのでsingularityが現れたが、次に示すように平 衡計算を行ってみるとこのような問題は現れないことがわかる.

しかしながら、もしディスラプションに伴う熱クエンチがおきるとβ_pの急激な減少が起きるので、垂直磁場はすぐに は追従できずに一定の間印加されるので、プラズマは急に内側にシフトする可能性がある。そうするとプラズマのイン ボード側のエッジがn-index singularityに触れる可能性がある。n-index singularityの付近では垂直磁場が0で、水平 磁場も大きくなりプラズマ位置が上下に少しでも変位していれば、プラズマはすぐに垂直に移動しディスラプションに 至る可能性がある。従って、ディスラプションを防ぐには全PFコイルの作るn-indexを放電中に計算しておき、n-index が負の方向に増大して制御不可能なn-indexに近づく傾向にあればあらかじめ放電を終了させることが考えられる。放電 中のすべてのPFコイルのデータを用いるn-index計算アルゴリズムをQUESTに実装し、実験においてこれをモニターして みることは大変興味深い.

9.6 平衡コードによる解析

放電時間をさらに長くするためにダブルスイングして I_{cs} > 0 とする場合に実際に何が起きるかを平衡コードで調べる. そこで Python を用いた新しい長谷川コードを用いて平衡計算を行い, I_{cs} > 0 となる場合の性質を調べた. Fig. 40 に 示すように I_{cs}=-1, 0, +3, +6 kA の場合の平衡計算の結果とそれに対応する n-index の等高線を示した. Fig. 36 の略図 からもすぐにわかるように,正方向の CS 電流は,負の方向のプラズマ電流と逆方向なのでプラズマを外側に押し出すこ とがわかる. そのために PF17 コイルによる垂直磁場も増加させる必要が生じ,内側からも外側からも押される結果プラ ズマ小半径は小さくなり,縦に長い形状になる. またそれぞれに対応する下側の n-index の等高線からも n-index の平 均値が負の方向に増大していくことが読み取れる.



Fig. 40 (Upper) Positive D plasma equilibrium for I_{CS}=-1, 0, +3, +6 kA in QUEST calculated by new Hasegawa code. (lower) Corresponding contour map of n-index, Bold solid lines show n_{index}=0.

Fig. 41 にこの場合のプラズマ小半径と n-index の I_{cs} 依存性を示す. 実際 I_{cs} > 0 とするとプラズマ小半径は徐々に 小さくなり, n-index は"-"方向に次第に増大して上下に不安定になることがわかる.



Fig. 41 Averaged n-index (black diamond) and the minor radius a_p (red circle) vs CS current for positive triangular plasma calculated by the new Hasegawa code

9.7 QUEST における逆 D 配位実験の検討

今まではプラズマ断面が通常の D 型配位に関するものであった.近年,逆 D 配位のプラズマはアウトボード側にダイ バータストライクポイントがあるのでダイバータ熱流束を低減できたり,ELM なしの高閉じ込めモードを得ることができ たり等,次世代トカマクの可能性を秘めた運転モードである⁷⁰.また,スペインの SMART スフェリカルトカマクにおいて は逆 D 配位のプラズマ生成が議論されている⁸⁰.このような状況において,QUEST においても逆 D 配位を実現できるかど うかは興味深い.逆 D 配位の平衡解は以前の電流分布を固定しない長谷川コードでは不安定になりやすく求めにくかっ たが,電流分布を固定できる Python を用いた改良版の Hasegawa コードを用いると比較的容易に計算できる. Fig. 42 に逆 D 配位平衡の I_{CS} 依存性を示す. CS コイル配置は上下 3 分割であるが簡単のためにここでは直列接続とした. PF コイル電流は I_{Pf17t12}=2.1 kA, I_{pf26t36}=-0.6 kA, I_{pf35-1}=3.3 kA, I_{pf35-2}=-0.08 kA とし, I_{CS}=-1.4 kA, 0 kA, +1.0 kA, +2.0 kA の時の平衡配位を上段に, それに対応した n_{index} 分布の等高線を下段に示す. これらの平衡配位から分かる様に アウトボード側にダイバータ x 点があり, 逆 D 形状になっている. 立ち上げ最終状態に近い I_{CS}=-1.4 kA 時にはプラズ マ電流の方向も"-"で, CS コイルに引っ張られているので n_{index} は小さくあまり不安定ではない. I_{CS}=0 kA の時は CS からの影響がないので, 比較的きれいな逆 D 配位ができているが n_{index} =-0.34 となり通常 D 配位と比較して上下に不安定 である. 一方, ダブルスイング運転によってパルスを伸ばすために I_{CS} を正に増大させ、例えば I_{CS}=+1 kA にすると, "-"のプラズマ電流は CS によって外に押し出されるためにプラズマ断面形状が縦に細くなっていく. このようにパルスを 長くしようとして I_{CS} を正に増大させていくとプラズマ電流は CS から外に押され, 垂直磁場コイルからは内側に押され るために縦方向に細長くなり, 不安定となり, ついにはディスラプションに至るのではないかと考えられる.



