

LHD における重水素プラズマの MHD 不安定  
性に関する実験研究

坂東 隆宏

博士（工学）

総合研究大学院大学  
物理科学研究科  
核融合科学専攻

平成29（2017）年度

LHDにおける重水素プラズマの  
MHD不安定性に関する実験研究

総合研究大学院大学物理科学研究科核融合科学専攻 坂東 隆宏

2018年1月10日

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>13</b>
1.1 緒言	13
1.2 磁場閉じ込め方式による核融合発電	13
1.2.1 核融合発電実用化にむけた研究の意義	13
1.2.2 核融合反応と核融合炉の成立条件	14
1.2.3 トーラス型磁場閉じ込め方式	15
1.3 高エネルギー粒子と相互作用する MHD モード	16
1.3.1 アルフベン固有モード	16
1.3.2 Fishbone 不安定性	17
1.3.3 高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性	18
1.4 磁場閉じ込め装置で観測された snake 現象	19
1.5 LHD における MHD 不安定性研究	20
1.5.1 sawtooth-like イベント	21
1.5.2 Core Density Collapse 現象	21
1.6 MHD 研究における軟 X 線計測の意義とその適用	25
1.7 本研究の目的と意義	26
<b>第 2 章 MHD 安定性理論</b>	<b>34</b>
2.1 緒言	34
2.2 理想 MHD 方程式	34
2.3 MHD 平衡	35
2.4 MHD 不安定性	35
2.4.1 回転変換	35
2.4.2 交換型不安定性	36
2.4.3 エネルギー原理を用いた安定性の判定	36
2.4.4 メルシエ条件を用いた安定性の判定	37
2.5 高エネルギー粒子によって駆動される MHD 不安定性	38
2.5.1 ねじれアルフベン波固有モードの高エネルギー粒子による不安定化	38
2.5.2 巨視的 MHD 不安定性の高エネルギー粒子による不安定化	38
2.5.2.1 Fishbone 不安定性の共鳴条件	38
2.5.2.2 高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (EIC) の共鳴条件	39
2.6 結言	39

<b>第 3 章</b>	<b>核融合反応で発生した中性子と物質との相互作用</b>	<b>41</b>
3.1	緒言	41
3.2	中性子の発生と物質との相互作用	41
3.2.1	核反応	41
3.2.2	各種の核反応	42
3.3	$\gamma$ 線と物質との相互作用	44
3.4	中性子・ $\gamma$ 線による機器の損傷	46
3.5	ボルツマン輸送方程式を用いた中性子・ $\gamma$ 線輸送計算	47
3.5.1	ボルツマン輸送方程式と放射線輸送計算	47
3.5.2	モンテカルロ法を用いた積分計算の原理	47
3.5.3	3次元モンテカルロ輸送計算コード MCNP・PHITS	48
3.6	結言	48
<b>第 4 章</b>	<b>実験装置</b>	<b>51</b>
4.1	緒言	51
4.2	大型ヘリカル装置 (LHD)	51
4.2.1	コイルシステム	51
4.2.2	加熱装置	52
4.2.3	水素ペレット入射装置	54
4.2.4	計測器	54
4.2.4.1	磁気計測器	54
4.2.4.2	半導体式軟 X 線計測器	55
4.2.4.3	FIR 干渉計および CO <sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計	56
4.2.4.4	HIBP 計測	57
4.2.5	その他、本研究で用いた計測器	58
4.3	EAST 装置	58
4.3.1	半導体式軟 X 線検出器	58
4.4	結言	59
<b>第 5 章</b>	<b>揺動信号解析手法</b>	<b>63</b>
5.1	Fourier 変換	63
5.2	Wavelet 変換	65
5.3	特異スペクトル解析	67
5.4	実験データ解析への適用例	73
5.5	結言	76
<b>第 6 章</b>	<b>重水素プラズマ実験期における高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型 MHD 不安定性</b>	<b>80</b>
6.1	緒言	80
6.2	重水素垂直 NB 入射時の EIC の励起	80
6.2.1	重水素垂直 NBI による高エネルギー粒子圧力の増大と EIC の性質の変化	80
6.2.2	異なる入射エネルギーで得られた EIC の発生時の初期周波数	83
6.2.3	EIC を駆動する高エネルギー粒子圧力の重水素プラズマ実験・軽水素プラズマ実験での比較	84

6.2.4	重水素プラズマ実験時における EIC 発生時のモードの空間構造	87
6.3	EIC が高エネルギー粒子に与える影響	88
6.3.1	NFM で観測された EIC による高エネルギー粒子の輸送	89
6.3.2	CNPA で観測された EIC 発生時の高エネルギー粒子の輸送	89
6.3.3	H $\alpha$ 信号の増加	89
6.4	EIC がバルクプラズマに与える影響	92
6.4.1	負電位の形成	92
6.4.2	負電位の形成時のプラズマ周辺部の電子密度・温度の増加	93
6.5	結言	95
<b>第 7 章</b>	<b>水素ペレット入射直後に軟 X 線信号に観測される振動</b>	<b>98</b>
7.1	緒言	98
7.2	m/n=1/1 のモード構造を持つ軟 X 線振動	99
7.2.1	Type-I 振動の特徴	102
7.2.1.1	Type-I 振動の空間構造	102
7.2.1.2	Type-I 振動の回転方向と周波数	103
7.2.1.3	Type-I 振動の減衰時間	104
7.2.1.4	Type-I 振動と同期する FeXVI の線スペクトル	105
7.2.2	Type-II 振動の特徴	105
7.2.3	Type-I、Type-II 振動の共存	107
7.2.4	Type-I、Type-II 振動を作り出す構造に関する考察	108
7.3	m/n=2/1 のモード構造を持つ軟 X 線振動	110
7.3.1	モードの空間構造に関する考察	111
7.3.2	モードの周波数の増大に関する考察	114
7.3.3	モードが消失する条件に関する考察	115
7.4	結言	116
<b>第 8 章</b>	<b>次世代の磁場閉じ込め核融合装置に適用可能なシンチレータ式軟 X 線計測システムの開発</b>	<b>119</b>
8.1	緒言	119
8.2	薄膜シンチレータを用いた軟 X 線検出器の高中性子束環境下への適用可能性	120
8.3	シンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線による影響を検討するための戦略	121
8.4	シンチレータ中における軟 X 線による吸収パワーの計算法	122
8.5	中性子・ $\gamma$ 線源を用いたシンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線照射実験	125
8.5.1	OKTAVIAN での中性子照射実験	125
8.5.2	$^{137}\text{Cs}$ を用いた $\gamma$ 線照射実験	126
8.6	P47 の軟 X 線に対する絶対発光強度測定実験	128
8.7	EAST におけるシンチレータ式軟 X 線検出器の中性子・ $\gamma$ 線の影響のテスト	130
8.7.1	設置したシンチレータ式軟 X 線検出器の概要	130
8.7.1.1	中性子発生率が小さい場合のシンチレータ式軟 X 線検出器の信号例	131
8.7.2	揺動計測に向けた軟 X 線検出器として性能	132
8.7.2.1	信号強度の電子密度・温度依存性	132
8.7.2.2	観測した MHD 信号例	133
8.7.3	軟 X 線・中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの計算と実験結果の比較	134

8.7.3.1	軟 X 線による吸収パワーの計算 . . . . .	135
8.7.3.2	中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの計算 . . . . .	138
8.7.3.3	実験結果との比較 . . . . .	139
8.7.4	EAST 実験のまとめ . . . . .	140
8.8	LHD 重水素プラズマ実験期におけるシンチレータ式軟 X 線検出器 . . . . .	140
8.8.1	軟 X 線・中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの計算 . . . . .	141
8.8.1.1	軟 X 線による吸収パワーの見積もり . . . . .	141
8.8.1.2	中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの見積もり . . . . .	142
8.8.1.3	軟 X 線・ $\gamma$ 線による吸収パワーの比較 . . . . .	142
8.8.2	計測機器の構成 . . . . .	143
8.8.2.1	設置ポート . . . . .	143
8.8.2.2	検出器の視線 . . . . .	144
8.8.2.3	ピンホールおよび Be 薄膜 . . . . .	144
8.8.2.4	$\gamma$ 線シールド (ステンレス、鉛) . . . . .	145
8.8.2.5	P47 シンチレータと Fiber Optic Plate . . . . .	146
8.8.2.6	光学系 . . . . .	146
8.8.2.7	アンプボックスおよび光電子増倍管 . . . . .	147
8.8.2.8	ポリエチレンブロック . . . . .	147
8.8.3	重水素プラズマ実験期における計測器の運用 . . . . .	148
8.8.3.1	重水素プラズマ実験期におけるシンチレータ式軟 X 線検出器の信号例 . . . . .	148
8.8.3.2	MHD 現象の観測 . . . . .	149
8.8.3.3	中性子または $\gamma$ 線による影響 . . . . .	152
8.9	結言 . . . . .	154
<b>第 9 章</b>	<b>本論文の総括と今後の課題</b> . . . . .	<b>158</b>
9.1	本論文の総括 . . . . .	158
9.2	今後の課題と展望 . . . . .	159
	謝辞 . . . . .	161
	研究業績 . . . . .	162

## 表 目 次

8.1 種々のシンチレータによる吸収特性 (LHD 装置ポート部での中性子束、 $\gamma$ 線束を仮定) 及び、 発光特性 [8]。 . . . . .	121
--	-----

## 目 次

1.1	核子あたりの結合エネルギー文献 ([2] の図 2.9)。	16
1.2	PDX 装置で報告された fishbone 不安定性 (文献 [6] より引用)。	18
1.3	軽水素プラズマ実験で EIC が観測された時の (a) 磁場揺動、(b) 電位と中性粒子束を示した。 (c) 時間的に拡大した磁場揺動と電位を示した (文献 [22] より引用)。	19
1.4	JET で観測された snake 振動 (文献 [24] より引用)。	20
1.5	LHD の運転領域 (文献 [43] より引用)。	22
1.6	実験で得られた圧力勾配と理論的に予測された圧力駆動型理想 MHD 不安定性の成長率 (文献 [34] より引用)。	22
1.7	抵抗性交換型不安定性が発生したときの磁気レイノルズ数と磁場揺動強度の関係 (文献 [35] より引用)。	23
1.8	Locked mode-like 不安定性が発生した放電。(a) プラズマ蓄積エネルギー、(b) 中心付近の電子温度、(c) 磁場揺動のスペクトログラム。	23
1.9	図 (d) の 1.51s 付近で軟 X 線信号に sawtooth イベントによる信号強度の変化が観測されている。(文献 [39] より引用)	24
1.10	CDC 前後での電子密度分布。CDC 発生前 (青) と発生後 (赤) の分布を示した。	24
3.1	中性子の $^{133}\text{Cs}$ に対する反応断面積 (文献 [4] より)。	44
3.2	$A_i$ に対する $\Delta E_n/E_n$ の変化を示した。 $A_i$ が小さいと損失するエネルギーの割合が大きいことがわかる。	44
3.3	CsI と光子による各種反応の質量減弱係数 (文献 [5] より)	46
4.1	LHD の全体図。	52
4.2	LHD のコイルシステム。青いコイルがヘリカルコイル、黄色のコイルがポロイダルコイル、赤いコイルが RMP コイルである。	52
4.3	軽水素プラズマ実験時と重水素プラズマ実験における接線 NBI(1~3 号機) および垂直 NBI(4~5 号機) の軽水素プラズマ実験および重水素プラズマ実験における加速エネルギーおよび入射パワー。	53
4.4	水素ペレット入射装置の概念図 (文献 [5] より引用)。	54
4.5	磁気プローブ Toroidal array(緑) と磁気プローブ Helical array(オレンジ) が設置されているトロイダル角度とポロイダル角度。	55
4.6	3.5L に設置された軟 X 線検出器の視線。縦長ポロイダル断面全体を観測している。	56
4.7	CO <sub>2</sub> レーザー干渉計の視線。	57
4.8	HIBP 計測の概念図 (文献 [18] より引用)。	58
4.9	EAST の半導体式軟 X 線検出器の視線 (文献 [27] より引用)。U、D の系統 (左図) と V の系統 (右図) がある。	59



5.1	Ricker wavelet. $a = 20$ とした。 . . . . .	66
5.2	Morlet wavelet. $f_0 = 0.85$ とした。実線 (青) が実数成分で、破線 (緑) が虚数成分である。 . . . . .	67
5.3	(a) テスト信号、(b)1 番目・2 番目の特異値を用いて再構成した信号、(c) 全特異値を用いて再構成した信号。 . . . . .	70
5.4	例 1 のテスト信号に対する特異値。 $L=50$ とした。 . . . . .	71
5.5	(a) 生成したテスト信号、(b) 各項の成分。 . . . . .	72
5.6	例 2 のテスト信号に対する特異値。 $L=30$ とした。 . . . . .	72
5.7	(a)1 番目の寄与を持つ特異値を用いて再構成した信号、(b)2,3,4,5 番目の寄与を持つ特異値を用いて再構成した信号。 . . . . .	73
5.8	水素ペレット入射直後に観測された磁場揺動を示した。200Hz~600Hz のバンドパスフィルターを適用した。 . . . . .	74
5.9	図 5.8 に示した信号で、400Hz の周波数に対する各振動の位相を示した。360 度で位相が 1 周している。従って、これはトロイダルモード数 $n=1$ のモードである。 . . . . .	74
5.10	EIC 発生時の磁場揺動に Morlet wavelet による Wavelet 変換を適用した例。(a)EIC 発生時の磁場揺動、(b) 磁場揺動に Morlet wavelet を適用し得られたスペクトルグラム。 . . . . .	75
5.11	軟 X 信号への特異スペクトル解析・FFT の適用例。(a) は水素ペレット入射直後の軟 X 線信号。(b) は軟 X 線信号に特異スペクトル解析を適用したもの。(c) は軟 X 線信号に FFT を適用したもの。 . . . . .	76
6.1	(a) 軽水素プラズマ実験 (青) と重水素プラズマ実験 (赤) における $\beta$ 値の違いを示した。赤または青の実線は $\beta_{\text{dia}}$ 、赤または青の点は $\beta_{\text{bulk}}$ を表す。緑の点線で囲まれているところは、EIC によって $\beta_{\text{dia}}$ が急激に下がったところである。黒の点線は NBI5 号機の入射パターンで、黒の実線は NBI4 号機の入射パターンである。(b) 磁場揺動の比較を示した。EIC によってバースト的な揺動が現れている。なお、比較した 2 つの放電の線平均電子密度は同じ程度である。 . . . . .	82
6.2	同じ密度領域における軽水素プラズマ実験時 (青) と重水素プラズマ実験時 (赤) の EIC 発生時の磁場揺動。 . . . . .	83
6.3	(a) 重水素プラズマ実験時の EIC の例。ダウンチャープする周波数が観測されている。(b) 異なる入射エネルギーで得られた EIC 発生時の初期周波数、(c)40keV のイオンと 66keV の重イオンでのポロイダル方向の歳差運動周波数、(d) $\iota$ 分布を示した。 . . . . .	84
6.4	軽水素プラズマ実験時の EIC の発現領域 (文献 [2] より引用)。 . . . . .	85
6.5	軽水素プラズマ実験 (青) および重水素プラズマ実験 (赤) において、EIC が発現した際のプラズマコア付近での線平均電子密度と $\beta_{h\perp}$ の関係。灰色の点は、軽水素プラズマ実験および重水素プラズマ実験で EIC が観測されなかったデータ点である。 . . . . .	86
6.6	軽水素プラズマ実験 (青) および重水素プラズマ実験 (赤) において、EIC が発現した際のプラズマコア付近での線平均電子密度と $\iota = 1$ の有理面付近における (a) 電子圧力勾配と (b) 磁気レイノルズ数の関係。 . . . . .	87
6.7	EIC 発生時の (a) 磁場揺動と (b)ECE 計測器で得られた電子温度揺動の空間分布の時間発展。図 (b) の緑の領域は $\iota = 1$ 有利面のおおよその位置を表す。 . . . . .	88
6.8	軽水素プラズマ実験 (青) および重水素プラズマ実験 (赤) において、 $\beta_{h\perp}$ と $\delta b_{\theta}/Bt$ の関係。 . . . . .	88
6.9	(a) 総中性子発生率、(b)、反磁性ループで計測されたプラズマ蓄積エネルギー、(c) 磁場揺動。EIC が発生すると総中性子発生率およびプラズマ蓄積エネルギーの低下が観測される。 . . . . .	90

6.10 (a)EIC 発生時の磁場揺動強度  $\delta b_{\theta}/Bt$  と総中性子発生率の低下率  $dS_n/S_n$  の関係。(b)EIC 発生時の磁場揺動強度  $\delta b_{\theta}/Bt$  と反磁性ループで測定されたプラズマ蓄積エネルギーの EIC に伴う低下率の最大値  $Max. -dWp_{dia.}/dt$  との関係。図 (b) の黒点線は、 $x = \delta b_{\theta}/Bt$  として  $Max. -dWp_{dia.}/dt$  の値を通る曲線を描いている。 . . . . . 91

6.11 EIC 発生時の (a) 磁場揺動、(b)CNPA で計測した軽水素の中性粒子束を示した。(c)EIC が起きる前後での軽水素の中性粒子束の変化を図 (b) の黒点線で囲まれた EIC に対して示した。 91

6.12 EIC 発生時の (a) 磁場揺動、(b)H $\alpha$  振動、(c) 炭素の IV 価イオンの線スペクトル信号。 . . . 92

6.13 EIC 発生時の  $\delta b_{\theta}/Bt$  と H $\alpha$  振動強度の増分。 . . . . . 92

6.14 EIC 発生時の (a) 磁場揺動と (b) 電位。 . . . . . 93

6.15 HIBP で計測した各小半径における EIC によって生成された負電位の空間分布。赤の線は式  $E_r = -a \exp\{-[\frac{\rho-0.85}{0.15}]^2\}$  kV m $^{-1}$  (文献 [2] より) を半径方向に積分して得られたもの。 . . . . 94

6.16 EIC 発生時の (a) 磁場揺動、(b) 電位、(c) 電子密度、(d) 電子温度。 . . . . . 94

7.1 水素ペレットの入射前 (青) と入射後 (赤) の (a) 電子圧力分布、(b) 電子密度分布、(c) 電子温度分布。 . . . . . 99

7.2 典型的な Type-I、Type-II 振動が観測された放電の各種計測器の信号。(a) $\rho = 0.89, 0.78$  を観測している軟 X 線振動、(b) $\rho = 0.84, 0.74$  を観測している CO $_2$  レーザーイメージング干渉計によって得られた線積分電子密度、(c) 磁場揺動、(d)H $\alpha$  信号。 . . . . . 101

7.3 図 7.2 のペレット入射時の、(a) 水平方向に広がったポロイダル断面、(b)VMEC で計算した  $\iota$  分布と水素ペレットの入射スピード (1300m/s) と H $\alpha$  信号から推定した溶発量の分布 (青線)。 102

7.4 軟 X 信号への特異スペクトル解析の適用例。(a) は軟 X 線信号 (黒実線) と特異スペクトル解析で取り出した最も寄与が大きい特異値によって生成したトレンド成分 (赤点線)、(b) 軟 X 線信号からトレンド成分を除いた信号。 . . . . . 103

7.5 (a) $\rho = 0.71$  のあたりを観測している軟 X 線信号、(b) 軟 X 線信号の振動成分の空間分布、(c) 水素ペレット入射直後の圧力分布を用いて VMEC で計算した  $\iota$  分布を示した。緑の点線は  $\iota=1$  の有理面を表している。この時、Type-II 振動は観測されていない。 . . . . . 104

7.6  $\iota = 1$  の有理面付近を異なるトロイダル角度で観測している軟 X 信号を示したもの。図 7.5 と同じペレット入射である。各視線が観測しているトロイダル角度は 108、162、270 度である。 104

7.7 (a) 軟 X 線信号、(b)VUV スペクトルメーターで観測された FeXVI の線スペクトルの時間発展を示した。(a) の軟 X 線信号に見える Type-I 振動とコヒーレントな構造が (b) の線スペクトルの時間発展に確認できる。 . . . . . 105

7.8 Type-II 振動が起きた時 (赤) と起きなかった時 (青) の  $\iota = 1$  の有理面付近における  $\beta$  値と磁気レイノルズ数の関係。 . . . . . 106

7.9 (a) 水素ペレット入射直後の圧力分布と (b) $\iota = 1$  有利面付近の圧力勾配。図 (a) の緑の領域が  $\iota = 1$  有利面付近である。この付近では圧力勾配が急激に変化していることが図 (b) からわかる。 . . . . . 107

7.10 (a) 磁場揺動、(b) 軟 X 線信号、(c) 軟 X 線信号の振動成分、(d) 水素ペレット入射直後の圧力分布を用いて VMEC で計算した  $\iota$  分布を示した。緑の点線は  $\iota=1$  の有理面を表している。水素ペレットは  $t=3.845$  に入射されている。入射直後から Type-I 振動が発生し、3.847s 付近で Type-II 振動が発生している。 . . . . . 108

7.11	不純物イオンが $m=1$ の構造を持って存在し、同時に、抵抗性交換型不安定性によって磁気面 $m=1$ の変形をしている時の様子を示した。緑の実線は $l=1$ の有理面である。 $m/n=1/1$ の抵抗性交換型不安定性により $m=1$ の変形をした磁気面が緑の点線である。不純物イオンは $l=1$ の有理面の内側で強い放射光を放っていると考えられ、不純物イオンの密度を赤の濃淡で表した。赤と青の視線は、図 7.2(a) の 2 つの軟 X 線信号に対応する。 . . . . .	109
7.12	水素ペレットがプラズマコアで溶発した直後の (a) 磁場揺動と (b) 軟 X 線信号の振動成分の空間分布。3.97s あたりから $m/n=2/1$ のモード数を持つ構造が磁場揺動、軟 X 線信号に現れている。3.97s 以前には、軟 X 線信号にのみ振動が観測されている。 . . . . .	109
7.13	$m/n=2/1$ モードが磁場揺動に観測されている様子。(a) 磁場揺動と (b) $H_\alpha$ 信号。 . . . . .	110
7.14	真空磁場における磁気面と水素ペレット入射 1 発目と 6 発目の溶発量の空間分布。水素ペレット入射 6 発目では、より内側でペレットが溶発していることがわかる。 . . . . .	111
7.15	$m/n=2/1$ モードが観測されたときの (a) 軟 X 線信号、(b) CO <sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計で得られた線積分電子密度、(c) 磁場揺動、(d) $H_\alpha$ 信号。 . . . . .	112
7.16	$m/n=2/1$ モードが観測されたときの空間構造。軟 X 線信号の振動成分の (a) 強度と (b) 位相、CO <sub>2</sub> レーザー干渉計で得られた線積分電子密度の (c) 強度と (d) 位相を示した。 . . . . .	113
7.17	$m/n=2/1$ モード観測された時の Thomson 散乱計測で得られた圧力分布。 . . . . .	113
7.18	$\langle \beta \rangle_{dia}$ の違いによる $l$ 分布の違い。 $\langle \beta \rangle_{dia} = 0\%$ の場合が黒の実線、 $\langle \beta \rangle_{dia} = 0.67\%$ の場合が緑の実線である。 . . . . .	114
7.19	125523 における $m/n=2/1$ モードの磁場揺動を周波数増加。 . . . . .	115
7.20	$m/n=2/1$ モード観測された時 (赤) と起きなかった時 (青) の $l = 0.5$ の有理面付近における磁気レイノルズ数と体積平均 $\beta$ 値の関係。 . . . . .	115
7.21	$m/n=2/1$ モードが観測された場合 (赤) とそうでない場合 (青) での $\langle \beta \rangle_{dia}$ 値と回転変換分布 $l$ の最小値 ( $l_{min}$ ) の関係。 . . . . .	116
8.1	放射線対応のために検出器をプラズマ近傍に設置し、遠隔地に増幅器を設置する計測器の概念図。 . . . . .	120
8.2	(a) CsI:Tl シンチレータの光電効果による減衰率と全断面積を考慮した減衰率、(b) P47 シンチレータの光電効果による減衰率と全断面積を考慮した減衰率。 . . . . .	121
8.3	中心付近のチャンネルの制動放射による信号の見積もり (図中の線) と電子密度の 2 乗で正規化した測定値の比較を示した。ベリリウムの膜厚を変化させた測定結果をまとめて示す。(文献 [11] から引用) . . . . .	124
8.4	指示関数 $g$ の適用例。シンチレータ上 (緑の円で示された領域) の点で、ピンホール (黒の円) を通過すれば 1 (赤点)、通過しなければ 0 (青点) である。 . . . . .	124
8.5	PMT (左) と PMT に CsI:Tl を塗布した FOS を載せた物 (右)。 . . . . .	125
8.6	OKTAVIAN 装置での中性子源を用いた照射実験の概念図。 . . . . .	126
8.7	中性子源を用いた照射実験の結果。縦軸に count per minutes、横軸を PMT における中性子束として、全反応断面積を考慮した予測値 (紫) と実験でカウントしたパルス数を示している。 . . . . .	126
8.8	$\gamma$ 線源を用いた照射実験の概念図。写真中央付近の黄色い円が <sup>137</sup> Cs である。 . . . . .	127
8.9	$\gamma$ 線源を用いた照射実験の結果。縦軸に count per minutes、横軸に $\gamma$ 線発生率と $\gamma$ 線源からの距離 $L_\gamma$ から $\phi_\gamma = R_\gamma / (4\pi L_\gamma^2)$ として推定した $\gamma$ 線束を示している。 . . . . .	128
8.10	X 線源から出力される光のスペクトル。(文献 [16] から引用) . . . . .	129
8.11	X 線源を用いた照射実験で、P47 を固定した様子。 . . . . .	129

8.12 X線源を用いた照射実験の実験結果。X線源の電流値とCsI:TlおよびP47にX線を照射したときのパルスのカウントを示した。 . . . . . 129

8.13 EAST実験装置の概念図。テスト用に2チャンネル分の計測を用意したが、片方のチャンネルはシンチレータをステンレス板でカバーした。軟X線は透過できないので軟X線を検出しない。この軟X線シールドにより片チャンネルでは中性子・ $\gamma$ 線による信号のみ検出でき、シンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線の影響を実験的に検証することができる。 . . . . . 131

8.14 FOSにカバーを付けていないもの(左)とカバーを付けたもの(右)。 . . . . . 131

8.15 EAST放電67438での(a)プラズマ電流と線平均電子密度、(b) $\gamma$ 線検出器による信号、(c)中性子発生率、(d)半導体式軟X線検出器の信号、(e)SXT1(赤)とSXT2(青)の信号。 . . . . . 132

8.16 SXT1の信号強度 $I_{sx}$ /中心電子密度 $Ne_0^2$ と中心電子温度 $Te_0$ との関係。 . . . . . 133

8.17 EAST放電70522で半導体検出器の軟X線信号で観測されたsnake構造。 . . . . . 134

8.18 EAST放電70522でプラズマコアを観測している半導体式軟X線検出器のスペクトログラム(左)とSXT1のスペクトログラム(右)。4kHz付近にコヒーレントなピークが見える。 . . . . . 134

8.19 EAST放電70040、時刻5.517sにおけるEFITで計算された平衡。赤点は最外郭磁気面を表している。 . . . . . 135

8.20  $z=0m$ での計算結果。上から、 $f[Wm^{-3}]$ 、 $\Omega[str]$ 、 $f \times \Omega[Wm^{-3}str]$ の結果である。 . . . . . 136

8.21  $W_{SX}$ が $L(=M=N)$ を大きくすることで収束していく様子。 $(C=D=200)$  . . . . . 137

8.22 放電番号61715、時刻5.42sにおけるSXRVの信号強度(exp.)と $W_{sx}$ を計算することで予測した信号強度(sim.)の比較。 . . . . . 138

8.23 EAST A-port付近での(a)中性子、(b) $\gamma$ 線束のエネルギースペクトル。図8.24の時刻5.6sの総中性子発生率と同じ程度の $Sn=3.3e+13[n/s]$ とした。 . . . . . 139

8.24 放電番号70040における信号の時間発展(a)は総中性子発生率、(b)は半導体軟X線検出器の信号、(c)および(d)はSXT1、SXT2の信号。紫点線は軟X線による吸収パワーの計算に用いたトムソン散乱計測のデータ取得時刻(5.517s)である。緑点線は、 $V_{SXT1}$ 、 $V_{SXT2}$ 、および総中性子発生率の取得時刻(5.6s)である。 . . . . . 140

8.25 軟X線計測器の概念図。(a)LHDの縦長ポロイダル断面で視た計測器、(b)シンチレータ設置箇所拡大図、(c)集光部分の拡大図。 . . . . . 141

8.26 実験で得られた半導体式軟X線検出器の信号強度(exp.)と $W_{SX}$ を計算することで予想した信号強度(sim.)の比較。 . . . . . 142

8.27 LHDの3次元構造を含んでMCNPにより計算した3.5Uポート付近での(a)中性子束のエネルギースペクトルと(b) $\gamma$ 線束のエネルギースペクトル。 . . . . . 142

8.28 磁気軸3.6mの配位で、(a)中心電子温度9.45keV、(b)中心電子温度1keVの時の結果。CsI中における $\gamma$ 線による吸収パワーを青点線、P47中における $\gamma$ 線における吸収パワーを緑点線で示した。 . . . . . 143

8.29 3.5Uポートで計測器を設置した位置。 . . . . . 143

8.30  $15\mu m$ 厚のBe膜による光の減衰率。 . . . . . 144

8.31 ピンホールとBe薄膜。 . . . . . 145

8.32 厚み4cmのPbによる光の減衰率。 . . . . . 146

8.33 FOPの拡大図。銀色に見える写真左側の部分はAlの薄膜である。 . . . . . 146

8.34 FOP上でレンズにシンチレーション光が入射する領域を示した写真。 . . . . . 147

8.35 FOP側から見たレンズの様子。 . . . . . 147

8.36 PMTを設置したアンプボックスの様子。 . . . . . 148

8.37	アンプボックスを設置したポリエチレンブロック。 . . . . .	148
8.38	重水素プラズマ実験期における軟 X 線検出器の信号例。上から R=4.03m、3.93m、3.83m、3.73m を観測している視線の信号である。 . . . . .	149
8.39	CDC 現象が発生した放電で、(a) プラズマ蓄積エネルギーと $H\alpha$ の信号、(b) プラズマコア (赤) と周辺 (青) を視ている CO <sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計の視線から得られた線積分電子密度、トムソン散乱計測で得られた電子温度、(c) プラズマコア (赤) と周辺 (青) を見ているシンチレータ式軟 X 線検出器の信号の時間発展。4.4s あたりで CDC 現象が発生している。 . . . . .	150
8.40	Locked mode-like 不安定性発生時の (a)m/n=1/1 の磁場構造とコヒーレントな構造を持つシンチレータ式軟 X 線検出器の信号 (赤、青) と (b) 磁場揺動。図 (a) の赤線は R=3.43m を観測しており、青線は R=3.93m を観測している。本放電の磁気軸位置は R=3.6m である。 . . . . .	151
8.41	MHD モードが存在する時の (a) 磁場揺動と (b) 各チャンネルの軟 X 線信号と磁場揺動との time-space correlation。 . . . . .	152
8.42	シンチレータ式軟 X 線検出器の信号強度の (a) 軽水素実験期、(b) 重水素実験期での電子温度・密度依存性を示す。色の違いは総中性子発生率の違いを表している。 . . . . .	153
8.43	EIC 発生時の (a) プラズマ中心付近の電子温度、(b) プラズマ中心付近を観測しているチャンネルの軟 X 線信号強度、(c) 総中性子発生率、(d) 磁場揺動。 . . . . .	153
8.44	第 19 サイクルプラズマ実験での重水素実験前 (青) と実験後 (赤) の軽水素プラズマ実験でのシンチレータ式軟 X 線検出器の信号強度の電子温度・電子密度に対する依存性。 . . . . .	154

# 第1章 序論

## 1.1 緒言

本論文は、磁場閉じ込めプラズマ実験装置 LHD における重水素プラズマの MHD 不安定性を実験的に研究した結果を主に報告するものである。重水素プラズマにおける MHD 不安定性として、高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (EIC) を対象とし、EIC の重水素プラズマ実験時の性質について報告する。重水素プラズマ実験時の EIC の性質について報告した後に、軟 X 線検出器を用いて観測したペレット入射直後の振動現象、そして高中性子束環境下でも使用可能な軟 X 線検出器の開発について述べる。

本章では、磁場閉じ込め核融合方式による核融合発電について述べた後 (1.2 節) に、高エネルギー粒子と相互作用する MHD モード (1.3 節)、磁場閉じ込め装置で観測された snake 現象 (1.4 節)、LHD における MHD 不安定性研究 (1.5 節)、MHD 研究における軟 X 線計測の意義とその適用 (1.6 節) について述べる。本章の 1.7 節で本研究の目的と意義を述べる。

## 1.2 磁場閉じ込め方式による核融合発電

### 1.2.1 核融合発電実用化にむけた研究の意義

現代社会の発展のため、安定したエネルギーの供給は必要不可欠である。膨大な電気エネルギーを使用する現代においては、電気エネルギーの安定供給が重要課題の一つと言える。電気エネルギーを得るための発電手法としては、火力発電・太陽光発電・原子力発電などがあり、それぞれ利用しているエネルギー源が異なる。火力発電では天然ガス・石油などの化石燃料を、いわゆる再生可能エネルギーを用いた発電手法では太陽光・風力・波力などを、原子力発電ではウランを用いている。これら発電手法には安全性・地球環境への影響・供給の安定性などの観点からメリット・デメリットが存在する。

火力発電で用いる化石燃料は世界中に多く埋蔵されており、また、容易に貯蔵できるため、昼夜問わず安定的にエネルギーを供給できるメリットがある。一方で二酸化炭素が排出されることによる地球環境への影響が懸念されている。再生可能エネルギーは地球環境への影響が少ないものの、天候の変化による供給量の変化や利用に適した地形の偏在など、安定なエネルギー供給という観点から課題がある。原子力発電は安定して供給でき環境への影響も小さいとされてきたが、事故時の環境への影響が深刻であることや高レベル放射線廃棄物の万年単位の管理などの課題が存在する。

現状ではメリット・デメリットを踏まえて発電手法を選択するほかに、その一方で、環境への影響が少なく安定に電力を供給できる発電手法の研究開発を行っていく必要がある。核融合発電はこの目的で注目されている発電手法の一つであり、平成 28 年度エネルギーに関する年次報告 [1] では、核融合発電の実現化は戦略的開発目標の一つと位置づけられている。

核融合発電が注目される理由の一つは、資源が偏在していないことである。たとえば、重水素・三重水素核融合反応を利用した核融合炉では、燃料の一つである重水素は海水から摂取できる。燃料の一つであるが自然界で採取が難しい三重水素は、発電炉の中で生成できる。加えて、原子力発電で危惧されるような事故

発生時の放射性物質の問題が小さいという安全面の大きなメリットがある。核融合反応で発生する中性子により発電炉は放射化するが、その放射能は数百年で十分に低減できるとされている。

本節においては、核融合発電炉の成立条件や、核融合反応を制御する方式の一つである磁場閉じ込め方式について述べていく。

### 1.2.2 核融合反応と核融合炉の成立条件

核融合発電炉では、核融合反応時に発生するエネルギーを用いて発電する。核融合反応時に発生する(吸収される)エネルギーは、核融合反応後で生成される原子核の結合エネルギーと反応前の原子核の結合エネルギーとの差に依存する。図 1.1 に、質量数に対する核子あたりの結合エネルギーの関係を示した [2]。 $^{56}\text{Fe}$  における結合エネルギーを極大値としてもつ曲線になっていることがわかる。 $^{56}\text{Fe}$  の質量数以下(以上)では、核融合(核分裂)反応によりエネルギーが発生する。ウランを用いた原子力発電では、ウランの核分裂反応で生成されるエネルギーを用いて発電している。核融合発電では、核融合反応時の生成エネルギーが大きく、また、核融合反応断面積が大きい  $^2\text{H}(\text{D})$ 、 $^3\text{H}(\text{T})$ 、 $^3\text{He}$  などを用いた次の核融合反応の利用が検討されている。



それぞれの反応で核融合反応断面積が異なり、10keV~400keV において最も核融合反応断面積が大きいのは式 1.3 の DT 反応である。T は自然界にはほんのわずかしかな存在していないため、



の反応を用いて核融合炉内で T を生成することが検討されている。

これら核融合反応断面積と発生するエネルギーを用いて、磁場閉じ込め方式における核融合炉の成立条件を知ることができる。ここでは DT 反応を用いた場合の成立条件について述べる。今、閉じ込め時間を

$$\tau_E = \frac{(3/2)n(T_e + T_i)}{P_{\text{loss}}} \quad (1.5)$$

と定義する。 $(3/2)n(T_e + T_i)$  は単位体積あたりのプラズマのエネルギー、 $P_{\text{loss}}$  は対流損失や放射損失によるエネルギー損失である。プラズマを高温に維持するためには、加熱入力  $P_{\text{heat}}$  に対して、

$$P_{\text{heat}} > P_{\text{loss}} \quad (1.6)$$

であることが条件となる。この加熱入力が核融合反応出力  $P_{NF}$  により決まるとする。プラズマは D と T でのみ構成され、それぞれの個数が同じであるとすると単位体積あたりの  $P_{NF}$  は

$$P_{NF} = (n/2)(n/2) < \sigma v > Q_{NF} \quad (1.7)$$

となる。 $Q_{NF}$  は核融合反応による放出エネルギーである。中性子・ $\alpha$  粒子による核融合出力をそれぞれ  $P_n$ 、 $P_\alpha$  とすると、DT 核融合反応により  $P_n = 0.8P_{NF}$ 、 $P_\alpha = 0.2P_{NF}$  程度に分配される。 $P_n$  を担う中性子は核融合プラズマに面するブランケットに衝突し、中性子のエネルギーはブランケット内を流れる水を加熱し

て熱エネルギーに変換され、水蒸気でタービンを回すことで電気エネルギーに変換される。 $P_n$  はブランケットでの熱変換・プラズマ加熱装置を通して  $\gamma_{n,heat}$  の割合だけプラズマ加熱に用いられ、 $P_\alpha$  は  $\gamma_{\alpha,heat}$  の割合だけプラズマ加熱に用いられるとすると、

$$P_{heat} = (0.8\gamma_{n,heat} + 0.2\gamma_{\alpha,heat})P_{NF} \quad (1.8)$$

となる。 $\eta = (0.8\gamma_{n,heat} + 0.2\gamma_{\alpha,heat})$  とすれば、式 1.5、1.6、1.8 から、

$$\eta P_{NF} > \tau_E(3/2)n(T_e + T_i) \quad (1.9)$$

となる。 $T_e \sim T_i$  を仮定し整理して、

$$n\tau_E > \frac{12T}{\eta Q_{NF} < \sigma v} \quad (1.10)$$

が得られ、式 1.10 が核融合炉成立条件である。

ここまで核融合炉の成立条件について見てきた。核融合炉の成立条件が満たされ、商業的に展開することを考えると、次はその経済性が問題となる。核融合炉の経済性は  $\beta$  値が指標となりうる。

$$\beta = \frac{p}{B^2/(2\mu_0)} \quad (1.11)$$

圧力  $p$  が同じであれば大よそ同じ核融合出力が得られると仮定する。同じ  $p$  であっても磁場強度が小さいと  $\beta$  値は高くなる。 $\beta$  値が大きく、すなわち磁場強度を小さくできる場合は、磁場を生成するコイルのサイズを小さくでき建設コストを低減できる。

従って、 $\beta$  値が大きいプラズマを生成・維持することが核融合プラズマにおいては目標となるが、 $\beta$  値が高い場合、一般に MHD 不安定性が発生する。MHD 不安定性が発生すると、プラズマコア部での圧力平坦化などによりトータルの圧力  $p$  が低下して核融合出力が下がる可能性がある。また、MHD 不安定性により  $\alpha$  粒子の軌道が影響されるなどして、 $\alpha$  粒子の損失が大きくなることも考えられる。これは、 $\gamma_{\alpha,heat}$  が小さくなり  $\eta$  が小さくなることに相当する。すなわち、成立条件 1.10 の右辺が大きくなり、核融合炉の成立条件が厳しくなることに相当する。

核融合炉の成立条件 1.10 が厳しくなる要因としては他にも不純物の蓄積による放射パワーの増大が考えられる [3]。閉じ込め時間  $\tau_E$  を定義する式 1.5 の  $P_{loss}$  には、プラズマからの放射損失  $P_{rad}$  が含まれる。 $P_{rad}$  には様々な寄与が考えられるが、ここでは制動放射の寄与だけを考える。制動放射のプラズマの単位体積からの放射パワーは  $Z_{eff}^2$  に比例する。 $Z_{eff}$  は

$$Z_{eff} = \frac{\sum_j n_j Z_j^2}{\sum_j n_j Z_j} \quad (1.12)$$

で定義される。 $n_j$ 、 $Z_j$  はイオン種  $j$  の密度、イオン価数である。従って、価数の大きいイオンがプラズマ中に多く存在すると、 $P_{rad}$  が増加し、成立条件 1.10 左辺の  $\tau_E$  が下がり、成立条件が厳しくなる。不純物の蓄積は不純物輸送によって決まるので、 $\tau_E$  を放射損失によって下げないためには、不純物輸送を理解する必要がある。

以上の議論を踏まえると、経済的な核融合炉の実現のためには、MHD 不安定性の研究、そしてプラズマ中での不純物分布を決める不純物輸送の研究が必要であると考えられる。

### 1.2.3 トーラス型磁場閉じ込め方式

磁場閉じ込め核融合装置では、高温・高密度のプラズマを磁場によって閉じ込め、核融合反応を発生させる。直線型・カスプ磁場等様々な磁場配位のものがあるが、現在主流なのはトーラス形状でプラ



ズマを閉じ込めるトーラス型装置である。トーラス型装置の中でも、トカマク型およびヘリカル型が現在主流となっている。これらトーラス型磁場閉じ込め方式では、 $B_\phi \times \nabla B_\phi$  ドリフトによってトーラス上下方向に分離される荷電粒子をキャンセルするため、ポロイダル方向の磁場を生成する必要がある。トカマク型では、トロイダルコイルでトロイダル磁場を生成し、ポロイダル磁場はプラズマ電流で生成する。トカマク型はコイル構造が単純であるものの、プラズマ電流に起因するディスラプション現象によって装置に深刻なダメージを与える可能性がある。一方、ヘリカル型では、閉じ込め磁場を外部コイルで生成する。プラズマ電流を流す必要がないことからディスラプション現象が発生しないため、プラズマを長時間維持できるものの、複雑なコイル形状によりその建造が容易ではない。現代の核融合プラズマ研究においては、将来的な展開も鑑みトカマク型とヘリカル型の両方式の研究が中心となって進められている。

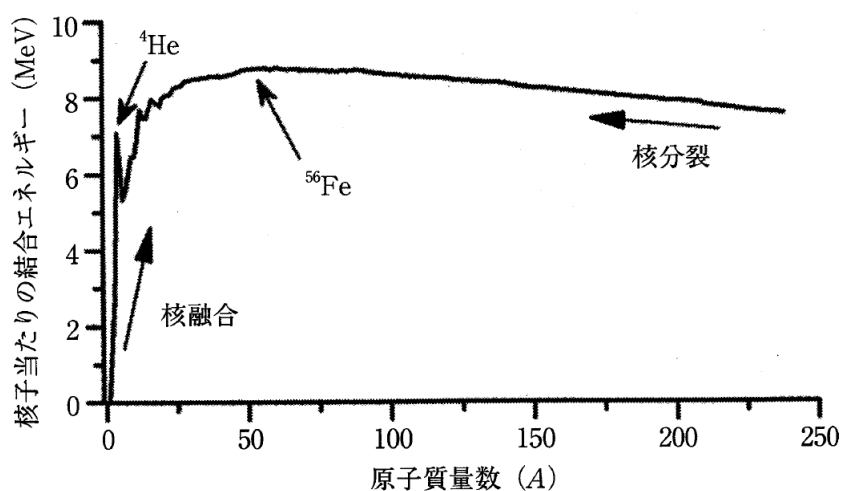


図 1.1: 核子あたりの結合エネルギー文献 ([2] の図 2.9)。

### 1.3 高エネルギー粒子と相互作用する MHD モード

核融合炉では核融合反応で生成された  $\alpha$  粒子がプラズマ加熱に用いられることは前節で述べた通りである。生成された  $\alpha$  粒子は背景プラズマを加熱しながら減速するが、背景プラズマの温度まで順調に減速するとは限らず、プラズマ中に励起される波動によって損失することがある。逆に、波動にエネルギーを与え、不安定なモードを引き起こすことがある。核融合炉の実現にあたっては、 $\alpha$  粒子など高エネルギー粒子がプラズマ中でどのように損失するか理解することが必要不可欠となる。本節では、プラズマ中で高エネルギー粒子が損失する現象についてアルフベン固有モード・Fishbone 不安定性・高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定について述べる。これらのモードは高エネルギー粒子の集団的運動と関係しており、高エネルギー粒子圧力が高くなる ITER[4] など次世代装置においても重要であると考えられる。

#### 1.3.1 アルフベン固有モード

アルフベン波は理想 MHD の枠組みで得られる MHD 波動の一種であり、圧縮性アルフベン波やねじれアルフベン波などがプラズマ中に存在する。一般に核融合プラズマ実験装置ではねじれアルフベン波が励起し、磁場を圧縮することなく磁力線の方向に伝播する。ねじれアルフベン波の分散関係は  $\omega = k_{\parallel} v_A$  と書け

る。トーラスプラズマにおいては、ポロイダルモード数  $m$  とトロイダルモード数  $n$  が決まると、プラズマ中のある小半径に対して周波数  $\omega$  が決まる。トーラス配位においては Toroidal Alfvén Eigen mode(TAE)、Beta induced Alfvén Eigen mode(BAE)、Helicity induced Alfvén Eigen mode(HAE) など様々なアルフベン固有モードによる高エネルギー粒子の損失が観測されている [5]。また、Alfvén 速度まで減速した高エネルギー粒子が、逆ランダウ減衰の過程により、アルフベン固有モードにエネルギーを与えモードが成長することも観測されている。

### 1.3.2 Fishbone 不安定性

Fishbone 不安定性は 1983 年に PDX 装置で NB 入射時に始めて観測された不安定性 (図 1.2)[6] で、その後多くの装置で観測された [7, 8, 9, 10]。PDX 装置における観測では、高速イオンの損失や中性子発生率の低下が観測され、20~40%のビームパワーが損失していることが示唆された。加えて、そのモード周波数は深く捕捉された高エネルギー粒子の歳差運動周波数に近い値であることが報告された。Fishbone 不安定性には、イオン反磁性ドリフトと関係があるタイプも報告されている。Fishbone 不安定性の影響は高エネルギー粒子だけではなく、電子温度の低下 [11] や不純物輸送 [12] などバルクプラズマへの影響も確認されている。

実験的な研究に加えて、Fishbone 不安定性に対しては理論的な研究が行われており、Fishbone 不安定性は、トロイダルリップルに捕捉された高エネルギー粒子の歳差運動周波数 [13] やプラズマコアのイオン反磁性ドリフト周波数 [14] の共鳴により、 $m/n=1/1$  のマージナルな内部キンク不安定性が不安定化した現象であることが示唆されている。

1999 年以降になって、異なるタイプの fishbone 不安定性が観測されている。Off-axis fishbone(または energetic particle driven wall mode:EWM と呼ばれる) は  $q=1$  より十分大きい安全係数を持つ JET のプラズマで初めて観測されたモード [15] で、D-IIID[16, 17] や JT-60U[17] において研究されている。Off-axis fishbone は高エネルギー粒子によって駆動された外部キンクモードであると考えられている [17]。E-fishbone 不安定性は D-IIID トカマクにおいて off-axis ECCD[18] を印加した際に初めて観測され、HL-2A[19] や FTU[20] などでも観測された。E-fishbone は高エネルギーイオンではなく高エネルギー電子によって引き起こされていると考えられている。

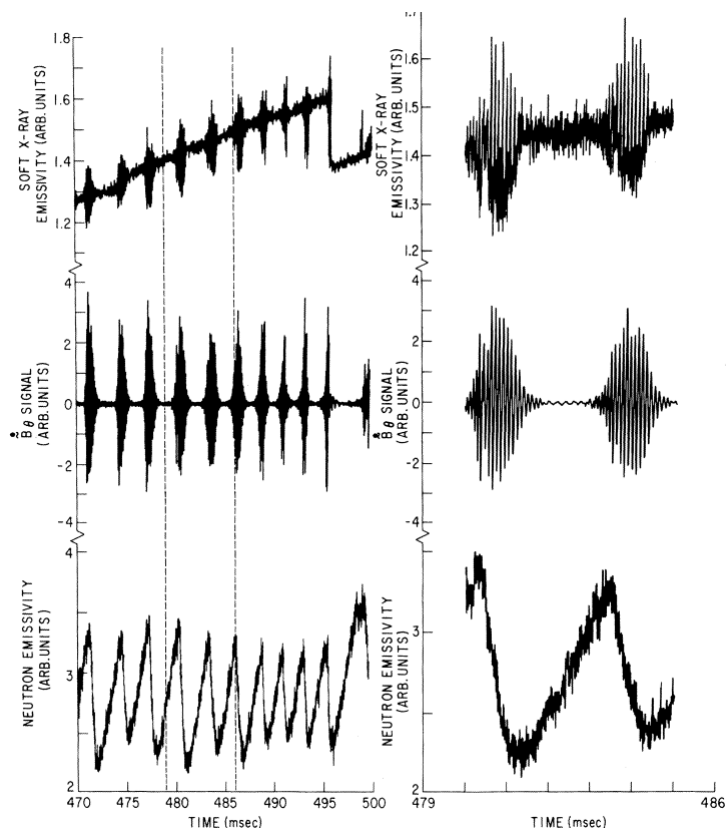


図 1.2: PDX 装置で報告された fishbone 不安定性 (文献 [6] より引用)。

### 1.3.3 高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性

Fishbone 不安定性はトカマク装置における高エネルギー粒子がバルクの MHD モードにエネルギーを与えて成長するモードであるが、ヘリカル装置においても同様の機構で MHD モードは不安定になり得る。高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (EIC) は、ヘリカル装置である LHD において、軽水素プラズマ実験で垂直 NB 入射時に観測された不安定性である [21, 22]。EIC が励起すると、 $m/n = 1/1$  のモード構造を持ちチャーピングダウンする磁場揺動が観測される。チャーピングダウンする周波数の初期周波数は 8kHz 程度である。EIC の径方向のモード構造が ECE 計測によって調べられ、有理面で位相が反転する Tearing-parity を持つモード構造が観測された。

LHD プラズマにおいては、1 対のヘリカルコイルの存在により、周辺部に磁場強度が弱い領域が存在し、相対的にヘリカルリップルが深くなる。このようなヘリカルリップルで、垂直 NBI で供給された磁力線方向の速度が小さい高エネルギー粒子が捕捉される。ヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子 (ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子) のポロイダル方向の歳差運動周波数を計算し、その歳差運動周波数を用いてヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子と  $m/n=1/1$  モードとの共鳴条件を調べたところ、観測された 8kHz 程度の周波数を持つ条件が存在したことから、EIC はヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子と抵抗性交換型不安定性が共鳴することで駆動されると考えられている。EIC が発現するのは比較的低密度のプラズマ  $\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  であり、この密度領域のプラズマにおいて、ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子による  $\beta$  値 ( $\beta_{h\perp}$ ) が大きくなると、EIC が励起する。この  $\beta_{h\perp}$  に対する依存性からも、EIC がヘリカル

リップル捕捉高エネルギー粒子によって駆動されていることが示唆される。

EIC 励起時の高エネルギー粒子の直接的な損失は観測できていないが、CNPA 装置により観測された中性粒子の輸送の変化が観測されている。また、プラズマコア部における $-12\text{kV}$  程度の負電位の形成 (図 1.3) が観測されており、この負電位は、 $l=1$  の有理面付近における高エネルギー粒子が損失することによって形成されていると考えられている。

EIC の安定性に関して、EIC が ECH 入射によって安定化されたことが報告されている [23]。ECH 加熱によって抵抗性交換型不安定性のモード幅が減少したことにより、高エネルギー粒子と MHD 波動との相互作用が弱まり、EIC が安定化したことが示唆された。

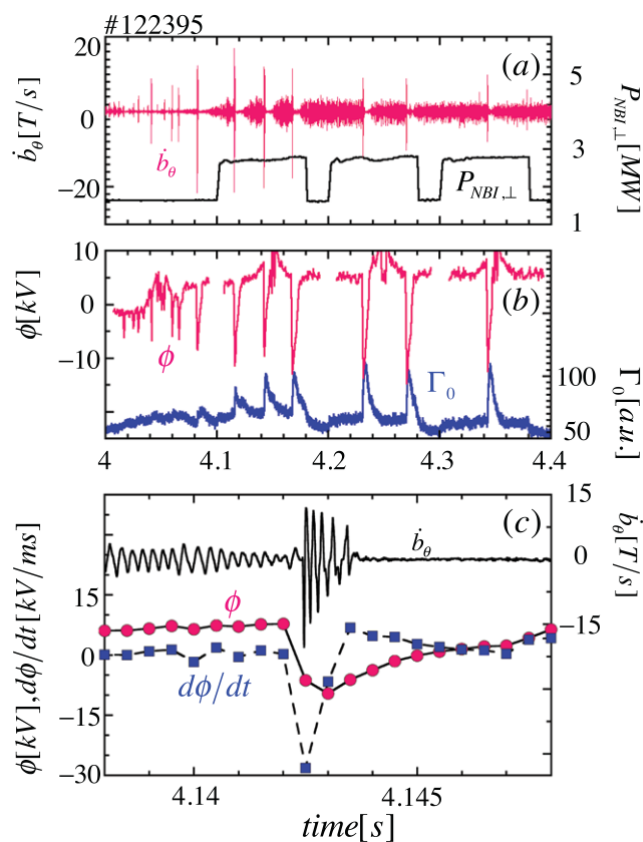


図 1.3: 軽水素プラズマ実験で EIC が観測された時の (a) 磁場揺動、(b) 電位と中性粒子束を示した。(c) 時間的に拡大した磁場揺動と電位を示した (文献 [22] より引用)。

## 1.4 磁場閉じ込め装置で観測された snake 現象

snake 現象は磁場閉じ込めプラズマ装置における輸送現象に関する興味深い現象の一つである。この現象は  $q=1$  の有理面かその内側に局在する振動現象で、プラズマ閉じ込め時間の数倍の時間に渡り存在できることが知られている。この現象が初めて観測されたのは JET であり、水素ペレット入射により snake 振動が観測された [24](図 1.4)。

これまでに観測されている snake 現象は 2 タイプあり、JET で報告されたものと同型の電子密度が局在化することによる snake 現象 [25, 26, 27, 28] と、不純物が局在化することによる snake 現象 [29, 30] である。

これら snake 現象を説明するモデルとして古典的なものは Wesson[31] によるもので、水素ペレット入射によって温度が低下したことにより磁気島が生成され、その磁気島が不純物を捕らえることにより snake 構造が維持されるとした。しかしながら、 $q = 1$  の有理面が存在しない場合でも snake 現象が観測されることが MAST で報告 [32] されており、Wesson のモデルでは説明が困難な例が存在する。Cooper[33] らは  $q_{\min} \sim 1$  の反転磁気シア配位において、軸対称の構造と  $m/n = 1/1$  の理想内部キンクモードのどちらか片方に構造が分岐しうることをシミュレーション研究において示し、snake 現象を説明する異なる描像を提示した。

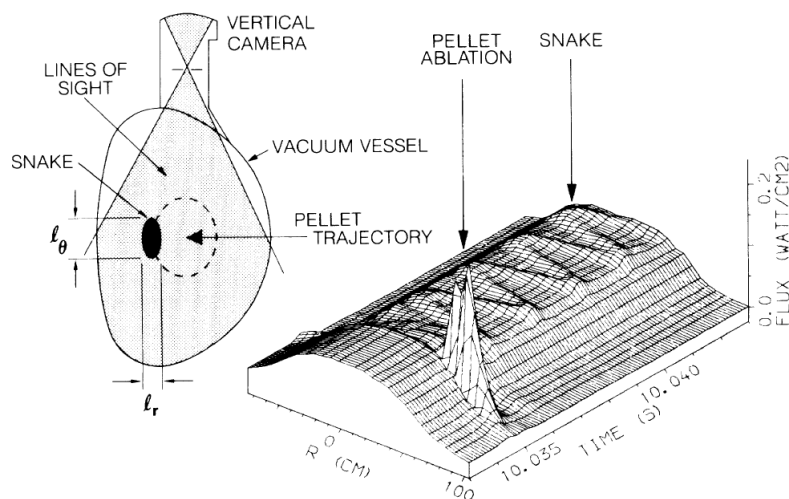


図 1.4: JET で観測された snake 振動 (文献 [24] より引用)。

## 1.5 LHD における MHD 不安定性研究

LHD はヘリカル型の実験装置であり、ポロイダル磁場を外部コイルで生成するため、トカマク型のように大きなプラズマ電流を流す必要がない。そのため、電流駆動型不安定性は励起しにくいと考えられる。LHD においては圧力駆動型不安定性が観測されている。また、図 1.5 に示すように LHD の運転領域は MHD 不安定性の発現によって制限されている。図 1.6 では、実験で得られた圧力勾配と理論的に予測された圧力駆動型理想 MHD 不安定性の成長率を示しており [34]、成長率が大きい点には到達していないことがわかる。LHD においては、プラズマ性能を制限する圧力駆動型 MHD 不安定性を避けることで中心  $\beta$  値 10% 程度の高  $\beta$  プラズマの生成に成功している。

圧力駆動型不安定性である交換型不安定性は理想交換型不安定性と抵抗性交換型不安定性に分類されるが、磁気シアによる安定化効果が小さい抵抗性交換型不安定のほうがより不安定になりやすく、LHD における高  $\beta$  プラズマにおいては頻繁に観測されている。抵抗性交換型不安定性は磁気シアによる安定化効果が弱いいため、磁気シアが強いプラズマ周辺部でも励起されるが、その振幅は飽和し、その飽和振幅は  $S^{-1/3}$  に比例することが知られている (図 1.7)[35]。抵抗性交換型不安定性の振幅は飽和するものの、抵抗性交換型不安定性による輸送の劣化 [36] など背景プラズマへの影響が報告されている。

LHD においては、抵抗性交換型不安定性の他にも、Locked mode-like 不安定性や、sawtooth-like イベント、Core Density Collapse(CDC) 現象などの MHD 現象が観測されている。Locked mode-like 不安定性は、回転する  $m/n=1/1$  のモード構造の回転周波数が低下し、モードの回転が停止した時に非回転モードが成長

して電子温度が崩壊する現象 (図 1.8) で、低磁気シアのプラズマで観測されている [37, 38]。水素ペレット入射時に観測される sawtooth-like イベントと CDC 現象については以下で述べる。

### 1.5.1 sawtooth-like イベント

真空磁気軸が 3.65m より小さい磁場配位では、水素ペレット入射で生成される高  $\beta$  プラズマにおいて圧力勾配が大きくなると、sawtooth-like イベントが励起され  $\beta$  値の上昇が妨げられる。図 1.9 には sawtooth-like イベントが発生している様子を示している。前置または後置振動が観測されることがあり、そこからポロイダルモード数を同定できる。これまで、 $m=3, 2, 1$  のモード数を持つ有理面でイベントが観測されている。 $m=3$  のモード数を持つイベントでは、プラズマコアを観測している軟 X 線信号強度が 25%程度低下していることが観測された [39]。 $m=2$  のモード数を持つイベントでは、 $d\beta/d\rho \sim 1\%$  でイベントが発生することがわかっている [39]。また、sawtooth-like イベントが発生するときのメルシエパラメータ  $D_I$  が評価されており、 $D_I \sim 0$  程度で sawtooth-like イベントが発生していることがわかっている [40]。そのため、sawtooth-like イベントは、交換型不安定性によって引き起こされていると考えられている。LHD における sawtooth-like イベントは電子密度への影響はあるものの、 $\beta$  値への影響は数%以下と小さいことが知られている。

