

トカマク型核融合中性子源及び原型炉 の設計最適化に関する研究

氏名： 坂井 亮介

指導教員： 藤田 隆明

目次

第1章	序論	10
1.1.	エネルギー情勢と現在の課題	10
1.2.	核融合発電	10
1.3.	核融合反応	11
1.3.1.	D-T 核融合反応	11
1.4.	閉じ込め方式	12
1.5.	トカマク型核融合	13
1.6.	我が国の原型炉に向けた核融合技術の開発戦略	14
1.7.	小型中性子源とハイブリッド炉	15
1.8.	本研究の目的	15
1.9.	本論文の構成	16
第2章	システムコード PEC による核種変換のための核融合中性子源の経済性評価	17
2.1.	研究背景	17
2.1.1.	放射性廃棄物問題	17
2.1.2.	超ウラン元素	17
2.1.3.	核種変換処理	18
2.1.4.	核種変換処理の研究開発	19
2.1.5.	核融合反応による核種変換処理	21
2.1.6.	トカマクプラズマ中性子源の経済性	25
2.1.7.	本章の研究目的	26
2.2.	PEC コードの基本体系の概略と核融合プラズマモデル	26
2.2.1.	PEC コード計算フローとコスト評価	26
2.2.2.	核融合反応モデルと不純物	28
2.2.3.	プラズマパラメータ	29
2.3.	経済性評価#1(球状トカマク型 NCC 装置物理パラメータスキャン)	33
2.3.1.	PEC コード改良(CON 導入)	33
2.3.2.	工学設計#1	35
2.3.3.	プラズマ設計#1	36
2.3.4.	エネルギーフロー#1	37
2.3.5.	工学設計パラメータの計算#1	40
2.3.6.	コストの計算手法	42
2.3.7.	経済性評価#1 の計算結果	46
2.4.	経済性評価#2(NCC 装置と SCC 装置比較及び工学条件検討)	51
2.4.1.	PEC コード改良#2(FFR 導入)	51
2.4.2.	工学設計#2	53
2.4.3.	プラズマパラメータ#2	54

2.4.4.	パワーバランスの計算#2	54
2.4.5.	工学設計パラメータの計算#2	55
2.4.6.	NCC スキャン結果	59
2.4.7.	SCC スキャン結果と NCC との比較.....	62
2.4.8.	設計妥当性検討	66
2.5.	経済性評価研究の総括	67
第 3 章	電流駆動解析コード ACCOME によるシステムコード用ブートストラップ電流割合評価式作成	
	71	
3.1.	研究背景	71
3.1.1.	システムコードとブートストラップ電流割合評価式.....	71
3.1.2.	fBS 評価に関する先行研究.....	71
3.1.3.	本章の研究目的	72
3.2.	電流駆動解析コード ACCOME	72
3.2.1.	収束判定	74
3.2.2.	ブートストラップ電流と反磁性電流	74
3.2.3.	反磁性電流	75
3.3.	システムコード PEC に用いた fBS 評価式の妥当性検証.....	76
3.4.	システムコード用 fBS 評価式作成.....	78
3.4.1.	ACCOMME コードを用いたパラメータスキャンの計算条件.....	78
3.4.2.	スキャンパラメータ	79
3.4.3.	パラメータスキャン結果	80
3.4.4.	プラズマ内部インダクタンス(li)を用いた fBS 評価式作成	83
3.4.5.	中心部と端部の安全係数の比($q95q0$)を用いた fBS 評価式作成.....	84
3.4.6.	li 及び $q95q0$ を用いた fBS 評価式作成.....	85
3.5.	作成した fBS 評価式の妥当性検証.....	86
3.5.1.	小型中性子源のデータセットを用いた妥当性検証(精度検査#1).....	87
3.5.2.	Gi モデルの妥当性検証用データセットを用いた検証(精度検査#2).....	90
3.5.3.	正磁気シアプラズマのみのデータセットを用いた検証(精度検査#3).....	95
3.6.	fBS 評価式作成に関する検討.....	99
3.7.	ブートストラップ電流割合評価式検討に関する研究の総括.....	101
第 4 章	統合輸送コード TOTAL を用いた原型炉における電子密度分布形状依存性評価104	
4.1.	研究背景	104
4.1.1.	燃料供給	104
4.1.2.	外部加熱	105
4.1.3.	核融合出力とアルファ加熱	106
4.1.4.	核融合炉における不純物	106
4.1.5.	核融合炉における不純物を用いた熱負荷軽減法.....	107
4.1.6.	密度限界と運転密度	107

4.1.7.	密度分布形状の予測と計測の難点	108
4.1.8.	本章の研究目的	108
4.2.	解析手法	108
4.2.1.	TOTAL コード.....	108
4.2.2.	輸送モデル(mixed Bohm / Gyro-Bohm model).....	110
4.2.3.	指令値と PID 制御.....	111
4.2.4.	高磁場側ペレット入射	113
4.2.5.	高周波加熱	115
4.3.	密度分布形状検討	115
4.3.1.	計算条件	116
4.3.2.	計算結果#1(w/o VArAN).....	117
4.3.3.	計算結果#2 (w/ VArAN).....	120
4.3.4.	計算結果#3 (w/ VArANと w/o VArANの比較).....	122
4.4.	原型炉における電子密度分布形状検討に関する研究の総括.....	123
第 5 章	本研究の総括及び今後の課題	125
5.1.	本研究の総括	125
5.2.	今後の課題	128
参考文献	130
発表実績	134
謝辞	135

図 1-1 (a)トーラス概略図。(b)その断面図。	12
図 1-2 トカマク装置の基本的構造	13
図 1-3 核融合研究開発計画概略図 [2]	14
図 1-4 (a) 主要な実用炉への計画。(b)小型中性子源を補間した実用炉への計画。	15
図 2-1 CFNS ベース核融合-核分裂混成炉の MCNPX 計算を用いた(a)三次元と(b)二次元の概要図 [6]	22
図 2-2 核融合-核分裂ハイブリッドにおける超ウラン物質の完全燃焼を想定した総超ウラン物質排出 がゼロの燃料サイクル。 UOX: Uranium OXide fuel(ウラニウム酸化燃料)、FP: Fission Products (核 分裂廃棄物)、SF: Spent Fuel(使用済み燃料) [6]	23
図 2-3 SABR の形状 [7].....	24
図 2-4 SABR 計算モデルの断面図 [7]。	25
図 2-5 (a)燃料アセンブリの四層バッチ設計 [7](図 2-4 の核分裂炉心部分)。(b) 六角形燃料アッ センブリ構造単位の断面図 [7]。(c) 燃料ピンの断面図 [7]。(d) 燃料ピンの平面図 [7]。	25
図 2-6 従来の PEC コードのフローチャート	27
図 2-7 n および T_i の径方向分布	28
図 2-8 プラズマ断面の概略図	30
図 2-9 q^* , q_{95} の A 依存性。	31
図 2-10 経済性評価#1 での PEC コードフローチャート	34
図 2-11 経済性評価#1 での工学設計	35
図 2-12 経済性評価#1 での径方向工学設計	35
図 2-13 κ , β_N の A 依存性	36
図 2-14 経済性評価#1 におけるエネルギーフロー概略図	37
図 2-15 $P_{fus} = 180$ MWにおける(a) IP 、線平均電子密度(n_e)、グリーンワールド密度比($f_{GW} = n_{GW}n_e$)、 (b) B_{max} 、 BT 、 β の A 依存性.....	46
図 2-16 (a)低 A と(b)高 A での $B_{max}BT$ と RPR_{min} の変化。	46
図 2-17 (a) $P_{fus} = 180$ MW、(b) $P_{fus} = 100$ MWにおける各種電力(2.3.4 節、図 2-14 参照)の A 依存性。 ここで、 $P_e - sub = f_{plant}P_e - gross$ で、 $P_e - NB = P_{aux}f_{aux} + P_{CD}f_{CD}$ である。	47
図 2-18 $P_{fus} = 180$ MWにおける炉資本費(Fusion Island cost: 表 2-12)と総資本費(Total capital cost: 表 2-14)の A 依存性。	48
図 2-19 (a) $P_{fus} = 180$ MW、(b)燃料サイクル平均 P_{fus} における CON の A 依存性。	48
図 2-20 H_{98y2} スキャン結果。(a) $H_{98y2} = 0.9, 1.1, 1.2$ における CON の A 依存性。(b) $A = 2.25$ におけ る IP 、 QP の H_{98y2} 依存性。(c) $A = 2.25$ における各種電力の H_{98y2} 依存性。	50
図 2-21 β_{N0} スキャン結果。(a) $\beta_{N0} = 2, 2.5, 3, 3.5$ における CON の A 依存性。(b) $A = 2.25$ における IP 、 QP の β_N 依存性。(c) $A = 2.25$ における各種電力の β_N 依存性。	51
図 2-22 経済性評価#2 の PEC コードのフローチャート	52
図 2-23 SABR 矩形断面設計 [7]に近づけた工学設計。(a)NCC 装置(b)SCC 装置.....	53
図 2-24 経済性評価#2 の径方向工学設計。(a)NCC 装置(b)SCC 装置。	53
図 2-25 κ (式(2-17))、 $\kappa_{\#2}$ (式(2-32))とそれらを用いた β_N (式(2-20))の A 依存性。	54

図 2-26	経済性評価#2 におけるエネルギーフロー	55
図 2-27	経済性評価#2 の(a)低A(NCC)及び(b)高A(SCC)それぞれの寸法出力値をいくつか記述したポロイダル断面図	56
図 2-28	(a) CON(FFR) (式(2-30)), CONcapital(FFR)(式(2-34)), CONincome(FFR)(式(2-35))のAスキャン結果。(b) Reactor Plant Equipment Cost、RPのAスキャン結果	59
図 2-29	(a) $P_e - gross$, $P_e - recirc$, P_{coil} , $P_e - recirc - P_{coil}$, $P_e - net$ のAスキャン結果。(b) RP2, BT2, 1RCP2のAスキャン結果。(c) P_{fus} , SFW , ne , βT のAスキャン結果。	60
図 2-30	(a) $A = 2.25$ におけるBT, P_{coil} , 1RCP2のtshスキャン結果。(b) P_{coil} のA, tshスキャン結果。(c) CON(FFR)のA, tshスキャン結果。	61
図 2-31	CON(FFR) (式(2-30)), CONcapital(FFR)(式(2-34)), CONincome(FFR)(式(2-35))Aスキャン結果。	62
図 2-32	(a) $P_e - net$, (b) CON(FFR), (c) Reactor cost と Reactor weight, (d)Coil weight の NCC と SCC の比較結果。	63
図 2-33	(a) CON(FFR)のA, f_{avail} スキャン結果。(b) 最小CON(FFR)を持つAにおける CON の f_{avail} 依存性比較。	65
図 2-34	(a) CON(FFR) の A , R_{hole} スキャン結果。(b) $A = 2.5$ における CONcapital(FFR) , CONincome(FFR), P_{coil} の R_{hole} 依存性。	65
図 2-35	標準値設計の NCC 及び SCC 設計値の妥当性検討(ダイバータ熱負荷)。	66
図 2-36	標準値設計の NCC 及び SCC 設計値の妥当性検討(FFR 変形)。	68
図 3-1	ACCOMME コードの概略フローチャート	73
図 3-2	NB 入射位置を示した(a)トーラス平面図と(b)ポロイダル断面図	77
図 3-3	ビーム入射位置スキャンの概略図。(a) ΔNB_{out} 及び ΔNB_{in} の幾何的定義。(b)ビーム入射位置の動き方。	80
図 3-4	(a) f_{BS} の ε 依存性及び(b)そのデータ点数の分布。	80
図 3-5	データ点数の等高線図((a) f_{BS} , βP 平面(c) f_{BS} , li 平面(e) f_{BS} , $q95q0$ 平面)及び各 ε におけるデータ点領域の輪郭の概形(b) f_{BS} , βP 平面(d) f_{BS} , li 平面(f) f_{BS} , $q95q0$ 平面)。	81
図 3-6	(a) αn 及び(b) αT におけるデータ点数の分布。	82
図 3-7	フィッティングデータベースの電流密度と安全係数の径方向分布の例。	82
図 3-8	(a) ACCOME 解析による f_{BS} である $f_{BSACCOME}$ と式(3-11)により算出した f_{BS} である $f_{BSscalingli}$ の比較結果。赤線は $f_{BSACCOME} = f_{BSscalingli}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0403 となった。	84
図 3-9	(a) ACCOME 解析による f_{BS} である $f_{BSACCOME}$ と式(3-20)により算出した f_{BS} である $f_{BSscalingq}$ の比較結果。赤線は $f_{BSACCOME} = f_{BSscalingq}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0321 となった。	85
図 3-10	(a) ACCOME 解析による f_{BS} である $f_{BSACCOME}$ と式(3-22)により算出した f_{BS} である $f_{BSscalingli, q}$ の比較結果。赤線は $f_{BSACCOME} = f_{BSscalingli, q}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0316 となった。	86
図 3-11	表 3-6 の各 ε について、ACCOMME 解析により求めた f_{BS} 、導出した 6 式で算出した f_{BS} 、経	

済性評価#1(2.3 節)で用いた Wong モデル [13](式(3-7)~式(3-9))、IPDG モデル [37]、Gi モデル [41]により算出した fBS との比較した結果。黒の◎が $fBSACCOME$ を示す。偏回帰係数が ε の関数である $fBSscaling(li, \varepsilon)$, $fBSscaling(q, \varepsilon)$, $fBSscaling(li, q, \varepsilon)$ は、それぞれ紫の二重□、茶色の二重◇、深緑の二重△で示されている。偏回帰係数が定数である $fBSscaling(li)$, $fBSscaling(q)$, $fBSscaling(li, q)$ は、それぞれ、水色の□形、橙の◇、緑の△で示されている。 $fBSK.Gi(1)$, $fBSK.Gi(2)$, $fBSIPDG$, $fBSWong$ はそれぞれ、赤色の×、紫の+、紫の○、黒い■で表される。

図 3-12 (a) フィッティングデータベースの βP と li の分布。凡例は図 3-4(a) と共通。(b)(a) に示した四角内の βP と li の分布。塗りつぶされた凡例はフィッティングデータベースのデータ点を示し、それ以外は精度検査#1 のデータセットの各ケースを示す。.....	90
図 3-13 精度検査#2 のためのデータセットの電流密度と安全係数の径方向分布 [41]。(a)~(i) の順番は、表 3-8 の No.1~No.9 に対応。.....	92
図 3-14 精度検査#2 のためのデータセットに対する $fBSACCOME$ と $fBSscaling$ (導出した 6 式, $fBSK.Gi(1)$, $fBSK.Gi(2)$, $fBSK.Gi1 *$, $fBSIPDG$, $fBSIPDG *$) の比較結果。記述されていない凡例は図 3-11 と共通。導出した 6 式以外は表 3-8 の数値を利用。.....	92
図 3-15.....	94
図 3-16 $fBSACCOME$ の βP 依存性.....	94
図 3-17 精度検査#3 の各ケースの典型的な電流密度と安全係数の径方向分布。(a)~(i) の順番は、表 3-10 の (I)~(IX) に対応。.....	97
図 3-18 精度検査#3 のためのデータセットに対する $fBSACCOME$ と $fBSscaling$ (導出した 6 式, $fBSK.Gi(1)$, $fBSK.Gi(2)$, $fBSIPDG$) の比較結果。凡例は図 3-11 と共通。.....	98
図 3-19 $fBSACCOME$ の βP 依存性.....	99
図 3-20 li , $q95q0$ 平面におけるデータ点数分布.....	100
図 3-21 フィッティングデータベースにおける 0~2MWm ² 範囲の内側 NB 及び外側 NB の突き抜けパワー面密度領域のデータ点分布。領域外に 2,447 点(全データ中 20.14%)存在。.....	101
図 4-1 TOTAL コードのフローチャート.....	109
図 4-2 $E \times B$ ドリフトによるペレットのリロケーション.....	114
図 4-3 $CP = 0.1$ (111 ページ式(4-17)) の PRF , $P\alpha$, $Pfus$, $P\alpha$ 及び $Pfus$ の指令値の時間変化。各指令値は文献 [45] を参考。.....	116
図 4-4 Ar 入射前(440 秒時点)の定常状態の(a) n_e , (b) T_e , (c) T_i それぞれの径方向分布。.....	117
図 4-5 w/o VArAN における(a) n_e , (b) Ar の体積平均密度(n_{Ar}), (c) 放射損失パワー($Prad$), (d) 燃料イオンの体積平均密度(n_i)の時間発展。.....	118
図 4-6 w/o VArAN での Ar 入射後の定常状態(1800 秒時点)の(a)完全電離 Ar 密度 n_{Ar18+} , (b)非完全電離 Ar 合計密度 $n_{Ar17+ \sim 1+}$, (c) n_e , (d) $Prad$ の体積密度($Pradden$), それぞれの径方向分布。.....	119
図 4-7 w/o VArAN における(a) Ar 入射前後定常状態の密度ピーキングファクター(n_{e0ne})の CP 依存性。.....	120
図 4-8 w/ VArAN における Ar 入射後の定常状態(1800 秒時点)の(a) n_{Ar18+} , (b) n_e , (c) $Pradden$ それぞれの径方向分布。.....	121

図 4-9 w/ VArANにおける(a) n_e , (b) n_{Ar} , (c) P_{rad} , (d) n_i の時間発展。	121
図 4-10 w/ VArANにおける(a)Ar 入射前後定常状態の n_e のCP依存性。(b)Ar 入射前定常状態の n_e 、Ar 入射後定常状態の n_e 、Ar 入射後定常状態の n_{Ar} の n_e 依存性。(c)Ar 入射後定常状態の P_{sep} 、 PLH 、 P_{rad} 、 P_{brm} 、 P_{lin} の n_e 依存性。	122
図 4-11 (a) w/ VArAN及び w/o VArANにおける Ar 入射後定常状態の n_e 、 P_{sep} に対する PLH の割合(PLH/P_{sep})、及び n_{Ar} の n_e 依存性。(b)同じCPにおける Ar 入射後定常状態の n_e 、 PLH/P_{sep} 、及び n_{Ar} の w/o VArANにおける各物理量に対する w/ VArANにおける各物理量の比(w/ VArANによる増倍)。横軸は同じCP同士の n_e 平均値($n_e AVE$)。 (c) w/ VArAN及び w/o VArANにおける Ar 入射後定常状態の n_e 、及び n_{epec} の n_e 依存性。	123

表 2-1 核反応断面積 σ 及び中性子束 ϕ と核種変換処理の半減期の関係 [4].....	18
表 2-2 1000 日照射時のアクチノイドの核種変換(%) [4].....	20
表 2-3 核種変換処理による TRU 核種の半減期の短縮 [4].....	20
表 2-4 混成炉システムと商用高速スペクトル核種変換機の比較 [6].....	23
表 2-5 PEC コードで計算する主なプラズマパラメータ 1/2.....	32
表 2-6 PEC コードで計算する主なプラズマパラメータ 2/2.....	33
表 2-7 パワーバランスの計算に用いる定数.....	37
表 2-8 パワーバランスの計算式.....	39
表 2-9 径方向及び垂直方向パラメータ計算式.....	40
表 2-10 コイル関連の主な計算式.....	41
表 2-11 工学設計.....	41
表 2-12 FI のコスト[M\$] [19].....	43
表 2-13 BOP、運転、廃炉のコスト[M\$] [19].....	44
表 2-14 間接費のコスト[M\$] [19].....	45
表 2-15 $P_{fus} = 180 \text{ MW}$ の $A = 2.25$ における主なプラズマパラメータ.....	49
表 2-16 ラジアルビルドの計算式.....	55
表 2-17 経済性評価#2 のコイル関連の主な計算式.....	57
表 2-18 工学設計.....	58
表 2-19 標準値の NCC 装置 SCC 装置の経済的最適な主な設計値.....	64
表 3-1 ブーストラップ電流密度及び反磁性電流密度計算式の各変数等の定義.....	75
表 3-2 経済性評価#1(2.3 節)の経済的最適設計値とそれのを基にした ACCOME 解析結果の比較...	77
表 3-3 スキャンパラメータ及びスキャン範囲を含む代表的なパラメータ。その他は表 3-4 に示す。	79
表 3-4 各 aP における代表的なパラメータ。その他のパラメータは表 3-3 に示す。.....	79
表 3-5 導出した 6 式のフィッティングデータベースに対する RMSE の比較。.....	87
表 3-6 精度検査#1 のためのデータセットの主なパラメータ。二重線の上側が入力パラメータである。	88
表 3-7 精度検査#1 に対する RMSE の比較結果.....	89
表 3-8 精度検査#2 のためのデータセットの主なパラメータ [41]。 q_{95q0} は文献 [41] に示された $f_{BSK.Gi(1)}$ とその他の入力値により求めた。 $f_{BSK.Gi1}$ * 及び f_{BSIPDG} * は、それぞれ $f_{BSK.Gi1}$ 及 び f_{BSIPDG} の q_{95q0} の項に負磁気シアを考慮した q_{95qmin} を用いた式である。.....	91
表 3-9 精度検査#2 に対する RMSE の比較結果.....	92
表 3-10 精度検査#3 のためのデータセットの主なパラメータ.....	96
表 3-11 全精度検査に対する RMSE の比較結果.....	99
表 4-1 原型炉パラメータ [45].....	116

第1章 序論

1.1. エネルギー情勢と現在の課題

我々人類には進化とともにエネルギーを利用してきた長い歴史がある。

1970年代までの高度経済成長期を皮切りに近年、エネルギー需要が急速に伸びている主な発電技術である火力発電が化石燃料の消費と引き換えに電力を得ているが化石燃料は埋蔵量に限度があるため、この先、長期にわたって頼ることはできない。このデメリットを解決する発電技術として原子力発電が存在するが、高レベル放射性廃棄物が生じるといった別のデメリットもある。

また、環境問題、資源問題、安全性という観点を達成し得る発電技術として近年注目を集めているのが風力発電や、太陽光発電、水力発電といった再生可能エネルギーがあるが、天候等の不確定要素により大きな電力の安定供給が難しい、立地あたりの出力が少ない等の短所がある。

上記のように現在の発電技術には一長一短があり、さらなる新エネルギー技術の開発が求められている。その中で注目されているものが核融合発電技術である。

1.2. 核融合発電

核融合発電の主な利点としては次の点が挙げられる。

- 現在最も有力視されている核融合反応は重水素(D)、三重水素(T)を用いた D-T 反応であり、重水素は海水中に、三重水素は原料となるリチウムが世界中に大量に存在している。リチウムを用いた三重水素の生成は、核融合炉内で可能であるため、重水素、三重水素ともに、地球上に無尽蔵にあると言える。
- 核融合反応では、地球温暖化の原因と考えられている二酸化炭素などの温室効果ガスを排出しない。
- 核融合反応を持続させるためには、圧力や温度などに厳しい条件を課す必要があり、条件が満たされなければ、核融合反応は急速に終息する。そのため、原子力発電に用いられる核分裂反応のように連鎖反応が起きる心配が無く、異常が発生し発電炉が制御を失った際に、過剰な熱エネルギーを生産することがない。
- 現在想定されている D-T 反応では ${}^4\text{He}$ と中性子のみが生成される。生成された中性子は炉材料を放射化するが、その際に生じる放射性廃棄物はすべて低レベル放射性廃棄物に区分されるため、高レベル放射性廃棄物が発生しない。

上記の利点をもつ核融合炉は、現存の発電技術の欠点を総じて補った性能が期待され、地球環境のために、技術開発が急がれる。

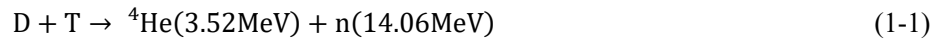
現在は、核融合反応の長時間にわたる維持の検証を行うために国際熱核融合実験炉 ITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)の建設が進められており、日本ではその先の段階として、原型炉の設計に関する研究が行われている。

1.3. 核融合反応

核融合反応を用いた発電は、燃料となる粒子を高温、高密度のプラズマ中に閉じ込め核融合反応を起こし、そのエネルギーを取り出し発電する。現在利用可能と考えられている燃料は、重水素(D)、トリチウム(T)、ヘリウム 3(³He)などである。

1.3.1. D-T 核融合反応

重水素とトリチウムの核融合反応である D-T 反応を式(1-1)に示す。



D-T 反応は核融合反応の中で、最も低い温度で最も高い反応率を持つことから数多くの研究がなされており、現在建設中の ITER でも D-T が採用されている。D-T 反応により発生する 3.5MeV の α 粒子のエネルギーはプラズマの加熱に使われ、プラズマが定常状態になるとその同量のエネルギーが放射などの形で炉壁の表面に熱負荷を与える。中性子が持つ 14MeV のエネルギーは、ブランケットと呼ばれるプラズマを取り囲むように設置される装置によって中性子を減速することで熱として回収する。これらの熱は、ブランケット内を流れる冷却材によって取り出される。より高い発電効率をめざし、液体金属やヘリウムガスを冷却材に用い、ガスタービンによって発電を行う炉設計も行われている。

ブランケットは ⁶Li を含む増殖材によってトリチウムを生産する機能を有している。D-T 反応中性子 1 個に対するブランケットでのトリチウムの発生数をトリチウム増殖比(Tritium Breeding Ratio :TBR)という。⁶Li と中性子からトリチウムが発生する反応を式(1-2)に示す。



この反応のみでは、一つのトリチウムを生産するために一つの中性子が消費されることになる。そのため式(1-1)の D-T 反応で発生した中性子の全てが ⁶Li と反応しなければ、トリチウムの消費と生産のつり合いをとることができない。Be の中性子増倍反応を式(1-3)に示す。



D-T 反応からエネルギーを取り出す場合、約 8 割が中性子に由来するエネルギーであるので、中性子による炉壁の放射化が起こる。そして放射化した炉壁を定期的に交換し処理する必要がある。また放射性同位元素であるトリチウムの取り扱いの問題がある。

1.4. 閉じ込め方式

D-T 反応断面積は、約 30 keV (数億度に相当) のイオン温度で最大値を示す。このような極めて高い温度では、物質は原子が電子と原子核に電離した”プラズマ”と呼ばれる状態をとる。また、反応の頻度と物質の密度には正の相関があり、核融合反応を持続するには、プラズマを高温、高密度に保ち、プラズマ粒子と熱エネルギーを容器内に閉じ込める必要がある。現在では、粒子と熱エネルギーを閉じ込める方法が多数考案されており、その中のひとつに”磁場閉じ込め方式”がある。

磁場閉じ込め方式は、荷電粒子が、磁場に巻き付く性質を利用した方式であり、現在の核融合研究では、トーラス磁場配位による閉じ込めが主流となっている。トーラス磁場配位とは、ドーナツ状に湾曲させたトロイダル磁場に、トロイダル方向に垂直な磁場、ポロイダル磁場を付加する磁場配位を指す(図 1-1)。

トーラス磁場配位の装置には、「トカマク型」、「ヘリカル型」の2種類が存在する。トカマク型とヘリカル型はポロイダル磁場の形成方法の違いで区別される。トカマク型はプラズマ中にトロイダル方向の電流を流すことでポロイダル磁場を形成する装置であるのに対し、ヘリカル型はポロイダル磁場を外部磁場コイルのみで付加する装置である。本研究ではトカマク型のみを扱う。

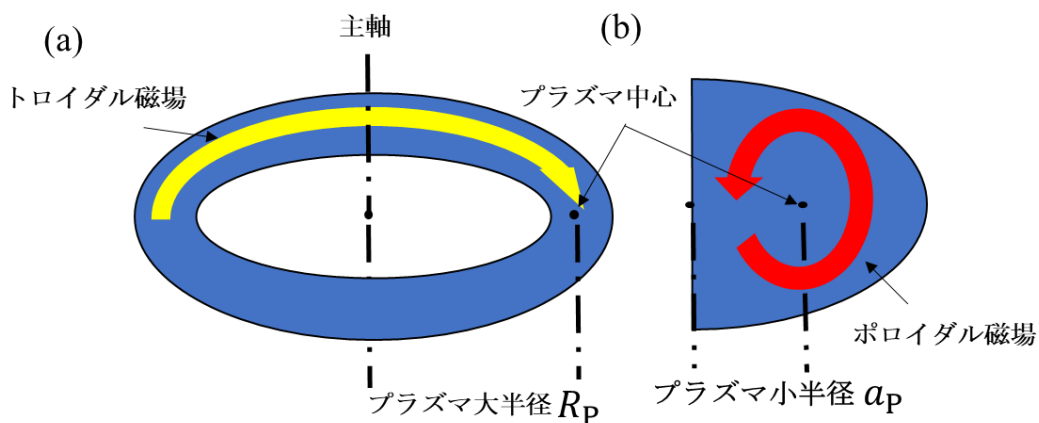


図 1-1 (a)トーラス概略図。(b)その断面図。

1.5. トカマク型核融合

トカマク装置の基本的構造を図 1-2 に示す。

装置の中核には、ドーナツ(トーラス)型の超高温炉心プラズマを閉じ込める。図 1-2 の Z 軸はトーラス型プラズマの中空中心に位置する。

プラズマを取り囲んでブランケットという壁がある。このブランケットでは主に核融合反応の燃料の補給や核融合反応の熱を取り出す。

プラズマ下部には、プラズマからの高い熱流や粒子の流れを受けとめるダイバータという部分がある。不純物を少なくする役割と、閉じ込め特性を改善する役割を持つ。磁力線に沿って熱や粒子が流れ込むので、下のダイバータターゲットには高い熱流に耐える材料と構造が必要である。

プラズマと、ブランケットとダイバータを囲んで超高真空を保つための容器があり、これを「真空容器」と呼ぶ。真空容器は信頼性の高い設計としてあり、安全のために重要なものである。

真空容器の外側には、トロイダル磁場コイルがあり、このコイルを円形に並べ、ドーナツ形の空間に強い磁場を作り、プラズマを閉じ込める。

トロイダル磁場コイルの中心部には、中心ソレノイドコイルがある。これに電流を流し、トーラス中心部の磁束変化による誘導電流駆動のための周回電圧を発生させる。この原理で、プラズマに電流が流れる。

外側にはポロイダル磁場コイルが水平に置いてあり、これらはプラズマの形や位置を制御するためのものである。

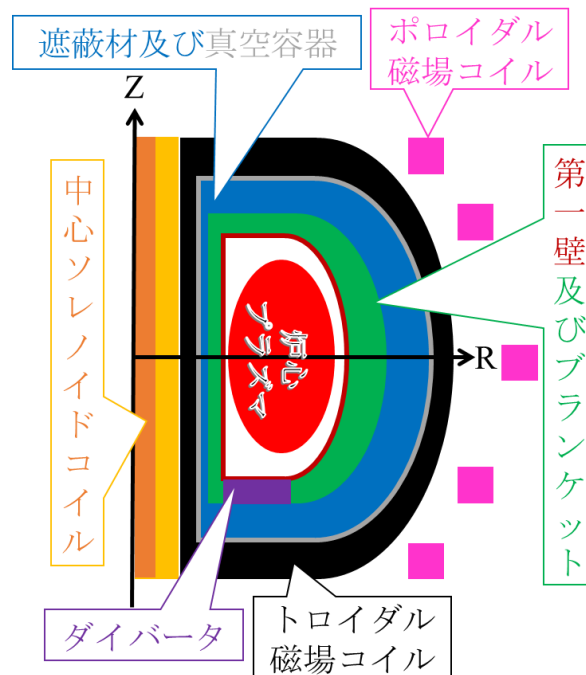


図 1-2 トカマク装置の基本的構造

1.6. 我が国の原型炉に向けた核融合技術の開発戦略

本節では文部科学省の“資料 5-1 核融合原型炉研究開発の推進に向けて（原案）” [1]に基づいて、日本の原型炉に向けた核融合技術の開発戦略について記述する。

我が国の核融合技術開発は、核融合エネルギーの「科学的・技術的実現性」を示すことを目的とした段階にある。現在、ITER 計画を中核とした自己点火条件の達成及び長時間燃焼の実現、並びに原型炉開発に必要な炉工学技術の基礎形成を目標とした研究開発を進めている。

核融合エネルギーの「技術的実証・経済的実現性」を目指す原型炉計画を中心とする段階への移行に向けての技術課題を核融合コミュニティ全体の共通目標として定める。その技術課題を達成し、原型炉に向けた技術基盤を構築する上で、ITER の経験を活かしつつ、原型炉に必要な技術の研究開発を計画される。ITER からはそこでの開発実績を研究開発に反映させることが計画されている。

核融合炉実用化時の経済性は建設時の社会情勢やエネルギー情勢にも左右される。原型炉では、安全性を大前提として、炉工学技術の総合的成立性を実証すると共に、実用化時の経済性を醸成に応じた現実的なものとするための研究が行われる。原型炉設計は、それらの目的を両立できるものが要求される。以上の観点で炉設計を進めるのと同時に、ベータ値などプラズマの高性能化や、装置の稼働・故障率、ブランケットの熱交換効率などについては、ITER 計画等にてある程度検証に着手可能な項目であるため早期の検証実施される予定である。核融合研究開発計画概略図を図 1-3 [2]に示す。

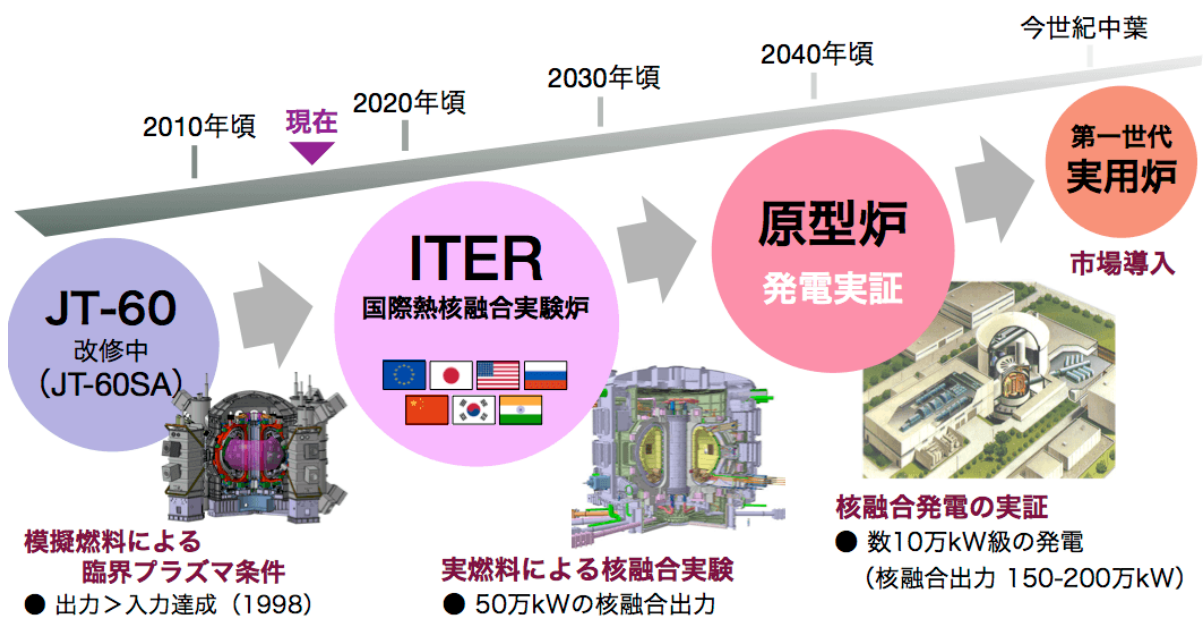


図 1-3 核融合研究開発計画概略図 [2]

1.7. 小型中性子源とハイブリッド炉

本節では W. M. Stacey 著の”Fusion Plasma Physics Second, Revised and Enlarged Edition” [3]の 19.3 節及び 19.4 節に基づいて、ITER 以降原型炉までのシナリオと小型中性子源の提案について記述する。

ITER と原型炉の補間のためのトカマク型小型中性子源に関する検討及び提案がなされている。その小型中性子源の主な目的は、核融合高速中性子環境下での構造材料、三重水素等核融合燃料の増殖及び循環、装置稼働率等の検討である。図 1-4 に ITER から実用炉までの計画概略図と小型中性子源を補間した場合の計画概略図を示す。トカマク型小型試験炉を補間することでそれより得られたより発電環境に近いより実践的な実験データ等を蓄えることで原型炉建設段階の技術的難度が低下することが期待される。

重水素-三重水素核融合高速中性子を核分裂炉、核分裂燃料に利用することを目的とした小型中性子源、いわゆるハイブリッド炉に関する設計研究も行われている。この装置は数百 MW の比較的小さい核融合出力(ITER: 500 MW) [3]及び 3 程度の比較的低い核融合エネルギー増倍率(プラズマに入力するエネルギーに対するプラズマから発生するエネルギーの比率。ITER: 5-10) [3]でも商用として核融合がしようできる可能性がある。商用目的とする場合、経済性の検討が必要となる。

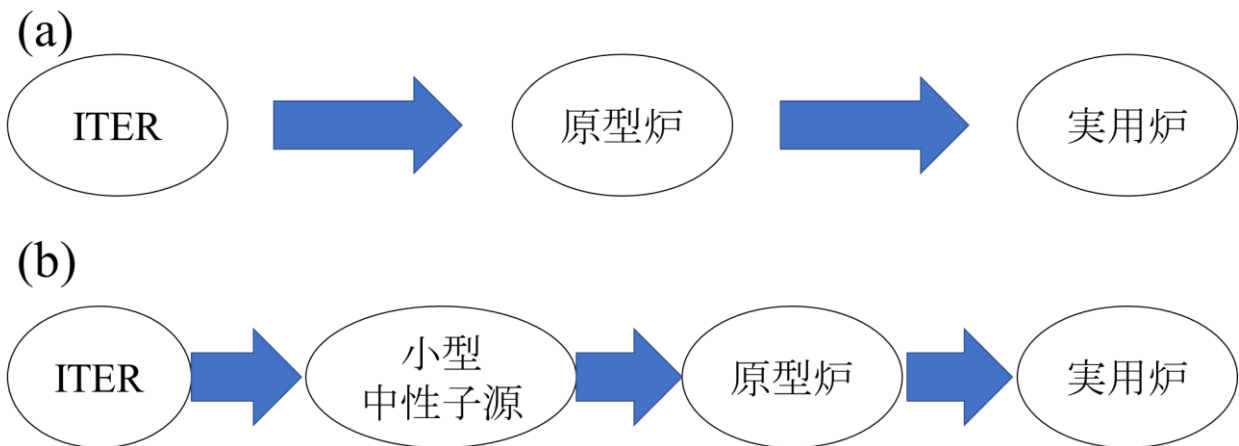


図 1-4 (a) 主要な実用炉への計画。(b)小型中性子源を補間した実用炉への計画。

1.8. 本研究の目的

本研究の目的は実用炉実現可能性向上に貢献するための**原型炉**及び ITER と原型炉の補間を担う可能性がある**中性子源**双方の物理的・工学的**設計最適化検討**である。

1.7 節で述べたように ITER 建設以降はより小型の中性子源を建設しその後発電実証炉(原型炉)を建設する方がより原型炉建設時の技術的難度が低くなるという提案があり、小型中性子源及び原型炉の両方が建設される可能性がある。それら装置の工学設計及び物理設計の最適化は実用炉の社会受容性及び実現可能性向上の観点から必要である。本研究で扱う課題は以下三点である。

- ITER 建設以降の超ウラン元素核種変換目的の小型中性子源設計例が見られ、核種変換に関する核計算及び熱計算等は詳しく実施されている。小型中性子源は原型炉よりも早期に建設される可能性がある。その一方で、常伝導コイル(比較的高稼働率が期待出来る)または超伝導コイル(比較的高送電端出力が期待出来る)と大別される二種の設計に関する比較検討、並びにプラズマ形状の経済性への影響調査や最適化についての研究は殆どされていない。
- 小型中性子源だけでなく原型炉の経済性において外部電流駆動電力が少なからず影響する。外部駆動電流は要求プラズマ電流達成のため、プラズマ中に自発的に流れるブートストラップ電流を補う目的で用いられる。この計算にブートストラップ電流割合(ブートストラップ電流/要求プラズマ電流)が用いられる。いくつかの既存のブートストラップ電流割合評価式の比較検討及び新しい評価式の作成がなされた。その最も高精度な評価式は実験での計測、および数値計算での算出が難しい物理量が式に必要であることが示された。適用可能性が高いとされた式は、プラズマ電流密度分布に比較的強く依存するものとなっている。電流密度分布が比較的複雑で多様なトカマク型核融合装置においてこの依存性は難点であるといえる。
- 近年の原型炉の設計において十分な発電を想定した核融合出力達成のためにグリーンワルド密度限界(経験則により求められた閉じ込め状態を維持出来るプラズマ密度の指標)を超えた平均密度が前提となりつつある。密度分布を中心部にピーキングさせることで同じ核融合出力を低い平均密度で得ることが出来る。他方、ダイバータ(プラズマ対向材の一つ)の熱負荷低減目的で不純物入射を考慮するとピーキングさせることで、不純物密度分布のピーキングも誘発し、その蓄積量の増加及びそれらの電離等により平均密度が増加してしまう懸念もある。燃料供給による核融合出力帰還制御、不純物入射等及びその時間発展を考慮した密度分布形状検討及び最適化は殆どされていない。

上記課題に対して本研究は、小型中性子源の経済性検討及び最適化(第2章)、(2)設計最適化に用いられるシステムコード利用においてより適したブートストラップ電流割合零次元評価式作成(第3章)、(3)原型炉の密度分布形状検討及び最適化(第4章)を実施する。

1.9. 本論文の構成

本論文は、本章を含め5章から構成される。第2章では、小型中性子源の経済性最適化を目的とした設計パラメータ決定に関する研究結果を説明する。第3章では中性子源及び原型炉を含むトカマク型核融合炉経済性評価及び最適化に用いられるブートストラップ電流割合評価式の検討及び新たな評価式作成に関する研究結果を説明する。第4章では、ダイバータ熱負荷低減のための不純物入射を考慮した原型炉における密度分布形状変化の密度限界の観点における最適化検討に関する研究結果を説明する。第5章で本研究のまとめと今後の課題について述べる。

第2章 システムコード PEC による核種変換のための核融合中性子源の経済性評価

2.1. 研究背景

2.1.1. 放射性廃棄物問題

現在、核分裂反応を用いた原子力発電が世界の電力の一部を担っている。原子力発電は発電時に地球温暖化の原因とされる二酸化炭素を排出せず、安定した電力供給が可能である等の利点を持つ。原子力発電では、核燃料に使うウランの採掘、核燃料の加工、発電、そして再処理といったさまざまな過程で、放射性廃棄物が発生する。なかでも使い終わったウラン燃料は、桁違いに放射能が強く、「高レベル放射性廃棄物」と呼ばれる。現時点では、地下深くに埋蔵・保管する方法（地層処分）等が考えられている。特に問題となる高レベル放射性廃棄物に対して、フィンランドでは、使用済み核燃料を地下埋設する施設「オンカロ」が建設中であり、そこへの地層処分が対策として考えられている。ドイツでは、地下の岩塩層や廃鉱跡地に埋設処理することで具体的な検討を実施中である。日本では、地震や火山噴火等に耐える強固な施設でなくてはならず、地下水にも汚染がないよう地下 300m の箇所に多重バリアを引いて処理する手法が提示されているが、半減期が百万年単位であるため場所の選定からして大変であり、候補地の目途すら立たない状況にある。

2.1.2. 超ウラン元素

本節では、ATOMICA の“消滅処理” [4]に基づいて、超ウラン元素について記述する。超ウラン元素 (TRansUranium elements) とは原子番号が 92 (ウランの原子番号) を超える元素の総称であり、TRU とも呼ばれる。周期表第 3 属アクチノイド族に属する。現在までに発見されているものには、ネプツニウム (Np、原子番号 93)、プルトニウム (Pu、原子番号 94)、アメリシウム (Am、原子番号 95)、キュリウム (Cm、原子番号 96)、バークリウム (Bk、原子番号 97)、カリホルニウム (Cf、原子番号 98)、アインスタイニウム (Es、原子番号 99)、フェルミウム (Fm、原子番号 100)、メンデレビウム (Md、原子番号 101)、ノーベリウム (No、原子番号 102)、ローレンシウム (Lr、原子番号 103) がある。いずれも人工元素であるが、天然ウランの自発核分裂に由来するプルトニウム (^{239}Pu) 等が自然界にごく微量に存在する。超ウラン元素はどの核種も放射性であり、ほとんどが α 壊変して α 線を放出する。TRU 含有廃棄物は殆どが使用済み燃料の再処理、MOX 燃料の加工の過程で発生する高レベル放射性廃棄物に含まれているものである。これらの廃棄物は一般的に半減期が長く、 α 線を放出する等の特徴を有するので、特に TRU 核種を含む放射性廃棄物として区分されている。

2.1.3. 核種変換処理

本節では、ATOMICA の“消滅処理” [4]に基づいて、核種変換処理について記述する。使用済核燃料の再処理に伴って発生する高レベル廃棄物に含まれる有害な長寿命核種を何らかの方法で安定核種あるいは短寿命核種に変換すること、すなわち核種変換処理が可能になれば、高レベル廃棄物の管理に新しい対処の余地を与えることになり、重要な意義を持つことになる。

核反応によって放射性核種を安定核種または短寿命核種に変換する方法は、反応断面積が小さく、大量の衝撃粒子を要し、副次的にさらに多量の放射性核種のできる恐れもある。照射粒子としては陽子、中性子が有効である。

表 2-1 に核反応断面積 σ 及び中性子束 ϕ と核種変換処理の半減期の関係を示す。核種変換させようとする核種の単位体積中の数を N_0 とすると、照射後 x 時間後における数 N は、 $N = N_0 e^{-\sigma\phi x}$ となる。 $\sigma\phi$ は放射性核種の核変定数に対応する量で、 $y = 1/\sigma\phi$ は平均寿命である。したがって核反応による半減期は、 $Y_{1/2} = 0.693y$ で与えられる。核の崩壊による半減期に比較して、この値が遥かに小さければこの方法を核種変換処理に利用することが出来る。例えば σ を 1 BARN とし核反応に原子炉による熱中性子束を用い $\phi = 10^{15} \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$ とすれば $Y_{1/2} = 22$ 年となる。仮に σ または ϕ に 1 桁大きな数値を与えたとしても、 $Y_{1/2}$ は数年程度となり、放射能の半減期が数年程度以下のものはこの核種変換処理の対象になり難い。

実際面からみても、放射性廃棄物中の熱源の大部分を占めるストロンチウム(Sr)-90、セシウム(Cs)-137、長半減期核種のヨウ素(I)-129 とテクネチウム(Tc)-99 およびマイナーアクチノイドの TRU を除く核種は 10 年程度放置すれば、ほとんど自然に核種変換するので核種変換処理の対象にはならない。

表 2-1 核反応断面積 σ 及び中性子束 ϕ と核種変換処理の半減期の関係 [4]

$\sigma \backslash \phi$	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}
	$(\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1})$			
0.5BARN	442y	44y	4.4y	162d
1	221y	22y	2.2y	80d
5	44y	4.4y	161d	16d
10	22y	2.2y	80d	8d
15	15y	1.5y	53d	5d

2.1.4. 核種変換処理の研究開発

本節では、ATOMICA の“消滅処理” [4]に基づいて、核種変換処理の研究開発について記述する。日本では、1974 年頃から日本原子力研究所（現日本原子力研究開発機構）において核種変換処理の研究に着手し、TRU 核種混合物を燃料とする高速増殖炉タイプの専焼炉に関する概念の確立を図ってきた。また、1979 年頃からは高エネルギー陽子による核破砕反応を利用した核種変換処理の検討を開始し、大型加速器を強力核破砕中性子源に用いて TRU 核種の核種変換と核燃料を増殖する複合システム概念の構築を実施してきた。昭和 62 年度から、国の機関による群分離・核種変換処理の研究は「フェニックスプロジェクト」として科学技術庁（現文部科学省）が総括することになり、新たに動力炉・核燃料事業団（現日本原子力研究開発機構）が参加し、原研、動燃（現日本原子力研究開発機構）が中心となって産学官協力の形で進められ、昭和 63 年度からはオメガ（Option Making Extra Gains of Actinides :OMEGA）計画として展開されることになった。

オメガ計画は、高レベル廃棄物中の長寿命核種の核種変換処理と、この核種変換処理を効率よく行うための長寿命核種の群分離処理の研究開発を目的としている。核種変換対象核種は、Np、Am などマイナーアクチノイドの超ウラン元素（TRU）および熱源として主要な Sr-90、Cs-137 と長寿命核分裂生成物の I-129 と Tc-99 である。核種変換方法として原子炉および加速器を利用する方法が現在検討されている。さらに前者は高速炉にリサイクルする場合および核種変換処理専用の専焼高速炉とする場合がある。後者では高エネルギー陽子ビームおよび電子ビーム発生によるガンマ線を利用する方法がある。

(1)原子炉による核種変換

最初に核種変換処理が考え出されたのが原子炉による方法である。1972 年米国オークリッジ国立研究所における加圧型軽水炉（Pressurized Water Reactor :PWR）による TRU 核種変換の提案である [5]。その後、高速増殖炉も含めて原子炉による核種変換方法は数多く研究され、現在では原子炉による TRU の核種変換処理の可能性は理論的に確立されており、現在の技術で充分実現可能なために最も有望視されている。

軽水炉と高速増殖炉における核種変換割合の比較を表 2-2 に、高速増殖炉および TRU 専焼炉による TRU 核種の半減期の短縮効果の比較を表 2-3 に示す。大部分の TRU は数 100keV 辺りに中性子核分裂の閾値を持っているので、高速増殖炉の方が軽水炉よりも一般に核種変換処理に有利である。しかし表 2-2 に示すように、軽水炉でも、TRU は中性子吸収反応により核分裂性核種に変換されるので、核種変換処理の可能性がある。

核種変換処理のための原子炉としては、軽水炉、高速増殖炉などの発電炉も考えられるが、発電炉に TRU をリサイクル（燃料として再利用）する場合には、その炉の運転特性にあまり影響を与えてはならないので、必ずしも核種変換処理に適した条件での照射とはならない。これに対して TRU 専焼炉では、高エネルギー中性子の割合を大きくでき、核分裂生成物（Fission Product :FP）蓄積の炉特性に与える影響を比較的小さくできるので、高燃焼度を達成でき核種変換効率を高めることができる。

原研（現日本原子力研究開発機構）では群分離プラントと核種変換処理システムとしての専焼炉を 1 つのサイクルとする階層核燃料サイクル概念を提案している [5]。これによると、第一階層サイクルは通

常核燃料サイクルであり、熱出力 300 万 kW の軽水炉 1 基あたり毎年約 30kg の TRU を含む再処理廃液を生成する。第二階層サイクルにおいてこの廃液を群分離し、TRU を燃料とする専焼炉で TRU を核種変換処理する。熱出力 100 万 kW の専焼炉が 1 基あると、熱出力 300 万 kW の軽水炉 10 基程度から発生する TRU を核種変換処理できる。

また、TRU の生成・核種変換解析に必要な核データは TRU 試料の入手および取扱いが困難なため、測定例が少なく不確定さが大きい。このため TRU 核種の精度良い中性子断面積データを得る目的で、高速臨界実験装置 (Fast Critical Assembly :FCA) を用いて積分測定実験を 1979 年度から実施している。測定対象核種は、群分離によって得られる TRU の中で量の多い、Np-237、Pu-238、Pu-240、Am-241、Am-243 などであり、積分データとしては核分裂率と試料反応度価値の測定を行っている。

表 2-2 1000 日照射時のアクチノイドの核種変換(%) [4]

		NP-237	Am-241	Am-243	Cm-244	Cm-245
・軽水炉 ($3 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2/\text{S}$)	核変換	60	82	18	38	84
	核分裂	14	22	14	32	84
・高速増殖炉 ($1 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2/\text{S}$)	核変換	62	63	24	46	81
	核分裂	40	41	22	40	81

表 2-3 核種変換処理による TRU 核種の半減期の短縮 [4]

核種	半減期 (年)			
	自然崩壊の時	核分裂および核変換による時		
		軽水炉	高速増殖炉	TRU専焼炉
ネプツニウム-237	2,100,000	4	2.0	3.5
アメリシウム-241	433	0.9	1.8	2.9
アメリシウム-243	7,400	9	2.2	3.8
キュリウム-244	18	13	4.2	4.4

(2) 陽子加速器による核種変換法

原子力委員会放射性廃棄物対策専門部会の“群分離・消滅処理技術研究開発長期計画” [5]を例に陽子加速器による核種変換法について記述する。大出力加速器からの高エネルギー陽子で鉛等のターゲットの原子核を叩くと核破砕反応で原子核が壊される。この反応により生じる中性子を利用して TRU を核種変換処理する技術の検討が、原研 (現日本原子力研究開発機構) では 1979 年頃から開始され、オメガ計画の一環として、高エネルギー陽子による破砕反応生成物が詳細に検討されている。高エネルギー陽子を用いる場合、反応生成物が多岐にわたることが照射後の生成物分離の面で問題となる。破砕反応生成物のデータは、これまでトリウム(Th)、U などごく限られたアクチノイドで測定されている。大出力陽子加速器と未臨界専焼炉を組み合わせた加速器駆動未臨界炉 (Accelerator Driven System :ADS) による TRU 核種変換処理の研究が世界中で活発に行われている。原子炉を未臨界にして安全性を高めるとともに TRU の核種変換効率も高める概念である。

(3) 電子加速器による核種変換法

原子力委員会放射性廃棄物対策専門部会の“群分離・消滅処理技術研究開発長期計画” [5]を例に電子加速器による核種変換法について記述する。高エネルギー電子ビームの制動輻射で発生する高エネルギー γ 線を利用した核種変換法が提案されている。この場合、 (γ, n) 反応または $(\gamma, \text{核分裂})$ 反応の巨大共鳴を利用する。これらの反応断面積は比較的小さいが、大電流の電子ビームにより高 γ 線量率が得られる利点がある。電子加速エネルギーも 100MeV 程度で充分であるために加速器開発の要求度も陽子ビームに比べて小さい。 γ 線利用の場合、Cs-137、Sr などに核反応を起こさせて短半減期の核種に変換するものである。

2.1.5. 核融合反応による核種変換処理

先述した加速器による核種変換手法は炉心融解等の危険が無い一方で比較的高速中性子束が低く装置が大型化する懸念がある。対照的に原子炉による核種変換手法は比較的高い中性子束と装置規模が小さいことが期待出来るが深刻な事故が発生する懸念がある。

D-T 核融合炉による核種変換が検討されている。D-T 核融合反応による中性子エネルギーは比較的安定した 14MeV の単一エネルギーピークを持ち、この TRU 核種変換に必要な高エネルギー(14MeV)単一ピークは先述の他の中性子源では得難く、DT 核融合反応自体に用いる必要が無い場合、核種変換の効率が非常に高いことが期待出来る。さらに原子炉の核分裂連鎖反応自体に高速中性子を用いるのに対し、核融合反応には高速中性子が不要であることも核融合中性子源の利点として期待出来る。また、核融合反応を維持するためにエネルギーを投入せねばならないが、その反面、軽水炉の様に反応が暴走することはなく、偶発事象による事故が発生したとしても比較的停止しやすい。つまり、核分裂炉や高速増殖炉に想定されるような深刻な被害は起こり難いことが期待される。さらに、ADS よりも大規模な構造にはならず、軽水炉と同程度の比較的小規模な構造での小型中性子源装置を実現できることが期待される。

TRU の核種変換処理を想定した核融合炉中性子源の先行研究として二つの概念設計例を以下に示す。TRU 等をブランケットに装荷したトカマク装置において TBR の減少が懸念されるが、トリチウム増殖は核変換由来の熱中性子等でも可能であり、以下に示す設計例では 1 以上の TBR が示されている。

(1)未臨界想定の中核融合-核分裂核種変換システムによる廃棄物核種変換

M.Kotschenreuther 氏らの報告 [6]を例に廃棄物処理法—核融合-核分裂核種変換システム(Fusion-Fission Transmutation System :FFTS)について記述する。FFTS は核融合-核分裂混成炉に基づくものである。高密度小型核融合中性子源(Compact Fusion Neutron Source: CFNS)により高速中性子が生成され、炉心を囲む未臨界核分裂ブランケットへ、その高速中性子が照射される。その核分裂ブランケット内で生じる核種変換により核反応率が強く増加する(図 2-1 参照)。中性子豊富な核融合とエネルギー豊富な核分裂との組み合わせである一般的混成炉は数十年前に最初に概念化されている。しかしながら、核融合に関する科学と技術における利点により小型で高出力密度の CFNS のような中性子源設計が可能となったのは近年のことである。前者の小型であることは核分裂ブランケットとの効率的連結に不可欠な要素であり、後者の高出力密度であることは効果的核種変換に要する高中性子束をもたらすための高効率中性子生成