Fig. 42 (Upper) Inverse D plasma equilibrium for I_{CS}=-1.4, 0, +1, +2 kA in QUEST (lower) Corresponding contour map of n-index, Bold solid lines show n_{index}=0.



Fig. 43 Averaged n-index and the minor radius vs Ohmic coil current (I_{CS}) for inverse D shape configuration

Fig. 42 の場合のプラズマ小半径と n_{index}の I_{cs} 依存性を Fig. 43 に示す. I_{cs}=-2 kA 付近で n_{index}~0 となるが, I_{cs}=0 kA で は n_{index}=-0.34 となり, Fig. 41 に示す通常 D 配位と比較して上下により不安定であることわかる.

最後に通常 D と逆 D 配位の場合の n-index を直接比較した図を Fig. 44 に示す. これより逆 D 配位の場合がより上下に 不安定であることがわかる.



Fig. 44 Comparison of n-index for normal D (PT) and inverse D (NT) shape plasma in QUEST

10 その他の問題

10.1 プラズマがより内側にあって nindex=-0.2 に増える場合

 I_{CS} を増大させると n-index が不安定の方向に大きくなって n_{index} =-0.2 になる場合,初期変位 1.5 cm の場合くらいならば制御は難しくなるものの現在準備中の電源で制御は可能である. 微分ゲイン V_{cd} =-8,比例ゲイン V_{cp} =-1000, (G_{mass} =100)の場合の制御応答結果を Fig. 45 に示す.



Fig. 45 The same as Fig. 23 except for the voltage application time of 0.003 s and initial plasma position of 2 cm. The voltage is applied with the differential gain of V_{cd} =-50 and proportional gain of V_{cp} =10⁴ for the plasma mass multiplication of 100.

10.2 ST 近似によるF

今までは高アスペクト比近似の垂直磁場の式を用いていた.実際にはST低アスペクト比近似の垂直磁場の式を用いなければいけない.高アスペクト比近似では $R_p=0.68$ m, a=0.44 m, 縦横比 $\kappa=1.4$, $\Gamma=1.61$, $\ell_i=0.8$, $\beta_p=0.2$ とした場合,

$$\Gamma = \left\{ \ln \frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - 1.5 \right\} = 1.6147$$

一方, ST 近似式では垂直磁場の式は次のようになる⁴⁾. この式は ST プラズマのインダクタンスの式から導くことができる⁹⁾.

$$B_{VE} = \frac{\mu_o I_p}{4\pi R} \left\{ \frac{1}{\mu_o} \frac{\partial L_p}{\partial R} + \left(\beta_p - \frac{1}{2} \right) \right\} = \frac{\mu_o I_p}{4\pi R} \left\{ \frac{1}{\mu_o} \frac{\partial L_s}{\partial R} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - \frac{1}{2} \right\}$$