### 1.5.2 Core Density Collapse 現象

真空磁気軸が 3.75m より大きい磁場配位では、水素ペレットを多数入射することで、Super Dense Core (SDC) と呼ばれるプラズマコア部での粒子閉じ込め改善による高密度プラズマを生成できることが知られている。この SDC プラズマでシャフラノフシフトが大きくなると Core Density Collapse 現象 (CDC) が発生 [41, 42] し電子密度が大幅に低下する。図 1.10 に CDC 発生前後での密度分布の変化を示した。CDC により最大で 50%もの  $\beta$  値が低下する。LHD においては、この CDC 現象により、外寄せ磁気軸における実験の  $\beta$  値の限界がきまっている [42]。CDC 現象では前置振動が観測されており、CO2 レーザーイメージング干渉計で観測された前置振動は大半径外側に局在化していた [42]。Hn-bal コードを用いて理想 high-n ballooning モードの成長率を計算すると、前置振動が観測された半径周辺で成長率が大きいことが確かめられた [42]。また、計算された理想 ballooning モードの成長率は、より外側の磁気軸またはより高い  $d\beta/d\rho$  で高く、これが実験的に観測された成長率の傾向と一致していた [42]。これらのことから、CDC 現象は ballooning モードによって引き起こされていると考えられている。

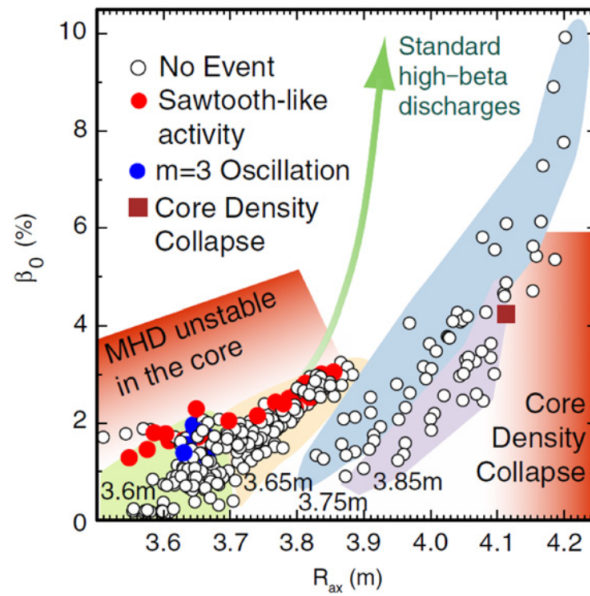


図 1.5: LHD の運転領域 (文献 [43] より引用)。

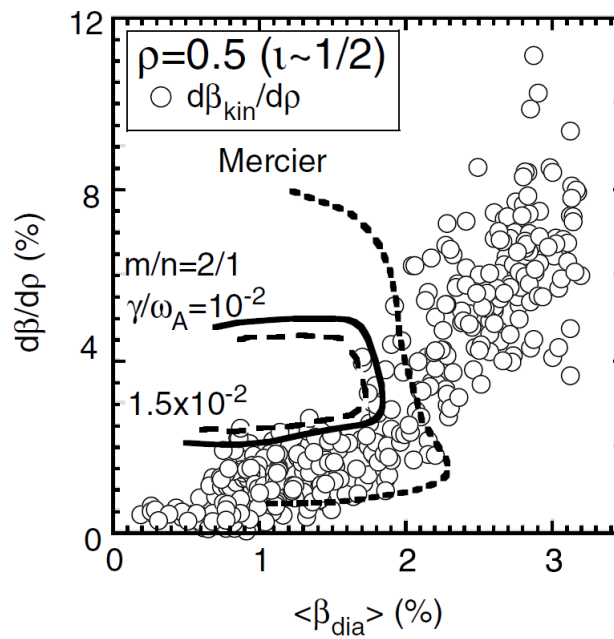


図 1.6: 実験で得られた圧力勾配と理論的に予測された圧力駆動型理想 MHD 不安定性の成長率 (文献 [34] より引用)。

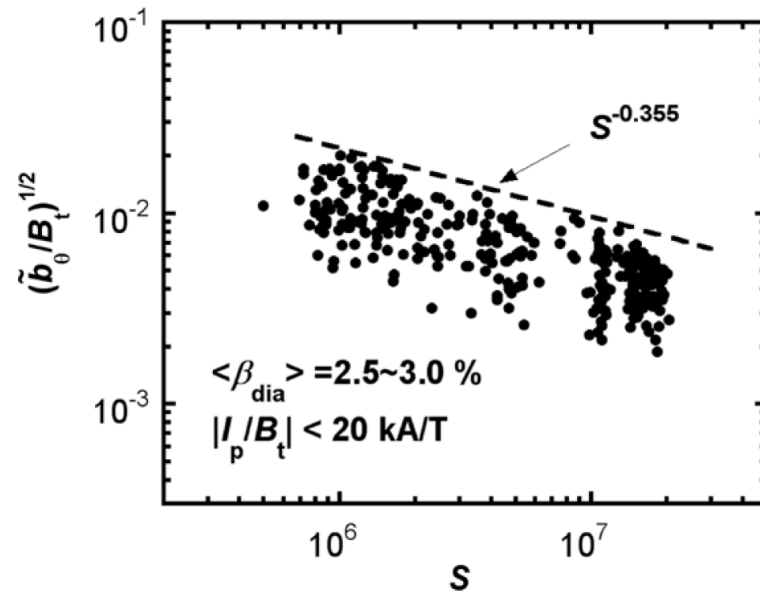


図 1.7: 抵抗性交換型不安定性が発生したときの磁気レイノルズ数と磁場揺動強度の関係 (文献 [35] より引用)。

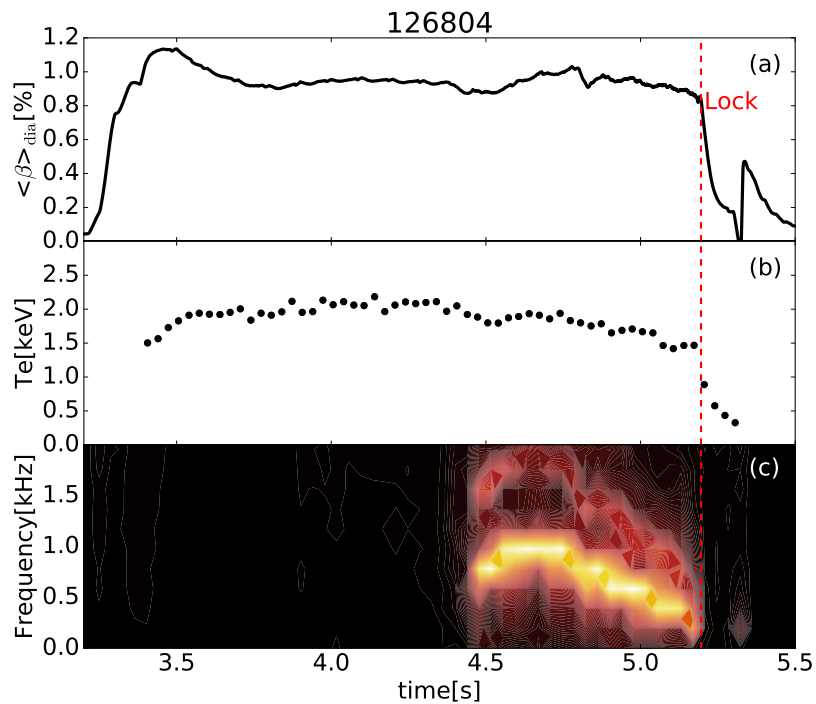


図 1.8: Locked mode-like 不安定が発生した放電。(a) プラズマ蓄積エネルギー、(b) 中心付近の電子温度、(c) 磁場揺動のスペクトログラム。



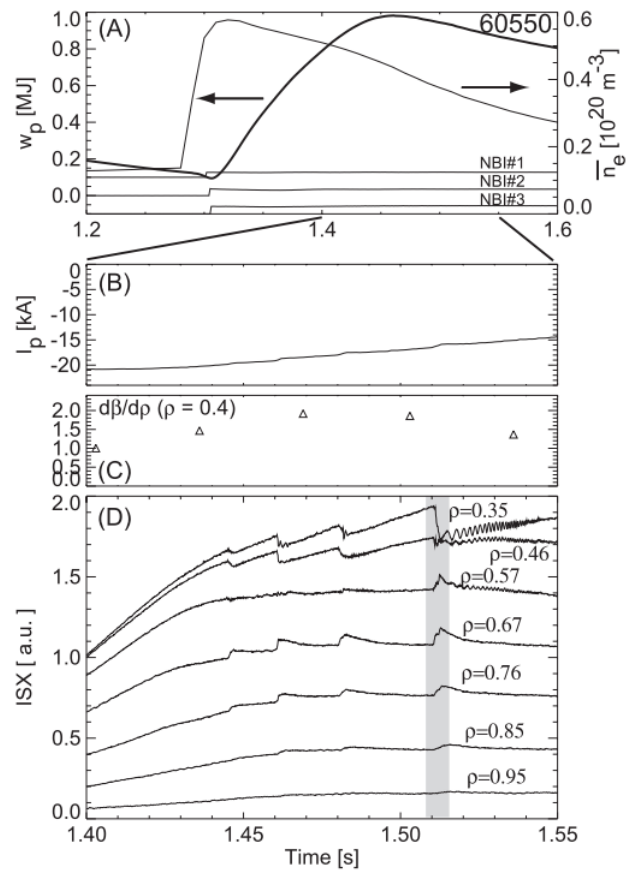


図 1.9: 図 (d) の 1.51s 付近で軟 X 線信号に sawtooth イベントによる信号強度の変化が観測されている。(文献 [39] より引用)

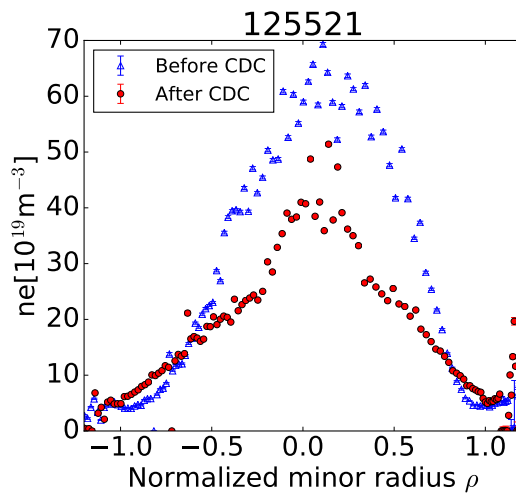


図 1.10: CDC 前後での電子密度分布。CDC 発生前 (青) と発生後 (赤) の分布を示した。

## 1.6 MHD 研究における軟 X 線計測の意義とその適用

トカマク型やヘリカル型の磁場閉じ込め装置では、MHD 平衡に大きな変化や MHD 不安定性が現れた時に、プラズマの大きな変位や崩壊現象が観測される。MHD 平衡が変化したり MHD 不安定性が現れた場合は、プラズマの温度・密度分布の変化、あるいはそれらに伴う揺動が計測されるはずである。これらの分布の変化や揺動を計測するために、様々な計測手法が開発され、実際に計測に用いられている。しかし、MHD 研究における分布計測、揺動計測では、幅広いパラメータ領域でプラズマ全体を計測し、MHD 平衡の変化や MHD 不安定性によるプラズマ変位の空間構造を同定できなければならない。そのような目的のために開発された計測手法の一つとして、軟 X 線計測がある。

核融合プラズマにおいては通常、軟 X 線は制動放射、再結合放射、原子内の電子のエネルギー準位の変化による放射の 3 つの過程で生成される。それらの強度は、電子密度、電子温度、実効 Z 数などに依存する。通常、制動放射強度は、光のエネルギーがプラズマの電子温度におおよそ等しい領域で最大となる。このエネルギーより大きい領域では、そのエネルギーは指数関数的に減少する。ただし、電子密度や実効 Z 数への依存性を考慮すると、軟 X 線の絶対強度から電子密度や電子温度の絶対値を直接導くことは難しい。しかし、MHD 不安定性に伴う揺動計測を目的とすれば、軟 X 線の強度の揺動計測からプラズマの形状の時間発展を知ることができる。

軟 X 線の揺動計測は他の揺動計測に比べて多くの利点を持っている。他の揺動計測としては、たとえば、電子温度の揺動を計測する電子サイクロトロン放射計測がある。しかし、電子サイクロトロン放射計測は、低磁場ではカットオフ現象がおき、また、10keV を超えるような高温プラズマでは電子の相対論効果を伴う放射光周波数のダウンシフトを考慮する必要がある。一方、軟 X 線検出器はどのような温度・密度に対しても使用することができ、複雑な光学系が必要ない。そのため、非常に広いプラズマパラメータで信頼できる計測手法となる。

軟 X 線を MHD 研究に用いた例は数多く報告されている。Large Helical Device(LHD) はもちろんのこと、TEXTOR や DIII-D、JET、Alcator C、PDX など世界中の様々な装置でプラズマからの軟 X 線を用いた MHD 研究が行われている [44, 45, 46, 47, 48]。NSTX では、Type-1 ELM から Type-5 ELM への遷移に関する研究において、軟 X 線揺動計測が用いられた [49]。ステラレータ装置である W7-AS では、二次元平衡分布計測に軟 X 線計測が用いられた [50]。

LHD においても、プラズマの平衡計測や不安定性の研究のために軟 X 線検出器アレイが設置され多くの成果を上げてきた。これらは、ピンホールを使って、プラズマを多数の視線で観察するタイプの計測機器で、軟 X 線の検出には半導体である PIN フォトダイオードを使うタイプである。これを用いて、交換型の不安定性の空間構造の推定などが有効に行われた [51, 52, 53, 54]。また接線方向からのプラズマ画像計測も行われた。この計測手法では、プラズマの画像をピンホールを使ってシンチレータ上に結像し、可視光に変換後、光を増倍して高速度カメラで計測するものである。これによりプラズマの内部崩壊現象を引き起こすプラズマの変形を調べる研究等が行われた。

しかしながら、LHD の重水素プラズマ実験期も含め、高中性子束環境下では PIN フォトダイオードの破損が懸念されその使用が難しくなる。文献 [55] によれば、半導体検出器が深刻なダメージを受ける積算高速中性子量は  $10^{16} \text{ m}^{-2}$  である。一方、第 8 章で述べるように LHD の 3.5U ポート付近での最大中性子束は  $2.4 \times 10^{13} \text{ nm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  程度であり、この放電条件のプラズマが 1000 秒ほど点くことで半導体検出器に深刻な影響が出る照射量になることがわかる。実際、第 19 サイクル LHD プラズマ実験においては、3.5U ポート付近で  $5 \times 10^{15} \text{ nm}^{-2}$  程度の照射量があったと推定され、半導体検出器の利用は 1 実験サイクル程度が限度であると考えられる。

さらに中性子束環境が厳しい ITER においても軟 X 線を計測する計画がある。しかしながら、文献 [56] に

あるように ITER における放射線環境は厳しい。たとえば、真空容器の第一壁に中性子の  $0.8 \text{ MW/m}^2$  ものエネルギーが入射し、前方ミラーには  $4 \times 10^{16} \text{ n m}^{-2}$  程度の中性子が照射される。そのため、防護なしに半導体を用いた検出器を使用することができない。現状では、真空フォトダイオード [57] や放射線遮蔽を行った上で半導体検出器の利用 [58] が検討されている。

## 1.7 本研究の目的と意義

本章 1.2 節で述べたように、経済的な核融合発電炉を実現するためには高  $\beta$  プラズマを生成する必要がある、それを阻害する MHD 不安定性の理解を深めることが必要不可欠である。LHD におけるこれまでの研究では、バルクプラズマの圧力勾配による MHD 不安定性が主に研究されており、その発現領域や励起メカニズムについて理解が進んできた。一方、近年ではプラズマ周辺で捕捉された高エネルギー粒子の圧力によって駆動される高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性が観測されており、高エネルギー粒子と MHD 不安定性との相互作用について注目が集まっている。

これまでの LHD におけるプラズマ実験では軽水素ガスを用いていたが、2017 年 3 月から開始したプラズマ実験では重水素ガスを用いている。重水素実験においては、LHD の垂直 NBI の加速エネルギー・入射パワーが共に増大し、より高パフォーマンスのプラズマを生成できるようになった。本研究では、重水素プラズマ実験期における MHD 不安定性、特に高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (EIC) の特徴を明らかにするため実験的研究を行った。より高エネルギーとなったヘリカルリップル捕捉粒子と MHD 不安定性との相互作用について調べることは、数 MeV のエネルギーを持つ  $\alpha$  粒子が存在する将来の核融合炉実現を念頭に置くと大きな意義があると考えられる。

これら MHD 不安定性を実験的に研究するためには、空間構造の変位を取得できる計測機器の開発が必要であり、そのような計測器として多チャンネルの軟 X 線検出器が有効であると考えられる。多チャンネル軟 X 線検出器は局所計測ではないが、逆変換を行うことにより、または、フォーワードモデリングによって空間構造との比較が可能となる。そのような輸送現象として snake 現象がある。1.4 節で述べたように、snake 現象は不純物輸送と関係があるとされている。不純物の蓄積によりエネルギー閉じ込め時間が減少することを念頭に置くと、snake 構造形成の時間発展など非線形現象を研究することは重要である。LHD においても snake 現象と同様の現象が観測されているが、これまでその空間構造などの詳細な研究は行われていなかった。そこで、本研究では LHD において水素ペレット入射直後に観測された snake 現象について軟 X 線検出器を主に用いて調べた。トカマク型とヘリカル型という違いはあるものの、トカマクにおける snake 現象と共通の物理を持つ可能性がある LHD の snake 現象について調べることは重要であると考えられる。

snake 現象や EIC など、軟 X 線検出器は MHD 現象の研究に対して大変有用である一方で、中性子環境が厳しい LHD 重水素プラズマ実験や JT-60SA・ITER など次世代装置では、従来の半導体を用いたものはその使用が困難となる。一方で、より高い  $\beta$  値に到達できる次世代装置においても MHD 不安定性研究は重要であると考えられ、本研究においては次世代装置においても使用可能な軟 X 線検出器を開発することを目的として、シンチレータを用いた多チャンネル軟 X 線検出器の開発を行った。

本論文は以下のように構成される。第 2 章では本研究の主題のひとつであるトーラスプラズマの MHD 特性について理論的な観点から簡単に述べる。第 3 章では、中性子環境下における検出器開発において重要な中性子・ $\gamma$  線の発生原理や物質との相互作用について述べる。第 4 章では本研究を行った LHD・EAST 装置について述べる。第 5 章では本研究で用いたフーリエ解析・ウェーブレット解析・特異スペクトル解析といった解析手法について述べる。第 6 章では重水素プラズマ実験における EIC の性質について述べる。第 7 章では LHD において水素ペレット入射直後に観測された軟 X 線振動について解析した結果を述べる。LHD に

おける snake 現象の解析結果は第 7 章で述べる。第 8 章ではシンチレータ式軟 X 線検出器の開発について述べる。第 9 章で本研究を総括し、今後の課題を述べる。

## 引用文献

- [1] 経済産業省資源エネルギー庁. 平成 28 年度 エネルギーに関する年次報告. Technical report, 2017.
- [2] Raymond L.Murray 他, 矢野豊彦監修. マレー原子力学入門. 2015.
- [3] D. M. Meade. Effect of high-z impurities on the ignition and lawson conditions for a thermonuclear reactor. *Nuclear Fusion*, Vol. 14, pp. 289–291, 1974.
- [4] S. D. Pinches, I. T. Chapman, Ph W. Lauber, H. J.C. Oliver, S. E. Sharapov, K. Shinohara, and K. Tani. Energetic ions in ITER plasmas. *Physics of Plasmas*, Vol. 22, No. 2, p. 021807, 2015.
- [5] N.N. Gorelenkov, S.D. Pinches, and K. Toi. Energetic particle physics in fusion research in preparation for burning plasma experiments. *Nuclear Fusion*, Vol. 54, No. 12, p. 125001, 2014.
- [6] K. McGuire, R. Goldston, M. Bell, M. Bitter, K. Bol, K. Brau, D. Buchenauer, T. Crowley, S. Davis, F. Dylla, H. Eubank, H. Fishman, R. Fonck, B. Grek, R. Grimm, R. Hawryluk, H. Hsuan, R. Hulse, R. Izzo, R. Kaita, S. Kaye, H. Kugel, D. Johnson, J. Manickam, D. Manos, D. Mansfield, E. Mazzucato, R. McCann, D. McCune, D. Monticello, R. Motley, D. Mueller, K. Oasa, M. Okabayashi, K. Owens, W. Park, M. Reusch, N. Sauthoff, G. Schmidt, S. Sesnic, J. Strachan, C. Surko, R. Slusher, H. Takahashi, F. Tenney, P. Thomas, H. Towner, J. Valley, and R. White. Study of high-beta magnetohydrodynamic modes and fast-ion losses in PDX. *Physical Review Letters*, Vol. 50, No. 12, pp. 891–895, 1983.
- [7] Liqing Xu, Jizong Zhang, Kaiyun Chen, Liqun Hu, Erzhong Li, Shiyao Lin, Tonghui Shi, Yanmin Duan, and Yubao Zhu. Fishbone activity in experimental advanced superconducting tokamak neutral beam injection plasma. *Physics of Plasmas*, Vol. 22, No. 12, 2015.
- [8] W W Heidbrink and G Sager. The fishbone instability in the DIII-D tokamak. *Nuclear Fusion*, Vol. 30, No. 6, pp. 1015–1025, 1990.
- [9] Ya. Kolesnichenko, V. Lutsenko, and V. Marchenko. Fishbone Mode in Spherical Tokamaks. *Physical Review Letters*, Vol. 82, No. 16, pp. 3260–3263, 1999.
- [10] M.F.F. Nave, D.J. Campbell, E. Joffrin, F.B. Marcus, G. Sadler, P. Smeulders, and K. Thomsen. Fishbone activity in JET. *Nuclear Fusion*, Vol. 31, No. 4, pp. 697–710, 1991.
- [11] S Günter, A Gude, K Lackner, M Maraschek, S Pinches, S Sesnic, R Wolf, and ASDEX Upgrade Team. The influence of fishbones on the background plasma. *Nuclear Fusion*, Vol. 39, No. 11, p. 1535, 1999.

- [12] M. Cecconello, O.M. Jones, L. Garzotti, K.G. McClements, M. Carr, S.S. Henderson, S.E. Sharapov, and I. Klimek. Impurity transport driven by fishbones in MAST. *Nuclear Fusion*, Vol. 55, No. 3, p. 032002, 2015.
- [13] Liu Chen, R. B. White, and M. N. Rosenbluth. Excitation of internal kink modes by trapped energetic beam ions. *Physical Review Letters*, Vol. 52, No. 13, pp. 1122–1125, 1984.
- [14] B. Coppi and F. Porcelli. Theoretical model of fishbone oscillations in magnetically confined plasmas. *Physical Review Letters*, Vol. 57, No. 18, pp. 2272–2275, 1986.
- [15] G. T A Huysmans, T. C. Hender, B. Alper, Yu F. Baranov, D. Borba, G. D. Conway, G. A. Cottrell, C. Gormezano, P. Helander, O. J. Kwon, M. F F Nave, A. C C Sips, F. X. Söldner, E. J. Strait, and W. P. Zwingmann. MHD stability of optimized shear discharges in JET. *Nuclear Fusion*, Vol. 39, No. 11, pp. 1489–1507, 1999.
- [16] W. W. Heidbrink, M. E. Austin, R. K. Fisher, M. García-Múoz, G. Matsunaga, G. R. McKee, R. A. Moyer, C. M. Muscatello, M. Okabayashi, D. C. Pace, K. Shinohara, W. M. Solomon, E. J. Strait, M. A. Van Zeeland, and Y. B. Zhu. Characterization of off-axis fishbones. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 53, No. 8, p. 085028, 2011.
- [17] M. Okabayashi, G. Matsunaga, J. S. Degraessie, W. W. Heidbrink, Y. In, Y. Q. Liu, H. Reimerdes, W. M. Solomon, E. J. Strait, M. Takechi, N. Asakura, R. V. Budny, G. L. Jackson, J. M. Hanson, R. J. La Haye, M. J. Lanctot, J. Manickam, K. Shinohara, and Y. B. Zhu. Off-axis fishbone-like instability and excitation of resistive wall modes in JT-60U and DIII-D. *Physics of Plasmas*, Vol. 18, No. 5, 2011.
- [18] K. L. Wong, M. S. Chu, T. C. Luce, C. C. Petty, P. A. Politzer, R. Prater, L. Chen, R. W. Harvey, M. E. Austin, L. C. Johnson, R. J. La Haye, and R. T. Snider. Internal kink instability during off-axis electron cyclotron current drive in the DIII-D tokamak. *Physical Review Letters*, Vol. 85, No. 5, pp. 996–999, 2000.
- [19] W. Chen, X. T. Ding, Yi Liu, G. L. Yuan, Y. P. Zhang, Y. B. Dong, X. Y. Song, J. Zhou, X. M. Song, W. Deng, Q. W. Yang, X. Q. Ji, X. R. Duan, and Y. Liu. Destabilization of the internal kink mode by energetic electrons on the HL-2A tokamak. *Nuclear Fusion*, Vol. 49, No. 7, 2009.
- [20] R. Cesario, L. Panaccione, A. Botrugno, G. Calabrò, A. Cardinali, C. Castaldo, M. Marinucci, V. Pericoli, A. Romano, P. Smeulders, A. A. Tuccillo, and F. Zonca. Lower hybrid wave produced supra-thermal electrons and fishbone-like instability in FTU. *Nuclear Fusion*, Vol. 49, No. 7, 2009.
- [21] X. D. Du, K. Toi, M. Osakabe, S. Ohdachi, T. Ido, K. Tanaka, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, K. Ogawa, K. Y. Watanabe, M. Isobe, K. Nagaoka, T. Ozaki, S. Sakakibara, R. Seki, A. Shimizu, Y. Suzuki, and H. Tsuchiya. Resistive interchange modes destabilized by helically trapped energetic ions in a helical plasma. *Physical Review Letters*, Vol. 114, No. 15, 2015.
- [22] X.D. Du, K. Toi, S. Ohdachi, M. Osakabe, T. Ido, K. Tanaka, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, K. Ogawa, K.Y. Watanabe, T. Akiyama, M. Isobe, K. Nagaoka, T. Ozaki, S. Sakakibara, R. Seki, A. Shimizu, Y. Suzuki, and H. Tsuchiya. Resistive interchange mode destabilized by helically trapped

- energetic ions and its effects on energetic ions and bulk plasma in a helical plasma. *Nuclear Fusion*, Vol. 56, No. 1, p. 016002, 2016.
- [23] X. D. Du, K. Toi, S. Ohdachi, K. Y. Watanabe, H. Takahashi, Y. Yoshimura, M. Osakabe, R. Seki, T. Nicolas, H. Tsuchiya, K. Nagaoka, K. Ogawa, K. Tanaka, M. Isobe, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, S. Kubo, S. Sakakibara, T. Bando, T. Ido, T. Ozaki, Y. Suzuki, and Y. Takemura. Suppression of Trapped Energetic Ions Driven Resistive Interchange Modes with Electron Cyclotron Heating in a Helical Plasma. *Physical Review Letters*, Vol. 118, p. 125001, 2017.
- [24] A. Weller, A. D. Cheetham, A. W. Edwards, R. D. Gill, A. Gondhalekar, R. S. Granetz, J. Snipes, and J. A. Wesson. Persistent density perturbations at rational-q surfaces following pellet injection in the Joint European Torus. *Physical Review Letters*, Vol. 59, No. 20, pp. 2303–2306, 1987.
- [25] J.E Menard, R.E Bell, E.D Fredrickson, D.A Gates, S.M Kaye, B.P LeBlanc, R Maingi, S.S Medley, W Park, S.A Sabbagh, A Sontag, D Stutman, K Tritz, W Zhu, and the NSTX Research Team. Internal kink mode dynamics in high- $\beta$  NSTX plasmas. *Nuclear Fusion*, Vol. 45, No. 7, pp. 539–556, 2005.
- [26] P Martin, L Marrelli, G Spizzo, P Franz, P Piovesan, I Predebon, T Bolzonella, S Cappello, A Cravotta, DF Escande, et al. Overview of quasi-single helicity experiments in reversed field pinches. *Nuclear fusion*, Vol. 43, No. 12, p. 1855, 2003.
- [27] Xingjia Yao, Jiansheng Hu, Liqing Xu, Zong Xu, Yue Chen, Changzheng Li, Haiqing Liu, Hailing Zhao, Yanmin Duan, Tonghui Shi, and Wei Shen. Snake perturbation during pellet injection in the EAST tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 58, No. 10, p. 105006, 2016.
- [28] Y. Kamada, T. Ozeki, and M. Azumi. Central magnetohydrodynamic activity in pellet-fueled JT-60 plasmas. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, Vol. 4, No. 1, pp. 124–135, 1992.
- [29] L. Delgado-Aparicio, L Sugiyama, R. Granetz, D. Gates, J. Rice, M.L. Reinke, W. Bergerson, M. Bitter, D.L. Brower, E. Fredrickson, C. Gao, M. Greenwald, K. Hill, A. Hubbard, J. Irby, J.W. Hughes, E. Marmor, N. Pablant, S. Scott, R. Wilson, S. Wolfe, and S. Wukitch. On the formation and stability of long-lived impurity-ion snakes in Alcator C-Mod. *Nuclear Fusion*, Vol. 53, No. 4, p. 043019, 2013.
- [30] G.L. Jahns, S. Ejima, R.J. Groebner, N.H. Brooks, R.K. Fisher, C.L. Hsieh, T.S. Taylor, J.C. Wesley, N. Fujisawa, and T. Sugawara. Dynamic behaviour of intrinsic impurities in Doublet III discharges. *Nuclear Fusion*, Vol. 22, No. 8, pp. 1049–1059, 1982.
- [31] J A Wesson. Snakes [JET resonant localised structures]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 37, No. 11A, pp. A337–A346, 1995.
- [32] I.T. Chapman, M.-D. Hua, S.D. Pinches, R.J. Akers, A.R. Field, J.P. Graves, R.J. Hastie, and C.A. Michael. Saturated ideal modes in advanced tokamak regimes in MAST. *Nuclear Fusion*, Vol. 50, No. 4, p. 045007, 2010.
- [33] W.A. Cooper, I.T. Chapman, O. Schmitz, A.D. Turnbull, B.J. Tobias, E.A. Lazarus, F. Turco, M.J. Lanctot, T.E. Evans, J.P. Graves, D. Brunetti, D. Pfefferlé, H. Reimerdes, O. Sauter, F.D. Halpern,

- T.M. Tran, S. Coda, B.P. Duval, B. Labit, A. Pochelon, M.R. Turnyanskiy, L. Lao, T.C. Luce, R. Buttery, J.R. Ferron, E.M. Hollmann, C.C. Petty, M. van Zeeland, M.E. Fenstermacher, J.M. Hanson, and H. Lütjens. Bifurcated helical core equilibrium states in tokamaks. *Nuclear Fusion*, Vol. 53, No. 7, p. 073021, 2013.
- [34] K. Y. Watanabe, S. Sakakibara, Y. Narushima, H. Funaba, K. Narihara, K. Tanaka, T. Yamaguchi, K. Toi, S. Ohdachi, O. Kaneko, H. Yamada, Y. Suzuki, W. A. Cooper, S. Murakami, N. Nakajima, I. Yamada, K. Kawahata, T. Tokuzawa, and A. Komori. Effects of global MHD instability on operational high beta-regime in LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 45, No. 11, pp. 1247–1254, 2005.
- [35] S Sakakibara, K Y Watanabe, Y Suzuki, Y Narushima, S Ohdachi, N Nakajima, F Watanabe, L Garcia, A Weller, K Toi, I Yamada, K Tanaka, T Tokuzawa, K Ida, H Yamada, A Komori, and O Motojima. MHD study of the reactor-relevant high-beta regime in the Large Helical Device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 50, No. 12, p. 124014, 2008.
- [36] H. Funaba, K. Y. Watanabe, S. Sakakibara, S. Murakami, I. Yamada, K. Narihara, K. Tanaka, T. Tokuzawa, M. Osakabe, Y. Narushima, M. Yokoyama, S. Ohdachi, Y. Takeiri, H. Yamada, and K. Kawahata. Local Transport Property of High-Beta Plasmas on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 141–149, 2010.
- [37] Yuki Takemura, Kiyomasa Watanabe, Tokihiko Tokuzawa, Satoru Sakakibara, Yoshiro Narushima, Masaaki Okamoto, Hayato Tsuchiya, Ichihiro Yamada, and LHD Experiment Group Group. Experimental Study on Slowing-Down Mechanism of Locked-Mode-Like Instability in LHD. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 12, , 2017.
- [38] Y. Takemura, S. Sakakibara, Y. Narushima, M. Okamoto, K.Y. Watanabe, Y. Suzuki, S. Ohdachi, K. Ida, M. Yoshinuma, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Narihara, I. Yamada, and H. Yamada. Mode locking phenomena observed near the stability boundary of the ideal interchange mode of LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 52, No. 10, p. 102001, 2012.
- [39] S Ohdachi, K Toi, G Fuchs, S Sakakibara, K Y Watanabe, Y Narushima, K Narihara, K Tanaka, T Tokuzawa, S Inagaki, Y Nagayama, F Watanabe, K Kawahata, K Komori, and Experimental Group. Two Dimensional Structure of MHD Instabilities and their Non – Linear Evolution in the Large Helical Device. in *Proceeding 21th IAEA fusion energy conference; Chengdu, China*, 2006.
- [40] Satoshi Ohdachi, Kazuo Toi, Satoru Sakakibara, Kiyomasa WATANABE, Yoshiro NARUSHIMA, Fumitake WATANABE, Ryuichi SAKAMOTO, Junichi MIYAZAWA, Ichihiro YAMADA, Kazumichi NARIHARA, et al. Mhd instabilities with sharply peaked pressure profile after ice-pellets injection in the large helical device. In *Proceedings of the Joint Conference of 17th International Toki Conference and 16th International Stellarator/Heliotron Workshop, P1-051*, 2007.
- [41] S. Ohdachi, R. Sakamoto, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Masuzaki, H. Yamada, K. Y. Watanabe, V. R. Jacobo, N. Nakajima, F. Watanabe, M. Takeuchi, K. Toi, S. Sakakibara, Y. Suzuki, Y. Narushima, I. Yamada, T. Mianami, K. Narihara, K. Tanaka, T. Tokuzawa, and K. Kawahata. Density collapse events observed in the large helical device. *Contributions to Plasma Physics*, Vol. 50, No. 6-7, pp. 552–557, 2010.



- [42] S. Ohdachi, K.Y. Watanabe, K. Tanaka, Y. Suzuki, Y. Takemura, S. Sakakibara, X.D. Du, T. Bando, Y. Narushima, R. Sakamoto, J. Miyazawa, G. Motojima, and T. Morisaki. Observation of the ballooning mode that limits the operation space of the high-density super-dense-core plasma in the LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 57, No. 6, p. 066042, 2017.
- [43] A. Komori, H. Yamada, S. Sakakibara, O. Kaneko, K. Kawahata, T. Mutoh, N. Ohyaabu, S. Imagawa, K. Ida, Y. Nagayama, T. Shimozuma, K.Y. Watanabe, T. Mito, M. Kobayashi, K. Nagaoka, R. Sakamoto, N. Yoshida, S. Ohdachi, N. Ashikawa, Y. Feng, T. Fukuda, H. Igami, S. Inagaki, H. Kasahara, S. Kubo, R. Kumazawa, O. Mitarai, S. Murakami, Yuji Nakamura, M. Nishiura, T. Hino, S. Masuzaki, K. Tanaka, K. Toi, A. Weller, M. Yoshinuma, Y. Narushima, N. Ohno, T. Okamura, N. Tamura, K. Saito, T. Seki, S. Sudo, H. Tanaka, T. Tokuzawa, N. Yanagi, M. Yokoyama, Y. Yoshimura, T. Akiyama, H. Chikaraishi, M. Chowdhuri, M. Emoto, N. Ezumi, H. Funaba, L. Garcia, P. Goncharov, M. Goto, K. Ichiguchi, M. Ichimura, H. Idei, T. Ido, S. Iio, K. Ikeda, M. Irie, A. Isayama, T. Ishigooka, M. Isobe, T. Ito, K. Itoh, A. Iwamae, S. Hamaguchi, T. Hamajima, S. Kitajima, S. Kado, D. Kato, T. Kato, S. Kobayashi, K. Kondo, S. Masamune, Y. Matsumoto, N. Matsunami, T. Minami, C. Michael, H. Miura, J. Miyazawa, N. Mizuguchi, T. Morisaki, S. Morita, G. Motojima, I. Murakami, S. Muto, K. Nagasaki, N. Nakajima, Y. Nakamura, H. Nakanishi, H. Nakano, K. Narihara, A. Nishimura, H. Nishimura, K. Nishimura, S. Nishimura, N. Nishino, T. Notake, T. Obana, K. Ogawa, Y. Oka, T. Ohishi, H. Okada, K. Okuno, K. Ono, M. Osakabe, T. Osako, T. Ozaki, B.J. Peterson, H. Sakaue, M. Sasao, S. Satake, K. Sato, M. Sato, A. Shimizu, M. Shiratani, M. Shoji, H. Sugama, C. Suzuki, Y. Suzuki, K. Takahata, H. Takahashi, Y. Takase, Y. Takeiri, H. Takenaga, S. Toda, Y. Todo, M. Tokitani, H. Tsuchiya, K. Tsumori, H. Urano, E. Veshchev, F. Watanabe, T. Watanabe, T.H. Watanabe, I. Yamada, S. Yamada, O. Yamagishi, S. Yamaguchi, S. Yoshimura, T. Yoshinaga, and O. Motojima. Development of net-current free heliotron plasmas in the Large Helical Device. *Nuclear Fusion*, Vol. 49, No. 10, p. 104015, 2009.
- [44] S. von Goeler, R. Kaita, M. Bitter, G. Fuchs, M. Poier, G. Bertschinger, H. R. Koslowski, K. Toi, S. Ohdachi, and A. Donné. High speed tangential soft x-ray camera for the study of magnetohydrodynamics instabilities. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 70, No. 1, pp. 599–602, 1999.
- [45] R. T. Snider, R. Evanko, and J. Haskovec. Toroidal and poloidal soft x-ray imaging system on the DIII-D tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 59, No. 8, pp. 1807–1809, 1988.
- [46] B. Alper, S. Dillon, A. W. Edwards, R. D. Gill, R. Robins, and D. J. Wilson. The JET soft x-ray diagnostic systems. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 68, No. 1, pp. 778–781, 1997.
- [47] J. F. Camacho and R. S. Granetz. Soft x-ray tomography diagnostic for the Alcator C tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 57, No. 3, pp. 417–425, 1986.
- [48] E. H. Silver, M. Bitter, K. Brau, D. Eames, A. Greenberger, K. W. Hill, D. M. Meade, W. Roney, N. R. Sauthoff, and S. Von Goeler. Soft x-ray measurements from the PDX tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 53, No. 8, pp. 1198–1213, 1982.
- [49] A.C. Sontag, J.M. Canik, R. Maingi, J. Manickam, P.B. Snyder, R.E. Bell, S.P. Gerhardt, S. Kubota, B.P. LeBlanc, D. Mueller, T.H. Osborne, and K.L. Tritz. Pedestal characterization and stability of small-ELM regimes in NSTX. *Nuclear Fusion*, Vol. 51, No. 10, p. 103022, oct 2011.

- [50] A. Weller, M. Anton, J. Geiger, M. Hirsch, R. Jaenicke, A. Werner, C. Nührenberg, E. Sallander, and D. A. Spong. Survey of magnetohydrodynamic instabilities in the advanced stellarator Wendelstein 7-AS. *Physics of Plasmas*, Vol. 8, No. 3, pp. 931–956, 2001.
- [51] F. Watanabe, K. Toi, S. Ohdachi, S. Takagi, S. Sakakibara, K. Y. Watanabe, S. Morita, K. Narihara, K. Tanaka, K. Yamazaki, and the LHD experimental Group. Radial structure of edge MHD modes in LHD plasmas with L–H transition. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 48, No. 5A, pp. A201–A208, may 2006.
- [52] S. Ohdachi, F. Watanabe, S. Yamamoto, K. Toi, C. Suzuki, K. Ida, and S. Muto. Soft X-Ray Diagnostics on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 418–425, 2010.
- [53] Y. Takemura, S. Ohdachi, K. Y. Watanabe, and X. D. Du. Development of 2D soft X-ray measurement system in the large helical device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 85, No. 11, 2014.
- [54] Xiaodi DU, Satoshi OHDACHI, Kazuo TOI, and LHD Experiment Group. Development of an Array System of Soft X-ray Detectors with Large Sensitive Area on the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 7, pp. 2401088–2401088, 2012.
- [55] G. Dearnaley and A.B. Whitehead. The semiconductor surface barrier for nuclear particle detection. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 12, pp. 205–226, 1961.
- [56] C. I. Walker, A. E. Costley, K. Itami, T. Kondoh, I. Sugie, G. Vayakis, and A. Malaquias. ITER diagnostics: Integration and engineering aspects. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 10, pp. 4243–4246, 2004.
- [57] Yu V. Gott and M. M. Stepanenko. Vacuum photodiode detectors for soft x-ray ITER plasma tomography. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 76, No. 7, p. 073506, 2005.
- [58] L. Hu, K. Chen, Y. Chen, S. Li, J. Shen, X. Sheng, L. Niu, Y. Cheng, and J. Zhao. Outline design of ITER radial X-Ray camera diagnostic. *Fusion Science and Technology*, Vol. 70, No. 1, pp. 112–118, 2016.

## 第2章 MHD 安定性理論

### 2.1 緒言

プラズマのような多数の粒子で構成された系を考える。もし全ての粒子に対して運動方程式を解くことができれば系の挙動を精緻に予測することができるが一方で、それは解析的に困難である。そこで、系の微視的構造を平均化した密度、速度、圧力といったいくつかの平均量だけを用いて現象を記述することを考える。このような平均量は空間と時間に対して連続な構造を持つ。このような構造を持つ物体を一般に連続体と呼ぶ。このような仮定の元に中性粒子の流体運動を研究する学問を流体力学と呼ぶ。中性流体が荷電粒子によって構成されるとし、流体力学を電磁流体を対象に拡張した学問を電磁流体力学 (MagnetHydro Dynamics:MHD) と呼ぶ。MHD 理論の基礎となる方程式はボルツマンの運動方程式とマクスウェル方程式である。これら方程式をそのままプラズマ物理現象の解析に用いることは困難を伴うことが多く、方程式に様々な条件を課して単純化してプラズマ物理研究に適用する。

本章においては、2.2 節で広く用いられる単純化された方程式である理想 MHD 方程式について述べ、2.3 節・2.4 節で理想 MHD 方程式を用いた MHD 平衡・不安定性理論について説明する。続く 2.5 節では、高エネルギー粒子による寄与を考察する。理想 MHD においてはプラズマは熱平衡に到達し粒子の速度分布はマクスウェル分布であると仮定されるが、実際の核融合プラズマでは核融合反応による  $\alpha$  粒子や NBI、イオン加熱などによってマクスウェル分布とは異なる速度分布になっている。これら高エネルギー粒子によって駆動される MHD 現象を取り扱うためには運動論効果が重要となる。

### 2.2 理想 MHD 方程式

磁気流体力学の基本的な方程式は、ボルツマン運動方程式およびマクスウェル方程式を組み合わせることで得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_a + \frac{Z_a e}{m_a} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_a &= \left( \frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_c \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\sigma}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned}$$

ボルツマン運動方程式における  $\alpha$  は粒子種を表す。粒子種  $\alpha$  としてイオンと電子を考慮すれば、二流体方程式が得られる。ここで、運動量は主にイオンで運ばれると仮定し、電子の質量を  $m_e \rightarrow 0$  とすればイオンのみの一流体方程式に書き直すことができる。ここでさらに、(1) コリジョナリティが高いこと、(2) ジャイロ半径が小さいこと、(3) 抵抗性が小さいことを仮定すると、次の理想 MHD 方程式が得られる [1]。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.7)$$

ここで、式 2.1 は質量保存則、式 2.2 は運動方程式、式 2.3 はエネルギーの式、式 2.4 はオームの法則による式、式 2.5 から式 2.7 はマクスウェル方程式による式である。

## 2.3 MHD 平衡

トーラス磁気面を用いてプラズマを閉じ込めるためには、プラズマの平衡状態を維持することが必要条件となる。理想 MHD 方程式において、系が  $\partial/\partial t = 0$ ,  $\mathbf{v} = 0$  を満たす平衡状態だとすると、

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

なる方程式が得られる。ただし、解析解を得ることは一般に難しい。ヘリカルプラズマにおける平衡計算では、解析解の存在が不明であるため、式 2.8 を満たす平衡解を数値的に求める手法が用いられる。そのために、3次元の MHD 平衡計算コードが用いられる。代表的なものに、VMEC[2] や HINT[3] がある。VMEC は本研究においても用いており、トムソン散乱計測で得られた圧力分布を用いて VMEC による計算を行い、MHD 安定性の指標で次節で示す回転変換、磁気シア、メルシエパラメータなどを推定した。

## 2.4 MHD 不安定性

### 2.4.1 回転変換

ここでは、MHD 不安定性の理論で重要な意味を持つ回転変換を定義する。式 2.8 から

$$\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$$

である。これは、圧力勾配ベクトル  $\nabla p$  に対して  $\mathbf{B}$  が垂直であることを示している。従って、 $\nabla p$  がトーラスの小半径方向にのみ成分を持つと思えば、磁気面の存在を仮定できる。ある磁気面の回転変換  $\iota$  を次のように定義する。

$$\iota = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_1^N \Delta \theta_n$$

$\theta_n$  はあるポロイダル断面をから出発した磁力線がトーラス方向に 1 周した時に到達するポロイダル角度の変位である。 $l/(2\pi)$  が有理数である場合は磁力線が閉じていることになる。一方、無理数の場合は、磁力線は閉じておらず、単一の磁力線が磁気面を埋め尽くしていることになる。安全係数  $q = \frac{2\pi}{l}$  は  $l$  と共に MHD 安定性理論において重要なパラメータである。実験的にも、トカマク装置における  $q = 1$  の有理面の内側での snake 構造の形成や、LHD における有理面での抵抗性交換型不安定性の観測など、重要な意味を持つ。また、 $(r_0/q)(dq/dr_0) = -(r_0/l)(dl/dr_0)$  は磁気シアと呼ばれる量で、snake 構造の形成条件や交換型不安定性の安定化条件など理論的・実験的に重要な量である。

### 2.4.2 交換型不安定性

磁場閉じ込めプラズマにおける交換型不安定性は、流体力学におけるレイリーテイラー不安定性と同様の機構で起きる不安定性である。レイリーテイラー不安定性では重力が不安定性を励起する駆動源となっているが、交換型不安定性は磁場の曲率に起因する遠心力がその駆動源となる。曲がった磁力線は曲率ベクトルを持つが、曲率ベクトルがプラズマが存在する方向と逆方向を向いている場合は悪い曲率と呼び、逆に曲率ベクトルがプラズマが存在する方向を向いている場合は良い曲率を持つという。悪い曲率の場合はプラズマは遠心力により拡がって行き、不安定である。良い曲率の場合は安定であり、その場合はプラズマの存在する領域で磁場が最小である（これを最小磁場の安定化条件と呼ぶ）。

ここで述べる磁気井戸は交換型不安定性の安定性の有用な指標である。比体積  $U$  を

$$U = \frac{dV}{d\Phi} \quad (2.9)$$

と書く。ここで、 $V$  は閉じた磁気面の体積で、 $\Phi$  はトロイダル磁束を表す。

$$dV = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int \sum_i (\mathbf{b} \cdot \mathbf{n})_i S_i dl, \quad d\Phi = \sum_i (\mathbf{b} \cdot \mathbf{n})_i B_i dS_i \quad (2.10)$$

と書けば、

$$U = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int_N \frac{dl}{B} \quad (2.11)$$

となる。 $B$  が外側に向かって増加する場合は、平均最小磁場のため交換型不安定性は安定となる。そこで、安定性の指標として、磁気井戸の深さを

$$-\frac{\Delta U}{U} = \frac{U_0 - U_a}{U_0} \quad (2.12)$$

とする。 $B$  が外側に向かって増加する場合は、 $-\frac{\Delta U}{U} < 0$  (磁気井戸) となり交換型不安定性は安定となる。一方で、 $B$  が外側に向かって減少する場合は、 $-\frac{\Delta U}{U} > 0$  (磁気丘) となり交換型不安定性は不安定となる。

### 2.4.3 エネルギー原理を用いた安定性の判定

ある擾乱がプラズマ中に発生したときに、その擾乱が成長するか減衰するか判定するためには、線形方程式からモードの成長率  $\gamma$  を計算する方法と、エネルギー原理を用いる方法がある。ここでは、エネルギー原理を用いる方法について説明する。

プラズマの変位ベクトルを  $\xi$  とし、線形化した理想方程式に代入することで、

$$-\omega^2 \rho \boldsymbol{\xi} = \mathbf{F}(\boldsymbol{\xi}) \quad (2.13)$$

$$\mathbf{F}(\boldsymbol{\xi}) = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_1 + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B} - \nabla p_1 \quad (2.14)$$

が得られる。

この式から次の条件が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \int dx^3 \frac{1}{2} \rho^0 \xi^2 - \frac{1}{2} \int dx^3 \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{F}(\boldsymbol{\xi}) \right] = \frac{\partial}{\partial t} [\delta I + \delta W_F] = 0 \quad (2.15)$$

ここで、 $\delta I = \int dx^3 \frac{1}{2} \rho^0 \xi^2$ 、 $\delta W_F = -\frac{1}{2} \int dx^3 \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{F}(\boldsymbol{\xi})$  とした。この式は、系の運動エネルギー  $\delta I$  とポテンシャルエネルギー  $\delta W_F$  の和が時間的に一定であることを示している。従って、 $\delta W_F$  が負であれば、 $\delta I$  が正となり、系は不安定となる。 $\delta W_F$  を展開することで、

$$\begin{aligned} \delta W_F = & \frac{1}{2\mu_0} \int dV \{ |\mathbf{Q}_\perp|^2 + B^2 |\nabla \cdot \boldsymbol{\xi}_\perp + 2\boldsymbol{\xi}_\perp \cdot \boldsymbol{\kappa}|^2 + \mu_0 \gamma p |\nabla \cdot \boldsymbol{\xi}|^2 \\ & - 2\mu_0 (\boldsymbol{\xi}_\perp \cdot \nabla p^0) (\boldsymbol{\xi}_\perp^* \cdot \boldsymbol{\kappa}) - \mu_0 J_{||} (\boldsymbol{\xi}_\perp^* \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{Q}_\perp(\boldsymbol{\xi}_\perp) \} \end{aligned} \quad (2.16)$$

と書ける [1]。この  $\delta W_F$  の式から、MHD 不安定性を安定化する効果と不安定化する効果をみてとれる。最初の三項は常に正であるため、安定化項である。MHD モードを不安定性にするのは残る二項であり、 $\mu_0 (\boldsymbol{\xi}_\perp \cdot \nabla p^0) (\boldsymbol{\xi}_\perp^* \cdot \boldsymbol{\kappa})$  は圧力駆動 MHD 不安定性を励起する項、 $\mu_0 J_{||} (\boldsymbol{\xi}_\perp^* \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{Q}_\perp(\boldsymbol{\xi}_\perp)$  は電流駆動 MHD 不安定性を励起する項となる。閉じ込め磁場をプラズマ電流で生成するトカマク装置では電流駆動 MHD 不安定性が主に問題となるが、プラズマ電流が小さいヘリカル装置では圧力駆動 MHD 不安定性が主に問題となる。

#### 2.4.4 メルシエ条件を用いた安定性の判定

トラス形状における理想交換型不安定性の安定条件は、次に示すメルシエ条件で得られることが知られている [4]。

$$D_M = D_s + D_{MW} + D_G > 0 \quad (2.17)$$

$$D_s = \iota^2 / 4 \quad (2.18)$$

$$D_{MW} = \left\langle \left( P' V'' - P'^2 \left\langle \frac{1}{B^2} \right\rangle + \iota' (I' - \sigma) \right) \frac{B^2}{|\nabla \Phi|^2} \right\rangle \quad (2.19)$$

$$D_G = \left\langle \frac{\sigma B^2}{|\nabla \Phi|^2} \right\rangle^2 - \left\langle \frac{B^2}{|\nabla \Phi|^2} \right\rangle^2 \left\langle \frac{\sigma^2 B^2}{|\nabla \Phi|^2} \right\rangle \quad (2.20)$$

ここで、 $D_s$  は磁気シアによる安定化項で常に正である。 $D_{MW}$  は、圧力勾配  $P'$  と磁気井戸 (丘)  $V''$  を含む項で、通常  $P' < 0$  なので、磁気井戸  $V'' < 0$  であれば安定化効果が働く。 $D_G$  は不安定化項で常に負である。本研究では第 7 章で、VMEC コードを用いて  $D_M$  を計算し、水素ペレット入射直後の LHD プラズマにおけるメルシエ安定性を評価した。

## 2.5 高エネルギー粒子によって駆動される MHD 不安定性

### 2.5.1 ねじれアルフベン波固有モードの高エネルギー粒子による不安定化

無限の体積を持ち一様なプラズマ中に存在する波を理想 MHD 方程式から求めると、ねじれアルフベン波と圧縮性アルフベン波が得られる。分散関係はそれぞれ、

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2 \quad (2.21)$$

$$\omega^2 = \frac{1}{2} k^2 (v_A^2 + v_S^2) [1 \pm (1 - \alpha^2)^{1/2}], \quad \alpha^2 = 4 \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \frac{v_S^2 v_A^2}{(v_S^2 + v_A^2)^2} \quad (2.22)$$

である。ここで、 $v_A = \frac{B}{\sqrt{(\mu_0 \rho_i)}}$  はアルフベン速度、 $v_S$  は音速である。ねじれアルフベン波は非圧縮性の波で磁力線の方向に伝播し、圧縮性アルフベン波は圧縮性の波で任意の方向に伝播できる。通常のトカマク配位では、より周波数が低いねじれアルフベン波が観測されやすい。

式 2.21 は密度と磁場強度に依存するため、プラズマの小半径に対して満たす周波数が決まる。小半径に対する周波数のスペクトルをアルフベン連続スペクトルと呼ぶ。アルフベン連続スペクトル上のアルフベン波は電場によるアルフベン共鳴が原因で減衰する。

トーラスプラズマでは  $k_{\parallel} \sim (n - m/q)/R$  であることを用いて式 2.21 を

$$\omega = \frac{n - m/q}{R} \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}} \quad (2.23)$$

とかける。トーラスプラズマにおいては、トロイダル効果により同じ磁気面上でポロイダル角度  $\theta$  に対して  $\cos \theta$  の依存性で磁場強度が変化するため、あるポロイダルモード  $m$  に対して  $m \pm 1$  のモードが結合する。モードの結合によりねじれアルフベン連続スペクトルに gap ができる。この gap に存在するねじれアルフベン波は減衰しにくく、この波はトロイダルアルフベン固有モード (TAE) として知られ、多くのトーラスプラズマで観測されている。

多数の高エネルギー粒子が存在する場合は、アルフベン連続スペクトル上のねじれアルフベン波が成長することが実験的に観測されている。高エネルギー粒子によって成長したアルフベン固有モードは Energetic Particle Modes (EPM) と呼ばれる。TAE や EPM など、アルフベン固有モードにより、高エネルギー粒子が損失することが観測されている [5]。

### 2.5.2 巨視的 MHD 不安定性の高エネルギー粒子による不安定化

#### 2.5.2.1 Fishbone 不安定性の共鳴条件

式 2.16 で表される  $\delta W_F$  が正であっても、そこに高エネルギー粒子による寄与を含めると、系全体のポテンシャルエネルギーが負になり得る。その場合、その系は線形不安定となる [6]。

Chen ら [6] は、背景プラズマに理想 MHD による取り扱いを、高エネルギー粒子にジャイロ運動論による取り扱いを適用し、エネルギー原理を高エネルギー粒子を含む場合に拡張した。 $\delta W_K$  を高エネルギー粒子による寄与と思うと、エネルギー原理より、

$$\delta I + \delta W_F + \delta W_K = 0 \quad (2.24)$$

となる。仮に  $\delta W_F \sim 0$  だとしても、 $\delta W_k < 0$  なら、 $\delta I > 0$  となり、系が不安定であることがわかる。Chen ら [6] は Fishbone 不安定性が励起する条件を  $\delta W_K$  を評価することで求めた。 $\delta W_K$  は

$$\frac{\delta W_K}{2\pi R_0} \sim \pi^2 m_h 2^{3/2} \frac{|\xi_{r0}|^2}{R_0^2} \int_0^{r_s} dr r \int_{1-r/R}^{1+r/R} d(\alpha B) \int_0^\infty dE E^{5/2} \frac{K_2^2}{K_b} \frac{Q}{\bar{\omega}_{dh} - \omega} \quad (2.25)$$

と評価できる [6]。ここで、 $\omega$  は MHD モードの周波数、 $\bar{\omega}_{dh}$  は捕捉粒子のトロイダル方向の歳差運動周波数である。 $\delta W_K$  の寄与が  $\omega \sim \bar{\omega}_{dh}$  で共鳴により非常に大きくなり、Fishbone 不安定性が励起されることが示された。また、分散式を評価することで成長率を評価でき、fishbone 不安定性が励起するための高エネルギー圧力勾配の閾値が存在することが知られている。

### 2.5.2.2 高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (EIC) の共鳴条件

ここでは、EIC による共鳴条件を、高エネルギー粒子のドリフト運動  $\mathbf{v}_d$  と MHD モードによる径方向電位の摂動成分である  $\tilde{\mathbf{E}}_\perp$  の積  $\mathbf{v}_d \cdot \tilde{\mathbf{E}}_\perp$  が共鳴により大きくなる条件とする。ここで  $\mathbf{v}_d$  に含まれる磁場の成分をフーリエ成分  $\exp(i\mu\theta - i\nu\xi)$  で展開し、 $\tilde{\mathbf{E}}_\perp$  に含まれる MHD モードの成分をフーリエ成分  $\exp(im\theta - in\xi)$  で展開することで、共鳴条件である

$$\omega - (m + j\mu)\omega_\theta + (n + j\nu)\omega_\phi = 0 \quad (2.26)$$

が得られる [7]。ここで  $j = 0, \pm 1$  である。 $\omega_\theta$  はトロイダル方向の歳差運動周波数、 $\omega_\phi$  はトロイダル方向の歳差運動周波数である。ヘリカルリップルに捕捉された粒子の軌道に対しては、

$$\omega_\phi = \frac{\omega_\theta}{5} \quad (2.27)$$

という関係が期待できる。ここでさらに、EIC のモード構造である  $m = 1, n = 1$  を仮定すると、式 2.26 は

$$\omega = 4/5 + j(\mu - \nu/5)\omega_\theta \quad (2.28)$$

となる。軽水素プラズマ実験における EIC の研究では、 $j = 1, \mu = 0, \nu = 10$  として、

$$\omega = -1.2\omega_\theta \quad (2.29)$$

が EIC の共鳴条件として提案されている [7]。

## 2.6 結言

本章では、本研究に関わる MHD 理論について簡単に触れた。小々節 2.5.2.2 の EIC の共鳴条件は第 6 章における EIC の研究に関わる。小節 2.4 の交換型不安定性やメルシエ条件は第 7 章における水素ペレット入射直後の振動現象の研究に主に関わる。



## 引用文献

- [1] Jeffrey P Freidberg. *Ideal MHD*. Cambridge University Press, 2014.
- [2] S. P. Hirshman. Steepest-descent moment method for three-dimensional magnetohydrodynamic equilibria. *Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 12, p. 3553, 1983.
- [3] Yasuhiro Suzuki, Noriyoshi Nakajima, Kiyomasa Watanabe, Yuji Nakamura, and Takaya Hayashi. Development and application of HINT2 to helical system plasmas. *Nuclear Fusion*, Vol. 46, No. 11, pp. L19–L24, 2006.
- [4] Ichiguchi et al. Effects of net toroidal current profile on the Mercier criterion in heliotron plasmas. *Nuclear Fusion*, Vol. 42, , 2002.
- [5] W. W. Heidbrink. Basic physics of Alfvén instabilities driven by energetic particles in toroidally confined plasmas. *Physics of Plasmas*, Vol. 15, No. 5, 2008.
- [6] Liu Chen, R. B. White, and M. N. Rosenbluth. Excitation of internal kink modes by trapped energetic beam ions. *Physical Review Letters*, Vol. 52, No. 13, pp. 1122–1125, 1984.
- [7] X.D. Du, K. Toi, S. Ohdachi, M. Osakabe, T. Ido, K. Tanaka, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, K. Ogawa, K.Y. Watanabe, T. Akiyama, M. Isobe, K. Nagaoka, T. Ozaki, S. Sakakibara, R. Seki, A. Shimizu, Y. Suzuki, and H. Tsuchiya. Resistive interchange mode destabilized by helically trapped energetic ions and its effects on energetic ions and bulk plasma in a helical plasma. *Nuclear Fusion*, Vol. 56, No. 1, p. 016002, 2016.