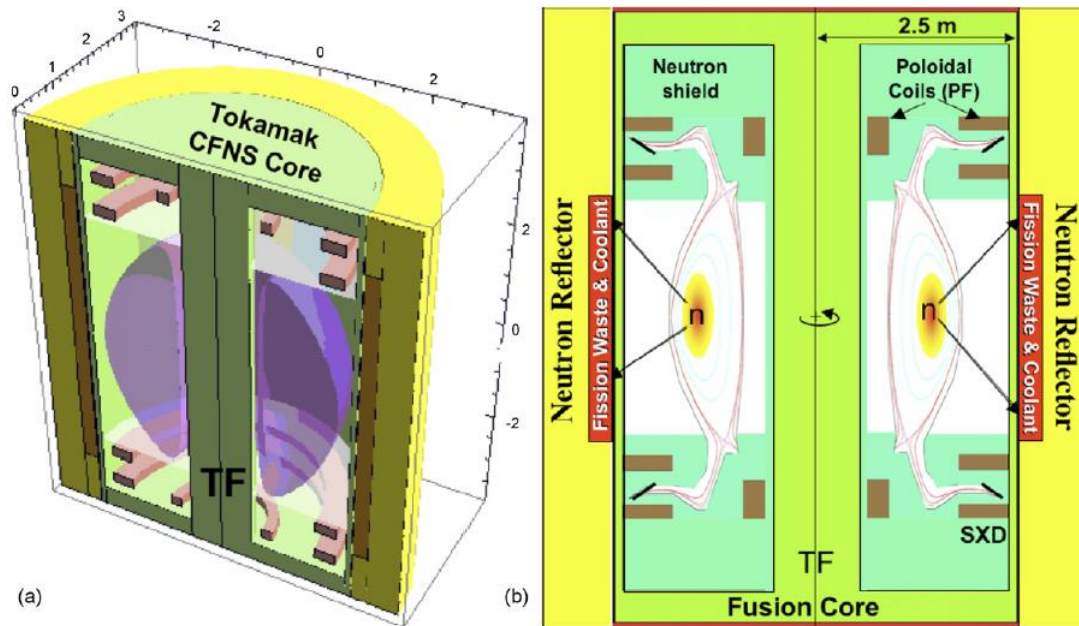


図 2-1 CFNS ベース核融合-核分裂混成炉の MCNPX 計算を用いた(a)三次元と(b)二次元の概要図 [6]

に肝要である。

発電が目的ではなくプラズマに入力するエネルギーとプラズマから得られるエネルギーの比が比較的低いので、CFNS は超電導コイルではなく、一般的な銅製の常伝導コイルを用いることを想定している。内側のトロイダル磁場コイル(Toroidal Field Coil :TFC)の保護のために、中性子遮蔽のためのシールドを設けている。この設計では 1.9g/cm^3 の均一な密度を持つチタン酸リチウムブランケットを混成アッセンブリに加えることにより TBR が 1.1 を超えることが事前の計算で実証されている。大半のトリチウムは鉛製核分裂シールドの外側のブランケットにより生み出される。

総計 100MW の D-T 核融合出力を生み出す CFNS による $\sim 3.6 \times 10^{19}\text{n/s}$ の高速中性子源を用いることで、今まで完全燃焼が困難だった Pu242、Cm244 そして、Am243 に代表される TRU の燃焼が期待される。この中性子源により混成炉は、核分裂ブランケットの核分裂増倍係数 k_{eff} が 1 に近い未臨界状態で稼働する。無視できない量の核分裂出力が生じる一方で、この増大した k_{eff} により、混成炉は安定して安全に、迅速且つ広範囲にわたり TRU を燃焼できることが期待される。FFTS は、新燃料サイクルの心臓部にある軽水炉(Light Water Reactor :LWR)の核種変換能力を完全に利用する。

図 2-2 には、高速ハイブリッドシステムを含む FFTS を用いた燃料サイクルを示す。不活性母材燃料(Inert Matrix Fuel :IMF)利用の LWR 焼却により核種変換しやすい核種を多数取り除くことができる。そのため、残留物(25%)を消費するため要求される先進的で高価な混成炉の数は急激に減少する。

CFNS にはナトリウム冷却を想定した環状核分裂ブランケットが想定されている。それは、厚さ 25cm、高さ 300cm であり、TRU/Zr 環状燃料を構造単位としている。この概念設計では現存する技術、設計、材料が想定されている。燃料棒の格子間隔は現存する高速炉の先進的概念を直接参考にしている。IMF は 700MWday/kg の燃焼を達成しており、燃料サイクルのこの段階で、TRU は 75%燃焼される。

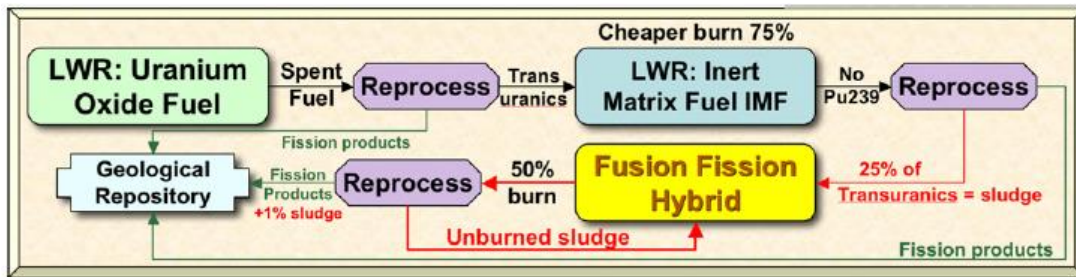


図 2-2 核融合-核分裂ハイブリッドにおける超ウラン物質の完全燃焼を想定した総超ウラン物質排出がゼロの燃料サイクル。UOX: Uranium OXide fuel(ウラン酸燃料)、FP: Fission Products (核分裂廃棄物)、SF: Spent Fuel(使用済み燃料) [6]

要求される初期 k_{eff} を満たし、且つシステム全体の 3000MWt の核分裂出力を維持が可能な平均核分裂出力密度を達成できる様に、ブランケット領域と燃料ピン内のアクチノイド体積率が選択されている。この設計には、粒子輸送シミュレーションと材料損傷を評価するためモンテカルロ粒子輸送コードの MCNPX が用いられている。

この概念設計による TRU 燃焼手法の要点を以下に列挙する。

- TRU 廃棄物の完全(~99%)燃焼は 1 を超える工程数となりうる。
- FFTS の基本的な案は混成炉による廃棄物の連続再循環と地中埋蔵処理の核分裂物質の除去である。
- FFTS は放射性廃棄物の地層処分の必要性を減少させ、環境的負荷を徹底的に減らす。
- 表 2-4 には、TRU 燃焼の大半の負荷を安価な LWR へ移すことで、FFTS により、高価な高速スペクトルシステムの必要数が 10 分の 1 になることが示されている。
- 臨界核分裂炉に対する他の大きな利点は、システムを再循環しなければならない TRU 低下による、FFTS の燃焼負荷の減少である。他の貢献としては IMF-LWR の工程導入、安定のための U238 の量に依存する臨界核分裂炉があり、初期燃焼割合の差も大きな利点である。
- 工程毎の燃焼割合の差(核分裂炉~10%、IMF と混成炉使用~60-90%)から 99%TRU 燃焼は数百年単位(核分裂炉想定)よりも短い数十年(FFTS 使用想定)で済むことが期待できる。
- Pu239 は IMF-LWR 工程で素早く完全に燃焼でき、核拡散する危険性を最小化することが期待できる。

(2)未臨界先進燃焼炉による廃棄物核種変換

W. M. Stacey 氏らの報告 [7]を例に未臨界先進燃焼炉(Subcritical Advanced Burner Reactor :SABR)について記述する。SABR は D-T 核融合中性子源トカマクにより稼働する未臨界の金属燃料使用想定核融合炉である。簡素化した 3 次元の概略図を図 2-3 に示す。環状の核分裂コアが外側から核融合中性子源を取り囲んでいる。核分裂コアとプラズマは反射材とトリチウム増殖ブランケットに取り囲まれ、その外

表 2-4 混成炉システムと商用高速スペクトル核種変換機の比較 [6]

	Hybrid system	Conventional FR system
LWR, UOX fuel (GWt)	246	300
LWR, IMF fuel (GWt)	54	0
Hybrid or Gen-IV SFR [37] (GWt)	16.7	163
Number of reactors needed	6	54

側に遮蔽材を設けた構造となっている。これらの材料の合計厚さは 80cm である。図 2-3 に示されていない各部材の詳細に関しては未定となっている。

SABR の原初の目的は使用済み核燃料(Spent Nuclear Fuel :SNF)を核種変換し、高レベルの廃棄物埋蔵量を削減することである。この工程で生み出される熱出力は電気出力への変換を想定している。この発電を達成するために、三つの循環冷却系を採用している。初期冷却と中間体冷却にはナトリウム冷却を想定し、第二循環系には水を想定している。この高圧サイクルと低圧サイクルにより発電する。

燃料ピンには直径 4mm の金属 TRU-Zr 製の塊を 酸化物分散強化(Oxide Dispersion Strengthened :ODS)鋼で被覆し、ナトリウムと結合させた物を想定されている。燃料の外径は 7.26mm である。炉心は 918 の六角形燃料の構造単位(図 2-5(b))を持ち、六角形それぞれが 271 の燃料ピン(図 2-5(c), (d))で構成されている。16 のアッセンブリには炭化硼素を豊富に含有した制御棒を含む。

図 2-4 は炉のトラス断面を示している。この模式図ではプラズマと炉心中心に対しての上部下部の実際の形状を簡素化されている。図 2-4 に示される様に核分裂コアは四層の領域に分割されており、それぞれ等量の構造単位が含まれている。その構造単位の設計の詳細とバッチ配列は図 2-5 に示している。750 日毎に、最も燃焼した(核融合炉心に最も近い)バッチは取り除かれ、新しいバッチが加えられ、残ったバッチはそれぞれ核融合炉心側へ移動する。

TRU 燃料は 40Zr-10Am-10Np-40Pu という重量組成で構成されている。 k_{eff} が 0.95 を超えないような燃料の量を連続エネルギーモンテカルロコード MCNP 等で決め、燃料コアが設計されている。設計の結果、全て新燃料想定で $k_{\text{eff}} = 0.95$ となる TRU の量は 36t であり。燃料総重量にして 60t 必要とされている。SABR はフル稼働で年間 1.06t の TRU を核種変換できることが期待される。年間のアメリカの使用済み核燃料生産量が、~100 000MW 電気出力で~2000t U/year である。この内のたった 1%が TRU である。従って、平均で 1000-MW 電気出力の LWR 一基あたり年間 0.2t の TRU を排出していると解釈できる。SABR のサポート比は核種変換率と炉の稼働率により定めると、100%稼働率の SABR 一機につき年間 1000-MW 電気出力の軽水炉 5 基分の TRU を燃焼することができることが期待できる。稼働率 60%の場合三基分の燃焼が期待できる。

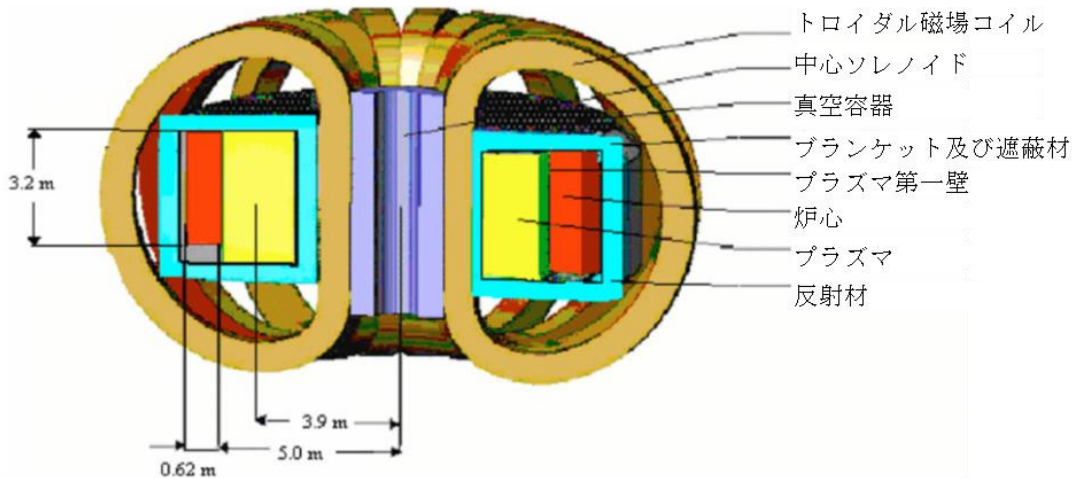


図 2-3 SABR の形状 [7]

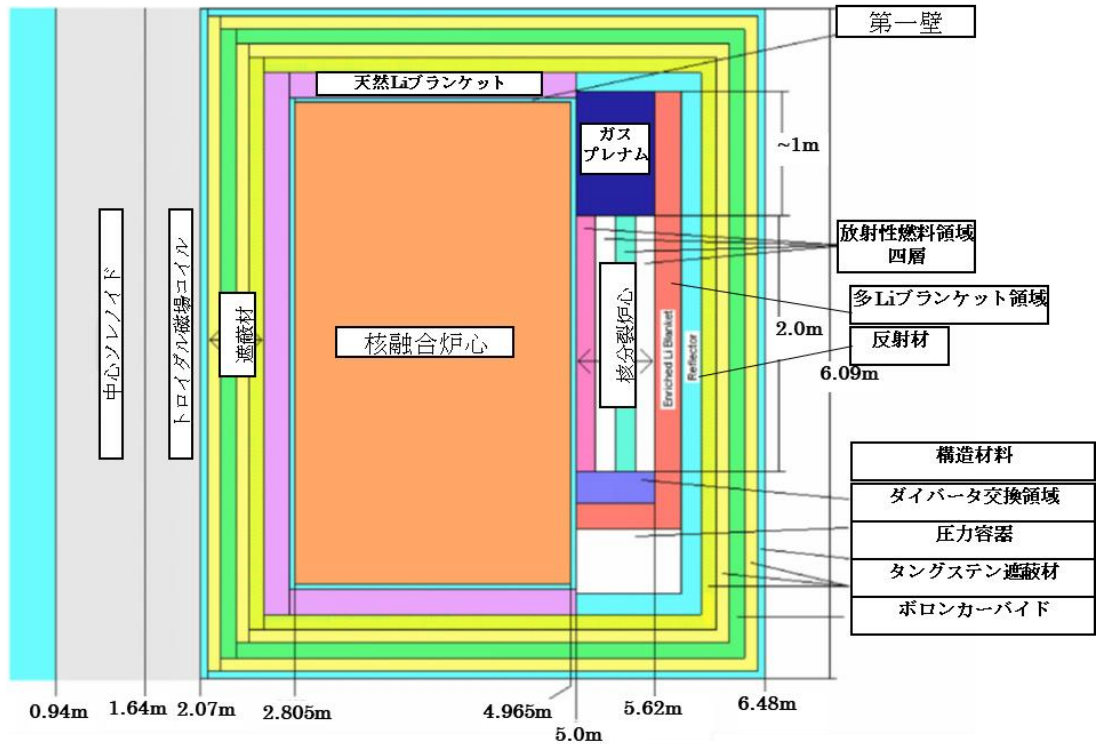


図 2-4 SABR 計算モデルの断面図 [7]。

2.1.6. トカマクプラズマ中性子源の経済性

2.1.5 節にて二つのトカマクプラズマ核融合中性子源についての例を上げた。これら以外にも研究、開発が進められている。この中性子源の実用化のためには、核融合反応を長時間維持するためのプラズマの閉じ込めや、高温、高磁場に耐える素材の開発等多くの技術的な課題が残されている。これらの技術的問題の解決とともに、社会的に受容される必要がある。

新しい中性子源の経済性はその中性子源が社会に受け入れられるための重要な指標の一つである。そのため核融合炉中性子源設計において経済性の評価は重要となる。核融合中性子源は核融合実用炉実現シナリオにおいて原型炉より早期建設の可能性がある一方経済性評価が殆ど行われていない。

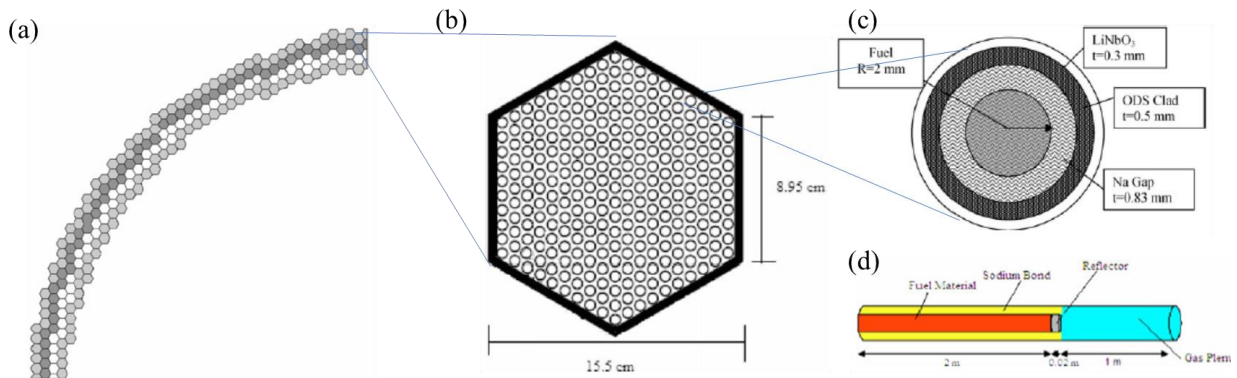


図 2-5 (a)燃料アッセンブリの四層バッチ設計 [7](図 2-4 の核分裂炉心部分)。 (b) 六角形燃料アッセンブリ構造単位の断面図 [7]。 (c) 燃料ピンの断面図 [7]。 (d) 燃料ピンの平面図 [7]。

2.1.7. 本章の研究目的

本研究の目的は核融合実用炉実現シナリオにおいて原型炉より早期建設の可能性がある一方殆ど行われていない小型中性子源に関する経済性評価及び経済的最適な設計値の検討を行うことである。

D-T 核融合反応中性子を用いることで、加速器や高速炉等の中性子源と比較して、大量にかつ安く高エネルギー中性子を発生させられる可能性がある。設計は考案されているが、その中性子に関するコストの評価は行われていない。また、物理設計工学設計の要の一つ、プラズマアスペクト比が固定されており、その系統的スキャンがなされていない。本研究では常伝導コイル(Normal Conductive Coil :NCC)または超電導コイル(Superconducting Coil :SCC)トカマク型小型中性子源を検討した。SCC を用いることでコイルの消費電力をなくすことが出来る一方、コイルの分解が出来ないので真空容器内部の機器(ブランケット、ダイバータ)の保守が困難になり、稼働率が低下すると考えられる。NCC を用いると電気抵抗によりコイルの消費電力が増加するが、コイルの分解が可能なので高い稼働率が期待される。本研究では炉設計システムコード PEC(Physics- Engineering-Cost) [8]を用いて、極力実証されたプラズマ性能の範囲で中性子生成コストを最小とするパラメータを探索し、トカマク型中性子源の経済性を評価した。

2.2. PEC コードの基本体系の概略と核融合プラズマモデル

本節では PEC コードに基本的に導入されている計算フローや核融合反応モデルを含むプラズマモデル等を示す。続く 2.3 節では中性子源評価を目的とした PEC コード改良したうえで実施した NCC 装置のみを対象とし、物理パラメータスキャンに重きをおいた経済性評価#1 に関して記述する。その次の 2.4 節では、経済性評価#1 の改善点を踏まえた上でさらに PEC コード改良したうえで NCC 装置と SCC 装置の比較を含む工学パラメータスキャンに重きをおいた経済性評価#2 に関して記述する。

2.2.1. PEC コード計算フローとコスト評価

本節の経済性評価には炉設計システムコードである PEC(Physics-Engineering-Cost) [8]を用いる。従来の PEC コードでは、以下のように計算されていた。従来の計算手順のフローチャートを図 2-6 に示す。

- ①初期値のプラズマ大半径(R_p)と閉じ込め改善度(H_f)からプラズマパラメータ、パワーバランスを計算し、イグニッションマージン(M_I :核融合出力の内、プラズマ中に閉じ込められるエネルギーと放射や輸送によってプラズマ中から損失されるエネルギーの比)と送電端出力(P_{e-net})を計算する。
- ②任意の M_I 目標値、 P_{e-net} 目標値を(指定した精度以内で)満たす設計値が出力されるまで R_p と H_f を変化させて計算を繰り返す。
- ③目標値が満たされると、そのパラメータ計算結果から径方向の機器配置であるラジアルビルドが計算される。
- ④ラジアルビルドから各設備の体積、重量を計算し、コストの算出を行う。

経済性評価には単位送電端出力あたりのコストである電力単価(Cost of Electricity :COE)が用いられてい

た。評価式を(2-1)に示す。1 mill は 1 \$の千分の一である。

$$\text{COE [mill/kWh]} = \frac{\text{年間総発電経費[mill]}}{\text{送電端出力}(P_{e\text{-net}}) \text{ [kW]} \times \text{設備稼働率}(f_{\text{avail}}) \text{ [-]} \times 8760 \text{ [h]}} \quad (2-1)$$

$$\begin{aligned} (\text{年間総発電経費[mill]}) = & (\text{年間資本費[mill]}) + (\text{年間燃料費[mill]}) \\ & + (\text{年間操業費[mill]}) + (\text{年間交換費[mill]}) \\ & + (\text{年間廃炉費[mill]}) \end{aligned} \quad (2-2)$$

資本費は、建設費と材料費に利率を考慮し一年分の費用に変換した値を用いる。燃料費は核融合に用いる燃料の費用である。操業費はプラント内の電気代や人件費の費用である。交換費は、高速中性子によ

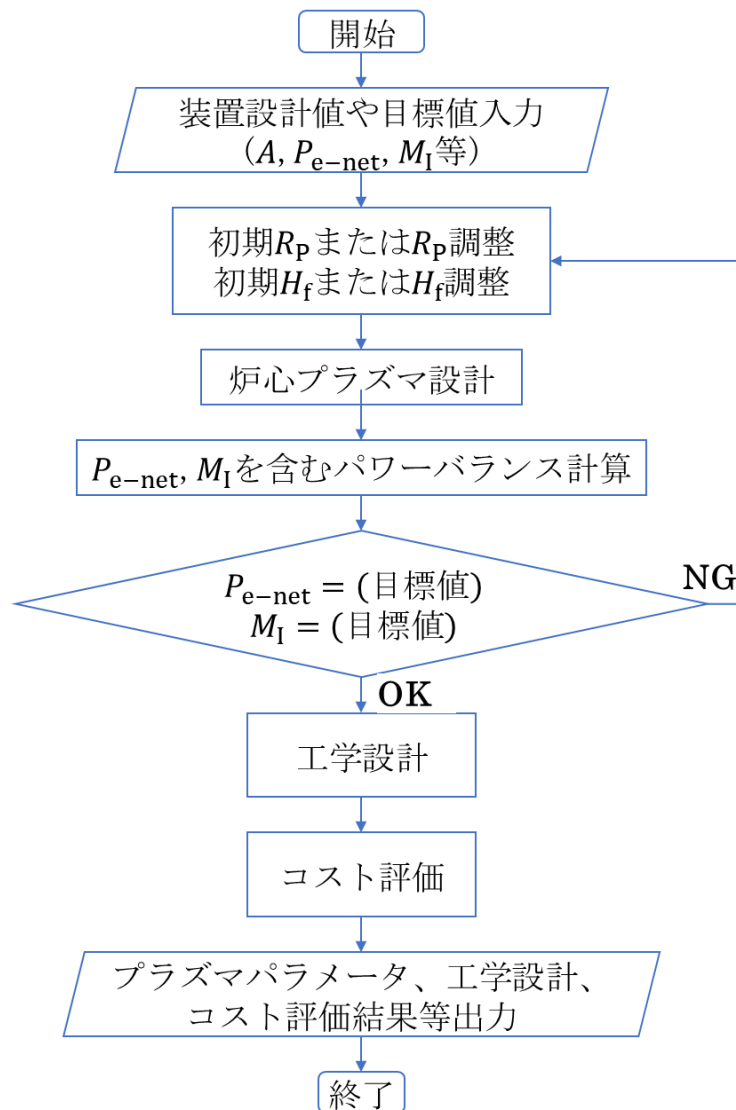


図 2-6 従来の PEC コードのフローチャート

り放射化した機器を交換するための費用である。廃炉費は、炉の廃止措置の費用である。

2.2.2. 核融合反応モデルと不純物

重水素-三重水素熱核融合出力密度 $P_{\text{fus,DT-t}}(\rho)$ [MW m^{-3}] (規格化小半径: $\rho = r/a_p$ 、 r :プラズマ副軸(または磁気軸)からの径方向距離、 a_p :プラズマ小半径)は以下の式(2-3)で計算を行う。

$$P_{\text{fus,DT-t}}(\rho) = 7.05 \times 10^{-19} \times n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} \quad (2-3)$$

ここで n_D 、 n_T はそれぞれ燃料のイオンである重水素とトリチウムの密度 [m^{-3}] である。 $\langle \sigma v \rangle_{\text{DT}}$ [m^3/s] は核融合反応率であり、イオン温度(T_i)に依存する。

温度、密度分布

$P_{\text{fus-t}}(\rho)$ を計算する際の n および T_i の径方向分布は以下の式(2-4)および式(2-5)で与えられる。ここで、 ρ はで計算される。

$$n(\rho) = n_0(1 - \rho^2)^{\alpha_n} \quad (2-4)$$

$$T(\rho) = T_0(1 - \rho^2)^{\alpha_T} \quad (2-5)$$

ここで n_0 、 T_0 はそれぞれ中心の密度、温度、 α_n 、 α_T はピーキングファクターである。本研究では $\alpha_n = 0.25$ 、 $\alpha_T = 1$ とし計算を行う。 n および T_i の径方向分布を図 2-7 に示す。

式(2-3)で得られた $P_{\text{fus}}(\rho)$ を径方向に積分(式)することで平均熱核融合出力密度($P_{\text{fus-t}}$) [MW/m^3] が得られる。

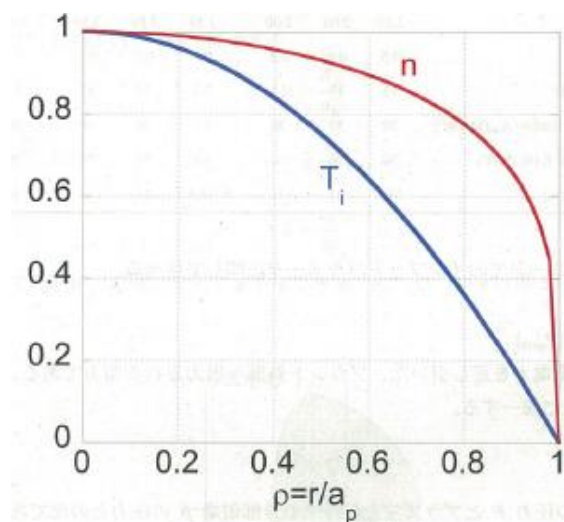


図 2-7 n および T_i の径方向分布

$$\langle P_{\text{fus-t}} \rangle = 2 \int_0^1 \rho P_{\text{fus-t}}(\rho) d\rho \quad (2-6)$$

高速イオンによる核融合出力

重水素中性粒子ビーム入射(Neutral Beam Injection: NBI、機構の詳細は 4.1.2 節参照)により生成される高速イオンによる核融合出力は以下の式を仮定した。

$$P_{\text{fus-b}} = Q_{\text{bt1}} P_{\text{CD}} + Q_{\text{bt2}} P_{\text{aux}} \quad (2-7)$$

電流駆動(Current Drive :CD)のための 800keV 接線方向重水素 NB と加熱のための 200keV 準垂直方向重水素 NB を想定した。 P_{CD} 、 P_{aux} はそれぞれ CD 用 NB と加熱用 NB のプラズマへの入力パワーを示す。CD 用 NB と加熱用 NB による核融合エネルギー増倍率をそれぞれ $Q_{\text{bt1}} = 0.25$ 、 $Q_{\text{bt2}} = 0.5$ とした。

総核融合出力

熱核融合出力と高速イオンによる核融合出力を合計して、総核融合出力を計算する。

$$P_{\text{fus}} = V_{\text{p}} \langle P_{\text{fus-t}} \rangle + P_{\text{fus-b}} \quad (2-8)$$

ここで、 V_{p} はプラズマ体積である。

不純物

不純物はヘリウム(He)、酸素(O)及び鉄(Fe)を想定した。いずれも完全電離イオン($Z_{\text{He}} = 2$ 、 $Z_{\text{O}} = 8$ 、 $Z_{\text{Fe}} = 26$)とし、イオンに対する濃度はそれぞれ、 $n_{\text{He}}/n_{\text{i}} = 0.05$ 、 $n_{\text{O}}/n_{\text{i}} = 0.01$ 及び $n_{\text{Fe}}/n_{\text{i}} = 0.001$ とした。このとき、電子密度に対する燃料イオンの比率は $n_{\text{DT}}/n_{\text{e}} = 0.794$ となる。

2.2.3. プラズマパラメータ

アスペクト比(A)、楕円度(κ)、三角度(δ)

アスペクト比(A)、楕円度(κ)、三角度(δ)はプラズマの形状を決定するパラメータである。それぞれに定義について式(2-9)~(2-11)に示す。

$$A = R_{\text{p}}/a_{\text{p}} \quad (2-9)$$

$$\kappa = b/a_{\text{p}} \quad (2-10)$$

$$\delta = d/a_{\text{p}} \quad (2-11)$$

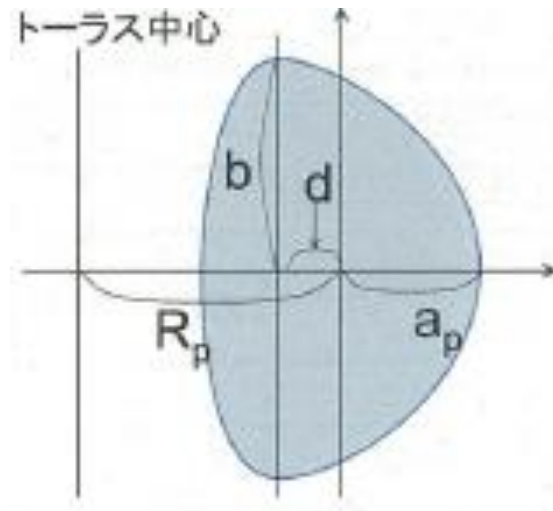


図 2-8 プラズマ断面の概略図

R_p 、 a_p 、 b 、 d を図 2-8 に示す。

ベータ値

プラズマの持つ圧力 p_p とプラズマを保持する外部磁場 B の圧力との比であり、式(2-12)であらわされる。

$$\beta = \frac{p_p}{B^2/2\mu_0} \quad (2-12)$$

ここで μ_0 は真空の透磁率である。 β 値が高いほど、弱い磁場で高圧力のプラズマを閉じ込めることができる。本研究で用いる平均の β 値 $\langle\beta\rangle$ を式(2-13)に示す。トカマク型核融合炉では、 β 値の上限はプラズマ電流(I_p)に比例し、トロイダル磁場 B_T と a_p に反比例することが実験および理論で示されている。式(2-14)のように β 値を I_p 、 B_T 、 a_p で規格化したものを規格化 β 値(β_N)と呼び、トカマク型核融合炉の性能を表すパラメータの一つとして用いられる。ここで k_B はボルツマン定数である。

$$\langle\beta\rangle = \frac{2k_B\langle n_e T_e \rangle}{B_T^2/2\mu_0} \quad (2-13)$$

$$\beta_N = \frac{\langle\beta\rangle}{I_p/a_p B_T} \quad (2-14)$$

安全係数(q)

安全係数(q)は、トラスプラズマ内の磁力線に沿って小周方向に一周回る間に大周方向に何周回るかの比で定義される無次元物理量である。径方向に分布を持つトロイダル電流密度に強く依存するため径方向に分布を持つ。大半の物理量の分布を考慮しない無次元システムコード PEC では、円柱安全係数(q^*)と 95%トロイダル磁束の安全係数(q_{95})を A に依存するとして、式(2-15)を用いて A 及び計算条件(球状トカ

マクを想定した $q^* \geq 2.5$ [9]と典型トカマクを考慮した $q_{95} \geq 3$ から q_{95} あるいは q^* を計算する。 $q_{95} < 3$ と
ならない限り、 $q^* = 2.5$ とする。

$$\frac{q_{95}}{q^*} = \frac{1.17 - 0.65A^{-1}}{(1 - A^{-2})^2} \quad (2-15)$$

図 2-9 に q^* , q_{95} の A 依存性を示す。 $A = 3.0$ 付近で $q_{95} < 3$ となり、 $A > 3.0$ で A 増加に伴い q^* が増加した。

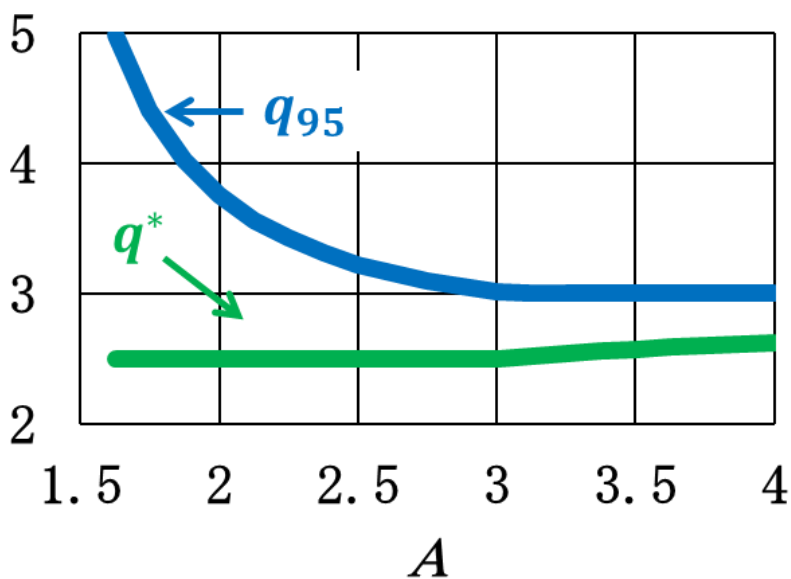


図 2-9 q^* , q_{95} の A 依存性。

PEC コードで計算される主なプラズマパラメータを表 2-5、表 2-6 に示す。本研究ではブートストラップ電流割合については別の式を用いた。

表 2-5 PEC コードで計算する主なプラズマパラメータ 1/2

平均密度	$\langle n \rangle$	m^{-3}	$\frac{\langle \beta \rangle B_t^2}{0.080535 \times [T]} \times 10^{20}$
温度の密度平均	$[T]$	keV	$\frac{\langle nT \rangle}{\langle n \rangle}$
平均とピーク密度の比	$\frac{\langle n \rangle}{n_0}$		$2 \int_0^1 \rho F(\rho) d\rho$
(密度×温度)の平均	$\langle nT \rangle$	$\text{keV} \cdot \text{m}^{-3}$	$2 \int_0^1 \rho F(\rho) T(\rho) d\rho$
平均温度	$\langle T \rangle$	keV	$2 \int_0^1 \rho T(\rho) d\rho$
トロイダル磁場	B_T	T	$B_{\max} \frac{R_{\min}}{R_P}$
プラズマ電流	I_P	MA	$5 \frac{K^2 a_p^2 B_T}{R_P q^*}$
	K		$\sqrt{\frac{1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2 - 1.2\delta^3)}{2}}$
ポロイダル磁場	B_P	T	$\frac{\mu_0 I_P}{2\pi a_p}$
ブートストラップ電流	I_{BS}	MA	$f_{BS} I_P$
ブートストラップ電流割合	f_{BS}		$1.602^{0.25} A^{-1/2} (0.773 + 0.019\kappa) \beta_P$
ポロイダルベータ	β_P		$\langle \beta \rangle \left(\frac{B_T}{B_P} \right)^2$
プラズマ体積	V_P	m^3	$2\pi R_P \times \pi a_p b \left(1 - \frac{\delta}{8} + \frac{\delta^4}{192} - \frac{a_p}{4R_P} \left(\delta - \frac{\delta^3}{3} \right) \right)$
プラズマ表面積	S_P	m^2	$2\pi R_P \times 2\pi \sqrt{\frac{a_p^2 + b^2(1 + 2\delta^2 - 1.2\delta^3)}{2}}$
プラズマエネルギー	W_P	MJ	$1.6022 \times 10^{-16} \times 10^{-6} \times 3 \langle n \rangle [T] V_P$

表 2-6 PEC コードで計算する主なプラズマパラメータ 2/2

平均の制動放射 パワー	$\langle P_{\text{brem}} \rangle$	MW/m ³	$2 \int_0^1 \rho P_{\text{brem}}(\rho) d\rho$
制動放射 パワー	$P_{\text{brem}}(r)$	MW	$C_{\text{br}} n(r)^2 T(r)^{0.5} \left(1 + 1.55 \times 10^{-3} T(r) \right.$ $+ 7.15 \times 10^{-6} T(r)^2 + 4.14 \times 10^{-3} \frac{T(r)}{Z_{\text{eff}}}$ $\left. + 0.071 \frac{n_e Z_e^3 + n_{\text{He}} Z_{\text{He}}^3 + n_{\text{O}} Z_{\text{O}}^3 + n_{\text{Fe}} Z_{\text{Fe}}^3}{T(r)^{0.5} n_e} \right)$
有効電荷	Z_{eff}		$\frac{n_e + n_{\text{He}} Z_{\text{He}} (Z_{\text{He}} - 1) + n_{\text{O}} Z_{\text{O}} (Z_{\text{O}} - 1) + n_{\text{Fe}} Z_{\text{Fe}} (Z_{\text{Fe}} - 1)}{n_e}$
	C_{br}		$0.0535 Z_{\text{eff}} \times 10^{-40}$
熱核融合出力	$P_{\text{fus-t}}$	MW	$\langle P_{\text{fus-t}} \rangle V_{\text{p}}$
平均熱核融合出力	$\langle P_{\text{fus-t}} \rangle$	MW/m ³	$2 \int_0^1 \rho P_{\text{fus,DT-t}}(\rho) d\rho$

2.3. 経済性評価#1(球状トカマク型 NCC 装置物理パラメータスキャン)

分解可能な NCC トカマクは迅速な機器交換が要求される装置に対し魅力的とされる [10]。2.1.5 節で述べた NCC 小型ハイブリッド炉 [6]を始め CTF(Component Test Facility) [11]、VNS(volumetric neutron source) [12]等、球状トカマク型 NCC 装置が比較的多く見られる。しかし、SABR でトカマク型が採用されているように低Aの球状トカマク型が、本研究で注目する核種変換装置経済性において優位であるかどうかは不明瞭である。ここでは、球状トカマク型 NCC 装置のみに対しAに重きをおいたパラメータスキャンを行う。SCC 装置の検討及び NCC 装置との比較等は 2.4 節で行う。

2.3.1. PEC コード改良(CON 導入)

本章における研究では、発電を目的とした核融合炉ではなく、超ウラン元素の核種変換を主な目的とした小型核融合中性子源の設計が目的である。そこで、まずは元々組み込まれていた単位 $P_{e-\text{net}}$ あたりのコストである電力単価(Cost of Electricity :COE)(式(2-1))を単位中性子出力(P_{neut})量あたりのコスト(Cost of Neutron: CON)を導入した。CON を式(2-16)に示す。1 mill は 0.001 \$ である。CON には送電端出力 $P_{e-\text{net}}$ による売電収入も考慮するようにした。

$$\text{CON} [\text{mill/kWh}] = \frac{\text{年間総発電経費}[\text{mill}] - \text{売電収入}[\text{mill}]}{\text{中性子出力} [\text{kW}] \times \text{設備稼働率}[-] \times 8760[\text{h}]} \quad (2-16)$$

核分裂燃料の形状及び寸法が詳細に決められていて設計への反映の容易さから SCC 装置の SABR [7] を参考にした。その外側第一壁表面積(S_{ofw})を目標値($126[\text{m}^2]$) [7]とアスペクト比 A から R_p を決定できるようにした。そして、目標 P_{fus} からコイル最大磁場 B_{max} を決定できるようにした。経済性評価#1 での PEC コードフローチャートを図 2-10 示す。

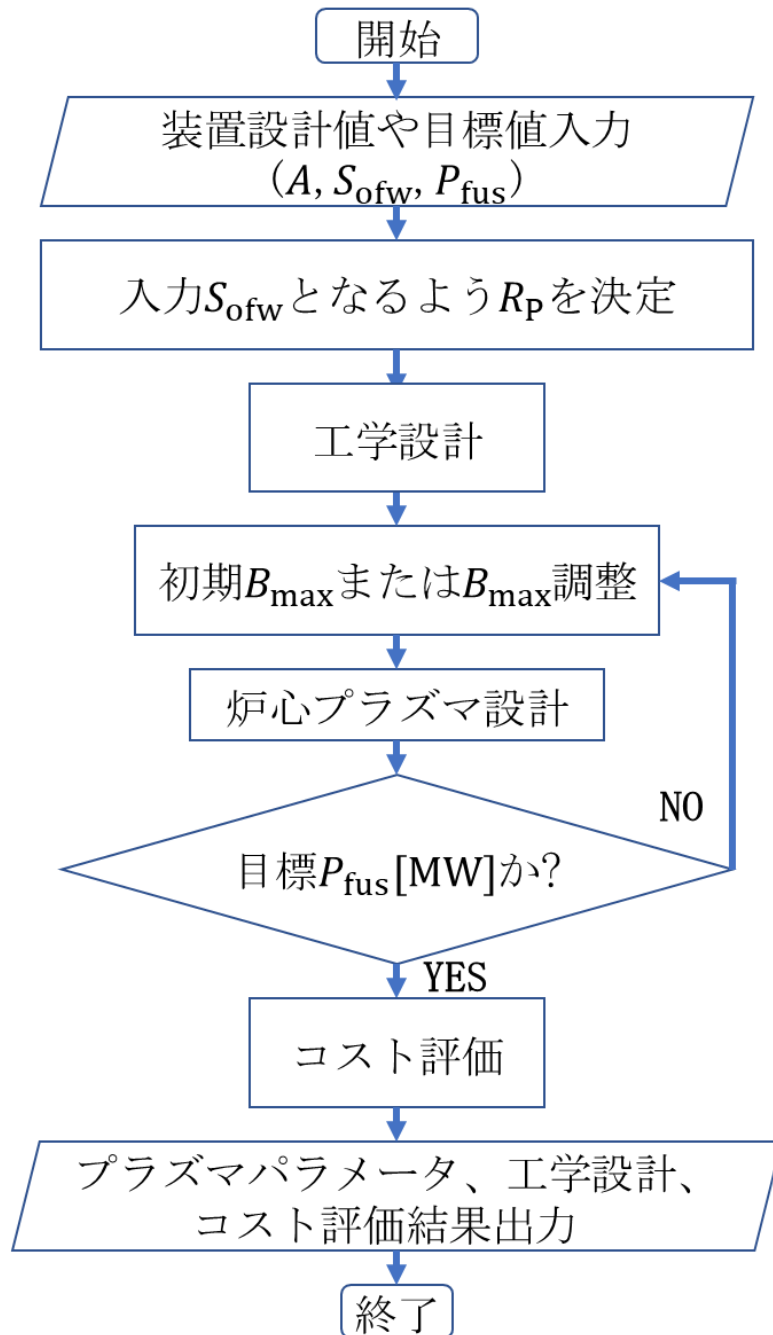


図 2-10 経済性評価#1 での PEC コードフローチャート

2.3.2. 工学設計#1

経済性評価#1 での工学設計を図 2-11 に示す。

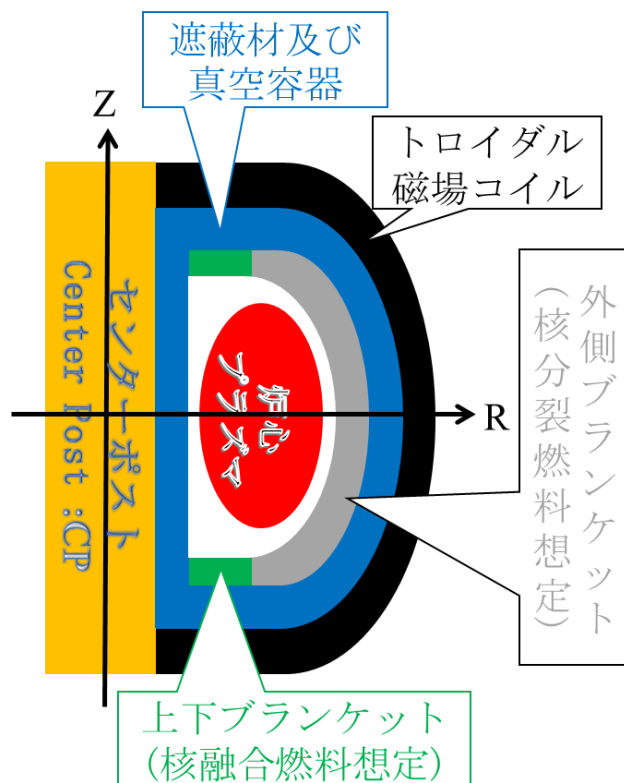


図 2-11 経済性評価#1 での工学設計

センターポスト(Center Post :CP)と CP に連結した外側のトロイダル磁場コイルとでトロイダル磁場 B_T を印加する。CP 内等に中心ソレノイドは無く、本研究ではプラズマ立ち上げとして NBI による非誘導電流駆動を想定。トロイダル磁場コイルに形状や寸法は設定されないが、コスト、抵抗損失は CP を基に計算される。図 2-12 に径方向工学設計(ラジアルビルド)を示す。

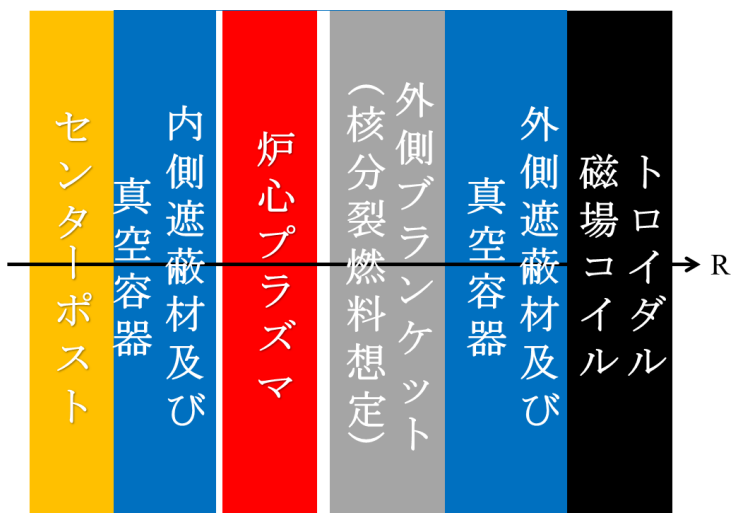


図 2-12 経済性評価#1 での径方向工学設計

2.3.3. プラズマ設計#1

文献 [13]を参考に κ の A 依存性を仮定した。

$$\kappa = 1.082 + 2.747/A \quad (2-17)$$

β_N の A, κ 依存性は [13]を参考にした。

$$\beta_N = f_{\text{peak}}^{-0.5} (3.09 + 3.35/A + 3.87/A^{0.5}) (\kappa/3)^{0.5} \quad (2-18)$$

$$f_{\text{peak}} = \left(\int_0^1 (1 - \rho^2)^{\alpha_T} (1 - \rho^2)^{\alpha_n} d\rho \right)^{-1} \quad (2-19)$$

$A = 3.0$ で $\beta_N = 3.0$ になるように式(2-18)をフィッティングし、簡略化した以下の式を用いた。

$$\beta_N = 3(3/A)^{0.39} (\kappa/2)^{0.5} \quad (2-20)$$

図 2-13 に κ, β_N の A 依存性を示す。

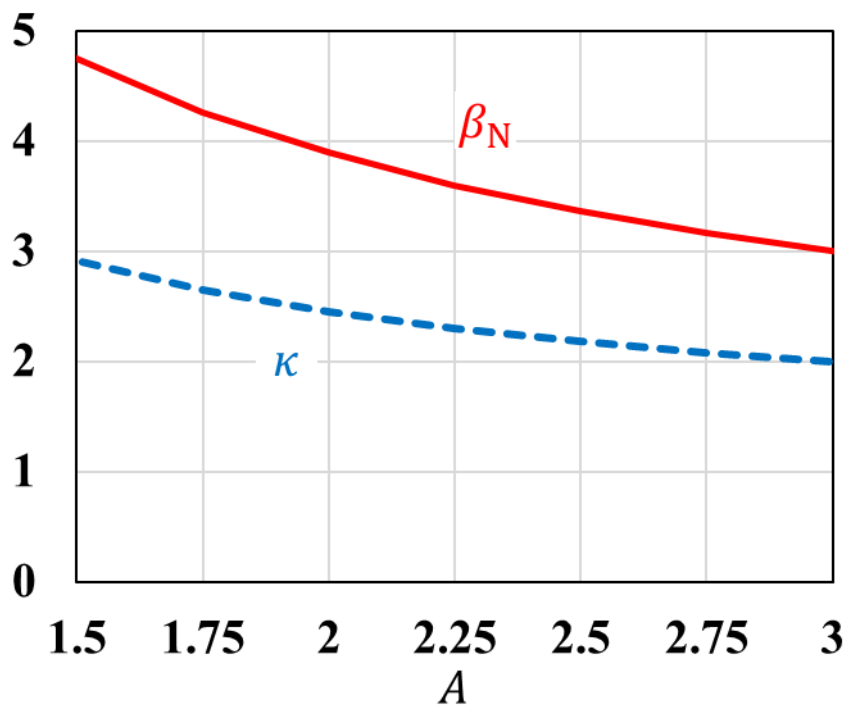


図 2-13 κ, β_N の A 依存性

2.3.4. エネルギーフロー#1

2.2.3 節及び 2.3.3 節で述べたプラズマパラメータを用いてパワーバランスを求める。最終的に計算される P_{fus} が目標値を満たすように B_{max} を変えながら繰り返し計算を行う。

図 2-14 に経済性評価#1 でのエネルギーフロー概略図を示す。発生した中性子はブランケット内で熱エネルギーとして取り出す。それと同時にブランケットに装荷した TRU の核分裂の崩壊熱もエネルギーとして取り出す。また α 粒子はプラズマ内に閉じ込められプラズマの加熱に使われる。プラズマからは輸送によるエネルギーの損失と放射による損失があり、その損失エネルギーを第一壁表面で熱として取り出す。放射性廃棄物の核分裂反応を想定しブランケットでのエネルギー増倍率は熱出力(P_{th})が 3GW となるよう設定した。熱効率は核融合原型炉である定常トカマク動力炉(Steady State Tokamak Reactor :SSTR) [14] と同じ 34.5%とし、加熱・電流駆動装置の効率は 50%とした。表 2-7 にパワーバランスを求めるために用いた定数を示す。

表 2-7 パワーバランスの計算に用いる定数

α 粒子閉じ込め率	$f_{\alpha pconf}$	0.98
電流駆動装置の効率	f_{CD}	0.5
補助加熱装置の効率	f_{aux}	0.5
真空容器、冷却装置に用いる電力の割合	f_{plant}	0.04

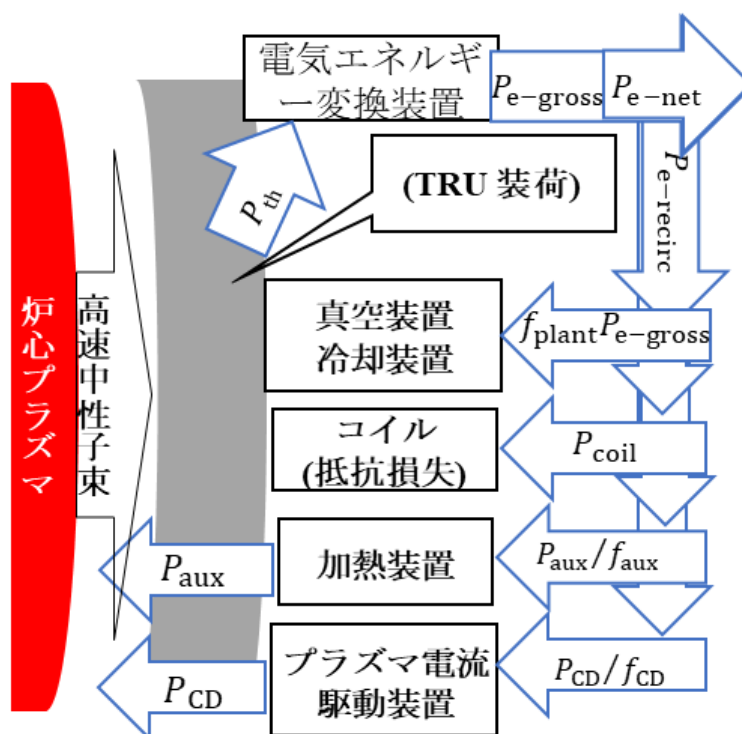


図 2-14 経済性評価#1 におけるエネルギーフロー概略図

輸送による損失を求める際のエネルギー閉じ込め時間 τ_E [s]は、ITER 98(y,2)則 [11]によるエネルギー閉じ込めのスケーリング τ_E^{98y2} を用いる。 τ_E 、 τ_E^{98y2} を式(2-21)、式(2-22)に示す。 H_{98y2} は閉じ込め改善度である。H ファクターと呼ばれ、比例則によって得られた閉じ込め時間の何倍必要かを表す係数である。 $M_{\text{ion-ave}}$ は平均イオン質量数である。本研究では D-T 核融合反応を想定しているので 2.5 である。 \bar{n}_{19} は電子の線平均密度 $[10^{19}\text{m}^{-3}]$ である。他の有次元物理量の単位はそれぞれ I_P [MA]、 R_p [m]、 B_T [T]、パワー(P_α 、 P_{aux} 、 P_{CD})は[MW]である。

$$\tau_E = H_{98y2} \tau_E^{98y2} \quad (2-21)$$

$$\tau_E^{98y2} = 0.0562 M_{\text{ion-ave}}^{0.19} I_P^{0.93} R_p^{1.97} B_T^{0.15} A^{-0.58} \kappa^{0.78} \bar{n}_{19}^{0.41} (f_{\text{alpcnf}} P_\alpha + P_{\text{aux}} + P_{\text{CD}})^{-0.69} \quad (2-22)$$

表 2-8 にパワーバランスの計算式をまとめたものを示す。 P_{coil} はコイルの抵抗損失である。NCC 想定における銅の抵抗率($2.64 \times 10^{-8}[\Omega \cdot \text{m}]$)とした。NBCD の効率 η_{NBCD} は $[10^{20} \text{A}/(\text{Wm}^2)]$ 単位、 $\langle T_e \rangle$ は[keV]単位である。 $E_{\text{NB}} = 200[\text{keV}]$ とした。ACCOMME コード [15]による解析により η_{NBCD} を $0.2 \times 10^{20}[\text{A}/(\text{m}^2\text{W})]$ とした。プラズマへの補助加熱 P_{aux} はプラズマが維持されるよう、エネルギー損失($P_{\text{rad}} + P_{\text{cond}}$)に対して自己加熱(α 粒子出力: P_α)と P_{CD} による加熱の合計($P_\alpha + P_{\text{CD}}$)が不足している分を補うよう算出される。 $P_\alpha + P_{\text{CD}} > P_{\text{rad}} + P_{\text{cond}}$ となり、 $P_{\text{aux}} < 0$ となる場合は、 P_{CD} が低下するよう I_P ($\propto 1/q^*$)を q_{95} により調整する(2.2.3 節、式(2-15)、表 2-5 参照)。

表 2-8 パワーバランスの計算式

中性子出力	P_{neut}	$\frac{14.06}{17.58} P_{\text{fus-t}}$
α 粒子出力	P_{α}	$\frac{3.52}{17.58} P_{\text{fus-t}}$
放射損失	P_{rad}	$P_{\text{sync}} + P_{\text{brem}}$
シンクロトロン損失	P_{sync}	$0.062 \langle n \rangle_{20} \langle T \rangle_{10} B_T^2 \left(0.0021 \langle T \rangle_{10}^{1.5} \sqrt{\frac{B_T}{\langle n \rangle_{20} a_P} \left(1 + \frac{5.7}{A \sqrt{\langle T \rangle_{10}}} \right)} \right) \times 0.2236 \Big) V_P \times 2.0$ [MW]未満の場合、 $P_{\text{sync}} = 2.0$ [MW]
制動放射損失	P_{brem}	$\langle P_{\text{brem}} \rangle V_P$
輸送による損失	P_{cond}	$\frac{W_P}{\tau_E}$
電流駆動装置でのエネルギー	P_{CD}	$\frac{n_{20} (I_P - I_{BS}) R_P}{\eta_{\text{NBCD}}}$
電流駆動効率	η_{NBCD}	$0.2 \times 10^{20} [\text{A}/(\text{m}^2\text{W})]$
NCC の抵抗損失	P_{coil}	$Q_{\text{Cu}} \frac{L_{\text{coil}}}{S_{\text{coil}}} I_{\text{coil}}^2$
プラズマへの補助加熱	P_{aux}	$P_{\text{cond}} + P_{\text{rad}} - f_{\text{alplconf}} P_{\alpha} - P_{\text{CD}}$
全熱出力	P_{th}	3 GW
全電気出力	$P_{\text{e-gross}}$	1049 MW
送電端出力	$P_{\text{e-net}}$	$P_{\text{e-gross}} - \frac{P_{\text{CD}}}{f_{\text{CD}}} - \frac{P_{\text{aux}}}{f_{\text{aux}}} - f_{\text{plant}} P_{\text{e-gross}} - P_{\text{coil}}$ $= P_{\text{e-gross}} - P_{\text{e-recirc}}$
所内循環電力	$P_{\text{e-recirc}}$	$\frac{P_{\text{CD}}}{f_{\text{CD}}} + \frac{P_{\text{aux}}}{f_{\text{aux}}} + f_{\text{plant}} P_{\text{e-gross}} + P_{\text{coil}}$
入射ビームによる核融合出力	$P_{\text{fus-b}}$	$Q_{\text{bt1}} P_{\text{CD}} + Q_{\text{bt2}} P_{\text{aux}}$
総核融合出力	P_{fus}	$P_{\text{fus-t}} + P_{\text{fus-b}}$