ただしL。は外部インダクタンスで次の式で与えられる. 逆アスペクト比をε=a/R_p,縦横比をκとすると,

$$\frac{\partial L_s}{\partial R} = \mu_o \left\{ \frac{a(\varepsilon)(1-\varepsilon)}{(1-\varepsilon)+b(\varepsilon)k} \right\} - \mu_o \frac{\varepsilon c(\varepsilon)}{(1-\varepsilon)+b(\varepsilon)k} + \mu_o \left\{ \frac{a(\varepsilon)(1-\varepsilon)}{(1-\varepsilon)+b(\varepsilon)k} \right\} \frac{\varepsilon d(\varepsilon)}{(1-\varepsilon)+b(\varepsilon)k}$$

$$a(\varepsilon) = (1+1.81\sqrt{\varepsilon}+2.05\varepsilon) \ln(8/\varepsilon) - \{2.0+9.25\sqrt{\varepsilon}-1.21\varepsilon\}$$

$$b(\varepsilon) = 0.73\sqrt{\varepsilon} \left\{ 1+2\varepsilon^4 - 6\varepsilon^5 + 3.7\varepsilon^6 \right\}$$

$$c(\varepsilon) = \left\{ \left(\frac{0.905}{\sqrt{\varepsilon}} + 2.05 \right) \ln(8/\varepsilon) - \left(0.84 + \frac{1}{\varepsilon} + \frac{6.435}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \right\} (1-\varepsilon) - a(\varepsilon)$$

$$d(\varepsilon) = -1 + \frac{0.73}{\sqrt{\varepsilon}} \left\{ 0.5 + 9\varepsilon^4 - 33\varepsilon^5 + 24.05\varepsilon^6 \right\} \kappa$$

上と同じく Rp=0.68 m, a=0.44 m, 縦横比 κ =1.4, ℓ_i =0.8, β_p =0.2 とした場合,

$$\Gamma = \left\{ \frac{1}{\mu_o} \frac{\partial L_s}{\partial R} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - \frac{1}{2} \right\} = 1.210$$

と小さくなる.従ってnindex=-0.2よりも少し大きなn-indexでも対応可能になると考えられる.

11 逆 D 配位を用いた CHI 合体実験

逆 D 配位では下方にスペースができるので,QUEST の CHI 生成装置から発生する CHI プラズマを主プラズマに合体さ せることで燃料供給と電流を駆動させることが考えられる.筆者の QUEST における最終目標は逆 D 配位においてマルチ パルス CHI を利用した燃料供給と定常電流の維持,さらに最近ではリコネクションによるイオン加熱^{10,11}の一石三鳥効 果を狙うことである.

11.1 実験シナリオ

現在まだこれを実験できる段階ではないが、簡単な実験シナリオを示しておく.マルチパルス CHI 入射装置を製作したのちに、50 k A 程度の逆 D 配位のオーミック放電のもとで CHI 生成を行い合体実験を行う.幸い最近の QUEST における CHI 実験でプラズマ電流の閉磁気面が生成されているのでその可能性は高い¹²⁾. Fig. 43 や Fig. 44 に示した様に、逆 D 配位の場合 I_{cs}を増やしてパルスの延長を図ると上下不安定になりやすいので、n-index=-0.2 程度となる I_{cs}=-1.4 kA の時 点からマルチパルス CHI 入射を行なって定常状態が作れるかどうかを実験的に試してみる.その為には CHI の電極間距 離を調整したり、ガスパフ量の最適化を図るなどの基礎的な実験が必要である.また CHI の電源の改造も必要となる.