## 第3章 核融合反応で発生した中性子と物質との相互作用

### 3.1 緒言

比較的高い運動エネルギーを持つ物質粒子や電磁波を放射線と呼ぶ。放射線は核反応による核種の変換や化学結合の切断など様々な影響を物質にもたらす。原子力発電施設や核融合プラズマ実験装置においては中性子が多く発生し、またその中性子による核反応で $\gamma$ 線等の二次粒子が生じることで様々な種類の放射線が装置周辺に存在する。中性子・ $\gamma$ 線など放射線の発生機構とその挙動の理解は、人体への安全や機器への影響を見積もるために必要不可欠である。本章では、核融合プラズマ実験装置における中性子の発生と物質の相互作用について概説する。3.2節では核融合プラズマ実験装置における中性子の発生と物質との相互作用について述べ、3.3節で $\gamma$ 線の発生と物質との相互作用について述べる。3.4節では、放射線における機器への影響について具体例を述べる。機器への影響を抑えるには、機器周辺での中性子・ $\gamma$ 線のエネルギースペクトルを精度よく知る必要がある。そのためにモンテカルロ法を用いた放射線輸送計算が一般に広く用いられている。3.5節では、粒子の輸送方程式について述べた後、輸送方程式を解く方法の一つであるモンテカルロ法とそれを用いた数値計算コード MCNP・PHITS[1, 2] について紹介する。これら MCNP・PHITS コードは、第8章で述べるシンチレータ式軟 X 線検出器の開発において、シンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線による影響を評価するために用いた。

### 3.2 中性子の発生と物質との相互作用

核融合炉では中性子は主に核融合反応で発生する。DT 反応を用いた核融合炉では、



の反応によって主に 2.45MeV 中性子と 14MeV 中性子が発生する。生成された 2.45MeV・14MeV 中性子は核反応により物質中では減速する。従って、核融合炉周辺では、14MeV 以下のエネルギーを持つ中性子が異なる空間位置で様々なエネルギースペクトルを持って存在することになる。

#### 3.2.1 核反応

核反応とは、2個の原子核または1個の原子核と核子との間で相互作用が働いて、2個以上の原子核・核子・ $\gamma$ 線などを生成することを言う。核反応を表す式は、反応前にあった原子核・核子を  $a, b$  とし、反応後の原子核・核子を  $c, d$  とすると、



と表し、可能な場合は  $a(b, c)d$  と省略する場合がある。

核融合プラズマ実験装置で問題となる核反応は、弾性散乱・非弾性散乱・捕獲反応・荷電粒子放出反応などである。これら核反応は発熱反応と吸熱反応に分類できる。ある核反応が吸熱反応か発熱反応であるかは、 $Q$  値の符号で判断する。 $Q$  値は反応後の運動エネルギー・質量エネルギーの総和から反応前の運動エネルギー・質量エネルギーの総和を引いた値として定義される。 $Q$  値が正である場合は、粒子系の運動エネルギーが増加し発熱反応となる。一方、 $Q$  値が負である場合は粒子系の運動エネルギーは減少し、吸熱反応となる。すなわち、 $Q$  以上のエネルギーを与えないと吸熱反応は起こりえない。この  $Q$  値をしきいエネルギーと呼ぶ。たとえば、 $^{127}\text{I}(n, 2n)^{126}\text{I}$  反応は 9.2MeV が反応のしきいエネルギーとなる。核融合プラズマ実験装置においては、発熱反応は低エネルギーの中性子によっても引き起こされるが、吸熱反応は 14MeV 以下のしきいエネルギーを持つものを中心に考慮すれば良いと考えられる。

しきいエネルギー以下であれば必ず反応が起きるわけではなく、量子力学的な効果により核反応は確率的となっている。核反応の起こりやすさについては反応断面積の概念を用いて説明される。反応断面積は面積  $\text{m}^2$  の次元を持ち、その値が大きいほど反応が起きやすいことを表す。核反応ごとに断面積が定義され、それら断面積の総和を全断面積と呼ぶ。すなわち、捕獲断面積を  $\sigma_c$ 、弾性散乱断面積を  $\sigma_{el}$ 、全反応断面積を  $\sigma_{tot}$  などとすると、

$$\sigma_{tot} = \sigma_c + \sigma_{el} \dots \quad (3.5)$$

と書ける。図 3.1 に、中性子の  $^{133}\text{Cs}$  に対する反応断面積を示した。エネルギーによって capture(捕獲反応) や elastic(弾性散乱) の反応断面積が異なっていることがわかる。10eV $\sim$ 10<sup>4</sup>eV に見られるピークは”共鳴”によるものである。共鳴するエネルギーにおける反応断面積は数オーダー大きいことから、中性子のエネルギー分布に大きな影響をもたらさう。

### 3.2.2 各種の核反応

ここでは各核反応の概要について、反応による中性子のエネルギーの変化や生成される粒子に着目して述べる。核反応による中性子のエネルギー変化量はすなわち原子核に与えられるエネルギーと関係があり、機器への影響を考える上では重要である。各種核反応は次のように略記されることがある。弾性散乱は (n,n) 反応、非弾性散乱は (n,n') 反応、捕獲反応は (n, $\gamma$ ) 反応、陽子・ $\alpha$  粒子を放出する荷電粒子放出反応は (n,p) 反応、(n, $\alpha$ ) 反応などと略記されることがある。

中性子が原子核と反応する場合には、複合核を形成して崩壊する場合、複合核を形成せず散乱する場合(ポテンシャル散乱)、中性子が核子と直接相互作用する場合がある。複合核を形成する場合、複合核形成時の質量エネルギーの減少によって複合核が励起し、励起した複合核のエネルギーが崩壊する際にどのようにエネルギーが分配されるかで弾性散乱・非弾性散乱・捕獲反応などが発生しう。ポテンシャル散乱では弾性散乱が引き起こされ、直接相互作用する反応では (n,p) 反応などが引き起こされる。

#### 弾性散乱

弾性散乱はポテンシャル散乱や複合核形成によって引き起こされる。核子に衝突した中性子は、原子核を励起することなく原子核から離れる。すなわち、反応前後で質量エネルギーの変化はなく、中性子・原子核

の運動エネルギーのみ変化する。弾性散乱によって中性子が原子核に与えるエネルギーは散乱される際の角度に依存するが、その平均値はおおよそ

$$\Delta E_n = \frac{1 - \alpha_i}{2} E_n, \quad \alpha_i = \left( \frac{A_i - 1}{A_i + 1} \right)^2, \quad A_i = \frac{m_i}{m_n} \quad (3.6)$$

と書ける。ここで、 $m_i$  は原子核の質量、 $m_n$  は中性子の質量、 $E_n$  は衝突する中性子のエネルギー、 $\Delta E_n$  は衝突によって原子核に与えられるエネルギーである。 $A_i$  に対する  $\Delta E_n/E_n$  の変化を図 3.2 に示す。軽い原子核に衝突すると、中性子のエネルギーに関わらず中性子が失うエネルギーの割合が大きいがわかる。この性質を用いて、原子炉では炭素など軽い原子核が中性子の減速材として用いられる。ただし、検出器への影響を考えた場合では、軽い原子核を含むほど弾性散乱によって原子核によって与えられるエネルギーは大きく、弾きだしといった現象がおきやすくなると考えられる。逆に、重い原子核を用いることで中性子の影響を低減できると考えられる。

### 非弾性散乱

非弾性散乱は弾性散乱と同様に中性子の放出を伴うものである。しかし、中性子の放出後も原子核は励起状態にある。励起した原子核は  $\gamma$  線を放出するなどして崩壊する。非弾性散乱が起きるためには、中性子放出後も原子核を励起するだけのエネルギーが必要となるため、非弾性散乱には中性子に対してしきいエネルギーが存在する。図 3.1 では、しきいエネルギーである  $8 \times 10^4 \text{eV}$  程度から inelastic(非弾性散乱) の反応断面積が大きくなっていることがわかる。非弾性散乱では  $\gamma$  線として中性子のエネルギーが放出されるため、反応前後で入射中性子と標的原子核の運動エネルギーの和は保存されない。

### 放射捕獲反応

放射捕獲反応では、励起状態の複合核が  $\gamma$  線を放出し中性子が一つ多い原子核が生成される。構造体に多く含まれる  $^{56}\text{Fe}$  では、放射捕獲反応は広いエネルギー領域で反応断面積が大きく、主要な  $\gamma$  線源となりうる。中性子が増えた原子核は安定であるとは限らず、たとえば、 $\beta$  崩壊で電子を放出し別の元素へと変わることがある。

### 荷電粒子放出反応

中性子が原子核に入射して陽子などの粒子が放出される反応を荷電粒子放出反応という。反応としては、(n,p) 反応、(n, $\alpha$ ) 反応などがある。生成された荷電粒子は、荷電粒子と物質の相互作用(阻止能)によってすぐさま止まる。中性子の再放出を伴わないため、中性子遮蔽材として用いられる。 $^{10}\text{B}$  は (n,p) 反応の反応断面積が大きく、JT-60SA などでも中性子遮蔽材として利用が検討されている [3]。

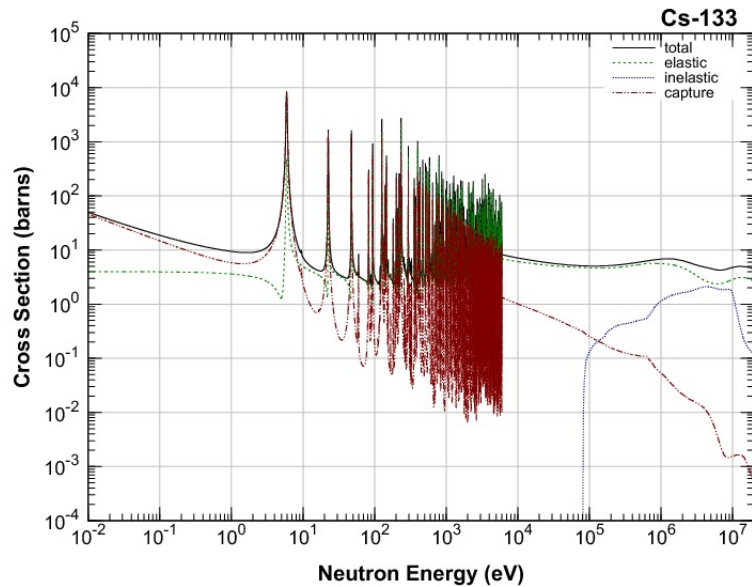


図 3.1: 中性子の  $^{133}\text{Cs}$  に対する反応断面積 (文献 [4] より)。

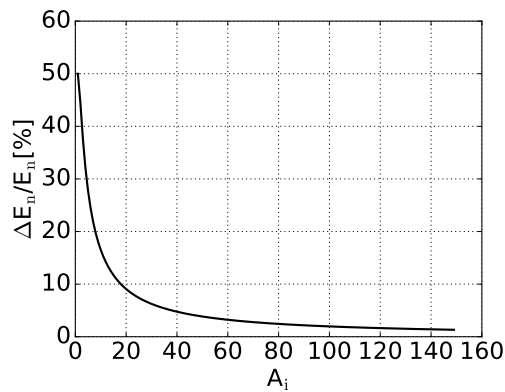


図 3.2:  $A_i$  に対する  $\Delta E_n/E_n$  の変化を示した。 $A_i$  が小さいと損失するエネルギーの割合が大きいことがわかる。

### 3.3 $\gamma$ 線と物質との相互作用

核融合プラズマ実験では、 $\gamma$ 線は主に非弾性反応や捕獲反応によって発生する。発生した $\gamma$ 線は原子核よりむしろ電子と反応する。従って、電子が関与する物理過程が重要なシンチレータや半導体を用いた機器に重大な影響を与える。 $\gamma$ 線と物質との相互作用としては多くの過程が考えられるが、核融合プラズマ実験で生成される $\gamma$ 線のエネルギー帯で重要なのは、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成である。本節では、

$\gamma$ 線と物質との反応のしやすさの指標である線減弱係数について述べた後に、各々の反応過程について概説する。

あるエネルギーを持つ光は、物質を構成する原子とある確率で相互作用を起こす。いま、入射粒子数  $N_0$  が厚み  $L$  の物質に入射する場合、粒子透過数  $N$  は  $N = N_0 \exp(-\mu L)$  と表される。 $\mu$  は線減弱係数 (linear attenuation coefficient) と呼ばれ、光子のエネルギーおよび相互作用をする物質を構成する原子と密度の関数である。 $\mu$  の逆数である  $\lambda = 1/\mu$  は平均自由行程と呼ばれ、減衰する距離の指標となる。光子は原子番号や密度の大きい物質と相互作用を起こしやすいので、質量減弱係数  $\mu_g = \mu/\rho$  を用いる方が便利である。光子と物質との相互作用では光電効果、コンプトン効果および電子対生成が重要であるが、相互作用ごとの断面積は独立しており、質量減弱係数はそれらの総和として表される。図 3.3 に、CsI における異なる反応に対する質量減弱係数を示した。図 3.3 に示されているようにエネルギーによって減弱係数が異なっているため、機器への影響を考える場合は、どのエネルギーの  $\gamma$  線がどれだけ存在するかが重要となる。核融合プラズマ実験装置周囲の  $\gamma$  線エネルギースペクトルは、原子核から放出された時の  $\gamma$  線のエネルギーや構造体の材質や形状によって決まる。

次に  $\gamma$  線の散乱過程について概説する。

光電効果は光子の全エネルギーが物質電子に吸収され、原子から軌道電子が放出される相互作用である。このとき放出される電子のことを光電子と呼ぶ。十分なエネルギーを持つ  $\gamma$  線は原子の中で最も強く結合している電子、すなわち  $K$  殻電子を光電子として放出する確率が高い。この電子は  $E_e = h\nu - E_h$  のエネルギーを持つ。ここで  $h\nu$  は入射した光子のエネルギーであり、 $E_h$  が光電子となった電子の元の結合エネルギーである。光電効果の反応断面積はあるエネルギーで不連続になる。この不連続になっているエネルギーは吸収端と呼ばれ、大きな反応断面積を持つ。X 線・ $\gamma$  線の吸収を利用した計測機器の場合、この吸収端で感度が大幅にあがるので注意が必要となる。

コンプトン効果は、光子と軌道電子が弾性散乱を起こし光子が散乱され、電子が放出される相互作用である。放出された電子は反跳電子と呼ばれる。光子は全ての角度に散乱することが可能なので、電子に伝えられるエネルギーはゼロから入射光子に近い値まで変化しうる。入射光のエネルギー  $h\nu$  と散乱光のエネルギー  $h\nu'$  を表す式はエネルギーと運動量の保存則から古典的に導くことができ、散乱角  $\theta$  に関して

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.7)$$

とかける。 $m_0c^2$  は電子の質量エネルギーで 0.511MeV である。ここで、 $a = h\nu/m_0c^2$  とすれば、

$$\frac{h\nu'}{h\nu} = \frac{1}{1 + a(1 - \cos\theta)} \quad (3.8)$$

となる。すなわち、低エネルギーの光 ( $a \ll 1$ ) ならば、どのように散乱されても光子のエネルギーはほとんど失われないが、高エネルギーの光 ( $a \gg 1$ ) では散乱角によって光が失うエネルギーの割合が大きく変動することがわかる。 $\theta \sim \pi/2$  の時はほとんどのエネルギーが電子に移ることになる。散乱  $\gamma$  線の角度分布は、微分散乱断面積  $d\sigma/d\Omega$  に対するクライン・仁科の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left[ \frac{1}{1 + a(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[ \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[ 1 + \frac{a^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + a(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (3.9)$$

ここで  $r_0$  は古典的電子半径である。

電子対生成は、光のエネルギーが電子の静止質量エネルギーの 2 倍すなわち 1.02MeV より大きい場合に起きる。この相互作用は原子核のクーロン場の中で発生し、光子は消失して電子と陽電子に置き換えられる。発生した陽電子は減速後消滅し、2本の  $\gamma$  線を放出する。この反応には 1.02MeV のエネルギーが必要である

ため、低エネルギーの $\gamma$ 線では発生しない。一般に、光のエネルギーが大きくなると電子対生成の断面積は大きくなる。

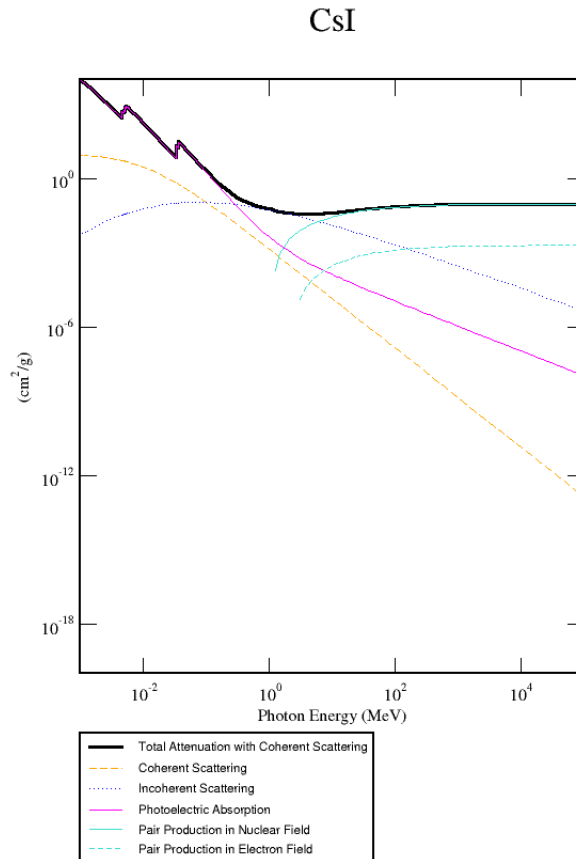


図 3.3: CsI と光子による各種反応の質量減弱係数 (文献 [5] より)

### 3.4 中性子・ $\gamma$ 線による機器の損傷

これまで、比較的微小なスケールにおける中性子と物質の相互作用について述べてきた。しかしながら、実際の機器は様々な部品から構成されており、ミクロな過程だけでは損傷について議論するのは難しい。核融合炉では 14MeV 中性子と 2 次的に生成される  $\gamma$  線によって機器の損傷が深刻になると考えられており、照射損傷に対する研究はこれまでも多く行われてきた。

最も影響が懸念されている機器の一つが光ファイバーである。光ファイバーは光信号の伝送や可視光の伝送などの様々な用途が考えられ、プラズマ計測においては重要な機器の一つである。しかしながら、光ファイバーに高強度の放射線が照射されるとその伝送特性が劣化することが知られている。JMTR での光ファイバー照射試験では、照射後の光ファイバーに白色光を入射したところ、目視では白色光を確認できなかった [6]。現在、耐放射線性能を持つ光ファイバーの開発が続けられている。

半導体検出器 [7] や Photomultiplier Tube(PMT)[8] にも照射損傷が確認されている。シンチレーターでも、有機シンチレータ [9, 10, 11]、無機シンチレータ [12, 13, 14] 共にその影響が確認されている。

これら機器への影響は、ITER や DEMO においても懸念されている [15, 16]。

### 3.5 ボルツマン輸送方程式を用いた中性子・ $\gamma$ 線輸送計算

#### 3.5.1 ボルツマン輸送方程式と放射線輸送計算

放射線輸送計算ではボルツマン方程式が最も基礎的な方程式となる [17, 18]。ここでボルツマン方程式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_v f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_r f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collision}} \quad (3.10)$$

である。ここで、 $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collision}}$  は粒子衝突によって変化する量である。輸送計算を行うため、 $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collision}}$  を評価し散乱断面積を含む形式に変換する。

変換後に得られる方程式を解析的に直接解くことは難しく、近似的数値解法を用いて輸送計算を行うことになる。数値計算法には、 $S_N$  法やモンテカルロ法といったものがある。本研究では、モンテカルロコード MCNP・PHITS を用いた輸送計算を行った。モンテカルロ法を用いた輸送計算では、積分型輸送方程式をモンテカルロ法を用いて解く。積分型ボルツマン輸送方程式は、

$$X(r, E, \Omega) = T(r' \rightarrow r, E, \Omega) \cdot C(r', E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \cdot X(r', E', \Omega') + S(r, E, \Omega) \quad (3.11)$$

と書ける。ここで、 $X(r, E, \Omega)$  は位置  $r$ 、エネルギー  $E$ 、飛行方向  $\Omega$  における粒子密度である。 $T$  は輸送カーネル、 $C$  は衝突カーネル、 $S$  は線源項と呼ばれる項である。 $T, C$  は巨視的全断面積、巨視的全散乱断面積を含む積分項である。MCNP や PHITS では、断面積ライブラリである JEFF[19]、ENDF[20]、JENDLE[4] などに含まれる断面積を NJOY[21] などで処理しそれらを利用できる形式に変換しそれらを用いて遮蔽計算を行う。

#### 3.5.2 モンテカルロ法を用いた積分計算の原理

本小節ではモンテカルロ法を用いた積分計算法を示した後に、MCNP・PHITS コードについて簡単に紹介する。

ここでは最も初歩的なモンテカルロ法を用いた積分計算法である Crude Monte Carlo[22] について述べる。

$$I = \int_a^b f(x) dx \quad (3.12)$$

を評価することを考える。 $\xi$  を区間  $[a, b]$  に一様分布する乱数とし、 $p(x)$  を

$$p(x) = \begin{cases} 1/(b-a) & x \text{ が } [a, b] \text{ 内に属するとき} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.13)$$

とする。すると

$$E[f(\xi)] = \int_a^b f(x)p(x)dx = \frac{I}{b-a} \quad (3.14)$$

となる。 $E[f(\xi)]$  は期待値を表す。実際に発生した乱数を  $\xi_i$  として、

$$E[f(\xi)] \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(\xi_i) \quad (3.15)$$



であるから、 $I$ は、これを  $I_1$  として、

$$I_1 \simeq \frac{b-a}{N} \sum_{i=1}^N f(\xi_i) \quad (3.16)$$

とできる。ここで示したように、乱数を用いることで数値積分を行うことができる。次元数が増加しても基本的な原理は同一である。

### 3.5.3 3次元モンテカルロ輸送計算コード MCNP・PHITS

MCNPは米国 Los Alamos 国立研究所 (LANL) において開発された、中性子・ $\gamma$ 線および中性子と $\gamma$ 線の結合系を対象とする汎用の連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コードである。多くの実績があり、その信頼性の高さから ITER 装置での放射線遮蔽計算において標準的に使われており [23]、また LHD においても使用されている [24]。MCNP による計算は3次元構造体に対し任意のエネルギー分解能で計算を行うことができるが、3次元形状を現す入力ファイルの作成が手間であった。しかしながら、近年、CAD データから入力ファイル作成を支援するソフトウェアが公開されるなど、入力ファイル作成が容易になってきた。また、モンテカルロ法を使用するため統計精度を得るために膨大な計算時間が必要であるが、分散低減法と呼ばれている統計精度を向上させる手法を用いることで、計算時間を節約する一方で統計精度を担保できる。

PHITS(Particle and Heavy Ion Transport code System) は日本原子力研究開発機構、高度情報科学技術研究機構、高エネルギー加速器研究機構などの機関が中心に開発している汎用放射線輸送コードである。高度情報科学技術研究機構などを介して入手できる。3次元構造の作成法はMCNPとほぼ同様である。また、MCNPと同様にインポート法やウェイトウィンドウ法といった分散低減機能を備えている。PHITSはMCNPに比べて可視化に優れており、付属のANGELプログラムを用いることでフラックスや発熱量等の計算結果を容易に表示できる。また、計算結果を、3次元データを描画するフリーソフトウェア Paraview で表示できる形式に変換することも可能であり、計算結果を三次元的に確認できる。現在、PHITSは医療や加速器の遮蔽設計など多くの分野で用いられている。核融合科学の分野では、JT-60SAの遮蔽設計 [3] への応用に加えて、核融合装置へのPHITSコードの適用可能性の検討 [25] が行われている。また、最近になり、実験結果と計算結果の広範な比較 [2] が行われ、PHITSコードによる計算の妥当性について評価が進んでいる。

## 3.6 結言

本章においては核融合プラズマ実験装置を念頭に中性子・ $\gamma$ 線の発生原理、挙動、機器への影響の評価法について述べてきた。MCNPやPHITSなどのモンテカルロコードによって実験装置周辺での中性子環境は精度良く予測できるようになってきたものの、機器への影響に関しては実験的な研究がまだまだ必要であるのが現状である。本研究では第8章でシンチレータ式軟X線検出器に対する放射線の影響を実験的に検証した。実際の核融合炉ではダイバータや第一壁への損傷が懸念されており、放射線の挙動と物質への影響は今度も核融合科学分野において重要な位置を占めると考えられる。

## 引用文献

- [1] X-5 Monte Carlo Team. MCNP-A general N-particle transport code, version 5, volume I: Overview and theory. 2003.
- [2] Yosuke Iwamoto, Tatsuhiko Sato, Shintaro Hashimoto, Tatsuhiko Ogawa, Takuya Furuta, Shin Ichiro Abe, Takeshi Kai, Norihiro Matsuda, Ryuji Hosoyamada, and Koji Niita. Benchmark study of the recent version of the PHITS code. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 54, No. 5, pp. 617–635, 2017.
- [3] Atsuhiko M Sukegawa, Kouji Takiyoshi, and Toshio Amano. Neutronic Analysis of Fusion Tokamak Devices by PHITS. *Prog. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 1, pp. 36–39, 2011.
- [4] Keiichi Shibata, Osamu Iwamoto, Tsuneo Nakagawa, Nobuyuki Iwamoto, Akira Ichihara, Satoshi Kunieda, Satoshi Chiba, Kazuyoshi Furutaka, Naohiko Otuka, Takaaki Ohsawa, Toru Murata, Hiroyuki Matsunobu, Atsushi Zukeran, So Kamada, and Jun Ichi Katakura. JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, No. 1, pp. 1–30, 2011.
- [5] M. J. Berger et al. XCOM: Photon Cross Sections Database, U.S. National Institute of Standards and Technology the downloadable version 3.1. 2010.
- [6] 四竈樹男. 光ファイバの放射線照射効果-原子力環境の中の光ファイバ-. *応用物理*, Vol. 80, p. 1065, 2011.
- [7] Toshiyuki Iida. Fusion Neutron Irradiation Effects on Electric Characteristics of Semiconductor Electronic Devices. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 21, p. 634, 1984.
- [8] Toshiyuki Iida, Jun Datemichi, Kenji Sumita, Dale W. Heikkinen, and David W. Short. Effects of fusion neutron irradiation on photomultiplier tubes. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 24, No. 9, pp. 759–761, 1987.
- [9] Zhao Li, Wu Chong, Heng Yuekun, Zhao Xiaojian, Shi Feng, Sun Zhijia, Wu Jinjie, An Zhenghua, Zhao Yuda, Zhang Ziping, and Wang Yifang. Properties of plastic scintillators after irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 552, No. 3, pp. 449–455, 2005.
- [10] V. G. Vasil'chenko, V. G. Lapshin, A. I. Peresyphkin, A. A. Konstantinchenko, A. I. Pyshchev, V. M. Shershukov, B. V. Semenov, and A. S. Solov'ev. New results on radiation damage studies of plastic scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 369, No. 1, pp. 55–61, 1996.

- [11] E. Biagtan, E. Goldberg, R. Stephens, E. Valeroso, and J. Harmon. Gamma dose and dose rate effects on scintillator light output. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 108, pp. 125–128, 1996.
- [12] E. Auffray, A. Borisevitch, A. Gektin, Ia Gerasymov, M. Korjik, D. Kozlov, D. Kurtsev, V. Mechinsky, O. Sidletskiy, and R. Zoueyski. Radiation damage effects in Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce scintillation crystals under gamma-quanta and 24 GeV protons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 783, pp. 117–120, 2015.
- [13] Seema Shinde, S. G. Singh, S. Sen, and S. C. Gadkari. Effects of film thickness on scintillation characteristics of columnar CsI:Tl films exposed to high gamma radiation doses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 810, pp. 14–18, 2016.
- [14] Ren Yuan Zhu. Radiation damage in scintillating crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 413, No. 2-3, pp. 297–311, 1998.
- [15] A.J.H. Donné, A.E. Costley, and A.W. Morris. Diagnostics for plasma control on DEMO: challenges of implementation. *Nuclear Fusion*, Vol. 52, No. 7, p. 074015, 2012.
- [16] G. Yayakis, E. R. Hodgson, V. Voitsenya, and C. I. Walker. Chapter 12: Generic diagnostic issues for a burning plasma experiment. *Fusion Science and Technology*, Vol. 53, No. 2, pp. 699–750, 2008.
- [17] 放射線遮蔽ハンドブック基礎編. 放射線遮蔽ハンドブック 基礎編. 2015.
- [18] 社団法人日本原子力学会. モンテカルロ計算ハンドブック. 2006.
- [19] A Santamarina, D Bernard, P Blaise, M Coste, A Courcelle, TD Huynh, C Jouanne, P Leconte, O Litaize, S Mengelle, et al. The JEFF-3.1. 1 nuclear data library. *JEFF report*, Vol. 22, No. 10.2, p. 2, 2009.
- [20] MB Chadwick, P Obložinský, M Herman, NM Greene, RD McKnight, DL Smith, PG Young, RE MacFarlane, GM Hale, SC Frankle, et al. ENDF/B-VII. 0: next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology. *Nuclear data sheets*, Vol. 107, No. 12, pp. 2931–3060, 2006.
- [21] RE MacFarlane and AC Kahler. Methods for processing ENDF/B-VII with NJOY. *Nuclear Data Sheets*, Vol. 111, No. 12, pp. 2739–2890, 2010.
- [22] 岡嶋 成晃他. 原子炉物理学. 2012.
- [23] A. Serikov, U. Fischer, D. Leichtle, and C. S. Pitcher. Monte Carlo radiation shielding and activation analyses for the Diagnostic Equatorial Port Plug in ITER. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 87, No. 5-6, pp. 690–694, 2012.
- [24] Takeo Nishitani, Kunihiro Ogawa, and Mitsutaka Isobe. Monte Carlo simulation of the neutron measurement for the Large Helical Device deuterium experiments. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 123, pp. 1020–1024, 2017.
- [25] 助川篤彦. 核融合施設への PHITS の適用と改良に向けた調査. 2014.

## 第4章 実験装置

### 4.1 緒言

本章では、大型ヘリカル装置 (LHD: Large Helical Device) および Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST) について記述する。LHD において第 6、7、8 章、EAST において第 8 章の研究を行った。

### 4.2 大型ヘリカル装置 (LHD)

#### 4.2.1 コイルシステム

LHD はヘリオトロン型磁場閉じ込め装置の一つである。コイルのピッチ数は  $L = 2$ 、 $N = 10$  である。1 対のヘリカルコイルを持ち、36 度ごとに同じポロイダル磁気面が現れる。図 4.1 に LHD の全体図、図 4.2 にコイルシステムを示した。ヘリカルコイルは磁場構造に自由度を与えるためにヘリカルコイル内側から HI、HM、HO と 3 層に分かれている。これら 3 層に流れる電流の組み合わせにより、プラズマ小半径  $a_p$ 、アスペクト比  $A_p$ 、磁気シアなど複数のパラメータを制御可能である。一方、ポロイダルコイルはプラズマの水平方向の制御、プラズマ断面の形状制御を担う。その 3 対のコイルは IV、IS、OV コイルと呼ばれる。LHD のコイルシステムは様々な自由度を磁場構造に与えることができるため、多様な実験を行うことができる。

外部摂動磁場 (Resonant Magnetic Perturbation:RMP) コイルもまた実験に自由度を与える。外部摂動磁場コイルは装置本体の上部に設置された 10 対の常伝導コイルによる構成されており、特定の構造を持つ摂動磁場を外部から印加可能である。この RMP コイルを用いて、誤差磁場消去実験、デタッチドプラズマ実験、抵抗性交換型モードの抑制実験等様々な物理実験が行われてきた。

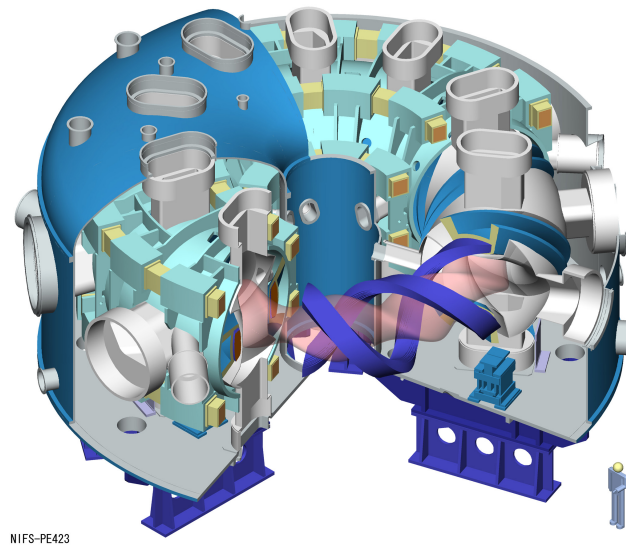


図 4.1: LHD の全体図。

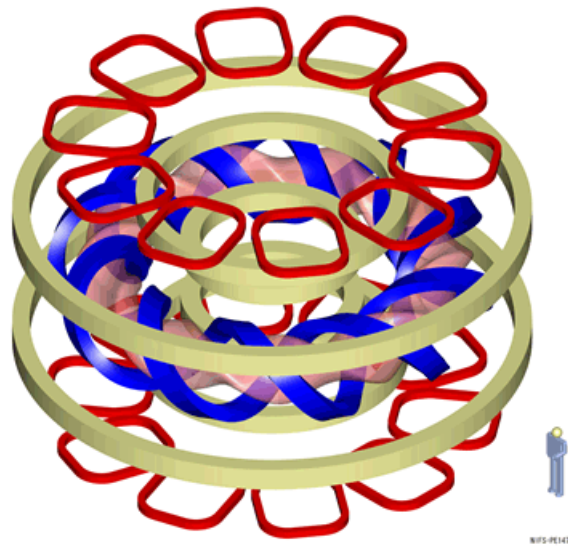


図 4.2: LHD のコイルシステム。青いコイルがヘリカルコイル、黄色のコイルがポロイダルコイル、赤いコイルが RMP コイルである。

#### 4.2.2 加熱装置

LHD で主に用いる加熱装置として、電子サイクロトロン加熱装置 (Electron Cyclotron Heating:ECH)[1]、イオンサイクロトロン加熱装置 (Ion Cyclotron Heating:ICH)[2]、中性子粒子ビーム入射加熱装置 (Neutral beam Injection:NBI)[3] がある。ECH はジャイロトロンで発生させた GHz 帯の波をプラズマに入射し、

電子加熱を行う。一方で、ICH では、MHz 帯の波を ICRH アンテナで入射し加熱している。NBI は 1~5 号機まで設置されており、1~3 号機は負イオン源を用いた装置で、プラズマの接線方向からビームの入射する。主に電子加熱に用いられる。これら接線 NBI は対称に設置されていないので、入射パターンによってトロイダル方向のプラズマ速度を変化させたり、プラズマ電流を変化させ結果として MHD 平衡を変えることができる。一方、4、5 号機は正イオン源を用いた装置で、トロイダル方向に対して垂直にビームを入射する。主にイオン加熱に用いられる。これら垂直 NBI は加熱用として用いられるほか、荷電交換分光法を用いたカーボンの密度やイオン温度の測定するためのビームプローブとしての役割も持つ [4]。第 6 章における高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (EIC) に関する研究では、垂直 NBI によって供給されるヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子によって EIC が駆動される。第 6 章では EIC の性質が軽水素プラズマ実験および重水素プラズマ実験で異なることを述べるが、その性質の変化が垂直 NBI の加速エネルギー・入射パワーが増強されたことによる可能性を指摘する。図 4.3 に軽水素プラズマ実験時と重水素プラズマ実験における接線 NBI(1~3 号機) および垂直 NBI(4~5 号機) の軽水素プラズマ実験および重水素プラズマ実験における加速エネルギーおよび入射パワーを示した。

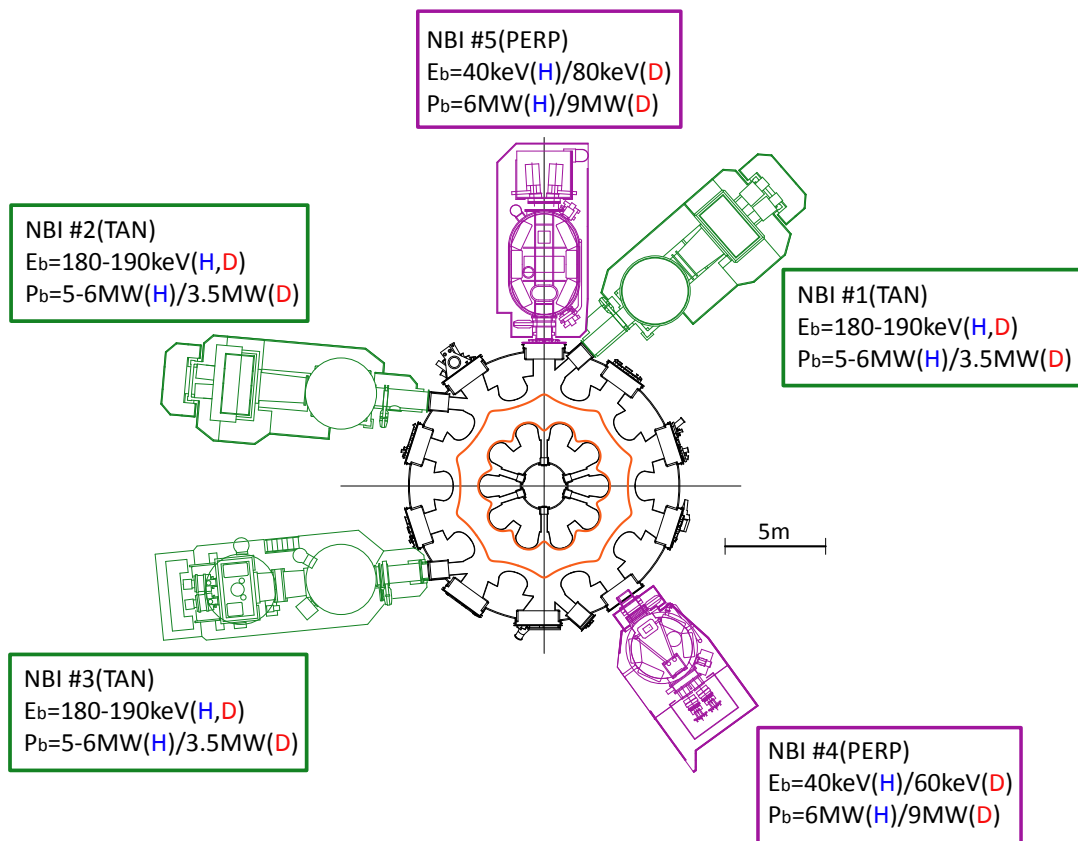


図 4.3: 軽水素プラズマ実験時と重水素プラズマ実験における接線 NBI(1~3 号機) および垂直 NBI(4~5 号機) の軽水素プラズマ実験および重水素プラズマ実験における加速エネルギーおよび入射パワー。

### 4.2.3 水素ペレット入射装置

LHD における燃料供給装置としては、ガスパフを用いた方法とコア部への粒子供給を行うための水素ペレット入射装置 [5] がある。第 7 章では水素ペレット入射直後の現象を取り扱う。ここでは、本研究で用いられた水素ペレット入射装置について述べる [5]。図 4.4 に水素ペレット入射装置の概念図を示す。本研究で用いた水素ペレット入射装置は横長ポロイダル断面においてプラズマ外側から生成したアイスペレットを高圧ガスでプラズマ中に入射する。異なるサイズのペレットを入射する 20 個のバレルが整備されており、直径が 3.8mm、3.4mm、3mm のペレットを入射できる。それぞれ、およそ  $2.0 \times 10^{21}$  個、 $1.5 \times 10^{21}$  個、 $1.0 \times 10^{21}$  個の H 原子が含まれている。1200m/s 程度のスピードでプラズマ中に入射可能であり、電子温度・ペレットサイズ・入射スピードなどをコントロールすることで、プラズマ周辺部からプラズマコアまでの燃料供給を可能としている。

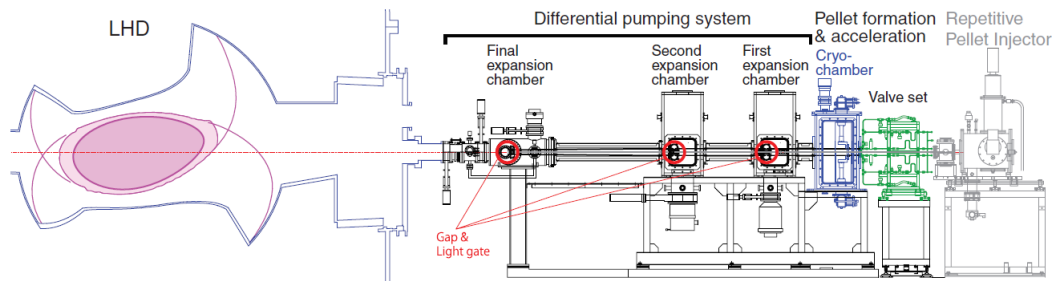


図 4.4: 水素ペレット入射装置の概念図 (文献 [5] より引用)。

### 4.2.4 計測器

#### 4.2.4.1 磁気計測器

LHD おいて磁気計測 [6] は、プラズマ蓄積エネルギーの計測、プラズマ電流の計測、磁場揺動の計測など様々な用途に用いられている。ここでは、反磁性ループを用いたプラズマ蓄積エネルギーの計算法について述べた後に、本研究でトロイダルモード数・ポロイダルモード数の同定に用いた磁気プローブについて説明する。

#### 反磁性ループを用いたプラズマ蓄積エネルギーの推定

LHD においては、反磁性ループを用いてプラズマ蓄積エネルギーを計算している。反磁性ループで得られる信号は

$$V_{dmg} = \Delta \dot{\phi}_T + \sum M_{st} \dot{I}_{st} + \sum M_{mc} \dot{I}_{mc} \quad (4.1)$$

と書ける [6]。ここで、 $\Delta \dot{\phi}_T$  はトロイダルフラックスの時間微分、 $M_{st}$ 、 $M_{mc}$  は反磁性ループと構造物およびコイルとの相互インダクタンス、 $\dot{I}_{st}$ 、 $\dot{I}_{mc}$  は構造体およびコイルに流れる渦電流の時間微分である。この  $\Delta \dot{\phi}_T$  を用いることで、反磁性フラックス  $\phi_{dia}$  を評価する。LHD においては、 $\phi_{dia}$  を磁気計測から推定し、加えて、DIANGO コード [7] や JDIA コード [8] などを用いることで、プラズマ蓄積エネルギーを計算している。

## 磁気プローブ

磁気計測ではコイルを通過する磁束の時間変化をファラデーの電磁誘導の法則を用いて計測している。自己インダクタンスを  $L$ 、単位長さあたりの巻き数を  $n$ 、コイルの面積を  $S$ 、コイルの長さを  $l$  とすれば、コイルに対する磁束  $\Phi$  は、

$$\Phi = LI = -\mu_0 n^2 l S I \quad (4.2)$$

とかける。ファラデーの法則により、

$$V = \frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad (4.3)$$

であるので、 $n^2 S$  が磁気プローブの感度の指標であることがわかる。ここで、コイルが RL 回路であることから、初期電圧  $V_0$  に対する過渡応答は、

$$V = V_0 \exp\left(-\frac{R}{L}t\right) \quad (4.4)$$

と評価できる。感度を上げるために  $S$  を大きくしようとする、コイルのサイズが大きくなることで空間分解能が悪くなる。また、 $S$  を大きくすれば  $L$  も大きくなり、その結果、減衰時間  $\tau = L/R$  が大きくなり周波数応答が悪くなる。感度・空間分解能・計測したい周波数に合わせて最適なコイルを作成する必要がある。

本研究で用いた磁気プローブの周波数特性の上限は 300kHz 以下で、LHD で観測される抵抗性交換型不安定性による磁場揺動や比較的高い周波数に観測される TAE による磁場揺動を計測することができる。

これら磁気計測用の磁気プローブは LHD において異なるトロイダル角度、ポロイダル角度に設置されている。図 4.5 にトロイダル角度、ポロイダル角度上で磁気プローブが設置されている位置を示した。トロイダルモード数を同定するために使われるアレイは「Toroidal array」と呼ばれ、ポロイダルモード数を同定するために使うアレイは「Helical array」と呼ばれる。なお、Helical array はヘリカルコイルに沿って設置されたプローブであるため、トロイダル角度は一定ではないことに注意する。

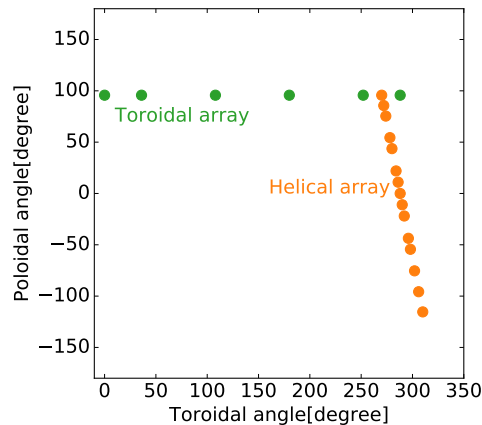


図 4.5: 磁気プローブ Toroidal array(緑) と磁気プローブ Helical array(オレンジ) が設置されているトロイダル角度とポロイダル角度。

## 4.2.4.2 半導体式軟 X 線計測器

LHD における第 18 実験サイクル以前のプラズマ実験においては、半導体式軟 X 線検出器 [9, 10, 11, 12, 13] が運用されていた。プラズマから放出される軟 X 線には、制動放射光、再結合放射、原子内における電子の



遷移による放射の寄与が含まれる。プラズマからの単位体積放射からの軟 X 線強度は、

$$\omega(\nu)d\nu = 6.3 \times 10^{-53} Z^2 \left(\frac{e}{T_e}\right)^{1/2} n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu \quad [\text{W m}^{-3}] \quad (4.5)$$

とかける [14]。従って、軟 X 線を検出することで、電子密度・電子温度・不純物密度の情報を得ることができると考えられる。

軟 X 線強度のプラズマパラメータに対するこのような依存性により、軟 X 線検出器は電子温度の同定や不純物輸送研究などに用いられるが、本研究においては MHD 不安定性による空間変位を計測するために用いた。線積分値を観測するため局所値が得られないものの、軟 X 線検出器は磁場配位やプラズマパラメータに関わらず運用できるというメリットがある。通常の半導体検出器は可視光領域においても感度があるため、LHD においては Be 薄膜を用いて可視光領域の光を遮断して運用している。LHD に設置されている軟 X 線検出器は実験サイクルによって設置ポート・視線数が異なり、本研究では、3.5U、3.5L、6.5U、80 ポートに設置されていた多チャンネル軟 X 線検出器のデータを解析している。これらのうち、第 7 章の研究で主要な役割を果たす 3.5L に設置されていた軟 X 線検出器についてその視線を図 4.6 に示す。これは 3.5L ポートに設置されていたもので、プラズマを観測している視線の数は 17 であり、ポロイダル磁気面全体を観測している。視線間の距離は 5.3cm 程度である。

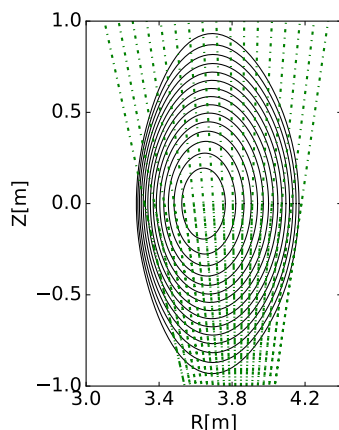


図 4.6: 3.5L に設置された軟 X 線検出器の視線。縦長ポロイダル断面全体を観測している。

#### 4.2.4.3 FIR 干渉計および CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計

LHD においては様々な種類の干渉計が運用されている [15]。本研究では、FIR レーザー (CH<sub>3</sub>OH レーザー) 干渉計および CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計をそれぞれ第 6 章、第 7 章の研究で用いた。FIR レーザー干渉計で用いられているレーザーの波長は 119 $\mu\text{m}$  で、13 の視線があり、密度分布を計測するために用いられている [15]。低密度のプラズマ ( $\bar{n}_e \sim 0.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) から使用できるものの、水素ペレット入射によって生成される高密度プラズマにおいては、fringe jump により正確な密度測定が困難になる。CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計 [16] は水素ペレット入射で生成される高密度プラズマ ( $n_e > 10^{20} \text{m}^{-3}$ ) で fringe jump なしに使用できる。ただし、振動に敏感で、振動成分を補正するために Nd:YAG レーザーを用いている。CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計に用いられているレーザーの波長は 10.6 $\mu\text{m}$  であり、視線数は 80ch である。CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計の視線を図 4.7 に示す。視線は 3 つの部位にわかれており、部位間にはギャップ

が存在する。各視線間の距離は 10mm または 20mm 程度である。1MHz サンプルングでデータが取得されており、MHD 不安定性による空間変異を捉えることが可能である。

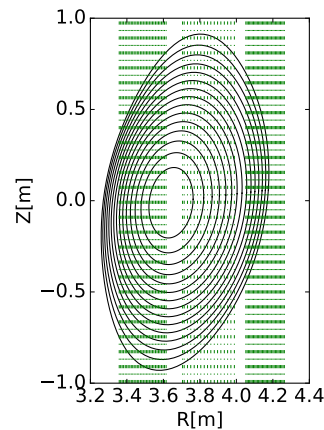


図 4.7: CO2 レーザー干渉計の視線。

#### 4.2.4.4 HIBP 計測

重イオンビームプローブ (HIBP)[17] は、磁場閉じ込め高温プラズマ内部の電位を測定する手法である。HIBP 計測では、重イオンビームを磁場閉じ込めプラズマに入射し、プラズマ中でイオンと衝突し、荷電交換反応で 2 価になったイオンをプラズマの外で計測する。プラズマ中に電位  $\phi$  が存在すれば、 $e\phi$  だけ 2 次ビームの粒子のエネルギーは増える。従って、2 次ビームのエネルギーを測定することで、プラズマ中の電位を測定することができる。測定できる位置は磁場強度・ビームエネルギー・ビームの入射角度・ビームの検出位置で決まる。

LHD の HIBP 計測では、Au イオンを用いる。LHD の HIBP 計測システムを図 4.8 に示す。LHD では、Au の負イオン  $\text{Au}^{-1}$  をタンデム加速器で加速し、プラズマ中で生成された  $\text{Au}^{-2}$  のエネルギーを計測することで電位を計測している。イオンビームは高密度プラズマにおいて減衰しその強度が低下するため、比較的低密度のプラズマにおいて運用されている。

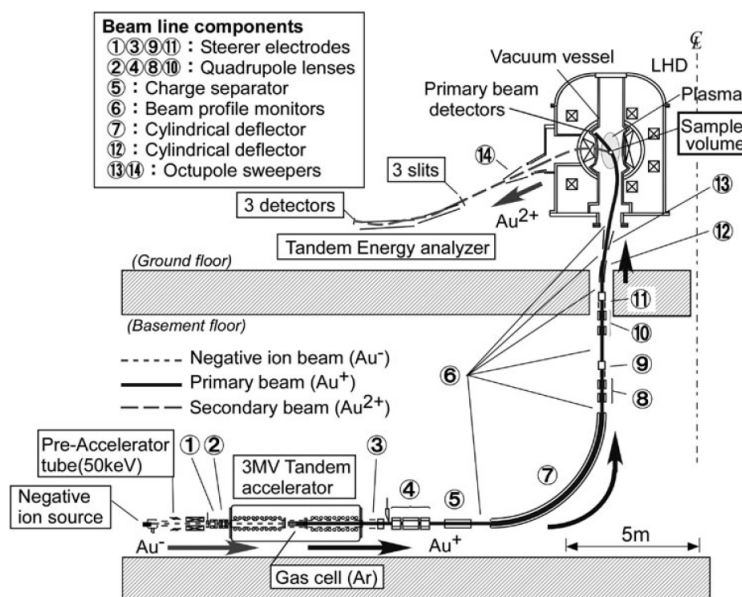


図 4.8: HIBP 計測の概念図 (文献 [18] より引用)。

#### 4.2.5 その他、本研究で用いた計測器

その他、本研究では、電子温度・電子密度の計測のため Thomson 散乱計測 [19] を用い、電子温度計測のため ECE 計測 [20] を用い、総中性子発生率の計測のため Neutron Flux Monitor [21, 22] を用い、中性粒子計測のため Compact Neutral Particle Analyzer [23] を用いた。

### 4.3 EAST 装置

Experimental advanced superconducting tokamak (EAST) は、中国合肥市にある Institute of Plasma Physics, the Chinese Academy of Sciences (ASIPP) が所有する超伝導コイルを用いたトカマク装置 [24, 25] である。加熱装置としては、Lower Hybrid Current Drive (LHCD)、ICRF、ECRH、NBI を有する。磁気軸位置は 1.7-1.9m 程であり、プラズマ小半径は 0.4-0.45m 程である [26]。電子密度は  $4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、電子温度は 6keV 程度に到達しており [25]、LHD と同様のプラズマパラメータである。

#### 4.3.1 半導体式軟 X 線検出器

ここでは、本研究で用いた EAST 装置の軟 X 線検出器について述べる [27]。EAST では、3 系統の半導体式軟 X 線検出器が設置されている。その視線を図 4.9 に示した。用いられている半導体アレイは浜松フォトニクス製の S4114 シリーズ (S4114-46Q) である。それぞれの系統はピンホールを有し、ピンホールには Be 薄膜が装着されている。その膜厚は  $12.5 \mu\text{m}$  である。多数のチャンネルを活かして、MHD モードのポロイダル断面における 2 次元再構成を行うことができ、たとえば、snake 構造の再構成に成功している [27]。

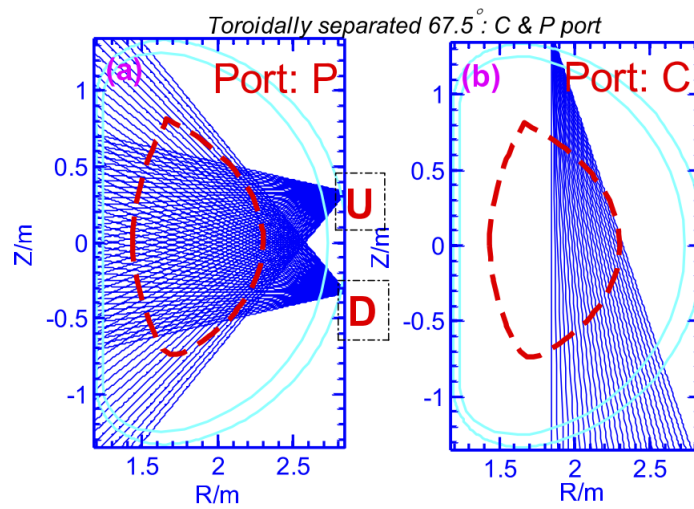


図 4.9: EAST の半導体式軟 X 線検出器の視線 (文献 [27] より引用)。U、D の系統 (左図) と V の系統 (右図) がある。

#### 4.4 結言

本章においては、本研究を行った LHD および EAST 装置について述べた。LHD については、コイルシステム、加熱装置、水素ペレットを用いた燃料供給、計測器について述べた。EAST については、半導体式軟 X 線検出器について述べた。次章 (第 5 章) では、本研究で用いたデータ解析手法について述べる。

## 引用文献

- [1] H Igami, S Kubo, T Shimozuma, Y Yoshimura, T Notake, H Takahashi, H Idei, S Inagaki, H Tanaka, K Nagasaki, K Ohkubo, and T Mutoh. Research of Electron Cyclotron Resonance Heating Methods and Relevant Experiments. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, , 2010.
- [2] T Mutoh, R Kumazawa, T Seki, K Saito, H Kasahara, F Shimpo, and G Nomura. ICRF Heating System in LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, , 2010.
- [3] Y Takeiri, O Kaneko, K Tsumori, M Osakabe, K Ikeda, K Nagaoka, H Nakano, E Asano, T Kondo, M Sato, M Shibuya, and S Komada. High Performance of Neutral Beam Injectors for Extension of LHD Operational Regime. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, , 2010.
- [4] M Yoshinuma, K Ida, M Yokoyama, M Osakabe, K Nagaoka, K Ida, M Yokoyama, M Osakabe, K Nagaoka, M Yoshinuma, K Ida, M Yokoyama, M Osakabe, and K Nagaoka. Charge-Exchange Spectroscopy with Pitch- Controlled Double-Slit Fiber Bundle on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. November, pp. 375–382, 2010.
- [5] Ryuichi Sakamoto, Gen Motojima, Hiromi Hayashi, Tomoyuki Inoue, Yasuhiko Ito, Hideki Ogawa, Shigeyuki Takami, Mitsuhiro Yokota, and Hiroshi Yamada. Twenty barrel in situ pipe gun type solid hydrogen pellet injector for the Large Helical Device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 84, No. 8, 2013.
- [6] S. Sakakibara and H. Yamada. Magnetic Measurements in LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 471–481, 2010.
- [7] H. J. Gardner and H. J. Gardner. Modelling the behaviour of the magnetic field diagnostic coils on the W VII-AS stellarator using a three-dimensional equilibrium code. *Nuclear Fusion*, Vol. 30, No. 8, pp. 1417–1424, 1990.
- [8] T. Yamaguchi, K. Y. Watanabe, S. Sakakibara, K. Ida, Y. Narushima, K. Narihara, K. Tanaka, T. Tokuzawa, M. Yoshinuma, T. Kobuchi, I. Yamada, K. Kawahata, and H. Yamada. The effect of net toroidal current on the measurement of diamagnetic beta value in heliotron plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 48, No. 9, 2006.
- [9] S. Ohdachi, F. Watanabe, S. Yamamoto, K. Toi, C. Suzuki, K. Ida, and S. Muto. Soft X-Ray Diagnostics on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 418–425, 2010.
- [10] Xiaodi DU, Satoshi OHDACHI, Kazuo TOI, and LHD Experiment Group. Development of an Array System of Soft X-ray Detectors with Large Sensitive Area on the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 7, p. 2401088, 2012.

- [11] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, S. Von Goeler, and S. Yamamoto. High-speed tangentially viewing soft x-ray camera to study magnetohydrodynamic fluctuations in toroidally confined plasmas. Vol. 74, No. 3, pp. 2136–2143, 2003.
- [12] F. WATANABE, K. TOI, S. OHDACHI, C. SUZUKI, S. SAKAKIBARA, K. Y. WATANABE, S. MORITA, K. NARIHARA, K. TANAKA, and LHD experimental group. Soft and Ultra-Soft X-ray Detector Array Systems for Measurement of Edge MHD Modes in the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 2, p. S1066, 2007.
- [13] Y. Takemura, S. Ohdachi, K. Y. Watanabe, and X. D. Du. Development of 2D soft X-ray measurement system in the large helical device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 85, No. 11, 2014.
- [14] Kenro Miyamoto. *Plasma Physics for Nuclear Fusion: Revised edition*. 1979.
- [15] T. Akiyama, K. Kawahata, K. Tanaka, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Okajima, K. Nakayama, C. A. Michael, L. N. Vyacheslavov, A. Sanin, and S. Tsuji-Iio. Interferometer systems on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 352–363, 2010.
- [16] Kenji TANAKA, Clive MICHAEL, Leonid VYACHESLAVOV, Andrei SANIN, Kazuo KAWAHATA, Shigeki OKAJIMA, Takeshi AKIYAMA, Tokihiko TOKUZAWA, and Yasuhiko ITO. Improvements of CO<sub>2</sub> Laser Heterodyne Imaging Interferometer for Electron Density Profile Measurements on LHD. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 2, p. S1033, 2007.
- [17] T. Ido et al. 6 MeV heavy ion beam probe on the Large Helical Device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 77, No. 10, p. 10F523, 2006.
- [18] T. Ido et al. LHDにおける6MeV重イオンビームプローブ(HIBP)による電位分布・揺動計測の現状と将来展望. *J. Plasma Fusion Res*, Vol. 86, , 2010.
- [19] I. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, R. Yasuhara, H. Hayashi, and T. Kohmoto. Extension of the measurable temperature range of the LHD Thomson scattering system. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 83, No. 10, p. 10E340, 2012.
- [20] T. Tokuzawa, K. Kawahata, Y. Nagayama, S. Inagaki, P. C. De Vries, A. Mase, Y. Kogi, Y. Yokota, H. Hojo, K. Tanaka, A. Ejiri, R. O. Pavlichenko, S. Yamaguchi, T. Yoshinaga, D. Kuwahara, Z. Shi, H. Tsuchiya, Y. Ito, S. Hirokura, S. Sudo, and A. Komori. Developments of electron cyclotron emission spectroscopy and microwave reflectometry on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 364–374, 2010.
- [21] M. Isobe, K. Ogawa, H. Miyake, H. Hayashi, T. Kobuchi, Y. Nakano, K. Watanabe, A. Uritani, T. Misawa, T. Nishitani, M. Tomitaka, T. Kumagai, Y. Mashiyama, D. Ito, S. Kono, M. Yamauchi, and Y. Takeiri. Wide dynamic range neutron flux monitor having fast time response for the Large Helical Device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 85, No. 11, p. 11E114, 2014.
- [22] Takeo Nishitani, Kunihiro Ogawa, and Mitsutaka Isobe. Monte Carlo simulation of the neutron measurement for the Large Helical Device deuterium experiments. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 123, pp. 1020–1024, 2017.