2.3.5. 工学設計パラメータの計算#1

核融合炉心の構造物、コイル、ブランケット、ダイバータ、シールド、真空容器等の工学設計を主にプラズマ形状から決定する。ラジアルビルドのパラメータを計算し、これらの工学設計を行う。

ラジアルビルド(図 2-12)は、図 2-8 で示した R_p 、 a_p 、 b とそれぞれの構造物の厚さ t から、表 2-9 に示す計算式で決定する。下付き「1」は高磁場側、「2」は低磁場側である。

表 2-9 において、 b は各コンポーネントのプラズマ中心位置からの垂直方向の長さを示す値である。本節ではコイル、ブランケット、ダイバータ、シールド、真空容器の設計について述べる。

表 2-9 径方向及び垂直方向パラメータ計算式

R_{FW1}	$R_p + a_p - t_{p-w \text{ gap}}$	a_{FW}	$(R_{FW2} - R_{FW1})/2$
R_{blnkt1}	$R_{FW1} - t_{blnkt}/2$	a_{blnkt}	$a_{FW} + t_{blnkt}/2$
R_{sh1}	$R_{FW1} - t_{blnkt} - t_{sh}/2$	a_{sh}	$(R_{sh2} - R_{FW1})/2$
R_{min}	$R_{FW1} - t_{blnkt} - t_{sh} - t_{ves}$	a_{coil}	$\{(R_{max} - R_{min}) + 1\}/2$
R_{FW2}	$R_p + a_p + t_{p-w \text{ gap}}$	b_{FW}	$b + t_{p-w \text{ gap}}$
R_{blnkt2}	$R_{FW2} + t_{blnkt}/2$	b_{blnkt}	$b_{FW} + t_{blnkt}/2$
R_{sh2}	$R_{FW1} + t_{blnkt} + t_{sh}/2$	b_{sh}	$b_{FW} + t_{blnkt} + t_{sh}/2$
R_{max}	$R_{FW1} + t_{FW} + t_{sh} + t_{ves} + 0.3$	b_{coil}	$b_{FW} + t_{blnkt} + t_{sh} + 0.3 + t_{coil}/2$
R_0	$(R_{max} + R_{min})/2$		

コイル

コイルの質量単価[\$/kg]は CP が 7.05、TFC が 5.52 とし、質量密度[kg/m³]は CP が 7.05、TFC が 2.295(アルミニウム製を想定 [16])とした。NCC 想定 of 電流密度は、 B_T [T]と R_p [m]からアンペールの法則を用いて式(2-23)より算出されたコイル電流 I_{coil} [MA]と、CP 断面積[m²]から式(2-24)を用いて求める。

$$I_{coil} = 5R_p B_T \quad (2-23)$$

$$J_{coil} = I_{coil}/S_{coil} \quad (2-24)$$

表 2-10 にコイル関連の主な計算式を示す。

表 2-10 コイル関連の主な計算式

センターポスト断面積	S_{CP}	m^3	πR_{min}^2
センターポスト長さ	L_{CP}	m	$2b_{coil} + t_{coil}$
センターポスト体積	V_{CP}	m^3	$S_{CP}L_{CP}$
トロイダル磁場コイル合計体積	V_{TFC}	m^3	$V_{TFout} + V_{CP}$
外側トロイダル磁場コイル体積	V_{TFout}	m^3	$L_{TFout}S_{TFout}$
外側トロイダル磁場コイル長さ	L_{TFout}	m	$2\pi \sqrt{(a_{coil}^2 + b_{coil}^2)}/2/2$
外側トロイダル磁場コイル断面積	S_{TFout}	m^2	$2S_{CP}L_{TFout}/L_{CP}$
外側トロイダル磁場コイル厚さ	t_{coil}	m	R_{min}
ポロイダル磁場コイル体積	V_{PFC}	m^2	$1.08V_{TFC}$

ブランケット、シールド、ダイバータ、真空容器

D-T 核融合炉の外側のブランケットとシールドの厚さは文献 [17]により、中性子の遮蔽を十分に行えるよう、中性子壁負荷 $L_{wall}(= S_{FW}/P_{neut})$ によって決まる設計となっている。その計算式を式(2-25)に示す。

$$t_{blnkt} + t_{sh} = 0.1L_{wall} + 0.8 \quad (2-25)$$

高磁場側シールド厚さは NCC 想定 of 文献 [18]より 0.26 m とした。また、高磁場側にはブランケットを置かないことを想定している。工学設計を表 2-11 に示す。外側ブランケット、シールド、真空容器に関する体積は表面積と厚さの積で求める。

表 2-11 工学設計

外側ブランケット、シールド、真空容器	表面積	m^2	$2\pi R \times 2\pi \sqrt{\frac{a^2 + (a\kappa)^2}{2}}/2$
	体積	m^3	$S \times t$
内側真空容器	体積	m^3	$\pi(R_{VV1}^2 - t_{coil}^2) \times 2b_{VV}$
内側シールド	体積	m^3	$\pi(R_{sh1}^2 - R_{VV1}^2) \times 2b_{sh}$
ダイバータ	体積	m^3	$0.1 \times V_{blankt}$

定期交換

発生する中性子による炉壁の損傷があるため、ブランケット、ダイバータ、電流駆動装置の定期的な交換が必要となる。式(2-26)でブランケットの単位面積あたりの中性子照射エネルギー限界 $W_{\text{life}}[\text{MWyear}/\text{m}^2]$ と L_{wall} から、ブランケットとダイバータの寿命 $T_{\text{wall}}[\text{year}]$ を計算し、また式(2-27)で廃炉までに行われる交換回数 $N_{\text{replacement}}$ を計算する。D-T 核融合炉では $W_{\text{life}} = 15$ 、電流駆動装置は 10 年毎の交換を想定している。稼働率 f_{avail} は 0.75 [16] とした。

$$T_{\text{wall}} = \frac{W_{\text{life}}}{1.4 \times L_{\text{life}}} \quad (2-26)$$

$$N_{\text{replacement}} = \frac{t_{\text{oper}} \times f_{\text{avail}}}{T_{\text{wall}}} \quad (2-27)$$

2.3.6. コストの計算手法

コストの評価には発電単価 COE (式(2-1))を参考にし、稼働率を考慮した単位中性子出力量あたりの年間総経費総経費(式(2-2))である CON (式(2-30))を用いる。参考にした COE の計算手法は文献 [19]を基にしている。総経費は式(2-28)に示される。

$$\text{総経費} = \text{総資本費} + \text{運転維持費} + \text{定期交換費} + \text{燃料費} + \text{廃炉費} - \text{売電収入} \quad (2-28)$$

資本費は、直接費と間接費の和である。

直接費は核融合炉心(Fusion Island :FI)のコスト、周辺設備(Balance of Plant :BOP)のコスト等で構成される。FI はブランケットやコイル等の核融合炉特有の機器であるのに対し、BOP はボイラー、タービン、機械設備等に対応する。FI のコストは物量ベースで計算を行う。コイルやシールド等の構造物に関して、プラズマサイズを基に必要な重量を算出し、これに重量単価[\$/kg]を乗じて評価する。BOP のコストは過去の軽水炉の経験等をもとにスケーリング則で見積もられる。間接費は建設費や工事費、オーナーズコスト等であり、直接費に係数をかけることで算出する。

売電価格

本研究の売電価格は 2014 年度の東京電力の企業向け売電価格を参考にした。まず、平日、休日、祝日の売電単価に違いがあったので、年間の休日数、祝日数から 2014\$ 単位の年間平均売電単価を計算した。それを 2014 年度の平均為替で 2014\$ にし、アメリカの消費者物価指数により、このコードのコスト分析に用いられている単位である 2003\$ に調整した(77.7 mill/kWh)。この値を計算に用いる売電単価としている。

文献 [19]を基にした本研究の主なコスト評価式を表 2-12~表 2-14 に示す。

表 2-12 FI のコスト[M\$] [19]

22.1	Fusion Island (FI)		22.1.1 番～22.1.10 番の合計
22.1.1	FW/Blanket (Li2O/SiC)		$0.34 \times V_{\text{blanket}}[\text{m}^3]$
22.1.2	Shield (SiC)		$0.47 \times V_{\text{shield}}[\text{m}^3]$
22.1.3	SC magnet	toroidal	$0.114 \times W_{\text{TFC}}[\text{t}]$
		poloidal	$0.100 \times W_{\text{PFC}}[\text{t}]$
		Center Post	$0.114 \times W_{\text{CP}}[\text{t}]$
	NC magnet	toroidal	$0.0055 \times W_{\text{TFC}}[\text{t}]$
		poloidal	$0.0052 \times W_{\text{PFC}}[\text{t}]$
		Center Post	$0.0071 \times W_{\text{CP}}[\text{t}]$
22.1.4	Current Drive & heating		$2.32 \times P_{\text{CD}}[\text{MW}] + 2.11 \times P_{\text{aux}}$
			168.8 ($P_{\text{CD}} + P_{\text{aux}} < 80$)
22.1.5	Primary structure		$0.0094 \times (V_{\text{TFC}} + V_{\text{PFC}} + V_{\text{CP}})[\text{m}^3]$
	Support		$0.36 \times (V_{\text{TFC}} + V_{\text{PFC}} + V_{\text{CP}})[\text{m}^3]$
22.1.6	Vacuum systems		$0.80 \times V_{\text{vessel}}[\text{m}^3] + 10$
22.1.7	Power supply, switching		67.6
22.1.8	Impurity control & divertor		$1.79 \times V_{\text{divertor}}[\text{m}^3]$
22.1.9	Direct energy conversion		0
22.1.10	ECRH breakdown system		4.89

表 2-13 BOP、運転、廃炉のコスト[M\$] [19]

20		land & land rights	12.72
21		structures and site facilities	21.1~21.7 番の合計
	21.1	Site & facilities	22.55
	21.2	Reactor bldg.	$94.29 \left(\frac{V_{rb}[m^3]}{80000} \right)^{0.62}$
	21.3	Turbine bldg.	$35.06 \left(\frac{P_{e-gross}[MW]}{1200} \right)^{0.75} + 20.3$
	21.4	Cooling structures	$14.27 \left(\frac{P_{e-gross}[MW]}{1000} \right)^{0.3}$
	21.5	Power supply bldg.	18.32
	21.6	Misc. bldgs.	153.87
	21.7	Ventilation stack	3.62
22		reactor plant equipment (RPE)	22.1-22.7 の合計
	22.2	Main heat transport system	$427.44 \left(\frac{P_{th}[MW]}{3500} \right)^{0.55}$
	22.3	Auxiliary cooling system	$0.0013P_{th}[MW]$
	22.4	Radioactive waste management	$0.0024P_{th}[MW]$
	22.5	Fuel handling and storage	108.23
	22.6	Other reactor plant	$0.0022P_{th}$
	22.7	Instrumentation and control	46.83
23		Turbine plant equipment	$293.89 \left(\frac{P_{e-gross}[MW]}{2400} \right)^{0.83}$
24		Electric plant equipment	$154.59 \left(\frac{P_{e-gross}[MW]}{1200} \right)^{0.49}$
25		Misc. plant equipment	$73.99 \left(\frac{P_{e-gross}[MW]}{1200} \right)^{0.59}$
26		heat rejection eqt.	0
27		special materials	27.1-27.3 の合計
	27.1	coolant (Li ₂ O)	$0.49 \times V_{blanket}[m^3]$
	27.2	startup tritium cost	5
	27.3	reactor bldg cover gas	0.26
90		Total direct cost	20~27 番の合計

表 2-14 間接費のコスト[M\$] [19]

91	Construct. services & eqt.	90 番の 12%分の費用
92	Home office engr.&services	90 番の 5.2%分の費用
93	Field office dngr.& services	90 番の 6%分の費用
94	Owner's cost (land, financial, etc.)	90~93 番の合計の 15%分の費用
95	Process contingency	0
96	Project contingency	90~94 番の合計の 17.3%分の費用
97	Interest during const.	90~96 番の合計の 16.52%分の費用
98	Escalation during construction	0
99	Total Capital cost	90~98 番の合計
Deutrium fuels		0.24[M\$/year]
Operation		$77.79 \left(\frac{P_{e-gross}[MW]}{1200} \right)^{0.5}$ [M\$/year]
Decommission		0.5[mill/kWh]

2.3.7. 経済性評価#1 の計算結果

目標 P_{fus} を 180 MW(SABR の最終値 [7])と 100 MW(SABR の初期値 [7])の二ケースで $A = 1.625 - 3$ の範囲でパラメータスキャンを行った。図 2-15(a)に $P_{\text{fus}} = 180$ MWにおける、 I_p 、線平均電子密度(\bar{n}_e)、グリーンワルド密度比($f_{\text{GW}} = \bar{n}_e/n_{\text{GW}}$)の A 依存性を示す。 n_{GW} はグリーンワルド密度限界であり、 $n_{\text{GW}} = I_p/\pi a_p^2$ で評価される(詳細は 107 ページ 4.1.6 節参照)。 A 増加に伴い I_p が減少する一方 \bar{n}_e の A 依存性は見られなかった。 A 増加に伴い f_{GW} は増加するが 1 未満であり、密度限界を超えない範囲であることが確認できた。

図 2-15(b)に $P_{\text{fus}} = 180$ MWにおける、 B_{max} 、 B_T 、 β の A 依存性を示す。低 A で β 増加により B_T が減少する(一定 P_{fus})する一方 B_{max} は $A = 2.3$ 付近で極小値を持った。これは、 $B_{\text{max}}/B_T = R_p/R_{\text{min}}$ という関係(表 2-5)があり、この比が A に伴い増加する(図 2-16 参照)ためである。

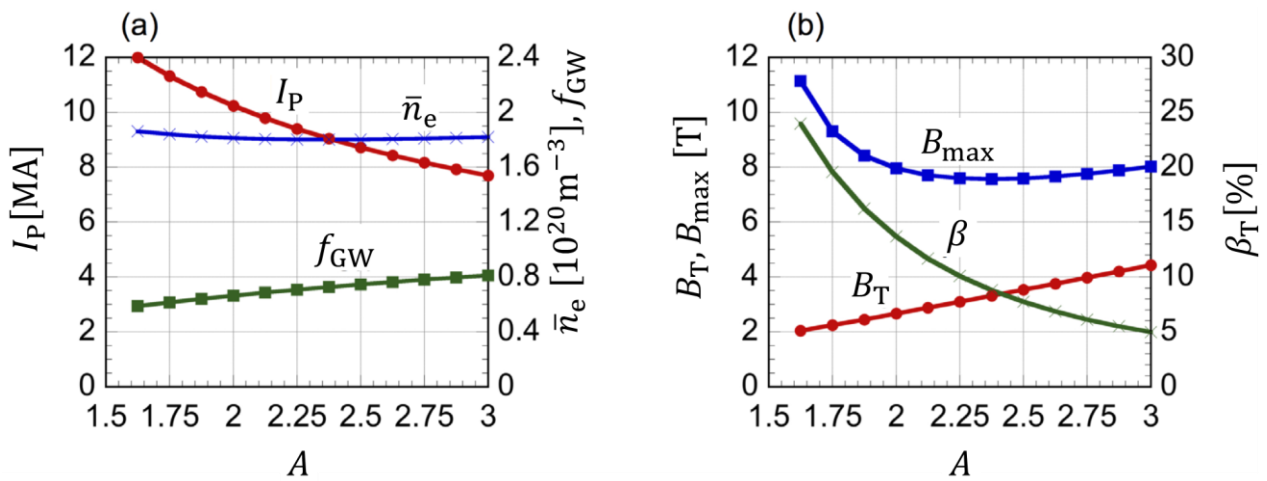


図 2-15 $P_{\text{fus}} = 180$ MWにおける(a) I_p 、線平均電子密度(\bar{n}_e)、グリーンワルド密度比($f_{\text{GW}} = n_{\text{GW}}/\bar{n}_e$)、(b) B_{max} 、 B_T 、 β の A 依存性

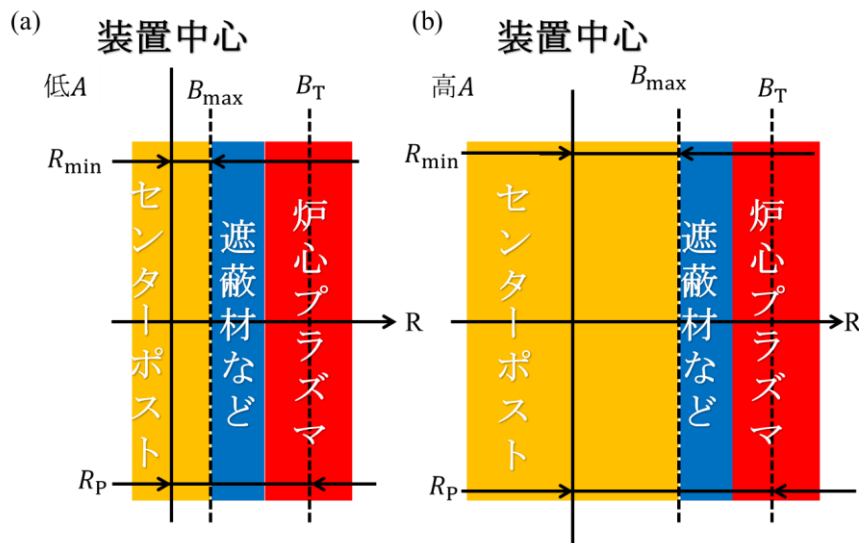


図 2-16 (a)低Aと(b)高Aでの B_{max}/B_T と R_p/R_{min} の変化。

図 2-17(a)に $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ における各種電力(2.3.4 節、図 2-14 参照)の A 依存性を示す。ここで、 $P_{\text{e-sub}} = f_{\text{plant}}P_{\text{e-gross}}$ で、 $P_{\text{e-NB}} = P_{\text{aux}}/f_{\text{aux}} + P_{\text{CD}}/f_{\text{CD}}$ である。ここで、 $P_{\text{e-sub}} = f_{\text{plant}}P_{\text{e-gross}}$ で、 $P_{\text{e-NB}} = P_{\text{aux}}/f_{\text{aux}} + P_{\text{CD}}/f_{\text{CD}}$ である。 P_{coil} が $A = 2.3$ 付近で極小値を持った。この A は図 2-15(b)に示した B_{max} の極小値と一致する。 $A \sim 2.2$ まで A 増加に伴い $P_{\text{e-net}}$ が増加($P_{\text{e-recirc}}$ が減少)し、それ以降の高 A で一定値となった。これは、 $P_{\text{e-sub}}$ が小さく、 A 増加に伴い $P_{\text{e-NB}}$ が、高 R_p による閉じ込め改善及び P_{aux} 減少(2.3.4 節の式(2-21)と(2-22)、表 2-8 参照)により少しずつ減少するためである。 A 増加に伴い R_p が増加するのは外側第一壁表面積を固定したこと(2.3.1 節)及び、 κ の負の A 依存性(2.3.3 節、(2-17)式参照)のためである。

図 2-17(b)に $P_{\text{fus}} = 100 \text{ MW}$ における各種電力の A 依存性を示す。目標 P_{fus} 低下により、要求される B_{max} が低下したため P_{coil} が図 2-17(a)に示した $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ の条件よりも著しく低下した。また、 B_{max} (及び B_T)低下により I_p (及び P_{CD})が低下するため、 $P_{\text{e-NB}}$ が $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ の条件よりも少し低下した。

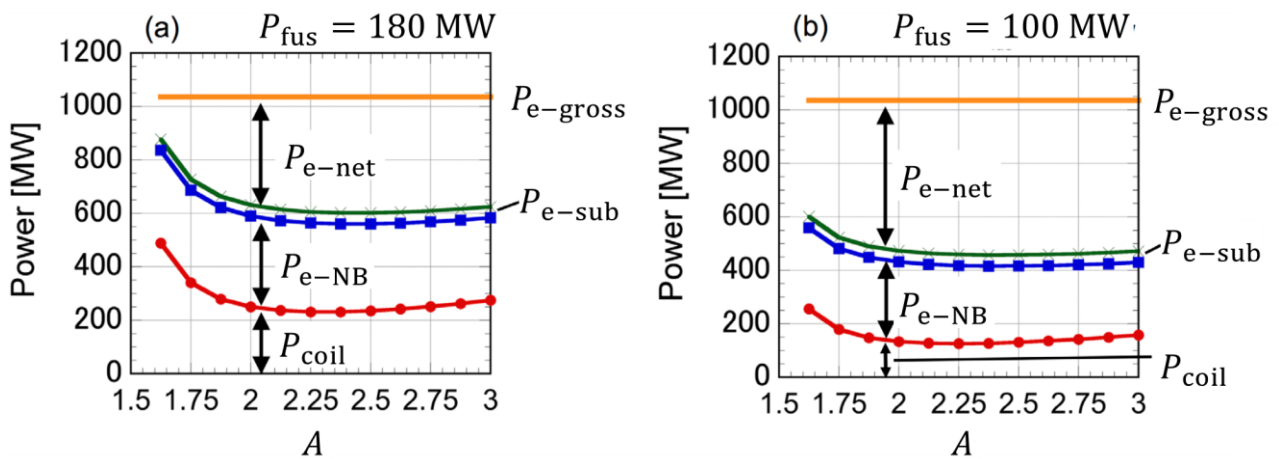


図 2-17 (a) $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ 、(b) $P_{\text{fus}} = 100 \text{ MW}$ における各種電力(2.3.4 節、図 2-14 参照)の A 依存性。ここで、 $P_{\text{e-sub}} = f_{\text{plant}}P_{\text{e-gross}}$ で、 $P_{\text{e-NB}} = P_{\text{aux}}/f_{\text{aux}} + P_{\text{CD}}/f_{\text{CD}}$ である。

図 2-18 に、 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ における炉資本費(Fusion Island cost: 表 2-12)と総資本費(Total capital cost: 表 2-14)の A 依存性を示す。 A 増加に伴い炉資本費、総資本費両方とも増加した。これは、先述の図 2-17の結果で説明したように A 増加に伴い R_p が増加するため、高 A で装置規模が肥大化することに起因する各資本費の増大と考える。総資本費よりも炉資本費の A 依存性が比較的大きいのは総資本費は炉資本費よりも規模に依存しない費用(タービンや熱輸送系の費用)を多く含むからである。

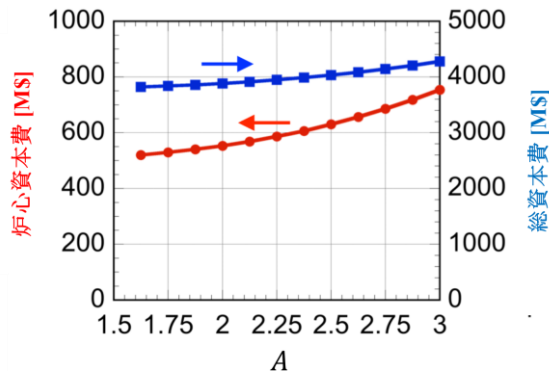


図 2-18 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ における炉資本費(Fusion Island cost: 表 2-12)と総資本費(Total capital cost: 表 2-14)のA依存性。

図 2-19(a)に $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ における CON のA依存性を示す。売電収入を考慮しない CON が赤線で売電収入を考慮した場合が青線である。図 2-18 に示したように、A増加に伴い資本費が増加するため、売電収入を考慮しない CON は増加し続けた。図 2-17(a)に示したように売電収入に用いる $P_{e-\text{net}}$ が $A = 2.2$ 付近で最大となるため、そのA付近で売電週による減少量が最大となり、売電収入を考慮した CON の最小となった。

図 2-19(b)に初期 $P_{\text{fus}} = 100 \text{ MW}$ から最終 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ まで燃料サイクル中に変化することを考慮した燃料サイクル平均 P_{fus} における CON のA依存性を示す。これを評価するために、年間支出は $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ で評価し、年間収入と CON の分母の項((2-16)式参照)は 100 MW と 180 MW の平均値 140 MW で算出した。CON の分母の項が(a) 180 MW から(b) 140 MW と小さくなるため、売電を考慮しない CON は(b)燃料サイクル平均評価(140 MW)の方が大きくなった。他方、図 2-17 で示したように、 P_{fus} が低い方が売電収入に用いる $P_{e-\text{net}}$ が増加するため、売電収入を考慮した CON を比較すると、売電収入を考慮しない CON よりも差は小さくなり、(b) $P_{\text{fus}} = 140 \text{ MW}$ の売電収入を考慮した CON の方が少し大きくなった。 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ 一定評価、燃料サイクル平均 P_{fus} 評価両方とも、 $A = 2.2$ 付近で売電収入を考慮した CON が最小となった。

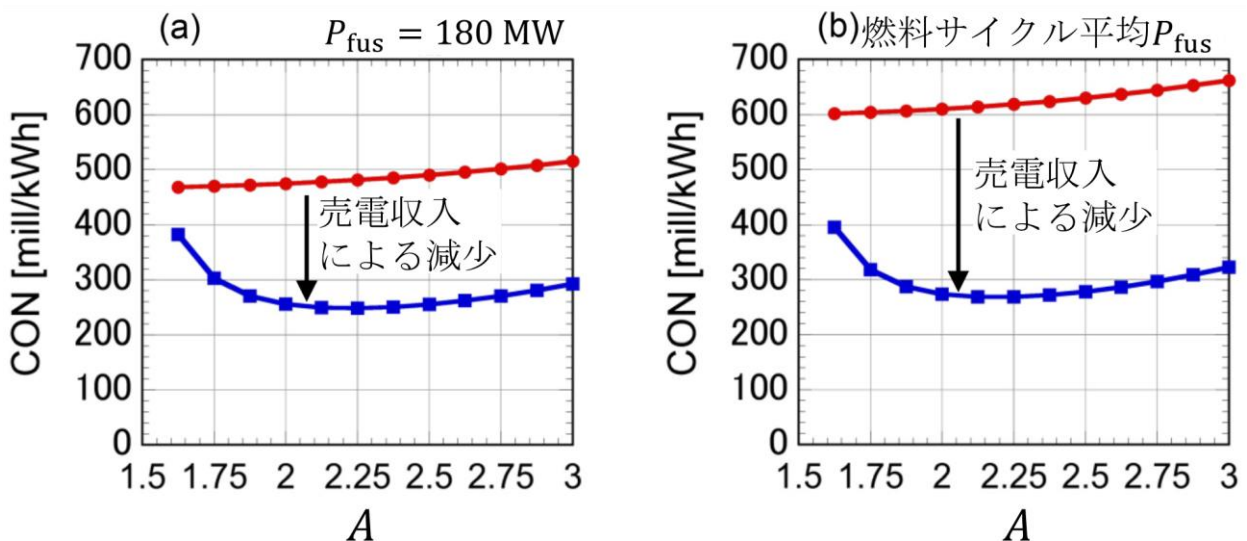


図 2-19 (a) $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ 、(b)燃料サイクル平均 P_{fus} における CON のA依存性。

$P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ の $A = 2.25$ における主なプラズマパラメータを表 2-15 に示す。 $R_p = 2.44 \text{ m}$ 、 $B_T = 3.10 \text{ T}$ 、プラズマエネルギー利用率($Q_p = 1.08$)であり、SABR の設計値($R_p = 3.9 \text{ m}$ 、 $B_T = 5.9 \text{ T}$ 、 $Q_p = 3.2$) [7]よりも低くなった。その一方で、 $I_p = 9.40 \text{ MA}$ は近い値となった。

外側第一壁表面積を固定したこと(2.3.1 節)及び κ の負の A 依存性(2.3.3 節、(2-17)式参照)、そして、中心ソレノイドコイルを無くしNCCを用いたことによる内側遮蔽材厚さを減少させたことから、 R_p がSABR [7]よりも減少したと考える。 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ の内、38%分がNBI由来の核融合出力($P_{\text{fus-b}}$)(2.2.2 節、式(2-3))であった。循環電力割合は、 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ の条件で58%、 $P_{\text{fus}} = 100 \text{ MW}$ の条件で44%、燃料サイクル平均 P_{fus} 想定で51%となった。

この経済的最適な A は一般的な球状トカマク($A < 2$)と典型トカマク($A > 2.5$)の間に位置する。

表 2-15 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ の $A = 2.25$ における主なプラズマパラメータ

パラメータ	値
プラズマアスペクト比	2.25
プラズマ大半径 [m]	2.44
プラズマ小半径 [m]	1.08
プラズマ楕円度	2.30
q^*	2.50
トロイダル磁場 [T]	3.10
プラズマ電流 [MA]	9.40
ブートストラップ電流割合	0.62
規格化ベータ値	3.60
トロイダルベータ [%]	10.1
閉じ込め改善度 (98y2)	1.0
グリーンワールド密度限界割合	0.71
外部電流駆動用中性粒子ビームパワー [MW]	62.6
外部プラズマ加熱用中性粒子ビームパワー [MW]	103.8
プラズマエネルギー利用率	1.08
総核融合出力 [MW]	180
総発電電力 [MW]	1036
送電端出力 [MW]	430
循環電力割合	0.58

P_{coil} に次いで $P_{\text{e-NB}}$ 、及び P_{aux} が売電収入に用いる $P_{\text{e-net}}$ に影響する可能性が図 2-17 から示された。 P_{aux} は2.3.4 節の式(2-21)と(2-22)で記述したエネルギー閉じ込めに影響される。その経済性への影響を検討するため、 $P_{\text{fus}} = 180 \text{ MW}$ 想定に関して、(2-21)式の H_{98y2} をスキャンした。 H_{98y2} スキャン結果を図 2-20 に示す。図 2-20(a)に $H_{98y2} = 0.9, 1, 1.1, 1.2$ における CON の A 依存性を示す。 H_{98y2} 変化に関わらず、最小 CON を持つ A の値はあまり変化しなかった。

H_{98y2} 増加に伴い、エネルギー閉じ込めが改善され、 P_{aux} 減少し、 $P_{\text{e-NB}}$ が減少した(図 2-20(c))。 $P_{\text{e-NB}}$ が減少したため、 $P_{\text{fus-b}}$ が減少し、熱核融合出力($P_{\text{fus-t}}$)が増加するため、 B_T 増加に起因し I_P が増加した(図 2-20(b))。また、 B_T 増加に起因しコイル最大磁場(B_{max})が増加するため、 P_{coil} が増加した(図 2-20(c))。 P_{fus} 一定でプラズマに入力されるパワー(あるいは $P_{\text{e-NB}}$)が減少するため、 H_{98y2} 増加に伴い、 Q_P は増加した。

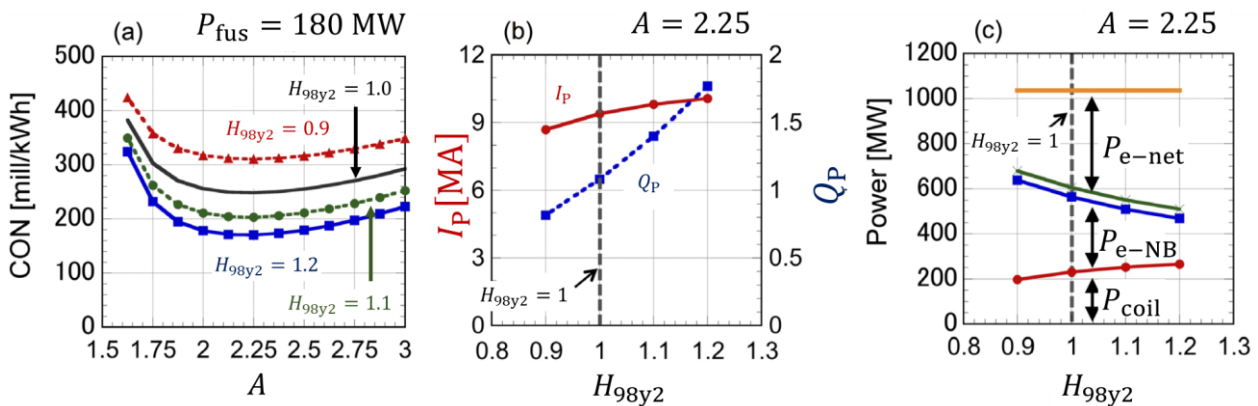


図 2-20 H_{98y2} スキャン結果。(a) $H_{98y2} = 0.9, 1, 1.1, 1.2$ における CON の A 依存性。(b) $A = 2.25$ における I_P 、 Q_P の H_{98y2} 依存性。(c) $A = 2.25$ における各種電力の H_{98y2} 依存性。

目標 P_{fus} の大半は $P_{\text{fus-t}}$ で賄われ、本研究では β 値と B_{max} により $P_{\text{fus-t}}$ が調整される。仮定した規格化ベータ値(β_N)の依存性による経済性への影響(2.3.3 節、式(2-19))を検討するため、以下の式の β_{N0} ($\beta_{N0} = 3$ で標準状態の式(2-19))をスキャンした。

$$\beta_N = \beta_{N0} (3/A)^{0.39} (\kappa/2)^{0.5} \quad (2-29)$$

β_{N0} スキャン結果を図 2-21 に示す。図 2-21(a)から固定した H_{98y2} においては、 β_N 増加が CON 減少に必要とならない可能性を示した。標準状態 β_{N0} から β_N 増加に伴い、 I_P 、(及び B_T)が減少し(図 2-21(b))閉じ込めが劣化するため、より多くのプラズマの加熱への電力 $P_{\text{e-NB}}$ (及び P_{aux})が必要となる(図 2-21(c))。そのため、 Q_P が減少した(図 2-21(b))。 $\beta_{N0} \geq 3$ において、 β_N 増加に伴い、売電収入への影響が大きい別の要因であった P_{coil} は I_P 、(及び B_T)減少により低下したが(図 2-21(b),(c))、 $P_{\text{e-NB}}$ 増加により CON が増加する結果(図 2-21(a))となった。

他方、 $\beta_{N0} < 3$ において、 β_N 減少に伴い、 I_P 、(及び B_T)増加に起因し、 P_{coil} が増加する。 $\beta_{N0} = 2.5$ における CON が比較的標準状態($\beta_{N0} = 3$)よりも低下し比較的最適な条件となった。 $\beta_{N0} = 2$ において、CON は著しく増大した。CON は β_N 増加に伴い、単調減少するのではなく、経済的最適な β_N が存在する可能性を明らかにした。

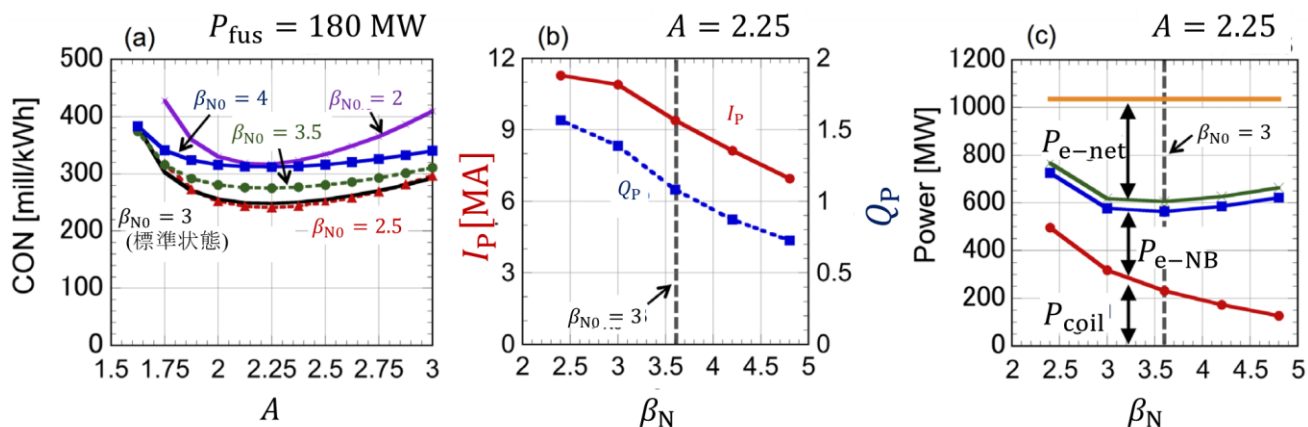


図 2-21 β_{N0} スキャン結果。(a) $\beta_{N0} = 2, 2.5, 3, 3.5$ における CON の A 依存性。(b) $A = 2.25$ における I_p 、 Q_p の β_N 依存性。(c) $A = 2.25$ における各種電力の β_N 依存性。

2.4. 経済性評価#2(NCC 装置と SCC 装置比較及び工学条件検討)

経済性評価#1 では球状トカマク型 NCC 装置のみに対し A に重きをおいたパラメータスキャン及び物理パラメータに関する検討を行った。核融合出力が第一壁全表面積関係なく一定としたが、ブランケットには核分裂領域以外の構造物もある。また、参考にした SABR [7] は真空容器内機器の垂直断面が D 型ではなく矩形であり、稼働率や遮蔽材厚さが異なる。経済性評価#1 で行った検討には、核融合出力と工学設計の条件に改善の余地がある。SCC 装置は真空容器内部の保守点検作業の難度から装置稼働率低下の懸念があるが、抵抗損失が無いので電力の観点から NCC 装置よりも経済的となることが期待出来る。本節では、SCC 装置を新たに想定し、NCC 装置との比較検討を行う。また、装置設計や経済性評価式の点の改良を行い、いくつかの工学条件の検討を行った。

2.4.1. PEC コード改良#2(FFR 導入)

2.3.1 節で単位中性子出力(P_{neut})量あたりの経済性評価指標として CON を導入した。しかし、参考にした SABR の外側第一壁及びブランケットには核分裂燃料が装荷される領域以外に様々な構造物がある(2.1.6 節、図 2-4 参照)。2.3 節の経済性評価#1 では P_{fus} と外側第一壁表面積を SABR と一致させることで未臨界状態で SABR と同程度の核種変換能力が得られるとしたが、この計算条件には改善の余地がある。そこで、工学設計に核分裂燃料領域(Fission Fuel Region : FFR)を導入した(2.4.2 節で詳細は後述)。

2.3.1 節、(2-16)式の CON を基に、FFR 照射中性子出力(P_{neut})の単位量あたりのコスト($\text{CON}^{(\text{FFR})}$)を導入した。 $\text{CON}^{(\text{FFR})}$ の式を式(2-30)に示す。

$$\text{CON}^{(\text{FFR})} [\text{mill/kWh}] = \frac{\text{年間総発電経費}[\text{mill}] - \text{売電収入}[\text{mill}]}{\text{FFR 照射 } P_{\text{neut}} [\text{kW}] \times \text{設備稼働率}(f_{\text{avail}})[-] \times 8760[\text{h}]} \quad (2-30)$$

$$\text{FFR 照射 } P_{\text{neut}} [\text{kW}] = P_{\text{neut}} [\text{kW}] \times \frac{\text{FFR プラズマ対向側全表面積}(S_{\text{FFR}}) [\text{m}^2]}{\text{第一壁全表面積}(S_{\text{FW}}) [\text{m}^2]} \quad (2-31)$$

SABR [7]の核種変換装置条件により近づけるためにプラズマ対向側表面積 S_{FFR} の目標値(62.4 m²)とアスペクト比(R_p とプラズマ小半径 a_p の比: $A \equiv R_p/a_p$)から R_p を決定した。そして、 S_{FFR} に入射される中性子出力の目標値 $P_{\text{neut}}S_{\text{FFR}}/S_{\text{FW}}$ ($= P_{\text{neut}}^{\text{SABR}}S_{\text{FFR}}^{\text{SABR}}/S_{\text{FW}}^{\text{SABR}} = 31.3[\text{MW}]$)からコイル最大磁場 B_{max} を決定できる様にした。経済性評価#2のPECコードのフローチャートを図 2-22 に示す。

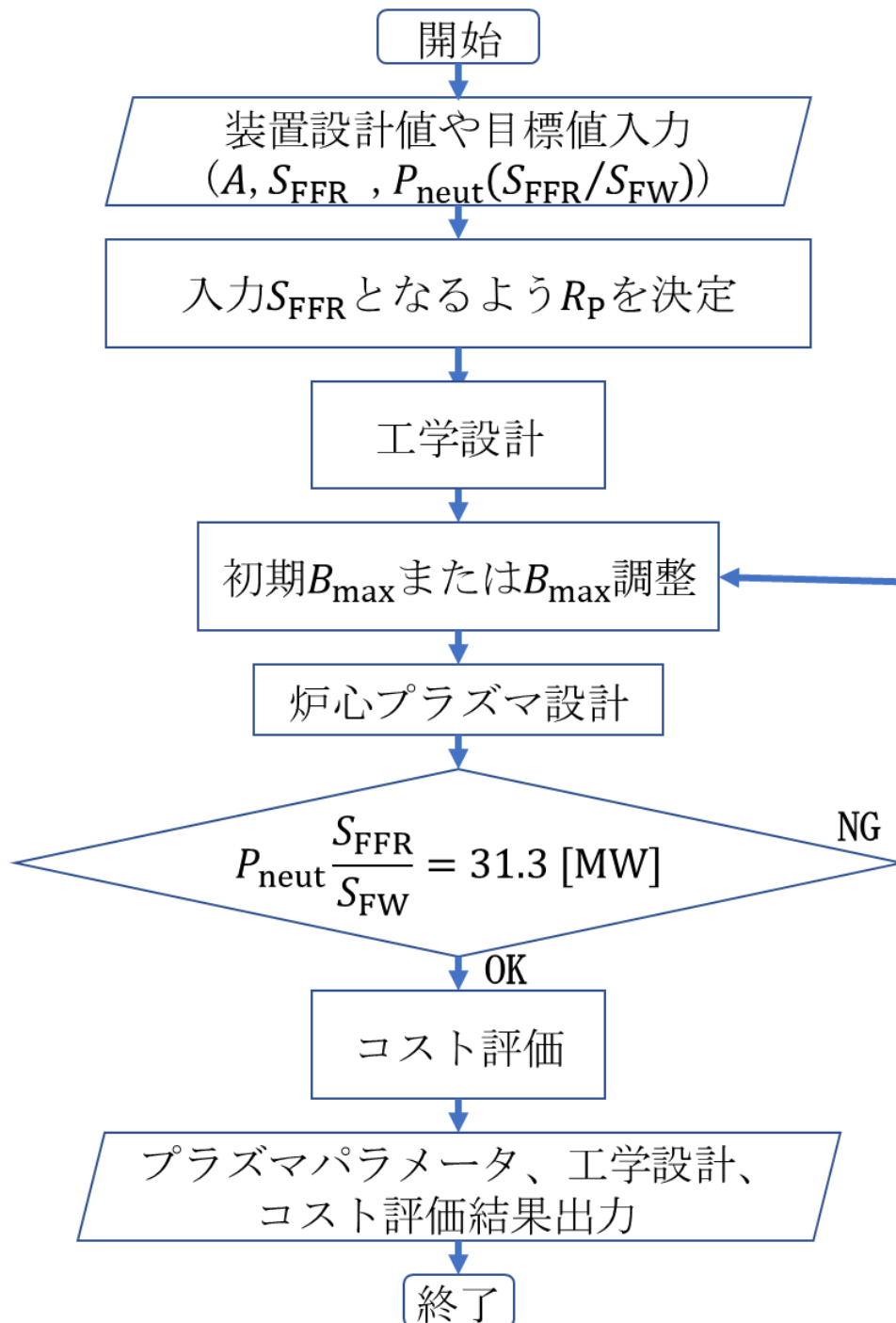


図 2-22 経済性評価#2のPECコードのフローチャート

2.4.2. 工学設計#2

2.3.2 節で想定された経済性評価#1 のための工学設計は図 2-11 に示すように D 型断面となっていた。その一方で、図 2-3 と図 2-4 に示すように SABR の真空容器内部機器は矩形断面となっている。これにより近い設計を PEC コードで再現するために図 2-23 示すような矩形断面設計に変更した。

2.4.1 節に記述したように S_{FFR} に入射される一定の中性子出力と S_{FFR} と FFR の体積を SABR と同じ(それぞれ 31.3 MW、62.4 m²、41.4 m³ [7])にすることで同じ核分裂性能、熱出力が得られると仮定した。また、外側ブランケット全体、FFR、第一壁の厚さの比と高さの比も SABR と合わせた。

NCC 設計ではセンターポスト(Center Post :CP)と CP に連結した外側のトロイダル磁場コイルとでトロイダル磁場(B_T)を印加する。SABR には中心ソレノイドコイルが導入されている [7]が、本研究では NCC 設計と同条件で比較するため SCC 設計においても中心ソレノイドコイルを設置しない設計とした。

NCC 設計はコイルの抵抗損失を可能な限り減少させるため装置中心部の全てを用いることを想定している。図 2-24 に経済性評価#2 の径方向工学設計を示す。

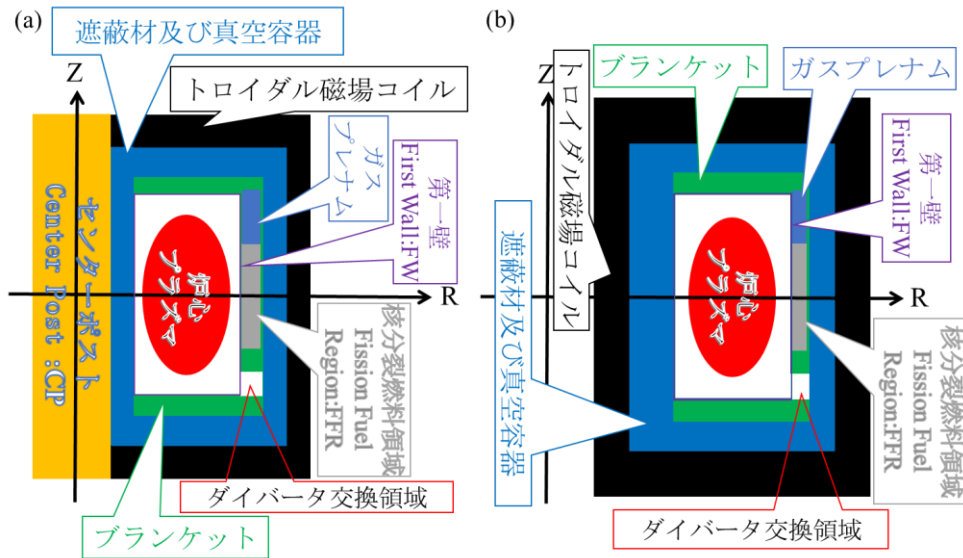


図 2-23 SABR 矩形断面設計 [7]に近づけた工学設計。(a)NCC 装置(b)SCC 装置

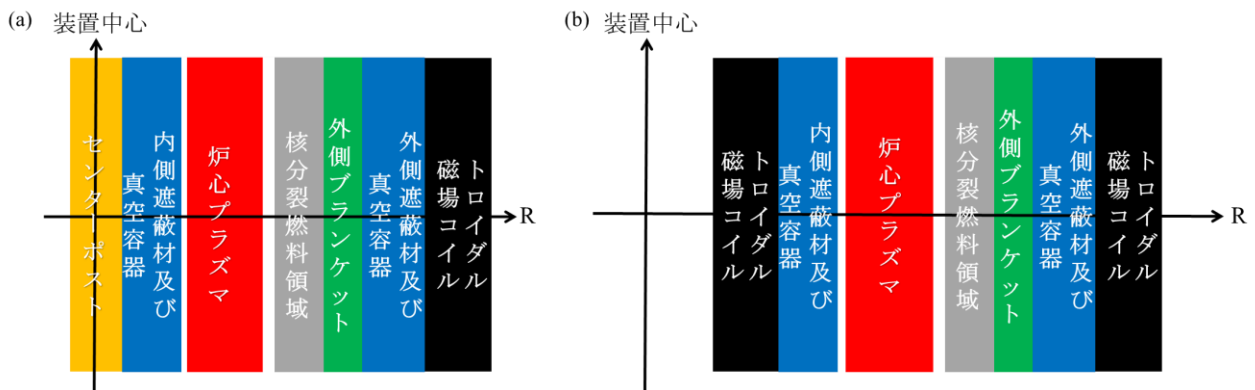


図 2-24 経済性評価#2 の径方向工学設計。(a)NCC 装置(b)SCC 装置。

2.4.3. プラズマパラメータ#2

経済性評価#2 では、SCC 装置も評価対象となるため、高 A 、高 κ によるプラズマ垂直位置安定性を考慮し、式(2-32)に示す文献 [20]の κ の A 依存性を用いた。

$$\kappa^{\#2} = 1.1996/A^2 + 0.4041/A + 1.5322 \quad (2-32)$$

β_N に関しては、経済性評価#1 と同様に 2.2.3 節の式(2-20)を用いた。図 2-25 に κ (式(2-17))、 $\kappa^{\#2}$ (式(2-32))とそれらを用いた β_N (式(2-20))の A 依存性を示す。 $A = 4.5$ 付近まで $\kappa^{\#2} < \kappa$ となっており、SCC 装置で想定されうる高 A 領域の楕円度が減少しており、プラズマ垂直位置安定性の観点から $\kappa^{\#2}$ が高 A を想定したパラメータスキャンに比較的適していることを確認した。

その他の主なプラズマパラメータは 2.2.3 節の表 2-5 及び表 2-6 と同様の式を用いる。

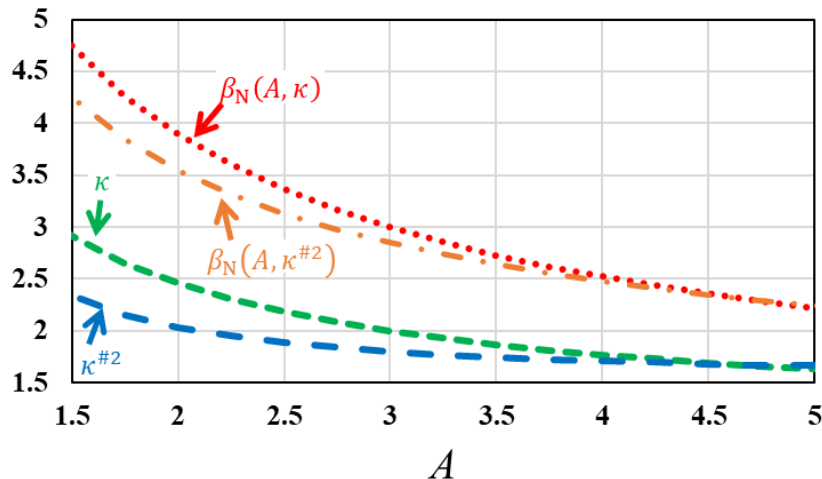


図 2-25 κ (式(2-17))、 $\kappa^{\#2}$ (式(2-32))とそれらを用いた β_N (式(2-20))の A 依存性。

2.4.4. パワーバランスの計算#2

図 2-26 に経済性評価#2 におけるエネルギーフローの概略図を示す。FFR の想定以外は基本的に 2.3.4 節、図 2-14 と同じである。発生した中性子は FFR 内の核分裂物質と核熱反応で熱エネルギーを発生させることを想定する。経済性評価#1、2.3.4 節では、熱効率を SSTR [14]と同じ 34.5%とし、ブランケットでのエネルギー増倍率を熱出力(P_{th})が 3GW となるよう設定した一方で、経済性評価#2 では、熱出力(P_{th})と総発電電力は($P_{e-gross}$)はそれぞれ 3 GW と 1049 MW 一定とし、SABR と同じ値 [7]とした。

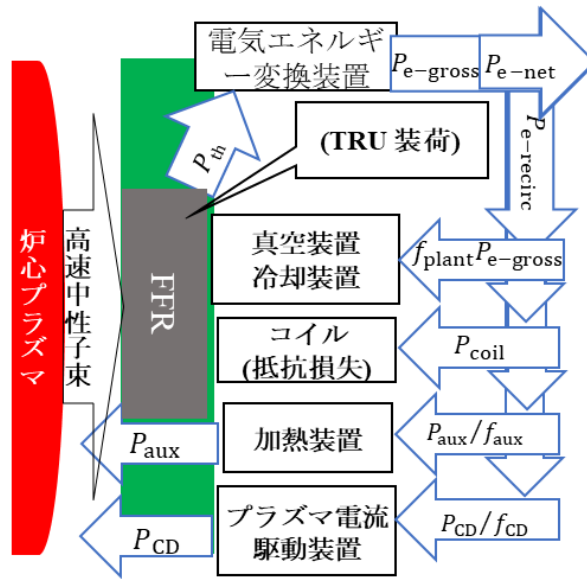


図 2-26 経済性評価#2 におけるエネルギーフロー

2.4.5. 工学設計パラメータの計算#2

核融合炉心の構造物、コイル、ブランケット、ダイバータ、シールド、真空容器等の工学設計を主にプラズマ形状から決定する。ラジアルビルドのパラメータを計算し、これらの工学設計を行う。

ラジアルビルド(図 2-24)は、図 2-8 で示した R_p 、 a_p 、 b とそれぞれの構造物の厚さ t から、表 2-16 に示す計算式で決定する。下付き「1」は高磁場側、「2」は低磁場側である。

表 2-16 において、 b は各コンポーネントのプラズマ中心位置からの垂直方向の長さを示す値である。本節ではコイル、ブランケット、ダイバータ、シールド、真空容器の設計について述べる。 R_{min} はNCC設計だと、CP半径(R_{CP})と等価である。

表 2-16 ラジアルビルドの計算式

R_{FW1}	$R_p + a_p - t_{p-w gap}$	a_{FW}	$(R_{FW2} - R_{FW1})/2$
R_{blnkt1}	$R_{FW1} - t_{blnkt}/2$	a_{blnkt}	$a_{FW} + t_{blnkt}/2$
R_{sh1}	$R_{FW1} - t_{blnkt} - t_{sh}/2$	a_{sh}	$(R_{sh2} - R_{FW1})/2$
R_{min}	$R_{FW1} - t_{blnkt} - t_{sh} - t_{ves}$	a_{coil}	$\{(R_{max} - R_{min}) + 1\}/2$
R_{FW2}	$R_p + a_p + t_{p-w gap}$	b_{FW}	$b + t_{p-w gap}$
R_{blnkt2}	$R_{FW2} + t_{blnkt}/2$	b_{blnkt}	$b_{FW} + t_{blnkt}/2$
R_{sh2}	$R_{FW1} + t_{blnkt} + t_{sh}/2$	b_{sh}	$b_{FW} + t_{blnkt} + t_{sh}/2$
R_{max}	$R_{FW1} + t_{FW} + t_{sh} + t_{ves} + 0.3$	b_{coil}	$b_{FW} + t_{blnkt} + t_{sh} + 0.3 + t_{coil}/2$
R_0	$(R_{max} + R_{min})/2$		

核分裂領域及びブランケットの計算条件

2.4.2 節で述べたように本研究では SABR の設計 [7]を参考に以下の計算条件をブランケット及び核分裂領域に対して仮定した。

- ①プラズマ対向側 FFR 表面積(S_{FFR})が SABR と同じ 62.4 m²。
- ②FFR 体積(V_{FFR})が SABR と同じ 41.4 m³。FFR の径方向厚さにより調整される。
- ③空間一様分布の中性子出力(P_{neut})を仮定。
- ④第一壁全表面積(S_{FW})に対する S_{FFR} の比により評価した S_{FFR} に照射される P_{neut} が SABR(最大核融合出力(180 MW)想定)と同じ 31.3 MW。下の行の式にある上付き SABR は SABR の設計値を示す。

$$\rightarrow P_{neut} S_{FFR} / S_{FW} = P_{neut}^{SABR} S_{FFR}^{SABR} / S_{FW}^{SABR} = 144[\text{MW}] \cdot 62.4[\text{m}^2] / 289[\text{m}^2] = 31.3[\text{MW}]$$
- ⑤FFR の径方向厚さ、外側ブランケットの全径方向厚さ、第一壁厚さの比が SABR と同じ
- ⑥FFR の高さ、外側ブランケットの FFR 以外の構造物高さ、ブランケットの垂直方向厚さの比が SABR と同じ