Fig. 42の I_{CS} =-1.4の場合の逆 D 平衡配位時の PF コイルパラメータ I_{Pf17} = 2.1 kA, I_{pf26} = -0.6 kA, I_{pf4cc} =-1.4 kA, I_{pf35-1} =3.3 kA, I_{pf35-2} =-0.08 kA, R_p =0.75 mのオーミックプラズマの下方に CHI プラズマを生成する模式図を示す. 逆 D 配位のプラズマなので,通常 D 配位に用いる下内側の PF5-1 コイルの作る磁力線が下側にある CHI 電極(2つの短い黒線)を横切るので, CHI プラズマの生成は可能である.通常 D 配位を用いると PF5-1 コイルでダイバータ配位を作るので, CHI プラズマの生成は難しくなるからである.実験の初期には逆 D 配位にこだわることなく,オーミックリミター 放電でも CHI 電極が使用可能ならばこちらを優先する方が良い.



Fig. 46 (Left) Ohmic discharge of I_p=-50 kA with inverse D shape plasma before application of CHI (Right) 30 kA CHI plasma is merging to the Ohmic plasma. High energy ions are ejected into both sides due to reconnection event. Two short and vertical black bars at the bottom are the electrodes for CHI.

Fig. 46 の右図に示す様に2つのプラズマが合体しリコネクションを起こすと,合体面の両側に高エネルギーイオンが 放出される.インボード側に放出されたイオンはトロイダル磁場が大きいので,閉じ込められる可能性があるが,アウト ボード側の弱い磁場の方向に放出されたイオンは閉じ込められないかもしれない.しかし,半分は閉じ込められる可能性 はあるので全体としてイオン加熱が期待できるかもしれない.

また,その実験時すべてがうまく行った時の放電波形の概略図を Fig. 47 に示す. 50 k A 程度の逆 D 配位のオーミック 放電のもとで CHI 生成を繰り返して行い合体させることによって,燃料供給による密度の定常化,パルス電流駆動による プラズマ電流の準定常化,リコネクションによるイオン加熱の維持が可能となるかもしれない.

しかしながらメインのプラズマに CHI プラズマを合体させる場合,メインプラズマを動かないように制御しなければ いけないので,合体時にその都度メインプラズマを少し下の方に移動させるなど工夫が必要になるかもしれない.



Fig. 47 Schematic waveforms of the plasma current and CHI pulses.

このような実験は、兵庫県立大学のSTとして運転しているHIST装置においてダブルパルスCHI実験としてすでに行われている¹³⁾. そこではプラズマ電流の維持、密度の維持が実験的に示されている. 従って大型のSTである QUEST においてこのシナリオをさらに追究することは重要であろう.

11.2 磁束関係式による時間発展シナリオの考察

ここで用いる逆 D 配位は, PF26 コイル電流の方向が通常の D 配位放電とは逆で, プラズマ電流を逆誘導させる方向で ある. 従って, CS 磁束が少ない ST においてはブレークダウンから始まって 50 kA まで達することが可能かどうかが懸念 される. これは#23253の実験結果において得られる磁束からある程度推測することが可能である.

[1] 通常 D 配位での磁束消費

Fig. 16 の#23253 の実験結果において PF コイルは時間とともに変化する. t =0~1.37 s までの PF コイル電流の変化 量は ΔI_{pf17} =0.6 → 1.1 kA, ΔI_{pf26} =0 → 0.6 kA, ΔI_{PF351} = -1.0 → -1.75 kA, ΔI_{PF35-2} =-1.0 → -1.5 kA, ΔI_{cs} = -8.0 → -2.0 kA である. これからプラズマ電流 I_p =50 kA を得るために必要な PF コイルの作る磁束の変化量は, プラズマ中心 (R=0.68m) と各コイルの相互インダクタンスを用いて

$$\begin{split} \Delta \Phi_{PF} &= (M_{pPF17} \Delta I_{pf17} + M_{pPF26} \Delta I_{pf26} + M_{pPF351} \Delta I_{PF351} + M_{pPF352} \Delta I_{PF352}) + M_{pCS} \Delta I_{CS} \\ &= (1.21 \times 10^{-5} \times 500 + 2.22 \times 10^{-5} \times 600 + 1.06 \times 10^{-6} \times (-750) + 6.98 \times 10^{-6} \times 500) + 7.18 \times 10^{-6} \times 6 \times 10^{3} \\ &= (0.00609 + 0.0133 - 0.000797 - 0.00349) + 0.0431 \\ &= 0.0582 \ Vs \end{split}$$