- [23] Tetsuo Ozaki, Vincenzo Zanza, Giovanni Bracco, Arturo Moleti, Benedetto Tilia, Alessandro Sibio, Shigeru Sudo, Hideya Nakanishi, Mamoru Kojima, Mamoru Shoji, et al. High-energy neutral particle measurement system in the large helical device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 71, No. 7, pp. 2698–2703, 2000.
- [24] Songtao Wu. An overview of the EAST project. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 82, No. 5-14, pp. 463–471, 2007.
- [25] B. N. Wan, Y. F. Liang, X. Z. Gong, J. G. Li, N. Xiang, G. S. Xu, Y. W. Sun, L. Wang, J. P. Qian, H. Q. Liu, X. D. Zhang, L. Q. Hu, J. S. Hu, F. K. Liu, C. D. Hu, Y. P. Zhao, L. Zeng, M. Wang, H. D. Xu, G. N. Luo, A. M. Garofalo, A. Ekedahl, L. Zhang, X. J. Zhang, J. Huang, B. J. Ding, Q. Zang, M. H. Li, F. Ding, S. Y. Ding, B. Lyu, Y. W. Yu, T. Zhang, Y. Zhang, G. Q. Li, and T. Y. Xia. Overview of EAST experiments on the development of high-performance steady-state scenario. *Nuclear Fusion*, Vol. 57, No. 10, 2017.
- [26] Baonian Wan, Jiangang Li, Houyang Guo, Yunfeng Liang, Guosheng Xu, Liang Wang, and Xianzu Gong. Advances in H-mode physics for long-pulse operation on EAST. *Nuclear Fusion*, Vol. 55, No. 10, 2015.
- [27] Kaiyun Chen, Liqing Xu, Liqun Hu, Yanmin Duan, Xueqin Li, Yi Yuan, Songtao Mao, Xiuli Sheng, and Jinlong Zhao. 2-D soft x-ray arrays in the EAST. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 87, No. 6, 2016.

## 第5章 揺動信号解析手法

本章では、MHD 不安定性による揺動の解析手法について述べる。ある磁気面が有理面の時、その面での磁力線に沿った変形が成長しやすく MHD 不安定性が発生する可能性が高い。MHD 不安定性が発生している時、その有理面を観測している軟 X 線計測器や磁場の変動を測る磁気計測に、MHD モードの実空間での回転周波数に対応する揺動が観測される。MHD モードの解析ではこれら信号の揺動成分のみを取りだし解析することになる。

ここでは揺動信号解析手法として Fourier 変換、Wavelet 変換、特異スペクトル解析法を用いた手法について説明する。Fourier 変換は周波数や振幅が一定であるような定常信号の解析に適している。一方で、Wavelet 変換および特異スペクトル解析は振幅や周波数が時間的に変化する非定常信号の解析に向いている。本章執筆に当たっては、文献 [1, 2, 3, 4, 5] を参考にした。

### 5.1 Fourier 変換

Fourier 変換は、直感的にはある関数を無限個の異なる振幅・周波数・位相を持つ正弦波に分解することに相当する。Fourier 変換は積分操作を含むものであり、一般に計算時間は膨大となる。しかしながら、離散変数に対しては、Fourier 変換が持つ対象性の性質を用いることで大幅に計算量を減らすことができる。ここでは、連続変数に対する Fourier 変換について述べた後に離散系における Fourier 変換について述べ、最後に実際の解析で重要な高速 Fourier 変換 (FFT) について述べる。

#### 連続量に対する Fourier 変換

信号  $g(t)$  の Fourier 変換は周波数  $f$  を用いて次の式で書ける。

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp(-j2\pi ft) dt \quad (5.1)$$

逆 Fourier 変換は次式で定義される。

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f) \exp(j2\pi ft) df \quad (5.2)$$

式 5.2 より、 $g(t)$  は  $F(f) \exp(j2\pi ft)$  の積算量であることがわかる。従って、 $F(f)$  というのは、 $g(t)$  を周波数  $f$  の空間で分解した時の、その寄与度を示していることがわかる。

#### 離散量に対する Fourier 変換

実際のデータは離散量であるため、式 5.1 を用いてそのままでは解析することはできない。そこで、先の連続 Fourier 変換を次のように離散 Fourier 変換として定義する。



$$G(k) = \sum_{i=0}^{N-1} g(i) \exp(-j2\pi ki/N) \quad (5.3)$$

離散逆フーリエ変換は次式で表される。

$$g(i) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} G(k) \exp(j2\pi ki/N) \quad (5.4)$$

である。 $N$  はサンプリング点数である。ここで  $k$  は整数であるため、実際に解析する場合は  $f_k = k * f_{\text{samp}}/N$  として周波数に変換する必要がある。ここで、 $f_{\text{samp}}$  は計測におけるサンプリング周波数である。

これらの式を用いることで、信号への寄与が大きい周波数の特定や、周波数フィルターを実行することができる。ところが、スペクトル  $G$  を求めるには、 $N^2$  回数の積算と  $N(N-1)$  回数の和算を繰り返すことになり (合計で  $2N^2 - N$ )、 $N$  が大きくなると指数関数的に計算量が増大し、計算時間がかかる。そのため、Fourier 変換の対称性に着目した高速 Fourier 変換 (FFT) が実際の解析では一般に用いられる。

## 高速 Fourier 変換

高速 Fourier 変換のアルゴリズムを説明する。まず、

$$W_N = \exp(-j2\pi/N) \quad (5.5)$$

と置く。この  $W_N$  は周期  $N$  の周期関数となっていることがわかる。ここで  $N$  を偶数と考えれば、 $g(i)$  を  $N/2$  個の信号列に分割することができる。

$$g_1(i) = g(2i) \quad (i = 0, 1, \dots, N/2 - 1) \quad (5.6)$$

$$g_2(i) = g(2i + 1) \quad (i = 0, 1, \dots, N/2 - 1) \quad (5.7)$$

こうして式 5.3 の離散フーリエ変換を書き直すと、

$$G(k) = \sum_{i=0}^{N/2-1} g_1(i) W_N^{2ik} + \sum_{i=0}^{N/2-1} g_2(i) W_N^{(2i+1)k} \quad (5.8)$$

と表すことができる。また、

$$W_N^2 = \exp(-j\frac{2\pi}{N})^2 = \exp(-j\frac{2\pi}{N/2}) = W_{N/2} \quad (5.9)$$

に着目すると、

$$G(k) = \sum_{i=0}^{N/2-1} g_1(i) W_{N/2}^{ik} + W_N^k \sum_{i=0}^{N/2-1} g_2(i) W_{N/2}^{ik} = G_1(k) + W_N^k G_2(k) \quad (5.10)$$

となる。ここで  $G_1(k), G_2(k)$  はそれぞれ  $N/2$  点の信号列  $g_1(i)$  と  $g_2(i)$  の離散フーリエ変換であり、 $k$  に関する周期性を示す。ここでさらに

$$W_N^{k-N/2} = \exp(-j\frac{2\pi(k-N/2)}{N}) = W_N^k \exp(j\pi) = -W_N^k \quad (5.11)$$

$$W_{N/2}^{k-N/2} = \exp(-j\frac{2\pi(k-N/2)}{N/2}) = W_{N/2}^k \exp(j2\pi) = W_{N/2}^k \quad (5.12)$$

という関係に着目する。すると、

$$\begin{aligned} G(k) &= G_1(k) + W_N^k G_2(k) \quad (N/2 < k \leq N-1) \\ &= \sum_{i=0}^{N/2-1} g_1(i) W_{N/2}^{ik} + W_N^k \sum_{i=0}^{N/2-1} g_2(i) W_{N/2}^{ik} \\ &= \sum_{i=0}^{N/2-1} g_1(i) W_{N/2}^{i(k-N/2)} - W_N^{k-N/2} \sum_{i=0}^{N/2-1} g_2(i) W_{N/2}^{i(k-N/2)} \\ &= G_1(k-N/2) - W_N^{k-N/2} G_2(k-N/2) \end{aligned}$$

となる。  $p = k - N/2$  とすれば、

$$G(k) = G_1(k-N/2) - W_N^{k-N/2} G_2(k-N/2) \quad (N/2 < k \leq N-1) = G_1(p) - W_N^p G_2(p) \quad (0 < p \leq N/2-1)$$

となる。従って、

$$G(k) = \begin{cases} G_1(k) + W_N^k G_2(k) & (0 \leq k \leq N/2) \\ G_1(k-N/2) - W_N^{k-N/2} G_2(k-N/2) & (N/2 < k \leq N-1) \end{cases}$$

とすると、  $G(k)$  を求めるためには、  $G_1(k)$  と  $G_2(k)$  の 2 回の離散フーリエ変換と  $k+1$  回の積算、2 回の和算で十分であることに気づく。

従って、計算回数は  $2(2(N/2)^2 - N/2) + k + 3 = N^2 - N + k + 3 \leq N^2 - N/2 + 3$  となり  $2N^2 - N$  に対しておよそ半分になっている。サンプル数  $N = 2^r$  ( $r$  は整数) の時は  $g_1(k)$ 、 $g_2(k)$  も偶数個のサンプル数を持つので、同様にして計算回数を減らすことができる。

## 5.2 Wavelet 変換

Fourier 変換を用いた解析は、定常的な信号の解析に適している。しかしながら、第 6 章で説明するような高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性など突発的なモードに対しては Fourier 解析は有効でない。このような非定常現象の周波数解析には Wavelet 変換が有効である。ここでは連続 Wavelet 変換を用いた周波数解析手法について述べる。時系列データ  $f(t)$  の Wavelet 変換はマザーウェーブレット  $\psi(x)$  を用いることで次のようにかける。

$$T(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right)^* dt \quad (5.13)$$

ここで  $a$  は dilation parameter、 $b$  は location parameter と呼ばれる。この  $a$  と  $b$  を変化させることで、マザーウェーブレットの”幅”や”位置”を変化させることができる。マザーウェーブレットとしては、Ricker wavelet(別名メキシカンハット)や Morlet wavelet が用いられる。Ricker wavelet は

$\psi_{a,\text{ricker}}(t) = A(a)(1 - (\frac{t}{a})^2) \exp(-t^2/(2a^2))$  (5.14) なる実数関数である。ここで、 $A(a)$  は正規化係数である。Morlet 関数は

$\psi_{a,\text{morlet}}(t) = \pi^{-1/4} \exp(i2\pi f_0(t/a)) \exp(-(t/a)^2/2)$ (5.15) なる複素関数である。Morlet wavelet は複素成分を持つので、信号の位相情報を抽出したい時に用いる。図 5.1、図 5.2 に Ricker wavelet 関数および Morlet wavelet 関数の形状を示す。

Wavelet 変換を用いて周波数スペクトルを取得するためには、スケール  $a$  から疑似周波数を計算する必要がある。疑似周波数  $f_p$  は、

$$f_p = f_c/(a\Delta t) \quad (5.16)$$

で与えられる [6]。  $f_c$  は中心周波数で、  $\Delta t$  はサンプリング間隔である。Ricker wavelet の場合、  $f_c = 0.25$ [4] であり、Morlet wavelet では  $f_0$  により変わり得るが、本研究では  $f_c = 0.85$ [4] を選んだ。

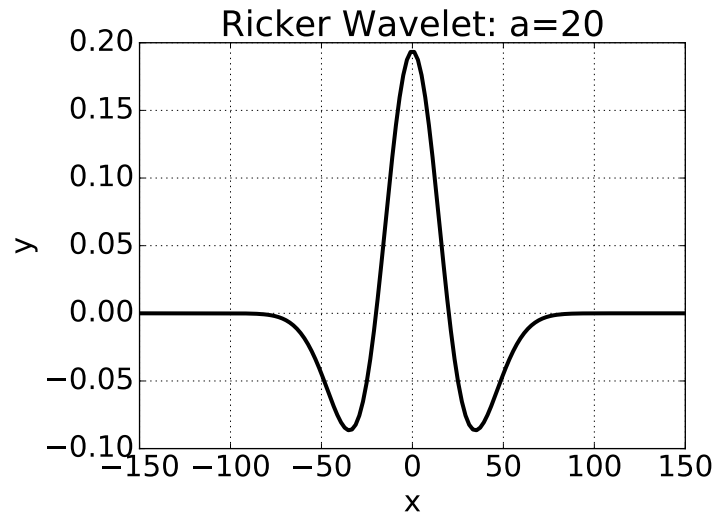


図 5.1: Ricker wavelet。  $a = 20$  とした。

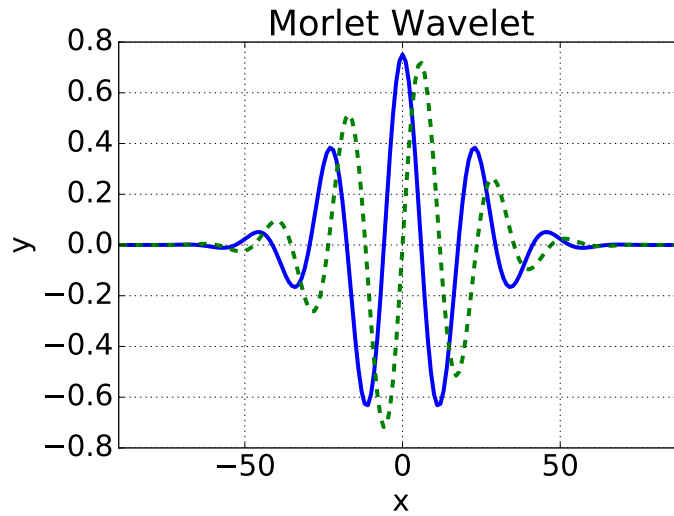


図 5.2: Morlet wavelet.  $f_0 = 0.85$  とした。実線 (青) が実数成分で、破線 (緑) が虚数成分である。

### 5.3 特異スペクトル解析

時系列データの揺動成分を詳しく調べるためには、トレンド成分と振動成分を分離する必要がある。先に述べた Fourier 変換を用いることで分離することができるが、これには振動が定常である必要がある。トレンド成分に加えて、振動の強度や周波数が時間的に変化する場合には、Fourier 変換を用いた成分の分離は難しくなる。このような場合には、特異スペクトル解析が有用な手法となる。

特異スペクトル解析は、観測した信号の部分時系列からなる軌道行列 (trajectory matrix) を構成し、その軌道行列を特異値分解することで信号を分解する。ここではまず特異値分解の性質を述べた後に、特異スペクトル解析を用いた解析手法について述べる。

#### 特異値分解定理

特異値分解定理とは次の関係を言う。すなわち、任意の  $m \times n$  実行列  $\mathbf{A}$  は適当な  $m$  次実直交行列  $\mathbf{U}$  および  $n$  次実直交行列  $\mathbf{V}$  を取れば、

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T \quad (5.17)$$

の形に分解できる。 $\mathbf{\Sigma} = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots)$  を  $\mathbf{A}$  の特異値と呼び、式 5.17 で表される分解を  $\mathbf{A}$  の特異値分解と呼ぶ。 $\mathbf{U} = [\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_m]$ 、 $\mathbf{V} = [\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_n]$  とすれば、

$$\mathbf{A}\mathbf{v}_i = \lambda_i \mathbf{u}_i \quad (5.18)$$

$$\mathbf{A} = \lambda_1 \mathbf{u}_1 \mathbf{v}_1^T + \lambda_2 \mathbf{u}_2 \mathbf{v}_2^T + \dots + \lambda_r \mathbf{u}_r \mathbf{v}_r^T = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2 + \dots + \mathbf{A}_r, \quad \mathbf{A}_i = \lambda_i \mathbf{u}_i \mathbf{v}_i^T \quad (5.19)$$

である。特異値分解定理は行列に対する自然なノルムである Frobenius ノルム

$$\|\mathbf{A}\|_F = \sqrt{\sum_{i,j} a_{ij}^2} \quad (5.20)$$

と密接な関係がある。すなわち、

$$\|A\|_F^2 = \sum_i \lambda_i^2 \quad (5.21)$$

$$\|A_i\|_F^2 = \lambda_i^2 \quad (5.22)$$

という関係がある。従って、

$$\|A_i\|_F^2 / \|A\|_F^2 = \lambda_i^2 / \sum_i \lambda_i^2 \quad (5.23)$$

となり、 $\lambda_i$  の大きさが  $A_i$  の  $A$  に対する寄与を表す指標になっていることがわかる。

式 5.22 の証明は本章の付録に記した。

### 特異スペクトル解析の手続き

まず、分解したい信号を  $\mathbb{X}_N = (x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$  と置く。ここで、lagged vector  $L$  を次のように定義する。

$$X_i = (x_i, x_{i+1}, \dots, x_{i+L-1})^T \quad (1 \leq i \leq K) \quad (5.24)$$

ここで、 $1 < L < N$ 、 $K = N - L + 1$  である。この lagged vector を用いて trajectory matrix  $X$  を次のように定義する。

$$X = [X_1 : \dots : X_K] = \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & \cdots & x_K \\ x_2 & x_3 & x_4 & \cdots & x_{K+1} \\ x_3 & x_4 & x_5 & \cdots & x_{K+2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x_L & x_{L+1} & x_{L+2} & \cdots & x_N \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

ここで、trajectory matrix はハンケル行列となっていることに注意する。ハンケル行列とは、行列の要素  $A_{ij}$  が別の行列要素  $A_{kj}$  と次の関係にある任意の行列  $A$  のことを言う。

$$A_{ij} = A_{kl} \quad (i + j = k + l = s) \quad (5.26)$$

ある  $L$  が定まると、trajectory matrix  $X$  と  $\mathbb{X}_N$  は一対一線形写像となる。従って、もし  $X$  がいくつかのハンケル行列に分解できるなら、それは  $\mathbb{X}_N$  がいくつかの時系列データに分解できることを意味する。

次に、行列  $S$  を

$$S = XX^T \quad (5.27)$$

と定義すれば、 $\mathbf{u}_i (i = 1, 2, \dots, L)$  を  $S$  の固有ベクトル、 $\lambda_i (i = 1, 2, \dots)$  を  $S$  の固有値とし、 $\mathbf{v}_i = X^T \mathbf{u}_i / \lambda$  と書く。そうして、

$$X = X_1 + X_2 + \cdots + X_d \quad (5.28)$$

$$X_i = \lambda_i \mathbf{u}_i \mathbf{v}_i^T \quad (5.29)$$

と展開できることがわかる。ここで特異値分解定理を用いた。ここで、集合  $\{1, 2, 3, \dots, d\}$  から任意の  $j$  個の整数を取り出して集合  $I = \{i_1, i_2, \dots, i_j\}$  を作り、

$$X_I = X_{i_1} + X_{i_2} + \dots + X_{i_j} \quad (5.30)$$

を構成することを考える。 $X_I$  がハンケル行列であれば、ここから新たな信号  $\mathbb{X}_I$  を構成することができる。

しかしながら、一般に  $X_I$  や  $X_i$  はハンケル行列ではない。そのため、 $X_I$  をハンケル行列化する演算子  $\mathcal{H}$  を次のように定義する。 $\tilde{Y} = \mathcal{H}Y = (\tilde{y}_{ij})$ 、 $Y = (y_{ij})$  として、

$$\tilde{y}_{ij} = \sum_{(k,l) \in A_s} y_{kl} / |A_s| \quad (5.31)$$

$$A_s = \{(k, l) : k + l = i + j = s, 1 \leq k \leq K, 1 \leq l \leq L\}$$

である。 $|A_s|$  は  $A_s$  の要素の数となる。この  $\tilde{Y}$  はハンケル行列であり、 $\|H - Y\|_F$  を最小化するハンケル行列  $H$  である。この証明は本章の付録に記す。なお、演算子  $\mathcal{H}$  は線形写像であるので、式 5.30 で  $\mathcal{H}$  を  $X_I$  に作用させることは、個々の  $\mathcal{H}$  を  $X_i$  に作用させることと同値である。 $\tilde{X}_I = \mathcal{H}X_I$  なるハンケル行列化した  $\tilde{X}_I$  を用いれば、新たな時系列データ  $\tilde{\mathbb{X}}_I$  を構成することができる。

さて、先に述べたとおり Frobenius ノルムを用いて

$$\|X\|^2 = \sum_i \lambda_i \text{ and } \lambda_i = \|X_i\|^2 \quad (5.32)$$

が成り立つ。従って、 $\lambda_i$  は各 elementary matrix  $X_i$  が  $X$  にどれだけ寄与するかを示す指標となる。主要な  $\lambda_i$  に対応する  $X_i$  だけを選び、そこから新たな時系列データを構成することで、主要項と非主要項を分離することができる。

### 特異スペクトル解析の適用例

テスト信号を用いて特異スペクトル解析の適用例を 2 例示す。

例 1.  $y = \cos(2\pi * f * x)$

$y = \cos(2\pi * f * t)$ 、 $f = 0.25$  の関数を、 $1 < t < 30$  の区間に  $n = 100$  の点を等間隔に与えデータ列  $S$  を作る。このデータ列に対して  $L = 50$  として、特異スペクトル解析を適用する。図 5.3(a) 作成したテスト信号、1 番目・2 番目の特異値を用いて再構成した信号、全特異値を用いて再構成した信号を示す。対応する特異値は図 5.4 に示した。

この例では、1 番目と 2 番目の主要な特異値で元の時系列データ再現されていることがわかる。1 番目と 2 番目の特異値が同等の大きさになっているが、これは特異スペクトル解析の特徴である。すなわち、ある正弦波は同じ程度の寄与を持つ 2 つの elementary matrix に分解される。詳細は文献 [1] で述べられている。

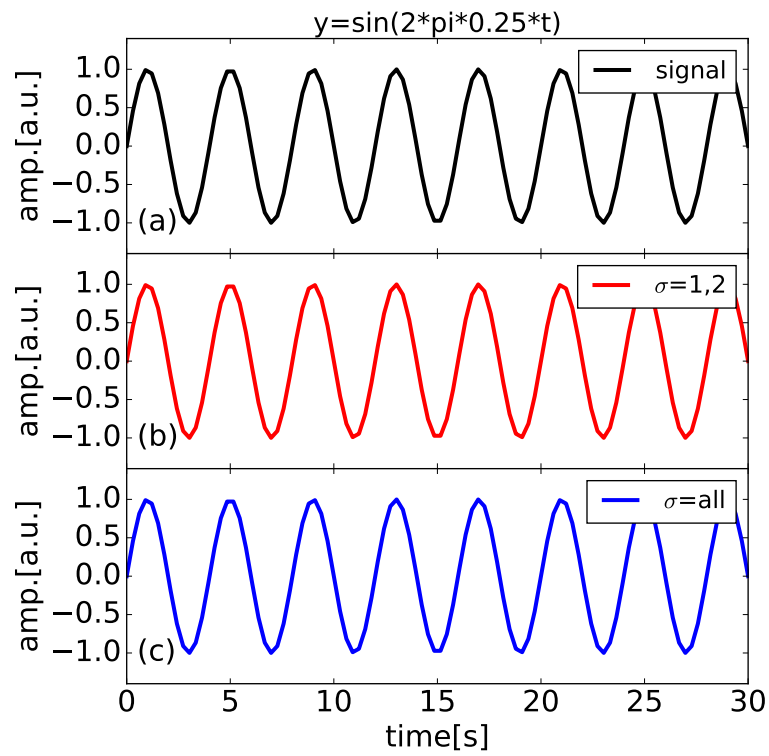


図 5.3: (a) テスト信号、(b)1 番目・2 番目の特異値を用いて再構成した信号、(c) 全特異値を用いて再構成した信号。

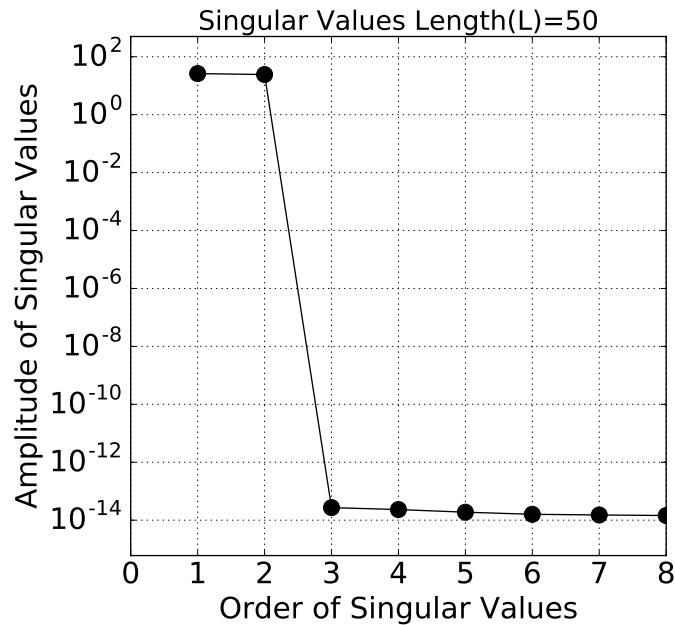


図 5.4: 例 1 のテスト信号に対する特異値。L=50 とした。

例 2.  $y = a \sin(2\pi * f * t^b) * \exp(-c * t) + d * t^e + \text{noise}$

$y = a \sin(2\pi * f * t^b) * \exp(-c * t) + d * t^e + \text{noise}$  という関数に対して、 $f = 1, a = 20, b = 0.8, c = 0.08, d = 0.1, e = 1.8$  とする。  $1 < t < 30$  の区間に  $n = 150$  の点を等間隔に与えデータ列  $S$  を作る。このデータ列に対して  $L = 30$  として、特異スペクトル解析を適用する。このテスト信号のうち、 $a \sin(2\pi * f * t^b) * \exp(-c * t)$  は振幅・周波数が時間と共に変化する正弦波であり、 $d * t^e$  は時間的に増加するトレンドである。図 5.5 に (a) 生成したテスト信号、(b) 各項の成分を示した。このような時系列データに対しては、Fourier 変換によって変動成分のみ取り出すのは難しい。図 5.6 に特異スペクトル解析で生成された特異値、図 5.7 に (a)1 番目の寄与を持つ成分を用いて再構成した信号、(b)2~5 番目の寄与を持つ成分を用いて再構成した信号を示した。図 5.7(a) ではトレンド成分が、図 5.7(b) では振動成分が得られていることがわかる。



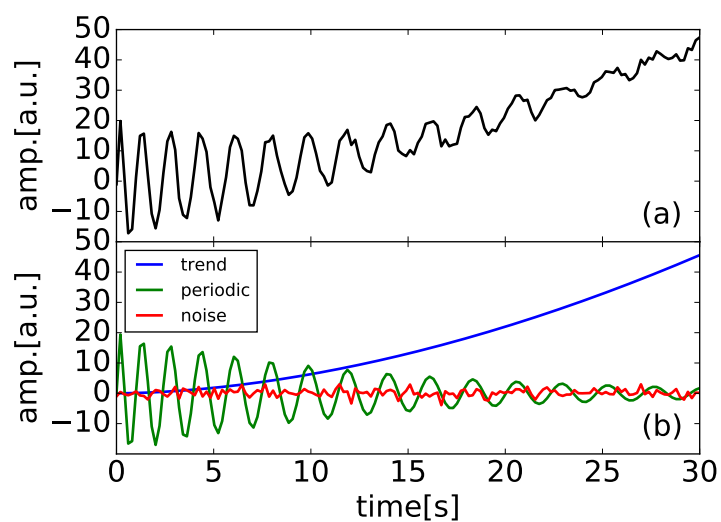


図 5.5: (a) 生成したテスト信号、(b) 各項の成分。

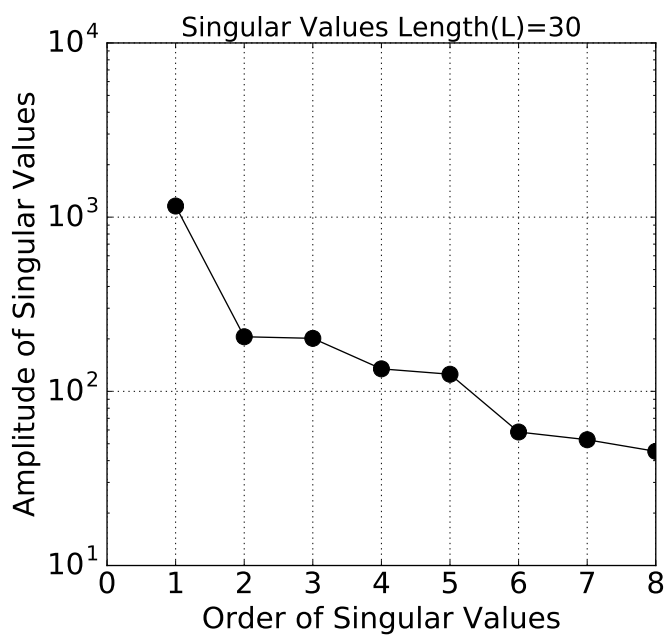


図 5.6: 例 2 のテスト信号に対する特異値。  $L=30$  とした。

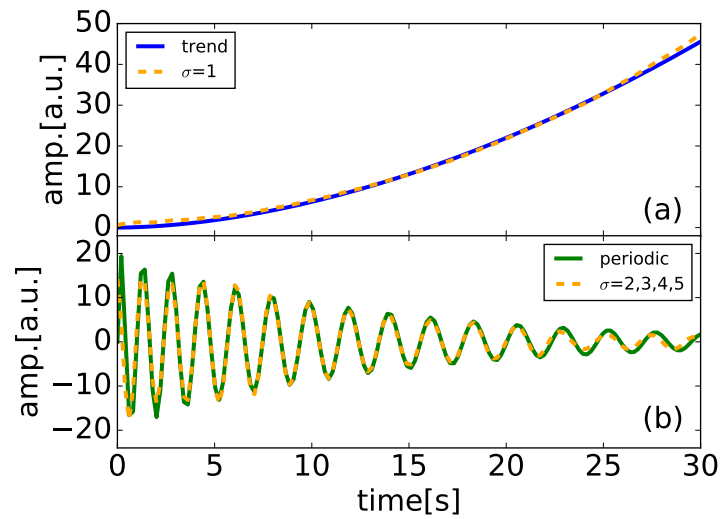


図 5.7: (a)1 番目の寄与を持つ特異値を用いて再構成した信号、(b)2,3,4,5 番目の寄与を持つ特異値を用いて再構成した信号。

## 5.4 実験データ解析への適用例

### FFT による周波数フィルターを用いたトロイダルモード数の同定

MHD 不安定性が発生している時、磁場の変動を測る磁気計測に MHD モードの実空間での回転周波数に対応する揺動が観測される。異なるトロイダル角度・ポロイダル角度に設置されている磁気プローブで、回転周波数による寄与を取り出すように磁場揺動にバンドパスフィルターを適用することで、トロイダルモード数・ポロイダルモード数を同定できる。ここではその例を示す。

図 5.8 に、LHD プラズマに水素ペレットを入射した直後に観測された磁場揺動を示す。200Hz~600Hz のバンドパスフィルターを適用することで、振動成分のみ取り出すことができている。図 5.9 には、得られた信号の位相と磁気プローブのトロイダル角度を示した。トロイダル角度が 360 度変化する間に位相が  $2\pi$  だけ変動しており、本振動は  $n=1$  のトロイダルモード数を持つことがわかる。

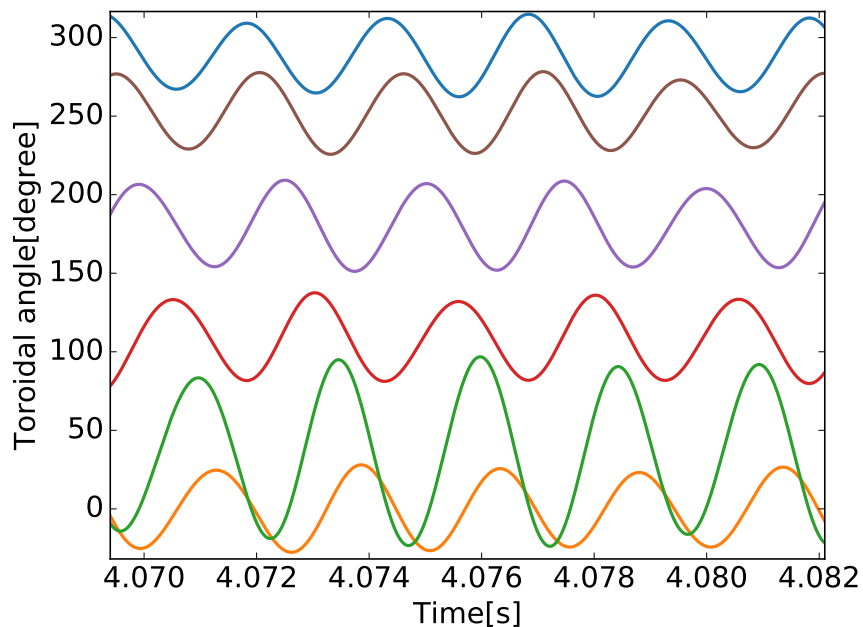


図 5.8: 水素ペレット入射直後に観測された磁場揺動を示した。200Hz~600Hz のバンドパスフィルターを適用した。

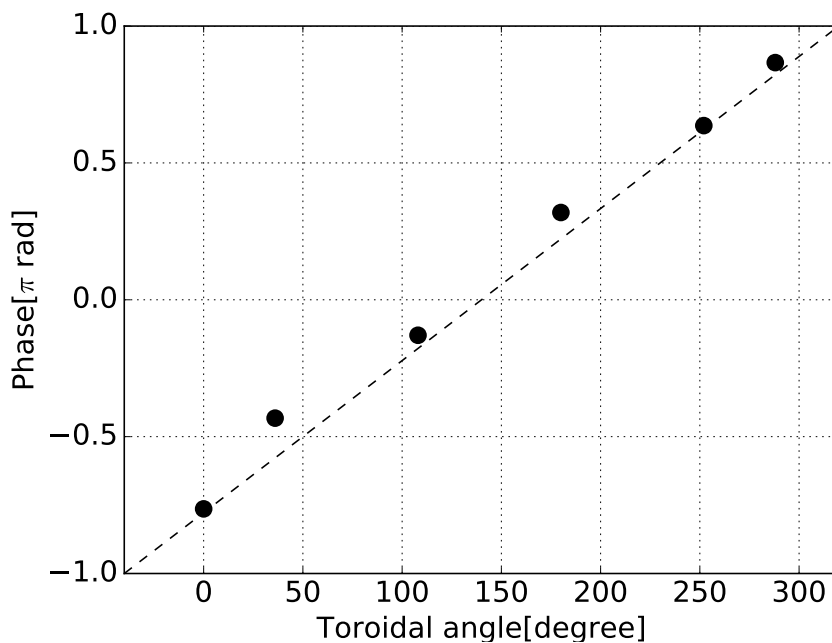


図 5.9: 図 5.8 に示した信号で、400Hz の周波数に対する各振動の位相を示した。360 度で位相が 1 周している。従って、これはトロイダルモード数  $n=1$  のモードである。

### Wavelet 変換を用いた磁場揺動の周波数スペクトルの取得

次に、周波数が時間的に変化している信号の周波数スペクトルの取得のために Wavelet 変換を磁場揺動に適用した例を示す。図 5.10 には (a)EIC 発生時の磁場揺動と (b)Morlet wavelet によって取得した周波数スペクトルを示した。EIC 発生時の初期周波数 8kHz 付近にスペクトルのピークが存在していることがわかる。

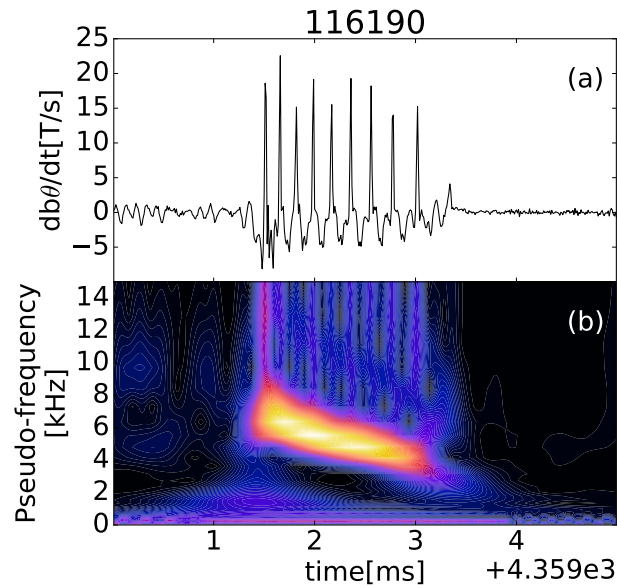


図 5.10: EIC 発生時の磁場揺動に Morlet wavelet による Wavelet 変換を適用した例。(a)EIC 発生時の磁場揺動、(b) 磁場揺動に Morlet wavelet を適用し得られたスペクトルグラム。

### 特異スペクトル解析を用いた振動成分の抽出

特異スペクトル解析を軟 X 線信号に適用した例を示す。図 5.11(a) に水素ペレット入射直後の軟 X 線信号を示した。この軟 X 線信号には、電子温度の回復による緩やかに増加するトレンド成分と振幅が変わる振動成分の 2 成分がある。図 5.11(b)、(c) にそれぞれ特異スペクトル解析および FFT によるバンドパスフィルタを用いて振動成分の取り出しを試みた例を示す。振動成分の周波数は 700kHz 程度であるので、800-900Hz のバンドパスフィルタ軟 X 線信号に適用した。特異スペクトル解析を適用した図 5.11(b) の場合では上手く振動成分のみを取り出せているが、FFT を適用した図 5.11(c) の場合では振動成分の取得に失敗しているのがわかる。

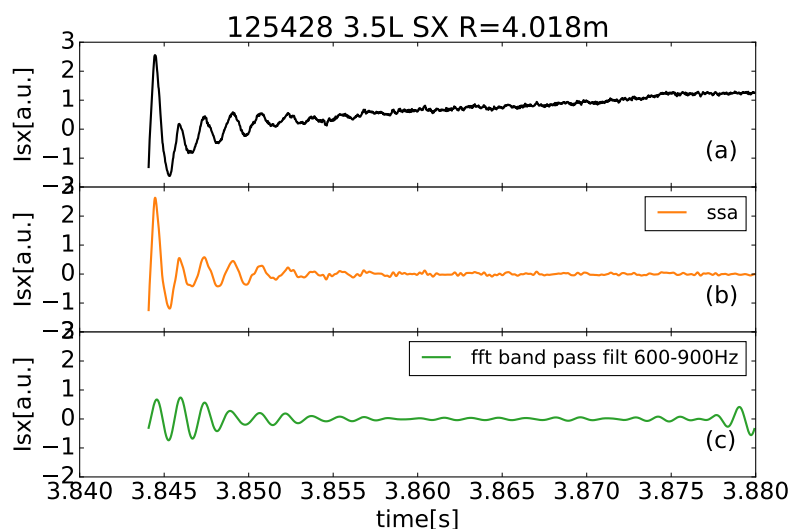


図 5.11: 軟 X 線信号への特異スペクトル解析・FFT の適用例。(a) は水素ペレット入射直後の軟 X 線信号。(b) は軟 X 線信号に特異スペクトル解析を適用したもの。(c) は軟 X 線信号に FFT を適用したもの。

## 5.5 結言

本章では、本研究で用いた揺動解析手法である Fourier 変換、Wavelet 変換、特異スペクトル解析法について解説した。Fourier 変換は定常的な信号を周波数成分に分解し、スペクトログラムの描画やフィルター処理を行うことができる。しかしながら、非定常信号の解析には向かず、非定常信号の解析には Wavelet 変換や特異スペクトル解析が用いられる。Wavelet 変換は Wavelet を信号に適用することで、振動の周波数の時間変化を知ることができる。特異スペクトル解析を用いることで、周波数・振幅共に変動している振動と、緩やかに変動している定常成分を分離することができる。これら解析手法は時間分解能や計算時間の観点から得意とする解析内容が異なっており、実際に適用する際はデータの特性や見たい現象に合わせて解析手法を選択する必要がある。

## 引用文献

- [1] Nina Golyandina and Anatoly Zhigljavsky. *Singular Spectrum Analysis for Time Series*. 2013.
- [2] 佐武一郎. 線形代数学 (数学選書 (1)). 1974.
- [3] 池辺 八洲彦他. 現代線形代数-分解定理を中心として-. 2009.
- [4] 新誠一, 中野和司. 図説ウェーブレット変換ハンドブック. 2005.
- [5] 馬杉正男. 信号解析-信号処理とデータ分析の基礎-. 2013.
- [6] Venkatesh Rajagopalan and Asok Ray. Symbolic time series analysis via wavelet-based partitioning. *Signal Processing*, Vol. 86, No. 11, pp. 3309–3320, 2006.

### 付録.1 特異値分解定理と Frobenius ノルムに関する補題の証明

補題:  $\|A_i\|_F^2 = \lambda_i^2$

$$\|A_i\|_F^2 = \lambda_i^2 \quad (5.33)$$

を示す。

ここで、 $\lambda_i$  は行列  $A$  を特異値分解した時の  $i$  番目の特異値であり、 $\|\cdot\|_F$  は Frobenius のノルムである。 $A_i$  の定義と Frobenius のノルムの定義から

$$\|A_i\|_F^2 = \sum_{k,l} (\lambda_i \mathbf{u}_i \mathbf{v}_i^T)_{k,l}^2 = \lambda_i^2 \sum_{k,l} (\mathbf{u}_i \mathbf{v}_i^T)_{k,l}^2 \quad (5.34)$$

である。ここで、 $U$  と  $V$  の各列は正規化されたベクトルなので、

$$\sum_k (\mathbf{u}_i)_k^2 = 1 \quad (5.35)$$

$$\sum_k (\mathbf{v}_i)_k^2 = 1 \quad (5.36)$$

である。

$$A_i = \lambda_i \begin{pmatrix} (\mathbf{u}_i)_1(\mathbf{v}_i)_1 & (\mathbf{u}_i)_1(\mathbf{v}_i)_2 & (\mathbf{u}_i)_1(\mathbf{v}_i)_3 & \cdots & (\mathbf{u}_i)_1(\mathbf{v}_i)_m \\ (\mathbf{u}_i)_2(\mathbf{v}_i)_1 & (\mathbf{u}_i)_2(\mathbf{v}_i)_2 & (\mathbf{u}_i)_2(\mathbf{v}_i)_3 & \cdots & (\mathbf{u}_i)_2(\mathbf{v}_i)_m \\ (\mathbf{u}_i)_3(\mathbf{v}_i)_1 & (\mathbf{u}_i)_3(\mathbf{v}_i)_2 & (\mathbf{u}_i)_3(\mathbf{v}_i)_3 & \cdots & (\mathbf{u}_i)_3(\mathbf{v}_i)_m \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ (\mathbf{u}_i)_n(\mathbf{v}_i)_1 & (\mathbf{u}_i)_n(\mathbf{v}_i)_2 & (\mathbf{u}_i)_n(\mathbf{v}_i)_3 & \cdots & (\mathbf{u}_i)_n(\mathbf{v}_i)_m \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

であるので、

$$\sum_{k,l} (\mathbf{u}_i \mathbf{v}_i^T)_{k,l}^2 = \sum_k \sum_l (\mathbf{u}_i)_k^2 (\mathbf{v}_i)_l^2 = 1 \quad (5.38)$$

となる。従って、

$$\|A_i\|_F^2 = \lambda_i^2 \quad (5.39)$$

が示された。

## 付録.2 行列 $X$ に対し $\|H - X\|_F$ を最小とするハンケル行列 $H$

簡単のために  $n \times n$  行列  $X$  について考える。ここではハンケル行列  $H$  の中で  $\|H - X\|_F$  を最小とする  $H$  を求める。記号  $\|\cdot\|_F$  は Frobenius のノルムを表す。ここで  $\|H - X\|_F$  は常に正なので、この問題は  $\|H - X\|_F^2$  を最小とする  $H$  を求める問題と同値である。

さて、

$$K = \|H - X\|_F^2 = \sum_{k,l} (h_{kl} - x_{kl})^2 \quad (k, l = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (5.40)$$

とする。  $K$  の極小値を与える  $h_{ij}$  を求める。すなわち、

$$\frac{\partial K}{\partial h_{ij}} = \frac{\partial}{\partial h_{ij}} \left( \sum_{k,l} (h_{kl} - x_{kl})^2 \right) = 0 \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (5.41)$$

となる  $h_{ij}$  を求める。  $H$  はハンケル行列であり、  $h_{ij} = h_{kl}$  ( $i + j = k + l = s$ ) であることを用いれば、

$$\frac{\partial}{\partial h_{ij}} \left( \sum_{k,l} (h_{kl} - x_{kl})^2 \right) = \frac{\partial}{\partial h_{ij}} \left( \sum_{(k,l) \in A_s} (h_{ij} - x_{kl})^2 \right) \quad (5.42)$$

$$A_s = \{(k, l) : k + l = i + j = s, 1 \leq k \leq N, 1 \leq l \leq N\}$$

とかける。  $\sum_{(k,l) \in A_s} (h_{ij} - x_{kl})^2$  は下に凸の関数であるので、この求める  $h_{ij}$  で与えられる  $K$  の極小値は  $K$  の最小値である。計算を進めると、

$$\frac{\partial}{\partial h_{ij}} \left( \sum_{k,l} (h_{kl} - x_{kl})^2 \right) = 2(Mh_{ij} - \sum_{(k,l) \in A_s} (x_{kl})) = 0 \quad (5.43)$$

となる。ここで  $M$  は集合  $A_s$  の元の個数である。ゆえに、

$$h_{ij} = \frac{1}{M} \sum_{(k,l) \in A_s} (x_{kl}) \quad (5.44)$$

が一意に得られる。この証明を逆に辿ることにより、この  $h_{ij}$  は  $K$  の最小値を与えることがわかる。



## 第6章 重水素プラズマ実験期における高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型 MHD 不安定性

### 6.1 緒言

LHD においては、垂直 NB がプラズマへ入射されているときに準周期的な磁場揺動のバーストが軽水素プラズマ実験において観測されている [1, 2, 3]。これは高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性 (Energetic particle driven resistive InterChange mode: EIC) と呼ばれる。EIC は、ヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子 (主として垂直 NBI 起因) のポロイダル方向の歳差運動周波数と  $m/n=1/1$  のモード構造を持つ抵抗性交換型不安定性の回転周波数が共鳴することによって不安定化する MHD 不安定性であると考えられている。EIC により、-12kV もの負電位が形成されバルクプラズマへの影響も大きいことがわかっている。

これまでの報告 [1, 2, 3] は軽水素プラズマ実験時によるものであり、重水素プラズマ実験において垂直 NBI に重水素ガスを用いると EIC の性質がどのように変化するかに関心がもたれていた。重水素プラズマ実験においては、垂直 NBI の加速エネルギー・入射パワー共に増大した。加速エネルギーは 40keV/40keV から 60keV/80keV へと増大し、また、入射エネルギーは 6MW/6MW から 9MW/9MW へと増大した。その結果、高エネルギー粒子による  $\beta$  値が増大した。本研究においては、重水素化した垂直 NBI に伴う EIC の特性について実験的に調べた。

本章では、重水素プラズマ実験時における EIC の特徴を軽水素プラズマ実験の結果と比較して述べる。6.2 節では重水素プラズマ実験時の EIC の励起について述べる。6.3 節では、EIC による高エネルギー粒子へ影響について述べ、6.4 節ではバルクプラズマに対する影響について述べる。

本研究では  $R_{ax}=3.6m$ 、 $B_t=2.75$  または  $2.85T$ 、 $B_q=100\%$ 、 $\gamma=100\%$  の磁場配位における実験データを用いた。また、ECH は EIC を安定化するとされており [3]、EIC の安定性を議論する本研究では用いなかった。加えて、RMP は LHD プラズマの抵抗性交換型不安定性の安定性に影響を与えると考えられており [4]、RMP はプラズマに印加しなかった。

### 6.2 重水素垂直 NB 入射時の EIC の励起

#### 6.2.1 重水素垂直 NBI による高エネルギー粒子圧力の増大と EIC の性質の変化

EIC はヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子 (ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子) の圧力勾配によって励起するとされており、ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子の圧力勾配を評価することは EIC の励起に関する議論では都合が良い。圧力勾配を直接評価することはできないが、ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子による  $\beta$  値 ( $\beta_{h\perp}$ ) を用いることで、圧力勾配を間接的に評価できる。

$$\beta_{h\perp} = \beta_{dia.} - \beta_{bulk} \quad (6.1)$$

ここで、 $\beta_{\text{dia}}$  は反磁束ループで計測された  $\beta$  値 [5] で、 $\beta_{\text{bulk}}$  はトムソン散乱計測 [6] で評価したバルクプラズマの  $\beta$  値である。 $\beta_{\text{bulk}}$  を求めるにあたり、 $n_e = n_i$ 、 $T_e = T_i$  とした。 $\beta_{\text{dia}}$  は  $p_{\perp}$  による寄与を表していると考えられており [7]、また passing particle による寄与をほとんど含まないと考えられるので、式 6.1 を用いて  $\beta_{h\perp}$  を評価できる。

図 6.1(a) に重水素プラズマ実験と軽水素プラズマ実験における放電での  $\beta$  値の違いを示した。図 6.1 に示した放電では、垂直 NBI の入射パターンは同一である。黒の点線が NBI5 号機の入射パターンで、黒の実線が NBI4 号機の入射パターンである。4.56s 付近の  $\beta_{\text{bulk}}$  の上昇はカーボンペレットの入射による。EIC はいわゆる高 Ti 実験において観測されており、高 Ti 実験では高 Ti を達成するためにカーボンを入射している [8]。4.6s から NBI4 号機入射が開始され、 $\beta_{\text{dia}}$  が上昇する。 $\beta_{\text{bulk}}$  は重水素プラズマ実験と軽水素プラズマ実験でほとんど変わっていない一方で、 $\beta_{\text{dia}}$  は重水素プラズマ実験のほうが明らかに大きい。従って、 $\beta_{\text{dia}}$  の増加は  $\beta_{h\perp}$  が増大したことによると考えられる。この図 6.1 の場合では、 $\beta_{h\perp}$  の増分  $\Delta\beta_{h\perp}$  は 0.35% 程度である。

重水素プラズマ実験で  $\beta_{h\perp}$  がより大きい場合では、EIC の発生回数が少なくなった一方で、EIC に伴う磁場揺動が大きくなった。その様子を図 6.2 に示す。加えて、EP への影響も増大したことが図 6.1(b) からわかる。図 6.1(b) には 2 放電の磁場揺動を示した。バースト的な磁場揺動は EIC によるものである。重水素プラズマ実験では EIC が発生するたびに  $\beta_{\text{dia}}$  が急激に低下しているが一方で、軽水素プラズマ実験の場合ではあらわには  $\beta_{\text{dia}}$  の低下が観測されない。このように重水素プラズマ実験では EIC による EP の輸送の増大が観測されるものの、EIC のモード構造は  $m/n=1/1$  であり軽水素プラズマ実験時と同じである。従って、EIC のモード構造など基本的な性質は変わらないものの、重水素プラズマ実験と軽水素プラズマ実験で EIC の性質が質的に全く異なって見える。

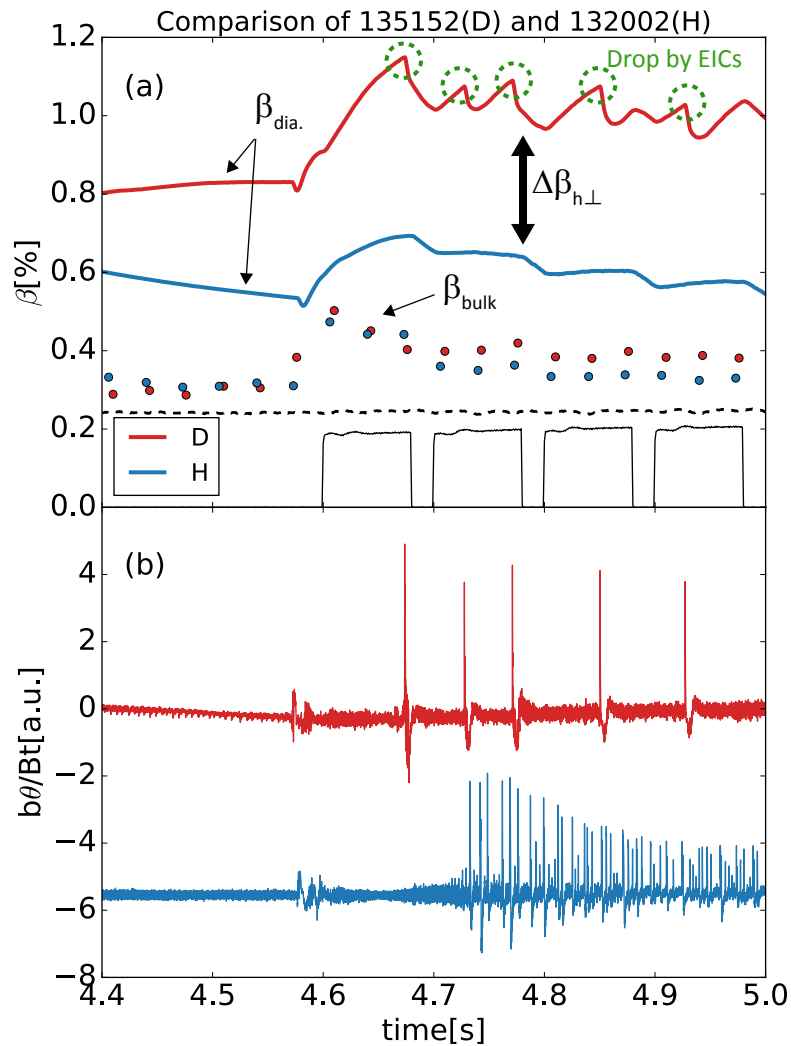


図 6.1: (a) 軽水素プラズマ実験 (青) と重水素プラズマ実験 (赤) における  $\beta$  値の違いを示した。赤または青の実線は  $\beta_{\text{dia.}}$ 、赤または青の点は  $\beta_{\text{bulk}}$  を表す。緑の点線で囲まれているところは、EIC によって  $\beta_{\text{dia.}}$  が急激に下がったところである。黒の点線は NBI5 号機の入射パターンで、黒の実線は NBI4 号機の入射パターンである。(b) 磁場揺動の比較を示した。EIC によってバースト的な揺動が現れている。なお、比較した 2 つの放電の線平均電子密度は同じ程度である。

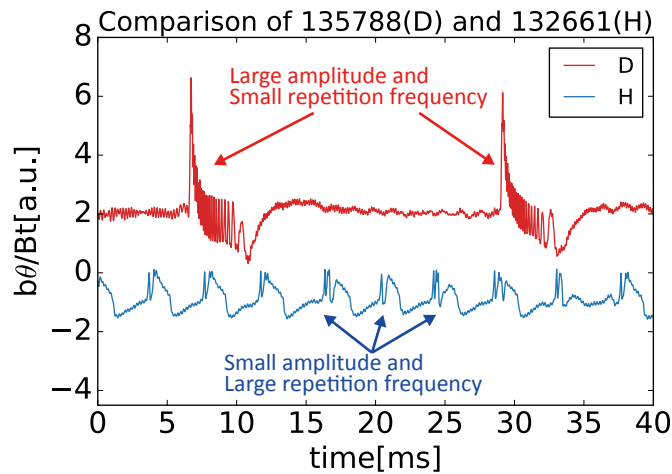


図 6.2: 同じ密度領域における軽水素プラズマ実験時 (青) と重水素プラズマ実験時 (赤) の EIC 発生時の磁場揺動。

### 6.2.2 異なる入射エネルギーで得られた EIC の発生時の初期周波数

EIC が励起される時、周波数が下方変調する  $m/n=1/1$  のモード構造が観測される。その様子を図 6.3(a) に示した。この EIC では、12kHz 程度から 3.6kHz 程度まで周波数がダウンチャープしている。このダウンチャープする波の初期周波数はヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子のポロイダル方向の歳差運動周波数と一致すると考えられている [2]。

第 19 サイクルプラズマ実験においては、このダウンチャープする波の初期周波数を垂直 NBI の異なる入射エネルギーにおいて得ることができた。図 6.3(b) では、40keV の軽水素ビームを入射した時、60keV、66keV の重水素ビームが入射された時に観測された EIC 誘起磁場揺動の初期周波数を示した。40keV の場合では、7~8.3kHz の初期周波数が観測されており、60keV、66keV の場合では、8.5~12kHz の初期周波数が観測されている。低エネルギーでは低い周波数が、高エネルギーでは高い周波数が観測されている。

異なる大半径における高エネルギー粒子のポロイダル方向の歳差運動周波数を 44keV のイオンと 66keV の重イオンにおいて計算した。図 6.3(c) に、磁気軸 3.6m、 $B_q=100\%$ 、 $\gamma=1.254$ 、 $B_t=3T$  の磁場配位での横長断面における各大半径での歳差運動周波数を示す。ピッチ角度は  $0.51\pi[\text{rad.}]$  とした。ここで、磁力線の向きと EP の運動方向のなす角をピッチ角  $0[\text{rad.}]$  とした。垂直 NBI でプラズマ中に入射される EP は平行方向より垂直方向の成分が大きいため、この角度を選んだ。 $l=1$  の有理面は、4.3m あたりであり (図 6.3(d))、44keV のイオンの場合では 7.5kHz 程度、66keV の重イオンの場合では 12.4kHz 程度の周波数となる。これは、図 6.3(b) における観測値と概ね一致する。この観測により、EIC はヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子の歳差運動が駆動する不安定性であることがより明確となったと考えられる。

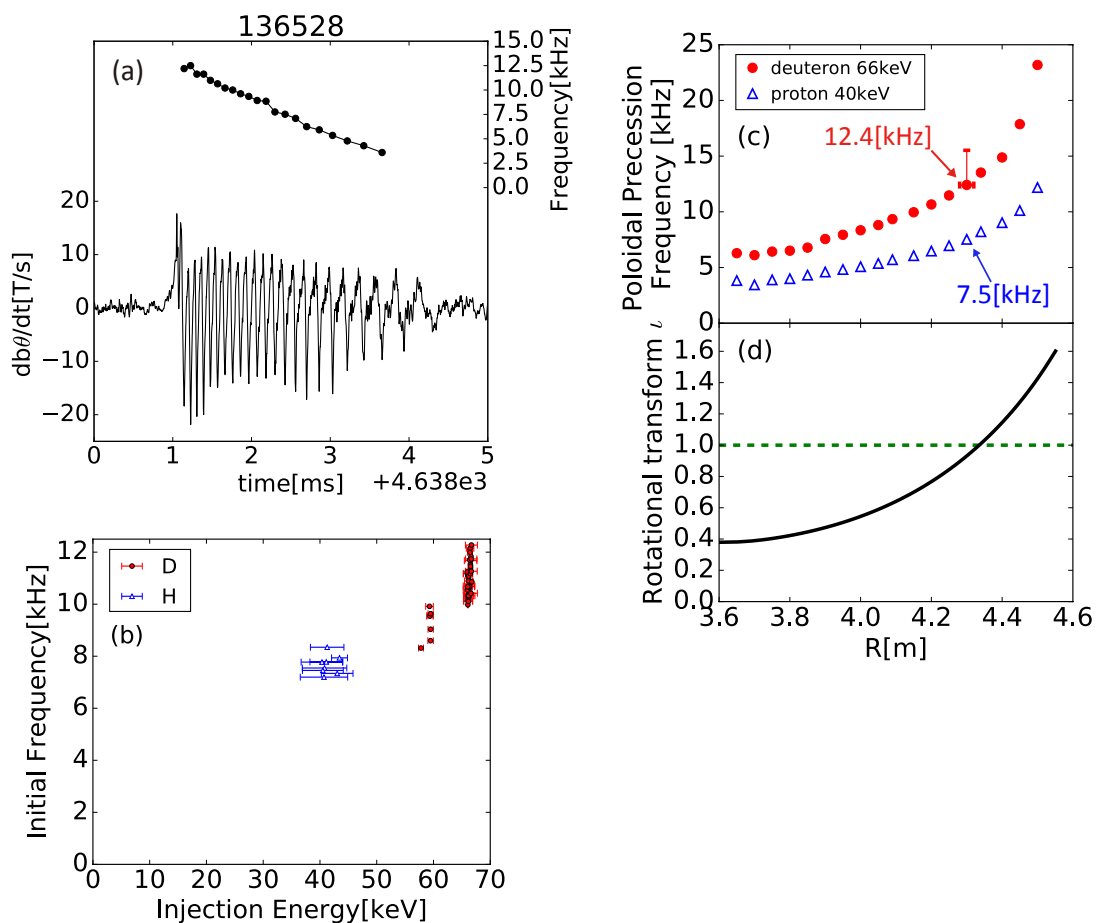


図 6.3: (a) 重水素プラズマ実験時の EIC の例。ダウンチャープする周波数が観測されている。(b) 異なる入射エネルギーで得られた EIC 発生時の初期周波数、(c)40keV のイオンと 66keV の重イオンでのポロイダル方向の歳差運動周波数、(d) $l$  分布を示した。