図 2-27 に経済性評価#2 の低A(NCC)及び高A(SCC)それぞれの寸法出力値をいくつか記述したポロイダル断面図を示す。

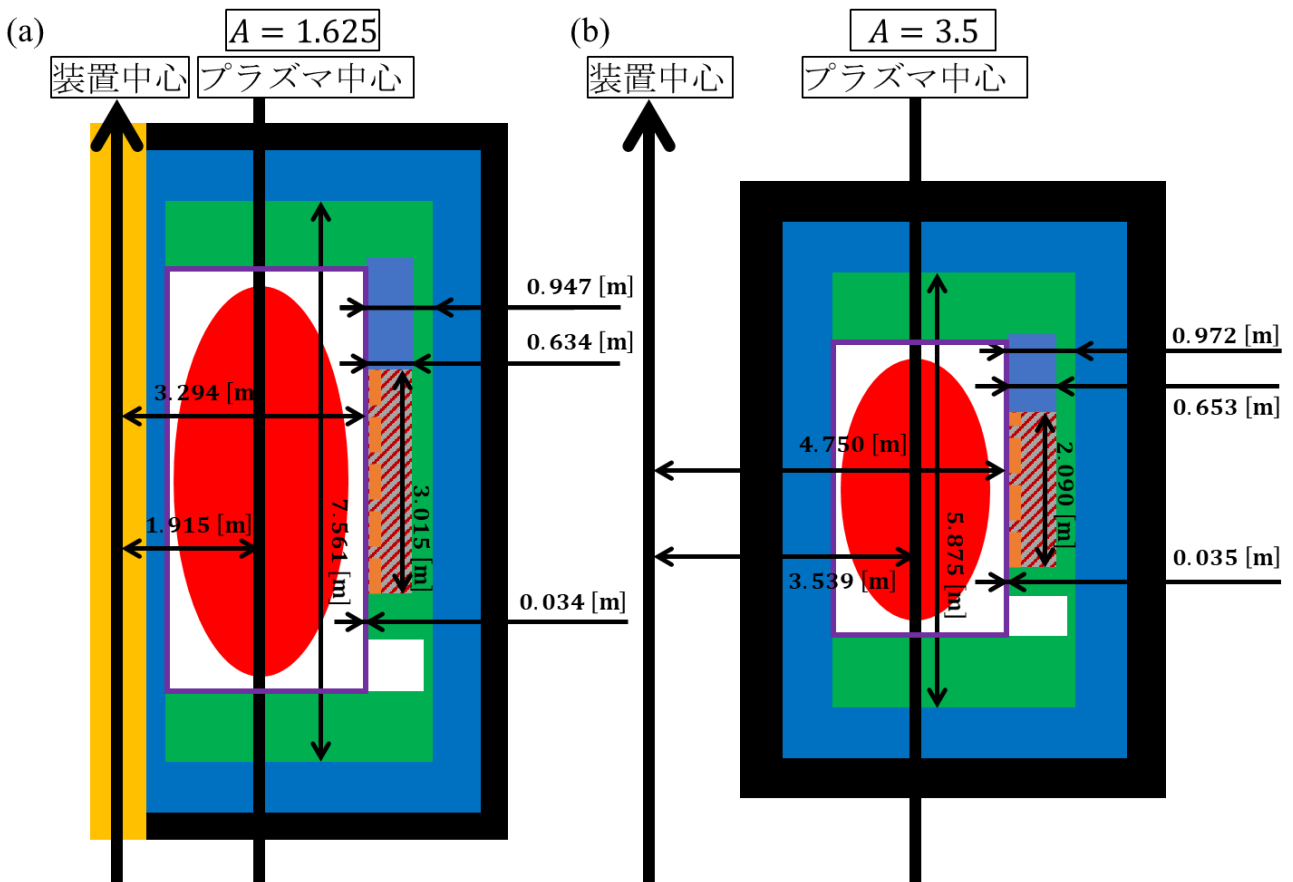


図 2-27 経済性評価#2 の(a)低A(NCC)及び(b)高A(SCC)それぞれの寸法出力値をいくつか記述したポロイダル断面図

コイル

コイルの質量単価[\$/kg]は CP が 7.05、TFC が 5.52 とし、質量密度[kg/m³]は CP が 7.05、TFC が 2.295(アルミニウム製を想定 [16])とした。NCC 想定 of 電流密度は、2.3.5 節同様、 B_T [T]と R_P [m]からアンペールの法則を用いて式(2-23)より算出されたコイル電流 J_{coil} [MA]と、CP 断面積[m²]から式(2-24)を用いて求める。一方で SCC の性能は、文献 [21]を参考に、臨界磁場11.8 T、臨界電流密度20.3 MA/m²とした。臨界電流密度から必要な断面積を計算するようにした。

表 2-17 に経済性評価#2 のコイル関連の主な計算式を示す。

表 2-17 経済性評価#2 のコイル関連の主な計算式

NCC			
センターポスト断面積	S_{CP}	m ³	πR_{min}^2
センターポスト長さ	L_{CP}	m	$2b_{coil} + t_{coil}$
センターポスト体積	V_{CP}	m ³	$S_{CP}L_{CP}$
トロイダル磁場コイル合計体積	V_{TFC}	m ³	$V_{TFout} + V_{CP}$
外側トロイダル磁場コイル体積	V_{TFout}	m ³	$L_{TFout}S_{TFout}$
外側トロイダル磁場コイル体積	L_{TFout}	m	$2(R_{max} - R_{min} + b_{coil})$
外側トロイダル磁場コイル長さ	S_{TFout}	m ²	$2S_{CP}L_{TFC}/L_{CP}$
外側トロイダル磁場コイル断面積	t_{coil}	m	R_{min}
外側トロイダル磁場コイル厚さ	V_{PFC}	m ²	$1.08V_{TFC}$
SCC			
トロイダル磁場コイル体積	V_{TFC}	m ³	$L_{TFC}S_{TFC}$
トロイダル磁場コイル長さ	L_{TFC}	m	$2(R_{max} - R_{min} + 2b_{coil})$
トロイダル磁場コイル断面積	S_{TFC}	m ²	$I_{coil}/J_{coil} = 5R_P[m]B_T[T]/20.3[MA/m^2]$
トロイダル磁場コイル厚さ	t_{TFC}	m	$R_{min} - \sqrt{R_{min}^2 - S_{TFC}/\pi}$
ポロイダル磁場コイル体積	V_{PFC}	m ³	$1.08V_{TFC}$

ブランケット、シールド、ダイバータ、真空容器

D-T 核融合炉の外側のブランケットとシールドの厚さは文献 [17]により、中性子の遮蔽を十分に行えるよう、中性子壁負荷 $L_{wall}(= S_{FW}/P_{neut})$ によって決まる設計となっている。その計算式を式(2-25)に示す。

$$t_{blnkt} + t_{sh} = 0.1L_{wall} + 0.8 \quad (2-33)$$

高磁場側シールド厚さ(t_{sh1})は NCC 想定 of 標準値は文献 [18]より 0.26 m とし、SCC 想定では SABR の値 0.675 m [7]固定とした。また、高磁場側にはブランケットを置かないことを想定している。工学設計を表 2-11 に示す。

表 2-18 工学設計

外側ブランケット	表面積	m ²	$2\pi(R_1 + R_2)b^2 + \pi(R_2^2 - R_1^2)^2$
外側シールド	体積	m ³	$\pi\{(R_2 + t)^2 - R_2^2\}b + 2\pi(R_2^2 - R_1^2)t$
外側真空容器			
内側真空容器	体積	m ³	$\pi(R_{VV1}^2 - t_{coil}^2) \times 2b_{VV}$
内側シールド	体積	m ³	$\pi(R_{sh1}^2 - R_{VV1}^2) \times 2b_{sh}$
ダイバータ	体積	m ³	$0.1 \times V_{blankt}$

稼働率とコスト評価

稼働率標準値は NCC は ARIES-ST [16]を参考に 0.75 とし、SCC は SABR [7]を参考に 0.60 とした。売電収入を含む基本的なコスト評価は経済性評価#1 と同様の条件(2.3.5 節)である。

2.4.6. NCC スキャン結果

プラズマアスペクト比(A)スキャン結果

標準値(遮蔽材厚さ 26 cm, 稼働率 0.75)の NCC 設計でAをスキャンした。CON^(FFR) (式(2-30)), CON_{capital}^(FFR)(式(2-34)), CON_{income}^(FFR)(式(2-35))のスキャン結果及び Reactor Plant Equipment (RPE) Cost(表 2-13)、R_Pのスキャン結果を図 2-28 に示す。

$$\text{CON}_{\text{capital}}^{(\text{FFR})} = \frac{\text{年間資本費 [mill]}}{\text{FFR に照射される年間中性子エネルギー [kWh]}} \quad (2-34)$$

$$\text{CON}_{\text{income}}^{(\text{FFR})} = \frac{\text{年間売電収入 [mill]}}{\text{FFR に照射される年間中性子エネルギー [kWh]}} \quad (2-35)$$

A ≤ 2.125 で CON_{income}^(FFR) が A の増加に伴い増加し、それ以降は A の増加に伴い減少した。その一方で CON_{capital}^(FFR) は A の増加に伴い単調増加した。その結果、CON^(FFR) は A = 2.0 近傍で最小値となり、経済的最適な A が存在する可能性を明らかにした。

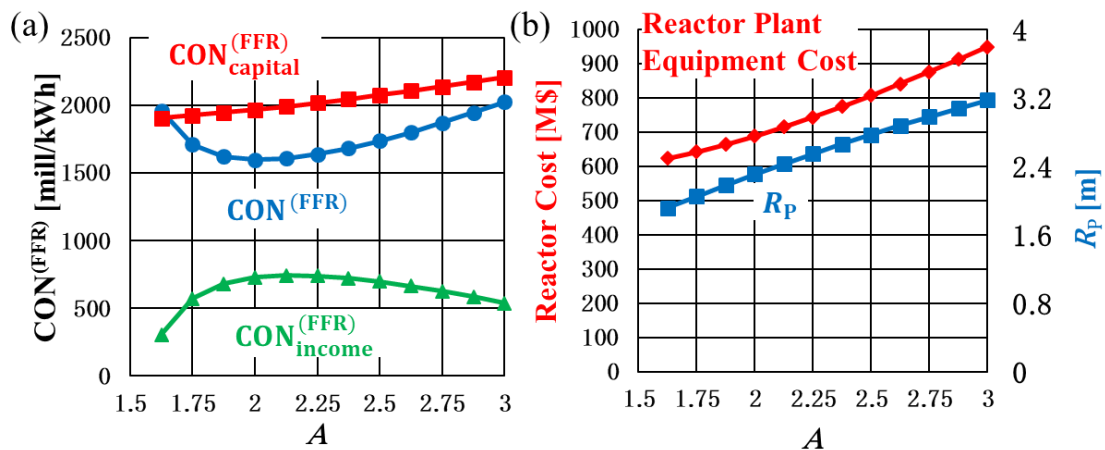


図 2-28 (a) CON^(FFR) (式(2-30)), CON_{capital}^(FFR)(式(2-34)), CON_{income}^(FFR)(式(2-35))のAスキャン結果。(b) Reactor Plant Equipment Cost、R_PのAスキャン結果

R_PがA増加に伴い単調増加した。計算条件からS_{FFR}を一定に保つ一方でκ^{#2}の負のA依存性(式(2-32))により高A程 FFR 高さが低くなるためR_Pが増加した。そのR_Pの正のA依存性に伴い、炉の装置規模が肥大化し、RPE コストが増加することを示した。この RPE コストの単調増加により、CON_{capital}^(FFR) がAの増加に伴い単調増加した。

図 2-29(a)に $P_{e-gross}$, $P_{e-recirc}$, P_{coil} , $P_{e-recirc} - P_{coil}$, P_{e-net} のAスキャン結果を示す。 $CON_{income}^{(FFR)}$ が主に依存する P_{e-net} も $CON_{income}^{(FFR)}$ のA依存性と同様に、 $A = 2.125$ 付近に最大値を持つ可能性を示した。 $P_{e-gross}$ が一定な一方で、 $P_{e-recirc}$ が最小値を持つようなA依存性があるから P_{e-net} に最大値が生じると見られる。

$P_{e-recirc}$ の構成要素である P_{coil} , $P_{e-recirc} - P_{coil}$ (コイル抵抗損失を除く全所内電力に相当)のA依存性を見ると、 $P_{e-recirc} - P_{coil}$ はAに殆ど依存しない一方で、 P_{coil} のA依存性が $P_{e-recirc} - P_{coil}$ よりも顕著であり、 $P_{e-recirc}$ と同様なA依存性を持ち、最小値を持つ可能性を示した。 P_{e-net} 最大値は P_{coil} 最小値に起因する $P_{e-recirc}$ 最小値により生じていると考える。

P_{coil} はコイルの抵抗損失なので、 $P_{coil} \propto I_{coil}^2/S_{coil}$ という比例関係を持つ。コイルの表面積(S_{coil})をCP断面積として考えると図 2-23(a)から、 R_{min} と等価のCP半径(R_{CP})を用いると、 $P_{coil} \propto I_{coil}^2/R_{CP}^2$ と考えられる。また、アンペールの法則より、式(2-23)に示すように、 $I_{coil} \propto R_p B_T$ という関係がある。以上から、 $P_{coil} \propto R_p^2 B_T^2/R_{CP}^2$ という関係を見出すことが出来る。

図 2-29(b)に R_p^2 , B_T^2 , $1/R_{CP}^2$ のAスキャン結果を示す。 $1/R_{CP}^2$ は低A側で、ラジアルビルドの観点からA減少(R_p 減少)に伴い急峻に増加し、高A側では、A増加に伴い、緩やかに減少する。その一方で、 R_p^2 , B_T^2 がA増加に伴い単調増加する。これらの変化から、 P_{coil} は最小値を持つようなA依存性を持ったと考える。

図 2-28(b)に示されるように、 R_p がAの増加に伴い単調増加するので、それに伴い、 R_p^2 がAの増加に伴い単調増加する。本研究のPECでは、目標の核融合出力($P_{fus} S_{FFR}/S_{FW}=39.13$ [MW] [7])は、トロイダルベータ値 β_T と B_{max} の調整による式(2-6)の密度の中心値増減で主に達成される(温度分布は一定)。図 2-28(c)に P_{fus} , S_{FW} , $\langle n_e \rangle$, β_T のAスキャン結果を示す。 $\beta_T = \beta_N I_p / (a_p B_T)$ という関係があり β_N は負のA依存性を持ち(式(2-20))、 $I_p / (a_p B_T)$ は q^* 一定(図 2-9)条件下で減少する(表 2-5)。また、 R_p 増加による装置規模肥大化により、 S_{FW} が増大し、目標 P_{fus} が増加し、それに伴い要求される $\langle n_e \rangle$ も増加する。 $B_T^2 \propto \langle n_e \rangle / \beta_T$ という関係から、 B_T^2 がAの増加に伴い単調増加したと考える。

図 2-29(b)から、Aの増加に伴い $P_{e-recirc} - P_{coil}$ が減少するため、 P_{fus-b} の P_{fus} への寄与が減少する。一方で、 S_{FW} の増加に伴い P_{fus} の増加が要求されるため、Aの増加に伴う P_{fus} 増加よりも $\langle n_e \rangle$ の増加が著しいものとなった。

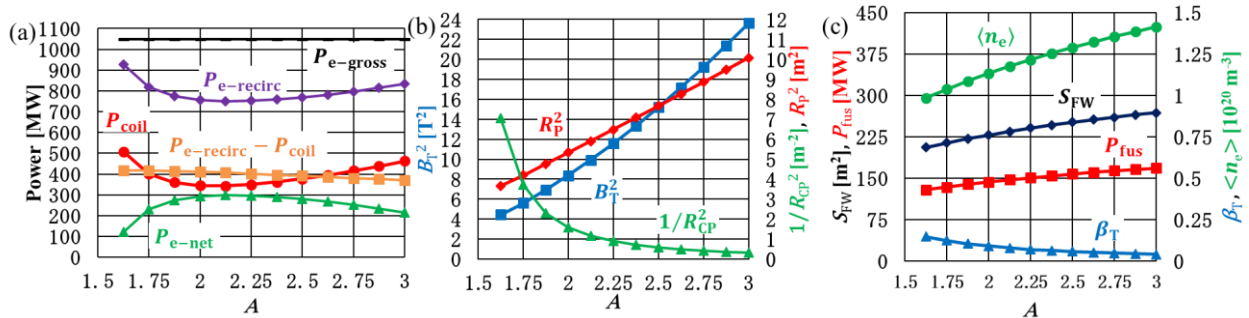


図 2-29 (a) $P_{e-gross}$, $P_{e-recirc}$, P_{coil} , $P_{e-recirc} - P_{coil}$, P_{e-net} のAスキャン結果。(b) R_p^2 , B_T^2 , $1/R_{CP}^2$ のAスキャン結果。(c) P_{fus} , S_{FW} , $\langle n_e \rangle$, β_T のAスキャン結果。

内側遮蔽材厚さ(t_{sh})スキャン結果

図 2-28 及び図 2-29 に示されたAスキャン結果により、 P_{coil} はNCCの経済性に大きく関わっていることがわかった。 P_{coil} はCP断面積に割ける空間の広さにも依存するため、内側のラジアルビルドも大きく関わっている。また、遮蔽材厚さの標準値は [18]を参考に決定したが、遮蔽材厚さ不足が原因の銅材料の核種変換等が懸念される [22]ため、本来は中性子計算等を行い最適化すべきであるが、行っていないので、遮蔽材厚さ増減の経済性への影響を確かめる必要がある。図 2-30(a)に $A = 2.25$ における t_{sh} スキャン結果を示す。図 2-23(a)の工学設計でも見られるように、定量的にも t_{sh} 増加によりCP断面積が圧迫されてしまうため、 $1/R_{CP}^2, P_{coil}$ が増加する結果となった。図 2-30(b)に P_{coil} の A, t_{sh} スキャン結果を、図 2-30(c)に $CON^{(FFR)}$ の A, t_{sh} スキャン結果を示す。 t_{sh} が増加する程、 $CON^{(FFR)}$ 最小値を持つ A が高 A 側に変化する($A = 1.75 \sim 2.5$)結果となった。また、等しい A で t_{sh} が増加する程 P_{coil}, CON が増加する結果となった。例として、 $A = 2.25$ で t_{sh} が16 cm から 56 cm に増加することで、 P_{coil} は291 MW ~ 608 MW まで増加し、 $CON^{(FFR)}$ は1519 mill/kWh ~ 2251 mill/kWh まで増加した。

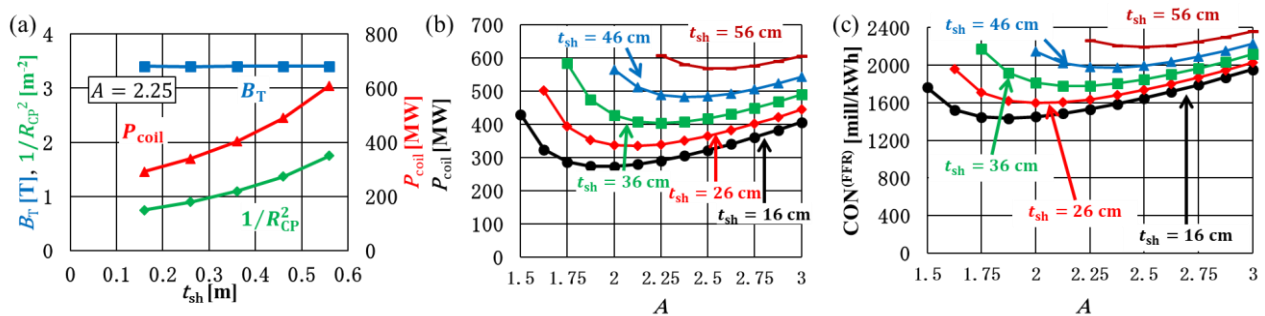


図 2-30 (a) $A = 2.25$ における $B_T, P_{coil}, 1/R_{CP}^2$ の t_{sh} スキャン結果。(b) P_{coil} の A, t_{sh} スキャン結果。(c) $CON^{(FFR)}$ の A, t_{sh} スキャン結果。

2.4.7. SCC スキャン結果と NCC との比較

プラズマアスペクト比(A)スキャン結果

標準値(遮蔽材厚さ 67.5 cm, 稼働率 0.60)の SCC 設計でAをスキャンした。図 2-31 に $CON^{(FFR)}$ (式(2-30)), $CON_{capital}^{(FFR)}$ (式(2-34)), $CON_{income}^{(FFR)}$ (式(2-35))のAスキャン結果を示す。

A = 2.625と3.625において、要求される B_T と R_{min}/R_p の比との関係から(表 2-5 参照)トロイダルコイル最大磁場 B_{max} が設定した臨界磁場 11.8 T [21]を超過したため、 $2.75 \leq A \leq 3.5$ の範囲でしか結果が得られなかった。

$CON_{capital}^{(FFR)}$, $CON_{income}^{(FFR)}$ 両方ともA増加に伴い増加する結果となったが、NCC とは異なり SCC はコイルの抵抗損失が無く、その他の所内電力はNCC 同様Aに依存しないため、NCC と比べて $CON^{(FFR)}$ のA依存性は現れなかった。

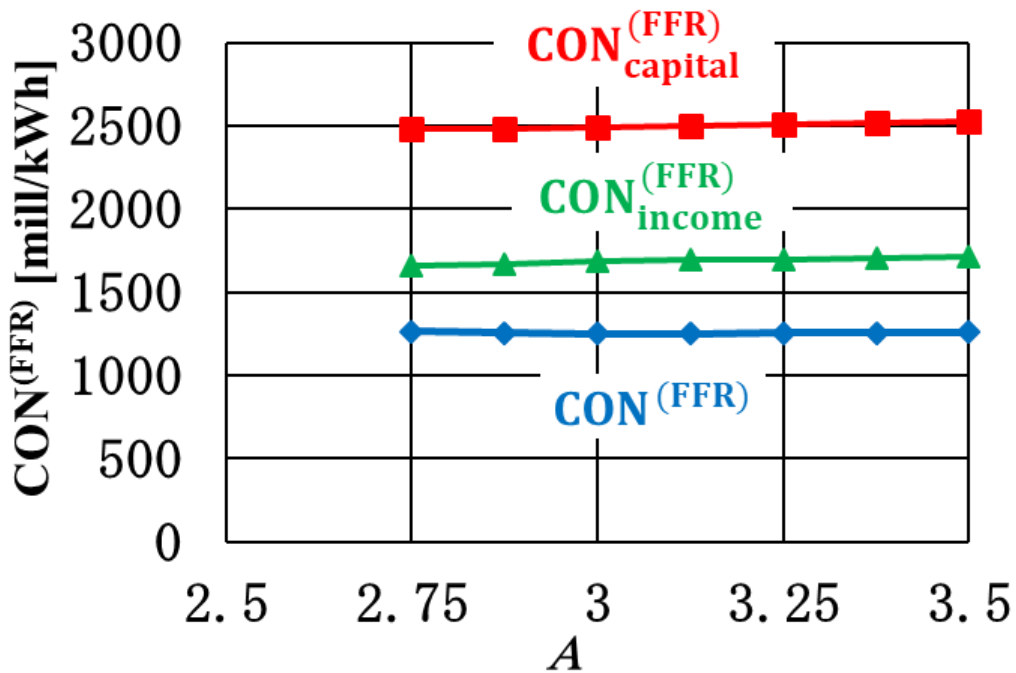


図 2-31 $CON^{(FFR)}$ (式(2-30)), $CON_{capital}^{(FFR)}$ (式(2-34)), $CON_{income}^{(FFR)}$ (式(2-35))Aスキャン結果。

標準値設定の NCC と SCC の比較

標準値の稼働率(NCC:0.75, SCC:0.60)、遮蔽材厚さ(NCC: 0.26 m, SCC: 0.675 m)の NCC と SCC を比較する。図 2-32(a)に P_{e-net} の NCC と SCC の比較結果を示す。SCC はコイルの抵抗損失が無いので SCC の P_{e-net} が高い結果となった。また、SCC における P_{e-net} の A 依存性も小さい結果となった。その結果、標準値条件の $CON^{(FFR)}$ を比較した結果、図 2-32(b)に示されるように、 $CON^{(FFR)}$ は SCC の方が低く、 A 依存性も小さい結果となった。図 2-32(c)に Reactor cost と Reactor weight の NCC と SCC の比較結果を示す。Reactor cost と Reactor weight の A 依存性は NCC が強い結果となった。Reactor weight の 4 分の 1 程を占める Coil weight の比較結果を図 2-32(d)に示す。NCC における Coil weight の A 依存性が大きいため、それに起因して NCC における Reactor weight の A 依存性が大きくなり、Reactor cost の A 依存性に影響したと考える。

SCC 設計では、プラズマパラメータから要求された I_{coil} と計算条件として定めた超電導コイルの臨界電流密度 $20.3 \text{ MA}\cdot\text{m}^{-2}$ [21]によりコイル断面積が決定される一方で、NCC 設計では、 P_{coil} を可能な限り小さくするため、装置中心部の空間を全て CP に割り当てるようにコイル断面積が決定される。このため、トロイダル磁場コイルが SCC よりも NCC の方が大きい設計となりやすくなり、また、コイル断面積及び Coil weight が A, R_p に影響されやすくなる。 Reactor cost の A 依存性は NCC と SCC で大きく異なる結果となったが、 $CON^{(FFR)}$ 最小値を持つ A (NCC: $A = 2.0$, SCC: $A = 3.125$)における Reactor cost の値に大きな差は見られない結果となった。標準値の NCC 装置と SCC 装置の経済的最適な主な設計値を表 2-19 に示す。

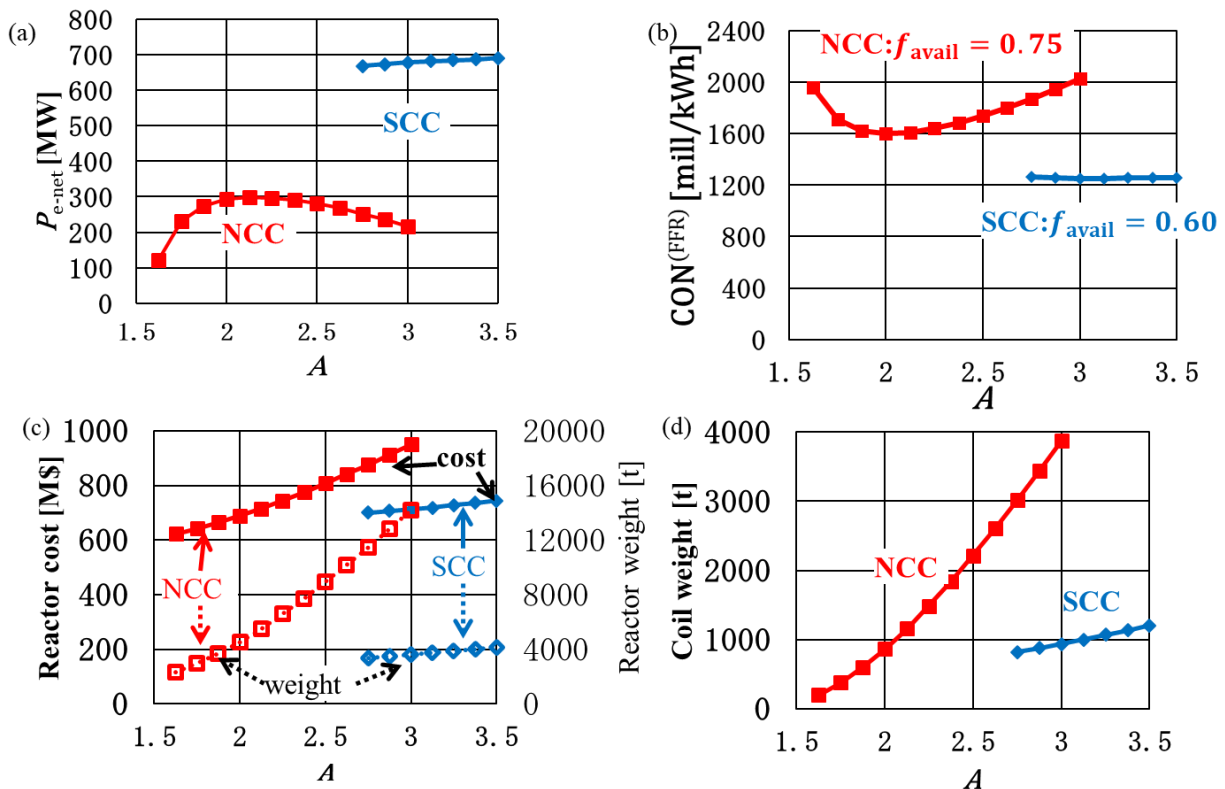


図 2-32 (a) P_{e-net} 、(b) $CON^{(FFR)}$ 、(c) Reactor cost と Reactor weight、(d) Coil weight の NCC と SCC の比較結果。

表 2-19 標準値の NCC 装置 SCC 装置の経済的最適な主な設計値

パラメータ	NCC	SCC
プラズマアスペクト比	2.00	3.13
プラズマ大半径 [m]	2.31	3.27
プラズマ小半径 [m]	1.15	1.05
プラズマ楕円度	2.03	1.78
プラズマ三角度	0.50	0.50
プラズマ電流 [MA]	8.58	7.11
ブートストラップ電流割合	0.57	0.56
規格化ベータ値	3.54	2.79
トロイダルベータ [%]	9.10	3.72
ポロイダルベータ	0.89	1.09
q_{95}	3.76	3.00
電子温度 (中心値/平均値) [keV]	15.0/7.50	15.0/7.50
電子密度 (中心値/平均値) [10^{20}m^{-3}]	1.42/1.24	1.80/1.57
グリーンワールド密度限界割合	0.60	0.76
閉じ込め改善度 (98y2)	1.0	1.0
核融合出力 [MW]	143.2	170.8
平均中性子壁負荷 [MW/m^2]	0.60	0.60
外部電流駆動用中性粒子ビーム電力 [MW]	48.0	73.1
外部プラズマ加熱用中性粒子ビーム電力[MW]	131.2	84.1
総発電電力 [MW]	1049.0	1049.0
送電端出力 [MW]	293.1	682.1

稼働率(f_{avail})スキャンを用いた NCC と SCC の比較

遮蔽材、ブランケット、ダイバータ等の真空容器内機器は D-T 反応の高速中性子により放射化してしまうため、定期的に交換しなければならない。放射化した材料を扱うため、必然的に遠隔保守が必要となる。SCC 装置は超電導コイルが分解できないため、トロイダル磁場コイルの隙間を縫うようにして真空容器内機器までたどり着かなければならない一方で、NCC 装置は常伝導コイルが分解出来るため遠隔保守が容易となることが期待される。NCC 設計の CTF(Component Test Facility)装置 [11]においては、全組み立て工程と全分解行程が 60-90 日で行えることが期待されている。I. N. Sviatoslavsky 氏らの設計では CP と上下ダイバータの交換に 1700 時間かかるとされている [23]。E. T. Cheng 氏らの設計ではダイバータプレートと CP の交換に 598 時間前後要するとされている [12]。JET では 450 の個別の全部品を一日 20 時間週 6 日作業で 15 週間で交換したという報告もある [24]。その一方で、SCC 設計の ITER では最大で交換に 9 カ月かかるという報告もある [25]。遠隔保守に関する文献はいくらか見つかるが、適格な f_{avail} を決定することは出来なかった。

図 2-33 に NCC、SCC 両方の $CON^{(FFR)}$ の A, f_{avail} スキャン結果を示す。結果から、NCC の稼働率に対する SCC の稼働率の低さが 0.20-0.25 程度なら SCC 設計が NCC 設計よりも経済的となる可能性が示された。

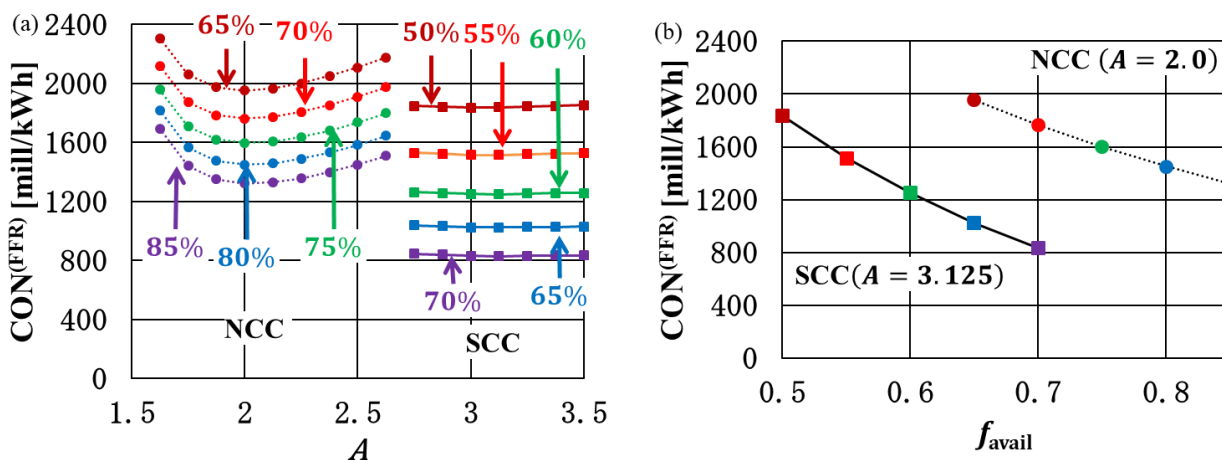


図 2-33 (a) $CON^{(FFR)}$ の A, f_{avail} スキャン結果。(b) 最小 $CON^{(FFR)}$ を持つ A における CON の f_{avail} 依存性比較。

NCC 設計中空 CP の検討

Reactor Weight の大半を Coil Weight が占める一方で、NCC 設計では、 P_{coil} 最小化のため、装置中心部の空間を全て CP 断面積に用いることを想定した。中空 CP を採用する事で Coil Weight、Reactor Cost を減少させることが出来、経済性が向上する可能性が考えられる。

図 2-34 に CP の中心穴半径 R_{hole} をスキャンした結果を示す。結果として $CON_{capital}^{(FFR)}$ がわずかに減少するが、CP 断面積減少による P_{coil} 増加に起因する $CON_{income}^{(FFR)}$ の減少量の方が大きい結果となった。中空 CP を採用するのは経済性の観点から好ましくないことが示された。

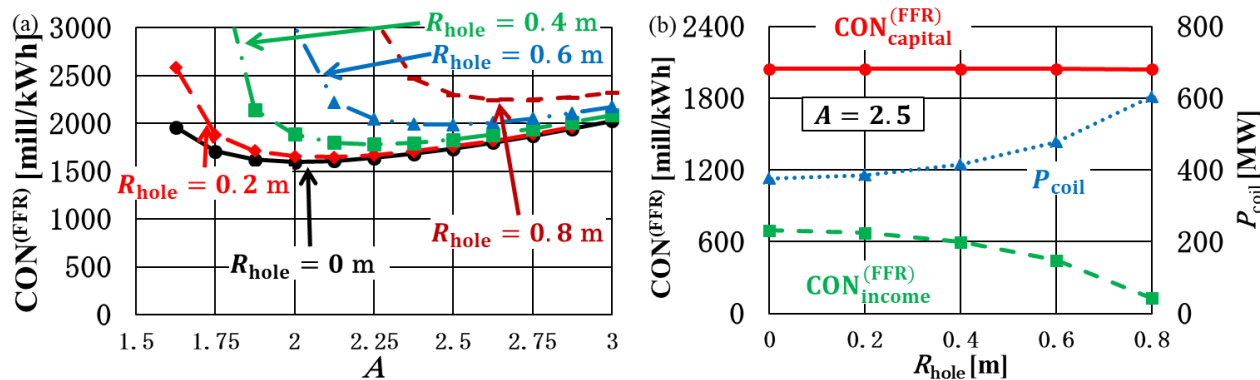


図 2-34 (a) $CON^{(FFR)}$ の A, R_{hole} スキャン結果。(b) $A = 2.5$ における $CON_{capital}^{(FFR)}$, $CON_{income}^{(FFR)}$, P_{coil} の R_{hole} 依存性。

2.4.8. 設計妥当性検討

ダイバータ熱負荷検討

トカマク型核融合装置を設計する上でダイバータターゲットにおけるプラズマからの熱負荷の懸念が重要課題の一つである。本研究ではダイバータ熱負荷を放射損失により低減させることを想定せずに設計した。経済性評価#2 の設計値におけるダイバータ熱負荷を検討する。図 2-35(a)にダイバータ熱負荷指標であるセパトリクス通過熱出力($P_{\text{sep}} = P_{\alpha} + P_{\text{aux}} + P_{\text{CD}} - P_{\text{rad}}$)を R_p で除した値及びプラズマ加熱出力($P_{\text{heat}} = P_{\alpha} + P_{\text{aux}} + P_{\text{CD}}$)に対する放射損失(P_{rad})の割合の A 依存性と JADEMO [26]における P_{sep}/R_p と $P_{\text{rad}}/P_{\text{heat}}$ の設計値(それぞれ 34.5 MW m^{-1} と 0.22)を示す。 P_{rad} は制動放射とシンクロトロン放射の合計であり、線スペクトル放射は考慮していない(表 2-6 と表 2-8 参照)。本研究の全設計値において、JADEMO の P_{sep}/R_p の設計値を上回った一方、 $P_{\text{rad}}/P_{\text{heat}}$ の設計値を下回った。

図 2-35 (b)にグリーンワルド密度限界(n_{GW})に対する線平均電子密度(\bar{n}_e)の割合の A 依存性と JADEMO [26]における \bar{n}_e/n_{GW} の設計値(1.2)を示す。本研究の全設計値において、 \bar{n}_e/n_{GW} が JADEMO の設計値を下回った。

本研究の全設計値において JADEMO のダイバータ熱負荷を超える懸念がある。その一方で、本研究の全設計値において $P_{\text{rad}}/P_{\text{heat}}$ と \bar{n}_e/n_{GW} が JADEMO の設計値に対して低いため、ダイバータ熱負荷低減のための放射損失増大を目的とした不純物入射を導入する余地があり、JADEMO のダイバータ熱負荷と同等または下回る設計パラメータを得られる可能性が期待出来る。

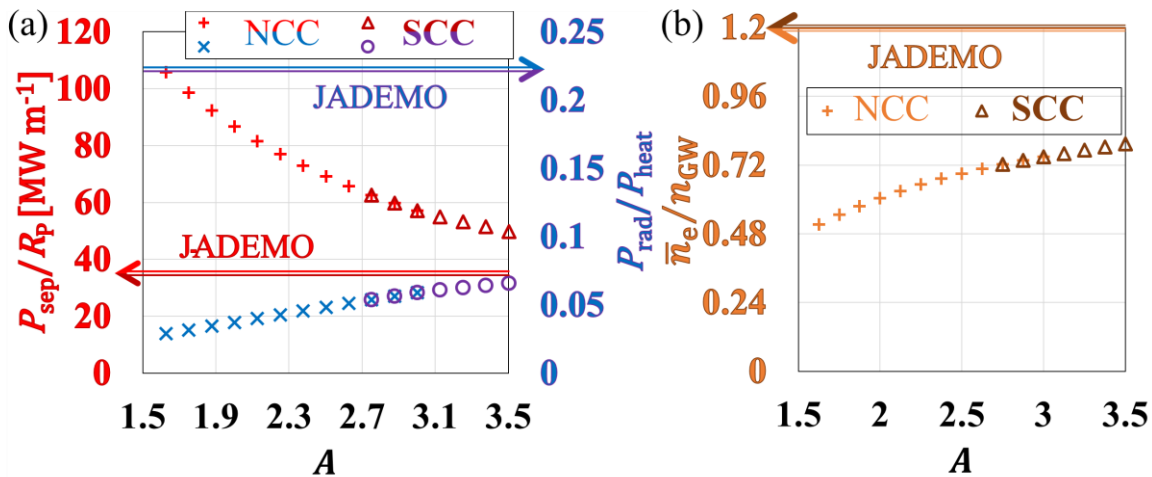


図 2-35 標準値設計の NCC 及び SCC 設計値の妥当性検討(ダイバータ熱負荷)。

(a)ダイバータ熱負荷指標であるセパトリクス通過熱出力($P_{\text{sep}} = P_{\alpha} + P_{\text{aux}} + P_{\text{CD}} - P_{\text{rad}}$)を R_p で除した値及びプラズマ加熱出力($P_{\text{heat}} = P_{\alpha} + P_{\text{aux}} + P_{\text{CD}}$)に対する放射損失(P_{rad})の割合の A 依存性と JADEMO [26]における P_{sep}/R_p と $P_{\text{rad}}/P_{\text{heat}}$ の設計値(それぞれ 34.5 MW m^{-1} と 0.22)。

(b)グリーンワルド密度限界(n_{GW})に対する線平均電子密度(\bar{n}_e)の割合の A 依存性と JADEMO [26]における \bar{n}_e/n_{GW} の設計値(1.2)。

FFR 変形検討

経済性評価#2における設計の大きな特徴の一つである円筒型 FFR は本来中性子計算等の核設計を基に設計されるべきであるが、本研究では簡単のため以下の仮定を用いて計算した(2.4.5 節一部再掲)。

- ①プラズマ対向側 FFR 表面積(S_{FFR})が SABR と同じ 62.4 m²。
- ②FFR 体積(V_{FFR})が SABR と同じ 41.4 m³。FFR の径方向厚さにより調整される。
- ③空間一様分布の中性子出力(P_{neut})を仮定。
- ④第一壁全表面積(S_{FW})に対する S_{FFR} の比により評価した S_{FFR} に照射される P_{neut} が SABR(最大核融合出力(180 MW)想定)と同じ 31.3 MW。下の行の式にある上付き SABR は SABR の設計値を示す。
$$\rightarrow P_{\text{neut}} S_{\text{FFR}} / S_{\text{FW}} = P_{\text{neut}}^{\text{SABR}} S_{\text{FFR}}^{\text{SABR}} / S_{\text{FW}}^{\text{SABR}} = 144[\text{MW}] \cdot 62.4[\text{m}^2] / 289[\text{m}^2] = 31.3[\text{MW}]$$
- ⑤FFR の径方向厚さ、外側ブランケットの全径方向厚さ、第一壁厚さの比が SABR と同じ
- ⑥FFR の高さ、外側ブランケットの FFR 以外の構造物高さ、ブランケットの垂直方向厚さの比が SABR と同じ

上記仮定から S_{FFR} 及び V_{FFR} は一定であるが厚さと高さ等に関して SABR と差が生じると考えられる。本研究における FFR の変形を検討する。

図 2-36 の(a)に FFR 厚さ(t_{FFR})及び FFR 高さ(Z_{FFR})の A 依存性と SABR [7]における t_{FFR} と Z_{FFR} の設計値(それぞれ 0.62 m 2.0 m)を、(b)に装置中心から FFR 中心までの径方向距離(R_{FFR})と固定値のプラズマ対向側表面積 $S_{\text{FFR}} = 62.4 [\text{m}^2]$ (2.4.5 節参照)を含めた FFR 円筒領域の全表面積($S_{\text{FFR}}^{\text{ALL}}$)の A 依存性と SABR [7]における R_{FFR} と $S_{\text{FFR}}^{\text{ALL}}$ の設計値(それぞれ 5.31 m、174.83 m²)をそれぞれ示す。SABR の設計値 $A = 3.5$ [7] に近づく程、 t_{FFR} 、 Z_{FFR} 、 R_{FFR} 及び $S_{\text{FFR}}^{\text{ALL}}$ それぞれが SABR の設計値に近づいた。 A 減少に伴い t_{FFR} 、 R_{FFR} 、及び $S_{\text{FFR}}^{\text{ALL}}$ は減少しており、全設計値で SABR よりも小さくなっている一方、 Z_{FFR} は増大し SABR よりも大きくなっている。 A 減少に伴う t_{FFR} 及び $S_{\text{FFR}}^{\text{ALL}}$ の減少は比較的少なかった。

S_{FFR} 及び V_{FFR} は SABR と同じ値で固定としたが、図 2-36 に示すように本研究の FFR は SABR の FFR と異なる寸法形状を持つ。これらの条件の違いが中性子実効増倍率等に与える影響を調査する手法として中性子計算等が考えられる。今後の課題として経済的最適設計値である $A = 2.0$ (NCC 装置) 及び $A = 3.125$ (SCC 装置) を代表した中性子計算等の安全性等に関する検討を行う余地がある。

2.5. 経済性評価研究の総括

本研究で核融合実用炉実現シナリオにおいて原型炉より早期建設の可能性がある一方殆ど行われていない小型中性子源に関する経済性評価及び経済的最適な設計値の検討を行った。

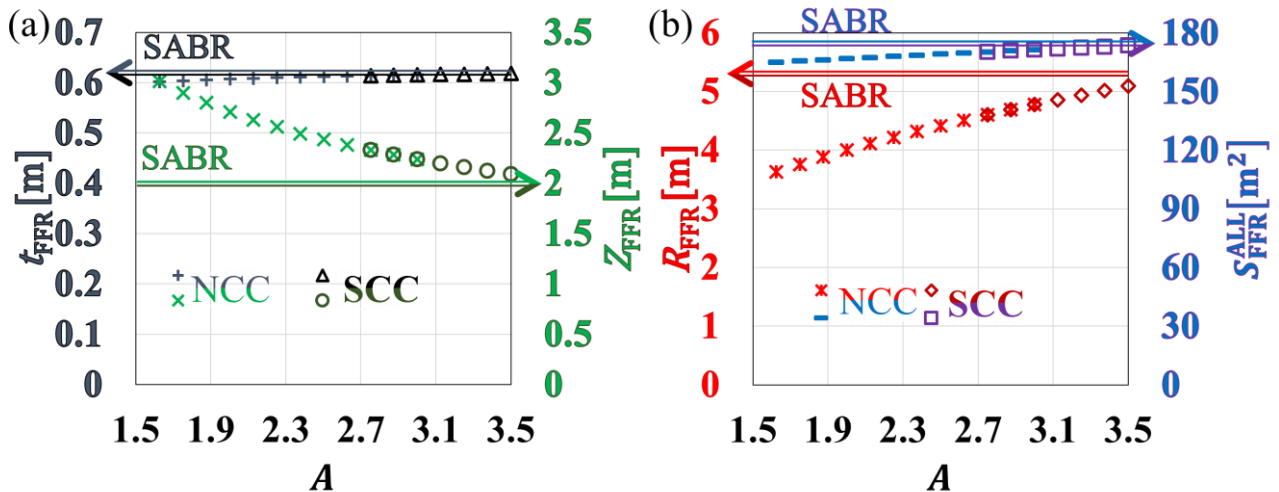


図 2-36 標準値設計の NCC 及び SCC 設計値の妥当性検討(FFR 変形)。

(a) FFR 厚さ(t_{FFR})及び FFR 高さ(Z_{FFR})の A 依存性と SABR [7]における t_{FFR} と Z_{FFR} の設計値(それぞれ 0.62 m、 2.0 m)。

(b) 装置中心から FFR 中心までの径方向距離(R_{FFR})と固定値のプラズマ対向側表面積 $S_{FFR} = 62.4$ [m²](2.4.5 節参照)を含めた FFR 円筒領域の全表面積(S_{FFR}^{ALL})の A 依存性と SABR [7]における R_{FFR} と S_{FFR}^{ALL} の設計値(それぞれ 5.31 m、 174.83 m²)。

本研究の経済性評価には炉設計システムコードである PEC(Physics-Engineering-Cost) [8]を用いた。中性子源としての経済性評価を行うために PEC コードに新たな経済性指標の導入並びに工学設計の変更を行った。超ウラン元素の核種変換を目的とした小型核融合中性子源の経済性を検討した。コイル分解可能性による比較的容易な保守点検から高稼働率が期待される常伝導コイル(Normal Conductive Coil :NCC)を用いた装置に関する物理パラメータ検討(経済性評価#1)、及びコイルによる抵抗損失が無く、売電を想定した場合の高送電端出力による高い収益由来の優れた経済性が期待出来る超伝導コイル(Super-Conducting Coil :SCC)を用いた装置を新たに検討し、NCC 装置との比較や工学パラメータ検討(経済性評価#2)を行った。経済性評価#1 では、トカマク装置の真空容器内部の断面は D 型の設計を扱い、経済性評価#2 では先行研究の SABR [7]を参考にしたため矩形断面の設計を用いた。

○経済性評価#1

比較的多く設計研究が見られる NCC 装置に対し、装置中心にセンターポストを置き、中心ソレノイドを配置しない球状トカマク型の設計の中性子源を想定し、その経済性を検討した。第一壁表面積と核融合出力の条件に関しては核分裂燃料の寸法等が比較的詳細に検討されている SABR [7]を参考にした。プラズマアスペクト比(A)に重きを置いたパラメータスキャンを行った。いくつかのプラズマパラメータに関する経済性への影響も検討した。以下を示した。

① 仮定したプラズマベータ値の A 依存性と径方向工学設計への A による影響から、コイル最大磁場 (B_{max})はある A で最小値となる可能性を示した。

②売電収入に用いる送電端出力の A 依存性は、コイルの抵抗損失(P_{coil})の A 依存性に影響され、売電収入が最大あるいは P_{coil} が最小となる A が存在し、その A は①の最小 B_{max} を持つ A 付近である可能性を示した。

③高 A による装置肥大化に起因し、 A 増加に伴い装置資本費が増加するが②の売電収入を考慮すると、経済的最適な A は①の最小 B_{max} を持つ A 付近である可能性を示した。

④閉じ込め改善により P_{coil} が増加するが、加熱に必要な電力を P_{coil} 増加に対して大きく減少させることができ、経済性が向上する可能性を示した。

⑤プラズマベータ値を増加させると④とは対照的に P_{coil} が減少するが、外部加熱による目標核融合出力への寄与(加熱に必要な電力)がより多く要求される懸念を示した。反対に低すぎるプラズマベータ値は経済性を劣化させてしまうこと及び、経済的最適なプラズマベータ値が存在する可能性を示した。

○経済性評価#2

・NCC 装置の経済性検討

送電端出力による売電を考慮した本研究では、コイルの抵抗損失がNCC装置の経済性に大きく影響する結果となった。そのコイルの抵抗損失はプラズマアスペクト比(A)に大きく左右されることが示された。 A が低すぎるとトカマク装置中心部分のコイルの断面積に割ける空間が削られてしまい、断面積減少によるコイルの抵抗損失増大が見られた。一方で A が高すぎると、装置肥大化による資本費増加はもちろんのこと、核融合出力、トロイダル磁場の要求も高くなりそれらを達成するため、コイル磁場が増加してしまい、高 A でも比較的ゆるやかであるが、抵抗損失が増大する結果となった。経済的に最適な A が生じた。また、内側遮蔽材厚さも装置中心部の空間、コイル断面積に影響するため、経済性に影響する結果となった。

・SCC 装置の経済性検討

SCC装置ではコイルの抵抗損失が無いので経済性が A に殆ど左右されない結果となった。仮定した超伝導コイルの臨界電流密度、臨界磁場、そして内側遮蔽材厚さにより実現可能な A の運転領域がNCCと比べて狭くなる結果となった。また、コイルの抵抗損失が無いので、核融合プラズマに入力される電流駆動と加熱が主に売電収入に影響する結果となった。今回用いた安全係数の仮定が加熱に必要な出力に影響し、その結果、比較的目立たないが A の範囲によって、売電収入の A 依存性が異なり、僅かな差で経済的最適な A が生じた。

・NCC 装置と SCC 装置の経済性比較

SCC装置はコイルの抵抗損失が無いので、NCC装置よりも高い送電端出力と売電収入が期待出来る結果となった。コイルに関する計算条件がNCC装置とSCC装置で異なり、NCC装置において、コイル重量、資本費の A 依存性が大きくなる結果となった。しかし、経済的最適 A 同士を比較すると炉心資本費

とコイル重量の差は小さい結果となった。SCC の NCC に対する稼働率の低さがある程度なら、SCC 装置の経済性が NCC 装置よりも優れることが期待出来る結果となった。

経済性評価研究の今後の課題

本研究では核種変換を目的とした核融合中性子源設計に関する先行研究の設計値を基に、NCC 装置と SCC 装置比較結果や経済的最適設計値を求めた。これら設計条件の変化による比較結果や経済的最適設計値への影響を検討する余地がある。

内側遮蔽材厚さは固定値またはスキャンにより影響を調べた。しかし、中性子計算及び熱計算によりさらに最適な遮蔽材厚さを決定することが出来る。本研究の経済的最適設計における核分裂燃料領域の妥当性を中性子計算等で行う余地もある。また、中心ソレノイドを置かずに完全非誘導電流駆動によるプラズマ立ち上げを想定したが、超伝導装置中心に空間が出来ることが多く、常伝導装置においても、高アスペクト比の設計では、中空センターポストによる経済性低下が比較的小さい(図 2-34 参照)ため、中心ソレノイドを装置中心に置く設計も可能性がある。

上記から、小型中性子源設計の今後の課題として、中性子計算等による構造材設計最適化及び妥当性検討、並びに平衡の時間発展計算等による誘導駆動電流立ち上げシナリオの検討等が考えられる。

また、上記を含む核融合中性子源設計最適化の精度を向上後、2.1.4 節に記述した核融合炉以外の中性子源の経済性評価に対する本研究で導入した経済性指標 CON の応用及びそれを踏まえた経済性の定量的比較、並びに単位電力量あるいは単位中性子出力量あたりの二酸化炭素排出量等の環境負荷の比較や、中性子スペクトルの違いを加味した比較を検討する余地がある。

第3章 電流駆動解析コード ACCOME によるシステムコード用ブートストラップ電流割合評価式 作成

3.1. 研究背景

3.1.1. システムコードとブートストラップ電流割合評価式

システムコードは様々研究開発されている、我が研究室にある PEC [8]を始め、PROCESS [27]、TPC [28]、HELIOS [29]、TEND [30]、SPECTRE [31]、SPECTRE [32]等が開発されており、ARIES project [33] や KAERI [34]でも独自のシステムコードが開発されている。システムコードを用いる目的は大多数の複数パラメータスキャンによる核融合装置の運転可能領域探索であることが主である。そのため、PEC コード含め多くのシステムコードは計算時間短縮と簡単化のため、大半の物理量を分布のない零次元の評価式であることが好ましい。

ブートストラップ電流(I_{BS})の全プラズマ電流(I_P)に対する割合をブートストラップ電流割合($f_{BS} = I_{BS}/I_P$)という。システムコード上で、要求された I_P を達成するためにどれだけの外部駆動電流が必要か、その外部電流駆動に必要な電力を決定するために f_{BS} が評価される。その外部電流駆動電力は核融合発電炉の経済性指標である COE(式(2-1))の評価に関わるため重要なパラメータの一つである。前述の通り基本的にシステムコード上で f_{BS} は零次元評価式で計算されるが、 I_{BS} 自体がプラズマ圧力分布と電流密度分布に強く依存する。このためシステムコードに用いる零次元 f_{BS} 評価式の簡単さと正確さには検討する価値がある。

3.1.2. f_{BS} 評価に関する先行研究

与えられたプラズマ小半径(a_p)においてブートストラップ電流密度は大雑把に圧力勾配をポロイダル磁場で割ったものに比例する。結果として最も単純な f_{BS} の式は $f_{BS} \propto \varepsilon^{0.5} \beta_P$ [35]である。 ε は逆アスペクト比で、 β_P はポロイダルベータである。ポロイダルベータとはポロイダル磁場による磁気圧に対するプラズマ圧力の比である。

他にも f_{BS} 評価が検討されている。Nevins モデル [36]、ITER Physics Design Guidelines (IPDG) モデル [37]、ARIES モデル [33]、Andrade モデル [38]、Wilson モデル [39]、Hoang モデル [40]、Wong モデル [13]、Gi モデル [41]等がある。K. Gi 氏は電流駆動解析コード ACCOME (Analyzer for Current Drive Consistent with Magnetohydrodynamics Equilibrium) [15]のブートストラップ電流評価モジュールを用いた 8,800 のデータベースにより零次元 f_{BS} 評価式を作成した。そしていくつかの先述の既存の f_{BS} 評価式との比較検討も行われた [41]。

比較の結果、電流密度分布形状因子(ピーキングファクター)を考慮した Wilson モデル [39]が最も正確な結果となったが、電流密度分布形状因子はシステムコードではあまり用いられず、また、実際の実験データベースで用いられることも多くはない。このため、Wilson モデル [39]をシステムコードに用いることは難しいと見られる。次に K. Gi 氏らの比較結果でシステムコード利用に適し精度的に優れている式として、IPDG モデル [37] と Gi モデル [41]である。Gi モデル [41]しかし、妥当性評価段階において、

20%を超える予測誤差がいくつか生じている。これは、本来 ACCOME コードでは電磁流体 (Magnetohydrodynamics: MHD) 平衡の計算も行われその平衡評価と電流分布の計算結果との差が設けた基準内に収まるようにする計算が可能である [15]。しかし、比較的計算時間を要するものとなっているが、K. Gi 氏らは計算時間短縮化と数千点ものデータ点数取得のため、ブートストラップ電流計算モジュール部分だけを用いて、平衡と電流の間の検証を省いている [41]。この平衡計算と検証の省略が妥当性評価時点での誤差の原因の一つであると考えられる。IPDG モデル [37] も比較的精度が高いとされるが、妥当性検討時点で 10~20%以上の誤差が発生している。これらの評価式は電流密度分布及び安全係数分布の依存性が比較的強い。トカマク装置は、それらの分布の複雑さ及び多様さも特徴の一つとして持つ。この観点から、Gi モデル及び IPDG モデルは安全係数の依存性が正しくなかったため誤差が生じた可能性がある。

3.1.3. 本章の研究目的

本研究の目的は核融合実用炉実現シナリオにおいて要となる原型炉、及び ITER と原型炉の補間を担う可能性がある小型中性子源双方を含むトカマク型核融合装置の物理的・工学的設計最適化において重要な役割を持つパラメータの一つであるブートストラップ電流割合(f_{BS})評価式に関する検討並びに新しい f_{BS} 評価式作成を行うことである。