となっている. ここでは PF26 コイルと CS による寄与が大きい. 一方, プラズマ側の磁束 Φ_{plasma} はプラズマ誘導磁束 (L_pI_p) とプラズマ抵抗磁束 $R_pI_p\Delta t$ の和,

 $L_p I_p + R_p I_p \Delta t = \Phi_{plasma}$

で表される.これが PF コイルの作る磁束の変化量ΔΦ_{FF} と同じになった時点で電流増加はストップする.パラメータが 明確ではないプラズマ抵抗磁束をこの関係式から逆算して推測すると

 $R_p I_p \Delta t = \Phi_{plasma} - L_p I_p = 0.582 - 0.030 = 0.028 Vs$

ここで、いろいろなプラズマ主半径の位置で評価するとほぼ $R_p I_p \Delta t = 0.017 \sim 0.028$ Vs の範囲にある. 従って次の逆 D 配位でもこの程度のプラズマ抵抗磁束となれば良い.

[2] 逆D配位での磁束消費

通常 D 配位では PF26 コイルの寄与が大きくプラズマ電流立ち上げに寄与していたが,逆 D 運転ではこれが逆方向になるのでプラズマ電流立ち上げの妨げになる.一方, IPF351 の方向は通常 D 配位とは逆方向で,プラズマ電流を駆動する方向である.

Fig. 48 に示すような I_p= 50 kA の逆 D 配位の平衡状態を得るためには, PF コイル電流を Δ I_{pf17}= 0.6 \rightarrow 2.1 kA, Δ I_{pf26}=0 \rightarrow -0.6 kA, Δ I_{PF351}=0 \rightarrow 3.3 kA, Δ I_{PF35-2}=0 \rightarrow -0.08 kA, Δ I_{cs}=-8.0 \rightarrow -1.4 kA と変化させる必要がある. ここで点線で示す波形は電流増加を妨げる効果を持つ. そのために必要な磁束はプラズマ中心 (R=0.75m) と各コイルの 相互インダクタンスを用いて

$$\begin{split} \Delta \Phi &= \left(M_{pPF17} \Delta I_{pf17} + M_{pPF26} \Delta I_{pf26} + M_{pPF351} \Delta I_{PF351} + M_{pPF352} \Delta I_{PF352} \right) + M_{pCS} \Delta I_{CS} \\ &= \left\{ 14.9 \times 10^{-6} \times 1.5 \times 10^{3} + 26.58 \times 10^{-6} \times (-0.6 \times 10^{3}) + 1.233 \times 10^{-6} \times 3.3 \times 10^{3} + 8.222 \times 10^{-6} \times (-80) \right\} \\ &+ 7.10 \times 10^{-6} \times 6.6 \times 10^{3} \\ &= \left\{ 0.0223 - 0.0159 + 0.0040 - 0.0006 \right\} + 0.04686 \\ &= 0.05667 \ Vs \end{split}$$

となり、通常 D 配位の場合の 0.0582 Vs よりも少ない磁束供給となる. ここでプラズマ抵抗磁束を逆算すると

 $R_{p}I_{p}\Delta t = \Phi_{plasma} - L_{p}I_{p} = 0.056673 - 0.04634 = 0.01032 Vs$

となるので,通常 D 配位時の値 0.028 よりも小さくなければいけない.即ち供給磁束が少ない分 50 k A を得るにはさら に RF を印加するなどして抵抗値を下げるような対策が必要であることを意味する.この様にして立ち上げたプラズマに 対して § 11.1 で述べた様に CHI を印加する.



Fig. 48 Planned PF coil current waveforms for inverse D-shape plasma in QUEST

12 まとめ

QUEST において逆 D 配位を利用したマルチパルス CHI 実験を行うために必要な,水平磁場制御コイル回路に要求される 電圧,電流,制御ゲイン等を得るために Mathematica を用いて真空容器の電流を計算する数値解析を行ってきた.