### 6.2.3 EIC を駆動する高エネルギー粒子圧力の重水素プラズマ実験・軽水素プラズマ実験での比較

ここでは、重水素プラズマ実験・軽水素プラズマ実験での EIC の安定性について議論を行う。軽水素プラズマ実験では、 $\bar{n}_e < 1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の低密度領域においてのみ EIC が励起していた (図 6.4)。重水素プラズマ実験における EIC についても、まず、電子密度を基準として安定性について議論する。図 6.5 に、軽水素プラズマ実験 (青三角) と重水素プラズマ実験 (赤丸) で EIC が励起した時の線平均電子密度と  $\beta_{h\perp}$  との関係を示した。灰色の記号は EIC が観測されていないときのデータである。線平均電子密度の上昇に伴い  $\beta_{h\perp}$  が上昇していることがわかる。加えて、同じ電子密度を見ると、重水素プラズマ実験と軽水素プラズマ実験では  $\beta_{h\perp}$  が異なっていることがわかる。たとえば、 $\bar{n}_e \sim 1.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  では、重水素プラズマでは  $\beta_{h\perp} \sim 0.7\%$  であるが、軽水素プラズマ実験では  $\beta_{h\perp} \sim 0.3\%$  である。また、重水素プラズマ実験で、 $\beta_{h\perp} \sim 0.3\%$  の時は EIC は観測されていない。これらから、EIC を駆動する高エネルギー粒子圧力の閾値が重水素化によって変化した可能性が示唆される。なお、高密度領域 ( $\bar{n}_e > 1.9 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) においては、軽水素プラズマ実験・重

水素プラズマ実験共に EIC は観測されていない (図 6.5 の灰色の点)。そのため、電子密度の閾値を超えると EIC が励起されないことが先行研究 [2] と同様に明らかになった。

EIC はバルクプラズマの圧力勾配と高エネルギー粒子の圧力勾配によって駆動されるモードであると考えられている。ここでは、EIC の安定性の議論に関し、電子の圧力勾配を軽水素実験時・重水素実験時で比較した。また、LHD においては、周辺部の抵抗性交換型不安定性の飽和強度は磁気レイノルズ  $S$  に対して  $S^{-1/3}$  の依存性を持つことが知られている [9] ので、磁気レイノルズ数についても比較した。図 6.6 に比較結果を示す。図 6.6(a) が電子圧力勾配、(b) が磁気レイノルズ数の結果であるが、軽水素プラズマ実験と重水素プラズマ実験でほとんど違いがないことが確認できる。従って、EIC を駆動する  $\beta_{h\perp}$  の閾値が変化したのは、EIC を駆動する高エネルギー粒子圧力の閾値が変化したことが原因であると考えられる。

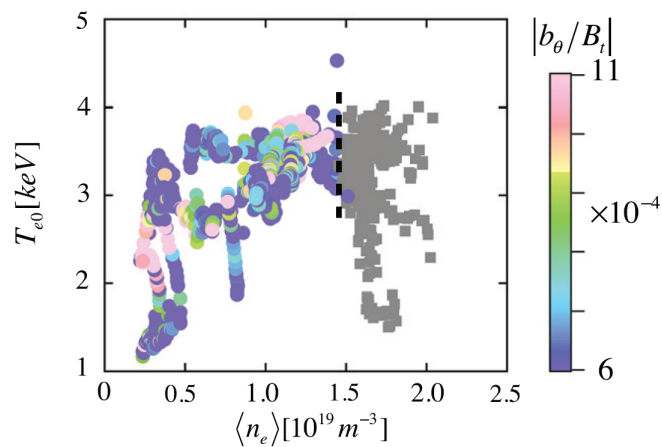


図 6.4: 軽水素プラズマ実験時の EIC の発現領域 (文献 [2] より引用)。

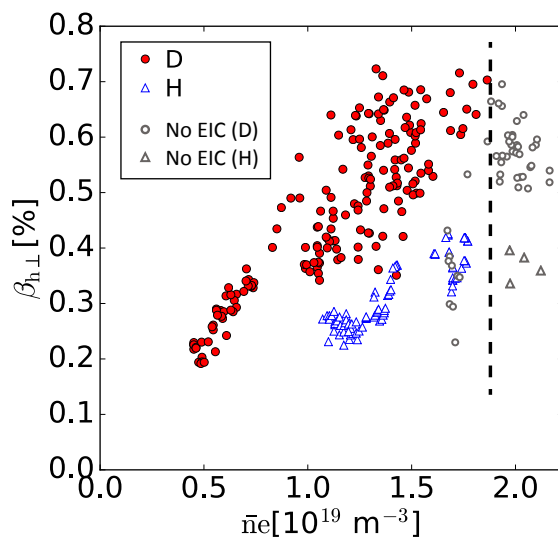


図 6.5: 軽水素プラズマ実験 (青) および重水素プラズマ実験 (赤) において、EIC が発現した際のプラズマコア付近での線平均電子密度と  $\beta_{\perp}$  の関係。灰色の点は、軽水素プラズマ実験および重水素プラズマ実験で EIC が観測されなかったデータ点である。

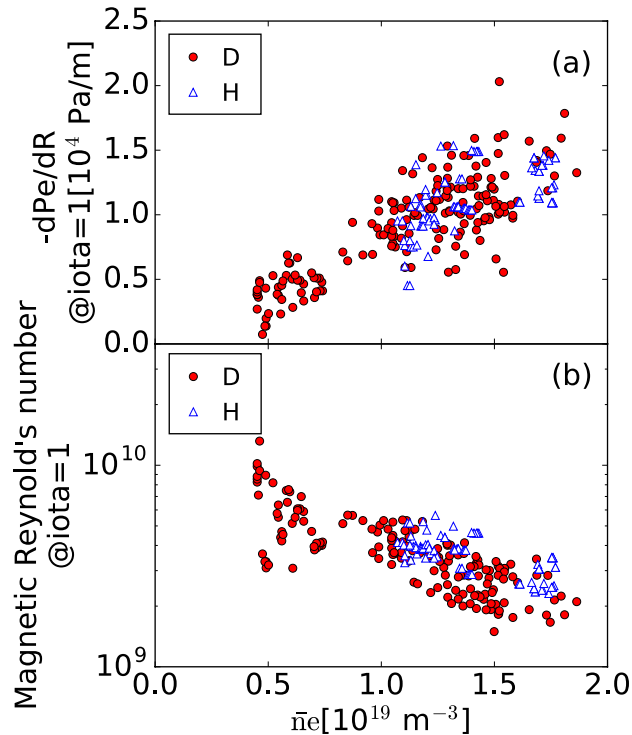


図 6.6: 軽水素プラズマ実験 (青) および重水素プラズマ実験 (赤) において、EIC が発現した際のプラズマコア付近での線平均電子密度と  $\iota = 1$  の有理面付近における (a) 電子圧力勾配と (b) 磁気レイノルズ数の関係。

#### 6.2.4 重水素プラズマ実験時における EIC 発生時のモードの空間構造

軽水素プラズマ実験時では、ECE 計測を用いて EIC の空間構造が調べられている。観測された空間構造は tearing parity と呼ばれるもので、有理面を境にしてモードによる振動の位相が反転する。プラズマ平均小半径に対するモード幅  $w/a$  は 0.065 程度であり、また、空間方向の変位を表す  $\xi_r$  は 0.5cm 程度であった。ここで、 $\xi_r$  は  $\bar{T}_e / \nabla T_{e,eq}$  で定義され、プラズマが非圧縮であること ( $\nabla \cdot \xi = 0$ ) を仮定する。 $\bar{T}_e$  は EIC による電子温度の揺動であり、 $\nabla T_{e,eq}$  は電子温度の勾配である。

重水素プラズマ実験でも同様に EIC の空間構造を調べた。図 6.7 に、EIC が発生した時の (a) 磁場揺動と (b) 電子温度の揺動成分の空間分布を示した。重水素プラズマ実験でも同様に tearing parity を持つ構造が確認できる。 $w/a$  は 0.15 程度であり、 $\xi_r$  は 1.5cm 程度であった。軽水素プラズマ実験における結果と比較すると、 $m/n=1/1$  のモード構造の小半径方向への拡がりが大きくなっていることがわかる。



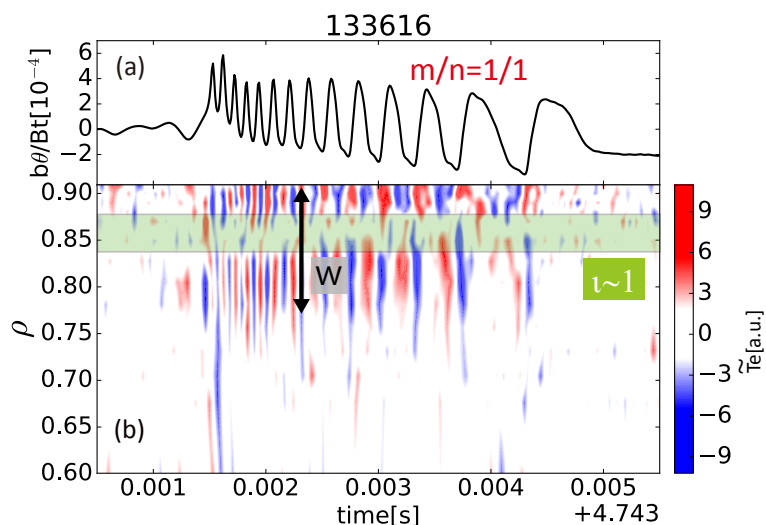


図 6.7: EIC 発生時の (a) 磁場揺動と (b) ECE 計測器で得られた電子温度揺動の空間分布の時間発展。図 (b) の緑の領域は  $l = 1$  有利面のおおよその位置を表す。

### 6.3 EIC が高エネルギー粒子に与える影響

本小節では、EIC による高エネルギー粒子とバルクプラズマへの影響について議論する。6.2.3 小節では、重水素プラズマ実験では、EIC が励起されるとき  $\beta_{h\perp}$  が軽水素プラズマ実験より高いことを示した。加えて、EIC 励起時の磁場揺動強度を磁気軸磁場強度で割ったもの  $\delta b_\theta/Bt$  は、 $\beta_{h\perp}$  と正の相関があることがわかっている (図 6.8)。図 6.9(b) では模式的に  $\delta b_\theta/Bt$  を定義している。以下で述べるように、 $\delta b_\theta/Bt$  が大きい場合は、高エネルギー粒子への影響が大きいことがわかっている。

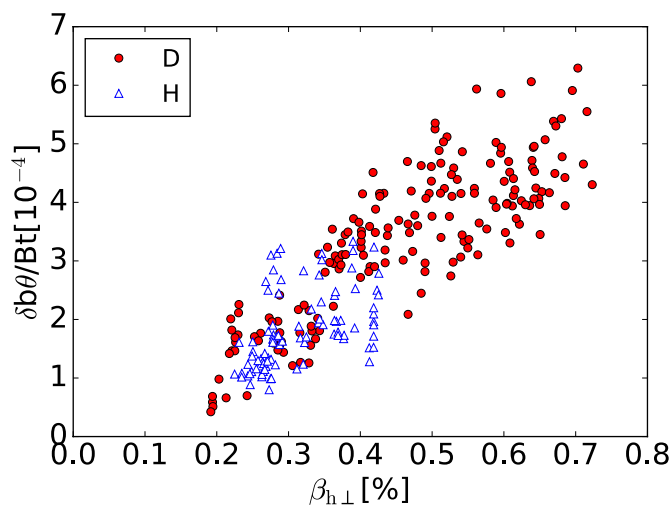


図 6.8: 軽水素プラズマ実験 (青) および重水素プラズマ実験 (赤) において、 $\beta_{h\perp}$  と  $\delta b_\theta/Bt$  の関係。

### 6.3.1 NFM で観測された EIC による高エネルギー粒子の輸送

LHD においてはバルク成分とビーム成分による核融合反応で中性子が主に発生する。そのため、接線 NBI に軽水素ガスを垂直 NBI に重水素ガスを用いたときに、総中性子発生率がヘリカルリップルに捕捉される高エネルギー粒子の量を表す指標であると考えられる。重水素プラズマ実験期では Neutron Flux Monitor (NFM) [10, 11] により総中性子発生量がわかる。NFM の応答時間は 2ms 程度であり、2ms より早い変化については応答が遅延すると考えられる。図 6.9 では EIC 発生時の (a) 総中性子発生率、(b) 反磁性ループで計測されたプラズマ蓄積エネルギー、および (c) 磁場揺動を示した。磁場揺動が発生すると総中性子発生率が急激に低下した後ゆっくりと増加していることがわかる。この低下率は最大で 55% 程度にも達する。

図 6.10(a) には、EIC が発生した時の  $\delta b_{\theta}/Bt$  と総中性子発生率の低下率  $dS_n/S_n$  を示した。 $\delta b_{\theta}/Bt$  が大きいほど、低下率は大きくなり得ることがわかる。図 6.10(b) には、EIC が発生した時の  $\delta b_{\theta}/Bt$  と反磁性ループで測定されたプラズマ蓄積エネルギーの EIC に伴う変化量  $-dW_{p_{dia.}}/dt$  の最大値を示した。EIC 発生前後のトムソン散乱計測で得られたバルクのプラズマ蓄積エネルギーは大きく変化しないため、 $W_{p_{dia.}}$  の大きな変化は高エネルギー粒子の損失によるものと考えられる。 $\delta b_{\theta}/Bt$  と  $-dW_{p_{dia.}}/dt$  には明確な正の相関があり、間接的に高エネルギー粒子の損失が大きくなっていることを示唆している。

なお、図 6.10(b) は、 $x = \delta b_{\theta}/Bt$  として  $Max. -dW_{p_{dia.}}/dt$  の値を通る曲線（黒点線）を描いている。 $Max. -dW_{p_{dia.}}/dt$  はおよそ  $x^2$  の依存性があることがわかる。

### 6.3.2 CNPA で観測された EIC 発生時の高エネルギー粒子の輸送

CNPA は、ピッチ角がほぼ 90 度であるイオンが荷電交換反応で中性粒子となったものを計測するための装置である。軽水素プラズマ実験においては、EIC 発生時に中性粒子束の増加が CNPA で観測された [2]。図 6.11 に、重水素プラズマ実験で CNPA により計測した EIC 発生時の軽水素の中性粒子束の応答を示す。図 6.11 では、(a) 磁場揺動、(b) CNPA で計測した中性粒子束、(c) EIC が起きる前後での中性粒子束の変化を示した。図 6.11(b)、(c) より 65keV 以下の信号で中性粒子束が増加しており、65keV 以下のエネルギーを持つ中性粒子が EIC により輸送されていることを示唆する。

### 6.3.3 $H\alpha$ 信号の増加

EIC が発生すると、 $H\alpha$  信号の増加が観測されている。図 6.12 には、(a) 磁場揺動、(b)  $H\alpha$  振動、(c) 炭素の IV 価イオンの線スペクトル信号を示した。また、この変動分は  $\delta b_{\theta}/Bt$  の大きさと正の相関がある。図 6.13 にその様子を示した。Tokamak 装置においては、fishbone 不安定性が発生した際に観測される  $H\alpha$  信号の増大は高エネルギー粒子が plasma facing component を損傷した結果であると考えられており [12]、EIC 発生時の  $H\alpha$  信号の増大も plasma facing component が損傷したことが原因である可能性がある。ただし、 $H\alpha$  信号の増大は EIC 励起とほぼ同時に観測されており、これほど早く plasma facing component の損傷が起きるか検証する必要がある。

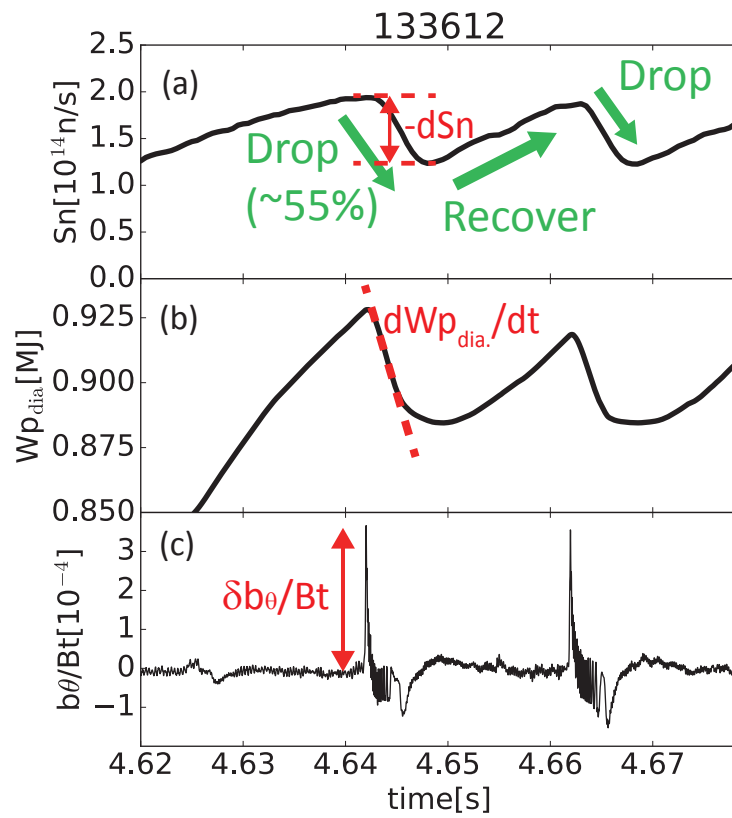


図 6.9: (a) 総中性子発生率、(b)、反磁性ループで計測されたプラズマ蓄積エネルギー、(c) 磁場揺動。EIC が発生すると総中性子発生率およびプラズマ蓄積エネルギーの低下が観測される。

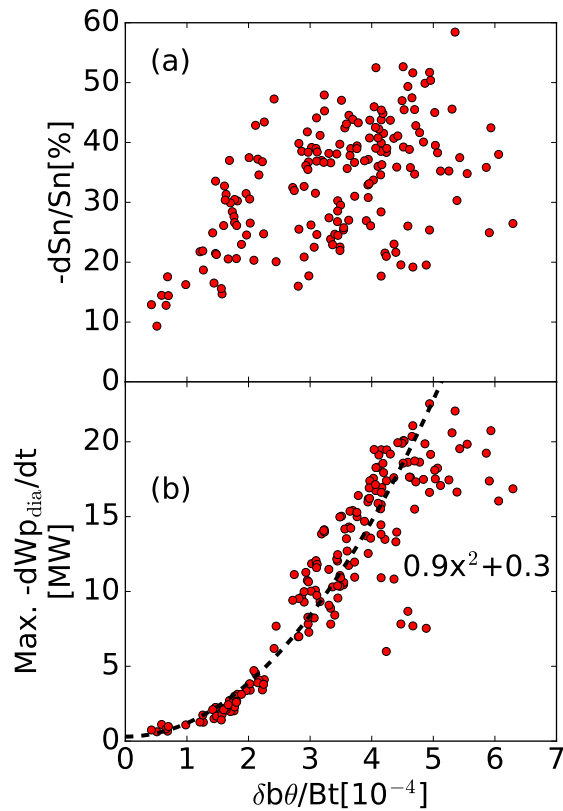


図 6.10: (a)EIC 発生時の磁場揺動強度  $\delta b_\theta / Bt$  と総中性子発生率の低下率  $dSn/Sn$  の関係。(b)EIC 発生時の磁場揺動強度  $\delta b_\theta / Bt$  と反磁性ループで測定されたプラズマ蓄積エネルギーの EIC に伴う低下率の最大値  $Max. -dWp_{dia.}/dt$  との関係。図 (b) の黒点線は、 $x = \delta b_\theta / Bt$  として  $Max. -dWp_{dia.}/dt$  の値を通る曲線を描いている。

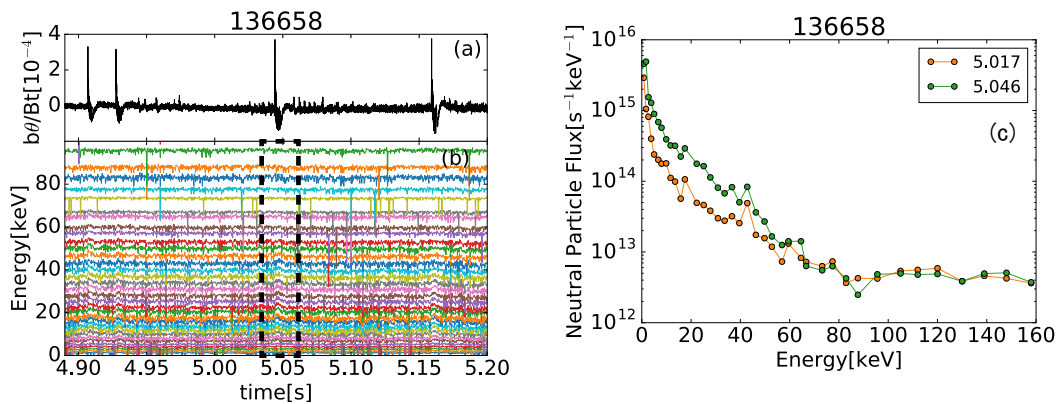


図 6.11: EIC 発生時の (a) 磁場揺動、(b)CNPA で計測した軽水素の中性粒子束を示した。(c)EIC が起きる前後での軽水素の中性粒子束の変化を図 (b) の黒点線で囲まれた EIC に対して示した。

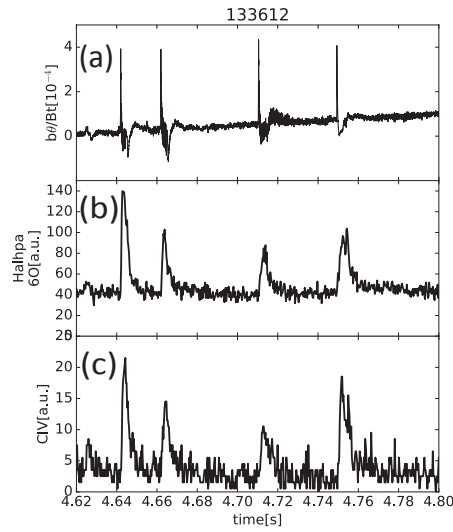


図 6.12: EIC 発生時の (a) 磁場揺動、(b)  $H\alpha$  振動、(c) 炭素の IV 価イオンの線スペクトル信号。

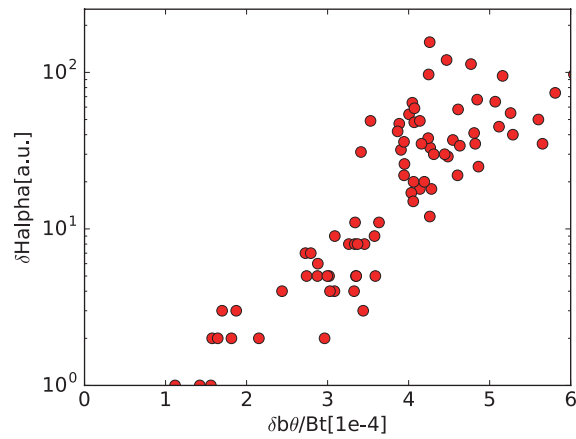


図 6.13: EIC 発生時の  $\delta b_{\theta}/Bt$  と  $H\alpha$  振動強度の増分。

## 6.4 EIC がバルクプラズマに与える影響

### 6.4.1 負電位の形成

EIC が励起されると  $\iota = 1$  の有理面から高エネルギーイオンが損失し、負電場が形成されると考えられている [2, 3]。重水素プラズマ実験においても HIBP 計測 [13] を用いて電位を測定した。HIBP 計測の Signal Noise Ratio を向上させるため、比較的低密度 ( $\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) で実験を行った。図 6.14 には EIC 励起時の (a) 磁場揺動と (b) 電位を示した。EIC が励起されるたびに  $-25 \text{kV}$  ほどの電位が形成されていることがわかる。図 6.15 には、異なる小半径で計測した電位を示している。 $\rho = 0.7$  付近から電位が変化しており、 $\iota = 1$  の有理面付近から高エネルギー粒子が損失していることが予想される。なお、この実験は比較的低密

度のプラズマで行ったため、観測された  $\delta b_{\theta}/Bt$  は  $1.5e-4$  程度と比較的小さい。従って、密度が高く  $\delta b_{\theta}/Bt$  がより大きい場合は、より深い電位が形成されている可能性がある。

#### 6.4.2 負電位の形成時のプラズマ周辺部の電子密度・温度の増加

EIC が励起し電位が形成している間、電子密度・温度の上昇が観測されている。その様子を図 6.16 に示した。図 6.16 では (a) 磁場揺動、(b) 電位、(c) 周辺の電子密度、(d) 周辺の電子温度を示している。電場シアによって輸送が変化することが知られており [14]、図 6.16 で観測された密度上昇は周辺部の電場シアが原因と考えられる。電子温度の上昇の原因は不明である。

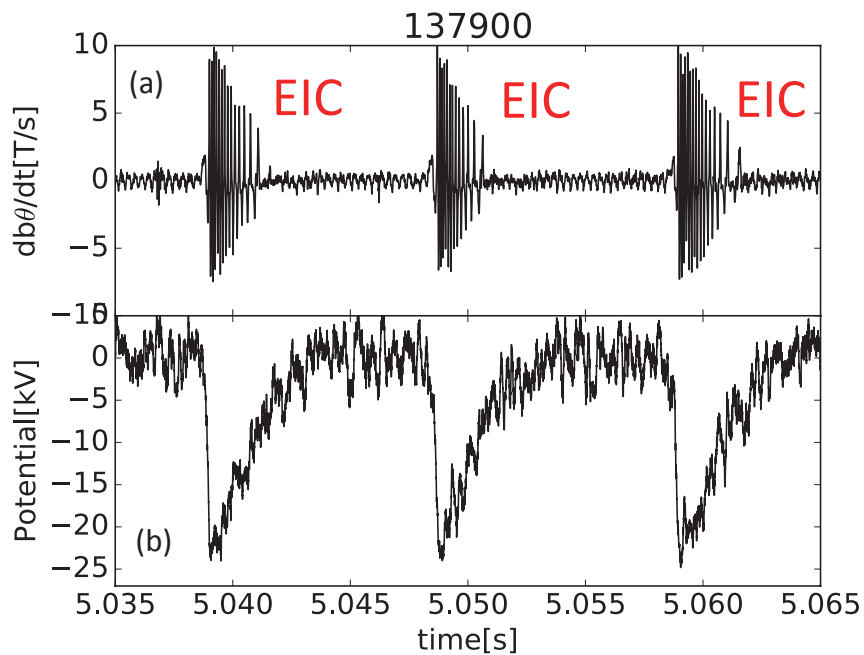


図 6.14: EIC 発生時の (a) 磁場揺動と (b) 電位。

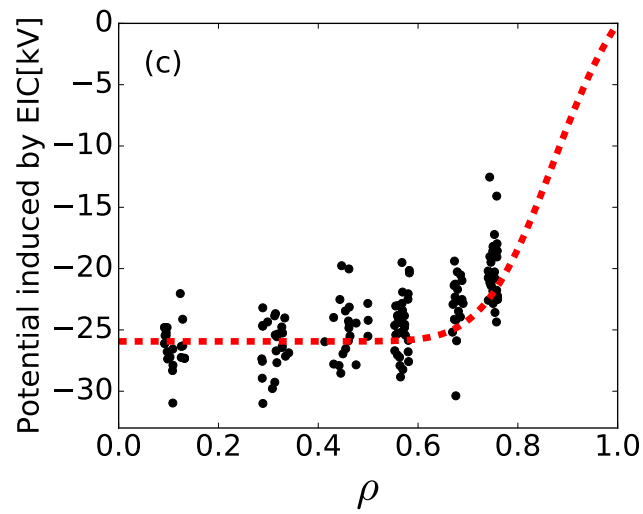


図 6.15: HIBP で計測した各小半径における EIC によって生成された負電位の空間分布。赤の線は式  $E_r = -a \exp\{-[\frac{\rho-0.85}{0.15}]^2\} \text{kV m}^{-1}$  (文献 [2] より) を半径方向に積分して得られたもの。

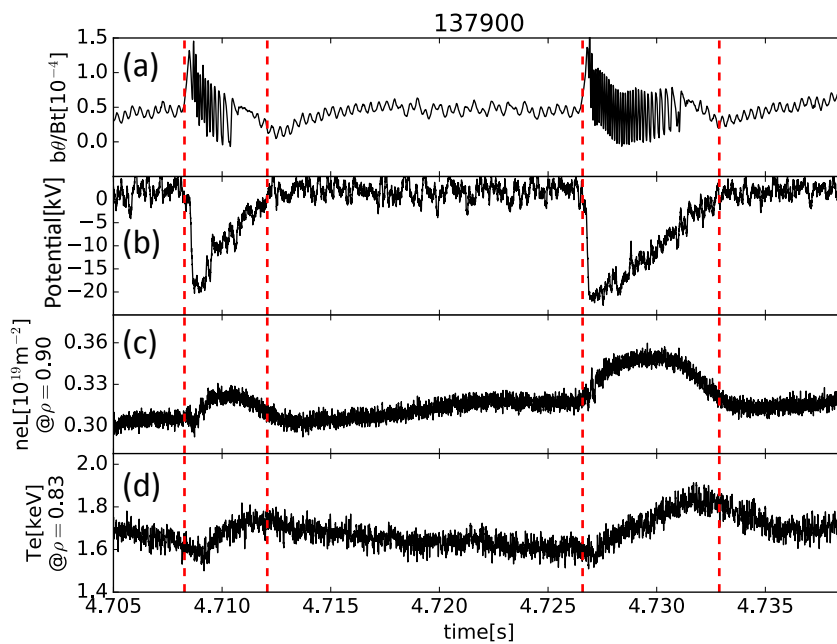


図 6.16: EIC 発生時の (a) 磁場揺動、(b) 電位、(c) 電子密度、(d) 電子温度。

## 6.5 結言

本章では、重水素プラズマ実験期における EIC の安定性や高エネルギー粒子・バルクプラズマに与える影響について研究した結果について述べた。異なる垂直 NBI の入射エネルギーで EIC を観測したところ、異なる初期周波数が得られた。この初期周波数は、数値計算で得られたポロイダル方向の歳差運動周波数と近く、EIC がヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子によって駆動されるモードであることをより確かにする結果である。EIC が励起する  $\beta_{h\perp}$  について調べたところ、重水素プラズマ実験では EIC 励起時の  $\beta_{h\perp}$  がより大きくなっていることがわかった。バルクプラズマの電子圧力勾配や磁気レイノルズ数は変化していないので、EIC を駆動する高エネルギー粒子の圧力勾配の閾値が変化した可能性があることが見出された。EIC 励起時の  $\beta_{h\perp}$  が大きい時には、 $\delta b_\theta / Bt$  も大きく、また、高エネルギー粒子への影響が大きいことがわかった。重水素プラズマ実験時に HIBP 計測で EIC 発生時の電位を計測したところ、軽水素プラズマ実験時より 2 倍程度大きい -25kV もの電位が形成されていることがわかった。以上より、重水素プラズマ実験時では、EIC は安定化した一方で、EIC が励起した際には、高エネルギー粒子やバルクプラズマへの影響が大きくなっていることが示唆された。



## 引用文献

- [1] X. D. Du, K. Toi, M. Osakabe, S. Ohdachi, T. Ido, K. Tanaka, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, K. Ogawa, K. Y. Watanabe, M. Isobe, K. Nagaoka, T. Ozaki, S. Sakakibara, R. Seki, A. Shimizu, Y. Suzuki, and H. Tsuchiya. Resistive interchange modes destabilized by helically trapped energetic ions in a helical plasma. *Physical Review Letters*, Vol. 114, p. 155003, 2015.
- [2] X. D. Du, K. Toi, S. Ohdachi, M. Osakabe, T. Ido, K. Tanaka, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, K. Ogawa, K. Y. Watanabe, T. Akiyama, M. Isobe, K. Nagaoka, T. Ozaki, S. Sakakibara, R. Seki, A. Shimizu, Y. Suzuki, and H. Tsuchiya. Resistive interchange mode destabilized by helically trapped energetic ions and its effects on energetic ions and bulk plasma in a helical plasma. *Nuclear Fusion*, Vol. 56, No. 1, p. 016002, 2016.
- [3] X. D. Du, K. Toi, S. Ohdachi, K. Y. Watanabe, H. Takahashi, Y. Yoshimura, M. Osakabe, R. Seki, T. Nicolas, H. Tsuchiya, K. Nagaoka, K. Ogawa, K. Tanaka, M. Isobe, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, S. Kubo, S. Sakakibara, T. Bando, T. Ido, T. Ozaki, Y. Suzuki, and Y. Takemura. Suppression of Trapped Energetic Ions Driven Resistive Interchange Modes with Electron Cyclotron Heating in a Helical Plasma. *Physical Review Letters*, Vol. 118, p. 125001, 2017.
- [4] S. Sakakibara et al. Effect of Magnetic Shear and Resonant Magnetic Field on low-m mode in LHD (2006 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome). Vol. 301, pp. P-4.113, 2006.
- [5] S. Sakakibara and H. Yamada. Magnetic Measurements in LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 471-481, 2010.
- [6] I. Yamada, H. Funaba, R. Yasuhara, H. Hayashi, N. Kenmochi, T. Minami, M. Yoshikawa, K. Ohta, J. H. Lee, and S. H. Lee. Calibrations of the LHD Thomson scattering system. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 87, No. 11, p. 10E340, 2016.
- [7] VD Pustovitov. Anisotropic pressure effects on plasma equilibrium in toroidal systems. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 52, No. 6, p. 065001, 2010.
- [8] K. Nagaoka, H. Takahashi, S. Murakami, H. Nakano, Y. Takeiri, H. Tsuchiya, M. Osakabe, K. Ida, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, S. Morita, M. Goto, T. Oishi, N. Pablant, K. Fujii, K. Tanaka, N. Tamura, Y. Nakamura, X. Du, T. Ido, A. Shimizu, S. Kubo, H. Igami, R. Seki, C. Suzuki, Y. Suzuki, K. Tsumori, K. Ikeda, M. Kasaki, Y. Yoshimura, T. Shimozuma, T. Seki, K. Saito, H. Kasahara, S. Kamio, T. Mutoh, O. Kaneko, H. Yamada, and A. Komori. Integrated discharge scenario for high-temperature helical plasma in LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 55, No. 11, p. 113020, 2015.
- [9] S. Sakakibara, K. Y. Watanabe, Y. Suzuki, Y. Narushima, S. Ohdachi, N. Nakajima, F. Watanabe, L. Garcia, A. Weller, K. Toi, I. Yamada, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Ida, H. Yamada, A. Komori,

- and O. Motojima. MHD study of the reactor-relevant high-beta regime in the Large Helical Device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 50, No. 12, p. 124014, 2008.
- [10] Takeo Nishitani, Kunihiro Ogawa, and Mitsutaka Isobe. Monte Carlo simulation of the neutron measurement for the Large Helical Device deuterium experiments. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 123, pp. 1020–1024, 2017.
- [11] M. Isobe, K. Ogawa, H. Miyake, H. Hayashi, T. Kobuchi, Y. Nakano, K. Watanabe, A. Uritani, T. Misawa, T. Nishitani, M. Tomitaka, T. Kumagai, Y. Mashiyama, D. Ito, S. Kono, M. Yamauchi, and Y. Takeiri. Wide dynamic range neutron flux monitor having fast time response for the Large Helical Device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 85, No. 11, p. 11E114, 2014.
- [12] E. D. Fredrickson, C. Z. Cheng, D. Darrow, G. Fu, N. N. Gorelenkov, G. Kramer, S. S. Medley, J. Menard, L. Roquemore, D. Stutman, and R. B. White. Wave driven fast ion loss in the national spherical torus experiment. *Physics of Plasmas*, Vol. 10, No. 7, pp. 2852–2862, 2003.
- [13] T. Ido et al. 6 MeV heavy ion beam probe on the Large Helical Device. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 77, No. 10, p. 10F523, 2006.
- [14] R. A. Moyer, K. H. Burrell, T. N. Carlstrom, S. Coda, R. W. Conn, E. J. Doyle, P. Gohil, R. J. Groebner, J. Kim, R. Lehmer, W. A. Peebles, M. Porkolab, C. L. Rettig, T. L. Rhodes, R. P. Seraydarian, R. Stockdale, D. M. Thomas, G. R. Tynan, and J. G. Watkins. Beyond paradigm: Turbulence, transport, and the origin of the radial electric field in low to high confinement mode transitions in the DIII-D tokamak. *Physics of Plasmas*, Vol. 2, No. 6, pp. 2397–2407, 1995.

## 第7章 水素ペレット入射直後に軟 X 線信号に観測される振動

### 7.1 緒言

LHD において水素ペレット入射は高密度プラズマ生成のための有力な手段の一つである。LHD では、水素ペレット入射によって中心  $\beta$  値が  $\sim 10\%$  のプラズマの生成に成功している。一方で、水素ペレット入射によって圧力勾配が上昇するため、圧力駆動型不安定性が励起される危険性がある。実際、LHD においては、第 1 章で述べたように理想交換型不安定性が不安定な領域において sawtooth-like イベント [1] や、Super Dense Core と呼ばれる高密度プラズマにおける大きなシャフラノフシフが起きた時に観測される Core Density Collapse [2, 3] 現象により、プラズマの  $\beta$  値の上昇が阻害されている。LHD ではこのような不安定性が励起されるプラズマパラメータを避けて高  $\beta$  プラズマを生成している。

しかしながら、高  $\beta$  プラズマを生成するためのペレット入射によって、過渡的にプラズマパラメータが MHD 不安定な領域に移行し、プラズマ性能の劣化を引き起こす可能性がある。そこで、本研究においては、水素ペレット入射直後における振動を詳細に解析した。これまでも、ペレット入射直後に観測された軟 X 線振動に見られる振動現象が報告されている [4]。しかしながら、振動現象の空間構造や駆動源について詳細な解析は行われてこなかった。本章では、これら振動現象を  $m/n=1/1$  のモード構造を持つ場合と  $m/n=2/1$  のモード構造を持つ場合に分けて考察する。まず、 $m/n=1/1$  のモード構造を持つ場合、観測された振動現象が磁場揺動を伴わないもの (Type-I) と磁場揺動を伴うもの (Type-II) に分けることができることを示す。これら振動は同じモード構造を持ちながらも異なる現象であり同時に励起しうる。一方、 $m/n=2/1$  のモード構造を持つ振動の場合、磁場揺動を伴う振動のみ焦点を当てて述べる。プラズマコアでも磁場揺動を持たない振動は観測されているがモード構造の同定はできていない。

$m/n=1/1$  のモード構造を持つ Type-I 振動に関しては、Snake 構造との関係を指摘する。Snake 構造は、30 年以上前に JET [5] において水素ペレット入射直後に観測された現象の名前で、軟 X 線信号を時間-空間プロットした際に現れる構造の様子から Snake 構造と呼ばれている。JET では水素ペレット入射後に Snake 現象が観測されたが、不純物イオンの局在化によると思われる Snake 構造も報告されている [6]。Snake 構造の形成要因としてこれまで、水素ペレット入射でプラズマ電子温度が低下したことによる磁気島生成が原因とする説 [7] やヘリカル構造の形成 [8] などが提案されているが、確立した説はなく、実験的な研究が引き続き行われている。

第 4 章で述べたように、LHD では水素ペレット入射を連続的に行うことができる。水素ペレットの溶発量の径方向分布はプラズマの電子温度・密度によって異なる。文献 [9] によると、侵入長は  $\lambda/a = 0.078 T_e^{-5/9} n_e^{-1/9} m_p^{5/27} v_p^{1/3}$  とかける。ここで、 $\lambda/a$  は規格化進入長、 $T_e$  は中心電子温度、 $n_e$  は中心電子密度、 $m_p$  はペレットあたりの粒子数、 $v_p$  はペレットの入射速度である。従って、 $m_p$  および  $v_p$  が一定であれば、電子温度が高く電子密度が高いときはその侵入長は短くなる。あるプラズマに連続的に水素ペレットを入射する場合を考えると、1~3 発目のペレット入射では比較的プラズマの電子温度が高く、ペレットはプラズマ周辺で溶発すると考えられる。図 7.1 では、放電番号 125327 で 1 発目の水素ペレット入射前後での (a) 電子圧力分布、(b) 電子

密度分布、(c) 電子温度分布を示している。緑の点線で示した部分が  $l=1$  の有理面付近を示す。図 7.1 の場合では、水素ペレット入射により  $l=1$  の有理面の圧力勾配が 50% 程度上昇する。このように圧力勾配が上昇すると、周辺部の抵抗性交換型不安定性が不安定になりうる。多数の水素ペレット入射が行われると、電子温度が下がり、水素ペレットがプラズマのより中心で溶発するようになる。従って、プラズマ中心部で抵抗性交換型不安定性が不安定になりうる。

本章では、揺動の空間構造やモード数を同定するために、軟 X 線検出器 [4, 10]・CO2 レーザーイメージング干渉計 [11]・磁気計測 [12] を用いる。なお、水素ペレット入射による急激な密度上昇のために、ECE 計測は使用できない。

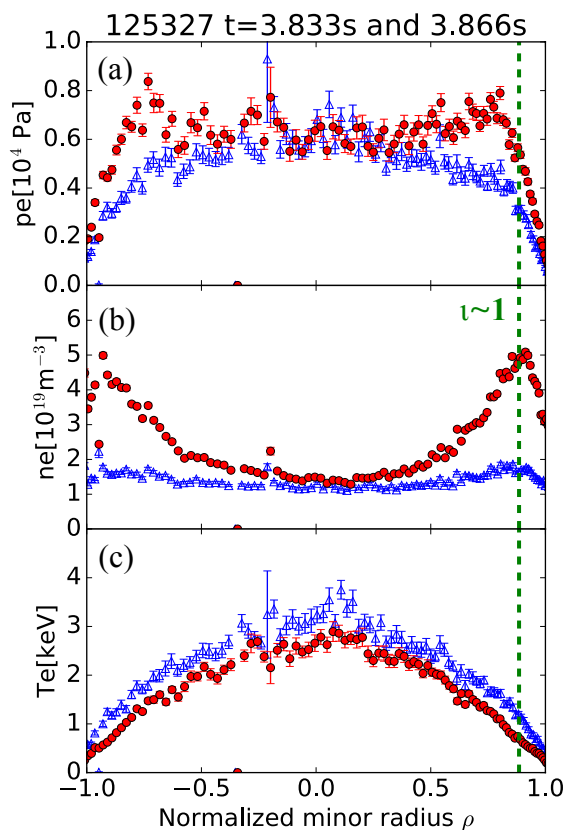


図 7.1: 水素ペレットの入射前 (青) と入射後 (赤) の (a) 電子圧力分布、(b) 電子密度分布、(c) 電子温度分布。

## 7.2 $m/n=1/1$ のモード構造を持つ軟 X 線振動

水素ペレット入射直後、 $m/n=1/1$  のモード構造を持つ軟 X 線振動は磁気軸位置  $R_{ax}=3.6$  m のプラズマ実験で主に観測されており、本節で述べる実験データは  $R_{ax}=3.6$  m、 $B_t=2.75$  T、 $B_z=100\%$ 、 $\gamma=1.254$  m の配位で得られたものである。先に述べたように、振動として、磁場揺動を伴わない Type-I 振動と磁場揺動を伴う Type-II 振動が観測されている。図 7.2 に、Type-I 振動と Type-II 振動の典型的な振動の様子を示す。

図 7.2 の (a) は  $\rho = 0.89, 0.78$  を観測している軟 X 線信号、(b) は  $\rho = 0.84, 0.73$  を観測している CO2 レーザーイメージング干渉計によって得られた線積分電子密度、(c) は磁場揺動、(d) は  $H_\alpha$  信号である。 $H_\alpha$  信号強度の増大により水素ペレットが溶発した時刻を知ることができ、この水素ペレット入射では、 $t=3.743s$  あたりで水素ペレットが入射され  $390\mu s$  程で溶発している。水素ペレットの溶発時間は、イオン音波がトロイダル方向に周回する時間のおおよそ 3~7 倍程度であり、ここで報告する Type-I、Type-II 振動は密度の変動がイオン音波により十分に伝播した後に観測される現象である。図 7.3 では、水素ペレット入射直後のトムソン散乱分布で得られた圧力分布を用いて計算した (a) 横長断面におけるポロイダル断面、(b)  $l$  分布と水素ペレットの入射スピード (1300m/s) と  $H_\alpha$  信号の時間発展から推定した水素ペレットの溶発量の空間分布を記した。簡単のために径方向・トロイダル方向へのドリフトの効果は無視している。図 7.3(b) から、水素ペレットは  $l = 1$  の有理面付近に多く溶発していることがわかる。従って、 $l = 1$  の有理面付近で電子密度は上昇し圧力勾配はより急峻になると考えられる。

水素ペレットが溶発したのち、図 7.2(a) にあるように、減衰振動 (Type-I 振動) が軟 X 線信号に観測される。この時、この Type-I 振動にコヒーレントな電子密度揺動と磁場揺動は観測されていない (図 7.2(b),(c))。この Type-I 振動が減衰した後、コヒーレントな磁場揺動・電子密度揺動を伴う Type-II 振動が現れることがある。この Type-II 振動の観測位置は通常、Type-I 振動より小半径方向にやや外側である。振動レベルを  $\frac{\delta I_{sx}}{I_{sx}}$  と定義すると、Type-I 振動と Type-II 振動の最大の振動レベルは 60%、15%程度であり、Type-I 振動のほうが大きい。図 7.3(a) と (b) を比べると、軟 X 線アレイと CO2 レーザーイメージング干渉計において Type-II 振動の振動レベルが最大となる  $\rho$  が多少異なるが、これは図 4.6 と図 4.7 にあるように、軟 X 線計測器、CO2 レーザーイメージング干渉計において観測しているプラズマ断面の形状と視線位置といった幾何的な条件が異なるためと考えられる。

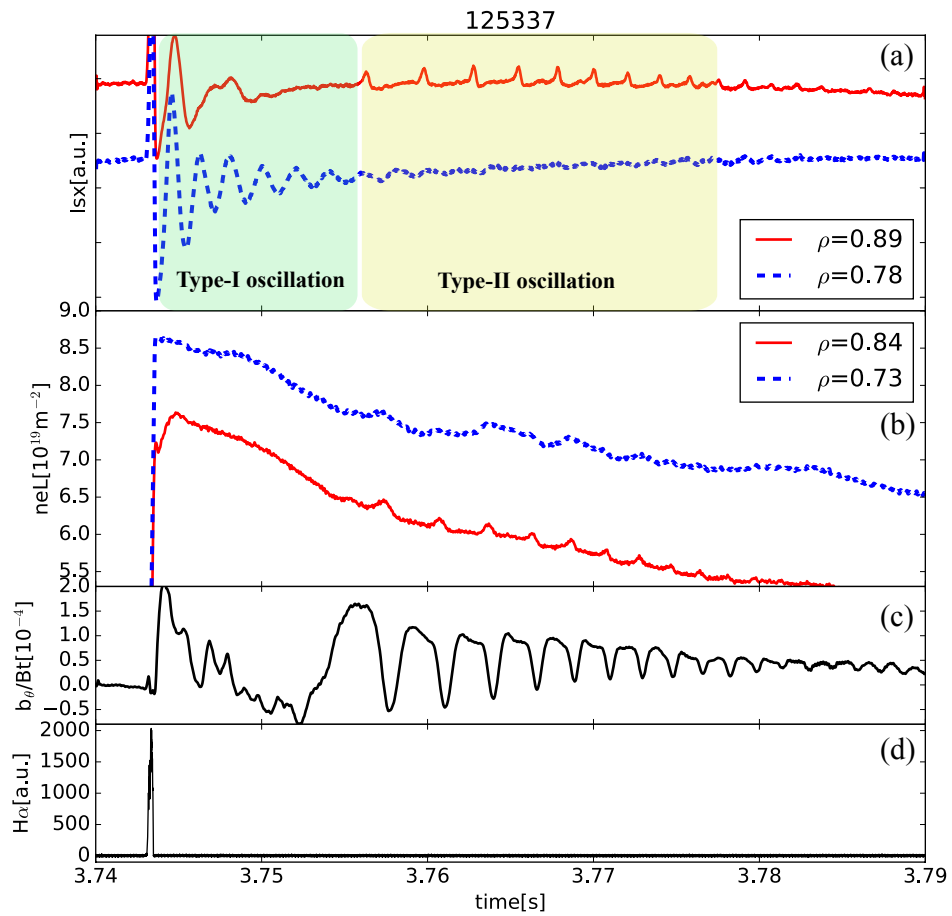


図 7.2: 典型的な Type-I、Type-II 振動が観測された放電の各種計測器の信号。(a)  $\rho = 0.89, 0.78$  を観測している軟 X 線振動、(b)  $\rho = 0.84, 0.74$  を観測している CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計によって得られた線積分電子密度、(c) 磁場揺動、(d)  $H_\alpha$  信号。

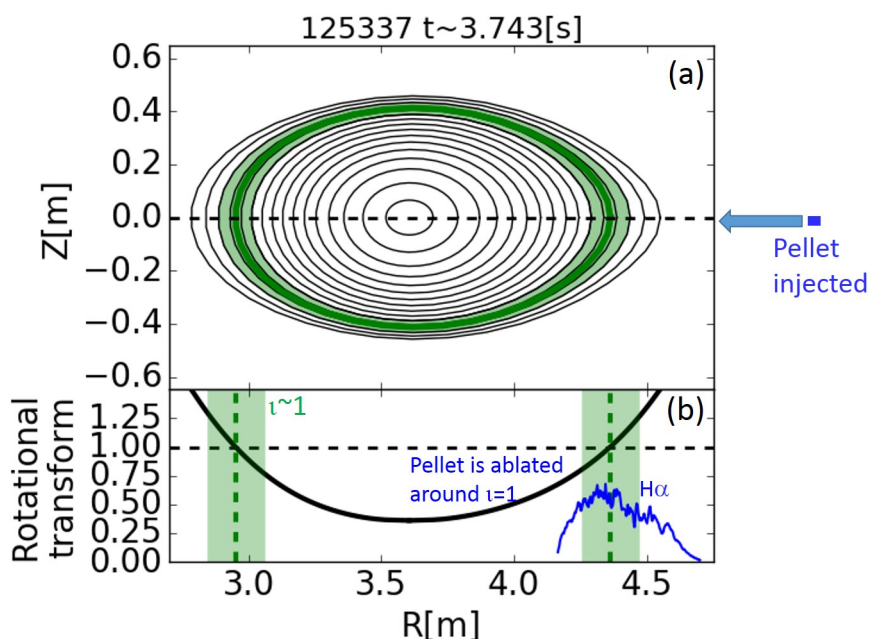


図 7.3: 図 7.2 のペレット入射時の、(a) 水平方向に広がったポロイダル断面、(b) VMEC で計算した  $t$  分布と水素ペレットの入射スピード (1300m/s) と  $H_\alpha$  信号から推定した溶発量の分布 (青線)。

### 7.2.1 Type-I 振動の特徴

ここでは Type-I 振動の特徴として空間構造・周波数・減衰時間について述べる。

#### 7.2.1.1 Type-I 振動の空間構造

Type-I 振動は磁場揺動、電子密度揺動を伴わないため、Type-I 振動の空間構造を軟 X 線信号から推定する。軟 X 線信号から Type-I 振動の空間構造を推定するには、ペレット入射直後の軟 X 線信号に含まれる緩やかに変動するトレンド成分を除く必要がある。このトレンド成分は、水素ペレット入射直後に急激に下がった電子温度が回復するために現れると考えられる。Type-I 振動のように振動の振幅が変化し、かつ、緩やかにトレンドが変化する場合では、通常の FFT によるフィルターは上手くいかないことが多い。そこで、本研究においては、軟 X 線信号から振動成分を取り出すために第 5 章で述べた特異スペクトル解析を用いた。図 7.4 に軟 X 線信号に特異スペクトル解析を適用した例を示す。図 7.4(a) は軟 X 線信号 (黒実線) と特異スペクトル解析で取り出した最も寄与が大きい特異値によって生成したトレンド成分 (赤点線)、(b) 軟 X 線信号からトレンド成分を除いたものである。この図 7.4 からわかるとおり、特異スペクトル解析によって軟 X 線信号の振動成分のみ取り出されていることがわかる。

Type-I 振動の空間構造を調べるため、Type-II 振動が観測されていない場合での空間構造を調べた。まず、ポロイダル方向の空間構造について述べる。図 7.5 にポロイダル断面全体を観測している軟 X 線検出器のペレット入射直後の信号に対して特異スペクトル解析を適用した結果を示す。図 7.5 では、(a)  $\rho = 0.71$  付近を観測している軟 X 線信号、(b) 軟 X 線信号の振動成分の空間分布、(c) ペレット入射直後の圧力分布を用いて

VMEC により計算した  $l$  分布を示した。図 (b)、(c) の緑の点線は  $l=1$  の有理面の位置である。図 7.5 の場合では、おおよそ 1.02s で水素ペレットが入射されている。図 7.5(b) では、回転する  $m=1$  の "snake" 的な構造が存在することがわかる。次に、トロイダル方向の空間構造について述べる。図 7.6 に、図 7.5 と同じ水素ペレット入射に対して、 $l=1$  の有理面付近を異なるトロイダル角度で観測している軟 X 信号を示した。各軟 X 線検出器が観測しているトロイダル角度はそれぞれ 108、162、270 度である。これら 3 つの軟 X 信号における Type-I 振動の位相の違いから、トロイダルモード数  $n=1$  であることがわかる。従って、Type-I 振動は  $m/n=1/1$  のモード構造を持つ。また、振動レベルがトロイダル方向に同程度 ( $\sim 60\%$ ) であるので、Type-I 振動を引き起こす構造はトロイダル方向・ポロイダル方向に一様に広がっていることがわかる。

### 7.2.1.2 Type-I 振動の回転方向と周波数

Type-I 振動の回転方向について述べる。まず、異なるトロイダル角度に設置されている軟 X 線検出器の位相から、トロイダル方向にはトロイダル磁場の向きと反対方向に回転していることがわかっている。ポロイダル断面を観測している軟 X 線検出器からはポロイダル方向の回転は判別できないものの、プラズマを接線方向から観測した文献 [4] の図 4 では、水素ペレット入射直後の構造が電子反磁性方向に回転していることが報告されているため、Type-I 振動は電子反磁性方向に回転していると考えられる。この軟 X 線信号に観測される snake-like 振動の周波数は、300Hz から 700Hz であり、この周波数は電子反磁性ドリフトで決まる回転周波数と同じオーダーである。また、Type-I 振動の周波数は減衰過程でほとんど変化しない。

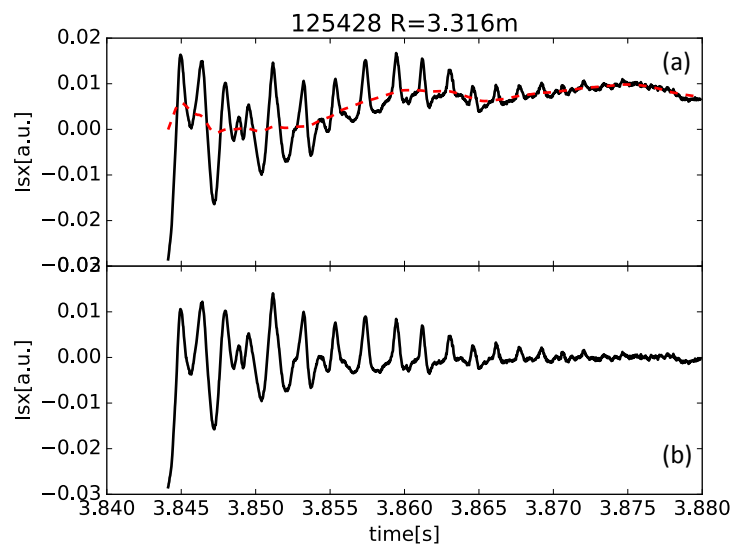


図 7.4: 軟 X 線信号への特異スペクトル解析の適用例。(a) は軟 X 線信号 (黒実線) と特異スペクトル解析で取り出した最も寄与が大きい特異値によって生成したトレンド成分 (赤点線)、(b) 軟 X 線信号からトレンド成分を除いた信号。



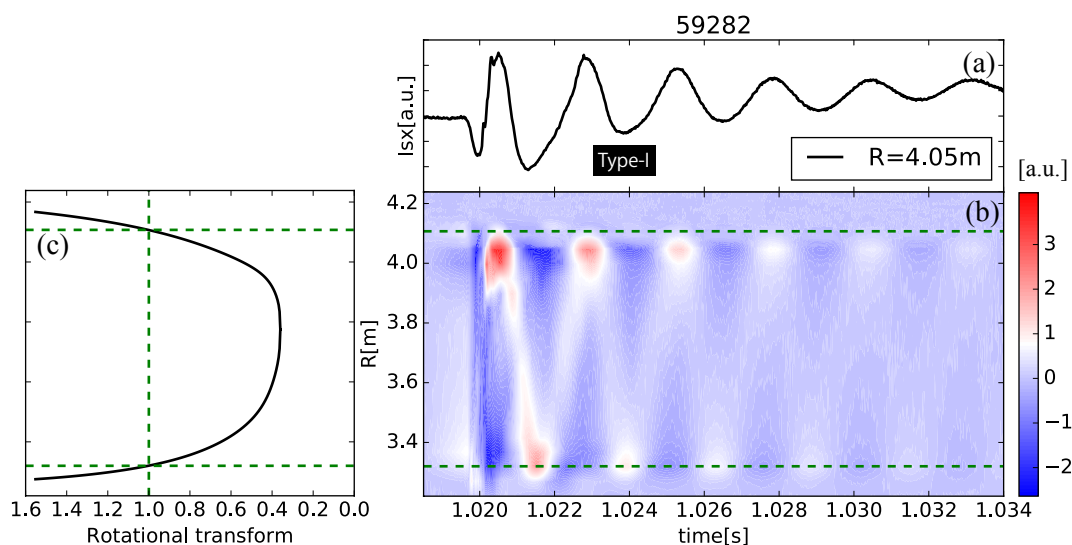


図 7.5: (a)  $\rho = 0.71$  のあたりを観測している軟 X 線信号、(b) 軟 X 線信号の振動成分の空間分布、(c) 水素ペレット入射直後の圧力分布を用いて VMEC で計算した  $\iota$  分布を示した。緑の点線は  $\iota=1$  の有理面を表している。この時、Type-II 振動は観測されていない。