本章では PEC コードで用いた f_{BS} 評価式の精度を ACCOME コード解析により確かめる事と、より正確かつ可能な限り単純な物理量を用いたシステムコード利用に適した f_{BS} 評価式作成を行う。3.1.2 節で記述したように、 f_{BS} 評価式に安全係数(q)の効果を加えることには難点がある。一般的に零次元 f_{BS} 評価式に分布を持つ q の効果を加える時、磁気軸上の q に対するプラズマ端部の q の比の割合として計算される(q_{95}/q_0)。トカマクプラズマでは q 分布が非常に多様となっている。例えば q_{95}/q_0 が等しくても、 q 値が中心値から端部の値まで径方向に単調増加する正磁気シアと、中心部と端部の間に最小の q 値(q_{min})を持つ負磁気シアとで f_{BS} が大きく異なる場合がある。作成する f_{BS} 評価式の対象から負磁気シアを除くことでこの難度を緩和することで期待出来る。

負磁気シアプラズマは高い閉じ込めと、高 f_{BS} 、高 β 値が期待されるが、負磁気シアプラズマを維持するには、より慎重なプラズマ圧力分布と q 値分布の制御が必要となる。高閉じ込めを得るため、強い内部輸送障壁 (Internal Transport Barrier: ITB) をより遠い小半径位置に作る必要がある一方、強い ITB は q_{min} の小半径位置より内側に生じるために電流分布制御が必要となること [42]、また、高 f_{BS} を持つ負磁気シアプラズマの維持するためには、 q_{min} が整数値となる時、圧力分布と電流分布の慎重な制御が必要となること [43]が報告されている。また、数値計算により、 q_{min} の径方向位置を、急峻な圧力勾配領域から離す事による、キックモード、バルーニングモード、インファーマルモード等の不安定性要因の安定化が期待出来るという報告もある [44]。実際に正磁気シアまたは弱磁気シアが最近の発電実証炉設計でも採用されている [45]。

3.2. 電流駆動解析コード ACCOME

本研究では ACCOME (Analyzer for Current Drive Consistent with MHD Equilibrium) コード [15] を用い

る。このコードでは「プラズマ平衡解析」と「電流駆動解析」を繰り返して、両者の整合性を考慮したプラズマ電流密度分布を得られる。コードのおおまかな流れとしては以下の4つに分けられる。

- ①プラズマ平衡を解く
- ②電流分布を求める
- ③電流分布が収束しているかどうか判定。収束していなければ①に戻る。
- ④収束していれば後処理を行う

ACCOMME コードの概略フローチャートを図 3-1 に示す。

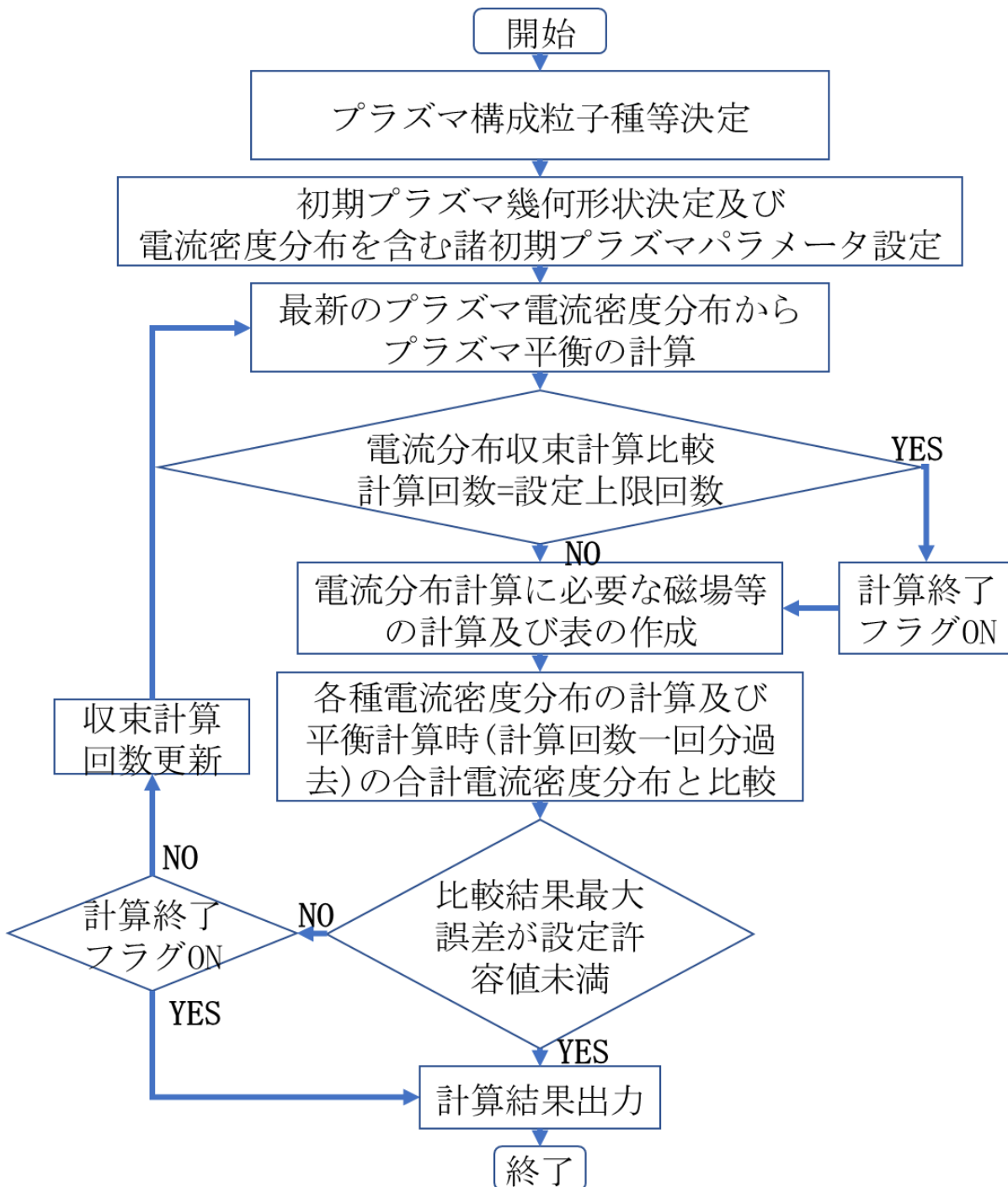


図 3-1 ACCOME コードの概略フローチャート

3.2.1. 収束判定

「プラズマ平衡解析」と「電流駆動解析」の両者の整合性を確認するため、ACCOMME コードでは、初期平衡計算時及び新しい電流分布が求められた後で、プラズマ平衡を計算し、その平衡プラズマから新しい電流分布を再度計算する。前回の平衡プラズマでの電流分布と比較して電流分布が収束しているかを判定する。

最新の平衡プラズマで計算されたトータル電流密度分布 $j_{\text{total}}(\psi)$ と、前のステップの平衡プラズマで計算されたトータル電流密度分布を $j_{\text{total}}^{(\text{prev})}(\psi)$ を使って、空間メッシュ毎に変化量を算出する。全 ϕ において

$|j_{\text{total}}(\psi) - j_{\text{total}}^{(\text{prev})}(\psi)|/j_{\text{total}}(\psi)$ が設定許容値未満となった場合、電流密度分布が収束したと判定される。

どこか一点でも設定許容値以上となった場合は電流密度分布が収束していないと判断され、その電流密度分布を用いて平衡計算を行う。

3.2.2. ブートストラップ電流と反磁性電流

本研究では合計プラズマ電流(I_P)に対するブートストラップ電流(I_{BS})と反磁性電流(I_{DI})の和の割合としてブートストラップ電流割合を評価する($f_{BS} = (I_{BS} + I_{DI})/I_P$)。本研究では誘導駆動電流を用いない非誘導電流駆動プラズマのみを対象とするため、合計プラズマ電流は中性粒子ビーム(Neutral Beam: NB) (原理は 4.1.2 節参照)駆動電流調整により入力値 I_P を達成する。ブートストラップ電流密度及び反磁性電流密度計算式の各変数等の定義を表 3-1 に示す。

ブートストラップ電流

ACOME コードでは、ブートストラップ(Bootstrap: BS)計算に Hirshman-Sigmar による運動量を考慮した新古典的計算手法を採用している [15]。BS 電流密度(j_{\parallel}^{BS})は以下のように計算される。

$$j_{\parallel}^{BS} = \frac{1}{2\pi} \frac{F}{\langle B^2 \rangle} \left\langle \frac{1}{R^2} \right\rangle \langle \mathbf{J}_{\parallel}^{BS} \cdot \mathbf{B} \rangle \frac{dV}{dA_P} \quad (3-1)$$

$$\langle \mathbf{J}_{\parallel}^{BS} \cdot \mathbf{B} \rangle = -R_P B_t p_e \sum_{\alpha} \frac{T_{\alpha}}{|Z_{\alpha}| T_e} (L_{31}^{\alpha} \frac{\partial}{\partial \psi} \ln p_{\alpha} + L_{32}^{\alpha} \frac{\partial}{\partial \psi} \ln T_{\alpha}) \quad (3-2)$$

ここで、 α の添え字はプラズマ中の粒子種 α のもつパラメータであることを示しており電子(e)、イオン(i)、高速イオン(f)が対象となる。 L_{31} 及び L_{32} は、式(3-3)に高速イオンの(3-4)とそれに対応するマクスウェル分布粒子を考慮し、数値解析的に逆行列を用いて解き、得られたブートストラップ電流のための係数である [15]。

$$\sum_{\beta} \begin{pmatrix} l_{11}^{\alpha\beta} & l_{12}^{\alpha\beta} \\ l_{21}^{\alpha\beta} & l_{22}^{\alpha\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_{\parallel\beta} \rangle \\ -2/5 p_{\beta} \cdot \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{q}_{\parallel\beta} \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_{11}^{\alpha} & \mu_{12}^{\alpha} \\ \mu_{21}^{\alpha} & \mu_{22}^{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_{\parallel\alpha} \rangle + \mathbf{B} \cdot \mathbf{V}_{1\alpha} \\ -2/5 p_{\alpha} \cdot \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{q}_{\parallel\alpha} \rangle + \mathbf{B} \cdot \mathbf{V}_{1\alpha} \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

$$\sum_{\alpha=e,i} l_{11}^{f\alpha} (\langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_{\parallel\alpha} \rangle - \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_{\parallel f} \rangle) = \mu_{11}^{\alpha} (\langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_{\parallel f} \rangle + \mathbf{B} \cdot \mathbf{V}_{1f}) \quad (3-4)$$

$$V_{1f} = -\frac{R_p B_t}{\Omega_f} \frac{1}{n_f m_f} \left[\frac{\partial p_f}{\partial \psi} + e_f n_f \frac{\partial \phi}{\partial \psi} \right] \quad (3-5)$$

β の添え字は粒子種 α とは別のプラズマ中の粒子種 β のもつパラメータであることを示す。

3.2.3. 反磁性電流

ACOME コードでは、文献 [46]を参考に反磁性(diamagnetic: DI)電流密度のトロイダル方向成分を計算する。全プラズマ電流に対して反磁性電流は 10%に満たないことが大半であるが、本研究では、この反磁性電流も自発的にプラズマ内部駆動される電流としてブートストラップ電流割合に加味している ($f_{BS} = (I_{BS} + I_{DI})/I_p$)。DI 電流密度(j_{\parallel}^{DI})は以下の式で計算される。用いている物理量は表 3-1 と共通となっている。

$$j_{\parallel}^{DI} = -R \frac{dp}{d\psi} \left[1 - \frac{B_t^2}{\langle B^2 \rangle} \right] \quad (3-6)$$

表 3-1 ブートストラップ電流密度及び反磁性電流密度計算式の各変数等の定義

文字	定義	文字	定義
F	トロイダル磁場関数	R	トーラス中心からの距離
V	プラズマ体積	A_p	ポロイダル断面面積
B	局所トロイダル磁場	B_t	中心トロイダル磁場
ψ	ポロイダル磁束関数	T_e	電子温度
T_i	イオン温度	p_e	電子圧力
\mathbf{u}_{\parallel}	トロイダル磁場方向の粒子の速度	\mathbf{q}_{\parallel}	トロイダル磁場方向の粒子の熱流
$l_{ij}^{\alpha\beta}$	粒子種 $\alpha\beta$ 間の摩擦	μ_{ij}^{α}	粒子種 α の粘性係数
Z_{β}	イオン種 β の電荷数	Ω_f	高速イオンのラーマ半径
n_f	高速イオン密度	p_f	高速イオン圧力
m_f	高速イオン質量	e_f	高速イオンの電荷
$\langle \rangle$	磁気面平均量	ϕ	電位

3.3. システムコード PEC に用いた f_{BS} 評価式の妥当性検証

PEC コードで用いた f_{BS} 評価式の精度を確認するため、経済性評価#1(2.3 節)における経済的最適な設計を用いて ACCOME 解析を行った。経済性評価#1(2.3 節)では以下に示す Wong モデル [13]を f_{BS} 評価式に用いた。

$$f_{BS}^{Wong} = C_{BS}^{Wong} f_{peak}^{0.25} \beta_P \sqrt{\varepsilon} \quad (3-7)$$

$$C_{BS}^{Wong} = 0.773 + 0.019\kappa \quad (3-8)$$

$$f_{peak} = \left(\int_0^1 (1 - \rho^2)^{\alpha_T} (1 - \rho^2)^{\alpha_n} d\rho \right)^{-1} \quad (3-9)$$

密度分布と温度分布は式(2-3)、式(2-4) (28 ページ)を用いて電子とイオンで等しいことを仮定した。中心値及びピーキングファクターは経済性評価#1(2.3 節)と同じく $\alpha_n = 0.25$, $\alpha_T = 1.0$, $T_0 = 15 \text{ keV}$, $n_0 = 1.80 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (最適プラズマアスペクト比での値。)とした。ACCOMME コードでは粒子と熱の輸送を解かないのでこれらの径方向分布は固定値となっている。ACCOMME コード解析では NB の本数、入射位置、入射パワー、エネルギー等を以下のように決めた。電流駆動用 Co 方向接線入射重水素 NB(ビーム径 0.25 m)を二本導入した。入射パワーは非誘導電流駆動達成のために調整される。二本のビームエネルギーを 800 keV とし、パワー比を 50:50 とした。入射位置は一本を赤道面磁気軸付近とし、もう一本は要求入射パワーが最小となるように径方向位置及び垂直方向位置をスキャンして、径方向外側、赤道面より上側とした。二本の接線 NB の最適化後、準垂直入射 NB(ビーム径 0.25 m、エネルギー200 keV)を加熱用として一本導入した。準垂直 NB は赤道面上で、入射パワーは最適化 NB パワーとの合計が経済性評価#1(2.3 節)最適パラメータ(49 ページ表 2-15)の NB 合計パワー166 MW となるようにした。NB 入射位置を示したトーラス平面図とポロイダル断面図を図 3-2 示す。

表 3-2 に経済性評価#1(2.3 節)最適パラメータと ACCOME コード解析結果の主なパラメータを示す。準垂直 NB 追加により合計プラズマ電流をその構成成分の合計が僅かに上回っている($I_P < I_{BD} + I_{BS} + I_{DI}$)。ACCOMME 解析結果の f_{BS} は 3.2.3 節で示したように反磁性電流を含んだ値である。表 3-2 により f_{BS} を比較すると ACCOME 解析により得られた f_{BS} は経済性評価#1(2.3 節)最適パラメータよりも低くなった。 f_{BS} の低下したためより大きな外部駆動が要求されるため、より大きな P_{NB}^{tan} が必要となる。その結果加熱に割ける入射パワーが低下するため、 P_{NB}^{perp} が低下する。 P_{NB}^{perp} が低下するため、NB 入射による核融合出力(P_{fus-b})が低下し、結果的に総核融合出力(P_{fus})が低下した。この結果、経済性評価#1(2.3 節)で見積もった経済的最適設計値よりも大きな装置規模が必要なことと、それによる資本費の増加が発生すると考える。

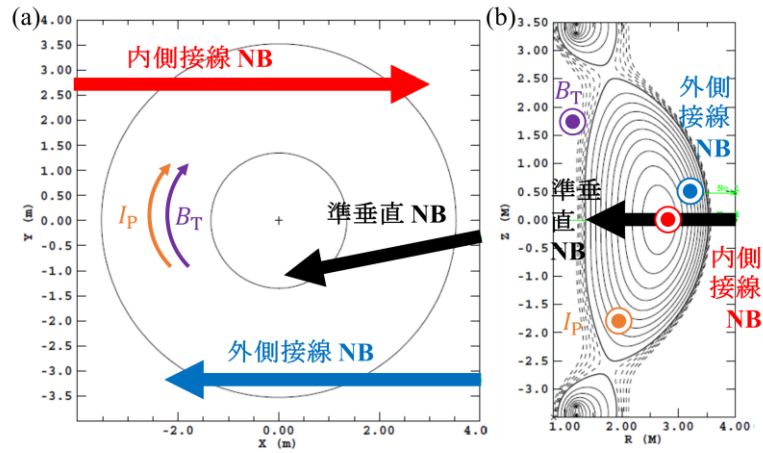


図 3-2 NB 入射位置を示した(a)トーラス平面図と(b)ポロイダル断面図

表 3-2 経済性評価#1(2.3 節)の経済的最適設計値とそれのを基にした ACCOME 解析結果の比較

パラメータ		値	
		PEC (2.3 節)	ACCOMME
プラズマ大半径 [m]	R_p	2.44	2.44
プラズマ小半径 [m]	a_p	1.08	1.08
プラズマアスペクト比	A	2.25	2.25
逆アスペクト比	ε	0.44	0.44
楕円度	κ	2.30	2.30
三角度	δ	0.50	0.50
トロイダル磁場 [T]	B_T	3.10	3.10
合計プラズマ電流 [MA]	I_p	9.40	9.40
ビーム駆動電流 [MA]	I_{BD}	3.56	5.29
ブートストラップ電流 [MA]	I_{BS}	5.84	3.73
反磁性電流 [MA]	I_{DI}	—	0.46
ブートストラップ電流割合	f_{BS}	0.62	0.45
磁気軸上安全係数	q_0	—	1.09
95%ポロイダル磁束面上安全係数	q_{95}	3.42	3.97
合計の接線 NB 出力[MW]	P_{NB}^{tan}	62	109.68
接線 NB 電流駆動効率 [$10^{20} Am^{-2} W^{-1}$]	η_{NB}^{tan}	0.20	0.17
接線 NB 核融合エネルギー増倍率	Q_f^{tan}	0.25	0.23
準垂直 NB 出力[MW]	P_{NB}^{perp}	104	56.32
準垂直 NB 電流駆動効率 [$10^{20} Am^{-2} W^{-1}$]	η_{NB}^{perp}	0.0	0.0017
準垂直 NB 核融合エネルギー増倍率	Q_{fus}^{perp}	0.50	0.50
NB 入射による核融合出力 [MW]	P_{fus-b}	67.5	53.0
熱核融合出力 [MW]	P_{fus-t}	112.4	117.2
総核融合出力[MW]	P_{fus}	180	170

3.4. システムコード用 f_{BS} 評価式作成

3.3 節から、PEC コードに用いていた Wong モデル [13]が f_{BS} を過大評価する可能性があることが示された。3.1.2 節に記述したように、他の既存の f_{BS} 評価式にも無視し難い誤差が生じる可能性や、システムコードに用いるのに難点がある場合がある。ACCOMME コードを用いたパラメータスキャンにより、比較的高精度且つシステムコード利用に適した設計値適用範囲の広い新たな f_{BS} 評価式作成を試みた。逆アスペクト比(ϵ)、ポロイダルベータ値(β_p)、密度及び温度のピーキングファクター(α_n, α_T)、電流密度分布に関する物理量であるプラズマ内部インダクタンス(l_i)及び中心部と端部の安全係数の比(q_{95}/q_0)を、作成する f_{BS} 評価式の入力値としてパラメータスキャンを行う。

3.4.1. ACCOME コードを用いたパラメータスキャンの計算条件

ACCOMME コード [15]を用いて f_{BS} 評価式のためのフィッティングデータベースを作成した。3.1.2 節に記述したようにトカマク型プラズマの大きな特徴の一つとして比較的多様な安全係数分布がある。本研究では簡単のため作成する f_{BS} 評価式の対象から負磁気シアを除き物理的な安定性を考慮した($0 \leq \rho < 1$ において $q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$ 、 ρ は規格化小半径)正磁気シアプラズマのみを対象とした。また、作成する評価式の精度向上のため ACCOME コードで MHD 平衡との整合性のとれた合計プラズマ電流密度分布を持つデータ点のみを採用した。また、3.2.2 節で記述したように NB 入射駆動電流による非誘導電流駆動プラズマのみを考慮した。

3.2.3 節で記述したように、本研究では反磁性電流もブートストラップ電流割合に考慮する($f_{BS} = (I_{BS} + I_{DI})/I_p$)。密度と温度の分布は式(2-3)、式(2-4)(28 ページ)を用いた。輸送を考慮せず、電子と温度で密度と温度が等しいとした。

この分布形状は、端部ペDESTAL($0.95 \leq \rho < 1$ における急峻な勾配)の無い分布で低閉じ込めプラズマ(L モードプラズマ)に代表される分布形状である。高閉じ込めプラズマ(H モードプラズマ)に代表される端部ペDESTALを持つ分布を用いることが発電実証炉(原型炉)を含む将来の核融合炉では想定されているが、H モードプラズマ分布形状を用いることを考えると、ペDESTALの高さと位置を考慮する必要がある、スキャンパラメータの増加と作成する f_{BS} 評価式の複雑化が懸念される。また、PEC [8]を含むいくつかのシステムコード(TPC [28], SPECTOR [31]等)にはL モードプラズマが用いられており、その他多くのシステムコード(TPC [28], SPECTOR [31]等)でもL モードプラズマを選択肢として用いることが出来る。以上から、本研究では簡単のため、低閉じ込めプラズマ分布形状を採用した。不純物として完全電離炭素イオンを仮定し、有効電荷指数(Z_{eff})を2.0とした。この Z_{eff} から、電子密度に対する燃料イオン(重水素及び三重水素)密度の比は0.80となった。原型炉以降の装置における代表的な不純物としてヘリウムとアルゴンが想定されるが、本研究ではそれらの電荷数の中間的電荷数を持つ炭素イオンを採用した。

3.4.2. スキャンパラメータ

表 3-3 にスキャンパラメータ及びスキャン範囲を含む代表的なパラメータを示す。プラズマ形状 ($R_p = 2.44 \text{ m}$, $\kappa = 2.30$, $\delta = 0.50$)及び中心密度($n_0 = 1.80 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)は 3.3 節に用いた経済性評価#1(2.3 節)最適パラメータ(49 ページ表 2-15 等)の数値に固定している。この R_p は ITER やそれ以降の原型炉等の設計値よりも小さいが、大半の既存の f_{BS} 評価式は装置の実寸(R_p)に依存しない [33], [37]- [41]。また、作成した評価式に対して、より大きな装置規模の対する妥当性も検証した(3.5.2 節及び 3.5.3 節)。

3.4 節で記述したように入力値として ε , β_p , α_n , α_T 及び電流密度分布に関連した物理量を持つ f_{BS} 評価式の作成を試みる。 a_p スキャンは ε を変化させるためであり、各 a_p における設計値は表 3-4 に示す。 T_0 スキャンは、 n_0 一定のもと β_p を変化させるためである。 I_p は低 ε でも十分に高い β_p が得られるよう、 $\varepsilon < 0.44$ において I_p を低くした。安全係数の計算条件($q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$)を満たすため、各 a_p で B_T を変えた。3.3 節で用いた二本の接線 NB(エネルギー 800 keV、ビーム径 0.25 m)の入射位置(二本とも赤道面高さ)をスキャンし(表 3-3 の Δ_{NB}^{out} 及び Δ_{NB}^{in})、電流密度分布を変化させた。図 3-3 にビーム入射位置スキャンの概略図を示す。

表 3-3 スキャンパラメータ及びスキャン範囲を含む代表的なパラメータ。その他は表 3-4 に示す。

パラメータ		数値またはスキャン範囲	スキャン点数
プラズマ大半径 [m]	R_p	2.44	1
楕円度	κ	2.30	1
三角度	δ	0.50	1
中心密度 [10^{20} m^{-3}]	n_0	1.80	1
有効電荷指数	Z_{eff}	2.00	1
プラズマ小半径 [m]	a_p	0.48-1.48	11
中心温度 [keV]	T_0	15.0-31.0	5
密度のピーキングファクター	α_n	0.35-1.10	4
温度のピーキングファクター	α_T	0.60-2.40	4
内側 NB 入射線と外側 NB 入射線の距離 [m]	Δ_{NB}^{out}	$0.10a_p-0.40a_p$	4
R_p から内側 NB 入射線までの距離 [m]	Δ_{NB}^{in}	$0.05a_p-0.40a_p$	8

表 3-4 各 a_p における代表的なパラメータ。その他のパラメータは表 3-3 に示す。

パラメータ	a_p	0.48	0.58	0.68	0.78	0.88	0.98	1.08	1.18	1.28	1.38	1.48
プラズマ小半径 [m]	a_p	0.48	0.58	0.68	0.78	0.88	0.98	1.08	1.18	1.28	1.38	1.48
アスペクト比	A	5.08	4.21	3.59	3.13	2.77	2.49	2.26	2.07	1.91	1.77	1.65
逆アスペクト比	ε	0.20	0.24	0.28	0.32	0.36	0.40	0.44	0.48	0.52	0.57	0.61
合計プラズマ電流[MA]	I_p	4.55	5.46	6.17	6.97	7.78	8.59	9.40	9.40	9.40	9.40	9.40
トロイダル磁場[T]	B_T	19.0	18.1	15.3	13.4	12.5	10.6	7.75	6.49	5.52	4.75	4.13
ポロイダルベータ (最小値-最大値)	β_p	0.39- 2.45	0.41- 2.44	0.45- 2.52	0.52- 2.61	0.54- 2.65	0.59- 2.60	0.66- 2.41	0.73- 2.36	0.82- 2.82	0.91- 2.53	1.10- 2.65
内部インダクタンス	l_i	0.41- 1.21	0.39- 1.16	0.33- 1.17	0.31- 1.18	0.29- 1.15	0.28- 1.17	0.30- 1.14	0.29- 1.10	0.29- 1.16	0.31- 1.09	0.28- 1.03

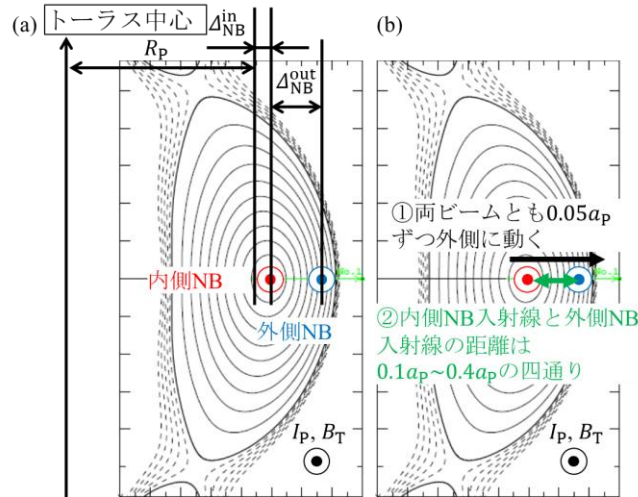


図 3-3 ビーム入射位置スキャンの概略図。(a) Δ_{NB}^{out} 及び Δ_{NB}^{in} の幾何的定義。(b) ビーム入射位置の動き方。

3.4.3. パラメータスキャン結果

スキャン結果から、安全係数の計算条件($q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$ の正磁気シア)を満たし、MHD 平衡との整合性のとれた合計プラズマ電流密度分布を持つパターン(データ点)は 12,150 個得られた。これらをフィッティングデータベースとして用いた。フィッティングデータベースにおけるいくつかのパラメータ分布を図 3-4 から図 3-6 に示す。

図 3-4 に f_{BS} の ϵ 依存性及びそのデータ点数の分布を示す。各 ϵ において十分に広い f_{BS} が得られた。しかし、 $\epsilon < 0.40$ においてデータ点数が低 f_{BS} 領域に多い結果となった。

図 3-5 に β_p , l_i , q_{95}/q_0 のそれぞれに対する f_{BS} の全データ点分布及び各 ϵ ごとのデータ点分布領域の輪郭の概形を示す。図 3-5 から、 $0.45 \leq \beta_p \leq 1.05$, $0.75 \leq l_i \leq 1.0$, $4.0 \leq q_{95}/q_0 \leq 6.0$, $f_{BS} \leq 0.4$ の範囲にデータ点数が集中する結果となった。各 ϵ ごとのデータ点分布領域の輪郭の概形は、それぞれの ϵ で最も外側にあるデータ点を結んだものである。図 3-5(a)及び(b)より f_{BS} の β_p に対する強い正の相関が示された。図 3-5(c)及び(d)より f_{BS} の l_i に対する比較的弱い負の相関が示された。図 3-5(e)及び(f)より f_{BS} の q_{95}/q_0 に対する依存性は確認出来なかった。データ点領域の輪郭の概形図(図 3-5(b),(d),(f))から、一定の β_p , l_i , q_{95}/q_0 で見ると、 ϵ が高い程 f_{BS} が高くなることを確認できた。

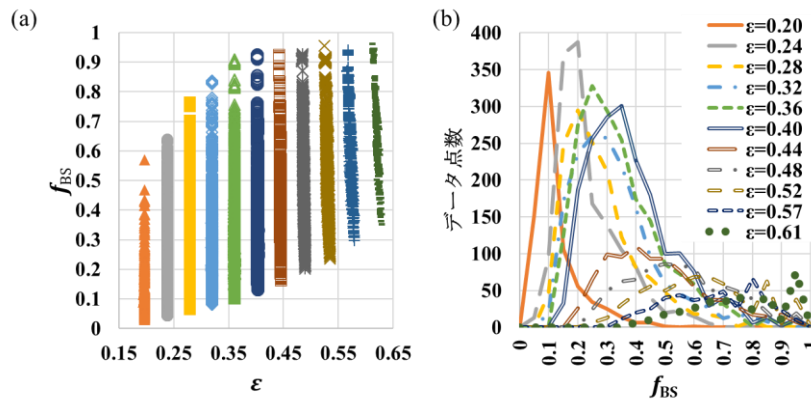


図 3-4 (a) f_{BS} の ϵ 依存性及び(b)そのデータ点数の分布。

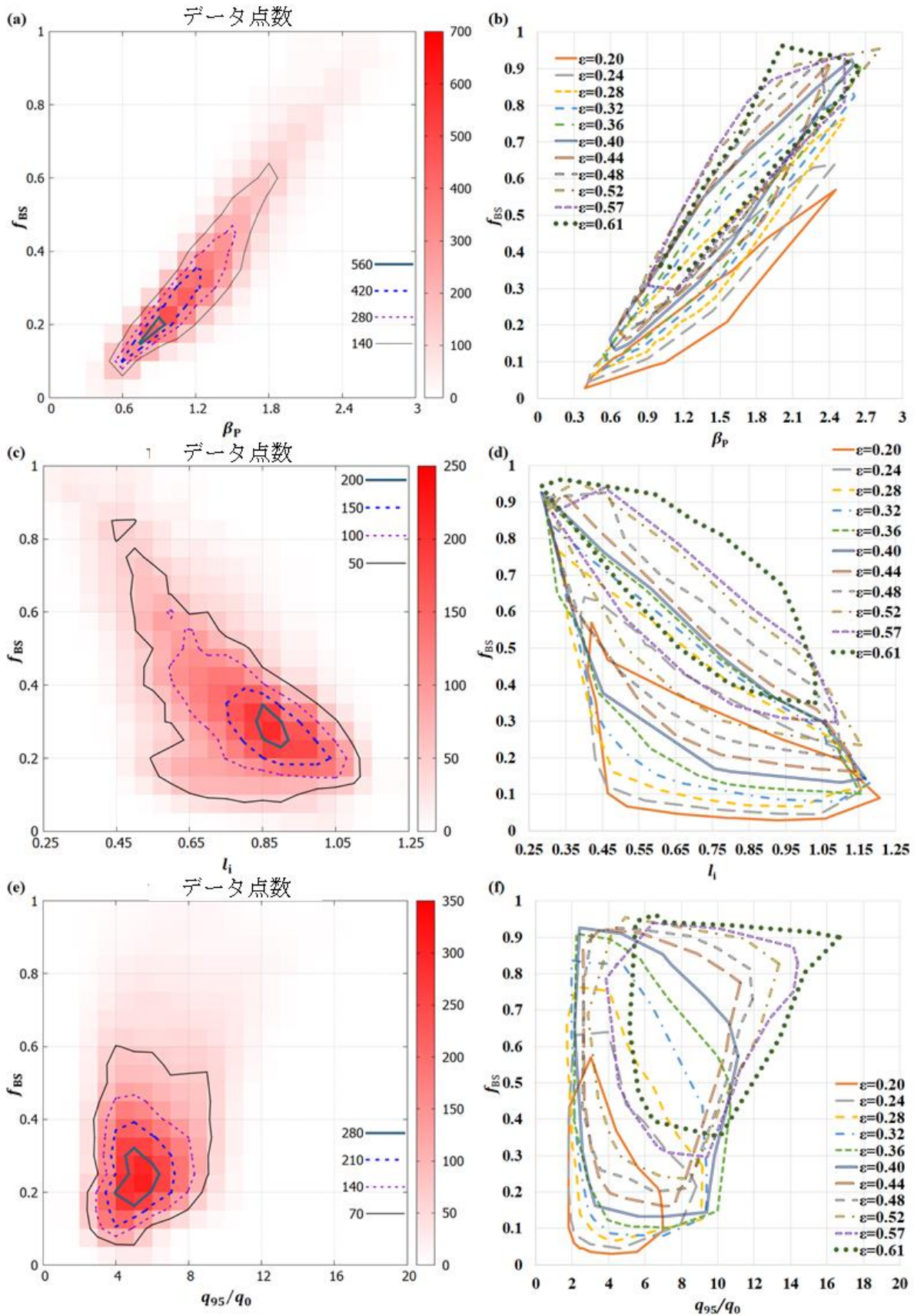


図 3-5 データ点数の等高線図((a) f_{BS} , β_P 平面(c) f_{BS} , l_i 平面(e) f_{BS} , q_{95}/q_0 平面)及び各 ϵ におけるデータ点領域の輪郭の概形((b) f_{BS} , β_P 平面(d) f_{BS} , l_i 平面(f) f_{BS} , q_{95}/q_0 平面)。

図 3-6 に α_n 及び α_T におけるデータ点数の分布を示す。 α_T 増加により温度分布が中心部にピーキングする程、データ点数分布は低 f_{BS} 側へ集中した。他方、 α_n 変化によるデータ点数分布の変化はわずかなものとなった。

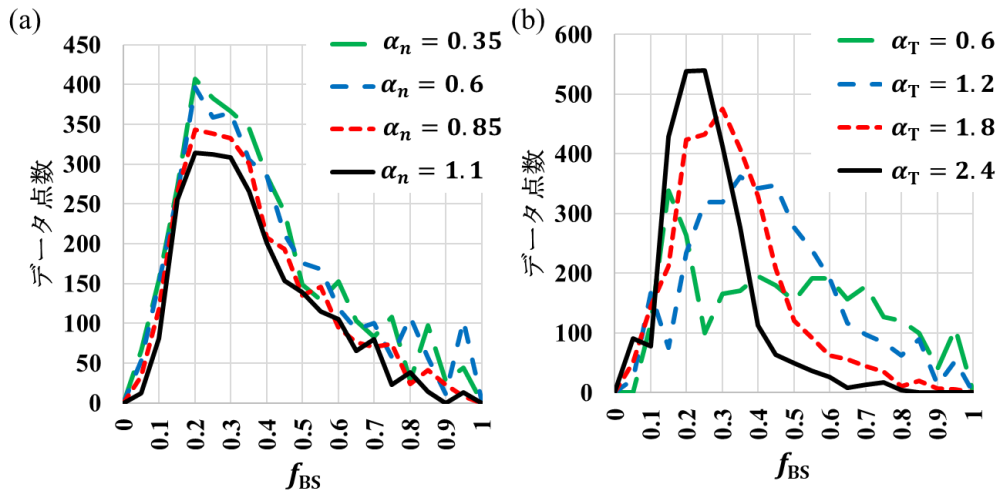


図 3-6 (a) α_n 及び(b) α_T におけるデータ点数の分布。

図 3-7 に電流密度と安全係数の径方向分布の例を示す。この図で(a)-(f)それぞれは主の一つのスキャンパラメータが変化しており、その変化による f_{BS} の変化も示している。(b)は(a)よりも T_0 が高いため、 f_{BS} が高く、(c)は(b)より ϵ が低いため、 f_{BS} が低く、(d)は(c)より α_T が高いため、 f_{BS} が低く、(e)は(d)よりもビーム駆動電流が中心部にピークしているため、 f_{BS} が低く、(f)は(d)よりも α_n が低いため、 f_{BS} が高くなっている。

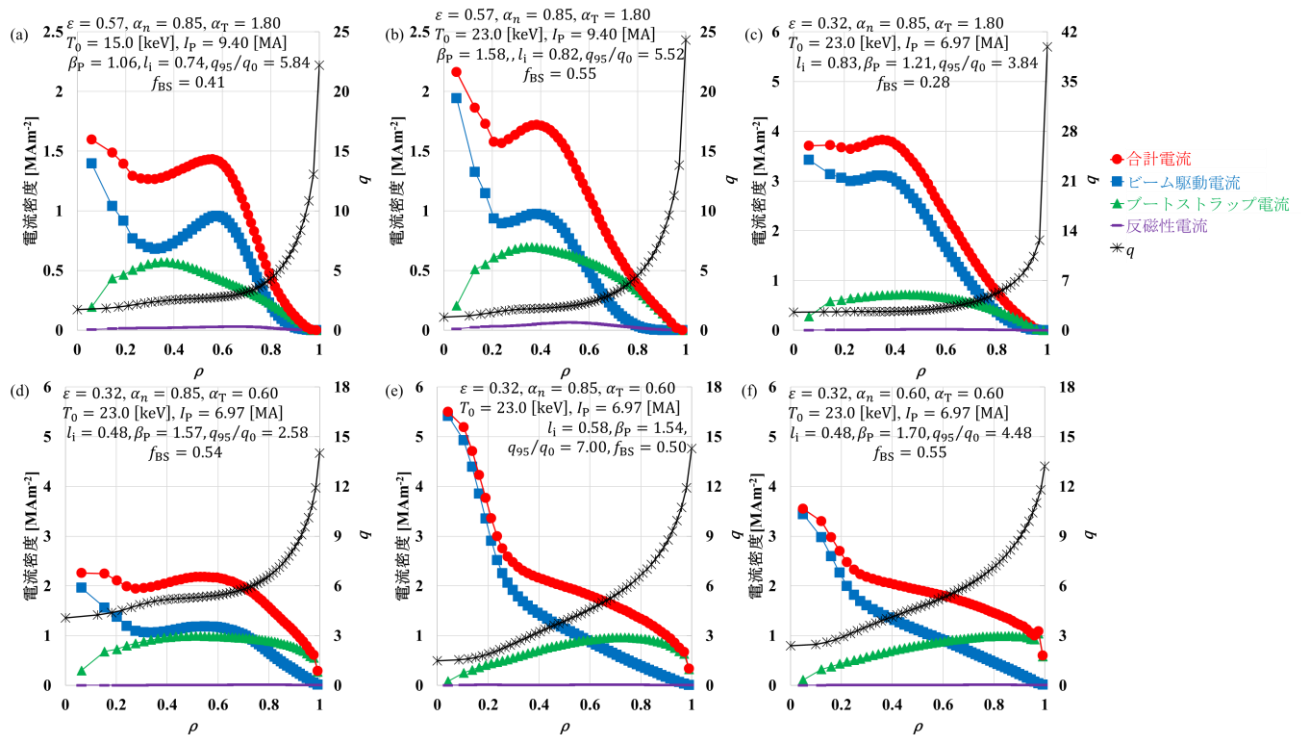


図 3-7 フィッティングデータベースの電流密度と安全係数の径方向分布の例。

3.4.4. プラズマ内部インダクタンス(l_i)を用いた f_{BS} 評価式作成

f_{BS} 評価式作成のための電流密度分布に関わる物理量として、まずは、プラズマ内部インダクタンス(l_i)を用いた。図 3-7(d)と(e)の比較で見られるように l_i が高い程合計電流密度は中心部にピーキングしたような分布を持つ。また、図 3-5(c)及び(d)にも見られるように一般的に l_i 低下に伴い f_{BS} が増加する傾向がある。

得られたフィッティングデータベースに対する重回帰分析により f_{BS} 評価式を作成する。初めにフィッティングデータベース全データ点に対し重回帰分析を行い、式(3-10)の c_0 から c_5 の、回帰分析において得られる各変数の指数及び係数(偏回帰係数)を求めて式(3-11)を得た。

$$f_{BS} = c_0 \varepsilon^{c_1} \beta_p^{c_2} l_i^{c_3} \alpha_n^{c_4} \alpha_T^{c_5} \quad (3-10)$$

$$f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)} = 0.5100 \varepsilon^{0.708} \beta_p^{1.190} l_i^{-0.262} \alpha_n^{0.095} \alpha_T^{-0.1165} \quad (3-11)$$

ACCOME 解析による f_{BS} である f_{BS}^{ACCOME} と式(3-11)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ の比較結果を図 3-8(a)に示す。式(3-11)の精度を式(3-12)で定義される二乗平均平方根誤差(Root Mean Squared Error: RMSE)により定量的に評価した。 k はデータ点番号で N はデータ点の総数である。結果として、式(3-11)の RMSE は 0.0403 となった。

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (f_{BS,k}^{\text{ACCOME}} - f_{BS,k}^{\text{scaling}})^2} \quad (3-12)$$

図 3-8(a)に示されるように、高 f_{BS} 領域で $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ は f_{BS}^{ACCOME} よりも体系的に大きくなっているため、高 f_{BS} 領域の精度が低下している。精度向上を目的とし、定数の偏回帰係数でなく、 ε の関数となる偏回帰係数を持つ評価式作成を試みた。そのために、フィッティングデータベースを表 3-4 の各 ε ごとに重回帰分析を行い式(3-13)の偏回帰係数を求めた。図 3-8(b)に各 ε で求めた式(3-13)の偏回帰係数を示す。

$$f_{BS} = 10^{C_0} \beta_p^{C_{\beta_p}} l_i^{C_{l_i}} \alpha_n^{C_{\alpha_n}} \alpha_T^{C_{\alpha_T}} \quad (3-13)$$

次に最小二乗法を用いて ε の各偏回帰係数に対する線形近似式を求めた。

$$C_0 = 0.912\varepsilon - 0.968 \quad (3-14)$$

$$C_{\beta_p} = -1.258\varepsilon + 1.576 \quad (3-15)$$

$$C_{l_i} = -0.119\varepsilon - 0.370 \quad (3-16)$$

$$C_{\alpha_n} = 0.125\varepsilon + 0.059 \quad (3-17)$$

$$C_{\alpha_T} = 0.499\varepsilon - 0.255 \quad (3-18)$$

式(3-14)から式(3-18)に示す求めた各偏回帰係数に対する線形近似式を式(3-13)に代入する事で、式(3-19)に示す新たな f_{BS} 評価式を得た。

$$f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)} = 10^{0.912\varepsilon - 0.968} \beta_P^{-1.258\varepsilon + 1.576} l_i^{-0.119\varepsilon - 0.370} \alpha_n^{0.125\varepsilon + 0.059} \alpha_T^{0.499\varepsilon - 0.255} \quad (3-19)$$

f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-19)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ の比較結果を図 3-8(c)に示す。

式(3-19)の RMSE は 0.0261 となった。図 3-8 の(a)と(c)の比較から、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ は $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ よりも高 f_{BS} 領域で高精度となった。偏回帰係数を定数から、 ε の関数とすることで f_{BS} 評価式の精度改善が見られた。

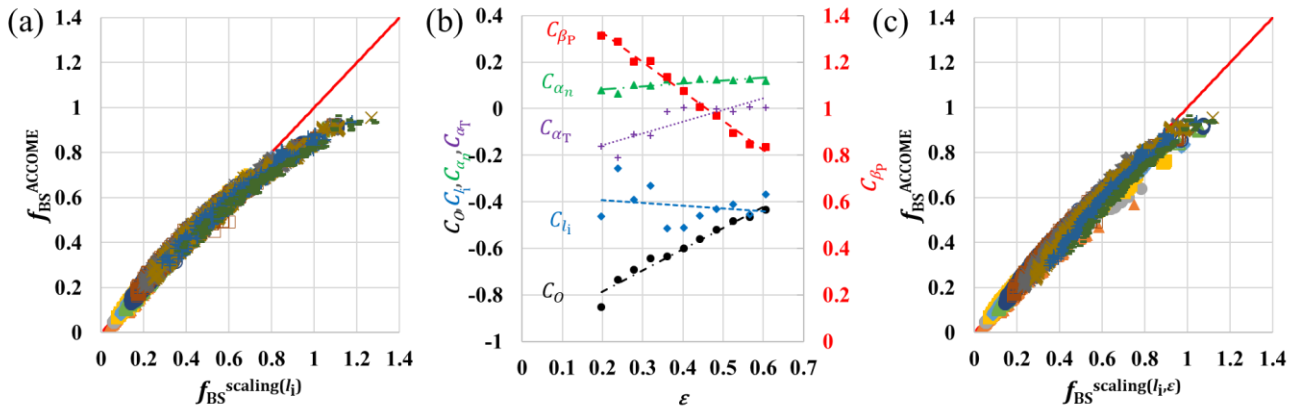


図 3-8 (a) ACCOME 解析による f_{BS} である f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-11)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ の比較結果。赤線は $f_{BS}^{\text{ACCOMME}} = f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0403 となった。

(b) 各 ε で求めた式(3-13)の偏回帰係数。直線は最小二乗法により求められた線形近似による直線。

(c) f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-19)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ の比較結果。赤線は $f_{BS}^{\text{ACCOMME}} = f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0261 となった。

3.4.5. 中心部と端部の安全係数の比(q_{95}/q_0)を用いた f_{BS} 評価式作成

次にプラズマ内部インダクタンス(l_i)の代わりに中心部と端部の安全係数の比(q_{95}/q_0)を用いた f_{BS} 評価式作成を試みる。図 3-7(d)と(e)の比較で見られるように、同程度の q_{95} に対して q_0 が高い方が f_{BS} が高くなっている。本研究のスキャン結果(図 3-5(e), (f))では f_{BS} と q_{95}/q_0 の明確な相関が見られなかったが、Nevins モデル [36]、IPDG モデル [37]、Gi モデル [41]等では l_i ではなく安全係数が採用されている。

フィッティングデータベース全データ点に対し重回帰分析を行い評価式(3-20)を得た(RMSE=0.0321)。

$$f_{BS}^{\text{scaling}(q)} = 0.858\varepsilon^{0.841} \beta_P^{1.265} (q_{95}/q_0)^{-0.183} \alpha_n^{0.068} \alpha_T^{-0.172} \quad (3-20)$$

f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-20)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ の比較結果を図 3-9(a)に示す。図 3-9(a)に示されるように、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ 同様、高 f_{BS} 領域で $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ は f_{BS}^{ACCOMME} よりも体系的に大きくなっているため、高

f_{BS} 領域の精度が低下している。精度向上を目的とし、式(3-19)の $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ 導出と同様に各 ε ごとに重回帰分析を行い評価式(3-21)を得た(RMSE=0.0277)。

$$f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)} = 10^{0.906\varepsilon - 0.830} \beta_P^{-0.863\varepsilon + 1.538} (q_{95}/q_0)^{0.133\varepsilon - 0.162} \alpha_n^{0.015\varepsilon + 0.042} \alpha_T^{0.215\varepsilon - 0.287} \quad (3-21)$$

図 3-9(b)に各 ε ごとの重回帰分析で得られた偏回帰係数とその線形近似直線を、図 3-9(c)に f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-21)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ の比較結果を示す。 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$, $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ 間同様に $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$, $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ 間で高 f_{BS} 領域における精度の改善が見られた。

定数の偏回帰係数の f_{BS} 評価式同士である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ (式(3-11))と $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ (式(3-20))を比較すると、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ のRMSE(0.0403)よりも $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ のRMSE(0.0321)の方が低い結果となった。他方、 ε の関数の偏回帰係数の f_{BS} 評価式同士である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ (式(3-19))と $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ (式(3-21))を比較すると、対照的に $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ のRMSE(0.0261)よりも $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ のRMSE(0.0277)の方が高い結果となった。

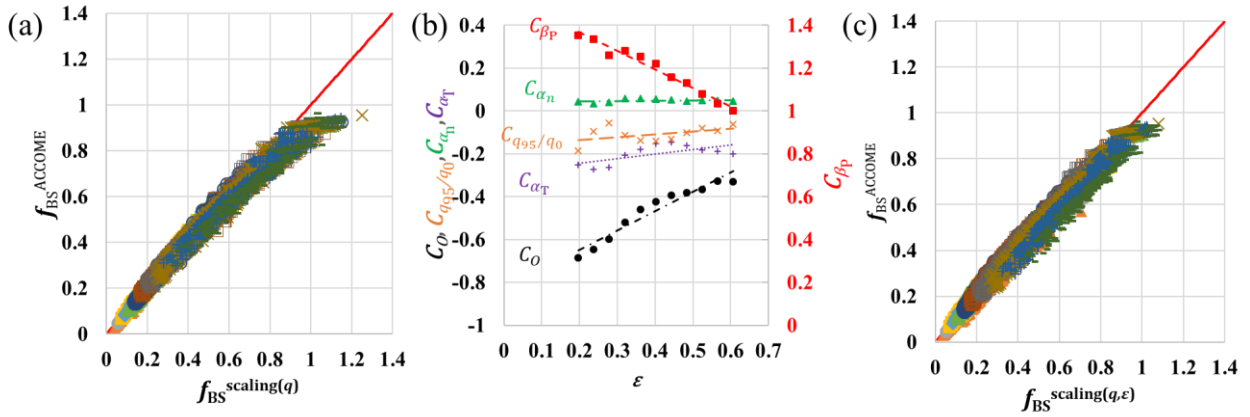


図 3-9 (a) ACCOME 解析による f_{BS} である f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-20)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ の比較結果。赤線は $f_{BS}^{\text{ACCOMME}} = f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0321 となった。

(b) 各 ε で求めた偏回帰係数。直線は最小二乗法により求められた線形近似による直線。

(c) f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-21)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ の比較結果。赤線は $f_{BS}^{\text{ACCOMME}} = f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0277 となった。

3.4.6. l_i 及び q_{95}/q_0 を用いた f_{BS} 評価式作成

最後に l_i 及び q_{95}/q_0 を用いた f_{BS} 評価式作成を試みる。フィッティングデータベース全データ点に対し重回帰分析を行い評価式(3-22)を得た(RMSE=0.0316)。

$$f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)} = 0.895\varepsilon^{0.851} \beta_P^{1.274} l_i^{0.046} (q_{95}/q_0)^{-0.192} \alpha_n^{0.061} \alpha_T^{-0.188} \quad (3-22)$$

f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-22)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ の比較結果を図 3-10 (a)に示す。図 3-10 (a)に示されるように、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$, $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ 同様、高 f_{BS} 領域で $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ は f_{BS}^{ACCOMME} よりも体系的に大きくなっ

ているため、高 f_{BS} 領域の精度が低下している。精度向上を目的とし、式(3-19)の $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ と式(3-21)の $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ の導出と同様に各 ε ごとに重回帰分析を行い式(3-23)を得た(RMSE=0.0250)。

$$f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q, \varepsilon)} = 10^{0.951\varepsilon - 0.948} \beta_P^{-1.226\varepsilon + 1.584} l_i^{-0.184\varepsilon - 0.282} \times (q_{95}/q_0)^{-0.042\varepsilon - 0.020} \alpha_n^{0.130\varepsilon + 0.050} \alpha_T^{0.502\varepsilon - 0.273} \quad (3-23)$$

図 3-10 (b)に各 ε ごとの重回帰分析で得られた偏回帰係数とその線形近似直線を、図 3-10 (c)に f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-21)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ の比較結果を示す。 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q, \varepsilon)}$, $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ 間で高 f_{BS} 領域における精度の改善が他の二例同様に見られた。

$f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ (式(3-22))の RMSE は 0.0316 であり、他の定数の偏回帰係数を持つ式、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ (式(3-11))と $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ (式(3-20))と比較すると、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i)}$ の RMSE(0.0403)よりも低く、なお且つ $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ の RMSE(0.0321)よりも僅かに低い結果となった。

表 3-5 に導出した 6 式の RMSE の比較を示す。結果として、電流密度分布の項として l_i 及び q_{95}/q_0 の両方を用い、偏回帰係数が ε の関数である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q, \varepsilon)}$ (式(3-23))が最も RMSE が低く高精度な結果となった。しかし、 $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, \varepsilon)}$ (式(3-19))及び $f_{BS}^{\text{scaling}(q, \varepsilon)}$ (式(3-21))と比較すると RMSE に顕著な差は無い結果となった。偏回帰係数が定数の評価式間で比較すると、電流密度分布の項として l_i 及び q_{95}/q_0 の両方を用いた $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ (式(3-22))が最も高精度となったが、RMSE で見ると $f_{BS}^{\text{scaling}(q)}$ (式(3-20))とかなり近い値となった。

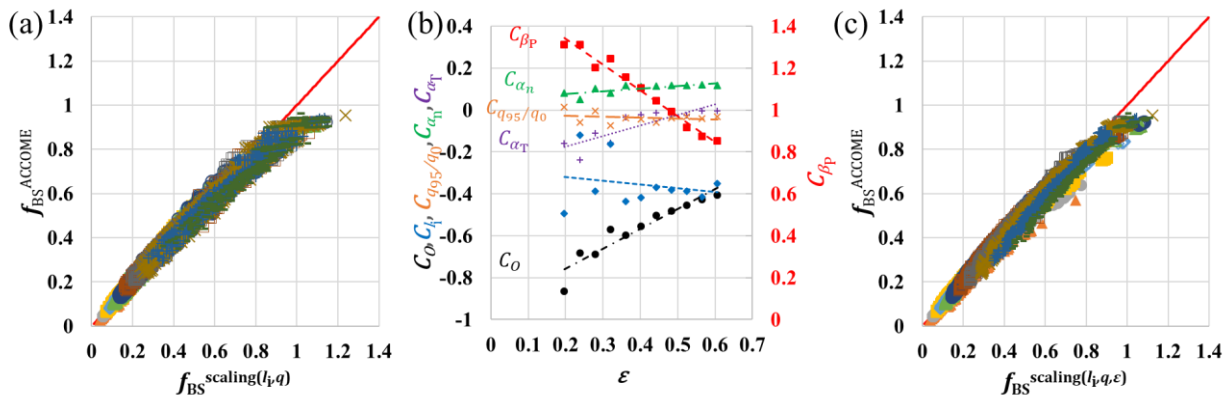


図 3-10 (a) ACCOME 解析による f_{BS} である f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-22)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ の比較結果。赤線は $f_{BS}^{\text{ACCOMME}} = f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q)}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0316 となった。

(b) 各 ε で求めた偏回帰係数。直線は最小二乗法により求められた線形近似による直線。

(c) f_{BS}^{ACCOMME} と式(3-23)により算出した f_{BS} である $f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q, \varepsilon)}$ の比較結果。赤線は $f_{BS}^{\text{ACCOMME}} = f_{BS}^{\text{scaling}(l_i, q, \varepsilon)}$ の直線。凡例は図 3-4(a)と共通。RMSE=0.0250 となった。

3.5. 作成した f_{BS} 評価式の妥当性検証

作成した 6 式の妥当性を見るため、フィッティングデータベースと異なる三種類のプラズマに対する精度を検査する。いくつかの既存の f_{BS} 評価式との精度比較も行う。

表 3-5 導出した 6 式のフィッティングデータベースに対する RMSE の比較。

電流密度分布の考慮	l_i のみ		q_{95}/q_0 のみ		l_i 及び q_{95}/q_0 両方	
	全データ (定数)	ε 別 (ε の関数)	全データ (定数)	ε 別 (ε の関数)	全データ (定数)	ε 別 (ε の関数)
f_{BS} 評価式	$f_{BS}^{scaling(l_i)}$	$f_{BS}^{scaling(l_i,\varepsilon)}$	$f_{BS}^{scaling(q)}$	$f_{BS}^{scaling(q,\varepsilon)}$	$f_{BS}^{scaling(l_i,q)}$	$f_{BS}^{scaling(l_i,q,\varepsilon)}$
RMSE	0.0403	0.0261	0.0321	0.0277	0.0316	0.0250

3.5.1. 小型中性子源のデータセットを用いた妥当性検証(精度検査#1)