- 1. 真空容器を 58 個の小長方形で分割し、真空容器抵抗を精度良く求め、プラズマの垂直変位の運動方程式と制御コイル よりなる 60 x 60 の連立回路方程式を制御コイルパラメータを用いて数値計算した.
 - (1.1) まず、#23253のオーミックダイバータ実験結果のPFコイル電流から求まる最小値 n_{index}=-0.2の場合について計算した.真空容器以外の上下のダイバータ板がトロイダル方向に連続していると仮定しても、n_{index}=-0.2の場合プラズマ変位速度が実際の放電(#23253のオーミックダイバータ実験でのプラズマ垂直位置移動速度2cm/22ms)よりも5.3倍速いことが明らかとなった.
 - (1.2) その理由はプラズマ電流が広がりを持っているので、n_{index}も一様ではなく分布しているからだと考えられる. プラズマ中心部に近いところの n_{index}=-0.069 を用いると実際の放電と同じ変位速度になる.
 - (1.3) この n_{index}=-0.069の場合,回路に要求されるコイル電流,電圧は初期変位5.5cmまでは現在準備中の電源(I_{HC}=200 A, V_{HC}=200 V, P_{HC}=50 kW)で対応可能である.このように n-index の値を空間的広がりも考慮して精度よく求めることが,回路パラメータを十分に大きく設定できないような場合の位置制御には重要であることを見出した.
- 2. n_{index}の空間分布を考慮した解析において,プラズマ電流の分布を重みとした n_{index}の平均値を求める手法を確立した. それを運転シナリオの構築に利用し,プラズマ垂直位置制御投入時間を認識することの重要性を明らかにした.
- 3. n_{index}の空間分布を考慮した解析を行うことによって,通常D配位のダイバータ運転ではプラズマ電流の立ち上げフェ ーズでは n_{index} は正で,上下のプラズマ位置の制御を行うことなく,プラズマ電流を立ち上げることが可能であること がわかった.しかしながらダブルスイングで CS 電流が正になると n_{index} は負となるので,その時にはプラズマ垂直位 置制御が重要となる.

このように CS 電流の極性によって n-index が大きく変化するのは CS コイルからの漏れ磁場が大きいからである. これは一般にトカマクにおいて CS コイルを用いてロングパルスを得る場合, CS 電流の正負によって n-index の値が 変化するのでプラズマ垂直位置の制御に影響を及ぼす可能性があることを示しているので, さらなる研究が必要であ る.

- 4. 逆 D 配位では PF26 コイル電流が逆転するために、n_{index} は全体的により負の方向に大きくなり、上下不安定性が増大 するので、プラズマ垂直位置制御がより重要である.
- 5. n_{index}=-0.25 と大きくなるような場合でも、変位の少ない初期の段階で制御を投入しておけば、回路に要求されるコ イル電流、電圧は現在準備中の電源(I_{HC}=200 A, V_{HC}=200 V, P_{HC}=50 kW)で対応可能となる.変位が増大してから投入す ると現在準備中の電源では対応が難しくなる.また、プラズマ位置のセットポイントを放電中に調整できるようにし ておくと制御がやりやすくなる.また、水平磁場制御コイル回路の電源からコイル接続部までの外部インダクタンス を下げておくことが重要である.これらのことから n_{index}~-0.2 程度までは制御は可能ではないかと考えられる.
- 6. 逆 D 配位を利用したマルチパルス CHI 実験において,燃料供給,定常電流の維持,リコネクションによるイオン加熱の同時達成を試みるために必要な基礎的な研究がほぼ終了した.

謝辞

This work was carried out under the collaborating research program at National Institute for Fusion Science (NIFS19KUTR138, NIFS20KUTR149, NIFS21KUTR164, NIFS22KUTR174, NIFS23KUTR186).