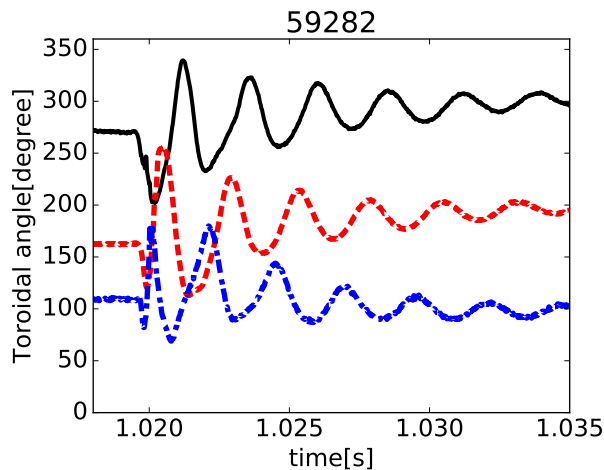


図 7.6:  $\iota = 1$  の有理面付近を異なるトロイダル角度で観測している軟 X 信号を示したもの。図 7.5 と同じペレット入射である。各視線が観測しているトロイダル角度は 108、162、270 度である。

### 7.2.1.3 Type-I 振動の減衰時間

これまでに観測された Type-I 振動の減衰時間は最大で 0.03s ほどであった。この継続時間はトカマクで観測される snake 振動に比べて短い。Type-I 振動の減衰時間の時間スケールは電子密度の拡散時間程度であることがわかっている。実際、簡単な円柱モデルで拡散係数  $D$  を  $0.5\text{m}^2/\text{s}$  とすると、減衰時間  $\tau$  は 0.01s

となる。ここで、 $\tau = (\frac{2L}{\pi})^2/D$  とした。 $L$  は特徴的長さで、Type-I 振動の振動強度が大きい小半径幅から  $L = 0.1\text{m}$  としている。

#### 7.2.1.4 Type-I 振動と同期する FeXVI の線スペクトル

軟 X 線信号強度は、電子温度・電子密度・不純物密度に依存する。しかしながら図 7.2 で示した通り、Type-I 振動が観測されている時間帯には、電子密度振動が観測されていない。仮に電子温度が振動しているとすれば、次に示すように、ある磁気面上の圧力を一定にするために電子密度もまた変動すると考えられる。 $P_{e0} + \delta P_e = (n_e + \delta n_e)(T_e + \delta T_e)$  として、 $\delta n_e = 0$ 、 $P_{e0} = n_{e0}T_{e0}$  であるならば、 $\delta P_e = n_e\delta T_e$  となる。ここで、MHD の時間スケールで  $\delta P_e = 0$  とすれば、 $\delta T_e = 0$  となる。

電子密度と電子温度の変動は Type-I 軟 X 線振動を説明するには小さすぎるので、非対称な不純物濃度が snake-like 振動を説明する一つの候補と成り得る。実際、FeXVI の線スペクトルに Type-I 振動にコヒーレントな構造が観測された。図 7.7 では、(a)Type-I 振動を示す軟 X 線信号、(b)VUV スペクトルメーターで観測された FeXVI の線スペクトルの時間発展を示した。この線スペクトルの波長は  $33.5\text{nm}$  である。ノイズが多いものの、線スペクトルの時間発展は Type-I 軟 X 線振動に応答していることがわかる。この観測結果は Type-I 振動として観測される軟 X 線放射が不純物の蓄積によって引き起こされていることを示唆していると考えられる。

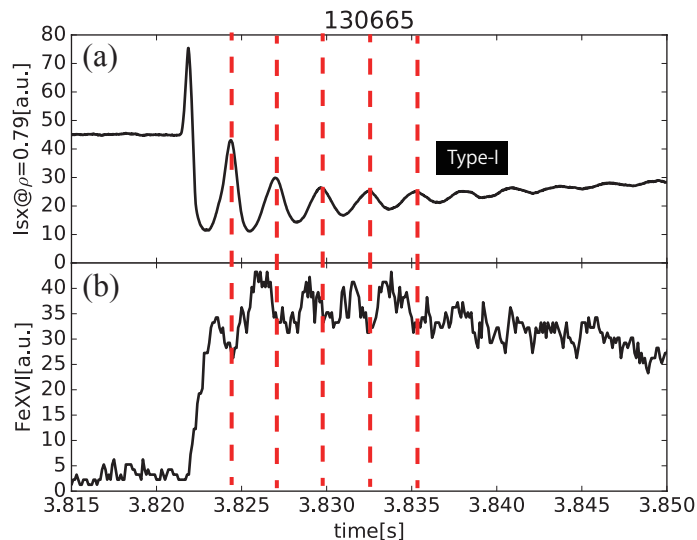


図 7.7: (a) 軟 X 線信号、(b)VUV スペクトルメーターで観測された FeXVI の線スペクトルの時間発展を示した。(a) の軟 X 線信号に見える Type-I 振動とコヒーレントな構造が (b) の線スペクトルの時間発展に確認できる。

## 7.2.2 Type-II 振動の特徴

Type-II 振動は電子密度揺動と磁場揺動を伴う。Type-II 振動のモード構造は磁場計測により決めることができ、そのモード構造は  $m/n=1/1$  である。次に述べるように、この Type-II 振動は抵抗性交換型不安定性によって引き起こされていると考えられる。

先に述べたように、水素ペレット入射によって急峻な圧力勾配が形成され、周辺部の抵抗性交換型不安定性が不安定になりうる。図 7.8 に、Type-II 振動が起きた時と起きていない時の  $l=1$  の有理面付近における  $\beta$  値と磁気レイノルズ数の関係を示した。LHD プラズマでは、周辺部の抵抗性交換型不安定性の飽和強度は  $S^{-1/3}$  に依存することが示されており [12]、わずかな傾向であるが、Type-II 振動は、抵抗性交換型不安定性が不安定となる局所的に高い  $\beta$  値または局所的に低い磁気レイノルズ数において観測されていることがわかる。傾向がゆるやかな原因は  $l=1$  の有理面の推定に誤差があることに加えて、安定性の指標として交換型不安定性の駆動項である圧力勾配  $\frac{dP_e}{dt}$  を用いていないことにあると考えられる。本解析では、水素ペレットが  $l=1$  付近で溶発した直後は  $l=1$  付近で  $\frac{dP_e}{dt}$  が空間的に急激に変化しうするため (図 7.9)、 $\frac{dP_e}{dt}$  を安定性の指標として用いなかった。

また、LHD の抵抗性交換型不安定性はポロイダル方向には電子反磁性方向に回転していることが知られているが [13]、Type-II 振動も電子反磁性方向に回転しており、その回転周波数も電子反磁性ドリフトによる回転周波数と同程度であった。

以上のことから、type-II 振動は抵抗性交換型不安定性と考えられる。

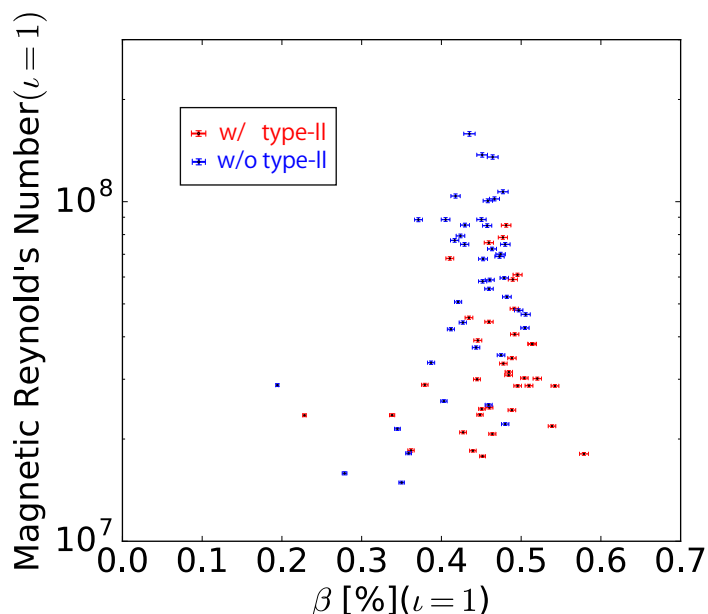


図 7.8: Type-II 振動が起きた時 (赤) と起きなかった時 (青) の  $l=1$  の有理面付近における  $\beta$  値と磁気レイノルズ数の関係。

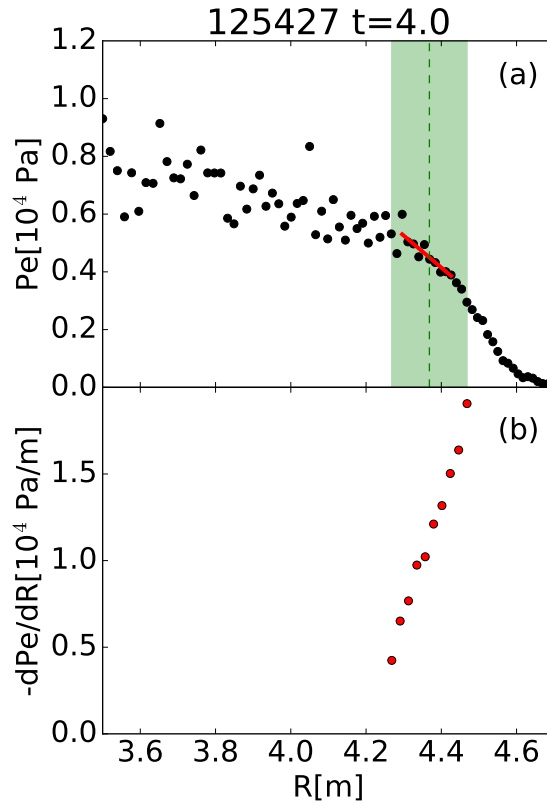


図 7.9: (a) 水素ペレット入射直後の圧力分布と (b)  $\iota = 1$  有利面付近の圧力勾配。図 (a) の緑の領域が  $\iota = 1$  有利面付近である。この付近では圧力勾配が急激に変化していることが図 (b) からわかる。

### 7.2.3 Type-I、Type-II 振動の共存

この Type-I 振動と Type-II 振動は共存しうる。図 7.10 では、(a) 磁場揺動、(b) 軟 X 線信号、(c) 軟 X 線信号の振動成分、(d) VMEC を用いて計算した  $\iota$  分布を示している。図 7.10(c) の緑の線は、VMEC を用いて計算した  $\iota = 1$  の有理面付近の位置を表している。図 7.10 では、水素ペレットは  $t=3.845$  s に入射されている。入射直後から Type-I 振動が観測され、3.847 s 付近で Type-II 振動が観測され始めている。図 7.10(c) では Type-I 振動はおおよそ  $R=4.07$  m、type-II 振動は  $R=4.12$  m 付近で振動強度 ( $\delta I_{sx}/I_{sx}$ ) のピークが観測されており、異なる小半径位置で二つの構造が存在していることがわかる。また、振動の周波数も若干異なり、Type-I 振動の周波数は 680 Hz で、Type-II 振動の周波数は 490 Hz である。これらの観測から、Type-I 振動と Type-II 振動は同じ  $m/n=1/1$  のモード構造を持つものの、確かに異なる振動でかつ共存しうるということがわかる。

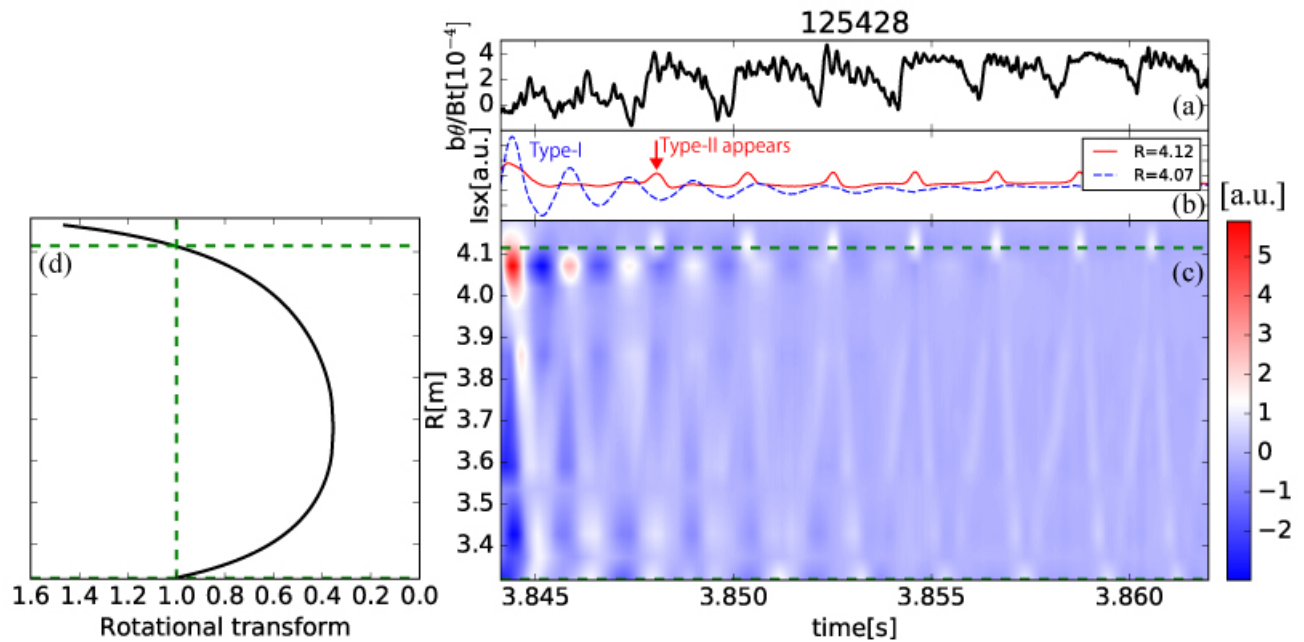


図 7.10: (a) 磁場揺動、(b) 軟 X 線信号、(c) 軟 X 線信号の振動成分、(d) 水素ペレット入射直後の圧力分布を用いて VMEC で計算した  $\iota$  分布を示した。緑の点線は  $\iota=1$  の有理面を表している。水素ペレットは  $t=3.845$  に入射されている。入射直後から Type-I 振動が発生し、3.847s 付近で Type-II 振動が発生している。

#### 7.2.4 Type-I、Type-II 振動を作り出す構造に関する考察

節 7.2.1.4 で議論したように、Type-I 振動は、局在化した不純物イオンの回転によって観測されている可能性がある。Type-I 振動の原因と考えられる不純物イオンが  $m=1$  の構造を持って存在し、Type-II 振動と共存している時の様子を図 7.11 に示した。緑の実線は  $\iota=1$  の有理面である。 $m/n=1/1$  の抵抗性交換型不安定性により  $m=1$  の変形をした磁気面が緑の点線である。不純物イオンは  $\iota=1$  の有理面の内側で強い放射光を放っていると考えられ、不純物イオンの密度を赤の濃淡で表した。このような構造がプラズマと共に回転することで、Type-I 振動・Type-II 振動が同時に観測されている可能性がある。

磁場揺動を伴わない振動は周辺部の  $\iota=1$  の有理面付近ではなく、 $\iota=1/2$  の有理面付近においても観測されている。図 7.12 では、水素ペレット入射直後、磁場揺動を伴わないがプラズマコア部で軟 X 線に振動が観測されている様子を示した。図 7.12(a) は磁場揺動、(b) は軟 X 線信号の振動成分の径方向分布である。図 7.12 の 3.97s あたりから  $m/n=2/1$  のモード構造を持つ磁場揺動が観測されているが、それ以前にも軟 X 線信号にのみ振動が観測されている。従って、この軟 X 線にのみ観測されている振動が観測されている位置は、 $\iota=0.5$  の有理面の内側であると考えられる。このようにプラズマ内側でも有理面の内側で軟 X 線信号にのみ振動が観測されていることから、Type-I 振動の形成には有理面の存在が深く関与していると考えられる。

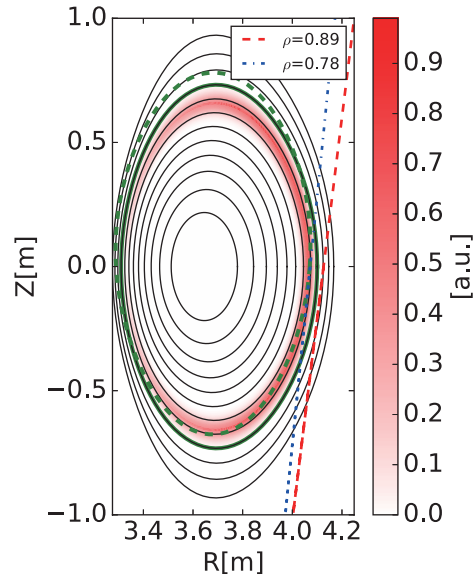


図 7.11: 不純物イオンが  $m=1$  の構造を持って存在し、同時に、抵抗性交換型不安定性によって磁気面  $m=1$  の変形をしている時の様子を示した。緑の実線は  $\iota=1$  の有理面である。 $m/n=1/1$  の抵抗性交換型不安定性により  $m=1$  の変形をした磁気面が緑の点線である。不純物イオンは  $\iota=1$  の有理面の内側で強い放射光を放っていると考えられ、不純物イオンの密度を赤の濃淡で表した。赤と青の視線は、図 7.2(a) の 2 つの軟 X 線信号に対応する。

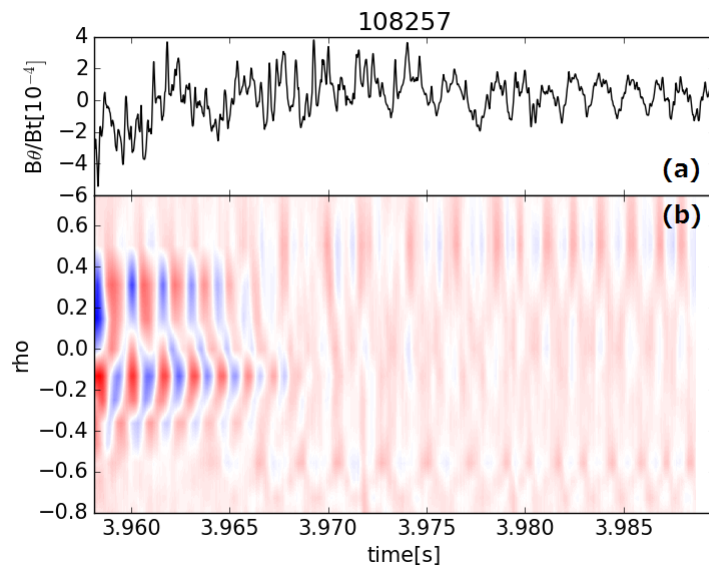


図 7.12: 水素ペレットがプラズマコアで溶発した直後の (a) 磁場揺動と (b) 軟 X 線信号の振動成分の空間分布。3.97s あたりから  $m/n=2/1$  のモード数を持つ構造が磁場揺動、軟 X 線信号に現れている。3.97s 以前には、軟 X 線信号にのみ振動が観測されている。

### 7.3 $m/n=2/1$ のモード構造を持つ軟 X 線振動

次に、プラズマコア部で観測された  $m/n=2/1$  のモード構造について述べる。 $m/n=2/1$  のモード構造を持つ振動は、水素ペレットがプラズマ中心で溶発するようになると観測される。この振動は、 $R_{ax}=3.75, 3.8m$  で頻りに観測され磁場揺動を伴う。図 7.13 に水素ペレットが合計 9 発入射された時の (a) 磁場揺動と (b)  $H\alpha$  振動を示す。水素ペレット 1 発目直後に観測される磁場揺動は、 $m/n=1/1$  のモード構造を持つが、ペレット入射回数が多くなり、プラズマコアで溶発するようになると、 $m/n=2/1$  のモード構造を持つ振動が観測される。図 7.13 では、7 発目の入射で  $m/n=2/1$  のモード構造を持つ磁場揺動が観測されている。図 7.14 では放電番号 125532 で水素ペレット 1 発目と 6 発目の時の水素ペレットの溶発量の空間分布を示した。溶発量の空間分布の計算法は図 7.3 の場合と同じである。ペレットの入射回数が多くなると、電子温度が下がりペレットの進入長が長くなるため、よりプラズマコアでペレットが溶発するようになり、プラズマコアで圧力駆動型不安定性が励起しやすくなる。

本節では、この  $m/n=2/1$  のモード構造を持つ軟 X 線信号について、モードが持つ空間構造、モード周波数の増加現象、モードが消失する条件の 3 点に着目して議論する。

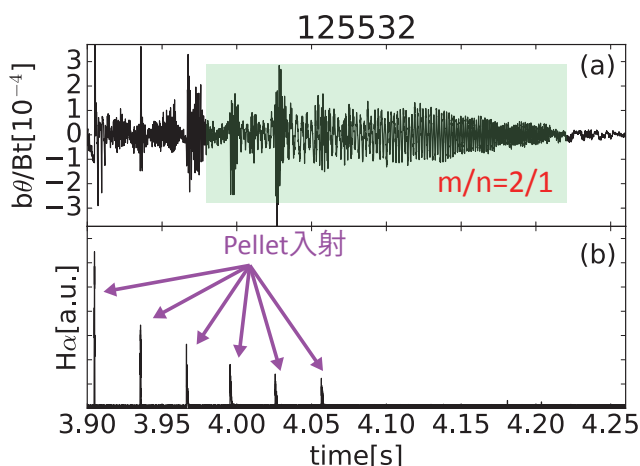


図 7.13:  $m/n=2/1$  モードが磁場揺動に観測されている様子。(a) 磁場揺動と (b)  $H\alpha$  信号。

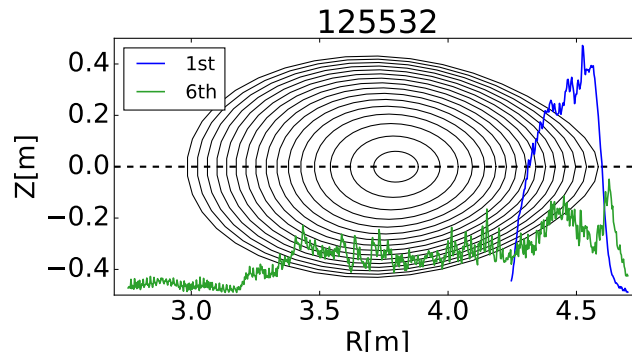


図 7.14: 真空磁場における磁気面と水素ペレット入射 1 発目と 6 発目の溶発量の空間分布。水素ペレット入射 6 発目では、より内側でペレットが溶発していることがわかる。

### 7.3.1 モードの空間構造に関する考察

この振動には、特徴的なモード構造が観測されている。図 7.15 に  $m/n=2/1$  モードが観測されたときの (a) 軟 X 線信号、(b) CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計で得られた線積分電子密度、(c) 磁場揺動、(d)  $H_{\alpha}$  信号を示した。水素ペレット入射直後から、 $m/n=2/1$  の構造を持つ磁場揺動が観測され始め、軟 X 信号、線積分電子密度にもその応答が観測される。軟 X 線信号における振動では、隣あった視線で位相の反転が確認できる。図 7.16 にモードが存在しているときの軟 X 線信号の (a) 振動強度とその (b) 位相、CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計で得られた線積分電子密度における (c) 振動強度とその (d) 位相の空間構造を示す。ここで、これらの振動強度と位相は、モード周波数が  $f_{mode}$  だとして、信号と  $A \sin(2\pi f_{mode} t)$  と  $A \cos(2\pi f_{mode} t)$  を掛けて周期  $T_{mode} = 1/f_{mode}$  だけ積分し、信号強度成分と位相成分を取得したものである。 $\iota=0.5$  の有理面は VMEC で計算したおおよその位置である。図 7.16(c) の  $R=3.6\text{m}$  付近では、振動の振幅が一時的に弱くなっているものの図 7.16(d) で位相の反転が確認できる。この特徴は、磁気島の存在を示唆するものである。しかしながら、本現象が観測されるのは水素ペレット入射を伴う高密度プラズマであるため ECE 計測が使用できず、実際に磁気島構造が存在しているかどうかは定かではない。しかしながら、上田ら [14] は抵抗性交換型不安定も磁気島構造を持ちうることを示しており、本観測が抵抗性交換型不安定性による磁気島構造である可能性はある。

もう一つの特徴的な構造として、非常に大きなモード構造の存在が上げられる。図 7.16 では  $w/a \sim 0.4$  程度もの大きなモード構造が見て取れる。加えて、図 7.17 に示すように、 $m/n=2/1$  のモード構造が存在している時に得られたトムソン散乱計測による圧力分布では  $\rho = 0.5 \sim 0.7$  あたりに圧力の平坦化が観測されている。このような幅広いモード構造は、 $\beta$  値が大きくなり、磁気シアが非常に小さくなったことが原因であると考えられる。図 7.18 では  $\langle \beta \rangle_{dia.} = 0\%$ ,  $0.67\%$  における  $\iota$  分布を示している。 $\langle \beta \rangle_{dia.} = 0.67\%$  の場合では、 $\iota = 0.5$  の有理面では磁気シアが非常に小さくなっていることがわかる。



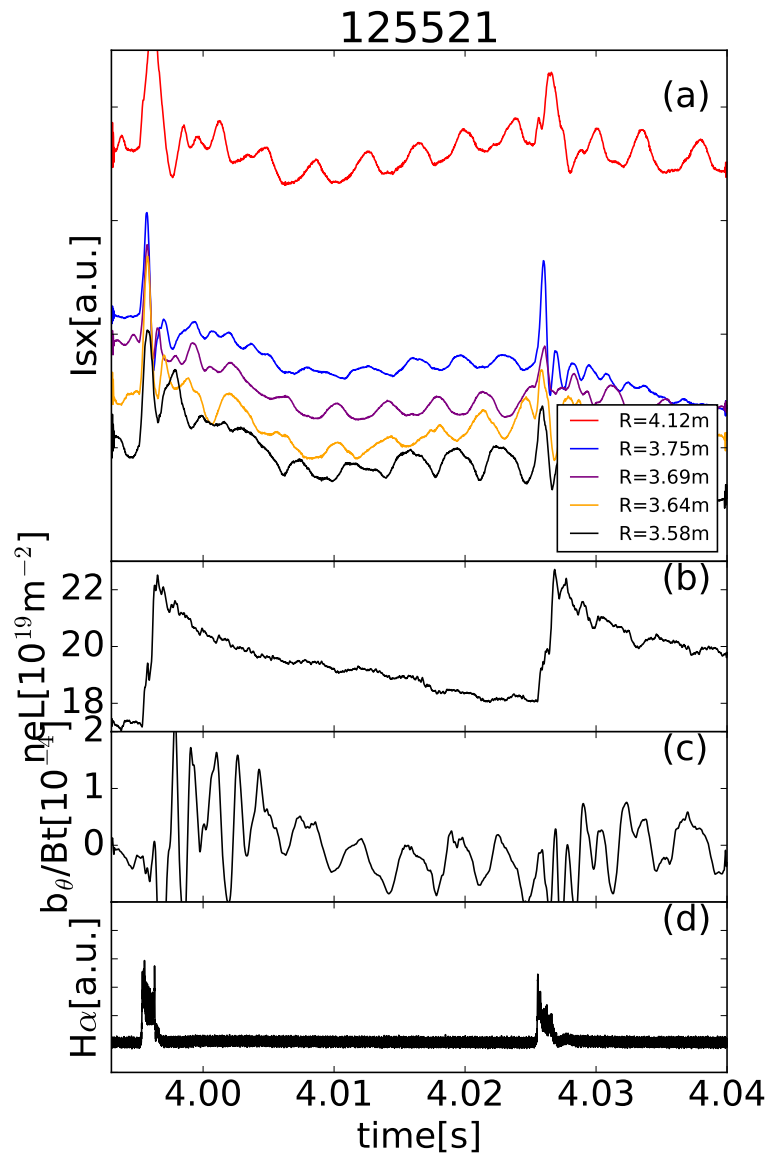


図 7.15:  $m/n=2/1$  モードが観測されたときの (a) 軟 X 線信号、(b) CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計で得られた線積分電子密度、(c) 磁場揺動、(d)  $H_{\alpha}$  信号。

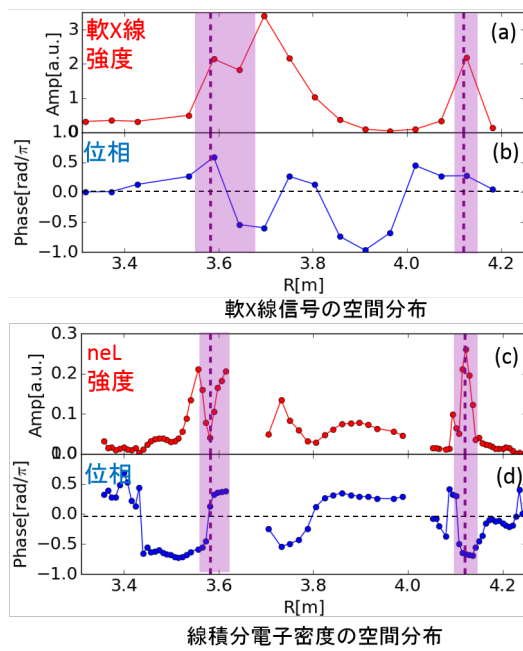


図 7.16:  $m/n=2/1$  モードが観測されたときの空間構造。軟 X 線信号の振動成分の (a) 強度と (b) 位相、CO<sub>2</sub> レーザー干渉計で得られた線積分電子密度の (c) 強度と (d) 位相を示した。

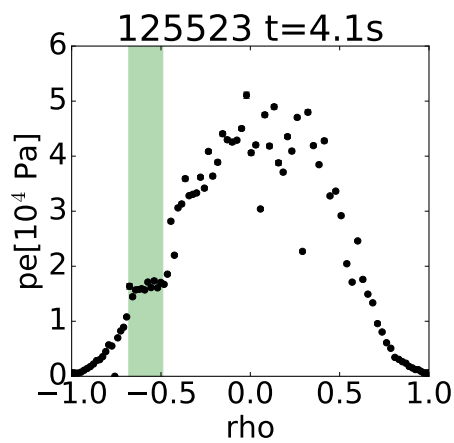


図 7.17:  $m/n=2/1$  モード観測された時の Thomson 散乱計測で得られた圧力分布。

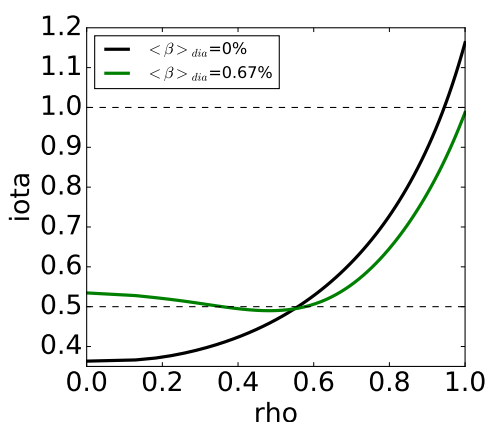


図 7.18:  $\langle \beta \rangle_{dia}$  の違いによる  $\iota$  分布の違い。  $\langle \beta \rangle_{dia} = 0\%$  の場合が黒の実線、  $\langle \beta \rangle_{dia} = 0.67\%$  の場合が緑の実線である。

### 7.3.2 モードの周波数の増大に関する考察

観測では、典型的に、このモードの周波数は時間の経過に従い増大する。図 7.19 に (a)  $m/n=2/1$  モードが観測されているときの磁場揺動と (b) 波のピーク位置を取得して推定した周波数を示す。図 7.19(b) で示されている通り、400Hz から 800Hz 程度まで周波数が増大する。この増大は  $\iota=1$  の有理面付近での圧力勾配の変化に起因している可能性がある。抵抗性交換型不安定性の回転周波数は電子反磁性ドリフト ( $v_D = -\frac{\nabla p_e \times B}{qnB^2}$ ) による周波数と  $E \times B$  ドリフト ( $v_E = \frac{E \times B}{B^2}$ ) による周波数の和であることが知られている [13]。この電子密度では垂直 NB がプラズマコアまで十分に届かず、荷電交換分光法を用いて電場  $E$  を計測することができない。そのため、電子反磁性ドリフト周波数の寄与のみを調べた。周波数が増大する時刻では、プラズマ中心では内部輸送障壁が存在し、密度が急上昇している。そのため、電子反磁性ドリフト周波数は上昇すると考えられる。実際、図 7.19 の場合で、 $t=4.033s$  と  $t=4.2$  における  $\iota = 0.5$  の有理面付近の圧力勾配と磁場強度から、ポロイダル方向・トロイダル方向の電子反磁性方向の回転周波数の増分はそれぞれ 1860Hz および 60Hz 程度である。この回転周波数で  $m/n=2/1$  のモード構造が回転すると、 $1860 \times 2 + 60 = 3780Hz$  程度の磁場揺動における周波数の増分が観測されるはずである。磁場揺動で観測されている周波数の増分は 400Hz 程度なので、電子反磁性ドリフトによる増分は磁場揺動による増分より大きくなっている。これは、 $E \times B$  ドリフトによる寄与もしくは  $\iota = 0.5$  の有理面の推定に誤差があることが原因と考えられる。

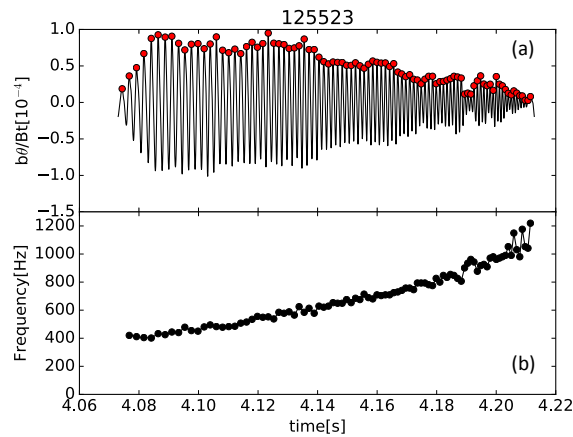


図 7.19: 125523 における  $m/n=2/1$  モードの磁場揺動を周波数増加。

### 7.3.3 モードが消失する条件に関する考察

最後に、モードが消失する条件に関する考察を述べる。このモードは最大で 0.2s ほど続く。図 7.20 に  $m/n=2/1$  モードが存在する時としないときの磁気レイノルズ数と  $\langle \beta \rangle_{\text{dia}}$  を示した。 $\langle \beta \rangle_{\text{dia}}$  が高ければモードが存在しないことが推察される。この要因として、 $\langle \beta \rangle_{\text{dia}}$  が上昇したことによって  $l=0.5$  の有理面が消失した可能性がある。そこで、VMEC コードを用いて各データ点を取得した時刻の圧力分布を用いて、 $l$  分布を計算した。図 7.21 には  $\langle \beta \rangle_{\text{dia}}$  と VMEC 計算で得られた  $l_{\text{min}}$  の関係を示している。 $l_{\text{min}}$  とは、図 7.18 の  $\beta=0.67\%$  における  $l$  分布のように反転磁気シアになっているときの最小の  $l$  である。図 7.21 では  $l_{\text{min}}$  が 0.5 を下回る点は存在しないもの、モードが存在する時はモードが存在しない時より  $l_{\text{min}}$  が小さいことがわかった。この結果から、モードの消失は磁気面の  $l$  が  $l=0.5$  から十分に離れ安定化効果が強くなったことが理由と推定できる。

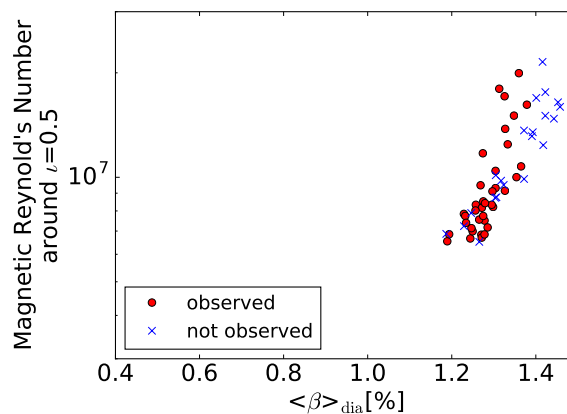


図 7.20:  $m/n=2/1$  モード観測された時 (赤) と起きなかった時 (青) の  $l = 0.5$  の有理面付近における磁気レイノルズ数と体積平均  $\beta$  値の関係。

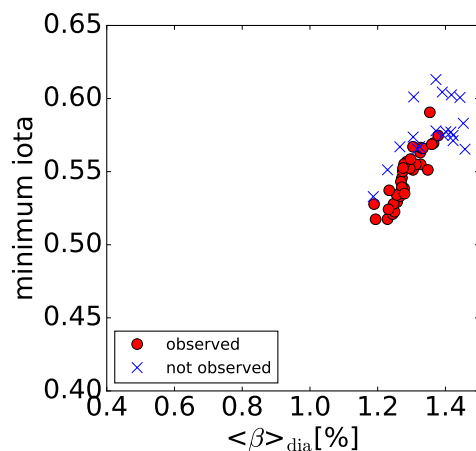


図 7.21:  $m/n=2/1$  モードが観測された場合 (赤) とそうでない場合 (青) での  $\langle \beta \rangle_{\text{dia}}$  値と回転変換分布  $l$  の最小値 ( $l_{\text{min}}$ ) の関係。

## 7.4 結言

本章では、ペレット入射直後の振動現象について解析した結果を述べた。

入射された水素ペレットが周辺部で溶発する場合、 $m/n=1/1$  のモード構造を持つ振動が観測された。観測された振動現象が磁場揺動を伴わないもの (Type-I) と磁場揺動を伴うもの (Type-II) に分けることができ、Type-I 振動と Type-II 振動は異なるプラズマ小半径、異なる周波数を持つことから異なる振動であり、また、それらは同時に励起しうることを示した。Type-II 振動は局所的に  $\beta$  値が大きく、局所的に磁気レイノルズ数が小さい時に観測され、ポロイダル方向には電子反磁性方向に回転しているので、抵抗性交換型不安定性と考えられる。Type-I 振動については、電子密度揺動が観測されていないことから、非対称に蓄積された不純物が回転していることで観測されている可能性がある。

また、水素ペレットがプラズマコアで溶発するようになると、 $m/n=2/1$  のモード構造を持つ振動が観測されることを報告した。このモードは低磁気シアが原因と考えられる幅広いモード構造を持つ。軟 X 線信号と CO<sub>2</sub> レーザーイメージング干渉計の隣あった視線における振動の位相の反転から磁気島が存在している可能性がある。 $m/n=2/1$  のモードの周波数は時間的に増加しており、その周波数の増加が圧力勾配の急峻化による電子反磁性ドリフト周波数の増大で説明できる可能性がある。 $m/n=2/1$  のモードは高  $\beta$  値で消失する。VMEC を用いて  $l$  分布を計算することにより、モードの消失は磁気面の  $l$  が  $l=0.5$  から十分に離れ安定化効果が強くなったことが理由である可能性があることがわかった。

## 引用文献

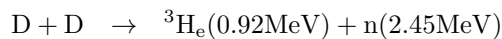
- [1] Satoshi Ohdachi, Kazuo Toi, Satoru Sakakibara, Kiyomasa WATANABE, Yoshiro NARUSHIMA, Fumitake WATANABE, Ryuichi SAKAMOTO, Junichi MIYAZAWA, Ichihiko YAMADA, Kazumichi NARIHARA, et al. Mhd instabilities with sharply peaked pressure profile after ice-pellets injection in the large helical device. In *Proceedings of the Joint Conference of 17th International Toki Conference and 16th International Stellarator/Heliotron Workshop, P1-051*, 2007.
- [2] S. Ohdachi, R. Sakamoto, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Masuzaki, H. Yamada, K. Y. Watanabe, V. R. Jacobo, N. Nakajima, F. Watanabe, M. Takeuchi, K. Toi, S. Sakakibara, Y. Suzuki, Y. Narushima, I. Yamada, T. Mianami, K. Narihara, K. Tanaka, T. Tokuzawa, and K. Kawahata. Density collapse events observed in the large helical device. *Contributions to Plasma Physics*, Vol. 50, No. 6-7, pp. 552–557, 2010.
- [3] S. Ohdachi, K.Y. Watanabe, K. Tanaka, Y. Suzuki, Y. Takemura, S. Sakakibara, X.D. Du, T. Bando, Y. Narushima, R. Sakamoto, J. Miyazawa, G. Motojima, and T. Morisaki. Observation of the ballooning mode that limits the operation space of the high-density super-dense-core plasma in the LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 57, No. 6, p. 066042, 2017.
- [4] S. Ohdachi, F. Watanabe, S. Yamamoto, K. Toi, C. Suzuki, K. Ida, and S. Muto. Soft X-Ray Diagnostics on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 418–425, 2010.
- [5] A. Weller, A. D. Cheetham, A. W. Edwards, R. D. Gill, A. Gondhalekar, R. S. Granetz, J. Snipes, and J. A. Wesson. Persistent density perturbations at rational-q surfaces following pellet injection in the Joint European Torus. *Physical Review Letters*, Vol. 59, No. 20, pp. 2303–2306, 1987.
- [6] L. Delgado-Aparicio, L Sugiyama, R. Granetz, D. Gates, J. Rice, M.L. Reinke, W. Bergerson, M. Bitter, D.L. Brower, E. Fredrickson, C. Gao, M. Greenwald, K. Hill, A. Hubbard, J. Irby, J.W. Hughes, E. Marmor, N. Pablant, S. Scott, R. Wilson, S. Wolfe, and S. Wukitch. On the formation and stability of long-lived impurity-ion snakes in Alcator C-Mod. *Nuclear Fusion*, Vol. 53, No. 4, p. 043019, 2013.
- [7] J A Wesson. Snakes [JET resonant localised structures]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 37, No. 11A, pp. A337–A346, 1995.
- [8] W.A. Cooper, I.T. Chapman, O. Schmitz, A.D. Turnbull, B.J. Tobias, E.A. Lazarus, F. Turco, M.J. Lanctot, T.E. Evans, J.P. Graves, D. Brunetti, D. Pfefferlé, H. Reimerdes, O. Sauter, F.D. Halpern, T.M. Tran, S. Coda, B.P. Duval, B. Labit, A. Pochelon, M.R. Turnyanskiy, L. Lao, T.C. Luce, R. Buttery, J.R. Ferron, E.M. Hollmann, C.C. Petty, M. van Zeeland, M.E. Fenstermacher, J.M. Hanson, and H. Lütjens. Bifurcated helical core equilibrium states in tokamaks. *Nuclear Fusion*, Vol. 53, No. 7, p. 073021, 2013.

- 
- [9] L. R. Baylor, A. Geraud, W. A. Houlberg, D. Frigione, M. Gadeberg, T. C. Jernigan, J. De Kloe, P. Kupschus, B. V. Kuteev, P. Lang, A. A M Oomens, A. L. Qualls, K. N. Sato, and G. L. Schmidt. An international pellet ablation database. *Nuclear Fusion*, Vol. 37, No. 4, pp. 445–450, 1997.
- [10] Xiaodi DU, Satoshi OHDACHI, Kazuo TOI, and LHD Experiment Group. Development of an Array System of Soft X-ray Detectors with Large Sensitive Area on the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 7, p. 2401088, 2012.
- [11] Kenji TANAKA, Clive MICHAEL, Leonid VYACHESLAVOV, Andrei SANIN, Kazuo KAWAHATA, Shigeki OKAJIMA, Takeshi AKIYAMA, Tokihiko TOKUZAWA, and Yasuhiko ITO. Improvements of CO<sub>2</sub> Laser Heterodyne Imaging Interferometer for Electron Density Profile Measurements on LHD. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 2, p. S1033, 2007.
- [12] S Sakakibara, K Y Watanabe, Y Suzuki, Y Narushima, S Ohdachi, N Nakajima, F Watanabe, L Garcia, A Weller, K Toi, I Yamada, K Tanaka, T Tokuzawa, K Ida, H Yamada, A Komori, and O Motojima. MHD study of the reactor-relevant high-beta regime in the Large Helical Device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 50, No. 12, p. 124014, 2008.
- [13] Yuki Takemura, Satoru Sakakibara, Kiyomasa Watanabe, and Katsuji Ichiguchi. Rotation of Interchange Instability in the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, pp. 1–6, 2013.
- [14] R. Ueda, K. Y. Watanabe, Y. Matsumoto, M. Itagaki, M. Sato, and S. Oikawa. Characteristics of magnetic island formation due to resistive interchange instability in helical plasma. *Physics of Plasmas*, Vol. 21, No. 5, 2014.

## 第8章 次世代の磁場閉じ込め核融合装置に適用可能なシンチレータ式軟X線計測システムの開発

### 8.1 緒言

第6、7章で見てきたように、磁場閉じ込めプラズマでは様々なプラズマパラメータでMHD的な現象によるプラズマの空間変位が観測されている。第1章で述べたように、軟X線計測システムはこれまでの多くの磁場閉じ込め装置で空間変位の測定に役立ってきた。これまでの中小型のトカマク実験では、軟X線計測器は多数のチャンネルを使うことで空間分解能を向上させる必要性があるので、安価な半導体検出器、例えばPINフォトダイオードアレイをプラズマの周りに配置して使用することが多かった。しかしながらJT-60SAなどの重水素を使った実験では



の反応によって2.45MeVの中性子が生じ、これら中性子と主として中性子と構造物との反応によって生じる $\gamma$ 線によって半導体検出器が損傷を受ける可能性がある。検出器として良く使われるPINダイオードはDT中性子の照射に対して、 $1 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ [1]程度の照射によって損傷すると考えられている。放射線に対して耐性があり検出器として使用可能なものとしてはシンチレータが上げられる。たとえば、CsI:Tlシンチレータは $3 \times 10^{14}\text{cm}^{-2}$ [1]まで損傷せず半導体の $10^3$ 倍の照射量まで耐えられる。JT-60SAの場合、高パフォーマンスのプラズマ放電では、ポート付近で $8.7 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 程度の中性子束となり、半導体検出器を使う場合には実験期間中での検出器交換なしに使用することは困難である。放射線の影響を低減させるために、ITER装置での現状案[2]では半導体を放射線遮蔽体で囲み、その上で図8.1上部に示すような電流電圧変換器を放射線の影響を受けにくい位置に設置するようなタイプが検討されている。しかしながら、このようなタイプでは半導体検出器で生じた微小電流を数十メートルに及ぶ長さを伝送するため、ノイズ対策が困難となる。また、信号線とGND間の静電容量を小さくすることは難しいため、電流-電圧変換抵抗の値を大きくすると周波数特性が大幅に劣化することが考えられる。しかも、半導体を遮蔽する際に必要な遮蔽体は質量・体積共に大きくなりやすく、設置・整備が難しくなってしまう。一方で、図8.1下のプラズマからの軟X線放射を可視光に変換後、光学系・光ファイバーを用いて可視光を伝送する仕組みでは、ノイズ対策が容易であり、良好な周波数特性も期待できる。周波数特性はシンチレータの光の減衰時間で制約されCsI:Tlの場合で200kHz程度までの周波数特性は期待できる。光ファイバーの放射線照射による劣化を防ぐために、十分なシールドを施したとしても信号の伝搬特性に影響が出ないことは電気的な信号伝送法に比べて大きなメリットと言える。光ファイバー長を伸ばしたとしても光の減衰率は十分小さく、光検出器たとえば、光電子増倍管(PMT)をノイズの少ない場所に設置できる。また、後に述べるように薄膜シンチレータを用いるこ



とで軟 X 線を十分に吸収できる一方で、中性子・ $\gamma$  線の影響を低減できると予想できる。そこで、本研究では、次世代の磁場閉じ込め核融合装置に適用可能なシンチレータ式軟 X 線計測システムの開発を行った。

続く本章 8.2 節では薄膜シンチレータを軟 X 線検出器の高中性子束環境化への適用可能性について CsI:Tl シンチレータと P47 シンチレータに着目して述べる。8.3 節では、シンチレータ式軟 X 線検出器の設計にあたり、どのように中性子・ $\gamma$  線の影響を見積もるかその手法の概略について述べる。

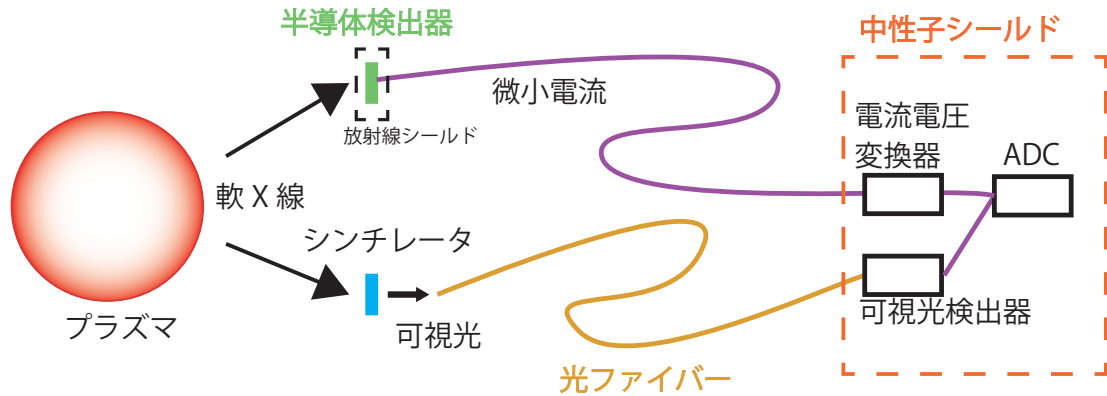


図 8.1: 放射線対応のために検出器をプラズマ近傍に設置し、遠隔地に増幅器を設置する計測器の概念図。

## 8.2 薄膜シンチレータを用いた軟 X 線検出器の高中性子束環境下への適用可能性

厚みのあるシンチレータは中性子・ $\gamma$  線検出器として用いられる [3, 4] が、薄膜のシンチレータを用いることで中性子・ $\gamma$  線の影響を低減できる可能性がある。同時に、適切なシンチレータを選べば  $50\mu\text{m}$  程度の厚みでの軟 X 線を十分に検出することが可能である。

表 8.1 では、小々節 8.8.1.2 で述べる LHD3.5U ポート付近での中性子束・ $\gamma$  線束のエネルギースペクトルを用いて計算した様々なシンチレータの中性子・ $\gamma$  線による感度 ( $W_n$ ,  $W_\gamma$ )、減衰時間などを記した。 $W_n$ ,  $W_\gamma$  は中性子・ $\gamma$  線によるシンチレータ中での吸収パワーであり、シンチレーション光強度が吸収パワーに比例すると考えれば感度の指標として用いることができる。本研究では、入手のしやすさ、中性子・ $\gamma$  線に対する感度、減衰時間の特性から CsI:Tl シンチレータと P47 シンチレータ (組成は  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ) を用いて軟 X 線検出器を設計した。

以下では、薄膜のシンチレータを用いた場合に、軟 X 線を十分吸収できる一方で中性子・ $\gamma$  線の影響を低減できることを示す。図 8.2 に、厚み  $50\mu\text{m}$  における (a)CsI と (b)P47 の光の減衰率を示した。P47 の光電効果による減衰率 (青線) と全反応 (光電効果、共鳴散乱、非共鳴散乱、光子対生成) (緑線) による減衰率を示している。軟 X 線のエネルギー帯である  $10\text{keV}$  以下の光ではシンチレータ中でほぼ  $100\%$  減衰することがわかる。また、 $10\text{keV}$  以下のエネルギー帯では、シンチレーションプロセスに深く関わっていると考えられる光電効果による寄与が支配的である。従って、減衰した光の強度はほぼすべて光電効果によるものとなる。光電効果によって光のエネルギーは全て電子に移り、励起された電子はシンチレーション光を発する。一方、 $10\text{keV}$  以上の高エネルギー成分の光の減衰率は小さく、 $\gamma$  線の影響を低減できると考えられる。また、中性子による影響の強さはシンチレータの体積に比例すると考えられるので、シンチレータが薄ければその分中性子の影響を低減できる。

CsI:Tl、P47 どちらのシンチレータも核融合プラズマ計測で広く利用されている。軟 X 線計測を対象とした例としては、たとえば、大館らは接線 X 線カメラの検出器として、P47 を TEXTOR トカマクにおいて、CsI:Tl を LHD において使用して良好な結果を得ている [5]。CsI:Tl を使った軟 X 線計測装置は、NSTX 装置においても運用例があり [6]、また、Burning Plasma Experiment (BPX) における軟 X 線計測としても提案されている [7]。

	$W_n$ ( $10^{-8}W$ )	$W_\gamma$ ( $10^{-8}W$ )	Density ( $g/cm^2$ )	Peak Wave Length (nm)	Decay Time ( $\mu s$ )	Decay Rate (dB / 30m)
CaF <sub>2</sub>	0.863	1.28	3.19	435	0.9	0.75
CsI:Tl	0.182	3.74	4.51	540	3.34	0.39
GAGG	11.7	4.71	6.63	520	0.088	0.51
P43	15.8	6.39	7.34	540	1	0.39
P47	0.781	2.31	4.54	420	0.07	0.9

表 8.1: 種々のシンチレータによる吸収特性 (LHD 装置ポート部での中性子束、 $\gamma$ 線束を仮定) 及び、発光特性 [8]。

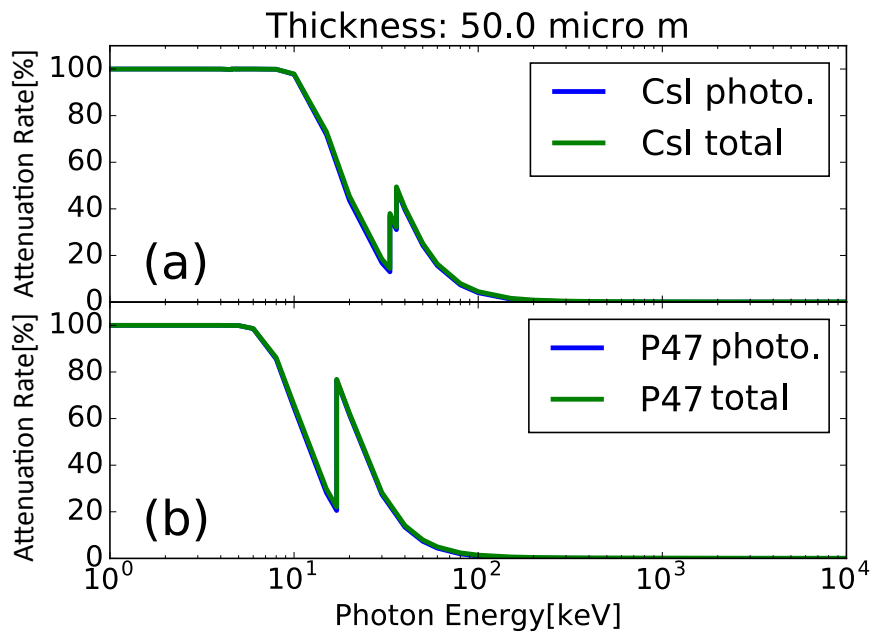


図 8.2: (a)CsI:Tl シンチレータの光電効果による減衰率と全断面積を考慮した減衰率、(b)P47 シンチレータの光電効果による減衰率と全断面積を考慮した減衰率。

### 8.3 シンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線による影響を検討するための戦略

本研究では、中性子・ $\gamma$ 線の影響を見積もるために、シンチレータ中で軟 X 線・中性子・ $\gamma$ 線がシンチレータに与えるパワー (以下、吸収パワーと表記する。) に着目した。無機シンチレータはそれぞれ吸収エネルギー

ギーあたりの放出光子数 (絶対発光量) が知られている。この値から吸収パワーに対するシンチレータ光強度を評価できる。本節では、CsI:Tl、P47 が属する無機シンチレータのシンチレーション機構の概念的説明をした後に、どのように影響を検討したかその方法論を述べる。

無機シンチレータ中のシンチレーション機構は材料の結晶格子で決まるエネルギー状態に依存する。一般に、絶縁体・半導体中では離散的なエネルギー帯にしか電子は存在しえない。電子が格子上の位置に存在するエネルギー帯が荷電子帯であり、一方、電子が結晶内を自由に移動するに足る十分なエネルギーを持つエネルギー帯が伝導帯である。これらのエネルギー帯の間には、禁制帯がある。純粋な結晶では禁制帯のエネルギーを電子はとれない。しかし、活性化物質と呼ばれる物質を加え、不純物が結晶格子内に特別な位置を占めることで、純粋結晶の正常なエネルギー帯の構造を少し変形させることができる。その結果、禁止帯に荷電子帯への電子遷移が可能な新しいエネルギー帯が生まれる。この新たなエネルギーギャップが可視光を発生するためのシンチレーション機構の基礎となる。純粋結晶の場合のエネルギーギャップでは、ギャップが大きすぎるため、可視光を得ることができない。軟 X 線の照射により一部の電子がこの新しいエネルギー帯に励起され、その電子が価電子帯に戻るときに可視光が放射される。

$\gamma$  線は軟 X 線と同様に、光電効果、コンプトン効果、電子対生成といった過程でシンチレーション光を誘導する。中性子の場合には、原子核を媒介してシンチレーション光を引き起こすと考えられる。中性子と原子核との相互作用はポテンシャル散乱または複合核の形成にわけられる。ポテンシャル散乱の場合では、中性子は原子核と直接衝突せず散乱される。複合核を形成する場合は、入射中性子の原子核への衝突によりまず複合核が形成され、その後、複合核は弾性散乱、非弾性散乱、 $(n,\gamma)$  反応といった種々の様式で崩壊する。これらポテンシャル散乱や複合核形成による反応の帰結として電子が励起され、シンチレーション光が発せられると考えられる。

本研究においては、LHD・EAST 装置にてシンチレータ式軟 X 線検出器を設置・運用した。LHD・EAST の両装置において、検出器への放射線の影響度合いを調べるために、3 次元的な装置形状・プラズマ形状・プラズマパラメータを仮定して軟 X 線・中性子・ $\gamma$  線による吸収パワーを評価している。軟 X 線による吸収パワーの計算手法は 8.4 節で述べる。光や中性子が電子・原子核とどの程度反応するかは粒子のエネルギーに依存する。従って、シンチレータへの影響を考察する場合、シンチレータ設置箇所での中性子束・ $\gamma$  線束とそのエネルギースペクトルを知る必要がある。たとえエネルギースペクトルが計算できたとしても中性子・ $\gamma$  線によって原子核にエネルギーが与えられる場合は、原子核から電子へのエネルギー移行の過程は複雑で正確に予想することは難しい。そのため、中性子・ $\gamma$  線については断面積の寄与を考慮し、必要な場合には PHITS などのモンテカルロ輸送計算コードによって吸収パワーを計算した。

断面積による検討法が妥当か調べるために、中性子源・ $\gamma$  線源を用いたパルス数測定実験を行った (8.5 節)。また、絶対発光量を用いた見積もりが妥当か検証するため、軟 X 線源を用いたパルス数測定実験を行った (8.6 節)。加えて、EAST 装置ではプラズマ実験装置でのシンチレータ式軟 X 線検出器への放射線の影響を実験的に評価した (8.7 節)。

LHD においては重水素プラズマ実験期で多チャンネル軟 X 線検出器を設置し、中性子環境下での MHD 不安定性による軟 X 線揺動の検出を試みた (8.8 節)。

## 8.4 シンチレータ中における軟 X 線による吸収パワーの計算法

ここでは、軟 X 線源のうち制動放射光のみ考えシンチレータへの吸収パワーを計算する方法を述べる。図 8.3 に LHD で計測された軟 X 線強度と、見積もり値との比較を示すが、本節で述べるような軟 X 線放射強度の予測値の 10 倍～100 倍の値が得られている。その意味でこの制動放射のみ考慮する見積もりは、実際の値の下限値を与えるものである。

図 8.2 で示した通り、CsI:Tl、P47 共に  $50\mu\text{m}$  程の厚さがあれば軟 X 線は十分に吸収されると考えられる。したがって、吸収パワーを計算する観点からは、プラズマから放射されたシンチレータへ入射するパワー  $W_{\text{SX}}$  を計算すれば良い。 $W_{\text{SX}}$  は次の式で表される。

$$W_{\text{SX}} = \iiint f(\vec{r}) \frac{\Omega(\vec{r})}{4\pi} dV \quad (8.1)$$

$$\Omega(\vec{r}) = \iint \frac{1}{R^2(\vec{r}, \vec{r}_s)} g(\vec{r}, \vec{r}_s) dS \quad (8.2)$$

$$f(\vec{r}) = 1.6 \times Z_{\text{eff}}^2 n_e n_i (T_e)^{0.5} \exp(-h\nu_0/T_e) \quad (8.3)$$