初めに、トカマク中性子源の経済性に関する経済性評価#1(2.3 節)標準状態のプラズマアスペクト比 (A) スキャンにより得られたデータセットに対して妥当性検証を行った(精度検査#1)。この経済性評価 #1(2.3 節)標準状態における A スキャン(1.6-3.0)の計算条件をいくつか再掲する。

- ①核融合出力が一定(100 MW, 180MW 等)
- ②楕円度(κ)と規格化ベータ値(β_N)が A の関数(36 ページ式(2-17))
- ③プラズマ大半径(R_p)が外側ブランケット表面積一定となるよう各 A で変化
- ④温度と密度の分布は式(2-3) (28 ページ) ($\alpha_n = 0.25$)と式(2-4) ($\alpha_T = 1.0$)で与えられる。
- ⑤中心温度は 15.0 keV 固定で②で与えられた β_N を持つように中心密度を変化

経済性評価#1(2.3 節)標準状態の A スキャンにより得られた 12 のデータケースに対して ACCOME 解析を行った。ACCOMME 解析の計算条件は以下 5 点。非誘導電流駆動プラズマのみを作成。

- ①不純物として完全電離炭素イオンを使用(有効電荷指数 $Z_{eff} = 2.0$)(3.4.2 節参照)
- ②電子イオン間で、密度と温度は等しく、輸送を考慮せず径方向分布は一定。
- ③NB ビーム径(0.25 m)、エネルギー(800 keV:接線入射,200 keV:準垂直入射)(3.3 節同様)
- ④接線入射 NB 二本(内側赤道面入射と外側赤道面上部入射)最適化(3.3 節参照)
- ⑤合計入射パワーが経済性評価#1(2.3 節)の設計値となるよう準垂直入射 NB を一本導入(3.3 節同様)

主なパラメータを表 3-6 に示す。3.3 節同様に電流駆動用 NB の入射パワーを非誘導電流駆動プラズマ達成のため、最適化した後に準垂直 NB を加えたことで、大半のデータケースにて、合計プラズマ電流をその構成成分の合計が僅かに上回っている($I_p < I_{BD} + I_{BS} + I_{DI}$)。表 3-6 に示す f_{BS} は 3.2.3 節で記述したように反磁性電流を含んだ値である。表 3-6 の各 ε について、ACCOMME 解析により求めた f_{BS} 、導出した 6 式で算出した f_{BS} 、経済性評価#1(2.3 節)で用いた Wong モデル [13](式(3-7)~式(3-9))、IPDG モデル [37]、Gi モデル [41]により算出した f_{BS} との比較した結果を図 3-11 に示す。IPDG モデル [37]と Gi モデル [41]を以下に示す。 $\alpha_p = \alpha_n + \alpha_T$ である。

$$f_{BS}^{IPDG} = C_{BS}^{IPDG}(\varepsilon^{0.5} \beta_p)^{1.3} \quad (3-24)$$

$$C_{BS}^{IPDG} = 1.32 - 0.235(q_{95}/q_0) + 0.0185(q_{95}/q_0)^2 \quad (3-25)$$

$$f_{BS}^{K.Gi(1)} = C_{BS}^{K.Gi(1)} \varepsilon^{0.4} \beta_P \quad (3-26)$$

$$C_{BS}^{K.Gi(1)} = 0.474 \alpha_P^{0.974} \alpha_T^{-0.416} Z_{eff}^{0.178} (q_{95}/q_0)^{-0.133} \quad (3-27)$$

$$f_{BS}^{K.Gi(2)} = C_{BS}^{K.Gi(2)} \varepsilon^{0.258} \beta_P \quad (3-28)$$

$$C_{BS}^{K.Gi(2)} = 0.382 \alpha_P^{0.974} \alpha_T^{-0.416} Z_{eff}^{0.178} \quad (3-29)$$

精度検査#1 に対する RMSE の比較結果を表 3-7 に示す。導出した 6 式の RMSE は 0.069 ~ 0.085 となり、 $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \varepsilon)}$ が最小となった。Gi モデル (1) [41] が最小の RMSE を持つ結果となった。図 3-11 に示されるように、ほとんど一定値の f_{BS}^{ACCOM} に対して、導出した 6 式は ε に対して正の相関を持つ結果となった。

表 3-6 精度検査#1 のためのデータセットの主なパラメータ。二重線の上側が入力パラメータである。

プラズマアスペクト比	A	1.63	1.75	1.87	2.01	2.12	2.26	2.37	2.50	2.62	2.75	2.89	2.99
逆アスペクト比	ε	0.62	0.57	0.53	0.50	0.47	0.44	0.42	0.4	0.38	0.36	0.35	0.33
プラズマ大半径 [m]	R_P	1.79	1.92	2.06	2.19	2.31	2.44	2.56	2.68	2.80	2.91	3.03	3.14
プラズマ小半径 [m]	a_P	1.10	1.10	1.10	1.09	1.09	1.08	1.08	1.07	1.07	1.06	1.05	1.05
楕円度	κ	2.77	2.65	2.55	2.46	2.37	2.30	2.24	2.18	2.13	2.08	2.04	2.00
三角度	δ	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50
トロイダル磁場 [T]	B_T	2.04	2.25	2.46	2.67	2.88	3.10	3.32	3.54	3.76	3.98	4.20	4.43
合計プラズマ電流 [MA]	I_P	12.00	11.33	10.75	10.24	9.80	9.40	9.04	8.72	8.43	8.17	7.92	7.70
中心密度 [$10^{20} m^{-3}$]	n_0	1.86	1.84	1.82	1.86	1.81	1.80	1.80	1.80	1.81	1.81	1.81	1.82
中心温度 [keV]	T_0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0
ポロイダルベータ	β_P	1.07	1.06	1.11	1.15	1.14	1.15	1.17	1.18	1.22	1.23	1.24	1.28
内部インダクタンス	l_i	0.40	0.40	0.39	0.39	0.40	0.41	0.41	0.42	0.42	0.42	0.43	0.44
磁気軸上安全係数(q)	q_0	1.06	1.18	1.24	1.16	1.13	1.09	1.17	1.28	1.24	1.34	1.43	1.59
95%ポロイダル磁束面上 q	q_{95}	4.94	4.62	4.51	4.35	4.19	3.97	3.92	3.77	3.72	3.60	3.49	3.48
q_0 に対する q_{95} の比	$\frac{q_{95}}{q_0}$	4.65	3.93	3.65	3.76	3.70	3.63	3.36	2.95	3.00	2.69	2.45	2.20
ビーム駆動電流 [MA]	I_{CD}	6.68	6.40	6.00	5.60	5.45	5.29	5.01	4.85	4.65	4.56	4.44	4.29
ブートストラップ電流 [MA]	I_{BS}	3.99	3.97	4.00	4.06	3.90	3.73	3.71	3.60	3.57	3.43	3.31	3.26
反磁性電流 [MA]	I_{DI}	1.33	1.01	0.79	0.67	0.55	0.46	0.39	0.34	0.29	0.26	0.22	0.20
ブートストラップ電流割合	f_{BS}	0.44	0.44	0.45	0.46	0.45	0.45	0.45	0.45	0.46	0.45	0.45	0.45

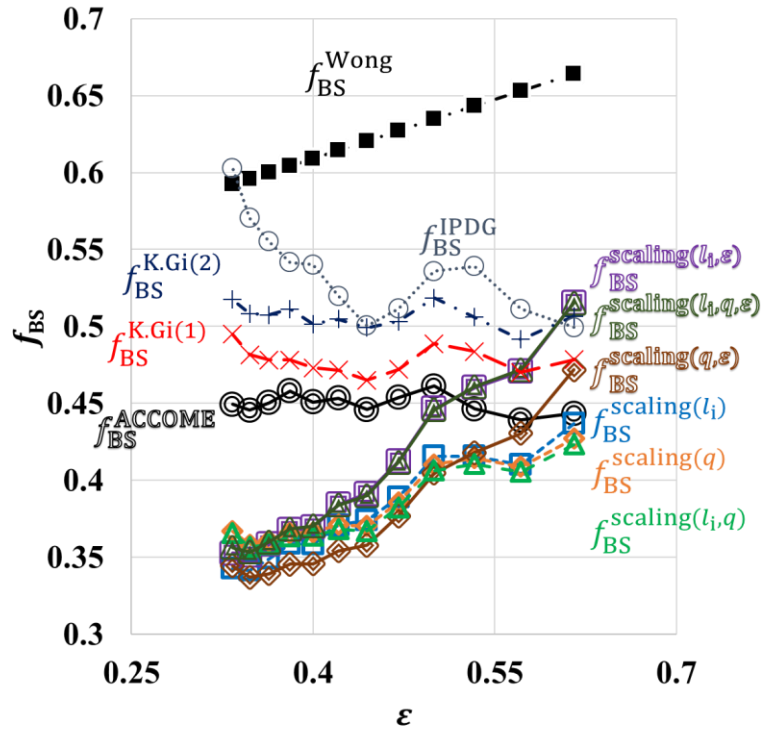


図 3-11 表 3-6 の各 ε について、ACCOMME 解析により求めた f_{BS} 、導出した 6 式で算出した f_{BS} 、経済性評価#1(2.3 節)で用いた Wong モデル [13](式(3-7)~式(3-9))、IPDG モデル [37]、Gi モデル [41]により算出した f_{BS} との比較した結果。黒の◎が $f_{BS}^{ACCOMME}$ を示す。偏回帰係数が ε の関数である $f_{BS}^{scaling(l_i, \varepsilon)}$ 、 $f_{BS}^{scaling(q, \varepsilon)}$ 、 $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \varepsilon)}$ は、それぞれ紫の二重□、茶色の二重◇、深緑の二重△で示されている。偏回帰係数が定数である $f_{BS}^{scaling(l_i)}$ 、 $f_{BS}^{scaling(q)}$ 、 $f_{BS}^{scaling(l_i, q)}$ は、それぞれ、水色の□形、橙の◇、緑の△で示されている。 $f_{BS}^{K.Gi(1)}$ 、 $f_{BS}^{K.Gi(2)}$ 、 f_{BS}^{IPDG} 、 f_{BS}^{Wong} はそれぞれ、赤色の×、紫の+、紫の○、黒い■で表される。

表 3-7 精度検査#1 に対する RMSE の比較結果

	$f_{BS}^{scaling}$						$f_{BS}^{K.Gi}$		f_{BS}^{IPDG}
	(l_i)	(l_i, ε)	(q)	(q, ε)	(l_i, q)	(l_i, q, ε)	(1)	(2)	
RMSE	0.0769	0.0693	0.0708	0.0853	0.0732	0.0685	0.0295	0.0568	0.0905

フィッティングデータベースの β_p と l_i の分布を図 3-12(a)に示す。精度検査#1 のデータは図の中の四角の中に存在する。フィッティングデータベースの領域の境界付近にこの四角は位置する。図 3-12(b)にこの四角の拡大図($1.05 \leq \beta_p \leq 1.3$, $0.38 \leq l_i \leq 0.44$)を示す。精度検査#1 の半分以上のデータケースがフィッティングデータベースの領域から外れている結果となった。さらにこの領域内にあるフィッティングデータベースのデータ点のパラメータ($0.24 \leq \varepsilon \leq 0.36$, $\alpha_n = 0.35$, $\alpha_T = 0.60$)と精度検査#1 のデータケースのパラメータ($0.33 \leq \varepsilon \leq 0.62$, $\alpha_n = 0.25$, $\alpha_T = 1$)との差が大きい。 f_{BS} 評価式の入力パラメータ(β_p , l_i , ε , α_n , α_T)の差が原因で Gi モデル [41]よりも比較的大きな誤差が精度検査#1 で生じたと考える。

図 3-11 により、経済性評価#1(2.3 節)で用いた Wong モデル [13]は全 ϵ において $f_{BS}^{ACCOMME}$ よりも大きい結果となった。このことから、3.3 節で比較した経済性評価#1(2.3 節)の経済的最適設計値以外でも、核融合出力要求値に対して NB パワー等が適切でない可能性が生じた。

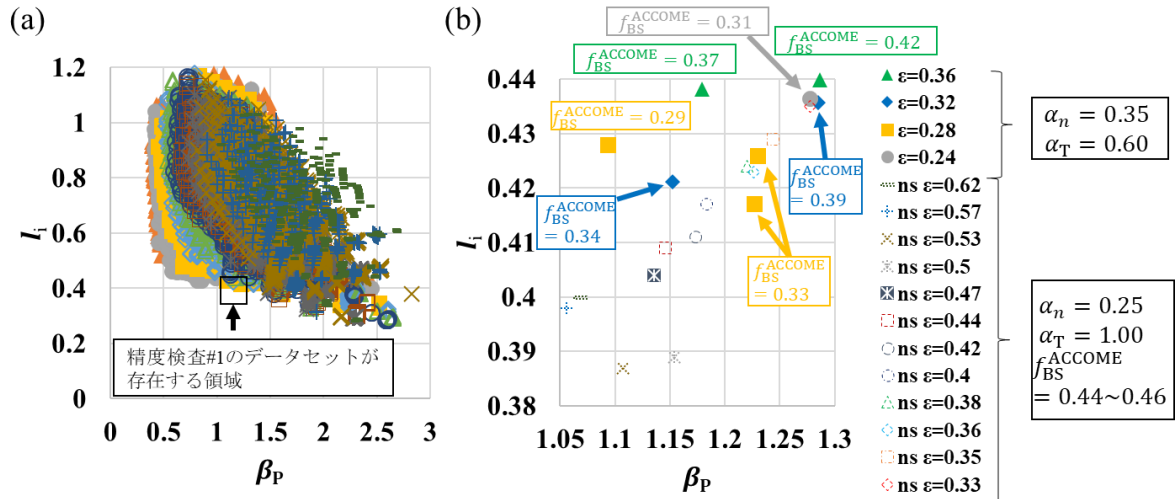


図 3-12 (a) フィッティングデータベースの β_p と l_i の分布。凡例は図 3-4(a)と共通。(b)(a)に示した四角内の β_p と l_i の分布。塗りつぶされた凡例はフィッティングデータベースのデータ点を示し、それ以外は精度検査#1のデータセットの各ケースを示す。

3.5.2. Gi モデルの妥当性検証用データセットを用いた検証(精度検査#2)

次に、Gi モデルの妥当性検証用データセット [41]に対して作成した 6 式の妥当性検証を行った(精度検査#2)。データセットのパラメータを表 3-8 に示す。図 3-13 にこのデータセットの電流密度と安全係数の径方向分布を示す。表 3-8 に示されるように、このデータセットは、フィッティングデータベースよりも大きな装置規模(R_p)を持ち、作成した 6 式の入力値($\epsilon, \beta_p, l_i, q_{95}/q_0, \alpha_n, \alpha_T$)に対して比較的広い幅を持つ。フィッティングデータベースでは正磁気シアプラズマのみを扱ったのに対し、図 3-13 に示される様に、このデータセットは負磁気シアプラズマを含む。

結果を図 3-14 に示す。ここで、導出した 6 式以外は表 3-8 の数値を利用している。表 3-8 及び図 3-14 に示されるように、正磁気シアプラズマのケース(No. 1, 2, 9)に関しては、 q_{95}/q_0 を用いた式($f_{BS}^{K.Gi(1)}, f_{BS}^{IPDG}$)と q_{95}/q_{min} を用いた式($f_{BS}^{K.Gi(1)*}, f_{BS}^{IPDG*}$)は同じ値となっている。精度検査#2 は負磁気シアプラズマを含むが、作成した式で q_{95}/q_0 の項をもつもの($f_{BS}^{scaling(q)}, f_{BS}^{scaling(q,\epsilon)}, f_{BS}^{scaling(l_i,q)}, f_{BS}^{scaling(l_i,q,\epsilon)}$)に関しては q_{95}/q_{min} を用いず、 q_{95}/q_0 を用いた。これらの式は q_{95}/q_0 に対し負の相関を持っており、 $q_{95}/q_{min} > q_{95}/q_0$ という大小関係がある。さらに、図 3-14 に示されるように作成した式のほとんどが過小評価している結果となっているため、 q_{95}/q_{min} を用いると、精度が低くなると考えられる。このため、作成した式に関しては q_{95}/q_{min} ではなく q_{95}/q_0 を用いた。作成した式の最大の予測誤差は No. 4 に対するものであり、 $f_{BS}^{ACCOMME}$ が 0.75 であるのに対し、0.40 程の予測値となっている。精度検査#2 における RMSE の比較結果を表 3-9 に示す。作成した式による RMSE は 0.170~0.195 となり、RMSE 最小値は f_{BS}^{IPDG*} による 0.047 となった。

表 3-8 精度検査#2 のためのデータセットの主なパラメータ [41]。 q_{95}/q_0 は文献 [41] に示された $f_{BS}^{K.Gi(1)}$ とその他の入力値により求めた。 $f_{BS}^{K.Gi(1)*}$ 及び f_{BS}^{IPDG*} は、それぞれ $f_{BS}^{K.Gi(1)}$ 及び f_{BS}^{IPDG} の q_{95}/q_0 の項に負磁気シアを考慮した q_{95}/q_{min} を用いた式である。

		No.1	No.2	No.3	No.4	No.5	No.6	No.7	No.8	No.9
プラズマ大半径 [m]	R_p	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00
プラズマ小半径 [m]	a_p	1.25	1.25	1.67	1.67	2.94	2.94	1.67	1.67	1.67
アスペクト比	A	4.00	4.00	2.99	2.99	1.70	1.70	2.99	2.99	2.99
逆アスペクト比	ε	0.25	0.25	0.33	0.33	0.59	0.59	0.33	0.33	0.33
95%ポロイダル磁束面の楕円度	κ_{95}	1.36	1.39	1.83	1.92	1.77	1.94	1.75	1.36	1.39
95%ポロイダル磁束面の三角度	δ_{95}	0.32	0.35	0.28	0.39	0.28	0.43	0.19	0.32	0.35
中心電子密度 [$10^{20}m^{-3}$]	n_{e0}	0.8	0.8	1.0	1.0	1.5	1.5	1.0	0.8	0.8
中心電子温度 [keV]	T_{e0}	20.0	20.0	20.0	20.0	30.0	30.0	20.0	20.0	20.0
磁気軸上トロイダル磁場 [T]	B_{T0}	5.00	5.00	4.00	4.00	3.00	3.00	4.00	5.00	5.00
密度のピーキングファクター	α_n	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.30	0.30
温度のピーキングファクター	α_T	1.50	1.50	1.50	1.50	1.50	1.50	2.00	2.00	1.00
有効電荷指数	Z_{eff}	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80
合計プラズマ電流 [MA]	I_p	5.50	5.50	7.00	7.00	20.0	20.0	7.00	7.00	7.00
ポロイダルベータ	β_p	0.91	0.86	1.4	1.44	1.21	1.24	1.24	0.91	0.86
内部インダクタンス	l_i	1.18	0.9	0.74	0.49	0.84	0.46	0.93	1.18	0.9
中心部と端部の安全係数の比	$\frac{q_{95}}{q_0}$	5.26	2.65	3.29	1.37	2.25	2.66	3.05	3.11	3.98
ブートストラップ電流 [MA]	I_{BS}	1.04	1.24	3.7	5.22	9.57	14.54	2.76	1.04	1.24
ブートストラップ電流割合 (ACCOMME)	$f_{BS}^{ACCOMME}$	0.19	0.23	0.53	0.75	0.48	0.73	0.39	0.40	0.86
ブートストラップ電流割合 (Gi モデル(1))	$f_{BS}^{K.Gi(1)}$	0.37	0.38	0.67	0.78	0.77	0.77	0.66	0.65	0.69
ブートストラップ電流割合 (Gi モデル(2))	$f_{BS}^{K.Gi(2)}$	0.45	0.43	0.74	0.76	0.74	0.76	0.72	0.71	0.78
ブートストラップ電流割合 (Gi モデル(1)*)	$f_{BS}^{K.Gi(1)*}$	0.37	0.38	0.66	0.75	0.67	0.76	0.64	0.63	0.69
ブートストラップ電流割合 (IPDG モデル)	f_{BS}^{IPDG}	0.21	0.28	0.57	0.82	0.80	0.77	0.51	0.54	0.77
ブートストラップ電流割合 (IPDG モデル*)	f_{BS}^{IPDG*}	0.21	0.28	0.54	0.76	0.52	0.72	0.44	0.48	0.77

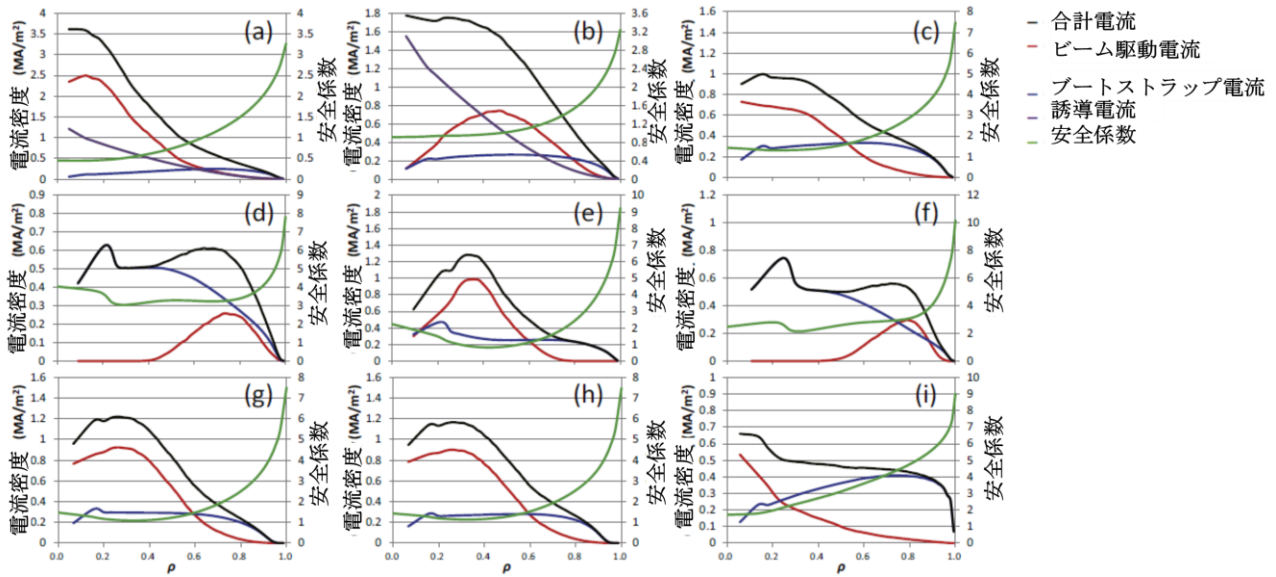


図 3-13 精度検査#2 のためのデータセットの電流密度と安全係数の径方向分布 [41]。(a)～(i)の順番は、表 3-8 の No.1～No.9 に対応。

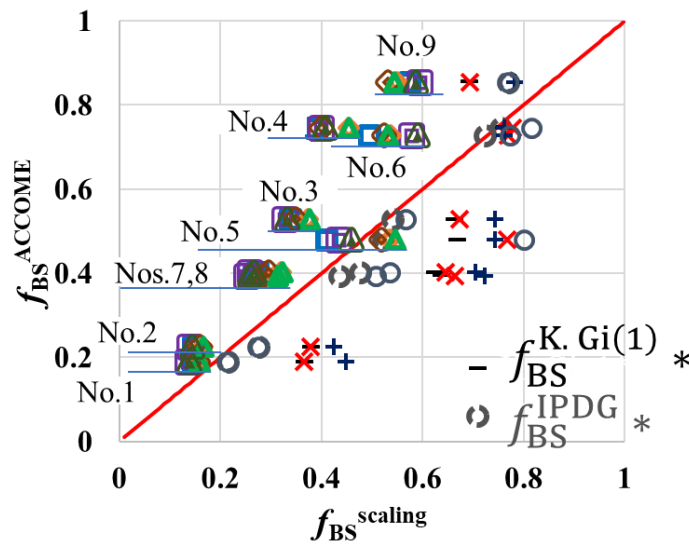


図 3-14 精度検査#2 のためのデータセットに対する $f_{BS}^{ACCOMME}$ と $f_{BS}^{scaling}$ (導出した 6 式, $f_{BS}^{K.Gi(1)}$, $f_{BS}^{K.Gi(2)}$, $f_{BS}^{K.Gi(1)*}$, f_{BS}^{IPDG} , f_{BS}^{IPDG*}) の比較結果。記述されていない凡例は図 3-11 と共通。導出した 6 式以外は表 3-8 の数値を利用。

表 3-9 精度検査#2 に対する RMSE の比較結果

	$f_{BS}^{scaling}$						$f_{BS}^{K.Gi}$			f_{BS}^{IPDG}	
	(l_i)	(l_i, ε)	(q)	(q, ε)	(l_i, q)	(l_i, q, ε)	(1)	(2)	(1)*	通常	*
RMSE	0.1946	0.1841	0.1700	0.1910	0.1716	0.1791	0.1886	0.2186	0.1652	0.1306	0.0471

予測誤差解析

フィッティングデータベースの一部及び精度検査#2の $f_{BS}^{ACCOMME}$ の β_p 依存性を図 3-16 に示す。No. 1,2,5,7,8 の点はフィッティングデータベースのデータ点領域内または領域付近にある。一方で、図 3-16(b)と(c)に示されるように、No. 3,4,6,9 の点はフィッティングデータベースのデータ点領域から離れた位置にある。これらのケースにおいて作成した評価式が他のケースよりも比較的大きな予測誤差を示した(図 3-14)原因はこのフィッティングデータベースのデータ点領域との距離感によるものと考えられる。

フィッティングデータベース内で、No. 3,4,7,9 に近いパラメータを持つデータ点の電流密度と安全係数の径方向分布を図 3-15 に示す。図 3-15 に示されたそれぞれの f_{BS} は図 3-14 での作成した評価式の縦軸の予測値と近いものとなっている。No.4 は電流駆動用 NB 一本で形作られた $\rho = 0.8$ あたりにピークを持つビーム駆動電流密度分布により負磁気シアが形成されている(図 3-13(d)) [41]。対して、図 3-15(b) は正磁気シア分布となっている。これは、フィッティングデータベースが正磁気シアプラズマのみで形成されているからである。No. 6 も同様に負磁気シアプラズマとなっている(図 3-13(f))。No.4 と 6 に生じた作成した評価式の大きな予測誤差はこの安全係数分布の違いによるものだと考える。

No. 3 と 9 に関しては、ビーム駆動電流密度分布が異なる。図 3-15(a)と(d)のその分布は No. 3 と 9(図 3-13(c)と(i))よりも比較的ブロードな径方向分布となっている。この違いは、No.3 と 9 では電流駆動用 NB を一本用いているのに対し、フィッティングデータベース全データ点では、電流駆動用 NB を二本用いていることに起因している。この違いが、正磁気シアおよび弱磁気シアプラズマで近い $\varepsilon, \beta_p, l_i$ (近い合計プラズマ電流密度分布形状)を持つ一方で f_{BS} が異なった原因と考える。この違いから、No. 3 と 9 に対して作成した評価式が大きな予測誤差を出したと考える。

対して、No.1,2,5,7,8 はこの外部駆動電流密度分布形状が比較的近いため、作成した評価式の予測誤差が比較的小さくなっていると考える。No.5, 7, 8 のビーム駆動電流密度分布は $\rho = 0.3$ あたりにピークを持ち、No.3,9 よりもブロードな径方向分布となっている(図 3-13(c), (e), (g), (h), (i))。これに似たブロードなビーム駆動電流密度分布を持つデータ点がフィッティングデータベース内にいくつかあることが期待出来、その例が図 3-15(c)である。このデータ点はビーム駆動電流密度分布形状及びその他パラメータ($\varepsilon, \beta_p, l_i, \alpha_n$)が No. 7 と近いものとなっている。No.1,2 は誘導駆動電流が用いられており [41]、外部駆動電流(ビーム駆動電流と誘導駆動電流の和)の電流密度分布形状がこれらに関しても比較的ブロードな形状となっている。

結果として、安全係数及びビーム駆動電流密度(または合計外部駆動電流密度)の径方向分布形状の違いにより、精度検査#2のNo.3,4,6,9に対する作成した評価式の比較的大きな予測誤差が発生したと考える。しかしながら、精度検査#2においても、作成した評価式のRMSE(0.1700-0.1946)はGiモデルのRMSE(0.1652,0.2186)に近い結果となった(表 3-9)。

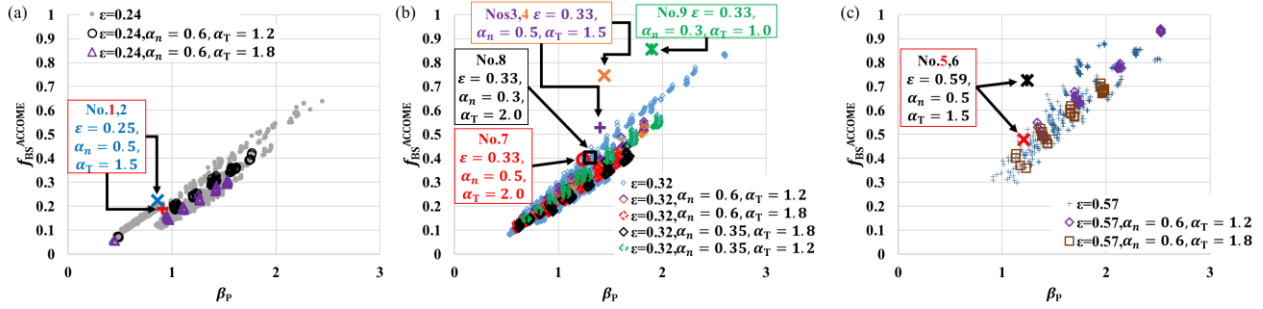


図 3-16 f_{BS}^{ACCOME} の β_p 依存性

- (a) フィッティングデータベースの $\epsilon = 0.24$ のデータ点と精度検査#2 の No. 1 と No.2 ($\epsilon = 0.25$)
- (b) フィッティングデータベースの $\epsilon = 0.32$ のデータ点と精度検査#2 の No. 3,4,7,8,9 ($\epsilon = 0.33$)
- (c) フィッティングデータベースの $\epsilon = 0.57$ のデータ点と精度検査#2 の No. 5 と No.6 ($\epsilon = 0.59$)

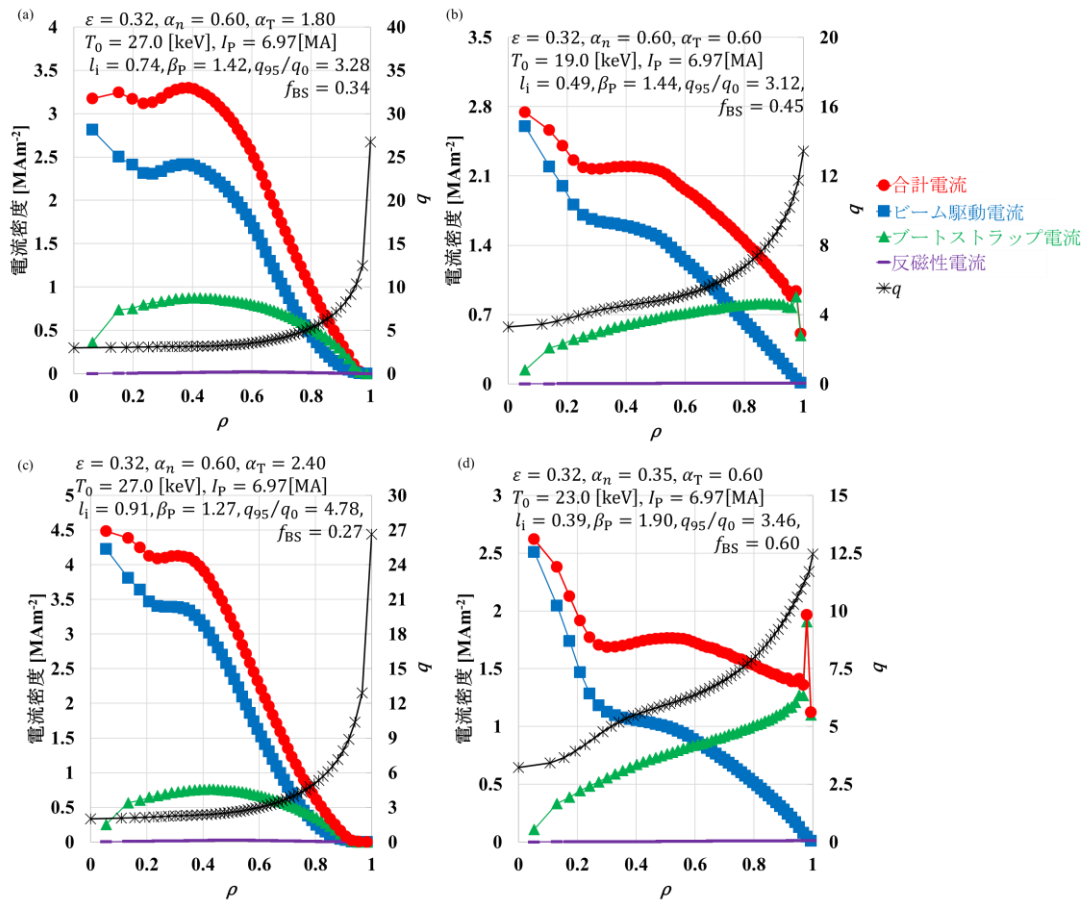


図 3-15

- (a) No. 3 に近いパラメータ ($\epsilon, \beta_p, l_i, \alpha_n, \alpha_T, q_{95}/q_0$) を持つフィッティングデータベースのデータ点の径方向分布
- (b) No. 4 に近いパラメータ ($\epsilon, \beta_p, l_i, \alpha_n$) を持つフィッティングデータベースのデータ点の径方向分布
- (c) No. 7 に近いパラメータ ($\epsilon, \beta_p, l_i, \alpha_n$) を持つフィッティングデータベースのデータ点の径方向分布
- (d) No. 9 に近いパラメータ ($\epsilon, \beta_p, l_i, \alpha_n$) を持つフィッティングデータベースのデータ点の径方向分布

3.5.3. 正磁気シアプラズマのみのデータセットを用いた検証(精度検査#3)

フィッティングデータベースでは負磁気シアプラズマが含まれていないのに対し、精度検査#2には負磁気シアプラズマが含まれている(図 3-13)。正磁気シアプラズマに対する精度を検証するため精度検査#2のデータセットを基に新たなデータセットを ACCOME コード [15]を用いて作成し、それに対する精度を検証した(精度検査#3)。安全係数の分布はフィッティングデータベースの計算条件($q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$ の正磁気シア)を満たすようにした(3.4.2 節参照)。

主なパラメータを表 3-10 に示す。精度検査#2 では No.1,2 で誘導駆動電流を用いていたのに対し、このデータセットでは全ケースでビーム駆動電流による非誘導駆動電流プラズマとなっている。精度検査#2 と R_p , a_p , I_p , α_n , α_T , Z_{eff} は等しい。精度検査#2 の 95%ポロイダル磁束面上の楕円度、三角度を精度検査#3 の表面値として用いている。また、精度検査#2 で電子の温度密度のみ示されていたのに対し、精度検査#3 では中心密度と中心温度は電子とイオン間で等しくしている。(III), (IV), (IX)以外は安全係数の条件($q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$)達成のため、 B_T を大きくしている。また各ケースで正磁気シア分布を得るため、二本の電流駆動用重水素ビームの入射位置をフィッティングデータベース作成時のようにスキップした(3.4.2 節、図 3-3、表 3-3)。表 3-10 の β_p よりも下の ACCOME 解析出力値は精度検査#2 と合わせていない(表 3-8 [41])。

(I)と(II)は典型的トカマク装置($A = 3 - 4$, 比較的低ベータ値)を、(III)と(IV)は先進トカマク装置($A = 3 - 4$, 比較的高ベータ値)を、(V)と(VI)は球状トカマク装置($A \leq 2$)を文献 [41]に倣って想定している。(VII)から(IX)は主に(III)を基に α_n , α_T を変化させたものである。負磁気シアプラズマを考慮せずに、 f_{BS} に差を持たせるため、(III)と(IV)、(V)と(VI)で中心温度を変化させている。各ケースの典型的な電流密度と安全係数の径方向分布を図 3-17 示す。精度検査#2(図 3-13)と比較すると、二本の NB を採用しているため、多くのケースでビーム駆動電流密度分布にピークが二つ表れている。ビーム入射位置を変えて、(II)は(I)よりもブロードなビーム駆動電流密度分布を持つようにした。

表 3-10 精度検査#3 のためのデータセットの主なパラメータ

		(I)	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)	(VII)	(VIII)	(IX)
プラズマ大半径 [m]	R_p	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00
プラズマ小半径 [m]	a_p	1.25	1.25	1.67	1.67	2.94	2.94	1.67	1.67	1.67
アスペクト比	A	4.00	4.00	2.99	2.99	1.70	1.70	2.99	2.99	2.99
逆アスペクト比	ε	0.25	0.25	0.33	0.33	0.59	0.59	0.33	0.33	0.33
楕円度	κ	1.36	1.39	1.84	1.92	1.77	1.94	1.75	1.76	2.07
三角度	δ	0.33	0.35	0.28	0.39	0.28	0.43	0.19	0.20	0.50
中心密度 [10^{20}m^{-3}]	n_0	0.80	0.80	1.00	1.00	1.50	1.50	1.00	1.00	1.00
中心温度 [keV]	T_0	20.0	20.0	20.0	30.0	30.0	35.0	20.0	20.0	20.0
磁気軸上トロイダル磁場 [T]	B_T	7.50	7.50	5.30	4.00	4.26	3.29	6.00	6.00	4.00
密度のピーキングファクター	α_n	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.30	0.30
温度のピーキングファクター	α_T	1.50	1.50	1.50	1.50	1.50	1.50	2.00	2.00	1.00
有効電荷指数	Z_{eff}	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80	1.80
合計プラズマ電流 [MA]	I_p	5.50	5.50	7.00	7.00	20.0	20.0	7.00	7.00	7.00
ポロイダルベータ	β_p	1.09- 1.11	1.12- 1.13	1.74- 1.75	2.88- 2.90	1.57- 1.58	2.13	1.45- 1.47	1.52- 1.55	2.71- 2.74
内部インダクタンス	l_i	0.85- 0.92	0.85- 0.91	0.66- 0.75	0.56- 0.57	0.81- 0.87	0.71- 0.72	0.80- 0.94	0.77- 0.90	0.39
磁気軸上の安全係数 q	q_0	1.04- 1.21	1.06- 1.26	1.04- 1.86	1.10- 1.76	1.02- 1.27	1.01- 1.05	1.22- 1.63	1.19- 1.58	1.20- 2.89
95%ポロイダル磁束面上の q	q_{95}	3.45- 3.46	3.60- 3.61	5.87- 5.92	5.62- 5.63	7.27- 7.40	7.82- 7.84	5.90- 5.91	5.98- 5.99	6.92
q_0 に対する q_{95} の比	$\frac{q_{95}}{q_0}$	2.85- 3.31	2.86- 3.39	3.19- 5.65	3.19- 5.12	5.83- 7.15	7.45- 7.71	3.62- 4.85	3.79- 5.03	2.39- 5.75
ブートストラップ電流[MA]	I_{BS}	1.26- 1.32	1.29- 1.35	3.72- 4.14	5.94- 6.09	9.18- 9.59	11.9- 12.0	2.78- 3.21	2.87- 3.27	6.12- 6.30
反磁性電流 [MA]	I_{DI}	0.04- 0.05	0.04	0.09- 0.11	0.26- 0.27	1.12- 1.19	2.23- 2.24	0.08- 0.09	0.08- 0.09	0.15- 0.16
ブートストラップ電流割合 (ACCOMME)	f_{BS}	0.24- 0.25	0.24- 0.25	0.55- 0.60	0.89- 0.91	0.52- 0.54	0.71	0.41- 0.47	0.42- 0.48	0.90- 0.92

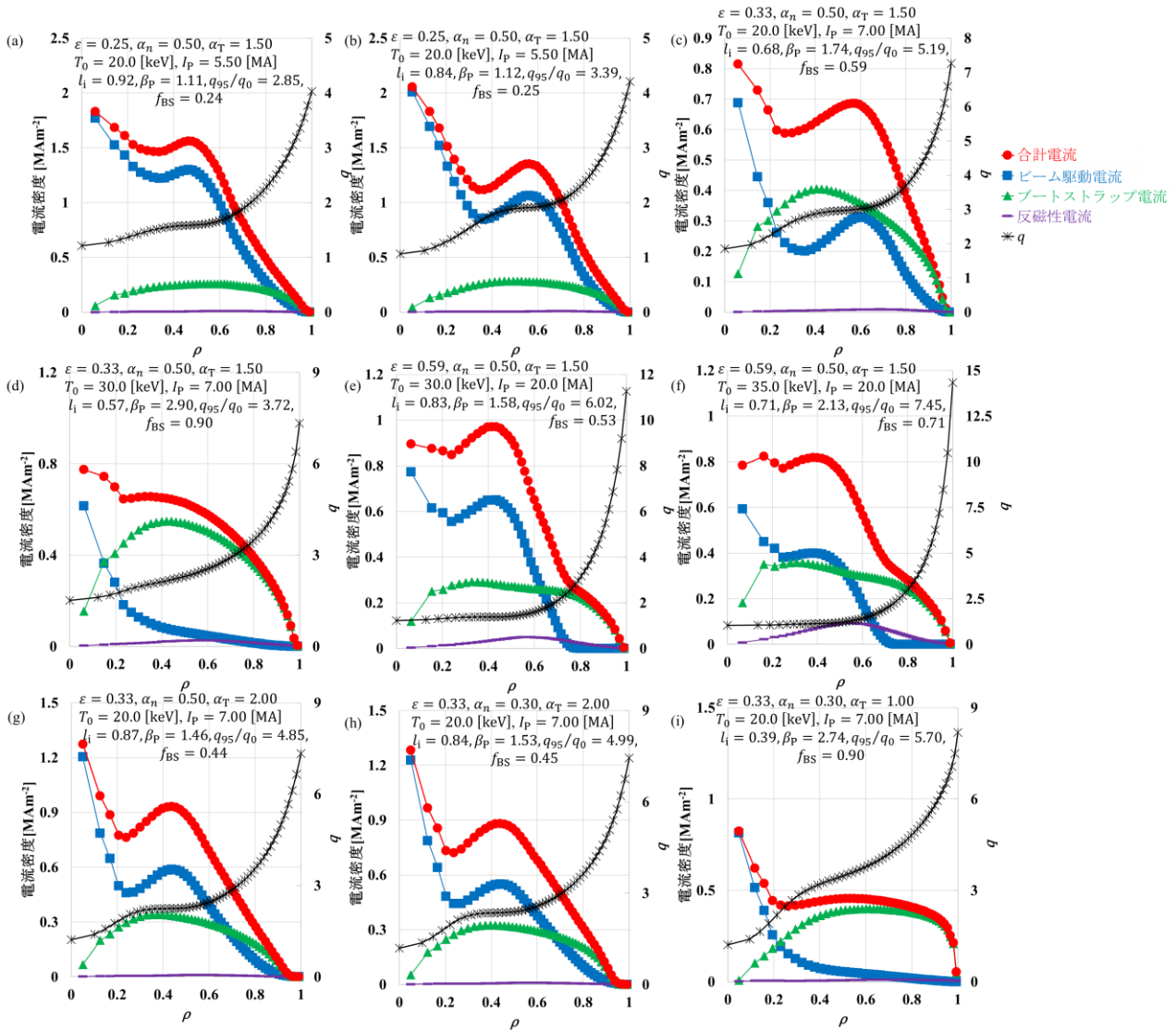


図 3-17 精度検査#3 の各ケースの典型的な電流密度と安全係数の径方向分布。(a)~(i)の順番は、表 3-10 の(I)~(IX)に対応。

比較結果

精度検査#3 のためのデータセットに対する $f_{BS}^{ACCOMME}$ と $f_{BS}^{scaling}$ (導出した6式, $f_{BS}^{K.Gi(1)}$, $f_{BS}^{K.Gi(2)}$, f_{BS}^{IPDG})の比較結果を図 3-18 に示す。今回、正磁気シアプラズマのみで構成されたデータセットなので、 $f_{BS}^{K.Gi(1)*}$ と f_{BS}^{IPDG*} の点は無い。精度検査#2(図 3-14)とは対照的に各ケースで複数点数が見られるのは、ビーム入射位置スキャンにより一つのケースに安全係数の条件($q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$)や収束条件を満たす点数が複数現れたことによるものである。

精度検査#3 のデータセットに対して IPDG モデル [37]と Gi モデル [41]は過大評価する結果となった。精度検査#3 における RMSE の比較結果を表 3-11 三行目に示す(精度検査#1 及び#2 単体の精度比較結果表は表 3-7 及び表 3-9 をそれぞれ参照)。作成した式による RMSE は $0.076 \sim 0.097$ で、 $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ の RMSE が最小となった。(VI)を除いて定数の偏回帰係数を持つ式($f_{BS}^{scaling(l_i)}$, $f_{BS}^{scaling(q)}$, $f_{BS}^{scaling(l_i, q)}$)は、 ϵ の関数の偏回帰係数を持つそれぞれ対応する式($f_{BS}^{scaling(l_i, \epsilon)}$, $f_{BS}^{scaling(q, \epsilon)}$, $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$)と同様な予測値となっている。

フィッティングデータベースの一部及び精度検査#3 の $f_{BS}^{ACCOMME}$ の β_p 依存性を図 3-19 に示す。(IV)と (IX)を除いて、精度検査#3 の点はフィッティングデータベースのデータ点領域内にある。図 3-19(b)に示されるように、(IV)と (IX)はフィッティングデータベースのデータ点領域から僅かに外側にあるが、これらは、データ点領域から、近似曲線を引いた直線状に来るであろう位置にあるため、これら二ケースの f_{BS} はデータ点領域から予測しやすい位置にあると考える。精度検査#3 では二本の NB を電流駆動に採用し、正磁気シアプラズマのみで構成されている。このフィッティングデータベースと近い特徴を持つことが、作成した式の精度検査#3 の精度が精度検査#2 に対するものよりも高い要因であると考えられる。

作成した評価式に精度検査を行った結果の概略を記述する。精度検査#1 では、ほとんど一定値の f_{BS} に対して、作成した式は ϵ に対して正の相関を持つ結果となった。精度検査#2 では、主に安全係数及びビーム駆動電流密度(または合計外部駆動電流密度)の径方向分布形状の違いにより比較的大きな予測誤差が発生した。精度検査#3 では、データセットの条件が比較的フィッティングデータベースに近いものであったため、精度検査#2 よりも高精度な予測結果となった。表 3-11 から、各精度検査で作成した式は似たような RMSE を持つ結果となった。 $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ は3つの精度検査の結果、広範なパラメータのトカマクプラズマに適応可能な可能性が高いことが示された。

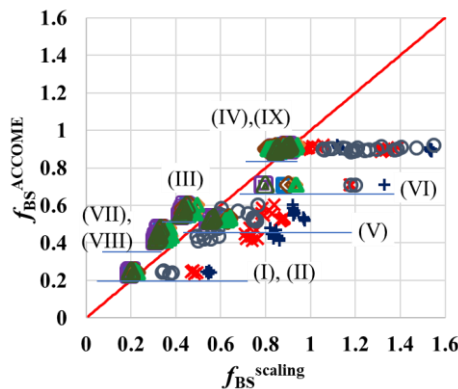


図 3-18 精度検査#3 のためのデータセットに対する $f_{BS}^{ACCOMME}$ と $f_{BS}^{scaling}$ (導出した6式, $f_{BS}^{K.Gi(1)}$, $f_{BS}^{K.Gi(2)}$, f_{BS}^{IPDG})の比較結果。凡例は図 3-11 と共通。

表 3-11 全精度検査に対する RMSE の比較結果

	$f_{BS}^{scaling}$						$f_{BS}^{K.Gi}$			f_{BS}^{IPDG}	
	(l_i)	(l_i, ϵ)	(q)	(q, ϵ)	(l_i, q)	(l_i, q, ϵ)	(1)	(2)	(1) *	通常	*
精度検査#1	0.0769	0.0693	0.0708	0.0853	0.0732	0.0685	0.0295	0.0568	—	0.0905	—
精度検査#2	0.1946	0.1841	0.1700	0.1910	0.1716	0.1791	0.1886	0.2186	0.1652	0.1306	0.0471
精度検査#3	0.0761	0.0783	0.0817	0.0965	0.0846	0.0756	0.3167	0.4483	—	0.2779	—

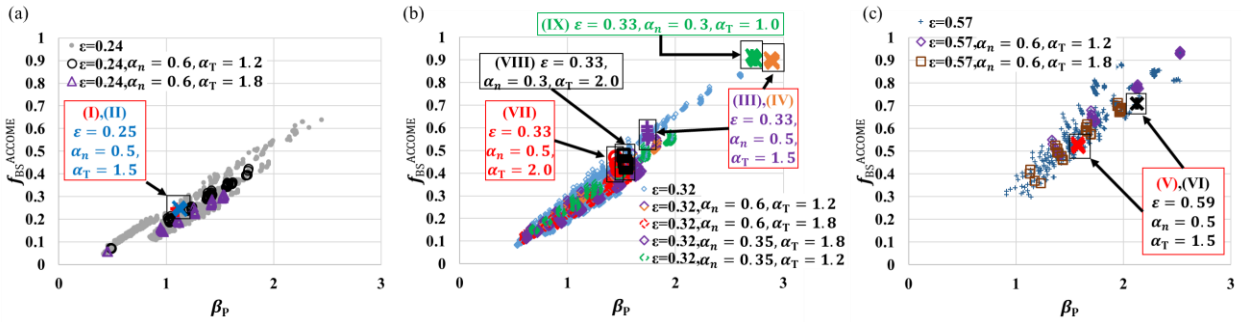


図 3-19 $f_{BS}^{ACCOMME}$ の β_p 依存性

- (a) フィッティングデータベースの $\epsilon = 0.24$ のデータ点と精度検査#2 の (I) と (II) ($\epsilon = 0.25$)
- (b) フィッティングデータベースの $\epsilon = 0.32$ のデータ点と精度検査#2 の (III), (IV), (VII), (VIII), (IX) ($\epsilon = 0.33$)
- (c) フィッティングデータベースの $\epsilon = 0.57$ のデータ点と精度検査#2 の (V) と (VI) ($\epsilon = 0.59$)

3.6. f_{BS} 評価式作成に関する検討

採用パラメータ

f_{BS} 評価式採用パラメータの観点において本研究では電流密度分布形状の寄与として l_i と q_{95}/q_0 を検討した。 l_i と q_{95}/q_0 の両方を採用した $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ (式(3-23)) がフィッティングデータベースに対し最高精度であり、3種の精度検査それぞれに対して導出した式の中で比較的高い精度を示した。一方で l_i のみを採用した $f_{BS}^{scaling(l_i, \epsilon)}$ は $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ と比較的近い RMSE を示した。この RMSE の近さが l_i と q_{95}/q_0 の相関によるものか検討する。図 3-20 に l_i , q_{95}/q_0 平面におけるフィッティングデータベースのデータ点数分布を示す。図 3-20 より l_i と q_{95}/q_0 に正の相関が見られた。 $f_{BS}^{scaling(l_i, \epsilon)}$ と $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ で見られた比較的近い RMSE はこの相関によるものと考えられる。フィッティングデータベース上の $f_{BS}^{ACCOMME}$ と l_i 、及び $f_{BS}^{ACCOMME}$ と q_{95}/q_0 に対する相関の違い(図 3-5(b)-(f))等も考慮した重み付けを評価式作成に反映させることでより高い精度向上が期待出来ると考える。

本研究における f_{BS} 評価式採用パラメータは NB パワー等直接的に制御出来るものではなく寧ろ比較的に間接的に制御されるプラズマ由来のとなっている。既存の f_{BS} 評価式(3.1.2 節)においても基本的に本研究と同様なプラズマ由来の物理量が多く用いられている。運転シナリオ構築時等にこのプラズマ由来のパラメータを基点に目標 f_{BS} を設定出来るため関節的に制御されるプラズマ由来のパラメータのみが採用さ

れた f_{BS} 評価式は有意であると考え。一方で規格化したNB入射位置やNB入射パワー、コイル印加磁場等直接制御が出来るパラメータの f_{BS} 評価式への採用や、本研究で導出した f_{BS} 評価式との比較も検討の余地があると考え。

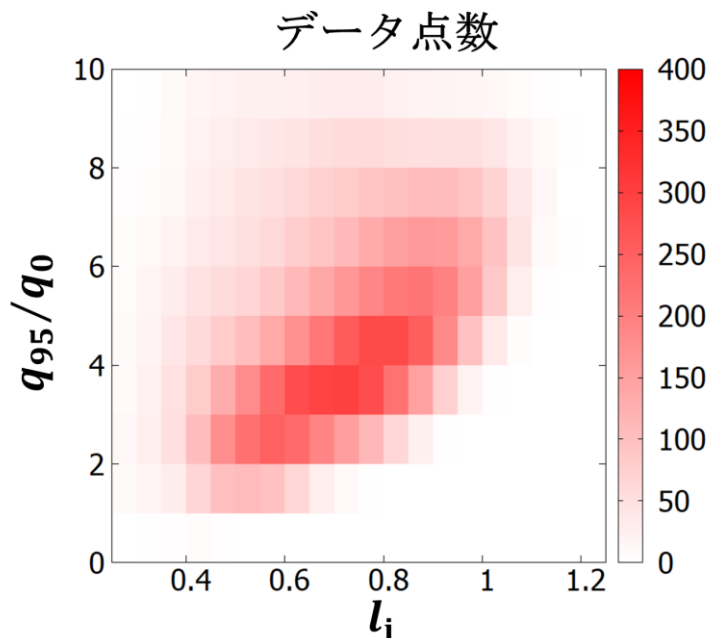


図 3-20 l_i , q_{95}/q_0 平面におけるデータ点数分布

工学的妥当性(NBの突き抜け)

本研究のフィッティングデータベースは全てNBIによる完全非誘導電流駆動のプラズマのみで構成されている。プラズマ突き抜けによる壁負荷はNBIの工学設計における課題の一つである。図3-21にフィッティングデータベースにおける $0\sim 2\text{ MW m}^{-2}$ 範囲の内側NB及び外側NBの突き抜けパワー面密度領域のデータ点分布を示す。ITERでは第一壁パネル及び遮蔽材ブロックそれぞれに対する許容NB突き抜け負荷は 2 MW m^{-2} 、 0.8 MW m^{-2} となっている[47]。図3-21の青い枠内に内側NB及び外側NB双方とも突き抜けパワー面密度が 0.8 MW m^{-2} 未満のデータ点が存在し、その数は7,473点で全フィッティングデータベース(12,150点)中の61.51%だった。図3-21に示したデータ点領域内に内側NB及び外側NB双方とも突き抜けパワー面密度が 2 MW m^{-2} 未満のデータ点が存在し、その数は9,703点で全フィッティングデータベース(12,150点)中の79.86%だった。残りの2,447点(全データの20.14%)は内側NB及び外側NBの少なくとも一本が 2 MW m^{-2} 以上の突き抜けパワー面密度を持ち、これらはフィッティングデータベース中の2割程度ではあるが、ITERの第一壁パネルに対する許容NB突き抜け負荷を超過する懸念がある。NB突き抜け負荷を低減させるためビームエネルギーを落とした場合、NB駆動電流分布が変化する事が予想されるが、本研究では内側NBと外側NBの位置をスキャンして幅広いNB駆動電流分布に対してデータベースを作成しているため、ビームエネルギー変化の影響は比較的小さいものと予想される。

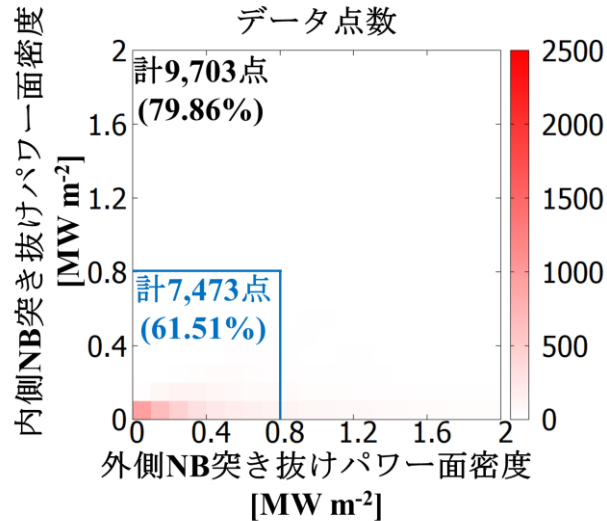


図 3-21 フィッティングデータベースにおける 0~2MWm² 範囲の内側 NB 及び外側 NB の突き抜けパワー面密度領域のデータ点分布。領域外に 2,447 点(全データ中 20.14%)存在。

本研究では 2 万を超える全スキャンデータから、安全係数分布のみに重きを置いた物理的観点から採用データ点を決定した。しかし、上記 NB 突き抜けを始め、コイル印加磁場強度等工学的観点も考慮した採用データ点決定及び f_{BS} 評価式作成も検討の余地がある。

3.7. ブートストラップ電流割合評価式検討に関する研究の総括

本研究では核融合実用炉実現シナリオにおいて要となる原型炉、及び ITER と原型炉の補間を担う可能性がある小型中性子源双方を含むトカマク型核融合装置の物理的・工学的設計最適化において重要な役割を持つパラメータの一つであるブートストラップ電流割合 (f_{BS}) 評価式に関する検討並びに新しい f_{BS} 評価式作成を行った。