参考文献

- 1) E.A. Lazarus, et al., Nuclear Fusion, **30** (1990) 111
- 2) S. Nishio, et al., Fusion Engineering and Design, 23 (1993) 17
- 3) 後藤憲一, 山崎秀一郎「詳解 電磁気学演習」共立出版株式会社
- Mitarai and Y. Takase, "Plasma Current Ramp-up by the Outer Vertical Field Coils in a Spherical Tokamak Reactor", Fusion Science and Technology, 43 (2003) 67
- 5)嶋田隆一,筒井広明,"5. シミュレーションによるプラズマ平衡の動特性解析",プラズマ核融合学会誌, 76 (2000) 256
- S. C. Jardin et al., "Dynamic Modeling of Transport and Positional Control of Tokamaks," J. Comput. Phys. 66 (1986) 481
- 7) M. Kikuchi et al., "L-mode-edge negative triangularity tokamak reactor" Nucl. Fusion 59 (2019) 056017
- S. J.Doyle et al., "Magnetic equilibrium design for the SMART tokamak", Fusion Engineering and Design, 171 (2021) 112706
- 9) P. Hirshman and G. H. Neilson, Phys. Fluids, 29 (1986) 790
- Y. Ono et al., "Ion and electron heating characteristics of magnetic reconnection in tokamak plasma merging experiments", Plasma Phys. Control. Fusion 54 (20129 124039
- Y. Ono et al., "High power heating of magnetic reconnection in merging tokamak experiments", Physics of Plasmas, 22 (2015) 055708
- K. Kuroda et al., "Demonstration of transient CHI startup using a floating biased electrode configuration", Nucl. Fusion 64 (2024) 014002
- 13) 花尾隆史 他 "球状トーラスプラズマにおけるダブルパルスヘリシティ入射実験", 電気学会論文誌A(基礎・材料・共通部門誌) Vol.134 No.9 (2014) 497