式 8.1 の右辺は、プラズマ中の位置  $\vec{r}$  から放射させシンチレータに入射する制動放射光を微小体積  $dV$  でプラズマ上で積分することを意味する。ここで、 $f(\vec{r}) [\text{W m}^{-3}]$  は単位体積あたりのプラズマから放射される制動放射によるパワーを光の周波数で積分した値で、 $\Omega(\vec{r}) [\text{str}]$  は  $\vec{r}$  からピンホールを通してシンチレータを見上げる立体角である。 $f(\vec{r})$  は式 8.2 で表現できる。ここで、 $Z_{\text{eff}}$  は実効電荷数、 $n_e$  および  $n_i$  は電子・イオン密度、 $T_e$  は電子温度、 $h\nu_0$  は軟 X 線検出システムのピンホールに設置される薄膜による遮断エネルギーである。たとえば、厚み  $15[\mu\text{m}]$  の Be 膜では  $h\nu_0$  は  $1.3[\text{keV}]$  程度である。 $\Omega(\vec{r})$  は式 8.2 で近似できる。ここで、 $\vec{r}_s$  はシンチレーター状の位置を表し、 $dS$  はその位置における微小面積を表す。 $R$  は  $\vec{r}$  と  $\vec{r}_s$  の距離である。 $g$  は指示関数であり、 $\vec{r}$  と  $\vec{r}_s$  を結ぶ直線がピンホールを通過すれば 1、通過しなければ 0 である。指示関数  $g$  の具体的な例を図 8.4 に示した。

式 8.1、式 8.2 を数値積分するために、ユークリッド直交座標系で離散化すれば、

$$W_{\text{SX}} \cong \sum_{i=1}^{L-1} \sum_{j=1}^{M-1} \sum_{k=1}^{N-1} f(r_{ijk}) \frac{\Omega(r_{ijk})}{4\pi} dx dy dz \quad (8.4)$$

$$r_{ijk} = \left( \frac{x_i + x_{i-1}}{2}, \frac{y_j + y_{j-1}}{2}, \frac{z_k + z_{k-1}}{2} \right)$$

$$dx = \frac{x_{\text{max}} - x_{\text{min}}}{L}, \quad dy = \frac{y_{\text{max}} - y_{\text{min}}}{M}, \quad dz = \frac{z_{\text{max}} - z_{\text{min}}}{N}$$

$$\Omega(\vec{r}) \cong \sum_{a=1}^{C-1} \sum_{b=1}^{D-1} \frac{1}{R^2(r_{ijk}, \vec{r}_{ab})} g(r_{ijk}, \vec{r}_{ab}) dy_s dz_s \quad (8.5)$$

$$r_{ab} = \left( x_s, \frac{y_a + y_{a-1}}{2}, \frac{z_b + z_{b-1}}{2} \right)$$

$$dy_s = \frac{y_{s\text{-max}} - y_{s\text{-min}}}{C}, \quad dz_s = \frac{z_{s\text{-max}} - z_{s\text{-min}}}{D}$$

とかける。ここで  $x = x_s$  の面にプラズマを見るシンチレータの面があるとした。式 8.5 は、 $R \gg dS$  であれば成り立つ。積分範囲を固定し、 $L, M, N, C, D$  を十分大きく取れば、数値積分値は解析解に近づくことがわかる。

本計算法では、プラズマ中の電子密度・温度を事前に知る必要がある。本研究では、電子密度・温度は磁気面関数とし、磁気面ごとの密度および温度をトムソン散乱計測や EFIT[9]・VMEC[10] など平衡計算コードを用いて計算した。EAST の場合ではトムソン散乱計測と EFIT による平衡を用いて、LHD の場合ではトムソン散乱計測と VMEC による平衡を用いた。

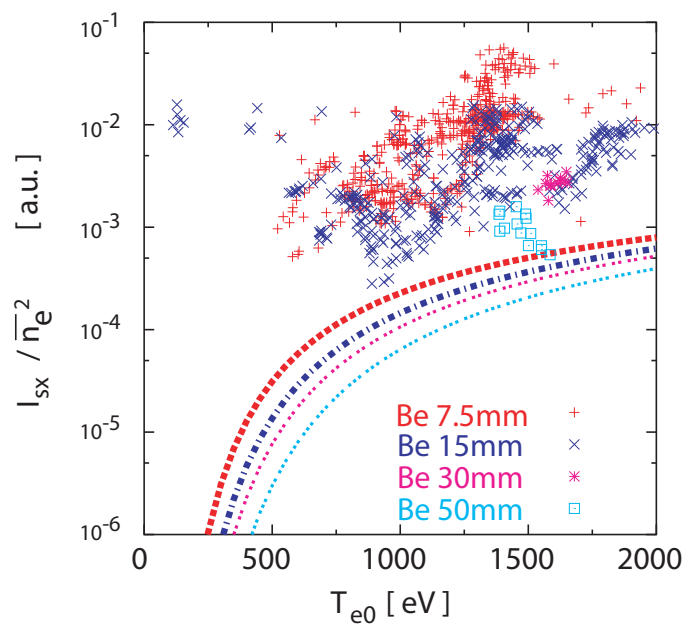


図 8.3: 中心付近のチャンネルの制動放射による信号の見積もり (図中の線) と電子密度の 2 乗で正規化した測定値の比較を示した。ベリリウムの膜厚を変化させた測定結果をまとめて示す。(文献 [11] から引用)

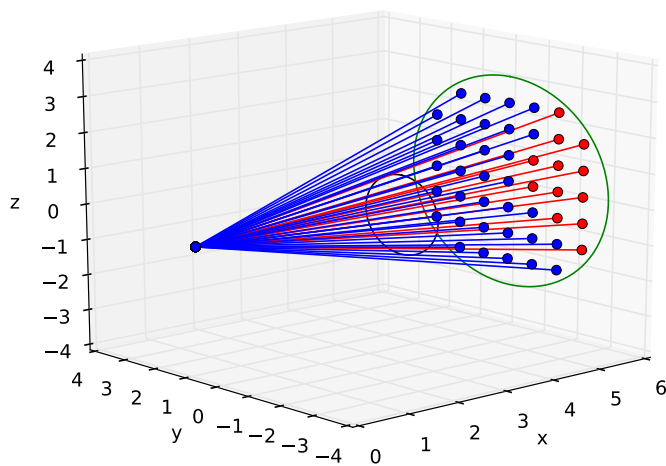


図 8.4: 指示関数  $g$  の適用例。シンチレータ上 (緑の円で示された領域) の点で、ピンホール (黒の円) を通過すれば 1 (赤点)、通過しなければ 0 (青点) である。

## 8.5 中性子・ $\gamma$ 線源を用いたシンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線照射実験

本節では、PMT に固定した CsI:Tl シンチレータに中性子・ $\gamma$ 線を照射し、そのシンチレーション光を PMT で観測することで光子数を調べた結果について述べる。ここで用いた CsI:Tl は浜松フォトニクス社製 J6673 で CsI:Tl の厚みは  $150\mu\text{m}$  である。PMT は浜松ホトニクス製の H10723-210 タイプであり、図 8.5 に PMT(左図) と PMT の上に CsI:Tl が塗布された FOS(Fiber Optic plate with Scintillator) を置いたもの(右図)を示す。図 8.5 右に示した状態でやわらかい布で固定し、さらに遮光のために FOS を固定した PMT にアルミホイルを巻いた。PMT の光電面のサイズは  $\phi 8\text{mm}$  であり、FOS の面積は  $50\text{mm}\times 10\text{mm}$  であり、CsI:Tl の有効面積は  $47\text{mm}\times 7\text{mm}$  である。そのため、FOS で光電面を覆うことができる。図 8.5 では PMT からの出力信号は横河計測株式会社製の DL850E で記録した。

PMT 内部で中性子・ $\gamma$ 線によって発生するパルスの寄与を除くために、FOS を装着していない PMT も同時に設置し同様の計測を行った。

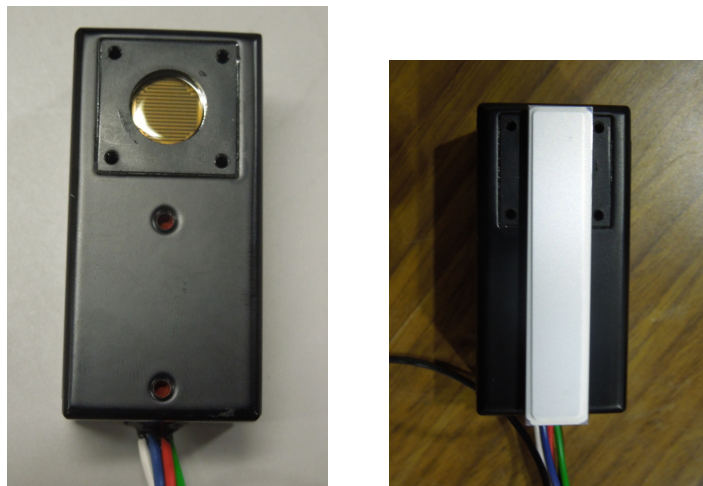


図 8.5: PMT(左) と PMT に CsI:Tl を塗布した FOS を載せた物 (右)。

### 8.5.1 OKTAVIAN での中性子照射実験

OKTAVIAN 装置 [12] は大阪大学工学研究科に設置された中性子発生装置で、重水素ビームを重水素ターゲットまたは、三重水素ターゲットに照射することで DD 反応あるいは、DT 反応によって生成された中性子を使っての実験を行う装置である。今回の照射実験ではチタンに重水素ビームを照射し、DD 反応で発生した  $2.45\text{MeV}$  の中性子を使ってシンチレータへの影響を観測した。図 8.6 に実験の概念図を示す。

中性子発生量の絶対値のモニターは  $^3\text{He}$  計数管で観測した値から推定して行っている。PMT の受光部の前面に CsI:Tl シンチレータを設置し、単位時間当たりの中性子の検出量を PMT の出力信号よりソフトウェアを使って求めた。中性子の発生量はビームの強度によって制御を行っている。出力信号の時系列データからパルス数のカウンティングを行った。

予想されるカウント数  $C_{\text{expected}}[\text{n/s}]$  は

$$C_{\text{expected}} = \frac{1}{2}V \sum_j \sum_i N_i \sigma_{i,j} \phi_n \quad (8.6)$$

で計算できる。ここで、 $N_i$  は原子種  $i$  の原子数密度、 $V$  はシンチレータの体積、 $\sigma_{i,j}$  は原子種  $i$  の反応  $j$  による断面積、 $\phi_n$  は中性子束である。係数  $\frac{1}{2}$  は、シンチレーション光がシンチレータ内で等方的に発せられることによる効果を表す。等方的に光が発せられる場合、その光の半分以下の量だけ PMT に入射できると考えられる。CsI:Tl の密度を  $4.15 \text{ g cm}^{-3}$ 、式量を  $260 \text{ g mol}^{-1}$  とすれば、 $N=1\text{e-}28 \text{ m}^{-3}$  である。ここで、CsI の組成から CsI の分子数と Cs、I の原子数が同じであることを用いている。光電面を全て覆っていると考えると、 $\phi 8\text{mm}$  として、 $r=4\text{e-}3\text{m}^{-3}$ 、厚みは  $150\text{e-}6\text{m}$  であるので、 $V=7.5\text{e-}9\text{m}^3$  である。 $^{133}\text{Cs}$  と  $^{127}\text{I}$  の  $2.45\text{MeV}$  中性子に対する全断面積はそれぞれ  $5.7\text{e-}28\text{m}^2$ 、 $5.8\text{e-}28\text{m}^2$  程である [13]。従って、 $V \sum_i N_i \sigma_{i,j} = 9.0\text{e-}4\text{cm}^2$  である。

図 8.7 に実験結果を示した。図 8.7 では、中性子発生率  $R_n$  と計測器が設置された距離  $L_n$  から  $\phi_n = R_n / (4\pi L_n^2)$  として推定した PMT における中性子束量  $\phi_n$  を横軸に示した。カウント数を縦軸に示し、全反応断面積から予想されるカウント数 (紫) および、カウントしたパルス数を示した。実験値は予測値に近い値であり、断面積を用いて大よそのパルス数を評価できることがわかる。

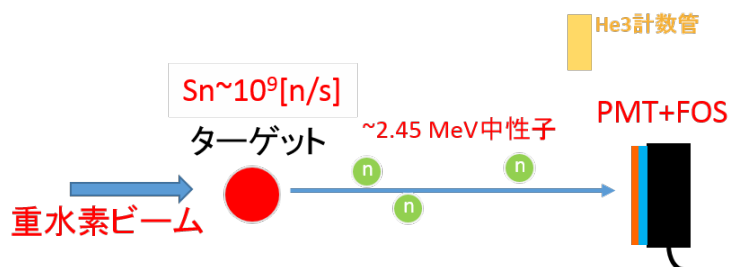


図 8.6: OKTAVIAN 装置での中性子源を用いた照射実験の概念図。

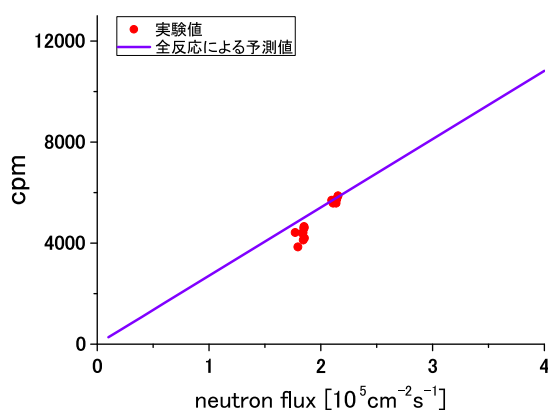


図 8.7: 中性子源を用いた照射実験の結果。縦軸に count per minutes、横軸を PMT における中性子束として、全反応断面積を考慮した予測値 (紫) と実験でカウントしたパルス数を示している。

### 8.5.2 $^{137}\text{Cs}$ を用いた $\gamma$ 線照射実験

シンチレータに対する  $\gamma$ 線の効果は  $^{137}\text{Cs}$  の線源を用いて行った。 $^{137}\text{Cs}$  は半減期 30.2 年であり、 $\beta^-$  崩壊により  $662\text{keV}$  の  $\gamma$ 線を放出する。今回の実験では、核融合科学研究所が所有する放射能  $2.18\text{e+}6[\text{Bq}]$  を持

線源を用いて実験を行った。アイソトープ手帳 [14] より 1 崩壊あたりの  $\gamma$  線放出割合は 85% であるので、 $\gamma$  線発生率  $R_\gamma$  は  $1.85 \times 10^6 \text{s}^{-1}$  となる。図 8.8 に実験の配置を示す。円の中心に線源  $^{137}\text{Cs}$  を設置し、PMT を設置する同心円を変えてシンチレータに入射する単位時間当たりの  $\gamma$  線の個数を制御した。

予想されるカウント数  $C_{\text{expected}} [1/\text{s}]$  は

$$C_{\text{expected}} = \frac{1}{2} S (1 - \exp(-\mu L)) \phi_\gamma \quad (8.7)$$

で計算できる。ここで、 $S$  はシンチレータの面積、 $\mu$  は源衰減係数、 $L$  はシンチレータの厚み、 $\phi_\gamma$  は  $\gamma$  線束である。ここで、 $r = 4 \times 10^{-3}$  として  $S = 5.02 \times 10^{-4} \text{m}^2$ 、全反応及び光電効果による減衰係数  $\mu$  を  $4.688 \text{m}^{-1}$ 、 $36.8 \text{m}^{-1}$  とし、 $L$  を  $150 \mu\text{m}$  とすれば、 $S(1 - \exp(-\mu L))$  は全反応に対して  $2.76 \times 10^{-3} \text{cm}^2$ 、光電効果に対して  $3.5 \times 10^{-4} \text{cm}^2$  となる。

図 8.9 に実験結果を示す。図 8.9 では、横軸に  $\gamma$  線発生率と  $\gamma$  線源からの距離  $L_\gamma$  から  $\phi_\gamma = R_\gamma / (4\pi L_\gamma^2)$  として推定した  $\gamma$  線束を示している。カウント数が多い領域で予想値との乖離が大きい、 $\gamma$  線束が大きい領域はすなわち円の中心に近く、設置による誤差が大きくなっている可能性がある。

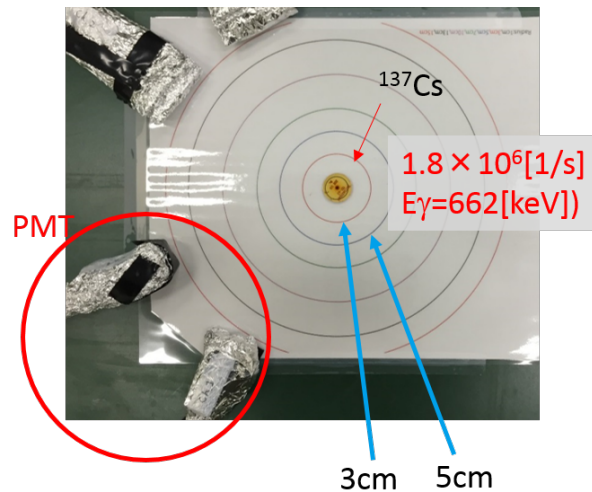


図 8.8:  $\gamma$  線源を用いた照射実験の概念図。写真中央付近の黄色い円が  $^{137}\text{Cs}$  である。



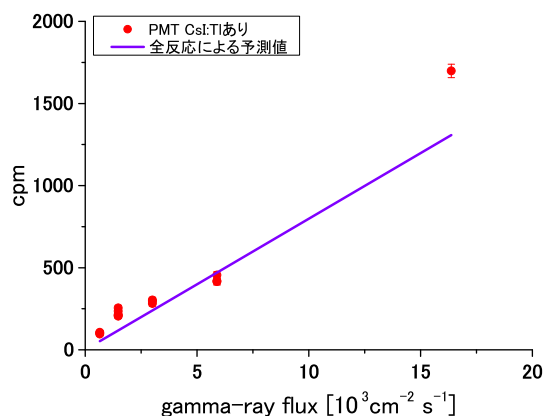


図 8.9:  $\gamma$ 線源を用いた照射実験の結果。縦軸に count per minutes、横軸に  $\gamma$ 線発生率と  $\gamma$ 線源からの距離  $L_\gamma$  から  $\phi_\gamma = R_\gamma / (4\pi L_\gamma^2)$  として推定した  $\gamma$ 線束を示している。

## 8.6 P47の軟X線に対する絶対発光強度測定実験

LHD に設置した P47・CsI:Tl と同型のものに軟 X 線をあて、発生する光子数の違いについて検討する。文献値 [15] によれば、CsI:Tl は P47 より約 3 倍光子発生量が多い。本実験でも同様の差が得られれば、文献値が正しいことの間接的な証拠を得ることができる。

ここで用いた CsI:Tl は浜松フォトニクス社製 J6673-01 Mod で、CsI:Tl の厚みが  $50\mu\text{m}$  の特注品である。P47 は小々節 8.8.2.5 で述べる P47 と同型である。軟 X 線源としては浜松フォトニクス製の C4870 を用いた。C4870 からは、 $6.4\text{keV}$  と  $7.06\text{keV}$  の光が CsI:Tl または P47 シンチレータに照射される (図 8.10)。P47 は CsI:Tl と異なり保護膜がないので、板で挟むように固定した (図 8.11)。遮光のため、CsI:Tl および P47 をアルミ箔を巻いて遮光した。 $6.4\text{keV}$  または  $7.06\text{keV}$  の光に対するアルミによる減衰率は無視できないため、軟 X 線の減衰率が同じになるよう、P47 および CsI:Tl に対してアルミ箔を巻いた回数は共に 3 にした。なお、アルミ箔の厚みはおおよそ  $11\mu\text{m}$  であり、三回巻きだと  $33\mu\text{m}$  ほどである。

図 8.12 に CsI:Tl (オレンジ) と P47 (緑) に関して実験結果を示す。点線は線形フィットした結果である。両曲線の傾きの比は 1.446 である。CsI:Tl の絶対発光量  $65000$  [15] と、P47 の絶対発光量  $24000$  [15] の比は  $65000 \cdot 0.81 / 24000 = 2.193$  である。係数 0.81 は J6673-01 の表面にあるパリレン膜による  $6.4\text{keV}$  の光の減衰効果を表す。 $2.193 / 1.446 = 1.51$  であり、実験で得られた傾きの比は文献値の比と同等である。従って、文献値を用いて軟 X 線による発光強度を見積もることは、ある程度妥当であると考えられる。

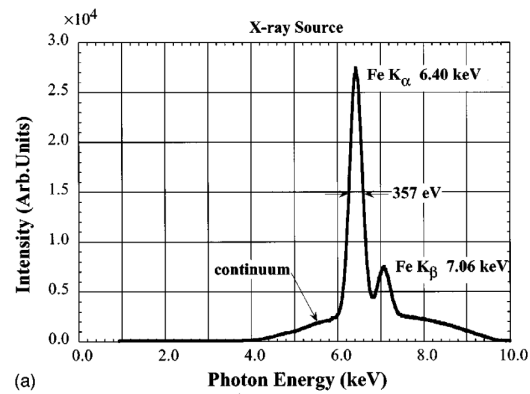


図 8.10: X線源から出力される光のスペクトル。(文献[16]から引用)

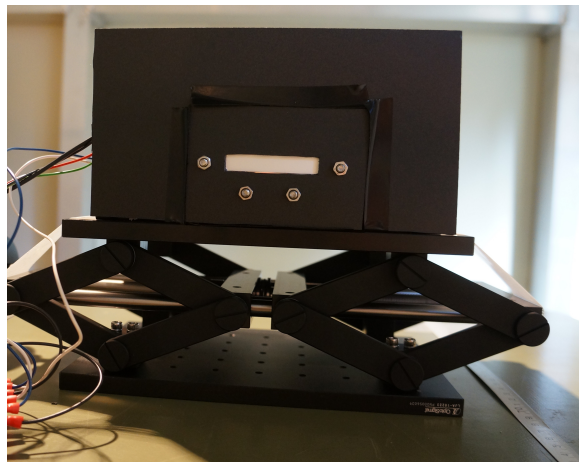


図 8.11: X線源を用いた照射実験で、P47を固定した様子。

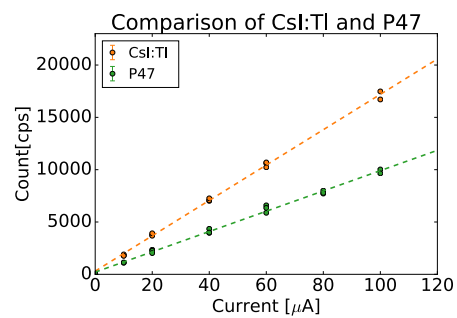


図 8.12: X線源を用いた照射実験の実験結果。X線源の電流値とCsI:TlおよびP47にX線を照射したときのパルスのカウントを示した。

## 8.7 EASTにおけるシンチレータ式軟X線検出器の中性子・ $\gamma$ 線の影響のテスト

本研究では中性子・ $\gamma$ 線のシンチレーション光への影響をモンテカルロコードを使って評価しているわけだが、実際に中性子環境下での試験を行い評価法の妥当性を検証する必要がある。そこで、中国合肥市のInstitute of Plasma Physics Chinese Academy of Sciences (ASIPP) が所有するEAST装置にてP47を用いたシンチレータ式軟X線検出器のテストを行った。本テストの目的は二点ある。一つ目はシンチレータ式軟X線検出器のテストであり、軟X線が計測できるかそしてMHD揺動が計測できるか検討した。二つ目は8.3節で述べた吸収パワーの見積もり手法 [17, 8] の妥当性の検証である。

### 8.7.1 設置したシンチレータ式軟X線検出器の概要

図8.13に、EASTに設置したシンチレータ式軟X線検出器の概念図を示す。本検出器はP47シンチレータをスクリーンとするピンホールカメラである。P47は小々節8.8.2.5で述べるタイプと同じであるが、P47の厚みが $50\mu\text{m}$ である。EASTでは厚み $13\mu\text{m}$ のBe膜を可視光遮断膜として用いた。テスト用に2チャンネル分の計測器を用意したが、片方のチャンネルはシンチレータをステンレス板でカバーした。このステンレス板を軟X線は透過できないので片方のチャンネルでは軟X線は検出されない。この軟X線シールドにより片チャンネルでは中性子・ $\gamma$ 線による信号のみ検出でき、シンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線の影響を実験的に検証することできる。以降、2チャンネルのうち、軟X線シールドがないものをSXT1、軟X線シールドがあるものをSXT2と呼称する。SXT1は赤道面においてEASTプラズマを接線方向から観測している。P47シンチレータからの光をPMTで観測し、ADCで記録する。PMTは浜松フォトニクス製のH10723-210である。PMTはコントロール電圧を印加することで感度を調整できる。今回の場合、PMT自身から発せられる基準電圧1.2Vを可変抵抗で調整してコントロール電圧とした。シンチレータ部を設置している部分を拡大した写真を図8.14に記す。光ファイバーには三菱電線工業株式会社製のST800G、コリメータ・光ファイバーにはオプトロンサインス社のFCR/DD20とFC/POF1000-1m/FCを用いた。

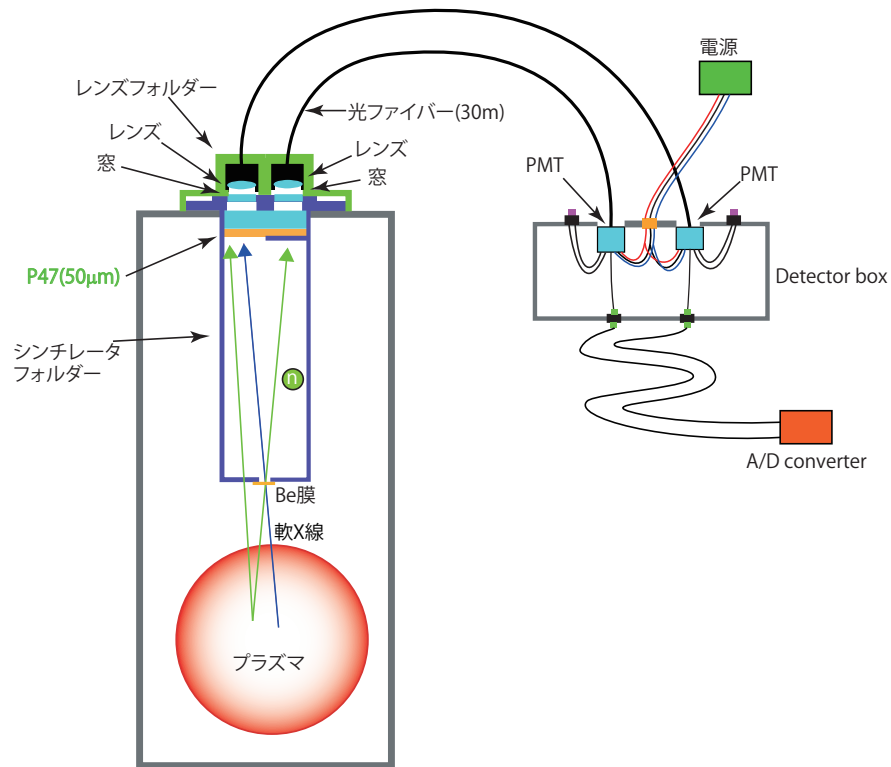


図 8.13: EAST 実験装置の概念図。テスト用に 2 チャンネル分の計測を用意したが、片方のチャンネルはシンチレータをステンレス板でカバーした。軟 X 線は透過できないので軟 X 線を検出しない。この軟 X 線シールドにより片チャンネルでは中性子・ $\gamma$ 線による信号のみ検出でき、シンチレータへの中性子・ $\gamma$ 線の影響を実験的に検証することができる。

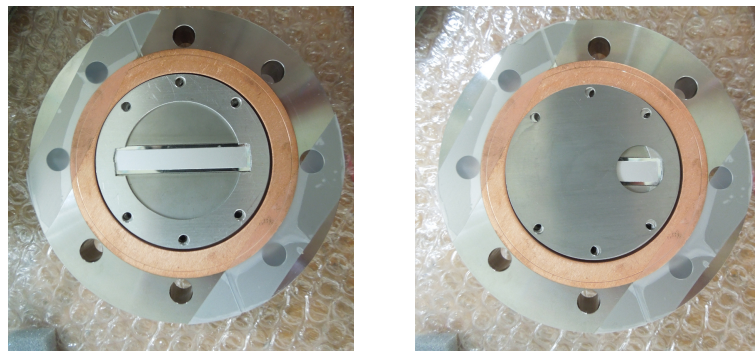


図 8.14: FOS にカバーを付けていないもの (左) とカバーを付けたもの (右)。

#### 8.7.1.1 中性子発生率が小さい場合のシンチレータ式軟 X 線検出器の信号例

図 8.15 に中性粒子ビーム入射がなく、中性子発生率が小さいことが想定される条件での信号例を示す。図 8.15 中、(a) はプラズマ電流及び中心電子密度、(b) はガンマ線検出器の信号、(c) はフィッションチャンバーによる中性子モニター信号、(d) は半導体軟 X 線検出器の信号、(e) はシンチレータ式軟 X 線検出器の信号

## 132 8.7. EASTにおけるシンチレータ式軟X線検出器の中性子・γ線の影響のテスト

を表している。SXT1は半導体式検出器の信号と波形がよく似ている。一方で、SXT2では信号強度の増加は見られず、SXT2の軟X線が遮断されていることがわかる。

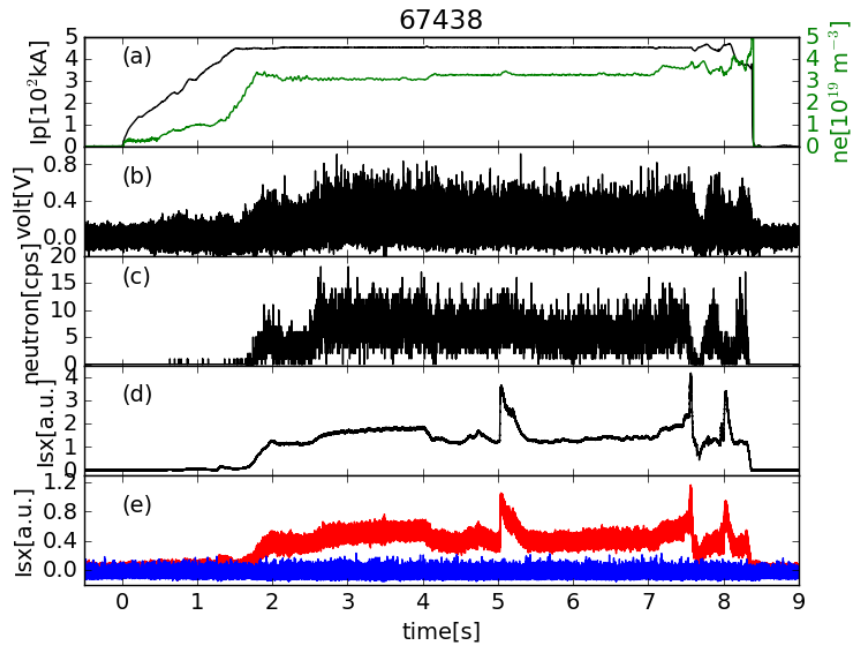


図 8.15: EAST 放電 67438 での (a) プラズマ電流と線平均電子密度、(b)γ線検出器による信号、(c) 中性子発生率、(d) 半導体式軟 X 線検出器の信号、(e)SXT1(赤)と SXT2(青)の信号。

### 8.7.2 揺動計測に向けた軟 X 線検出器として性能

#### 8.7.2.1 信号強度の電子密度・温度依存性

SXT1の信号強度の電子温度・密度に対する依存性から、本検出器が軟 X 線検出器として機能しているか調べた。式 8.3 によれば、制動放射光の単位体積あたりの強度は大雑把には

$$f(\vec{r})/n_e^2 \propto (T_e)^{0.5} \exp(-h\nu_0/T_e)$$

と評価できる。図 8.16 に、SXT1 の信号強度  $I_{SX}$  を中心電子密度  $n_{e0}^2$  で割った値を中心電子温度  $T_{e0}$  の関数として示した。図 8.16 では、LHD での半導体検出器による軟 X 線強度の電子温度依存性 (図 8.3) と同様の結果が得られており、シンチレータ式の本計測器が軟 X 線検出器として機能していることがわかる。

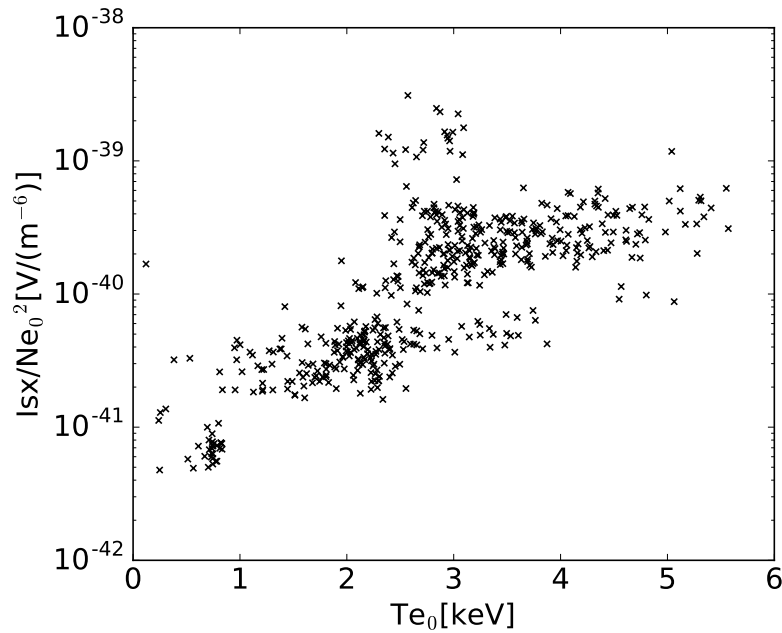


図 8.16: SXT1 の信号強度  $I_{sx}/N_{e0}^2$  と中心電子温度  $T_{e0}$  との関係。

### 8.7.2.2 観測した MHD 信号例

現状のノイズレベルでは生信号からの MHD 揺動の検出は難しいが、大振幅の振動が観測される不純物 snake などは検出できている。図 8.17 に EAST の半導体式軟 X 線検出器で観測された snake 振動を示す。この snake 振動は 4kHz 程度の周波数を持つ。プラズマコアを観測しているチャンネルの信号にフーリエ解析を適用し得られたスペクトログラムを図 8.18(プラズマコアを観測している半導体式軟 X 線検出器のスペクトログラム(左)と SXT1 のスペクトログラム(右))に示す。4kHz 付近にコヒーレントなピークが見える。従って、シンチレータ式軟 X 線検出器は MHD 振動を観測していると言える。

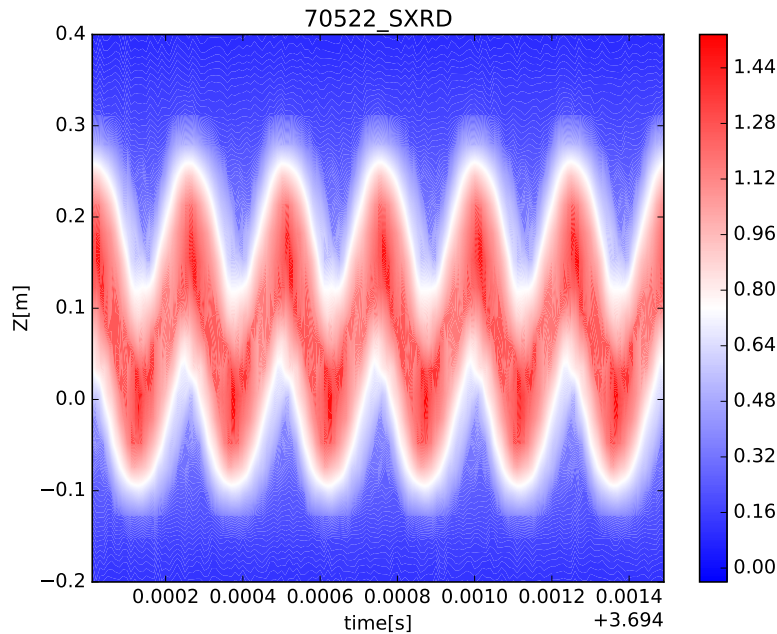


図 8.17: EAST 放電 70522 で半導体検出器の軟 X 線信号で観測された snake 構造。

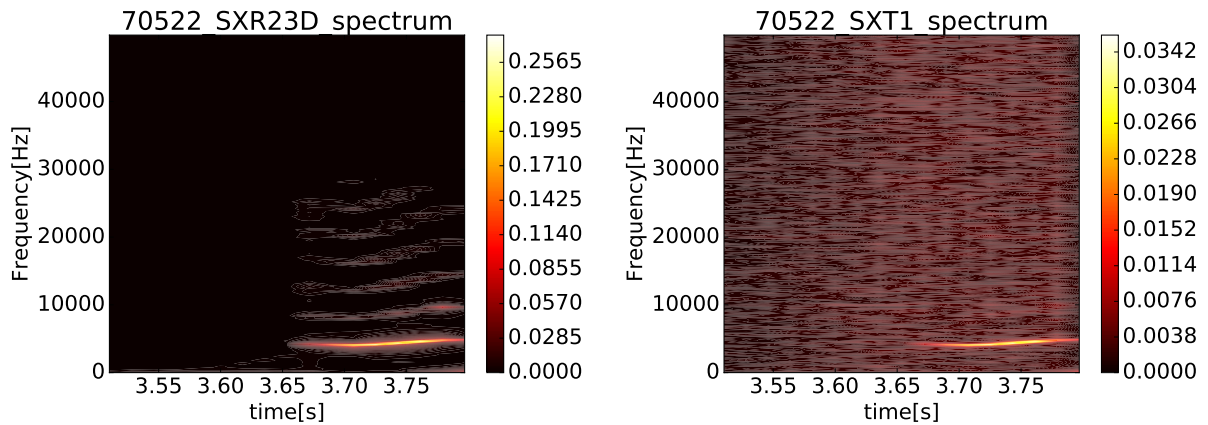


図 8.18: EAST 放電 70522 でプラズマコアを観測している半導体式軟 X 線検出器のスペクトログラム (左) と SXT1 のスペクトログラム (右)。4kHz 付近にコヒーレントなピークが見える。

### 8.7.3 軟 X 線・中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの計算と実験結果の比較

本検証では、SXT1 および SXT2 の信号強度の測定値と、吸収パワーの計算値を比較する。本節では、まず軟 X 線による吸収パワーの計算法について述べた後、中性子・ $\gamma$  線による吸収パワーの計算法について述べる。その後、比較結果を述べる。今回の比較では、EAST 放電 70040、時刻 5 秒付近の結果を用いた。

## 8.7.3.1 軟 X 線による吸収パワーの計算

軟 X 線による吸収パワーの計算では、8.4 節で説明したように、プラズマ中での電子密度・電子温度の分布を知る必要がある。EAST の場合では、EFIT[18] を用いて平衡を計算した。図 8.19 に計算された平衡を示す。psi の等高線を示している。EAST のトムソン散乱計測は  $R=1.9\text{m}$ 、 $Z=-0.1\text{m}$  から  $0.61\text{m}$  までの点を計測している。そこで、psi と  $Z$  を補完して任意の psi に対する  $Z$  を取得するようにし、加えて、トムソン散乱のデータからある  $Z$  での電子温度と電子密度を取得するようにすれば、LCFS 内部での任意の psi において電子密度と電子温度を取得することができる。

図 8.20 に、放電番号 70040、時刻 5.517s におけるトムソン散乱計測のデータを用いて得られた  $z=0\text{m}$  の平面における計算結果 (軟 X 線放射強度 ( $f$ )、立体角 ( $\Omega$ )、放射強度と立体角の積  $f \times \Omega$ ) を示す。赤点は最外郭磁気面である。図 8.21 に、 $L = M = N$  とした時に  $L$  を大きくすることで計算結果が収束していく様子を示した。この計算条件では、収束した時の  $W_{SX}$  は  $3.62\text{e-}6[\text{W}]$  であった。

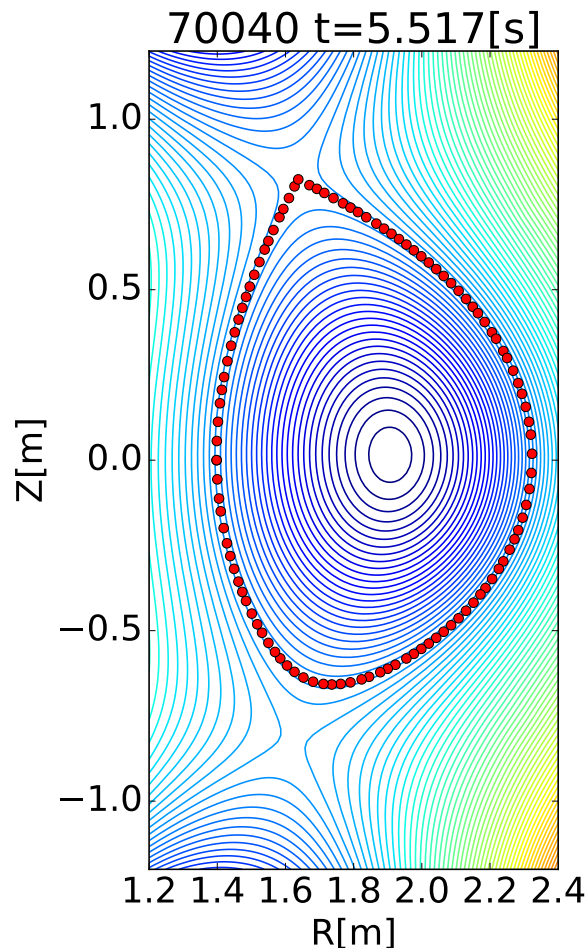


図 8.19: EAST 放電 70040、時刻 5.517s における EFIT で計算された平衡。赤点は最外郭磁気面を表している。



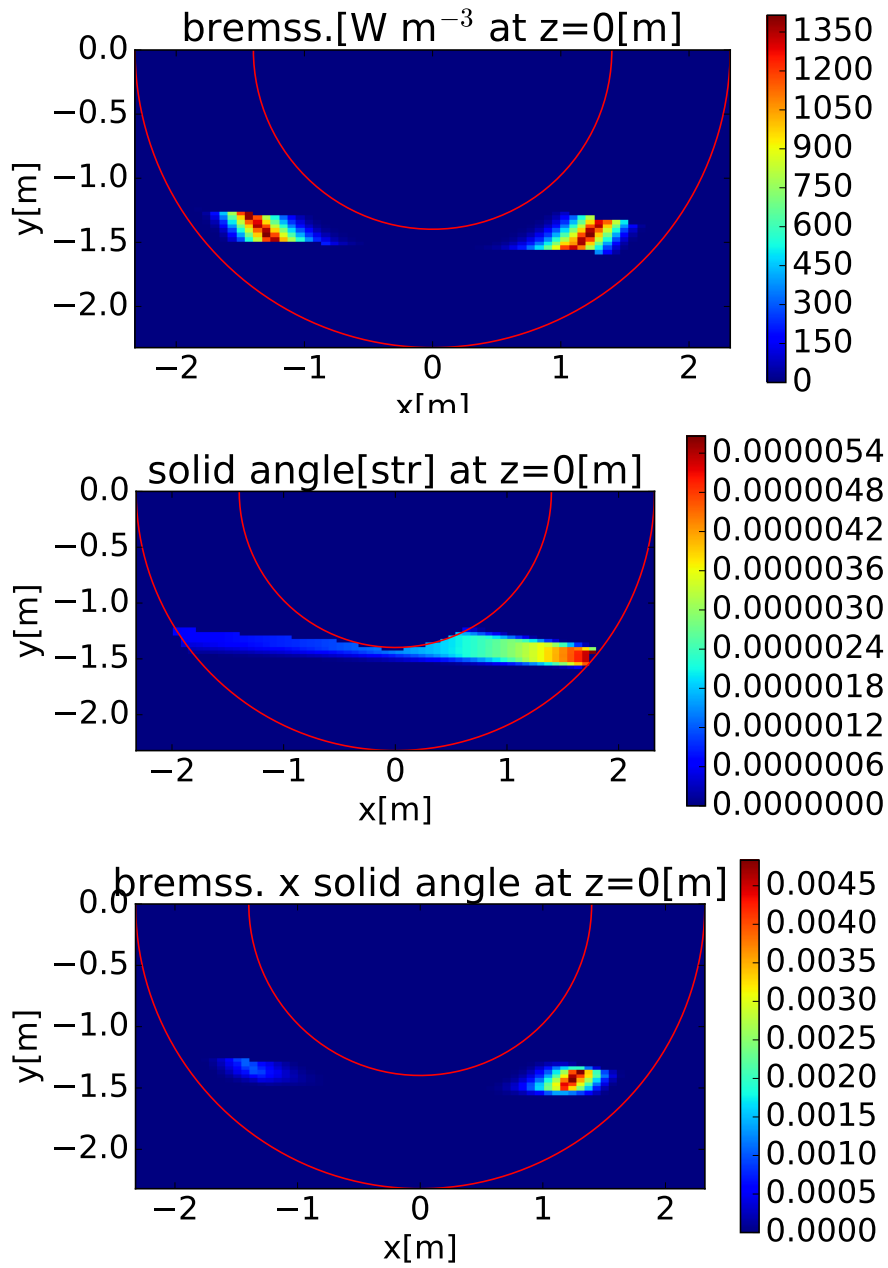


図 8.20: z=0m での計算結果。上から、 $f$ [Wm<sup>-3</sup>],  $\Omega$ [str],  $f \times \Omega$ [Wm<sup>-3</sup>str] の結果である。

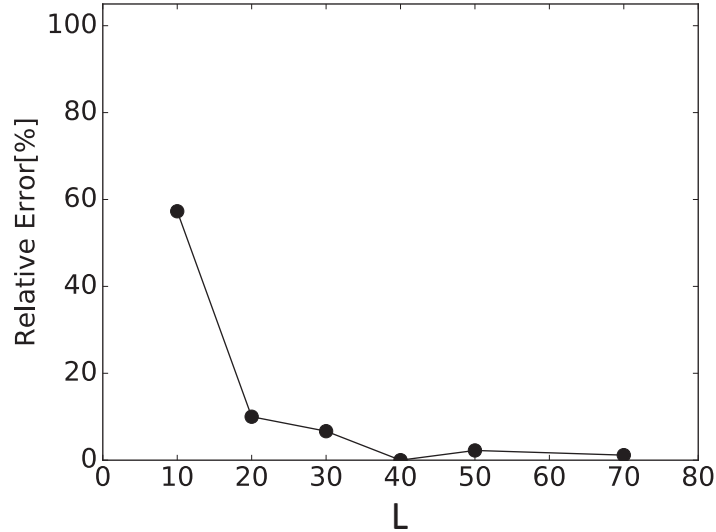


図 8.21:  $W_{SX}$  が  $L(=M=N)$  を大きくすることで収束していく様子。 ( $C=D=200$ )

軟 X 線検出器吸収パワーとの半導体検出器の信号レベルとの比較 軟 X 線によるパワーの計算法の妥当性を検証するために、EAST に設置されている軟 X 線検出器の SXV アレイに対してその信号強度が予測できるか検討した。SXV アレイについては、4.3.1 節に説明がある。SXV アレイの出力は電圧であるため、次の式で  $W_{SX}$  を電圧  $V_{SX}$  に変換する。

$$V_{SX} = W_{SX} \times N_p \times e \times G \times \text{Factor}_{Z\text{eff}} \quad (8.8)$$

である。ここで、 $N_p[J^{-1}]$  はエネルギーあたりに生成される電子数で  $4.8e-20$  程度 [11]、 $e$  は素電荷、 $G[V/A]$  はゲインで  $2e+6$ 、 $\text{Factor}_{Z\text{eff}}$  は不純物による寄与で 10 とした。図 8.22 に半導体検出器の出力電圧値 (オレンジ) と  $W_{SX}$  を計算することで予測した値 (緑) を示す。分布の形状は異なるものの、絶対値は大よそ一致しており、計算結果は妥当であると考えられる。なお、出力電圧値と予測値の分布形状の違いは、実際の不純物分布と数値計算で仮定した不純物分布との違いによるものと考えられる。

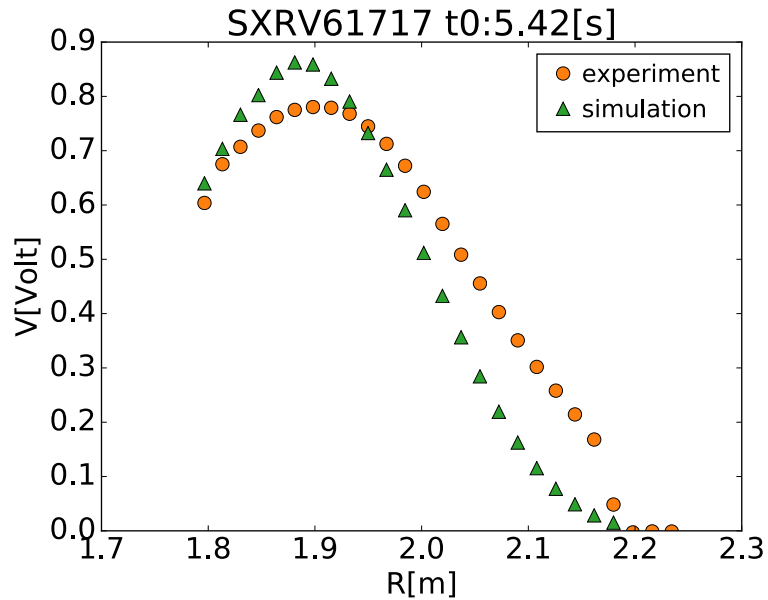


図 8.22: 放電番号 61715、時刻 5.42s における SXR V の信号強度 (exp.) と  $W_{sx}$  を計算することで予測した信号強度 (sim.) の比較。

### 8.7.3.2 中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの計算

中性子・ $\gamma$  線による吸収パワーを計算するためには、シンチレータを設置した付近での中性子束・ $\gamma$  線束のエネルギースペクトルが必要となる。これらのエネルギースペクトルを簡易的な 3D モデル [19] を用いて MCNP により計算した。中性子束は  $8e+8[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  程度であり、 $\gamma$  線束は  $7e+8[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  程度であると推定する。図 8.23 にシンチレータを設置した A-port 付近における (a) 中性子および (b)  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを示す。これらのスペクトルを用いて、P47 シンチレータにおける吸収パワーを計算した。この条件では、 $W_n=1.0e-8[\text{W}]$ 、 $W_\gamma=1.355e-7[\text{W}]$  であった。

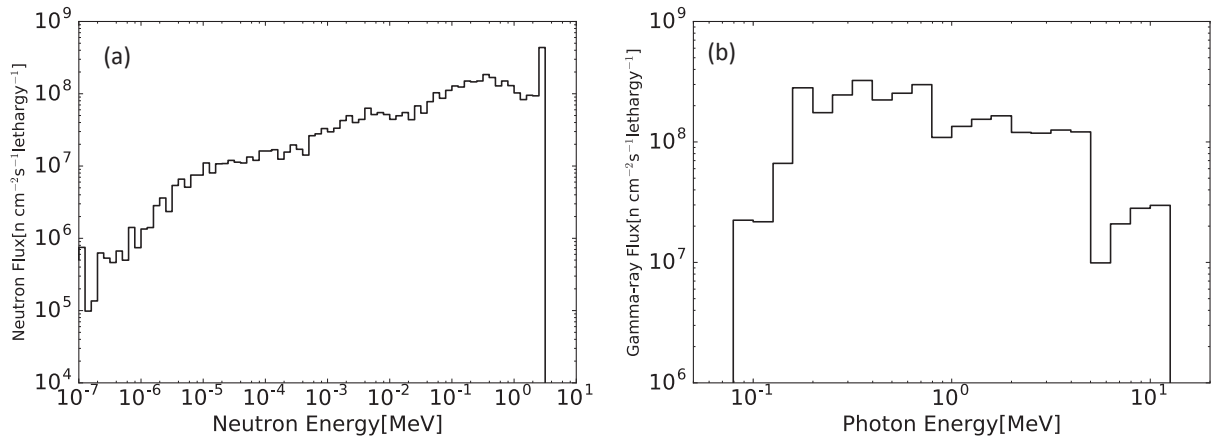


図 8.23: EAST A-port 付近での (a) 中性子、(b) $\gamma$  線束のエネルギースペクトル。図 8.24 の時刻 5.6s の総中性子発生率と同じ程度の  $S_n=3.3e+13[n/s]$  とした。

### 8.7.3.3 実験結果との比較

軟 X 線、中性子、 $\gamma$  線の吸収パワーの比を見積る手法 [17, 8] を検証する。中性粒子ビーム入射があって、SXT2 に若干の信号が検出されたショット番号 70040 で検証した (図 8.24)。SXT1、SXT2、総中性子発生率は時刻 5.6[s] (緑点線) のデータを使用し、軟 X 線による吸収パワーを計算するために必要な Te、ne 分布は時刻 5.517[s] (紫点線) のトムソン散乱計測のデータを使用した。図 8.24 では、(a) 中性子発生率、(b) 半導体式軟 X 線検出器の信号、(c) SXT1 の信号、(d) SXT2 の信号を示している。中性子発生率は、EAST に設置されているフィッションチャンバーの信号から推定した。

軟 X 線・中性子・ $\gamma$  線によるシンチレーター吸収パワー  $W_{SX}$ 、 $W_n$ 、 $W_\gamma$  を使って、SXT1 および SXT2 の信号強度  $V_{SXT1}$ 、 $V_{SXT2}$  は、

$$\begin{aligned} V_{SXT1} &\propto W_{SX} + W_n + W_\gamma \\ V_{SXT2} &\propto W_n + W_\gamma \end{aligned}$$

と見積もる。仮に、 $\frac{V_{SXT1}}{V_{SXT2}} \sim \frac{W_{SX} + W_n + W_\gamma}{W_n + W_\gamma}$  であれば、見積もり法は妥当であると考えられる。ここで、SXT1 および SXT2 の光ファイバーによるシンチレーション光の伝送率や PMT の光に対する感度は同一とする。

SXT1 と SXT2 の吸収パワーの比の見積もり値は  $\frac{W_{SX} + W_n + W_\gamma}{W_n + W_\gamma} = \frac{3.62e-6 + 1.0e-8 + 1.355e-7}{1.0e-8 + 1.355e-7} \sim 30$  となり、実験で得られた SXT1 と SXT2 の出力の比  $\frac{V_{SXT1}}{V_{SXT2}} \sim 90$  と比べると 1/3 倍程度であり、オーダーは一致している。従って、シンチレータに吸収されるパワーを使って評価する手法は EAST の実験結果をある程度説明できていると考えている。

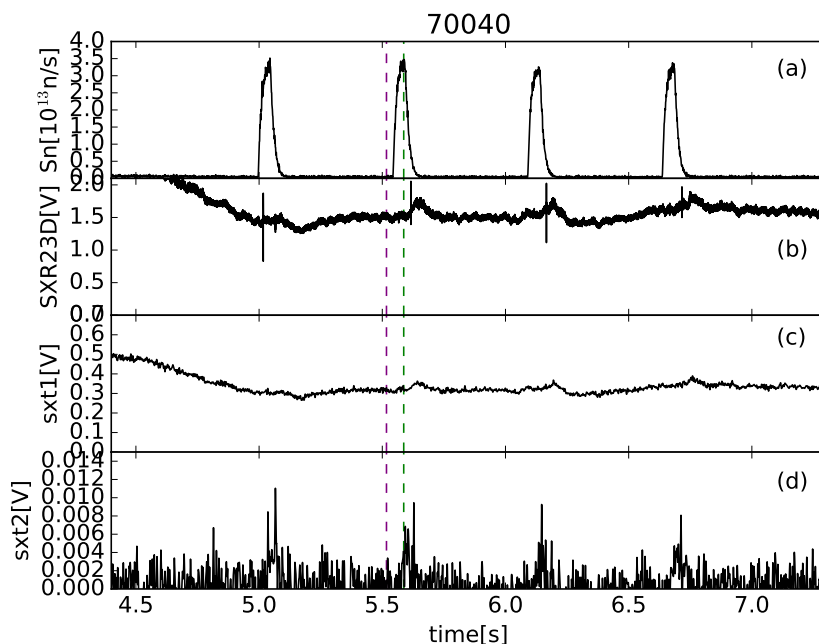


図 8.24: 放電番号 70040 における信号の時間発展 (a) は総中性子発生率、(b) は半導体軟 X 線検出器の信号、(c) および (d) は SXT1、SXT2 の信号。紫点線は軟 X 線による吸収パワーの計算に用いたトムソン散乱計測のデータ取得時刻 (5.517s) である。緑点線は、 $V_{SXT1}$ 、 $V_{SXT2}$ 、および総中性子発生率の取得時刻 (5.6s) である。

#### 8.7.4 EAST 実験のまとめ

以上、EAST での実験結果により、(1) シンチレータ式の計測器は軟 X 線の計測器として十分機能すること、(2) EAST の中性子発生率のレベルでは、出力信号への影響は非常に小さいこと、(3) シンチレータに吸収されるパワーを使って評価する手法は EAST の実験結果をある程度説明できていることが明らかになった。

### 8.8 LHD 重水素プラズマ実験期におけるシンチレータ式軟 X 線検出器

これまでの軽水素を用いた LHD 実験では、半導体を用いた軟 X 線検出器を運用してきた。しかしながら、重水素プラズマ実験では中性子が発生し、半導体検出器の使用が難しくなる。そこで、重水素プラズマ実験に向けシンチレータ式軟 X 線検出器の開発を行ってきた。本計測器の概念図を図 8.25 に示す。本計測器では、 $\gamma$  線遮蔽体としてステンレスと鉛を用いている。これらは、次小節で述べる軟 X 線・中性子・ $\gamma$  線による吸収パワーを計算し、中性子・ $\gamma$  線検出器の影響を見積もった上で設計・設置した。

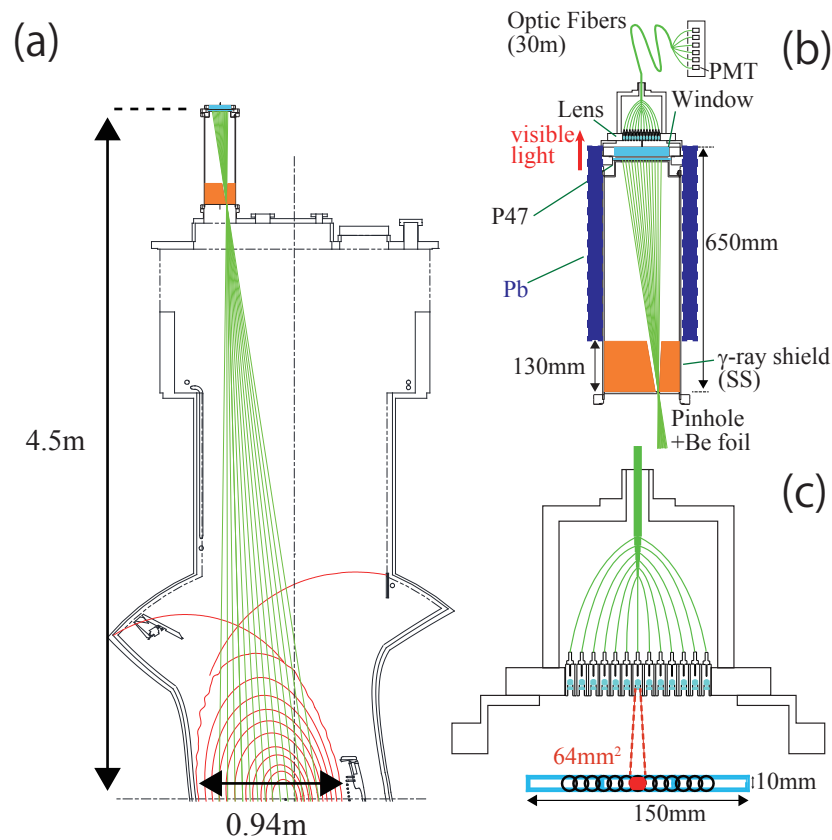


図 8.25: 軟 X 線計測器の概念図。(a)LHD の縦長ポロイダル断面で見た計測器、(b) シンチレータ設置箇所  
の拡大図、(c) 集光部分の拡大図。

### 8.8.1 軟 X 線・中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの計算

#### 8.8.1.1 軟 X 線による吸収パワーの見積もり

軟 X 線による吸収パワーの見積もりでは、8.4 節で述べた方法を用いる。EAST の場合には EFIT で計算された平衡が用いたが、LHD の場合には VMEC で計算された平衡を用いた。計算に当たっては、計測器の三次元的な構造を考慮し、電子密度を  $2.5e+19[m^{-3}]$  で一定とし、電子温度を 1keV、9.45keV を中心値として与え、parabolic 分布を仮定した。電子温度 9.45keV は、LHD 装置において最大中性子発生率が予測される放電での温度の条件である。