本研究では、中性子源及び原型炉の経済性評価において、所内電力に関わる物理量の一つである f_{BS} 評価式に着目した。本研究では ACCOME (Analyzer for Current Drive Consistent with MHD Equilibrium) コード [15] を用いた。このコードの大きな特徴の一つはプラズマ平衡との整合性が考慮された合計プラズマ電流密度径方向分布を得られることである。経済性評価#1(2.3 節)で用いていた f_{BS} 評価式 [13] と ACCOME 解析による f_{BS} を比較した結果、用いていた f_{BS} 評価式が過大評価する傾向にあることを確かめた。既存の f_{BS} 評価式も精度や使いやすさに難点が見られたため、より正確かつ可能な限り扱いやすい物理量が用いられるシステムコード利用に適した f_{BS} 評価式作成を試みた。

・ ACCOME コードパラメータスキャンによるフィッティングデータベース作成

f_{BS} 評価式の入力値として逆アスペクト比 (ϵ)、ポロイダルベータ値 (β_p)、密度及び温度のピーキングファクター (α_n, α_T)、電流密度分布に関する物理量であるプラズマ内部インダクタンス (L_i) 及び磁気軸上及び 95%ポロイダル磁束面上の安全係数の比 (q_{95}/q_0) を用いる事を考えた。また、簡単のため、低閉じ込めモードの温度密度分布を持つ非誘導電流駆動の正磁気シア (規格化小半径 $0 \leq \rho < 1$ において $q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$) プラズマのみを対象としたフィッティングデータベース作成を試みた。 β_p は中心温

度スキャンにより変化させ、電流密度分布は二本の電流駆動用重水素中性粒子ビーム(Neutral Beam: NB)の入射位置をスキャンすることで変化させた。 ϵ はプラズマ大半径(R_p)を 2.44 m で固定し、プラズマ小半径をスキャンすることで変化させた。スキャン結果から条件を満たす 12,150 点のデータ点が得られた。データ点は、 f_{BS} に対して β_p が強い正の相関を持ち、 f_{BS} に対して l_i が弱い負の相関を持ち、 f_{BS} に対する q_{95}/q_0 の相関はあまり見られず、同じ $\beta_p, l_i, q_{95}/q_0$ において高 ϵ 程高 f_{BS} となるような分布となった。

・ f_{BS} 評価式作成

構築したフィッティングデータベースに対して重回帰分析を行うことで f_{BS} 評価式を作成した。電流密度分布に関する変数の採用の仕方(l_i のみ採用、 q_{95}/q_0 のみ採用、 l_i と q_{95}/q_0 の両方を採用)と重回帰分析の方法(ϵ 別に重回帰分析、分けずに全データ点に対して重回帰分析)を変えることで6通りの f_{BS} 評価式を作成した。重回帰分析を全データ点に対して行うことで定数の偏回帰係数が得られ、 ϵ 別に重回帰分析を行うことで ϵ の関数の偏回帰係数が得られた。 ϵ 別に重回帰分析を行うことで高 f_{BS} 領域に対する精度向上が見られた。作成した f_{BS} 評価式のフィッティングデータベースに対する予測精度を二乗平均平方根誤差(Root Mean Squared Error: RMSE)により定量的に評価した。その結果、 l_i と q_{95}/q_0 の両方を採用し ϵ の関数の偏回帰係数を持つ f_{BS} 評価式である $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ が最高精度となったが、他の ϵ の関数の偏回帰係数を持つ f_{BS} 評価式($f_{BS}^{scaling(l_i, \epsilon)}$, $f_{BS}^{scaling(q, \epsilon)}$)とのRMSEの差はわずかなものであった。

・作成した f_{BS} 評価式の妥当性検証

作成した6式の妥当性を見るため、フィッティングデータベースと異なる三種類のプラズマに対する精度を検査した。いくつかの既存の f_{BS} 評価式であるGiモデル[41]及びITER Physics Design Guidelines(IPDG)モデル[37]との精度比較も併せて行った。

一つ目のデータセットは経済性評価#1(2.3節)である小型中性子源の経済性評価#1(2.3節)の標準状態プラズマアスペクト比(A)スキャン結果設計値をACCOMMEコードで解析することにより構築した。このデータセットの装置規模は $1.79 \text{ m} \leq R_p \leq 3.14 \text{ m}$ 程であり、フィッティングデータベースと近い。一定値の f_{BS} に対して、作成した式は ϵ の正の相関を示した。このデータセットに対する $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ のRMSEは0.069となった。GiモデルのRMSEが最小(0.030及び0.057)であった。

二つ目のデータセットにGiモデルの文献[41]の妥当性評価用データセットを用いた。このデータセットはフィッティングデータベースよりも大きい装置規模で構成されており、負磁気シアプラズマを含んでいる。このデータセットに対する $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ のRMSEは0.179となった。IPDGモデル[37]のRMSEが最小(0.047)であった。

三つ目のデータセットは二つ目のデータセットを基にACCOMME解析を行うことで作成し、二本のNBによる非誘導電流駆動の正磁気シア($0 \leq \rho < 1$ において $q(\rho) \geq 1.0$ 且つ $q_{95} \geq 3.0$)のみで構成した。このデータセットに対する $f_{BS}^{scaling(l_i, q, \epsilon)}$ のRMSEは0.076となり、Giモデル[41]及びIPDGモデル[37]よりも低い結果となった。外部駆動電流密度と安全係数の径方向分布形状が二つ目のデータセットよりも三つ目のデータセットがフィッティングデータベースの径方向分布形状に近いと、RMSEが三つ目のデータセットで改善された。

これら三種類のデータセットに対する精度検査により、装置規模(小型中性子源から典型的規模まで)、プラズマパラメータ($A = 3 - 4$ の低ベータトカマク及び高ベータトカマク、 $A \leq 2$ の球状トカマク)、径方向分布形状(正磁気シア、負磁気シア)の観点から、 $f_{BS}^{scaling(l,q,\epsilon)}$ は広範なパラメータのトカマクプラズマに適応可能な可能性が高いことが示された。

ブートストラップ電流割合評価式検討に関する研究の今後の課題

本研究では簡単のため構築したフィッティングデータベースに以下の制約を加えた。

- ・安全係数分布が正磁気シアのみ
- ・外部駆動電流はNBのみ
- ・NBが二本
- ・NBのパワー比一定
- ・NB突き抜け等の工学制限無し
- ・炉の規模が大半径2~3 mの比較的小型のもの

評価式精度向上のため上記条件を検討したフィッティングデータベースを構築する余地がある。

第4章 統合輸送コード TOTAL を用いた原型炉における電子密度分布形状依存性評価

4.1. 研究背景

4.1.1. 燃料供給

発電実証炉(原型炉)を含め将来的な核融合炉では、入力エネルギーと出力エネルギーの比をとった Q 値を大きくとりたいため自己加熱が支配的なプラズマの運転を目標としている。また、外部加熱や外部駆動電流によって炉心プラズマを制御することは困難である。そこで、外部からの燃料供給による密度制御が有効であると考えられており、これを実現する燃料供給法としてガスパフとペレット入射がある。最も一般的に用いられている燃料供給法であるガスパフは、プラズマ表面付近に中性の燃料ガスを充満させ、燃料をプラズマ表面から内部へと染み込ませていく方法である。しかし、ガスパフではプラズマ表面に密度が偏った分布となり、プラズマ中心部への燃料供給が困難であることが問題となっている。そこで、プラズマ中心への燃料供給法としてペレット入射が考案されている。これは、固体水素をペレット状に固め、ガス圧によって加速、プラズマ中に高速で打ち込む方法である。高温プラズマ中へ入射された燃料粒子は高温プラズマからの熱流束によってペレットを溶発させることで燃料粒子を高温プラズマ中にデポジットさせるものである。磁場に閉じ込められた高温プラズマとの直接的な相互作用によって燃料粒子を供給するので、原理的に効率よくプラズマ中心部への粒子供給が可能となる。

ペレット入射では次のメリットがある。

- ・ガスパフでは不可能であったプラズマ中心部への燃料供給が可能となる。
- ・高温プラズマへ入射したペレットは徐々に蒸発し、粒子を供給しながら体積がなくなるまで進む。そのため、ペレットの入射速度と大きさを調整することでプラズマ中の任意の場所へと供給することが可能となる。

ただし、入射速度、ペレットサイズともに限界があり、大型の核融合装置となるとかなりの距離をペレットが移動しなければならないため、プラズマ中心部への到達は技術的に困難であると考えられていた。通常、トーラス型の核融合装置では、中心にプラズマ電流を流すための中心ソレノイドコイルやトロイダル磁場をつくるトロイダル磁場コイル等が存在するため、ペレット入射装置を炉外に設置するしかなく、装置の外側(低磁場側)からペレットを入射する LFS(Low Field Side)入射を行っていた。LFS 入射の場合では、入射されたペレットは、ペレットが溶発した際に生じる電場とトロイダル磁場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトにより装置の内側から磁場の弱い側へと押し戻されてしまうため、中心部への燃料供給が困難であった。しかし、近年のトカマク型の装置実験において、ペレット発射装置から屈折したガイドチューブを用いて高磁場側へペレットを誘導し、装置の内側からペレット入射を行う HFS(High Field Side)入射が可能となり、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを利用してプラズマ中心へと粒子供給が可能であることが示された [48]。

4.1.2. 外部加熱

DT 核融合反応の結果生じるアルファ粒子は核融合に伴うエネルギー(3.5 MeV)をもってプラズマ中に放出され、プラズマ加熱に利用できるものの、そのためにはまず自己点火条件といった核融合燃焼条件を確立することが大切である。よって自己点火条件を満足するイオン温度である数十 keV まで外部よりプラズマにエネルギーを加えて加熱することが必要である。この加熱法としてジュール発熱で加熱する方法、粒子ビームで加熱する方法、高周波で加熱する方法がある。

<ジュール発熱で加熱する方法>

トカマク装置では、プラズマに大電流を流しプラズマを閉じ込めている。プラズマそれ自身はイオンと電子で構成されているため電流を流すのは容易である。電流が流れればプラズマが持つ抵抗によってジュール発熱が起こり、これによりプラズマを加熱することができる。しかし、プラズマの抵抗値は温度の $3/2$ 乗に逆比例して小さくなってしまい1 keV 程度までしかプラズマを加熱することができないため、その他の加熱方法が求められる。

<粒子ビームで加熱する方法>

数十 MW もの大きなパワーを持つ粒子ビームをプラズマに入射して加熱する方法を中性粒子入射(NBI : neutral beam injection)加熱という。NBI ではまずイオン源でイオンを生成し、これを加速器で加速してビームとする。しかし、イオンのままではプラズマ閉じ込め用の強力な磁場に捉えられ、軌道が曲げられてしまうため、プラズマ中にイオンビームをダイレクトに入射することができない。そこで、NBI では「中性化セル」と呼ばれるガスセル中にビームを通してイオンビームを中性粒子ビームに変換してからプラズマに入射をする。プラズマに入射した中性粒子ビームは電離され、イオンビームとなってプラズマ中の磁場によって閉じ込められる。この間にプラズマの電子やイオンと衝突してそのエネルギーをプラズマ粒子に与え、プラズマを加熱する。

<高周波で加熱する方法>

高周波(RF : Radio Frequency)を使うことでもプラズマを加熱することができる。RF のエネルギーを物質に吸収させて温めるという考え方は、電子レンジとよく似ており、プラズマを効率よく加熱するための最適な周波数や入射方法を選ぶ必要がある。ITER ではミリ波帯RF を用いて電子に直接エネルギーを注入する電子サイクロトロン共鳴(ECR : Electron Cyclotron Resonance)加熱(Heating) : ECHの使用が期待されている。磁場に閉じ込められたプラズマでは、電子もイオンも磁力線に巻き付いて回転運動をする。この回転周波数は磁場の強さに比例するが、一般的な核融合装置での磁場の強さ(数テスラ)の場合、電子の回転数は1秒間に約1000億回程度である。この回転周波数に近い周波数を持つRFを入射すると、電子は共鳴的に加速される。この高エネルギーを持った電子がプラズマ中で他の低エネルギーの電子にエネルギーを与え、結果としてプラズマ全体が加熱される。RFはビーム状にプラズマ中を伝播し、電子の回転周波数とRF周波数が共鳴しないところではプラズマ中を素通りするため何も起こらない。共鳴条件を満たす場所でのみRFエネルギーがプラズマに吸収される。トカマク装置では磁場が場所によって変化しているため、共鳴条件を満たす場所はプラズマ中のある特定の範囲に存在する。したがっ

て、RFでは必要な場所のみを選択して加熱することもできる。JT-60 Uではこの特徴を利用し、RFビームを制御してプラズマ中心を集中的に加熱することで3億度の電子温度を達成した。

ECH 装置は①RF を発振する発振源、②発生した RF をトカマク真空容器まで伝送する伝送系、③ RF をプラズマへ入射するアンテナ系（別名ランチャ）で構成される。

4.1.3. 核融合出力とアルファ加熱

核融合出力は炉心プラズマ中で核融合反応によって生じたエネルギーのことを表す。現在実現に最も近いと言われている DT 核融合炉では、主に式(1-1)のような DT 反応が起き、結果としておよそ 14.1MeV のエネルギーを持つ中性子と約 3.5MeV のエネルギーを持つ α 粒子が発生する。つまり、1 度の DT 反応でおよそ 17.6MeV のエネルギーを発生し、これは α 粒子エネルギーのおよそ 5 倍となっている。したがって核融合出力は、炉心で発生した α 粒子のエネルギーの 5 倍であると考えればよい。また、核融合反応で生じる高エネルギーの α 粒子は、電荷を持っているため磁力線に絡みついてプラズマ内に残り、プラズマ粒子との衝突を通してプラズマを加熱する働きがある(自己加熱)。この α 粒子加熱は核融合炉を定常運転させるために非常に重要である。

4.1.4. 核融合炉における不純物

核融合炉における不純物とは、燃料の重水素とトリチウム、中性子、電子以外の粒子のことをさし、核融合炉システムにおいて内在的に生じる不純物と外部からもたらされる不純物に大別できる。前者は DT 核融合反応の際に生じるヘリウム(He)である。He は発生直後においては α 粒子として高エネルギーを有し、自己加熱という極めて重要な役割を果たすが、エネルギーを失った後は他の不純物原子と同様に He 灰としてプラズマに悪影響を及ぼす。後者は主に炉を構成する材料やその表面からもたらされるもの、または、意図的に加えられるものがある。具体的には、真空容器内に潜在的に存在する酸素や水、第一壁の表面のコーティング材として用いられるボロン、ベリリウムなどがある。また、第一壁やダイバータチャンバを構成する、炭素、鉄、チタン、モリブデンやタングステン等が考えられる。このように、核融合炉の中には低電価数のものから高電荷数のものまで幅広い原子価の不純物が複数種存在しうる。

主プラズマ中に不純物が混入することによるプラズマへの影響は大きく分けて次の 3 つがある。

- ・非完全電離イオンからの線スペクトル放射損失
- ・実効電荷の増大による制動放射損失
- ・不純物から放出された電子の増加による燃料イオンの希釈

不純物は電離する際の 1 原子当たりの電子放出数が燃料原子よりも多いため、不純物がプラズマ中に混入すると、プラズマ中に電子を大量に供給する。その結果、電子密度よりも燃料イオン密度が下がるため、不純物密度が多くなり、必然的に燃料密度が下がり、核融合反応率が減少する。

4.1.5. 核融合炉における不純物を用いた熱負荷軽減法

ダイバータ設計における最大の問題の一つは、プラズマ加熱出力をどのように処理するかである。今後、本格的な α 加熱が行われるようになることが予想される一方で、ダイバータターゲットの最大許容熱負荷は 10 MW m^{-2} 程度であるとされる [26]ため、ダイバータ熱負荷の問題はその重要性を増すことは間違いないといえる。また、原型炉では ITER の 1.5-2 倍以上の熱負荷が予測される [26]ため、ダイバータへの熱負荷は非常に重要な問題の一つとして認識されている。ダイバータ板への熱流束を減らすために現在考案されているものは、周辺プラズマを制御して不純物の原子仮定による放射を利用するもので、大きく 2 つ考案されている。一つは「放射ダイバータ(低温高密度ダイバータ)」であり、もう一つは「放射マントル(遠隔放射冷却)」である。

放射ダイバータとは、ダイバータ領域へのネオンや窒素、アルゴンなどの不純物ガスの入射、及び水素ガスの密度上昇による放射エネルギー増加を利用してダイバータプラズマの温度を下げ、ダイバータ熱負荷を下げる方法である。

一方、放射マントルとは主プラズマ中に不純物を入射し、プラズマ端での放射損失を増大させることで、プラズマ中心部からスクレイプオフ層領域に向かって流れる熱流を放射の形に変換し、ダイバータチャンバや第一壁全体などの広範囲に分散させて、ダイバータ領域に流れる熱流を低減させる手法である。

4.1.6. 密度限界と運転密度

以下の経験則により得られた式で評価されるグリーンワルド密度限界というものがあり、プラズマの閉じ込めを維持出来る限界密度の指標として知られている。

$$n_{\text{GW}}[10^{20}\text{m}^{-3}] = I_{\text{P}}/\pi a_{\text{P}}^2 \quad (4-1)$$

ここで、プラズマ電流(I_{P})は MA 単位で、プラズマ小半径(a_{P})は m 単位である。炉心プラズマ密度はこのグリーンワルド密度限界値を大きく超えることはできないことが実験的にわかっている [49]とされるが、現状の熱効率から核融合発電炉が経済的に許容されるために必要な核融合出力を想定して原型炉を設計するとその運転密度は n_{GW} 以上となりうることが示された [50]。同様に日本 [45]、韓国 [51]、欧州 [52]、ロシア [53]等での原型炉設計研究においても、密度限界以上の設計値となっている。

4.1.5 節で述べたように、ダイバータ熱負荷低減のための不純物入射が原型炉以降の核融合炉において計画されているが、ロシアの設計研究 [53]では不純物入射量増加による熱負荷減少と電子密度増加が確認された。密度分布を高温の中心部にピークさせると同じ核融合出力を低密度で達成できるが、不純物が中心部に侵入しやすくなる。4.1.4 節で述べたように、不純物がプラズマ中心部に侵入すると、侵入した不純物の電離による電子密度増加が懸念される。また、不純物侵入による燃料希薄化が生じ、4.1.1 節で述べた燃料供給が必要となる。この供給された燃料粒子の電離による電子密度増加が懸念される。

4.1.7. 密度分布形状の予測と計測の難点

運転密度と密度限界の観点から燃料密度分布形状は原型炉を含む将来のトカマク型核融合装置において重要な要因の一つである。しかしながら、粒子輸送における乱流輸送に比べて無視できない乱流対流があるため、密度分布形状の予測は容易ではない。乱流対流の局所プラズマパラメータ依存性は著しく変化し、内向き(ピンチ)か外向きかというその対流方向でさえ変化する [54]。

さらに、原型炉やその先のトカマク型核融合発電炉ではこの乱流対流の効果が高まることやブランケットによる十分な燃料供給を考慮した予測機器のための領域が縮小する可能性があることが予想される。

上記から、原型炉と核融合発電炉の概念設計研究における核融合性能と運転パラメータ要求の密度分布形状依存性を調査する必要がある。

4.1.8. 本章の研究目的

本研究の目的は、核融合実用炉実現シナリオにおいて要であり、実用炉に向けた目処を付けることが最終目的である [55]原型炉に関して、密度限界とダイバータ熱負荷に重きを置いた密度分布形状最適化検討を行うことである。

本研究では不純物入射と燃料補給を考慮した原型炉プラズマの密度分布形状変化に対する依存性を調査することを目的とする。JT-60Uの実験によりアルゴン(Ar)入射を想定したHモードプラズマにおける良い閉じ込めの維持に密度の中心部へのピーキングが鍵となることが確認された [56]。Pacher氏らはピンチ速度を考慮し、ネオン(Ne)、Ar、鉄(Fe)、キセノン(Xe)等、入射する不純物の違いによるプラズマ応答の違い等を検討しているが、ピンチ速度に掛かる係数が0と0.5の二種であり、電子密度分形状が固定されている [57]。Putterich氏らは主にXe、クリプトン(Kr)、Ar、Ne、窒素等の不純物に着目し、 10^5 にわたるパラメータスキャンにより不純物濃度許容量などを検討したが、時間変化にあまり注目されていない [58]。G. Giruzzi氏らにより、システムコード、輸送コード、モンテカルロコード等を用いた原型炉の検討がなされ、不純物にArやタングステン(W)を考慮し、Pacher氏らよりも細かくピンチ速度をスキャンしているが、規格化小半径 $\rho > 0.9$ あたりのみに不純物密度がピークするような条件で行われており、最大ピンチ速度と最小ピンチ速度間で、プラズマ中蓄積不純物濃度の変化があまり見られていない [59]。

本研究では統合輸送コードTOTAL(Toroidal Transport Analysis Linkage) [60]を用いて、既存の原型炉の設計値を基に、Ar不純物入射を考慮し、粒子供給による核融合出力一定条件下で密度分布形状変化が運転密度とプラズマの放射損失に与える影響を時間発展と不純物密度径方向分布の観点から検討する。

4.2. 解析手法

4.2.1. TOTAL コード

本研究では、TOTAL(Toroidal Transport Analysis Linkage) [60]コードを用いてプラズマ内の輸送解析を行った。トカマクプラズマにおいて2次元(ヘリカルプラズマでは3次元)の磁場中の力学的平衡解析、及び1次元の熱・粒子輸送を時間発展的に解くことができる1.5次元平衡・輸送コードである。そのフローチャートを図4-1に示す。図4-1の初めの分岐左のTOTAL-Hではヘリカルプラズマ、右のTOTAL-Tではトカマクプラズマの解析を行う。トカマクプラズマにおける磁場中の力学的平衡解析にはAPOLLO code [61]を用いている。

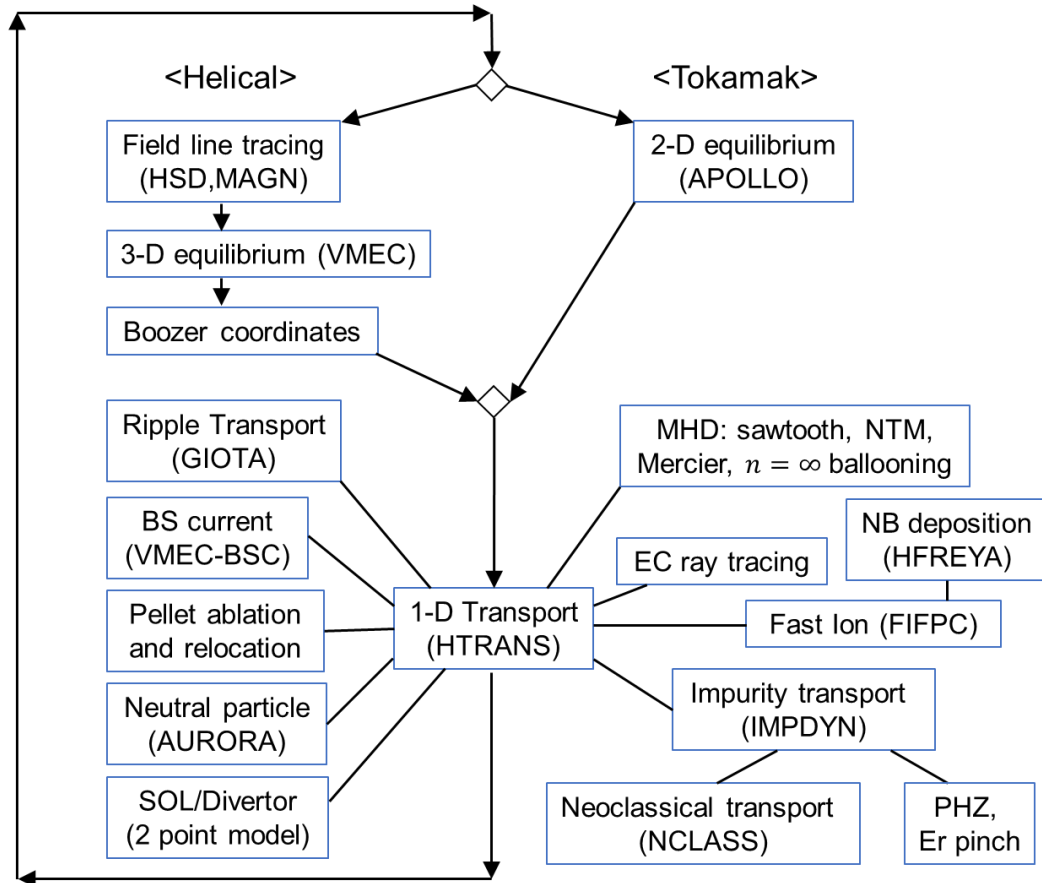


図 4-1 TOTAL コードのフローチャート

TOTAL code では以下の式を用いてコアプラズマの電子密度 n_e 、k番目のイオン密度 n_k 、電子温度 T_e 、イオン温度 T_i を時間発展的に求めている。

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} V' \Gamma = S_k \quad (4-2)$$

$$\sum Z_k n_k = n_e \quad \sum n_k = n_i \quad (4-3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_k T_k}{\partial t} + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \{V' (Q_k + \Gamma_k T_k)\} = P_k \quad (4-4)$$

$$\sum P_k = P_i \quad (4-5)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_e T_e}{\partial t} \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \{V'(Q_e + \Gamma_e T_e)\} = P_e \quad (4-6)$$

$$\Gamma_k = \Gamma_k^{\text{NCs}} + \Gamma_k^{\text{NCa}} + \Gamma_k^{\text{AN}} \quad (4-7)$$

$$\sum Z_k \Gamma_k = \Gamma_e \quad \sum \Gamma_k = \Gamma_i \quad (4-8)$$

$$Q_k = Q_k^{\text{NCs}} + Q_k^{\text{NCa}} + Q_k^{\text{AN}} \quad (4-9)$$

$$Q_e = Q_e^{\text{NCs}} + Q_e^{\text{NCa}} + Q_e^{\text{AN}} \quad (4-10)$$

$$\sum Q_k = Q_i \quad (4-11)$$

$$\Gamma_k^{\text{AN}} = -D_k^{\text{AN}} \langle |\nabla \rho|^2 \rangle \frac{\partial n_k}{\partial \rho} \quad (4-12)$$

$$Q_k^{\text{AN}} = -\chi_k^{\text{AN}} \langle |\nabla \rho|^2 \rangle \frac{\partial T_k}{\partial \rho} \quad (4-13)$$

$$Q_e^{\text{AN}} = -\chi_e^{\text{AN}} \langle |\nabla \rho|^2 \rangle \frac{\partial T_e}{\partial \rho} \quad (4-14)$$

ここで、 ρ は規格化小半径、 V は体積を表し、 $V' = dV/d\rho$ である。 Γ と Q はそれぞれ粒子束と熱流束を表している。添え字のNCsとNCaはそれぞれ新古典輸送の軸対称、非軸対称による寄与を、ANは異常輸送による寄与を表し、これらの和で Γ と Q は決定される。 D と χ はそれぞれ粒子と熱の拡散係数である。 S_k は粒子源でありガスパフや燃料ペレット入射による密度供給等の寄与を考慮している。 P_i と P_e はイオン、電子の加熱パワーから放射損出のパワーを差し引いた正味の加熱パワーである。加熱パワーとしては外部加熱パワーと核融合反応による自己加熱パワーを考慮している。

4.2.2. 輸送モデル(mixed Bohm / Gyro-Bohm model)

プラズマ内粒子・熱輸送過程は新古典輸送と異常輸送に分けられる。

$$\chi = \chi^{\text{NC}} + \chi^{\text{AN}} \quad (4-15)$$

新古典輸送モデルは、粒子軌道やクーロン衝突などの理論に基づいてラーマー運動と磁気ミラーに起因する拡散係数を計算する部分であり、拡散係数のおおよその予測を立てることが可能である。しかし、実験では新古典輸送を大きく超える輸送が観測されることが多々あり、そのため異常輸送として様々なモデルが考えられ、これを加えることで実験値を再現している。本研究ではトカマク型核融合炉装置におけるHモードプラズマへ適応可能なmixed Bohm/Gyro-Bohm model [62], [63]を採用した。また、本研究では、コア領域に対してペDESTAL領域における輸送係数を小さくすることによって、H-modeプラズマを模擬した。

$$\Gamma_k = \Gamma_k^{\text{NC}} - D_k^{\text{AN}} (\partial n_k / \partial \rho) + V_k^{\text{AN}} n_k \quad (4-16)$$

$$V_k^{AN} = -C_p D_k^{AN} (2r/a_p^2) \quad (4-17)$$

ここで、 V_k^{AN} , C_p , a_p , r はそれぞれ、ピンチ速度、無次元係数、プラズマ小半径、有効小半径である。 V_k^{AN} は乱流による内向きピンチに対応する。

<mixed Bohm / Gyro-Bohm model>

mixed Bohm/Gyro-Bohm model は従来の Bohm-like model [64]の式(4-18)に Gyro-Bohm-like model [65]の式(4-19)を加えることで以下のように表される。

$$\chi_B = \alpha_B \frac{|\nabla(T_e n_e)|}{n_e B_t} R q^2 \left(\frac{T_e(0.8\rho_{\max}) - T_e(\rho_{\max})}{T_e(\rho_{\max})} \right) \quad (4-18)$$

$$\chi_{gB} = \alpha_{gB} \sqrt{T_e} \frac{|\nabla T_e|}{B_t^2} \quad (4-19)$$

$$\chi_e^{AN} = 1.0\chi_{gB} + 2.0\chi_B \quad (4-20)$$

$$\chi_i^{AN} = 0.5\chi_{gB} + 4.0\chi_B \quad (4-21)$$

$$D = (0.3 + 0.7\rho) \frac{\chi_e \chi_i}{\chi_e + \chi_i} \quad (4-22)$$

T_e, n_e, R, q, B_t はそれぞれ電子温度(eV)、電子密度(m^{-3})、プラズマ大半径(m)、安全係数、トロイダル磁場強度(T)である。この輸送モデルを用いて JET における L-mode、H-mode プラズマの実験との比較がなされており、 $\alpha_B = 4.0 \times 10^{-5}$ 、 $\alpha_{gB} = 5.0 \times 10^{-6}$ が与えられている [66]。

4.2.3. 指令値と PID 制御

TOTAL code を用いた炉心プラズマの制御シミュレーションでは以下の燃焼制御を行い、核融合出力の調整を行った。

<アルファ加熱フィードバック>

インプットデータにより時間を指定することでアルファ加熱パワーの指令値 P_n^{target} ($n = 1, 2$)により各時間にモニタリングするアルファ加熱 $P_\alpha^{\text{monitor}}$ を決定し、この値と実際のアルファ加熱パワーを比較し、 $P_\alpha^{\text{monitor}}$ に合わせるように粒子供給量と外部加熱入力のフィードバックを行っている。アルファ加熱調整により指定の時間まで線形的に P^{target} を一定にしたい出力値まで増加させ、その後一定出力を達成するようにした。これを次式で示す。

$$P_\alpha^{\text{monitor}} = P_1^{\text{target}} (t/t_1), \quad t \leq t_1, \quad (4-23)$$

$$P_\alpha^{\text{monitor}} = P_1^{\text{target}} + (P_2^{\text{target}} - P_1^{\text{target}}) \left(\frac{t - t_1}{t_2 - t_1} \right), \quad t_1 < t \leq t_2. \quad (4-24)$$

ここで、ある時刻 t に対して、 $t_1 < t_2$ となるような、時刻を指定している。上記の $P_{\alpha}^{\text{monitor}}$ からのフィードバックにより、アルファ加熱調整のための外部粒子束が決定している。

<比例制御(P 制御)>

最も基本的なフィードバック制御法であり、これはある時刻の出力値と指令値との偏差に比例した操作量を返すものである。ある時刻 t における操作量を $u(t)$ 、その時刻の出力値と指令値の偏差を $e(t)$ で表すと操作量は次式となる。

$$u(t) = K_p e(t) \quad (4-25)$$

この比例係数 K_p を比例ゲインという。比例制御では K_p を変化させなければ、出力値に対する操作量は同じであるため、指令値に到達することができないことがある。例え、到達したとしてもその後出力が変化する場合には指令値に追随することが困難となる事がある。このようにして生じる出力値と指令値との偏差を定常偏差、もしくはオフセットとよぶ。

<積分制御(I 制御)>

オフセットを減らすために制御の都度最適の比例ゲインを決定し直すのは困難である。そこで、操作量として次の項を加えたものが積分制御である。

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau \quad (4-26)$$

このようにすることで、偏差の時間積分に対して操作量を変化させ、偏差のある時間が続けば操作量をそれに合わせて変えることが可能となり、指令値に近づけようとする役目を果たす。この係数 K_i を積分ゲインという。また、操作量として $K_i \int_0^t e(\tau) d\tau$ を用いて制御する方法を積分制御とよぶ。そして、比例制御と積分制御を同時に行う制御を PI 制御という。

積分ゲインを変化させることでオフセットを小さくすることができるが、反面オーバーシュートが生じるといった問題がある。また、指令値に到達するまである程度時間がかかるといった特徴がある。

<微分制御(D 制御)>

上記のような PI 制御の問題点を解決するために、もう一つ項を加えて次のような操作量を考える。

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau + K_d \frac{de(t)}{dt} \quad (4-27)$$

この項は、急激な出力変動が起きた場合に、その変化の大きさに比例した操作量を与えることで、その変化を防ぐ役目を果たす。この係数 K_d を微分ゲインという。また、操作量として $K_d (de(t)/dt)$ を用い

て制御する方法を微分制御とよび、比例制御、積分制御及び微分制御を同時に行う制御を PID 制御という。

PID 制御ではそれぞれのゲインを決定することで、各項の重みを考慮した操作量を返す。このゲインの決定が重要となり、そのためには制御対象の応答を調べる必要がある。各パラメータ(K_p, K_i, K_d)は設計値として制御対象とは独立に与えることができるため、最適な値を我々で決めなければならない。しかし、一般的な制御対象に対して最適なゲインを与える代数的な方法は存在しないため、調整に際して、数値解析や実際の対象に調整器を繋いで試行錯誤的に最適値を得ている。

4.2.4. 高磁場側ペレット入射

本研究では高磁場側からのペレット入射(High Field Side: HFS ペレット入射)を想定して解析を行なった。プラズマ内へ注入し溶発する固体燃料ペレットを再現するモデルはいくつか存在するが、HFS ペレット入射の際に生じる $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによるペレットのアブレーションのズレを再現することはできないため、この溶発モデルにリロケーションモデルを組み込んだモデルを利用し、HFS ペレット入射を再現している。

<ペレット溶発モデル>

溶発モデルとして広く知られている中性ガス遮蔽 (Neutral Gas Shielding: NGS)モデル [67]を用いている。このモデルはペレット表面から溶発したガスがプラズマからペレット方向に流れ込む熱流束を遮蔽することによってペレットの溶発率が減少する、というものであり、ペレット周辺の溶発雲(プラズモイド)を中性粒子からなる理想気体として扱っている。このモデルは実験結果とよく一致することが知られている。

本研究では、半径 $r_p (= 3 \text{ [mm]})$ 、高さ $d_p (= 4 \text{ [mm]})$ の円筒状ペレットを想定する。このペレットの同位体組成は 50:50 とする。ペレット 1 粒に含まれる粒子数 N_p は次式で与えられる。

$$N_p = \pi d_p^3 n_s / 4 \quad (4-28)$$

ここで、 n_s は固体水素の粒子密度であり、 $3.12 \times 10^{28} \text{ [m}^{-3}]$ である。また、 N_p の時間微分は一般的に次のように表される。

$$-dN_p/dt = 5.2 \times 10^{16} n_e^{0.333} T_e^{1.64} r_p^{1.333} M_i^{-0.333} \quad (4-29)$$

ここで、 M_i は燃料粒子の質量数である。上式より r_p を消去し、ペレット入射速度 $V_p = dx/dt$ (x はペレットの進行方向に沿う位置)で両辺を割って次式を得る。

$$-dN_p/dx = 4.38 \times 10^3 N_p^{0.444} n_e^{0.333} T_e^{1.64} M_i^{-0.333} \quad (4-30)$$

ペレット入射速度、ペレットサイズ等の入射条件とコアプラズマ分布をこの式に用いることによってペレットが溶発する位置が決定する。この微分方程式を解くことでペレットのアブレーション分布を得ることができる。

<リロケーションモデル>

HFS より入射したペレットはNGS モデルで想定されているアブレーション位置と比較して、よりプラズマ中心に近い位置での粒子のデポジションが起こる。

ペレットがプラズマ中で溶発する際に形成されたプラズモイド中には荷電粒子が存在する。トカマクプラズマでは磁場の勾配及び磁場の曲率が存在するため、荷電分離が起きる。これにより生じた電場とトロイダル磁場による $E \times B$ ドリフトの効果が大半径方向外側へ働くため、アブレーションの位置がずれると考えられる。この概念図を図 4-2 に示す。

この $E \times B$ ドリフトによるずれをリロケーションモデルによって記述する。アブレーション位置のずれ Δx は次のように表される [68]。

$$\Delta x \sim a_p \delta\psi / \Delta\psi \tag{4-31}$$

$$\Delta\psi = \psi(a) - \psi(0) \sim \int x dx / q(x) \tag{4-32}$$

ここで、 ψ , a_p , q はそれぞれ、ポロイダルフラックス、プラズマ小半径、安全係数である。ポロイダルフラックスの揺動は $\delta\psi$ はスケーリング則として次式で与えられる。

$$\delta\psi = q\beta B_t \left(1 + \frac{qL_c}{a_p}\right)^{-1} a_p^{-1} r_0^2 \delta n (n + \langle \delta n \rangle)^{-1} \tag{4-33}$$

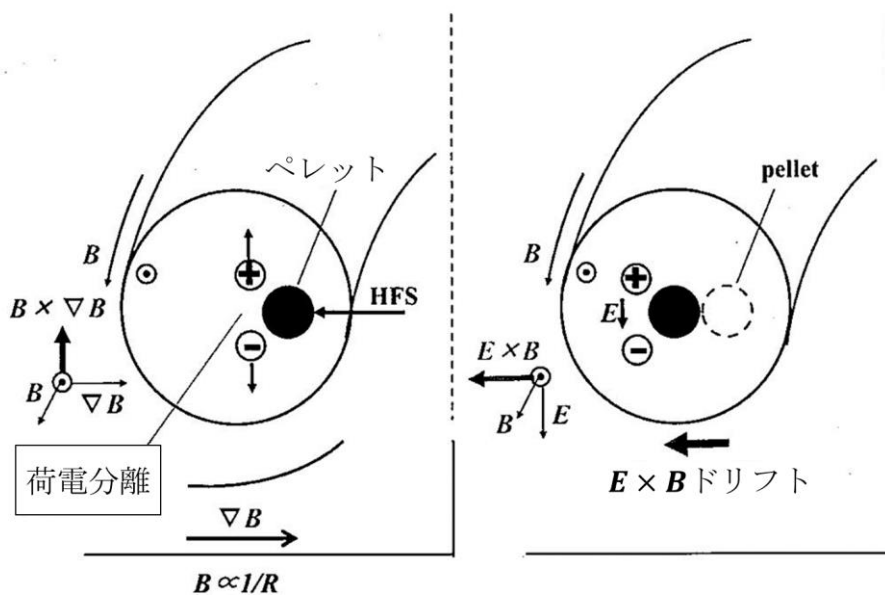


図 4-2 $E \times B$ ドリフトによるペレットのリロケーション

ここで、 β , L_c , r_0 はそれぞれベータ値、プラズモイドを円筒状とした際の高さ及び半径を表す。NGSモデルとリロケーションモデルを組み合わせた密度制御は、ASDEXとDIII-Dの実験結果との比較がなされ、良い結果が得られている。

<リサイクリングの考慮>

ペレット入射を粒子供給法として用いる場合、リサイクリングの考慮が重要となる。すなわち、上記のようにペレット入射によりプラズマ内部に燃料粒子を入射後、アブレーション、リロケーションを経て、核融合反応を起こすが、言うまでもなくその全てが反応するわけではなくその一部はプラズマ表面から排気される。この余剰の燃料は壁と衝突した際にリサイクリングとしてもう一度プラズマ内部に戻る。この過程はペレット入射とは別に扱う必要がある。そのため、ガスパフとしてこの燃料分を外部からの粒子束として計上計上している。

<ガスパフによる燃料及び不純物入射>

ペレット入射にてリサイクリングする燃料粒子や不純物の入射には、ガスパフを用いて輸送計算を行っている。ガスパフではプラズマ表面から粒子を供給するため、ペDESTAL周辺においてピークを持つ密度分布になる。

4.2.5. 高周波加熱

本研究では、外部加熱を加える事でプラズマの温度を上昇させている。TOTALコードでは高周波(Radio Frequency: RF)加熱を用いてプラズマを加熱している。

RF加熱の出力及び電子に対するRF加熱の割合はインプットで与えている。また、RF加熱による加熱密度分布は次式で与えている。

$$f(\rho) = \exp\left(-\left(\frac{\rho - \rho_{\text{res}}}{\rho_w}\right)^2\right) \quad (4-34)$$

ここで、 $f(\rho)$, ρ , ρ_{res} , ρ_w はそれぞれ、加熱密度、規格化小半径、密度分布のピーク位置、密度分布のピーク位置から加熱密度がそのピークの $\exp(-1)$ となる位置までの幅である。本研究では、 $\rho_{\text{res}} = 0$, $\rho_w = 0.6$ とし、イオン加熱と電子加熱を1:3で与えている。

4.3. 密度分布形状検討

式(4-17)の乱流による内向きピンチ(V_k^{AN})の無次元係数 C_p をスキャンすることで電子密度分布形状を変化させた。電子密度分布形状変化によるAr侵入量等運転パラメータ変化を調査する上で V_k^{AN} の扱いと寄与に留意する必要がある。本研究では、Arに関して $V_k^{\text{AN}} = 0$ とした場合(w/o $V_{\text{Ar}}^{\text{AN}}$)と、Arの V_k^{AN} を考慮した場合(w/ $V_{\text{Ar}}^{\text{AN}}$)の2ケースの計算を行った。前者で新古典輸送による電子密度勾配に伴うArの内向きピンチの効果を調べ、後者でそれに乱流によるArのピンチが加わった場合の効果を調べる。

4.3.1. 計算条件

本研究では、表 4-1 に示す原型パラメータを基に計算を行った。式(4-14)から、以下二式を考慮。

$$\chi = \chi^{\text{NC}} + c_{\text{penh}}\chi^{\text{AN}} \quad (4-35)$$

$$\chi = \chi^{\text{NC}} + \chi^{\text{AN}}/f_{\text{enh}} \quad (4-36)$$

式(4-35)から、周辺部で係数 c_{penh} を用いてペDESTALを形成した。式(4-36)から、ペDESTAL内側で係数 f_{enh} を用いて τ_E を調整した。ペDESTAL半径位置は $\rho = 0.95$ とした。

ペレット入射周波数の帰還制御により P_α 及び P_{fus} を制御した。時刻 80 秒まで P_α を 0 MW より定格値である 291 MW まで線形的に増加させ、その後出力一定となるようにした。 P_{RF} も P_α と同様に 80 秒まで、0 MW から 83.7 MW となるよう線形的に立ち上げ、その後一定とした。本研究では放射損失の内、シンクロトロン放射は無視した。

D, T, He に対してはリサイクリングを考慮し、 $D^{\text{AN}} = \chi^{\text{AN}}$ とした。一方、不純物に関してリサイクリングは考慮しなかった。文献 [26]よりイオン温度、電子温度及び密度の境界条件をそれぞれ、 $T_i(1) = T_i^{\text{surf}} = 350$ eV, $T_e(1) = T_e^{\text{surf}} = 740$ eV, $n_e(1) = n_e^{\text{surf}} = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とした。不純物 Ar 入射を 450 秒より行った。文献 [26]よりプラズマ表面の Ar 濃度を $c_{\text{Ar}}^{\text{surf}} = n_{\text{Ar}}(1)/n_e(1) = n_{\text{Ar}}^{\text{surf}}/n_e^{\text{surf}} \approx 0.5\%$ 一定とするため、Ar 入射率を $\phi_{\text{Ar}} \approx 4 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ とした。w/o $V_{\text{Ar}}^{\text{AN}}$ での $C_p = 0.1$ (式(4-17))の P_{RF} 、 P_α 、 P_{fus} 、 P_α 及び P_{fus} の指令値の時間変化を図 4-3 に示す。Ar 入射前に定常状態となっていることを確認した。

表 4-1 原型炉パラメータ [45]

パラメータ	値
プラズマ大半径 [m]	R_p 8.50
プラズマ小半径 [m]	a_p 2.42
95%ポロイダル磁束面上楕円度 κ_{95}	1.65
95%ポロイダル磁束面上三角度 δ_{95}	0.33
トロイダル磁場 [T]	B_T 5.94
プラズマ電流 [MA]	I_p 12.3
核融合出力 [MW]	P_{fus} 1462
α 加熱パワー [MW]	P_α 291
補助加熱パワー [MW]	P_{RF} 83.7
体積平均電子密度 $[10^{20} \text{ m}^{-3}]$	$\langle n_e \rangle$ 0.66
閉じ込め改善度 (98y2)	HH_{98y2} 1.13
規格化ベータ値	β_N 3.4

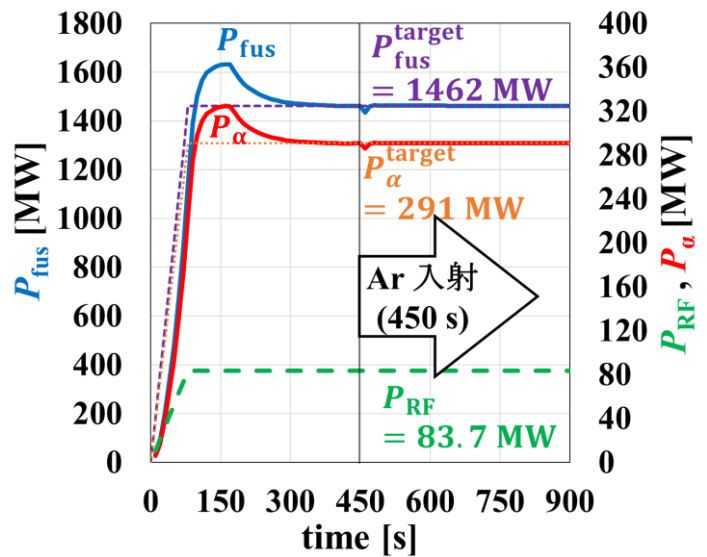


図 4-3 $C_p = 0.1$ (111 ページ式(4-17))の P_{RF} 、 P_α 、 P_{fus} 、 P_α 及び P_{fus} の指令値の時間変化。各指令値は文献 [45]を参考。

4.3.2. 計算結果#1(w/o V_{Ar}^{AN})

図 4-4 に Ar 入射前の定常状態(440 秒時点)の $n_e(\rho)$ 径方向分布、 $T_e(\rho)$ 径方向分布、 $T_i(\rho)$ 径方向分布を示す。中心密度は形状(中心部ピークまたはブロード)に関わらず、近い値となった。中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、ブロードな $n_e(\rho)$ (低 C_p)よりも、ペDESTAL密度が低い一方でペDESTAL温度が高くなった。 $C_p = 0.2 - 0.8$ において、電子の中心温度変化はイオンの中心温度よりも比較的小さくなった。

プラズマ全体で、中心部にピークした密度分布形状(高 C_p)程、ブロードな $n_e(\rho)$ (低 C_p)よりもイオン温度は高く、電子密度が低い結果となった。Ar 入射前においては、同じ核融合出力(P_{fus})の目標値に対して、ピークした電子密度分布形状の方が低い体積平均電子密度($\langle n_e \rangle$)で達成出来ることが確認出来た。

文献 [69]によればペDESTAL部の密度(n_e^{ped} 、本研究における $n_e(0.95)$)は n_{GW} を超える事は出来ないと報告されている。図 4-4(a)から、 $C_p \geq 0.6$ において、 $n_e^{ped} < n_{GW}$ を満たした。

図 4-5 に w/o V_{Ar}^{AN} における $\langle n_e \rangle$, Ar の体積平均密度($\langle n_{Ar} \rangle$)、放射損失パワー(P_{rad})、燃料イオンの体積平均密度($\langle n_i \rangle$)の時間発展を示す。図 4-5(a)より、Ar 入射前は、中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、低 $\langle n_e \rangle$ で目標 P_{fus} を達成できることが時間発展からも示された。しかし $C_p = 1.2$ においても $\langle n_e \rangle > n_{GW}$ となった。

図 4-5(b)より、Ar 入射後は中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、Ar の侵入量が増加し、それに伴い図 4-5(c)に示される P_{rad} が増加する結果となった。図 4-5(a)より、Ar 入射後定常状態(1800 秒時点)の入射前定常状態(450 秒時点)に対する $\langle n_e \rangle$ 増加量が、中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程大きい事が確認できる。この高 C_p における比較的顕著な $\langle n_e \rangle$ 増加は、図 4-5(b)に示される侵入する Ar の増加とその Ar の電離による電子放出が大きく寄与していると解釈出来る。また、図 4-5(c)から $C_p \geq 1.0$ で高 C_p 程高 P_{rad} となっており、 T_i が低下するため、目標 P_{fus} を保つために図 4-5(d)に示されるように、 $C_p \geq 1.0$ で $\langle n_i \rangle$ が増加している。この入射燃料イオンの電離による寄与がもう一つの寄与と解釈出来る。

Ar 入射前後で変わらず、最もブロードな $n_e(\rho)$ ($C_p = 0.2$)が最大の $\langle n_e \rangle$ を持つ結果となった。また、中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、ブロードな $n_e(\rho)$ (低 C_p)に対して、Ar 入射後から定常状態になるまでに時間を要する結果となった。

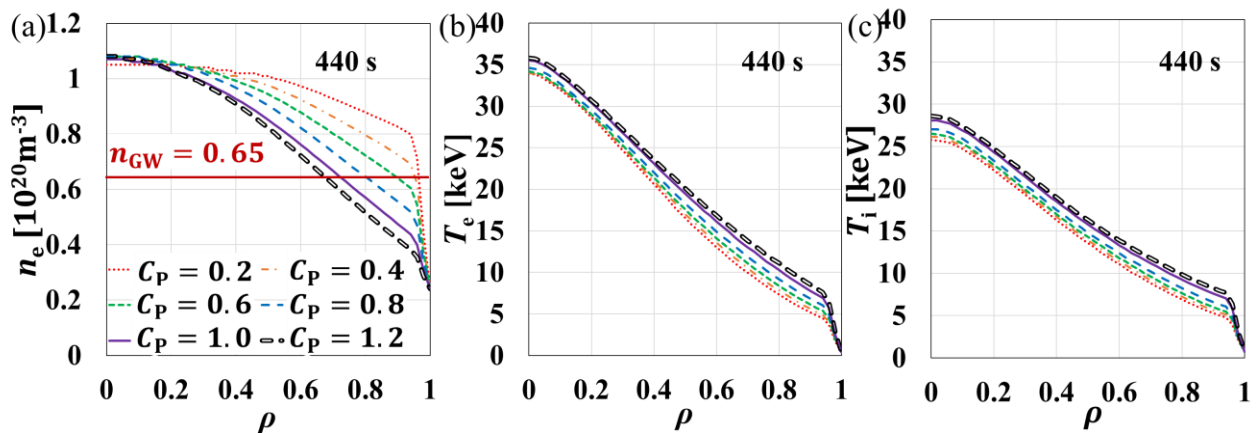


図 4-4 Ar 入射前(440 秒時点)の定常状態の(a) n_e 、(b) T_e 、(c) T_i それぞれの径方向分布。

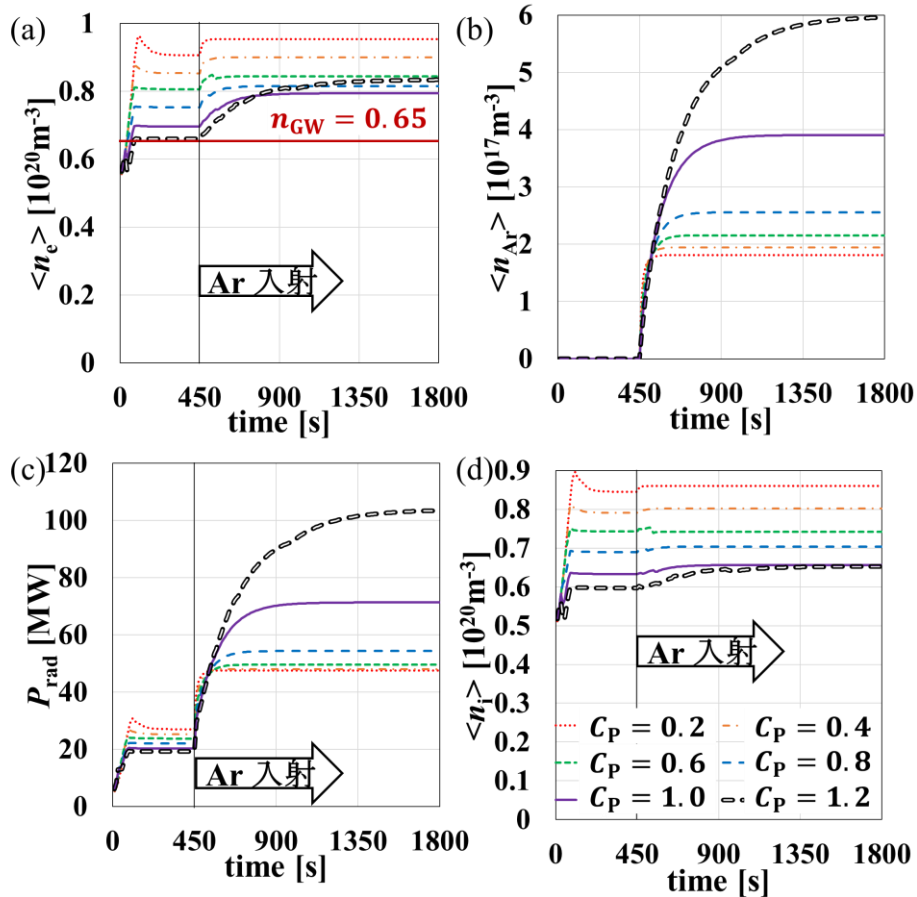


図 4-5 w/o V_{Ar}^{AN} における(a) $\langle n_e \rangle$ 、(b)Ar の体積平均密度($\langle n_{Ar} \rangle$)、(c)放射損失パワー(P_{rad})、(d) 燃料イオンの体積平均密度($\langle n_i \rangle$)の時間発展。

図 4-6 に w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後の定常状態(1800 秒時点)の完全電離 Ar 密度径方向分布 ($n_{Ar^{18+}}(\rho)$)、非完全電離 Ar 合計密度径方向分布($n_{Ar^{17+ \sim 1+}}(\rho)$)、 $n_e(\rho)$ 、 P_{rad} の体積密度($P_{rad}^{den}(\rho)$)径方向分布を示す。図 4-6(a)から、 $n_{Ar^{18+}}(\rho)$ は、 $C_p \leq 0.4$ で周辺部にピークした凹状分布となり、 $C_p = 0.6$ で比較的一様な分布となり、 $C_p \geq 0.8$ で中心にピークした凸状となった。図 4-6(b)から、非完全電離の Ar は周辺部にしか存在せず、最大でも完全電離 Ar 密度よりも一桁小さい程度の密度しか存在しない結果となった。図 4-6(c)から $n_e(\rho)$ は、 $n_{Ar^{18+}}(\rho)$ の影響を受け、 $n_{Ar^{18+}}(\rho)$ が中心部にピークした凸状分布の高 C_p 程、Ar 入射前(図 4-4(a))に対する変化が顕著となった。 $n_{Ar^{18+}}(\rho)$ が周辺部にピークした凹状分布の低 C_p 程、Ar 入射前(図 4-4(a))に対して、周辺部の n_e に増加が見られた。

図 4-6(d)から、 P_{rad} 体積密度(P_{rad}^{den})は高 C_p 程中心部で高い値を取った。 $0.95 < \rho < 1$ の範囲の全 C_p で見られる急増部分は、 $n_{Ar^{17+ \sim 1+}}(\rho)$ の分布に起因する線スペクトル放射の寄与と考える。一方の $\rho \leq 0.95$ で見られる凸状分布は主に $n_{Ar^{18+}}$ による制動放射の寄与と考える。