Recent Issues of NIFS Series

NIFS-1118	S. Ohshima, S. Kobayashi, S. Yamamoto, K. Nagasaki, T. Mizuuchi, H. Okada, T. Minami, S. Kado, K. Hashimoto, K. Kasjima, H.Y. Lee, L. Zang, N. Kenmochi, Y. Ohtani, S. Konoshima, and F. Sano Observation of a Toroidally Symmetrical Electric Field Fluctuation with Radially Elongated Structure in Heliotron J Nov. 20, 2014
NIFS-1119	S, Yamamoto, K. Nagasaki, S. Kobayashi, T. Mizuuchi, H. Okada, T. Minami, S. Kado, S. Ohshima, Y. Nakamura, F. Volpe, K. Nagaoka, S. Konoshima, N. Shi, L. Zang, N. Kenmochi, Y. Ohtani, and F. Sano External Control of Energetic-ion-driven MHD Instabilities by ECH/ECCD in Heliotron J Plasmas Nov. 20, 2014
NIFS-1120	S. Kobayashi, H.Y. Lee, K. Nishioka, Y. Nakamura, S. Nishimura, T. Mizuuchi, S. Kado, K. Nagasaki, H. Okada, T. Minami, S. Yamamoto, S. Ohshima, M. Yokoyama, S. Murakami, K. Watanabe, R. Seki, N. Kenmochi, S. Konoshima, F. Sano Parallel flow dynamics and comparison with neoclassical transport analysis in NBI plasmas of Heliotron J Nov. 20, 2014
NIFS-1121	T. Mizuuchi, S. Kobayashi, T. Minami, F. Sano, K. Nagasaki, H. Okada, S. Kado, S. Yamamoto, S. Ohshima, S. Konoshima, L. Zang, H. Y. Lee*, N. Shi†, N. Kenmochi, Y. Ohtani, K. Hada, T. Harada, Z. Hong, M. Kirimoto, S. Kitani, X. Lu, M, Motoshima, K. Murakami, Y. Nakayama, K. Nishikawa, A. Suzuki, S. Tei, M. Yasueda, Y. Nakamura, Y. Nakashima, N. Nishino, G. Motojima, K. Mukai, R. Seki, Y. Suzuki, K. Tanaka, K. Watanabe, M. Yokoyama, S. Murakami A New Operation Regime for High-Density Plasma in Heliotron J Nov. 20, 2014
NIFS-1122	T. Imai, T. Kariya, R. Minami, T. Numakura, T. Eguchi, T. Kato. Y. Endo, M. Ichimura, T. Shimozuma, S. Kubo, H. Takahashi, Y. Yoshimura, H. Igami, S. Ito, T. Mutoh, K. Sakamoto, H. Idei, H. Zushi, K. Nagasaki, F. Sano, M. Ono, Y. Mitsunaka Development of Over 1 MW and Multi-Frequency Gyrotrons for Fusion Nov. 20, 2014
NIFS-1123	Y. Nakashima, M. Sakamoto, M. Yoshikawa, K. Oki, H. Takeda, K. Ichimura, K. Hosoi, M. Hirata, M. Ichimura, R. Ikezoe, T. Imai, T. Kariya, I. Katanuma, J. Kohagura, R. Minami, T. Numakura, X. Wang, M. Iwamoto, Y. Hosoda, N. Asakura, M. Fukumoto, A. Hatayama, Y. Hirooka, S. Kado, H. Kubo, S. Masuzaki, H. Matsuura, S. Nagata, N. Nishino, N. Ohno, A. Sagara, T. Shikama, M. Shoji, A. Tonegawa, Y. Ueda Development of Divertor Simulation Research in the GAMMA 10/PDX Tandem Mirror Nov. 20, 2014
NIFS-1124	T.E. Evans, K. Ida, S. Ohdachi, K. Tanaka, M.W. Shafer, S. Inagaki, M.E. Austin, Y. Suzuki, E.A. Unterberg, the LHD and DIII-D Experiment Groups Comparative Studies of Static Edge Magnetic Islands in DIII-D and LHD Nov. 20, 2014
NIFS-1125	M.W. Jakubowski, A. Kirk, W. Suttrop, K. Tanaka, E. Viezzer, E. Wolfrum, A. Dinklage, C. Hidalgo, S. Kaye, G. McKee, S. Mordijck, O. Schmitz and T.S. Pedersen Infuence of Magnetic Perturbations on Particle Transport in magnetic fusion devices Nov. 20, 2014
NIFS-1126	S. Nishimura A Laguerre Expansion Method for the Field Particle Portion in the Linearized Coulomb Collision Operator Sep. 25, 2015
NIFS-1127	T. Nicolas, K. Ichiguchi Development of a 3D non-linear implicit MHD code Jun. 13. 2016
NIFS-1128	Osamu Mitarai and Nagato Yanagi To achieve both economic activity and suppression of COVID-19 Based on the analogy between the SIR model and the controlled fusion May 23, 2021
NIFS-1129	御手洗 修,柳 長門 先進核融合・物理教育研究所,東海大学,核融合科学研究所 MITARAI Osamu and YANAGI Nagato 経済とCOVID-19感染症対策を両立させるために SIRモデルと制御核融合の数式の類似性を用いて To achieve both economic activity and suppression of COVID-19 Based on the analogy between the SIR model and the controlled fusion (Japanese only) May 23, 2021
NIFS-1130	御手洗 修, 中村一男, 長谷川 真, 恩地 拓巳, 黒田賢剛, 筒井広明, 東島亜紀, 出射 浩, 花田和明, 増崎 貴 Osamu MITARAI, Kazuo NAKAMURA, Makoto HASEGAWA, Takumi ONCHI, Kengou KURODA, Hiroaki TSUTSUI, Aki HIGASHIJIMA, Hiroshi IDEI, Kazuaki HANADA, and Suguru MASUZAKI QUESTにおけるプラズマ垂直位置制御を考慮した運転シナリオの開発 Development of the operation scenarios based on the vetical plasma position control in QUEST (Japanese only) JAN. 14, 2025