過去の半導体検出器の信号レベルとの比較 軟 X 線による吸収パワーの計算値の妥当性を調べるために、以前に設定されていた半導体検出器 [20] のデータを用いて信号レベルを評価できるか調べた。図 8.26 に結果を示す。 $W_{SX}$  から出力電圧に直すために式 8.8 を用いた。ゲイン  $G[V/A]$  は  $1e+5[20]$ 、不純物による寄与  $Factor_{Zeff}$  は 10 とした。実験で得られた信号強度 (exp.) と  $W_{SX}$  を計算することで予測した信号強度 (sim.) はおおよそ一致しており、EAST の場合と同様に見積もりは妥当であると考えられる。

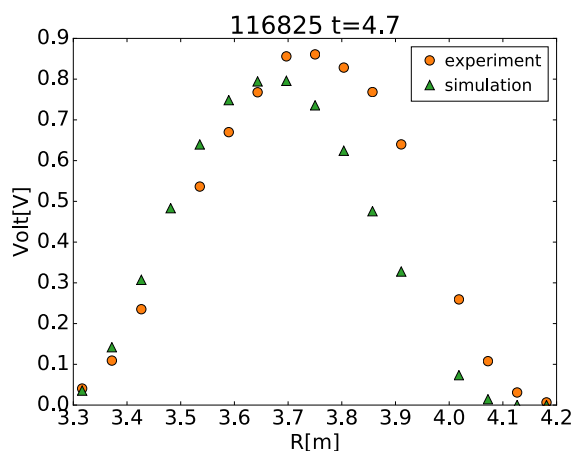


図 8.26: 実験で得られた半導体式軟 X 線検出器の信号強度 (exp.) と  $W_{SX}$  を計算することで予想した信号強度 (sim.) の比較。

### 8.8.1.2 中性子・ $\gamma$ 線による吸収パワーの見積もり

図 8.27 に LHD の 3 次元構造を含んで MCNP により計算した 3.5U ポート付近での (a) 中性子束のエネルギースペクトルと (b)  $\gamma$  線束のエネルギースペクトルを示す。これらを用いてシンチレータへの吸収パワーを求めた。

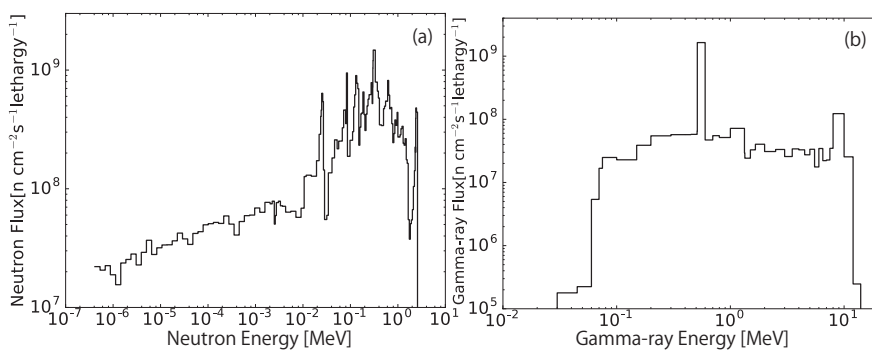


図 8.27: LHD の 3 次元構造を含んで MCNP により計算した 3.5U ポート付近での (a) 中性子束のエネルギースペクトルと (b)  $\gamma$  線束のエネルギースペクトル。

### 8.8.1.3 軟 X 線・ $\gamma$ 線による吸収パワーの比較

図 8.28 に、磁気軸 3.6m の配位で、(a) 中心電子温度 9.45keV、(b) 中心電子温度 1keV の時の計算結果を示した。本計算では、1.3keV 以下のエネルギーを持つ光を遮断する Be 薄膜の効果を含んでいる。縦軸は、1ch あたりのシンチレータに吸収されるパワーを示している。黒点は軟 X 線による吸収パワーである。13ch. 分を示した。青点線・緑点線はそれぞれ、CsI:Tl・P47 に対する  $\gamma$  線による吸収パワーを示している。中性子に

よる吸収パワーは $\gamma$ 線による吸収パワーより小さいため示していない(表 8.1)。(a) 中心電子温度が 9.45keV の時では CsI:TI、P47 共に軟 X 線による吸収パワーがある程度大きい、(b) 中心電子温度 1keV の時では、 $\gamma$ 線による吸収パワーが大きく、 $\gamma$ 線シールドによって影響を低減する必要があることがわかった。

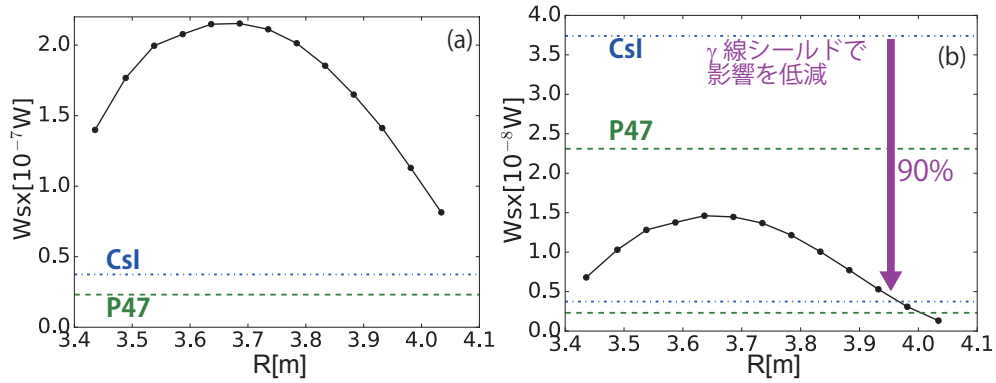


図 8.28: 磁気軸 3.6m の配位で、(a) 中心電子温度 9.45keV、(b) 中心電子温度 1keV の時の結果。CsI 中における  $\gamma$  線による吸収パワーを青点線、P47 中における  $\gamma$  線における吸収パワーを緑点線で示した。

### 8.8.2 計測機器の構成

ここでは、LHD に設置したシンチレータ式軟 X 線検出器の機器構成について述べる。

#### 8.8.2.1 設置ポート

本計測器は 3.5U ポートに設置してある。3.5U ポートにおける設置箇所を図 8.29 に示す。本計測器は 3.5U ポートから LHD プラズマの縦長ポロイダル断面を観測している。

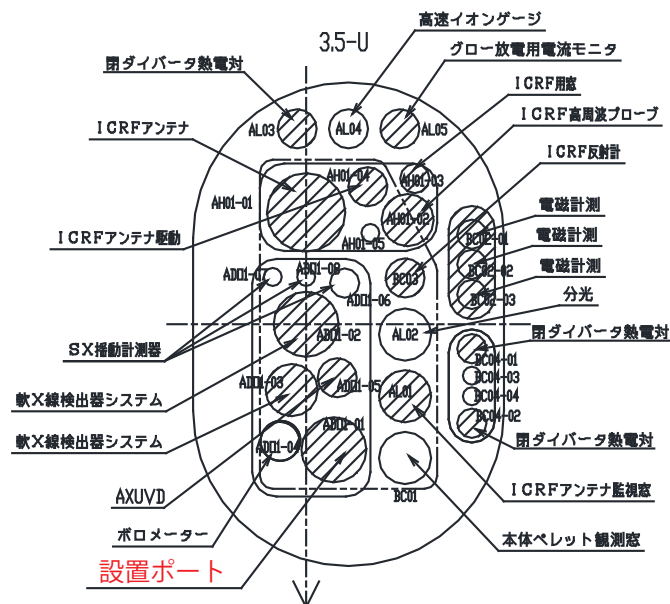


図 8.29: 3.5U ポートで計測器を設置した位置。



### 8.8.2.2 検出器の視線

計測器のある 3.5U ポートのポロイダル断面を図 8.25 に示す。現在までに実装した視線の数は 7ch である。7ch の視線で LHD の縦長部のポロイダル断面を観測できるようにしてある。赤道面  $Z=0$  におけるそれぞれの視線が観測している位置は  $R=4.03\text{m}$ ,  $3.93\text{m}$ ,  $3.83\text{m}$ ,  $3.73\text{m}$ ,  $3.63\text{m}$ ,  $3.53\text{m}$ ,  $3.43\text{m}$  である。今後は光ファイバーを増設することで 13ch まで拡張予定である。

### 8.8.2.3 ピンホールおよび Be 薄膜

ピンホールは長方形であり、 $2\text{mm}$ (トロイダル方向) $\times 6\text{mm}$ (ポロイダル方向)である。低エネルギーの軟 X 線を遮蔽するためにピンホール部に Be 薄膜を設置した。Be 薄膜は厚さが  $15\mu\text{m}$  のものを使用した。図 8.30 に光のエネルギーに対する Be による光の減衰率を示す。図 8.30 から、おおよそ  $1.3\text{keV}$  以下のエネルギーの光が遮断されるのがわかる。設置した Be 薄膜の様子を図 8.31 に示す。

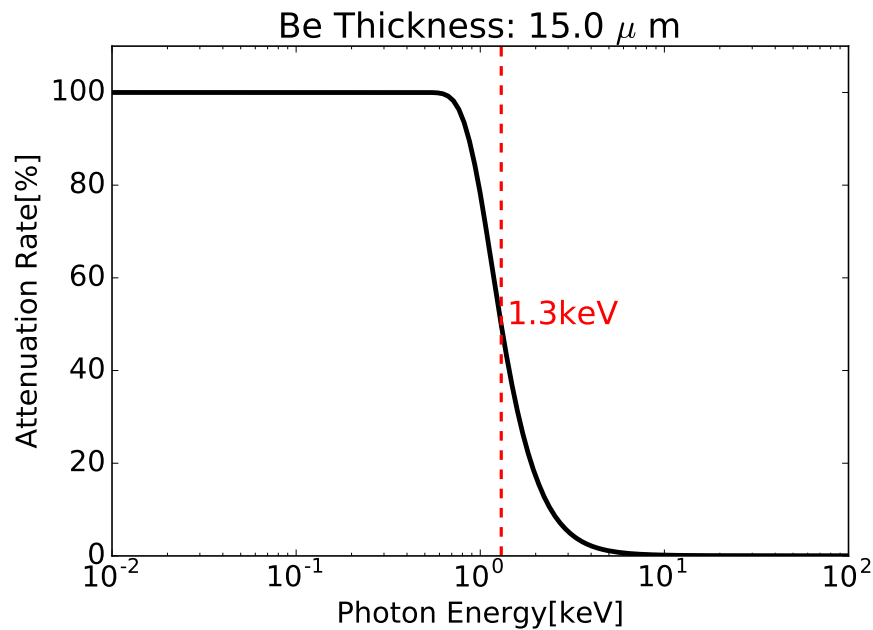


図 8.30:  $15\mu\text{m}$  厚の Be 膜による光の減衰率。

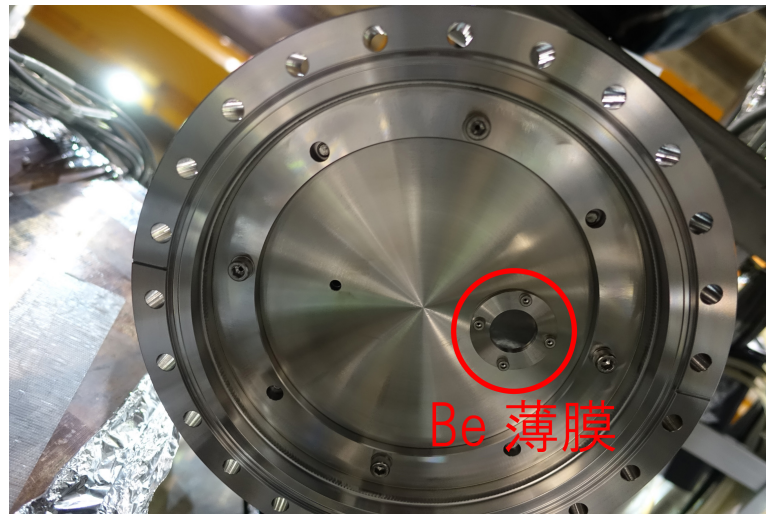


図 8.31: ピンホールと Be 薄膜。

#### 8.8.2.4 $\gamma$ 線シールド (ステンレス、鉛)

$\gamma$  線の影響をシールドするために、ステンレスの  $\gamma$  線シールドをピンホール付近に設置している。このシールドは、円柱状のステンレスから視線と重なる四角柱の領域をくりぬいた形状をしている。このシールドにより、ピンホールを透過する  $\gamma$  線は遮蔽できないが、真空容器由来の二次放射としての  $\gamma$  線は遮蔽できる。検出器と真空容器の間のステンレスは平均的に 100 mm の厚さがある。このステンレスにより、 $\gamma$  線のスペクトルを考慮すれば、 $\gamma$  線のパワーの 90 % が遮蔽される。シンチレータの周囲には鉛を設置してある。鉛の厚みは 4cm であり、図 8.32 のように  $\gamma$  線を 10% 程度まで低減できる。なお、ステンレスおよび鉛に中性子が入射することで二次  $\gamma$  線が発生することが懸念されるが、一次元モデルによる放射線輸送計算では、ステンレス・鉛中での中性子による  $\gamma$  線の発生量は背景の  $\gamma$  線に比べて小さいことを確認している。

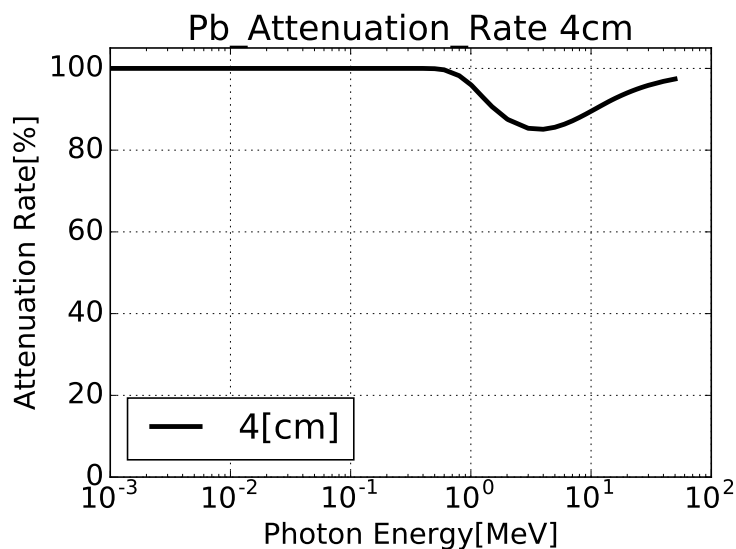


図 8.32: 厚み 4cm の Pb による光の減衰率。

#### 8.8.2.5 P47 シンチレータと Fiber Optic Plate

P47 シンチレータは Fiber Optic Plate(FOP) に設置されている。FOP のサイズは 50mm×10mm である。P47 の有効面積は 47mm×7mm で厚みは 35 $\mu$ m である。P47 シンチレータの上には 50nm 厚の Al の薄膜が蒸着されている。これは、P47 から発せられる可視光を吸収するためのものである。図 8.33 に FOP の拡大図を示す。銀色に見える写真左側の部分は Al の薄膜である。



図 8.33: FOP の拡大図。銀色に見える写真左側の部分は Al の薄膜である。

#### 8.8.2.6 光学系

シンチレータからの光が最大限検出器に入射するために、光ファイバーの先端にコリメータ用のレンズを設置した。コリメータにより、シンチレータ上の  $\phi$ 10 mm の領域からの光がファイバーに入射する設計である。FOP から光ファイバーへ光が入射する領域の写真を図 8.34 に示す。これは光ファイバーの反対側の端面から光を入射して撮影を行った。ここでは、レンズからシンチレータの距離が 9.7 mm の距離の場合の光の広がりを示してある。円の直径はおおよそ 8 mm である。設計と多少異なるが、この程度であれば問題ないと考えられる。図 8.35 では、FOP 側から見たレンズの様子を示している。

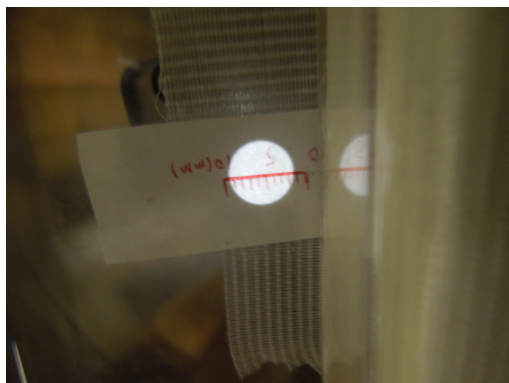


図 8.34: FOP 上でレンズにシンチレーション光が入射する領域を示した写真。

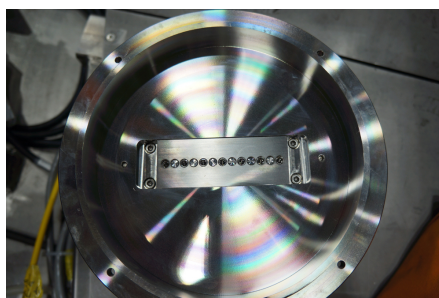


図 8.35: FOP 側から見たレンズの様子。

#### 8.8.2.7 アンプボックスおよび光電子増倍管

光ファイバーを経由して、H10723-210 PMT でシンチレーション光を検出する。PMT はコントロール電圧によりゲインを調整できる。図 8.36 に PMT を設置したアンプボックスの様子を記した。、 $\gamma$  線の影響を抑えるために厚み 2mm のタングステンシートを PMT の周りに設置した。

#### 8.8.2.8 ポリエチレンブロック

PMT を設置したアンプボックスは厚み 10cm のポリエチレンブロック内に設置し、中性子の影響を低減することを試みた。ポリエチレンブロックの写真を図 8.37 に示す。

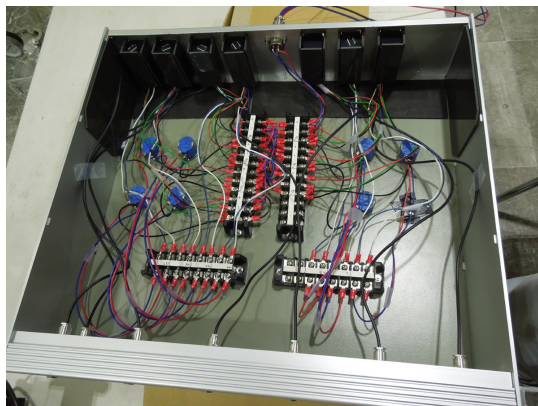


図 8.36: PMT を設置したアンプボックスの様子。



図 8.37: アンプボックスを設置したポリエチレンブロック。

### 8.8.3 重水素プラズマ実験期における計測器の運用

本小々節では、第 19cycle プラズマ実験において本計測器を運用した結果について述べる。

#### 8.8.3.1 重水素プラズマ実験期におけるシンチレータ式軟 X 線検出器の信号例

図 8.38 に重水素実験期での軟 X 線強度の分布計測ができた例を示す。図 8.38 ではプラズマ消失時の信号を示しており、上のカラムから下のカラムに向かってプラズマコアを観測しているチャンネルの信号である。プラズマ周辺から信号強度が低下している様子が見て取れる。

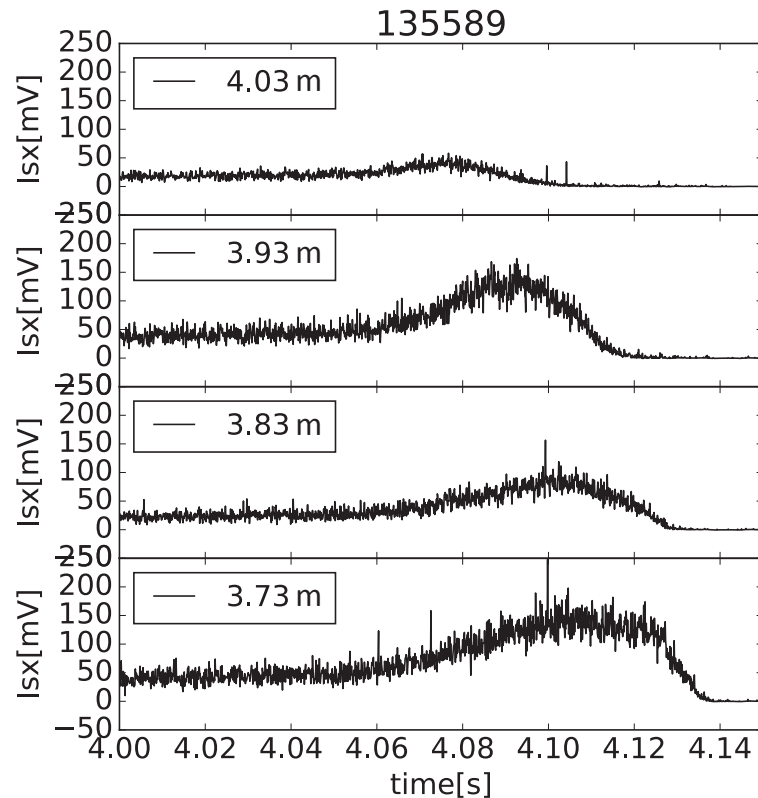


図 8.38: 重水素プラズマ実験期における軟 X 線検出器の信号例。上から  $R=4.03\text{m}$ 、 $3.93\text{m}$ 、 $3.83\text{m}$ 、 $3.73\text{m}$  を観測している視線の信号である。

### 8.8.3.2 MHD 現象の観測

軽水素プラズマ実験の例 ここでは、LHD で観測された MHD 現象に対する本検出器の信号例を示す。

まず、ペレット入射によって内部輸送障壁を持つプラズマを生成し、Core Density Collapse(CDC) 現象が発生した際の例を示す。CDC が発生すると、プラズマコアの電子密度が低下し、プラズマ周辺部の電子密度が増加することが知られている。図 8.39 では CDC 現象が発生した放電で、(a) プラズマ蓄積エネルギーと  $H\alpha$  の信号、(b) プラズマコア (赤) と周辺 (青) を視ている  $\text{CO}_2$  レーザーイメージング干渉計の視線から得られた線積分電子密度、トムソン散乱計測で得られた電子温度、(c) プラズマコア (赤) と周辺 (青) を見ているシンチレータ式軟 X 線検出器の信号の時間発展を示した。4.4s あたりで CDC 現象が発生しており、線積分電子密度の変化に応答して軟 X 線信号強度が著しく変化していることが確認できる。

次の例は、Locked mode-like 不安定性である。Locked mode-like 不安定性が発生すると、(1) $m/n=1/1$  のモード構造を持つ磁場揺動が観測されること、(2) プラズマコアの電子温度が低下することが知られている。図 8.40 に (a) $m/n=1/1$  の磁場構造とコヒーレントな構造を持つシンチレータ式軟 X 線検出器からの信号 (赤、青) と (b) 磁場揺動を示した。図 8.40 では、 $\sim 4.85\text{s}$  あたりまで  $m/n=1/1$  のモード構造を持つ磁場揺動が存在する。図 8.40(a) の 2 チャンネルの信号では、互いに位相が逆の振動が観測されており、 $m=1$  の構造を観

測していることがわかる。4.85s あたりで磁場揺動に見られる振動が消失し、すなわちモードがロックし、電子温度が低下し、その影響で軟 X 線信号強度も低下していることが観測されている。

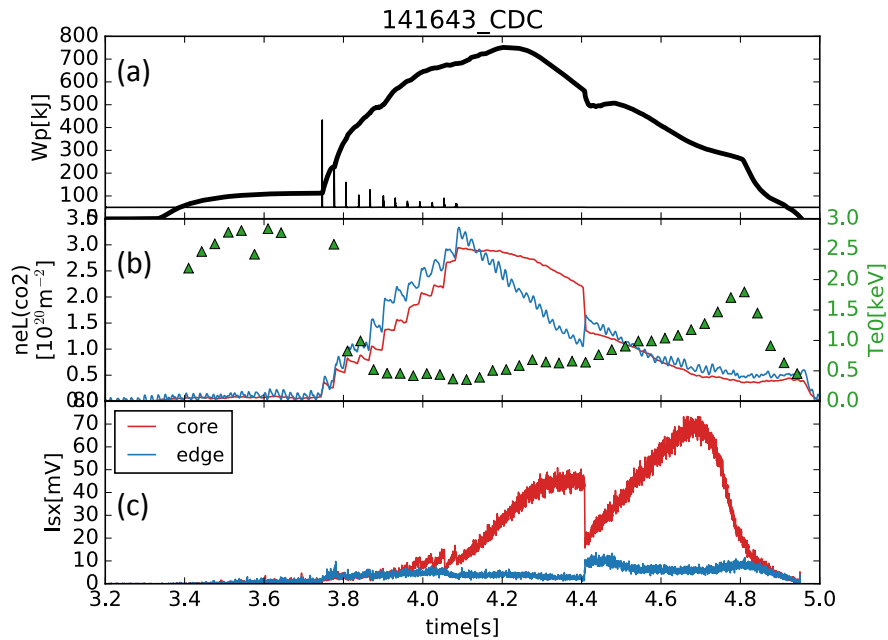


図 8.39: CDC 現象が発生した放電で、(a) プラズマ蓄積エネルギーと  $H\alpha$  の信号、(b) プラズマコア (赤) と周辺 (青) を視ている  $CO_2$  レーザーイメージング干渉計の視線から得られた線積分電子密度、トムソン散乱計測で得られた電子温度、(c) プラズマコア (赤) と周辺 (青) を見ているシンチレータ式軟 X 線検出器の信号の時間発展。4.4s あたりで CDC 現象が発生している。

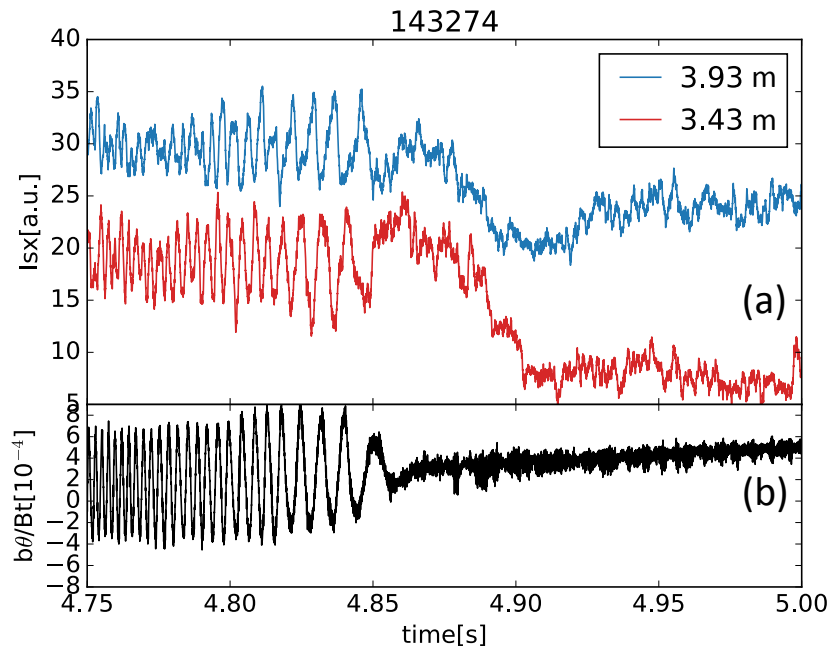


図 8.40: Locked mode-like 不安定性発生時の (a) $m/n=1/1$  の磁場構造とコヒーレントな構造を持つシンチレータ式軟 X 線検出器の信号 (赤、青) と (b) 磁場揺動。図 (a) の赤線は  $R=3.43\text{m}$  を観測しており、青線は  $R=3.93\text{m}$  を観測している。本放電の磁気軸位置は  $R=3.6\text{m}$  である。

重水素プラズマ実験の例 次に、総中性子発生率が  $3.3 \times 10^{14} [\text{n/s}]$  程度であった時に、MHD モードによる空間構造の変化を軟 X 線検出器で捉えた例を示す。図 8.41 に、(a) 磁場揺動と (b) 各チャンネルの軟 X 線信号と磁場揺動と time-space correlation を計算した例を示す。図 8.41(a) に示された磁場揺動にコヒーレントな  $m=1$  の構造が図 8.41(b) に確認できる。



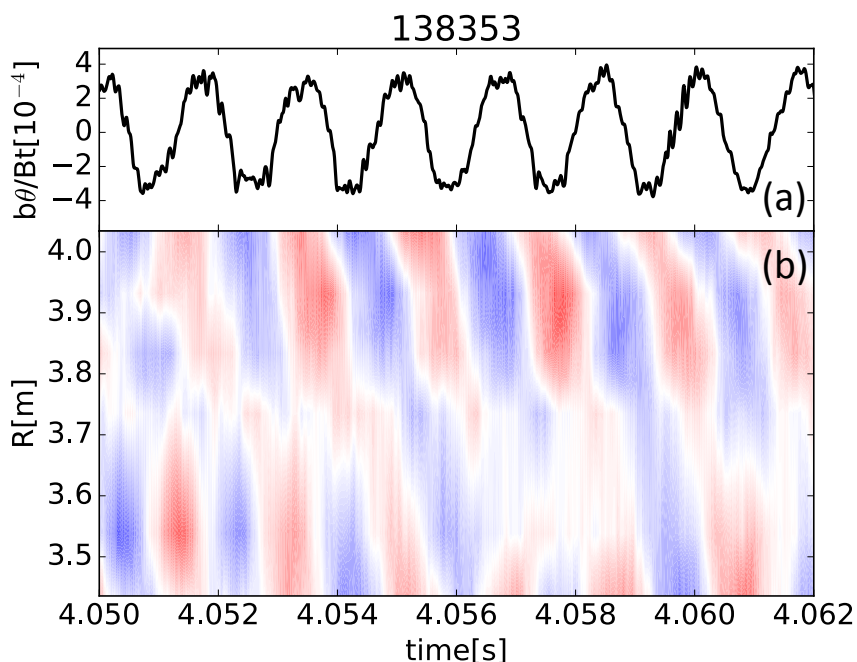


図 8.41: MHD モードが存在する時の (a) 磁場揺動と (b) 各チャンネルの軟 X 線信号と磁場揺動との time-space correlation.

### 8.8.3.3 中性子または $\gamma$ 線による影響

信号強度の電子密度・電子温度・総中性子発生率に対する依存性 ここでは、電子温度、電子密度、総中性子発生率に対する検出器の出力電圧値の依存性から、中性子・ $\gamma$  線による検出器への影響を見る。図 8.42(a) に軽水素実験期での電子温度・密度依存性、図 8.42(b) に重水素実験期での依存性を示す。図 8.42(b) で色の違いは総中性子発生率の違いを表している。図 8.42(a) では、軽水素プラズマ実験での半導体検出器におけるデータセット (図 8.3) と同様の電子温度・密度に対する依存性が得られている。一方、図 8.42(b) には、総中性子発生率が大きい場合に信号強度にオフセットが存在しているように見える。

ここで、

$$I_{sx} = An_e^2(T_e)^{0.5} \exp(-h\nu_0/T_e) + BSn \quad (8.9)$$

というモデルを図 8.42(b) で示したデータセットに適用することで、総中性子発生率  $Sn[n/s]$  と出力電圧  $I_{sx}[V]$  との関係の評価でき、ここでは  $B=2.057e-16[V/(n/s)]$  程度である。この見積りの妥当性を検証するために、EIC が起きたときの軟 X 線検出器の信号強度の変化を調べた。EIC が発生すると、総中性子発生率が大幅に低下する一方で、電子密度・電子温度はあまり影響は受けない。図 8.43 に (a) プラズマ中心付近の電子温度、(b) プラズマ中心付近を観測しているチャンネルの軟 X 線信号強度、(c) 総中性子発生率、(d) 磁場揺動を示した。この図では EIC が 2 回発生している。1 回目の EIC では、EIC により  $1.1e+14[n/s]$  ほど総中性子発生率が低下している。一方、軟 X 線信号強度の低下量は、 $0.02V$  程度である。この値は、 $1.1e+14[n/s] \times 2.057e-16[V/(n/s)] = 0.023V$  と  $B$  を用いた値と大よそ一致する。従って、このチャンネルは、中性子または  $\gamma$  線により、 $B=2.057e-16[V/(n/s)]$  程度の影響を受けていると考えられる。

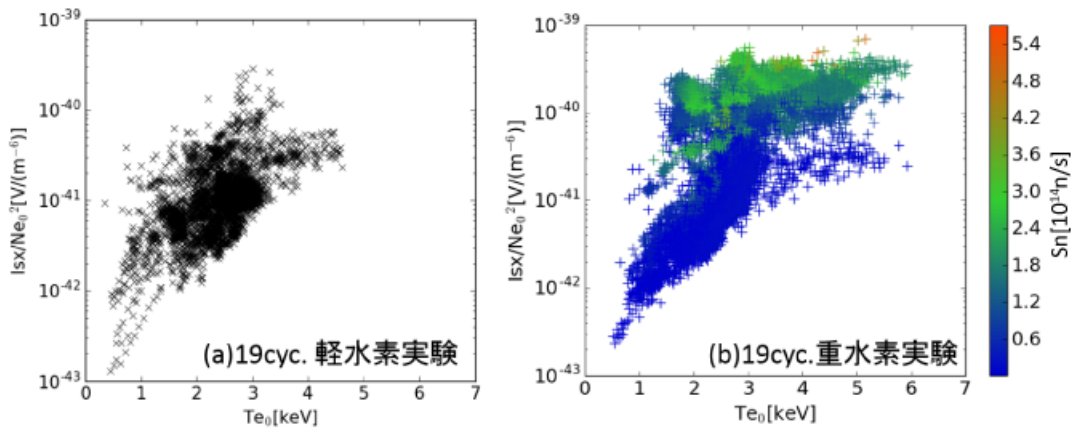


図 8.42: シンチレータ式軟 X 線検出器の信号強度の (a) 軽水素実験期、(b) 重水素実験期での電子温度・密度依存性を示す。色の違いは総中性子発生率の違いを表している。

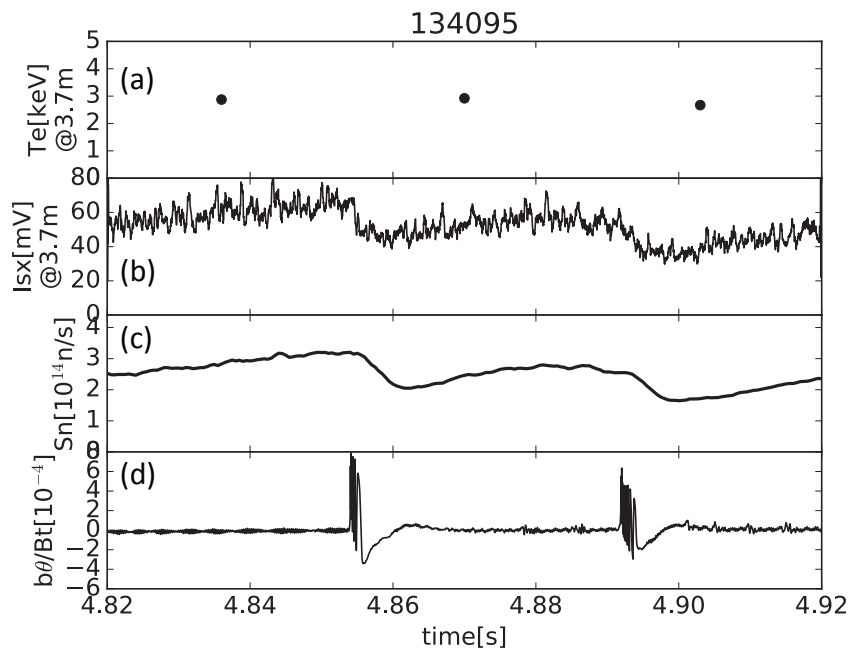


図 8.43: EIC 発生時の (a) プラズマ中心付近の電子温度、(b) プラズマ中心付近を観測しているチャンネルの軟 X 線信号強度、(c) 総中性子発生率、(d) 磁場揺動。

重水素プラズマ実験前後での信号強度に対する放射線の影響について 第 19 サイクルプラズマ実験では、まず軽水素プラズマ実験を行い、その後重水素プラズマ実験を行い、そして再び軽水素プラズマ実験を行っている。従って、重水素プラズマ実験前後での計測器の信号強度を調べることで、中性子などの放射線による計測器の損傷を評価できる。図 8.44 に第 19 サイクルプラズマ実験での重水素実験前 (青) と実験後 (赤) の

軽水素プラズマ実験での電子温度、電子密度に対する依存性を示した。重水素プラズマ実験前後で信号強度はほとんど違いがないことがわかる。従って、第 19 サイクルプラズマ実験においては、中性子・ $\gamma$ 線により本検出器は損傷していないと考えられる。図 8.27 で示した MCNP の計算結果と第 19 サイクルプラズマ実験での総中性子発生量を元にシンチレータへの中性子の照射量を計算すると、おおよそ  $4.7e+11[n\text{cm}^{-2}]$  である。これは、P47 と同じ無機シンチレータである CsI:Tl で損傷がおきる照射量  $3e+14[n\text{cm}^{-2}][1]$  より 3 ケタほど小さい。そのため、この程度の照射量では信号強度の劣化は観測されないと考えられる。

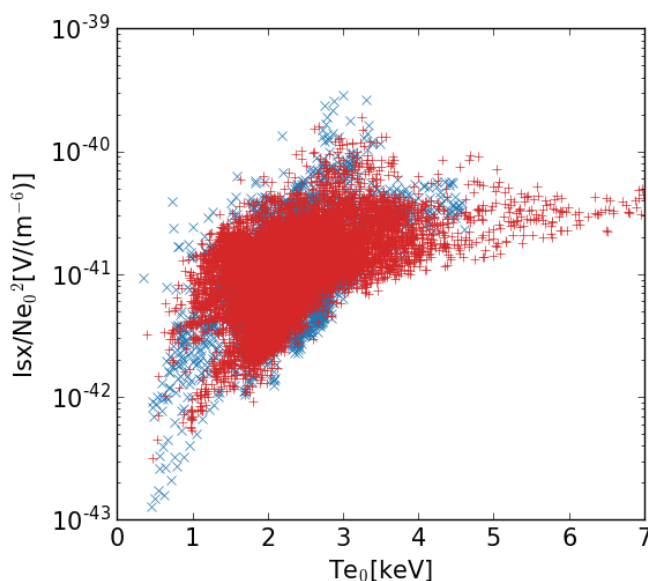


図 8.44: 第 19 サイクルプラズマ実験での重水素実験前 (青) と実験後 (赤) の軽水素プラズマ実験でのシンチレータ式軟 X 線検出器の信号強度の電子温度・電子密度に対する依存性。

## 8.9 結言

本章では、重水素プラズマ実験に向けたシンチレータ式軟 X 線検出器の開発について述べた。中性子環境が厳しい次世代装置では半導体式軟 X 線検出器への使用は厳しくなるが、シンチレータは中性子・ $\gamma$ 線に対して耐性があり、軟 X 線によるシンチレーション光を十分に得られれば軟 X 線検出器として使用可能である。本研究では、吸収パワーを計算することを通して中性子・ $\gamma$ 線の影響を評価した。本評価法の妥当性を検証するため、軟 X 線源・中性子線源・ $\gamma$ 線源を用いたシンチレータへの放射線照射実験を行い、ある程度妥当な結果を得ることができた。磁場閉じ込め実験装置 EAST においても本検出器を設置し、本評価手法の妥当性を検証した。LHD において多チャンネルシンチレータ式軟 X 線検出器を設置・運用し、軽水素プラズマ実験期および重水素プラズマ実験期において MHD 不安定性による揺動の空間構造を計測し、また、重水素プラズマ実験前後で検出器への損傷がないことを確認した。

一方、LHD においては、中性子・ $\gamma$ 線による影響を低減できるようにステンレス・鉛を設置したものの、シンチレータ式軟 X 線検出器の信号には中性子または  $\gamma$  線の影響が無視できないレベルで現れていることがわかった。これは、ステンレス・鉛などからの 2 次  $\gamma$  線の発生分布の 3 次元的な効果などが寄与している可能性が考えられる。

また、本検出器では、軟 X 線信号強度が制動放射光による吸収パワーを計算することで求めた予想値より 1/100 程度小さかった。その原因としては光学系の伝送損失が予想より大きかったことが上げられる。ただし、それで説明できるのは 1/10 程度であり、残りの 1/10 の損失については原因がはっきりしていない。

本研究では、シンチレータ式軟 X 線検出器が中性子環境でも使用可能であることを実験的に示し、その設計手法についての一案を示すことができたと考えている。今後、光学系の伝送損失の見積もりや二次  $\gamma$  線の影響を精度良く見積もることで、次世代装置への適用も可能であると考えている。

## 引用文献

- [1] 飯田敏行. 核融合診断用センサ・素子の14MeV中性子照射効果. *放射線*, Vol. 17, , 1991.
- [2] L. Hu, K. Chen, Y. Chen, S. Li, J. Shen, X. Sheng, L. Niu, Y. Cheng, and J. Zhao. Outline design of ITER radial X-Ray camera diagnostic. *Fusion Science and Technology*, Vol. 70, No. 1, pp. 112–118, 2016.
- [3] V G Kiptily, F E Cecil, and S S Medley. Gamma ray diagnostics of high temperature magnetically confined fusion plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 48, No. 8, pp. R59–R82, 2006.
- [4] A Murari, L Bertalot, S Conroy, G Ericsson, V Kiptily, S Popovichev, H Schuhmacher, J.M Adams, V Afanasyev, M Angelone, G Bonheure, B Esposito, J Källne, M Mironov, M Pillon, M Reginatto, D Stork, A Zimbal, and JET-EFDA Contributors. New developments in JET neutron,  $\gamma$ -ray and particle diagnostics with relevance to ITER. *Nuclear Fusion*, Vol. 45, No. 10, pp. S195–S202, 2005.
- [5] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, S. Von Goeler, and S. Yamamoto. High-speed tangentially viewing soft x-ray camera to study magnetohydrodynamic fluctuations in toroidally confined plasmas. In *Review of Scientific Instruments*, Vol. 74, pp. 2136–2143, 2003.
- [6] L. F. Delgado-Aparicio, D. Stutman, K. Tritz, M. Finkenthal, R. Kaita, L. Roquemore, D. Johnson, and R. Majeski. ”Optical” soft x-ray arrays for fluctuation diagnostics in magnetic fusion energy experiments. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 10, pp. 4020–4022, 2004.
- [7] D. Stutman, K. Tritz, and M. Finkenthal. Multi-energy x-ray imaging and sensing for diagnostic and control of the burning plasma. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 83, No. 10, p. 10E535, 2012.
- [8] T. Bando, S. Ohdachi, and Y. Suzuki. Developments of scintillator-based soft x-ray diagnostic in LHD with CsI:Tl and P47 scintillators. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 87, No. 11, 2016.
- [9] L.L. Lao, H. St. John, R.D. Stambaugh, A.G. Kellman, and W. Pfeiffer. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks. *Nuclear Fusion*, Vol. 25, No. 11, pp. 1611–1622, 1985.
- [10] S. P. Hirshman. Steepest-descent moment method for three-dimensional magnetohydrodynamic equilibria. *Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 12, p. 3553, 1983.
- [11] S. Ohdachi. PhD Thesis (Nagoya University.), 2003.
- [12] I. Murata. Intense 14 MeV Neutron Source Facility (Oktavian) at Osaka University. *No. IAEA-TECDOC*, p. 1743, 2014.

- [13] Keiichi Shibata, Osamu Iwamoto, Tsuneo Nakagawa, Nobuyuki Iwamoto, Akira Ichihara, Satoshi Kunieda, Satoshi Chiba, Kazuyoshi Furutaka, Naohiko Otuka, Takaaki Ohsawa, Toru Murata, Hiroyuki Matsunobu, Atsushi Zukeran, So Kamada, and Jun Ichi Katakura. JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, No. 1, pp. 1–30, 2011.
- [14] 日本アイソトープ協会. アイソトープ手帳 11 版 机上版. 2011.
- [15] G. F. Knoll. *Radiation Detection and measurement 4th ed.* 2010.
- [16] Sadatsugu Muto and Shigeru Morita. First result from x-ray pulse height analyzer with radial scanning system for LHD. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 72, No. 1, pp. 1206–1209, 2001.
- [17] Takahiro Bando, Satoshi Ohdachi, and Yasuhiro Suzuki. Effects of Neutrons and  $\gamma$ -Rays on Scintillation Light in SX Diagnostics for LHD Deuterium Plasma Experiments. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 10, pp. 1–5, 2015.
- [18] M. Fitzgerald, L.C. Appel, and M.J. Hole. EFIT tokamak equilibria with toroidal flow and anisotropic pressure using the two-temperature guiding-centre plasma. *Nuclear Fusion*, Vol. 53, No. 11, p. 113040, 2013.
- [19] Z. M. Hu, X. F. Xie, Z. J. Chen, X. Y. Peng, T. F. Du, Z. Q. Cui, L. J. Ge, T. Li, X. Yuan, X. Zhang, L. Q. Hu, G. Q. Zhong, S. Y. Lin, B. N. Wan, G. Gorini, X. Q. Li, G. H. Zhang, J. X. Chen, and T. S. Fan. Monte Carlo simulation of a Bonner sphere spectrometer for application to the determination of neutron field in the Experimental Advanced Superconducting Tokamak experimental hall. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 85, No. 11, 2014.
- [20] Xiaodi DU, Satoshi OHDACHI, Kazuo TOI, and LHD Experiment Group. Development of an Array System of Soft X-ray Detectors with Large Sensitive Area on the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 7, pp. 2401088–2401088, 2012.

## 第9章 本論文の総括と今後の課題

### 9.1 本論文の総括

本研究においては、高エネルギー粒子と MHD 不安定性との相互作用の重要性、非線形な輸送現象の重要性、中性子環境が厳しい状況における軟 X 線検出器開発の必要性から、3つのテーマについて研究を行った。それぞれの研究で明らかになったことを述べる。

#### 重水素プラズマ実験期における高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型 MHD 不安定性 (第6章)

- 垂直 NBI の入射エネルギーの増大に応じて EIC の初期周波数が高くなることを観測した。その周波数は高エネルギー粒子の軌道を計算することで得られた歳差運動の周波数と概ね一致している。EIC が MHD 不安定性とヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子の歳差運動との共鳴現象によるものであることがより明確になった。
- ヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー粒子による圧力 ( $\beta_{h\perp}$ ) を軽水素プラズマ実験時・重水素プラズマ実験時と比較し、重水素プラズマ実験時には、EIC 発生時の  $\beta_{h\perp}$  がより高いこと (2 倍程度) を明らかにした。すなわち、重水素プラズマ実験では EIC が安定化したと考えられる。バルクプラズマの圧力勾配や磁気レイノルズ数が変化していないので、EIC を駆動する高エネルギー粒子の圧力勾配の閾値が変化した可能性があることを見出した。
- 電子密度がより高い領域では EIC を駆動する  $\beta_{h\perp}$  が高い。その場合は、励起される磁場揺動が大きいことを示した。励起される磁場揺動が大きい場合は、高エネルギー粒子への影響も大きい。たとえば、総中性子発生率が最大で 55% 程度も低下することを示した。これは、磁場揺動強度の増加に伴い高エネルギー粒子の損失が大きくなっていることを示唆する。また、軽水素実験時と比較して、生成される電位は少なくとも 2 倍程度大きいことを示した。

#### 水素ペレット入射直後に軟 X 信号に観測される振動 (第7章)

- 入射された水素ペレットが周辺部で溶発する場合、 $m/n=1/1$  のモード構造を持つ振動が観測された。観測された振動現象が磁場揺動を伴わないもの (Type-I 振動) と磁場揺動を伴うもの (Type-II 振動) に分けることができ、Type-I 振動と Type-II 振動は異なるプラズマ小半径、異なる周波数を持つことから確かに異なる振動であることを示した。また、それらは同時に励起しうることを示した。Type-II 振動は局所的に  $\beta$  値が大きく、局所的に磁気レイノルズ数が小さい時に観測され、ポロイダル方向には電子反磁性方向に回転しているので、抵抗性交換型不安定性と考えられる。Type-I 振動については、電子密度揺動が観測されていないことから、局所的に蓄積した不純物が回転することで観測されている可能性がある。

- また、水素ペレットがプラズマコアで溶発するようになると、 $m/n=2/1$  のモード構造を持つ振動が観測されることを報告した。このモードは低磁気シアが原因と考えられる幅広いモード構造を持つ。軟 X 線信号と CO2 レーザーイメージング干渉計の隣あった視線における振動の位相の反転から磁気島が存在している可能性がある。 $m/n=2/1$  のモードの周波数は時間的に増加しており、その周波数の増加が圧力勾配の急峻化による電子反磁性ドリフト周波数の増大で説明できる可能性がある。 $m/n=2/1$  のモードは高  $\beta$  値で消失する。VMEC を用いて  $l$  分布を計算することで、モードの消失は磁気面の  $l$  が  $l=0.5$  から十分に離れ安定化効果が強くなったことが理由である可能性があることがわかった。

### 次世代の磁場閉じ込め核融合装置に適用可能なシンチレータ式軟 X 線計測システムの開発 (第 8 章)

- シンチレータ中における軟 X 線・中性子・ $\gamma$  線による吸収パワーを計算することで中性子・ $\gamma$  線によるシンチレーション光への影響を考察する方法を提案した。
- 軟 X 線による吸収パワーの評価方法を用いて、EAST・LHD における半導体式軟 X 線検出器の信号強度を再現することに成功し、評価方法が妥当であることを示した。
- 中性子源・ $\gamma$  線源を用いたシンチレータへの照射実験を行い、予測されるパルス数と観測したパルス数を比較することで、断面積を用いた吸収パワーの計算が妥当であることを示した。
- EAST 装置においてテスト用の計測器を設置して、プラズマ実験装置でのシンチレーション光への中性子・ $\gamma$  線による影響を実験的に調べた。軟 X 線信号強度に対する中性子・ $\gamma$  線による影響を、本論文で提案した吸収パワーを使った評価方法を用いることで見積もることができると示した。
- LHD にシンチレータ式軟 X 線検出器を設置した。ポート部で予測される中性子束・ $\gamma$  線束を用いて中性子・ $\gamma$  線による影響を評価し、必要な遮蔽物を設計・設置した。LHD 重水素プラズマ実験で計測器を運用し、MHD 現象による揺動を観測することに成功した。重水素プラズマ実験前後で信号強度を比較すると、計測器への損傷が見られなかった。本タイプの計測装置が高中性子束環境下で運用可能であることを実験的に示した。

## 9.2 今後の課題と展望

重水素プラズマ実験においては、EIC は安定化した一方で高エネルギー粒子・バルクプラズマへの影響がより大きくなったことがわかった。LHD においては EIC を駆動する高エネルギー粒子は垂直 NBI により供給されていたが、将来の核融合炉では核融合反応で生成された  $\alpha$  粒子によって EIC が励起する可能性がある。実際、FFHR-d1 における  $\alpha$  粒子による圧力と磁気レイノルズ数を評価すると、 $\beta_\alpha \sim 0.1\%$ 、磁気レイノルズ数  $S$  は  $10^9$  程度となり、本研究で EIC が励起されたパラメータに近くなる。今後、EIC の励起メカニズムについて研究を進め、将来の核融合炉での影響について検討する必要がある。

一方、重水素プラズマ実験・軽水素プラズマ実験共に、EIC が発生する  $\beta_{h\perp}$  の電子密度依存性が観測されたが、この密度依存性の原因はわかっていない。可能性の一つとしては、垂直 NBI によって与えられる高エネルギー粒子の分布が電子密度によって異なり、結果として  $l=1$  の有理面における高エネルギー粒子の圧力勾配が密度によって異なることが考えられる。今後、実験に即した密度分布を仮定した計算を行うなどして検証する必要がある。



LHDにおいて水素ペレット入射直後に観測される軟X線振動を解析し、Snake-like振動と抵抗性交換型不安定性が同じモード構造を持つ異なる小半径に存在し異なる周波数で回転していることを明らかにした。しかしながら、どのようなメカニズムで $l=1$ 有利面の内側で $m/n=1/1$ の構造が形成されるのか明らかでなく、実験・数値計算両面からの解析が必要である。

高中性子環境下において使用可能なシンチレータ式軟X線検出器を開発してきた。本タイプ計測装置が高中性子束環境下で空間構造を計測可能な軟X線検出器として運用可能であることを実験的に示したものの、LHDの場合では中性子または $\gamma$ 線による影響が予想より大きかった。吸収パワーを評価することで本タイプを検出器を設計する手法を提案したが、実際の環境では本手法に組み込まれていない寄与(たとえば放射線輸送計算に含まれていない構造体由来する $\gamma$ 線など)が存在する可能性がある。今後、JT-60SAやITERなどで本タイプ検出器を設計する際には、計測器や遮蔽物の3次元構造を十分に考慮して放射線の影響を評価する必要があると考えられる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、稚拙な質問や疑問点に対して説明してくださり、また未熟な私を辛抱強くご指導していただいた自然科学研究機構核融合科学研究所准教授 大館暁 博士、同准教授 鈴木康浩 博士、同教授 磯部光孝 博士、同助教 武村勇輝 博士に深く感謝いたします。特に、大館暁 博士・鈴木康浩 博士には懇切丁寧な御指導、御鞭撻を頂きました。計測器の製作、実験遂行、データ解析、論文作成にいたるまでありとあらゆる面で基本から教えていただきました。謹んで感謝の意を表します。磯部光孝 博士には、計測器開発および高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性の解析において基本的なことから応用的なことまで指導いただきました。武村勇輝 博士には、計測器開発やデータ解析手法について数多くの助言をいただきました。

自然科学研究機構核融合科学研究所特任教授 東井和夫 博士には、高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性およびシンチレータ式軟 X 線検出器開発に関し、数多くの有益なコメントをいただきました。深く感謝いたします。MHD グループの自然科学研究機構核融合科学研究所教授 渡邊清政 博士、同教授 榊原悟 博士、同准教授 市口勝治 博士、同助教 成嶋吉郎 博士、同助教 舟場久芳 博士、同助教 西村伸 博士、杜曉第 博士 (現カリフォルニア大学アーバイン校所属) の皆様には、研究内容について数多くのコメントをいただきました。御礼申し上げます。

高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型不安定性が観測される高 Ti プラズマ生成実験に参加する機会を頂き、また実験結果に数多くのコメントを下された自然科学研究機構核融合科学研究所准教授 永岡賢一 博士、同助教 高橋裕己 博士、同助教 中野治久 博士、同教授 横山雅之 博士、同助教 向井清史 博士、同助教 關良輔 博士に感謝いたします。自然科学研究機構核融合科学研究所教授 坂本隆一 博士には LHD プラズマに入射した水素ペレットの挙動について数多くの示唆をいただきました。御礼申し上げます。自然科学研究機構核融合科学研究所特任教授 西谷健夫 博士、同助教 小川国大 博士にはシンチレータ式軟 X 線検出器に関し多大なるご協力をいただきました。御礼申し上げます。量子科学技術研究開発機構核融合エネルギー研究開発部門那珂核融合研究所 助川篤彦 博士、武智学 博士には、JT-60SA 「装置設計に関する委託研究」において JT-60SA における軟 X 線検出器に関する情報を提供いただきました。感謝いたします。Institute of Plasma Physics Chinese Academy of Sciences (ASIPP) 所属の Prof. Hu, Dr. Zhou, Dr. Zhong, Yuan 君には、ASIPP における軟 X 線検出器開発に関して、数多くの協力をいただきました。心より御礼申し上げます。

本研究において、LHD に関する実験機器のデータを快く提供いただいた自然科学研究機構核融合科学研究所 教授 坂本隆一 博士、同教授 田中謙治 博士、同教授 増崎貴 博士、同教授 森田繁 博士、同准教授 秋山毅志 博士、同准教授 井戸毅 博士、同准教授 尾崎哲 博士、同准教授 後藤基志 博士、同准教授 齋藤 健二 博士、同准教授 田村直樹 博士、同准教授 徳澤季彦 博士、同准教授 中西秀哉 博士、同助教 大石鉄太郎 博士、同助教 小林達哉 博士、同助教 清水昭博 博士、同助教 土屋隼人 博士、同助教 吉沼幹朗 博士に深く感謝いたします。

本論文を審査いただいた自然科学研究機構核融合科学研究所教授 榊原悟 博士、同教授 藤堂泰 博士、九州大学応用力学研究所教授 稲垣滋 博士、量子科学技術研究開発機構核融合エネルギー研究開発部門那珂核融合研究所 武智学 博士に感謝いたします。

また、核融合科学研究所の職員の方々、そしてこの 5 年間で出会った全ての人に感謝いたします。

## 研究業績

### 第6章 重水素プラズマ実験期における高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型 MHD 不安定性

(投稿済み論文 1 件、口頭発表 1 件、ポスター発表 1 件)

1. T. Bando et al., "Excitation of helically-trapped-energetic-ion driven resistive interchange modes with intense deuterium beam injection and enhanced effect on beam ions/bulk plasmas of LHD" (Submitted to Nuclear Fusion)
2. T. Bando et al., "Effects of Trapped Energetic-Ion-Driven Resistive Interchange Modes on Deuterium Beam Ions and Background Plasmas of LHD", 『15th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems』 (Princeton, USA 2017/09)
3. T. Bando et al., "Study of helically trapped energetic-ion-driven resistive interchange modes (EIC) with deuterium perpendicularly NBIs in LHD" 『11th A3 Foresight Program Workshop』 (Sapporo, Japan 2017/07)

### 第7章 水素ペレット入射直後に軟 X 信号に観測される振動

(発表済み論文 1 件、口頭発表 2 件)

1. T. Bando et al., Physics of Plasmas **25**, 012507 (2018)
2. T. Bando et al., "Analysis of MHD phenomena just after hydrogen pellet injections in LHD" 『A3 Foresight Program Workshop』 (Jeju, Korea 2016/11)
3. 坂東隆宏 他 「LHD において水素ペレット入射直後に誘起される MHD 現象の解析」 『日本物理学会 2016 年秋季大会』 (金沢大学 2016/9)

### 第8章 次世代の磁場閉じ込め核融合装置に適用可能なシンチレータ式軟 X 線計測システムの開発

(発表済み論文 2 件、口頭発表 5 件、ポスター発表 4 件)

1. T. Bando et al., Review of Scientific Instruments, **87**, 11E317 (2016)
2. T. Bando et al., Plasma Fusion Res. **10**, 1402090 (2015).
3. T. Bando and S. Ohdachi "Scintillator-based SX diagnostic in neutron flux environment of EAST" 『Fuzhou Workshop on edge plasma stability & transport』 (Fuzhou, China 2017/3)

4. T. Bando et al. "Study on applicability of scintillator-based SX diagnostic for high neutron flux environments in EAST and LHD" 『A3 Foresight Program Workshop』 (Yinchuan, China 2016/5)
5. T. Bando et al. "Developments of scintillator-based SX diagnostics for high neutron flux environments", 『28th Meeting of the ITPA Topical Group on Diagnostics』 (National Institute for Fusion Science 2015/5)
6. 坂東 隆宏 他「高中性子束環境下で使用可能な軟 X 線検出器の開発」、『第 18 回若手科学者によるプラズマ研究会』、(那珂核融合研究所 2015/2)
7. T. Bando, et al. "The development of the soft X-ray diagnostic with CsI:Tl scintillator usable in high neutron flux environments", 『Plasma Conference 2014』 (NIIGATA CITY 2014/11)
8. T. Bando et al., "Developments of scintillator-based SX diagnostic in LHD with CsI (Tl) and P47 scintillators", 『the 21st Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics』 (Madison, USA 2016/06)
9. T. Bando et al., "The development of the SX diagnostic with CsI(Tl) usable in the high neutron flux environments", 『Sokendai Asian Winter School 2014』 (National Institute for Fusion Science 2014/12)
10. T. Bando, S. Ohdachi and Y. Suzuki, "The development of the SX diagnostic with CsI(Tl) scintillator usable in the high neutron flux environments on the deuterium plasma experiments of LHD", 『International TOKI conference(ITC24) 』 (Toki, Japan, 2014/11)
11. 坂東 隆宏 他「高中性子束環境下において使用可能なシンチレータ式軟 X 線検出器の開発」、『プラズマ科学のフロンティア研究会 2014 』(核融合科学研究所 2014/8)
12. 大館 暁、坂東 隆宏「平成 28 年度 JT-60SA 装置設計に関する委託研究報告書委託研究報告書「JT-60SA の中性子環境に適したシンチレータを用いた軟 X 線計測の検討 』」 (2017)