図 4-6(c)から、Ar 入射後定常状態においても $C_p \geq 0.6$ で、 $n_e^{ped} < n_{GW}$ を満たした。

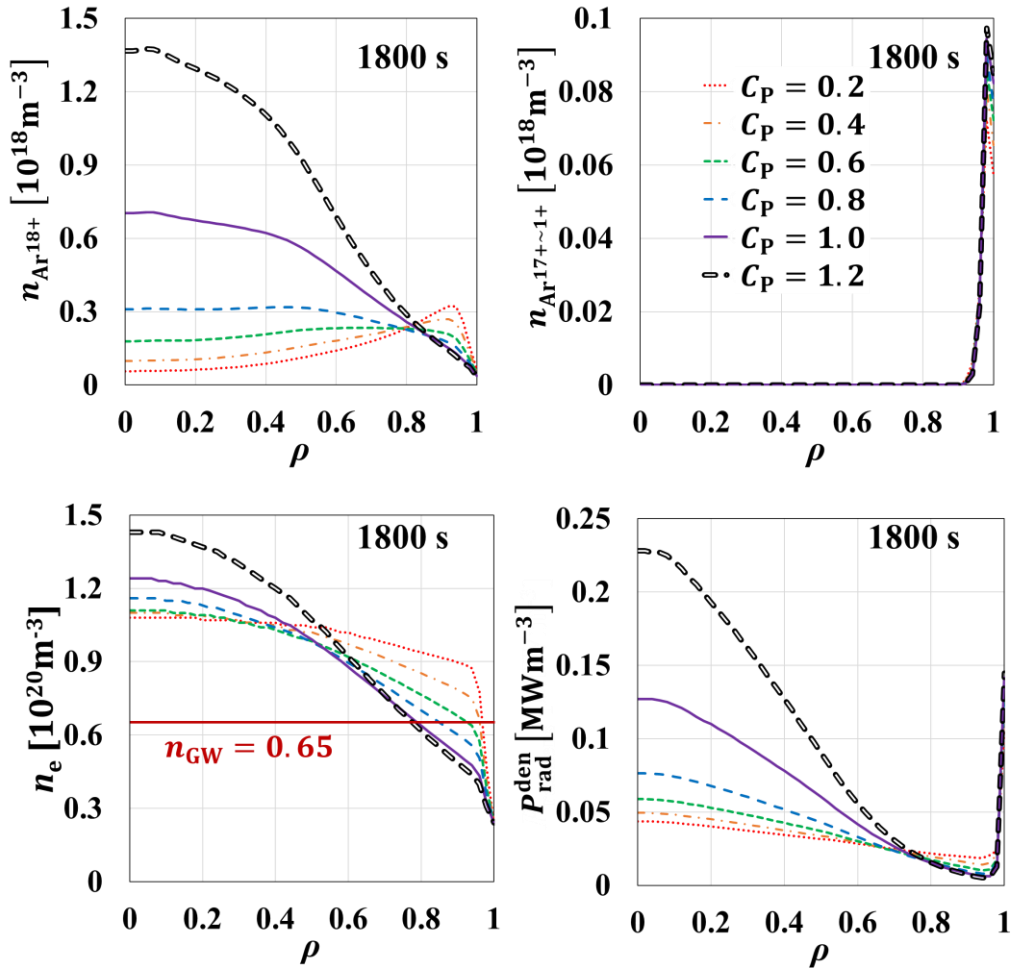


図 4-6 w/o V_{Ar}^{AN} での Ar 入射後の定常状態(1800 秒時点)の(a)完全電離 Ar 密度($n_{Ar^{18+}}$)、(b)非完全電離 Ar 合計密度($n_{Ar^{17+~1+}}$)、(c) n_e 、(d) P_{rad} の体積密度(P_{rad}^{den})、それぞれの径方向分布。

図 4-7(a)に w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射前後定常状態の密度ピーキングファクター($n_e(0)/\langle n_e \rangle$)の C_p 依存性を示す。 C_p 変化により、密度分布形状の指標の一つである $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ が変化していることを確認できた。 $C_p < 0.9$ において、Ar 入射後(1800 秒)、 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ が Ar 入射前(440 秒)よりも低下しており、分布形状がより、ブロードになったと解釈出来る。他方、 $C_p \geq 0.9$ において、Ar 入射後の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 増加が確認でき、分布形状がより、中心部にピークしたと解釈出来る。

図 4-7(b)に w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射前定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、 $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を示す。Ar 入射前(440 秒)の $\langle n_e \rangle$ は $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 増加に伴い単調減少するのに対し、Ar 入射後(1800 秒)の $\langle n_e \rangle$ は $n_e(0)/\langle n_e \rangle \sim 1.6$ で最小値($0.794 \times 10^{20} m^{-3}$)を持った。 $\langle n_{Ar} \rangle$ は $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 増加に伴い、大方単調増加し、高 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 程、増加量が大きくなるような結果となった。

ダイバータプレートへの熱負荷の観点からセパトトリクスを通過する熱出力及びそれに関する物理量を評価する。図 4-7(c)に w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後定常状態のセパトトリクス通過熱出力($P_{sep} = P_\alpha + P_{RF} - P_{rad}$)、LモードHモード遷移閾値(P_{LH})、 P_{rad} 、制動放射パワー(P_{brm})、線スペクトル放射パワー(P_{lin})の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を示す。 P_{brm} が図 4-7(b)に示す $\langle n_{Ar} \rangle$ 単調増加と似たような $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を持ち、 P_{lin} の値及び $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性が比較的低いことから、 P_{rad} は P_{brm} の変化に大きく影響されると考える。

電子密度を程よく中心部にピーキングさせることで、運転密度($\langle n_e \rangle$)低下及び、ダイバータ熱負荷(P_{sep})低減への寄与が期待出来ることを示した。Hモードを維持するためには P_{LH} より高い P_{sep} が必要となる。 P_{LH} は以下の式を用いた [70]。ここで \bar{n}_e は線平均電子密度である。

$$P_{LH} = 2.15(\bar{n}_e/10^{20})B_T^{0.772}a_p^{0.975}R_P^{0.999} \quad (4-37)$$

図 4-7(c)から、本研究における P_{rad} は閉じ込めを悪化させない範囲であることを確認した。

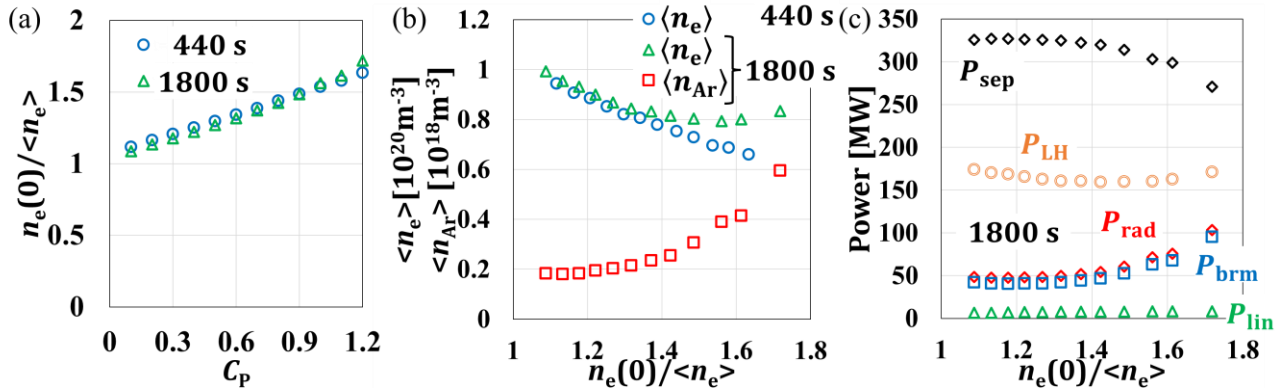


図 4-7 w/o V_{Ar}^{AN} における(a) Ar 入射前後定常状態の密度ピーキングファクター($n_e(0)/\langle n_e \rangle$)の C_p 依存性。(b) Ar 入射前定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、Ar 入射後定常状態の $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性。(c) Ar 入射後定常状態のセパトリクス通過熱出力($P_{sep} = P_\alpha + P_{RF} - P_{rad}$)、LモードHモード遷移閾値(P_{LH})、 P_{rad} 、制動放射パワー(P_{brm})、線スペクトル放射パワー(P_{lin})の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性。

本節で、 $n_e(\rho)$ 形状変化による Ar 侵入の定性的定量的変化を調査するため Ar に関して $V_k^{AN} = 0$ とした計算を行った。次節では乱流による Ar のピンチが加わった場合の効果調べる。

4.3.3. 計算結果#2 (w/ V_{Ar}^{AN})

図 4-9 に w/ V_{Ar}^{AN} における $\langle n_e \rangle$ 、 $\langle n_{Ar} \rangle$ 、 P_{rad} 、 $\langle n_i \rangle$ の時間発展を示す。図 4-9 (a)より、w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-5(a))同様に Ar 入射前は中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、低 $\langle n_e \rangle$ で目標 P_{fus} を達成した。

図 4-9 (b),(c)より、w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-5(b),(c))同様に Ar 入射後は中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、Ar の侵入量が増加し、それに伴い P_{rad} が増加した。高 C_p 程侵入 Ar の電離が増加し、Ar 入射後定常状態(1800 秒時点)の入射前定常状態(450 秒時点)に対する $\langle n_e \rangle$ 増加量が増加した。また、図 4-9 (d)から全 C_p で Ar 入射後概ね $\langle n_i \rangle$ が増加した。Ar 入射後の P_{rad} 増加により T_i が低下するためであると考えられる。

w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-5)同様に Ar 入射前後で変わらず、最もブロードな $n_e(\rho)$ ($C_p = 0.2$)が $\langle n_e \rangle$ 最大となった。また、中心部にピークした $n_e(\rho)$ (高 C_p)程、ブロードな $n_e(\rho)$ (低 C_p)に対して、Ar 入射後から定常状態になるまでに時間を要する結果となった。

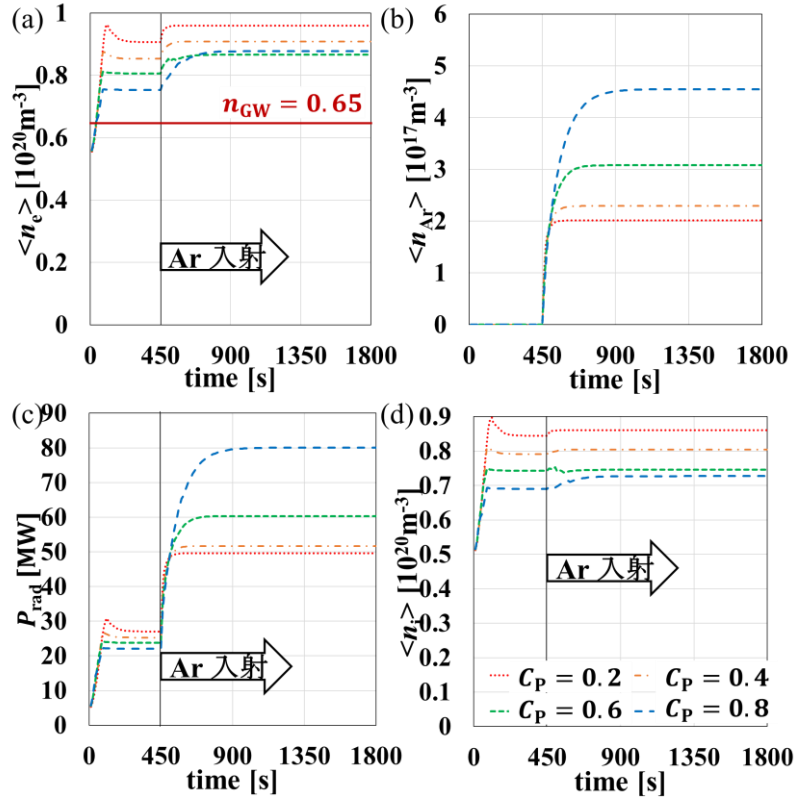


図 4-9 w/ V_{Ar}^{AN} における(a) $\langle n_e \rangle$ 、(b) $\langle n_{Ar} \rangle$ 、(c) P_{rad} 、(d) $\langle n_i \rangle$ の時間発展。

図 4-8 に w/ V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後の定常状態(1800 秒時点)の $n_{Ar^{18+}}(\rho)$ 、 $n_e(\rho)$ 、 $P_{rad}^{den}(\rho)$ を示す。図 4-8(a)より w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-6(a))同様、 $n_{Ar^{18+}}(\rho)$ は C_P の増加に伴い、凹状($C_P \leq 0.4$)、概ね一様($C_P = 0.6$)、凸状($C_P = 0.8$)と変化した。 C_P の増加に伴い $n_{Ar^{18+}}(0)$ が増加し、その影響を受け $n_e(0)$ が増加した(図 4-8(b))。

C_P の増加による $n_{Ar^{18+}}(0)$ の増加に伴い $P_{rad}^{den}(0)$ が増加した。 $P_{rad}^{den}(\rho)$ の周辺部の増加は w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-6(d))同様、非完全電離 Ar イオンによる線スペクトル放射による寄与と考え、 $\rho \leq 0.95$ で見られる凸状分布は主に $n_{Ar^{18+}}$ による制動放射の寄与と考える。

図 4-8 (c)から、w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-6(c))同様 $C_P \geq 0.6$ で、 $n_e^{ped} < n_{GW}$ を満たした。

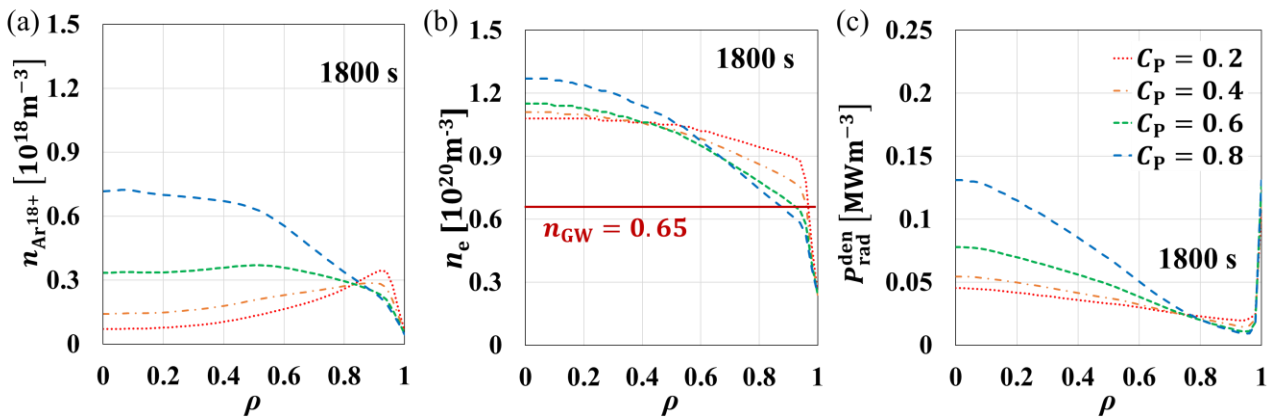


図 4-8 w/ V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後の定常状態(1800 秒時点)の(a) $n_{Ar^{18+}}$ 、(b) n_e 、(c) P_{rad}^{den} それぞれの径方向分布。

図 4-10(a)に w/ V_{Ar}^{AN} での Ar 入射前後双方の定常状態の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ の C_p 依存性を示す。 $C_p < 0.8$ において、Ar 入射後(1800 秒)、 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ が Ar 入射前(440 秒)よりも低下しており、分布形状がより、ブロードになったと解釈出来る。他方、 $C_p \geq 0.9$ において、Ar 入射後の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 増加が確認でき、分布形状がより、中心部にピークしたと解釈出来る。

図 4-10(b)に Ar 入射前定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、 $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を示す。w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-7 (b))同様、 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ の増加に伴い Ar 入射前(440 秒)の $\langle n_e \rangle$ は単調減少し、 $\langle n_{Ar} \rangle$ は加速度的に増加した。 $\langle n_{Ar} \rangle$ の加速度的増加及び $\langle n_e \rangle$ (440 秒)の単調減少により $\langle n_e \rangle$ (1800 秒)は $n_e(0)/\langle n_e \rangle \sim 1.3$ で最小値($0.880 \times 10^{20} m^{-3}$)を持った。

図 4-10 (c)に Ar 入射後定常状態の P_{sep} 、 P_{LH} 、 P_{rad} 、 P_{brm} 、 P_{lin} の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を示す。w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-7 (c))同様、 P_{rad} (大半 P_{brm})が図 4-10 (b)に示す $\langle n_{Ar} \rangle$ のように $(n_e(0)/\langle n_e \rangle)$ の増加に伴い加速度的に増加した。 P_{LH} (式(4-37))より高い P_{sep} が得られたため、w/o V_{Ar}^{AN} (図 4-7 (c))同様、 P_{rad} は高閉じ込め状態が維持出来る範囲であることが期待出来る。

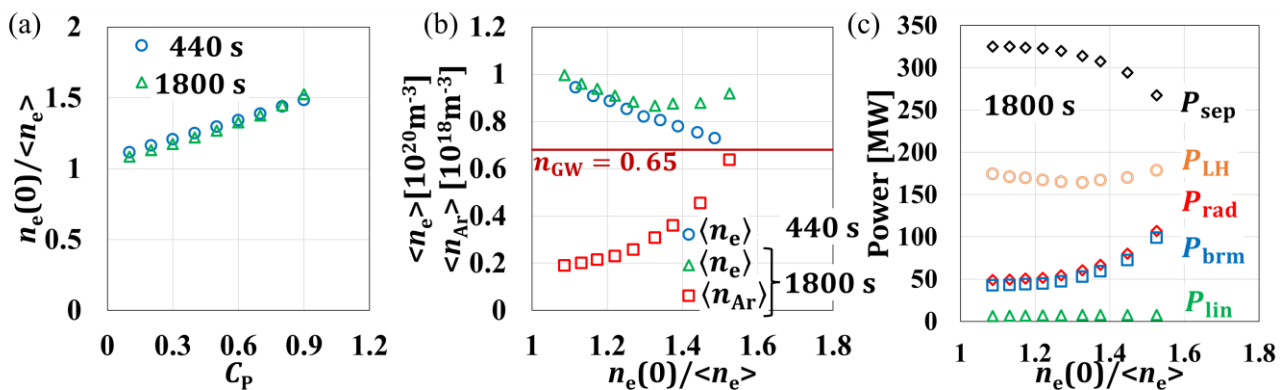


図 4-10 w/ V_{Ar}^{AN} における(a) Ar 入射前後定常状態の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ の C_p 依存性。(b) Ar 入射前定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、Ar 入射後定常状態の $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性。(c) Ar 入射後定常状態の P_{sep} 、 P_{LH} 、 P_{rad} 、 P_{brm} 、 P_{lin} の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性。

本節では、 $n_e(\rho)$ 形状変化による輸送のみでなく、Ar に関する乱流による内向きピンチによる効果も加えた計算を行った。次節では、Ar に関する乱流による内向きピンチの有無を比較し内向きピンチによる効果の定性的定量的評価を行い、密度限界の観点における実現可能性に対する密度分布形状の寄与を検討する

4.3.4. 計算結果#3 (w/ V_{Ar}^{AN} と w/o V_{Ar}^{AN} の比較)

図 4-11(a)に w/ V_{Ar}^{AN} 及び w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、 P_{sep} に対する P_{LH} の割合(P_{LH}/P_{sep})、及び $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を示す。w V_{Ar}^{AN} は w/o V_{Ar}^{AN} よりも $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性が強く最小 $\langle n_e \rangle$ が低 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 側にシフトした。w V_{Ar}^{AN} における $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 増加に伴う増加量が大きいいため P_{rad} の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性及び P_{LH}/P_{sep} の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性が大きくなったと考える。w V_{Ar}^{AN} 及び w/o V_{Ar}^{AN} いずれも全 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ (あるいは全 C_p)において $P_{sep} > P_{LH}$ であり、最小 $\langle n_e \rangle$ は最大値の 8 割程度だった。

図 4-11(b)と同じ C_p における Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、 P_{LH}/P_{sep} 、及び $\langle n_{Ar} \rangle$ の w/o V_{Ar}^{AN} における各物理量に対する w/ V_{Ar}^{AN} における各物理量の比(w/ V_{Ar}^{AN} による増倍)を示す。各物理量は高 $\{n_e(0)/\langle n_e \rangle\}_{AVE}$ (あるいは高 C_p)程 w V_{Ar}^{AN} による増加が顕著になった。w V_{Ar}^{AN} により $\langle n_{Ar} \rangle$ が最大 2 倍程度増加している一方、 $\langle n_e \rangle$ は最大 1.2 倍程、 P_{LH}/P_{sep} は最大 1.4 倍程で w V_{Ar}^{AN} による増加は比較的小さかった。

図 4-11(c)に w/ V_{Ar}^{AN} 及び w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後定常状態の \bar{n}_e 、及び n_e^{ped} の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性を示す。 \bar{n}_e の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性は $\langle n_e \rangle$ 同様で $\bar{n}_e = 1.5n_{GW}$ 近傍で 1 割増減する一方、 $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 増加に伴い n_e^{ped} は単調減少し $n_e(0)/\langle n_e \rangle \sim 1.3$ 程で $n_e^{ped} < 1n_{GW}$ となった。ペレット入射により $\bar{n}_e = 1.5n_{GW}$ 及び $\bar{n}_e = 2n_{GW}$ を達成したが $n_e^{ped} > 1n_{GW}$ は達成できていないことが報告されており [69]、この密度限界の観点から $n_e(0)/\langle n_e \rangle \geq 1.3$ で高い実現可能性が期待出来る。

また、実験結果を用いた密度ピーキングのスケージングに関する先行研究により $n_e(0.2)/\langle n_e \rangle \sim 2.0$ の達成が確認出来 [71]、本研究において提案する最適な密度分布形状($n_e(0)/\langle n_e \rangle \geq 1.3$)が実現可能なものであることが期待出来る。

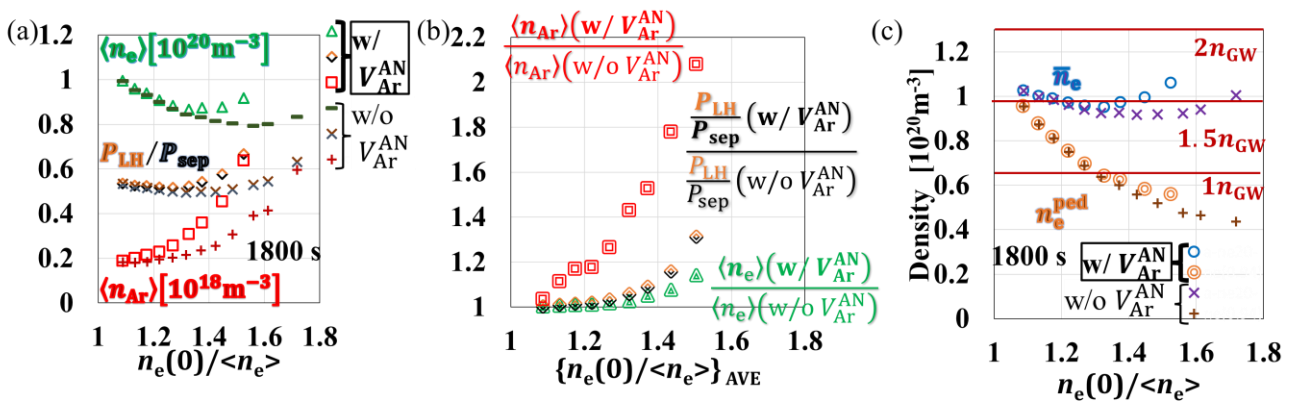


図 4-11 (a) w/ V_{Ar}^{AN} 及び w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、 P_{sep} に対する P_{LH} の割合(P_{LH}/P_{sep})、及び $\langle n_{Ar} \rangle$ の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性。(b)同じ C_p における Ar 入射後定常状態の $\langle n_e \rangle$ 、 P_{LH}/P_{sep} 、及び $\langle n_{Ar} \rangle$ の w/o V_{Ar}^{AN} における各物理量に対する w/ V_{Ar}^{AN} における各物理量の比(w/ V_{Ar}^{AN} による増倍)。横軸は同じ C_p 同士の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 平均値($\{n_e(0)/\langle n_e \rangle\}_{AVE}$)。 (c) w/ V_{Ar}^{AN} 及び w/o V_{Ar}^{AN} における Ar 入射後定常状態の \bar{n}_e 、及び n_e^{ped} の $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ 依存性。

4.4. 原型炉における電子密度分布形状検討に関する研究の総括

本研究では、実用炉に向けた目処を付けることが原型炉の最終目的であり [55]、核融合実用炉実現シナリオにおいて要となる原型炉に関して、密度限界とダイバータ熱負荷に重きを置いた密度分布形状最適化検討を行った。

現状の原型炉設計において十分な発電を想定すると運転密度が密度限界を超えた設計値が一般的となりつつあり、その実現可能性が危惧されている。一方十分な発電を想定した核融合出力を想定するとダイバータを代表とするプラズマ対向材の熱負荷の大きさが懸念され、不純物入射による熱負荷低減が計画されている。燃料密度分布形状を中心ピークにすることで、要求核融合出力への要求運転密度減少が期待出来るが、燃料密度分布を中心ピークさせるとプラズマ中心部への不純物蓄積量増加も誘発する。

本研究では熱粒子輸送及びその時間発展を評価出来る統合輸送コード TOTAL(Toroidal Transport Analysis Linkage) [60]を用いて、既存の原型炉の設計値を基に、不純物入射を考慮し、粒子供給による核融合出力一定条件下で現状の原型炉設計で前提となりつつある密度限界を超えた運転密度の実現可能性と、運転パラメータの密度分布形状依存性を検討した。不純物にはアルゴン(Ar)を想定した。原型炉のダイバータシミュレーション結果を、密度と温度と不純物の境界条件に用いた。運転密度分布形状は仮定した乱流による内向きピンチの大きさを変えてスキャンした。本研究では二種類の計算を行った。一つ目は密度分布形状変化による Ar 侵入量等の運転パラメータの定性的定量的検討のため、Ar に関して乱流による内向きピンチを考慮しない計算(計算結果#1)であり、もう一つは Ar の乱流による内向きピンチを加えた計算(計算結果#2)である。

Ar 入射前は、密度分布形状がピーキングしている程、低い運転密度で同じ核融合出力が得られる事が確認出来た。Ar の乱流による内向きピンチを考慮せずに、密度分布形状を検討した結果(計算結果#1)、Ar 入射後、密度分布形状が中心部にピーキングしている程 Ar がプラズマ中心部まで侵入するため Ar 入射開始後定常状態となるまでに時間を要し、入射前定常状態よりも電子密度分布が中心部にピーキングした。電子密度分布が中心部にピーキングし、プラズマへの Ar 侵入量が増加する程、放射損失が増加する一方で、Ar 入射後定常状態の運転密度はあるピーク具合に対し最小値を取った。Ar の乱流による内向きピンチを考慮した結果(計算結果#2)、Ar の侵入量が増加したが、運転パラメータの密度分布形状の定性的依存性は計算結果#1 と概ね同じになった。

Ar の乱流による内向きピンチの有無で運転パラメータを比較すると、内向きピンチ導入により Ar 侵入量が最大 2 倍程増加する一方、運転密度増加量は最大 1.2 倍程だった。本研究における放射損失の大きさは高閉じ込め状態の維持が期待出来る範囲であることを確認した。

本研究により、燃料供給による一定核融合出力条件下の Ar 入射状況において、高閉じ込め状態が維持出来る範囲で密度分布形状を中心ピークさせることで達成可能性が高い線平均電子密度範囲内のペDESTAL部電子密度減少により密度限界の観点で実現可能性向上が期待出来ることを示した。

原型炉プラズマ密度分布形状検討研究の今後の課題

本研究で示した原型炉運転パラメータに対する密度分布形状依存性は Ar の乱流による内向きピンチ有無の比較(4.3.4 節)からも示されるように Ar の侵入量に大きく依存する。そのため、Ar 濃度境界条件等に対する依存性検討の余地がある。

本研究で示したセパトリクス通過熱出力やプラズマ表面不純物濃度等の整合性を、スクレイプオフ層及びダイバータ領域の観点から検討する余地がある。一次元スラブモデルやダイバータ二点モデルを用いてスクレイプオフ層及びダイバータ領域の熱流束等の評価を検討することが出来る。また、システムコードで利用出来ることを想定した、スクレイプオフ層及びダイバータ領域からの放射パワーに関する評価式を作成することも課題の一つとして考える。

第5章 本研究の総括及び今後の課題

5.1. 本研究の総括

ITER 建設以降実用炉実現に向けたシナリオとして原型炉とその補間のための中性子源を建設する案がある。核融合実用炉実現シナリオの要である原型炉及び ITER と原型炉の補間を担う可能性がある中性子源の設計の物理的・工学的最適化研究は実用炉実現可能性向上のために必要である。初めに原型炉より早期建設の可能性のある一方殆ど行われていない**(1)中性子源の経済性評価(第2章)**を行った。次に中性子源及び原型炉設計最適化利用を想定した**(2)自発電流割合評価式作成(第3章)**を行った。第三に現状の原型炉プラズマ設計において前提となりつつある**(3)密度限界を超えた原型炉運転密度の実現可能性検討及びその最適化(第4章)**を行った。

① 第2章システムコード PEC による核種変換のための核融合中性子源の経済性評価

本研究で核融合実用炉実現シナリオにおいて原型炉より早期建設の可能性のある一方殆ど行われていない小型中性子源に関する経済性評価及び経済的最適な設計値の検討を行った。本研究では、システムコードを用いて、超ウラン元素の核種変換を目的としたトカマク型小型中性子源の経済性を検討した。常伝導コイル装置及び超伝導コイル装置を想定した。常伝導装置ではコイルの抵抗損失が懸念されるが、コイル分解可能性からそのコイルに包まれた位置にある真空容器内機器の保守点検が容易となるため、比較的高い稼働率が得られることが期待出来る。他方超伝導装置ではコイルが分解出来ないため、真空容器内機器保守点検の難度から稼働率が低下する懸念があるが、コイルの抵抗損失が無いため、電力の観点から経済的なことが期待出来る。先行研究に超伝導装置及び常伝導装置それぞれの設計例があるが、定性的、また、定量的な比較がなされていなかった。また、工学設計及び物理設計の要となる物理量の一つのプラズマアスペクト比(プラズマ大半径に対するプラズマ小半径の比)はそれら設計例で固定値とされ、その系統的なスキャンは行われていなかった。そこで、常伝導装置及び超伝導装置に対してシステムコードを用いてプラズマアスペクト比に重きを置いたパラメータスキャンを行った。核反応検討及び中性子計算は行わず既存の核設計を加味した小型中性子源設計に関する研究結果の設計値をいくつか参考にすることで実効増倍率や核発熱がその参考にした装置と同程度になると仮定した。

経済性評価#1:

手始めに常伝導装置のみに対し、装置中心にセンターポストを置き、中心ソレノイドを配置しない球状トカマク型の D 型垂直断面設計を持つ中性子源を想定し、その経済性を検討した。プラズマアスペクト比及びいくつかの物理パラメータ変化の経済性への影響を調査した。核融合出力と外側第一壁表面積等の設計値を参考設計の数値と合わせた。

パラメータスキャンの結果、プラズマアスペクト比が低すぎると装置中心側径方向に余裕がなくなり、装置中心のセンターポスト断面積が減少した。断面積減少にが主な原因でコイル抵抗損失が増加し、仮定した売電収入が減少し、低プラズマアスペクト比側で経済性の劣化が見られた。その一方で、プラズマアスペクト比を大きくしていくと、プラズマ主半径及び装置規模が肥大化することにより建設費が増加してしまい、高プラズマアスペクト比側でも経済性の劣化が

見られた。コイルの抵抗損失と装置規模のプラズマアスペクト比依存性の兼ね合いから、経済性最適なプラズマアスペクト比(~ 2.13)の存在の可能性を明らかにした。

プラズマ閉じ込めの指標パラメータ変化の影響を検討した。閉じ込め改善によるプラズマ加熱に要求される電力緩和が経済性へ貢献する可能性を明らかにした。

プラズマベータ値(プラズマを保持する外部印加磁気圧に対するプラズマ圧力の比)変化の影響を検討した。核融合出力固定条件下では、プラズマベータ値増加による外部印加磁場低下に起因する閉じ込めの劣化によりプラズマ加熱の電力への要求度が高まり経済性劣化を招く可能性を明らかにした。一方低すぎるプラズマベータ値では外部印加磁場増加に起因するコイルの抵抗損失が顕著になり経済性が低下した。経済的最適なプラズマベータ値が存在する可能性を明らかにした。

経済性評価#2:

経済性評価#1 では、核融合出力や稼働率及び遮蔽材厚さ等が一定であった。また、参考にした中性子源装置は垂直断面が D 型ではなく矩形であり、常伝導コイルではなく、超伝導コイルが用いられていた。そこで、断面設計、核分裂燃料領域の体積等の条件、核分裂燃料領域プラズマ対向側表面積に照射される核融合出力及び中性子出力が先行研究と同程度となるように計算条件を変更し、その設計を基に超伝導装置設計を導入した。プラズマアスペクト比に重きを置き、稼働率等の工学パラメータ変化の経済性への影響を調査した。

常伝導装置のパラメータスキャンの結果、プラズマアスペクト比及び炉内機器径方向厚さ変化がコイルの抵抗損失を著しく変化させることを明らかにした。この抵抗損失変化が主に常伝導装置の経済性に大きく影響した。その他のプラズマ加熱や外部駆動プラズマ電流のための電力はほとんどプラズマアスペクト比や炉内機器形状にあまり依存せず、抵抗損失最小値を持つ経済的最適なプラズマアスペクト比(~ 2)の存在の可能性を示した。

超伝導装置のパラメータスキャンの結果、コイルの抵抗損失が無いいため、プラズマアスペクト比変化の経済性への影響は比較的少ないことを示した。今回、超伝導装置のための遮蔽材厚さや臨界電流密度及び臨界磁場は文献値を用いており、工学的に実現可能なプラズマアスペクト比はこの条件にも大きく左右されることを明らかにした。

常伝導装置と超伝導装置の比較を行った。超伝導装置が与えられたコイルの臨界条件と要求された磁場及びコイル電流からコイルを設計する条件とした一方、常伝導装置では抵抗損失の最小化及びコイル断面積最大化からコイルを設計する条件としたため、プラズマアスペクト比変化に対するコイル重量及び炉建設資本費の変化は常伝導装置が著しく大きくなった。しかし、常伝導装置、超伝導装置それぞれの経済的最適なプラズマアスペクト比同士で炉心建設資本費を比較すると同程度(1992年の単位で 700 M\$程)であることを示した。稼働率スキャンをもとに比較した結果、においては、常伝導装置に対する超伝導装置の稼働率の低さが 0.15-0.25 以下に収まる場合、超伝導装置がより経済的設計となる可能性を示した。本研究では核種変換を目的とした核融合中性子源設計に関する先行研究の設計値を基に、常伝導装置と超伝導装置比較結果や経済的最適設計値を求めた。これら設計条件の変化による比較結果や経済的最適設計値への影響を検討する余地がある。

この研究により今まであまりなされなかった中性子源における超伝導装置と常伝導装置の定性

的及び定量的比較並びに、経済的最適なプラズマアスペクト比の調査を達成した。これは、今後原型炉設計の補間及び核廃棄物処理のための中性子源設計において、経済性の観点から物理設計及び工学設計を行うための指標として有意である。

② 第3章電流駆動解析コード ACCOME によるシステムコード用ブートストラップ電流割合評価式の検討

本研究では核融合実用炉実現シナリオにおいて要となる原型炉、及び ITER と原型炉の補間を担う可能性がある小型中性子源双方を含むトカマク型核融合装置の物理的・工学的設計最適化において重要な役割を持つパラメータの一つであるブートストラップ電流割合評価式に関する検討並びに新しいブートストラップ電流割合評価式作成を行った。本研究では、圧力分布、電流密度分布を考慮しブートストラップ電流等のプラズマ電流を算出し、そのプラズマ電流密度分布と電磁流体平衡との整合性も考慮出来る電流駆動解析コードを用いて、システムコード用ブートストラップ電流割合評価式の検討及び作成を行った。その電流駆動解析コードによりパラメータスキャンを行った。計算条件を満たす 12,150 のデータ点からフィッティングデータベースを作成した。アスペクト比と電流密度分布形状の考慮の仕方を変えて 6 通りの重回帰分析をフィッティングデータベースに対して行い、零次元評価式を 6 式作成した。フィッティングデータベースに対する予測精度確認も平均二乗誤差(Root Mean Squared Error: RMSE)を用いて行った。作成した評価式の妥当性を確認するため、フィッティングデータベースとは別の、装置規模、電流密度分布が異なる 3 種類のデータセットを用いて、そのデータセットに対するブートストラップ電流割合予測精度を RMSE により確かめた。また、いくつかの既存のブートストラップ電流割合評価式とそのデータセットに対する RMSE 比較を行った。その結果、作成した中で最もフィッティングデータベースに対して高精度(予測値 0~1 に対して $RMSE=0.025$)だった式は比較的広い装置条件に対する適用可能性が期待出来る精度(3 種のデータセットそれぞれに対する $RMSE: 0.069, 0.179, 0.076$)を示した。

この研究により電磁流体平衡と整合性のとれた非誘導電流駆動プラズマのみを考慮した零次元ブートストラップ電流割合評価式の作成、重回帰分析の方法の検討及び既存の式との精度比較を行った。この研究により今後原型炉及び小型中性子源設計において比較的広範囲な設計条件で用いられる式の作成が達成された。また、この研究結果は設計条件による評価式選択の指標及び評価式作成を目的とした重回帰分析方法の一つの指標として有意である。

③ 第4章統合輸送コード TOTAL を用いた原型炉における電子密度分布形状依存性評価

本研究では、実用炉に向けた目処を付けることが原型炉の最終目的であり [55]、核融合実用炉実現シナリオにおいて要となる原型炉に関して、密度限界とダイバータ熱負荷に重きを置いた密度分布形状最適化検討を行った。本研究では熱粒子輸送及びその時間発展を評価出来る統合輸送コードを用いて、既存の原型炉の設計値を基に、不純物入射を考慮し、粒子供給による核融合出力一定条件下で密度分布形状変化が運転密度とプラズマの放射損失に与える影響を検討した。不純物にはアルゴンを想定した。原型炉のダイバータシミュレーション結果を、密度と温度と不純物の境界条件に用いた。

密度分布を検討した結果、運転密度低下及び、放射損失増加によるダイバータ熱負荷低減が期待出来る最適な密度分布形状が存在する可能性を示した。運転密度(2割程)低下により密度限界値の観点における閉じ込め性能改善及び放射損失(1.5倍程)増加によるダイバータへの熱負荷低減が期待出来ることを示した。また、この放射損失の大きさを加味したプラズマ表面を通過する熱出力(270 MW-330 MW)は高閉じ込めプラズマ状態維持条件(閾値 150 MW- 180 MW 以上)も満たす範囲であることを確認した。並びに、高閉じ込め状態が維持出来る範囲で密度分布形状を中心ピークさせることで達成可能性が高い線平均電子密度範囲内のペDESTAL部電子密度減少により密度限界の観点で実現可能性向上が期待出来ることを示した。

この研究により不純物入射と燃料供給による核融合出力維持を想定した原型炉における密度分布形状変化によるプラズマ応答の調査及び閉じ込め維持、ならびに放射損失の観点における最適な密度分布形状検討を行った。この結果は今後、同様に不純物入射及び燃料供給を想定した原型炉を設計するうえで、閉じ込め改善とダイバータ熱負荷改善の手法への参考として有意なものである。

以上のように本研究では、実用炉実現可能性向上に有益な**原型炉**及び ITER と原型炉の補間を担う可能性がある**中性子源**双方の物理的・工学的**設計最適化研究**に貢献するため**上記三種の研究**を行うことで以下の成果を得た。

- (1) 原型炉以前の建設可能性がある中性子源に関して殆ど初となる経済的最適設計値の明示及び検討
- (2) 原型炉及び中性子源の設計最適化利用想定 of 簡素且つ比較的広い装置条件への適応可能性が期待出来る自発電流割合評価式作成
- (3) 日本の原型炉設計を基礎とした密度分布形状の系統的検討による密度限界の観点における実現可能性に対する密度分布中心ピーク化の寄与並びに最適ピーク形状存在の明示

これらの成果は、小型中性子源及び発電実証炉(原型炉)の工学設計並びに物理設計の最適化に新たな知見を与え、中性子源を採用した核融合実用炉実現シナリオに貢献するものである。

5.2. 今後の課題

第2章で行った小型中性子源の経済性評価研究で、内側遮蔽材厚さは固定値またはスキャンにより影響を調べた。しかし、中性子計算及び熱計算によりさらに最適な遮蔽材厚さを決定することが出来る。また、中心ソレノイドを置かず完全非誘導電流駆動によるプラズマ立ち上げを想定したが、超伝導装置中心に空間が出来ることが多く、常伝導装置においても、高アスペクト比の設計では、中空センターポストによる経済性低下が比較的小さい(図 2-34 参照)ため、中心ソレノイドを装置中心に置く設計も可能性がある。上記から、小型中性子源設計の今後の課題として、中性子計算等による構造材設計最適化及び、平衡の時間発展計算等による誘導電流立ち上げシナリオの検討等が考えられる。

第3章で行ったブートストラップ電流割合評価式作成研究において、端部にペDESTALを持つ高閉じ込めプラズマの分布形状、負磁気シアの安全係数分布を考慮せず、ビームのパワー比や本数を固定した。より高精度なブートストラップ電流割合評価式の作成のために、考慮しなかった分布形状を持つブ

ラズマや、ビームの本数に関して電流駆動用を一本とした条件や加熱用準垂直ビームを加えた条件等を考慮したフィッティングデータベース作成等が今後の課題として考えられる。

第4章で行った原型炉における電子密度分布形状の検討に関する研究で示したセパトリクス通過熱出力やプラズマ表面不純物濃度の整合性を検討する余地がある。一次元スラブモデルやダイバータ二点モデルを用いてスクレイプオフ層及びダイバータ領域の熱流束の評価を検討することが出来る。また、システムコードで利用出来ることを想定した、スクレイプオフ層及びダイバータ領域からの放射パワーに関する評価式を作成することも課題の一つとして考える。

第3章のブートストラップ電流割合評価式の高精度化及び第4章の結果を応用した放射パワー評価式作成を第2章の経済性評価に用いることで、経済的最適な設計値がどのように変化するかを確かめることも本研究の今後の課題としてとらえることが出来ると思う。

参考文献

- [1] 文部科学省, “資料 5-1 核融合原型炉研究開発の推進に向けて (原案),” http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu2/078/attach/1384659.htm.
- [2] 原型炉設計合同特別チーム, “核融合実用化へ ～ 原型炉設計プロジェクト,” <http://www.fusion.qst.go.jp/rokkasyo/project/reactor-sp.html>.
- [3] W. M. Stacey, Fusion Plasma Physics Second, Revised and Enlarged Edition (2012), Boschstr. Germany: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- [4] ATOMICA, “消滅処理,” https://atomica.jaea.go.jp/data/detail/dat_detail_05-01-04-02.html.
- [5] 原子力委員会放射性廃棄物対策専門部会, “群分離・消滅処理技術研究開発長期計画,” <http://www.aec.go.jp/jicst/NC/senmon/old/backend/siryu/back21/sanko2.htm>.
- [6] M.Kotschenreuther, et al., “Fusion-Fission Transmutation Scheme—Efficient destruction of nuclear waste,” Fusion Eng. and Des. 84 (2009) 83-84.
- [7] W. M. Stacey, et al., “A TRU-Zr METAL-FUEL SODIUM-COOLED FAST SUBCRITICAL ADVANCED BURNER REACTOR,” Nucl. Tech. 162 (2009) 53.
- [8] K. Yamazaki, et al., “Impact of plasma, magnet and wall performances on tokamak and helical reactor economics,” Fusion Eng. Des. 81 (2006) 1145.
- [9] J. Menard, et al., “Progress on Developing the Spherical Tokamak for Fusion Applications*,” 24th IAEA Fusion Energy Conf. FTP/3-4 (2013).
- [10] M. A. Abdou, “A volumetric neutron source for fusion nuclear technology testing and development,” Fusion Eng. Des. 27 (1995) 111-153.
- [11] Y-K. M. Peng, et al., “A component test facility based on the spherical tokamak,” Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005).
- [12] E. T. Cheng, et al., “Study of a spherical tokamak based volumetric neutron source,” Fusion Eng. Des. 38 (1998) 219-255.
- [13] C. P. C. Wong, et al., “Toroidal reactor designs as a function of aspect ratio and elongation,” Nucl. Fusion 42 (2002) 547-556.
- [14] M. Kikuchi, et al., “Recent directions in plasma physics and its impact on tokamak,” Fusion. Eng. Des. 16 (1991) 253-270.
- [15] K. Tani, et al., “Numerical analysis of 2D MHD equilibrium with non-inductive plasma current in tokamaks,” J. Comp. Phys. 98 (1992) 332-341.
- [16] Ronald L. Miller, The ARIES Team, “ARIES-ST design point selection,” Fusion Eng. Des. 65 (2003) 199-213.
- [17] 植村聡志, “名古屋大学大学院修士論文 (2009)” .

- [18] M. S. Tillack, et al., “Fusion power core engineering for the ARIES-ST power plant,” *Fusion. Eng. Des.* 65 (2003) 215.
- [19] Ronald L. Miller, et al., “The Stellarator Power Plant Study,” UCSD-ENG-004, UCSD (1997).
- [20] J. P. Lee, et al., *J. Plasma Phys.* 81 (2015) 515810608.
- [21] S. Imagawa, et al., “Conceptual Design of Magnets with CIC Conductors for LHD-type Reactors FFHR2m,” *Plasma Fusion Res.* 3 (2008) S1050.
- [22] Laila A, et al., “ARIES-ST nuclear analysis and shield design,” *Fusion. Eng. Des.* 65 (2003) 263.
- [23] I. N. Sviatoslavsky, et al., “Mechanical design considerations of the centerpost for a spherical torus volumetric neutron source,” *Fusion Eng. Des.* 45 (1999) 281.
- [24] A. C. Rolfe, “Remote Handling JET Experience,” *Nucl. Energy* 38 (1999) 277.
- [25] R. Haange, et al., “REMOTE HANDLING MAINTENANCE OF ITER,” *Nucl. Fusion* 39 (1999) 2043.
- [26] N. Asakura, et al., “Studies of power exhaust and divertor design for a 1.5 GW-level fusion power DEMO,” *Nucl. Fusion* 57 (2017) 126050.
- [27] M. Kovari, et al., ““PROCESS” : A systems code for fusion power plants–Part 1: Physics,” *Fusion. Eng. Des.* 89 (2014) 3054-3069.
- [28] H. Fujieda, et al., “Tokamak plasma power balance calculation code (TPC Code) outline and operation manual,” *JAERI-M* (1992) 92-178 (日本語).
- [29] J. Johner, “HELIOS-A zero dimensional tool for next step and reactor studies,” *Fusion Sci. Technol.* 59 (2011) 308 .
- [30] T. Hartmann, “Development of a Modular Systems Code to Analyse the Implications of Physics Assumptions on the Design of a Demonstration Fusion Power Plant,” Technische Univ. Muenchen (Germany). Fakultät fuer Elektrotechnik und Informationstechnik (2013).
- [31] V. Menon, et al., “Physics Design and Analysis Code SPECTRE for Tokamak based Fusion Reactors,” IAEA-FEC/FIP/P7-19 (2014).
- [32] C. Reux, et al., “DEMO reactor design using the new modular system code SYCOMORE,” *Nucl. Fusion* 55 (2015) 073011.
- [33] Z. Dragojlovic, et al., “An advanced computational algorithm for systems analysis of tokamak power plants,” *Fusion Eng. Des.* 85 (2010) 243-265.
- [34] B. G. Hong, et al., “Development of a tokamak reactor system code and its application for concept development of a demo reactor,” *Fusion. Eng. Des.* 83 (2008) 1615-1618.
- [35] J. Wesson, *Tokamaks*, 4th ed. (2011), New York: Oxford University Press.
- [36] W. M. Nevins, “Summary report: ITER specialists’ meeting on heating and current drive,,” ITER-TN-PH-8-4, 13-17, June (1988).
- [37] N. A. Uckan, et. al., “ITER Physics Design Guidelines: 1989,” ITER Documentation Series, No. 10 (1990).
- [38] M C R Andrade and G O Ludwig, “Scaling of bootstrap current on equilibrium and plasma profile parameters

- in tokamak plasmas,” *Plasma Phys. Control. Fusion* 50 (2008) 065001.
- [39] H. R. Wilson, “BOOTSTRAP CURRENT SCALING IN TOKAMAKS,” *Nucl. Fusion* 32, (1992) 257.
- [40] G. T. Hoang, et al., “Bootstrap fraction in TFTR, Tore Supra and TEXTOR,” *Proc. 24th EPS Conference in Berchtesgarden Vol. 21A Part III* (1997) 965.
- [41] Keii Gi, et al., “Bootstrap current fraction scaling for a tokamak reactor design study,” *Fusion Eng. Des.* 89 (2014) 2709-2715.
- [42] Y. Sakamoto, et al., “Characteristics of internal transport barriers in JT-60U reversed shear plasmas,” *Nucl. Fusion* 41 (2001) 865.
- [43] Y. Sakamoto, et al., “Controllability of large bootstrap current fraction plasmas in JT-60U,” *Nucl. Fusion* 47 (2007) 1506-1511.
- [44] T. Ozeki, et al., “EFFECTS OF A HOLLOW CURRENT PROFILE ON THE IDEAL MHD STABILITY,” *Nucl. Fusion* 33 (1993) 1025.
- [45] Y. Sakamoto, et al., “DEMO Concept Development and Assessment of Relevant Technologies,” *FIP/3-4Rb, 25th IAEA FEC, St. Petersburg, (2014)*.
- [46] S. TOKUDA, et al., “Neoclassical MHD Equilibria with Ohmic Current,” *J. Phys. Soc. Jpn.* 58 (1989) 871.
- [47] M. J. Singh, et al., “Heating neutral beams for ITER: negative ion sources to tune fusion plasmas,” *New J. Phys.* 19 (2017) 055004.
- [48] P.T. Lang, et al., *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 1478.
- [49] 日渡 良爾, “トカマク核融合炉システム設計,” *J. Plasma Fusion Res.* Vol.87, No.9 (2011) 622 - 627.
- [50] J.H. Yeom, et al., “System analysis study for Korean fusion DEMO reactor,” *Fusion Eng. Des.* 88 (2013) 742-745.
- [51] K. Kim, et al., “Design concept of K-DEMO for near-term implementation,” *Nucl. Fusion* 55 (2015) 053027.
- [52] David Maisonnier, et al., “DEMO and fusion power plant conceptual studies in Europe,” *Fusion Eng. Des.* 81 (2006) 1123-1130.
- [53] G. Shatalov, et al., “Russian DEMO-S reactor with continuous plasma burn,” *Fusion Eng. Des.* 51-52 (2000) 289-298.
- [54] C. Angioni, et al., “Particle transport in tokamak plasmas, theory and experiment,” *Plasma Phys. Control. Fusion* 51 (2009) 124017.
- [55] 原型炉設計合同特別チーム, “原型炉運転計画ワーキンググループ報告書,” *QST-M-10, 2018-07*.
- [56] H. Urano, et al., “Roles of argon seeding in energy confinement and pedestal structure in JT-60U,” *Nucl. Fusion* 55 (2015) 033010.
- [57] G. W. Pacher, et al., “Modelling of DEMO core plasma consistent with SOL/divertor simulations for long-pulse scenarios with impurity seeding,” *Nucl. Fusion* 47 (2007) 469.
- [58] T. Putterich, et al., “Determination of the tolerable impurity concentrations in a fusion reactor using a consistent set of cooling factors,” *Nucl. Fusion* 59 (2019) 056013.

- [59] G. Giruzzi, et al., “Modelling of pulsed and steady-state DEMO scenarios,” *Nucl. Fusion* 55 (2015) 073002.
- [60] K. Yamazaki et. al., “Plasma transport simulation modelling for helical confinement systems,” *Nucl. Fusion* 32 (1992) 633.
- [61] K. Yamazaki, et al., *Nucl. Fusion* 25 (1985) 1543-1554.
- [62] T. Tara, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 43 (2001) 507.
- [63] J. Garcia, et al., *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 105007.
- [64] A. Taroni, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 36 (1994) 1629.
- [65] M. Erba, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 39 (1997) 261.
- [66] T. J. J. Tala, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* 44 (2002) A495.
- [67] P. B. Parks and R. J. Turnbull, “Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma,” *Phys. Fluids* 21 (1978).
- [68] A R Polevoi and M Shimada, “Simplified mass ablation and relocation treatment for pellet injection optimization,” *Plasma Phys. Control. Fusion* 43 (2001) 1525.
- [69] M. Greenwald, “Density limits in toroidal plasmas,” *Plasma Phys. Control. Fusion* 44 (2002) R27-R80.
- [70] Y. R. Martin, et al., “Power requirement for accessing the H-mode in ITER,” *J. Phys.: Conf. Ser.* 123 (2008) 012033.
- [71] C. Angioni, et al., “Scaling of density peaking in H-mode plasmas based on a combined database of AUG and JET observations,” *Nucl. Fusion* 47 (2007) 1326.

発表実績

I. 査読付き原著学術論文

1. “Optimization study of normal conductor tokamak for commercial neutron source”
Takaaki FUJITA, Ryosuke SAKAI and Atsushi OKAMOTO
Nuclear Fusion, **57**, 056019/7pages (2017).
2. “Economy of Tokamak Neutron Source for Transmutation of Transuranics”
Ryosuke SAKAI, Takaaki FUJITA and Atsushi OKAMOTO
Plasma and Fusion Research, **14**, 1405040/11pages (2019).
3. “Derivation of bootstrap current fraction scaling formula for 0-D system code analysis”
Ryosuke Sakai, Takaaki Fujita, Atsushi Okamoto
Fusion Engineering and Design, **149**, 111322/14pages (2019).

II 国際学会

1. “Optimization Study of Normal Conductor Tokamak for Commercial Neutron Source”
T. Fujita, R. Sakai, Y. Hayashi, A. Okamoto
26th IAEA Fusion Energy Conference, Oct. 17-22, Kyoto (Japan), FNS/P5-6 (2016).
2. “Analysis of Current Drive in the Compact Tokamak Neutron Source for Transmutation”
Ryosuke Sakai, Takaaki Fujita, Atsushi Okamoto
26th International Toki Conference, Dec. 5-8, Toki (Japan), P1-9 (2017).
3. “Improvement of Plasma Models in the System Code of Fusion Reactor PEC”
Ryosuke Sakai, Takaaki Fujita, Atsushi Okamoto
2nd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Nov. 12-16, Kanazawa (Japan), MFP-09 (2018).
4. “Effects of Impurity Injection for Divertor Heat Load Reduction in Tokamak Reactors”
Ryosuke Sakai, Takaaki Fujita, Atsushi Okamoto
61st Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Oct. 21–25, Fort Lauderdale (Florida), PP10.00130 (2019)

III 国内学会

1. トカマクプラズマ中性子源の検討.
坂井 亮介, 藤田 隆明, 岡本 敦
プラズマ・核融合学会第 32 回年会, 11.24-27, 名古屋大学, 26aD55P, (2015)
2. 常伝導コイルトカマクによる中性子源の検討.
坂井 亮介, 藤田 隆明, 岡本 敦
第 11 回核融合エネルギー連合講演会, 7.14-15, 九州大学, 14P021, (2016)
3. 核変換処理のための常伝導トカマク中性子源の最適化研究.
坂井 亮介, 藤田 隆明, 岡本 敦
プラズマ・核融合学会第33回年会, 11.29-12.2, 東北大学, 29aP82, (2016)
4. “Evaluation of Economy of Tokamak Neutron Source for Transmutation of Transuranics.”
Ryosuke Sakai, Takaaki Fujita, Atsushi Okamoto
PlasmaConference 2017, Nov. 20-24, Himeji (Japan), 23Fp-07, (2017)
5. 核融合炉システムコードPECにおけるプラズマモデルの改良
坂井 亮介, 藤田 隆明, 岡本 敦
第 12 回核融合エネルギー連合講演会, 6.29-30, ピアザ淡海, 29P-14, (2018)
6. 核燃焼プラズマにおける熱負荷低減を目的とした不純物入射の影響.
坂井 亮介, 藤田 隆明, 岡本 敦
プラズマ・核融合学会第35回年会, 12.3-6, 大阪大学, 4Pa71, (2018)
7. ダイバータ熱負荷低減の為にAr入射を伴う原型炉プラズマの運転条件の密度分布形状依存性.
坂井 亮介, 藤田 隆明, 岡本 敦
プラズマ・核融合学会第36回年会, 11.29-12.2, 中部大学, 01P36, (2019)

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々の協力や助言をいただきました。ここに感謝の意を表します。

指導教官である藤田隆明教授には、優しく、私の成長に繋がる、とてもためになる御指導御鞭撻をいただきましたことに心より感謝致します。夏季実習や国際学会への参加等とても貴重な機会を提供していただいたことに心より感謝申し上げます。

岡本敦准教授には、作成した資料のレイアウトや、表現方法等に関して、誤認識されずにより正確に伝わるための御助言をいただきましたことに心より感謝申し上げます。また、コンピュータのセキュリティ関連や、事務事項伝達等、私たちが安心して研究活動が出来る様な環境づくりをしていただきましたことに心より感謝申し上げます。

テーマは違えど、仲良くしていただき、日頃より研究進行の鍵となる知見を示していただいた同じ研究室学生の皆様に心より感謝申し上げます。