

博士学位論文

大型ヘリカル装置における
軟 X 線カメラを用いた MHD 現象の実験研究

大館 暁

目次

第 1 章	はじめに	7
1.1	磁場閉じ込め核融合	7
1.2	ヘリカル系プラズマと MHD 不安定性に関する実験	11
1.2.1	LHD におけるこれまでの MHD 不安定性に関する研究	16
1.3	揺動計測の現状	17
1.3.1	二次元揺動計測と内部崩壊不安定性	20
1.3.2	二次元の揺動計測の発展	22
1.4	本研究の目的と意義	22
	参考文献	25
第 2 章	ヘリオトロン・トルサトロン型の磁場の特徴とトラスプラズマの MHD 不安定性	31
2.1	ヘリカルコイルを持った磁場閉じ込め装置の磁場の特徴	31
2.2	トラス系における磁場を特徴づける量	33
2.3	ヘリオトロン/トルサトロンプラズマの MHD 安定性解析	39
2.3.1	インターチェンジモードの安定条件と磁気井戸の関係	39
2.3.2	モードの非線形飽和	42
2.4	まとめ	43
	参考文献	45
第 3 章	軟 X 線計測と接線軟 X 線カメラの開発	47
3.1	プラズマからの制動放射による軟 X 線放射強度	47
3.2	ピンホールカメラ	48
3.2.1	立体角	48
3.2.2	制動放射光の計算	52
3.3	軟 X 線検出器アレイによる測定	53
3.3.1	ピンホールカメラの明るさと、検出器のサイズ	53
3.4	接線軟 X 線カメラ	55
3.4.1	接線軟 X 線カメラの開発	58
3.4.2	接線カメラと従来のトモグラフィ測定の得失	59
3.5	まとめ	61
	参考文献	63
第 4 章	揺動解析の手法	65

4.1	FFT 解析	65
4.2	磁気プローブ信号のモード解析	67
4.3	特異値分解法	68
4.3.1	揺動計測と特異値分解法	68
4.3.2	多チャンネルの信号の解析	68
4.3.3	特異値分解と経験的直交関数展開	68
4.3.4	テストデータとその特異値分解	70
4.4	Wavelet 解析	73
4.4.1	非定常現象のスペクトル解析	73
4.4.2	複素 wavelet 変換	73
4.5	揺動解析手法の利用例	75
4.6	まとめ	76
参考文献		79
第 5 章 実験装置		81
5.1	大型ヘリカル装置	81
5.2	軟 X 線検出器アレイ	85
5.2.1	半導体検出器	85
5.2.2	検出器の視線と LHD プラズマ	86
5.2.3	ベリリウムによる可視光遮断	89
5.2.4	制御システム	89
5.3	高速度接線軟 X 線カメラ	92
5.3.1	ハードウェアの構成	92
5.3.2	コントロールシステムとデータ収集	97
5.3.3	LHD での接線 X 線カメラ	97
5.3.4	ノイズレベル	100
5.3.5	計測器の応答時間	100
5.4	まとめ	102
参考文献		103
第 6 章 軟 X 線検出器アレイを用いた MHD 平衡と揺動計測		107
6.1	LHD の平衡磁場配位の推定	107
6.1.1	線平均として観測されている軟 X 線放射強度の逆変換	107
6.1.2	磁気面の位置の推定	108
6.2	MHD 揺動の空間構造	111
6.3	まとめ	112
参考文献		117
第 7 章 高速度接線軟 X 線カメラを使った MHD 現象の観測		119
7.1	軟 X 線による接線像とその解釈方法	119
7.1.1	MHD 揺動の観測	120
7.2	特異値分解法を用いた二次元データからの揺動特性の取り出し	124

7.3	鋸歯状振動に類似した内部崩壊現象	128
7.3.1	鋸歯状振動類似現象の観測	129
7.3.2	前駆および後続振動	130
7.3.3	鋸歯状振動類似現象の発現領域とシアーの影響	131
7.3.4	鋸歯状振動類似現象によるコアからのエネルギーの流れ	132
7.4	ペレット入射が誘起する低周波振動	135
7.4.1	アブレーション中に観測される密度揺動	135
7.4.2	周辺部で観測される $m=1$ 低周波揺動	140
7.4.3	$m=1$ 低周波揺動の発現領域	141
7.5	まとめ	142
	参考文献	145
第 8 章	結論	149
8.1	今後の課題と展望	150
	謝辞	151
付録 A	立体角の見積もり	153
付録 B	LHD の磁場揺動計測器	157
付録 C	磁気面ファイル	161
	参考文献	163
	研究業績	165
	研究業績	164
	表目次	167
	図目次	170
	索引	171
	索引	172

第1章

はじめに

本論文はヘリオトロン/トルサトロン型のプラズマ閉じ込め装置、大型ヘリカル装置 (LHD) の MHD 的な挙動を軟 X 線計測を通じて研究した結果の報告である。主としてトラスの接線方向から軟 X 線の二次元像を直接測定するための「高速度接線軟 X 線カメラ」の詳細と測定結果について述べる。この「高速度接線軟 X 線カメラ」によりプラズマのコア部の MHD 不安定性の二次元的な構造の直接の観測が可能となった。

従来から使われている PIN フォトダイオードを使った軟 X 線検出器アレイを使った測定と組み合わせ、さまざまなプラズマ中の揺動現象や過渡的な現象を探求した。特に、アイスレット入射直後に観測される低周波揺動が、ペレットの溶発雲が磁力線に沿ってトロイダル方向に長く伸びた高密度領域の回転であることをはじめて明らかにした。本章では核融合プラズマの揺動現象の測定の意義を位置付ける。

1.1 磁場閉じ込め核融合

核融合の意義

核融合反応を用いた発電は将来のエネルギー源として優れた特長を持っている。世界のエネルギー消費量は文明の発展につれて増加の一途をたどっていて、1990 年の段階でおよそ 0.33×10^{21} J/年の割合で消費している [1]。エネルギー源としては石油・石炭・天然ガスなどの化石燃料が主として使用されているが、現在のエネルギー消費量のもとでは確認されている埋蔵量は 100 年程度で使い尽くしてしまう。二酸化炭素排出量を抑える意味でもこれ以上化石燃料に依存することはできない。核分裂反応による原子力発電も広く行われているが、ウラン 238 の確認されている埋蔵量から使用可能な年限を見積もと化石燃料と同程度の期間しか使用できない上に、原子炉からの高レベルの放射性廃棄物の処理の問題があり長期的には使用を制限するのが望ましい。

核融合は軽い元素が融合する時に生じるエネルギーを利用するもので、実現性の高い温度領域で最も高い断面積を持った反応である重水素と三重水素の反応 (D-T 反応) の利用が検討されている (図 1.1 参照)。



ここで D(重水素)、T(三重水素)、n(中性子) 等の記号を用いた。三重水素は D-T 反応で生じる中性子をリチウムに照射して再生産される。このため D-T 反応のエネルギー資源としての量はリチウムの総量によって決まり、リチウムの確定資源量 9×10^6 トンより計算して 1700×10^{21} J 程度と推定される [1]。リチウムは世界的に広く分布し、現在のエネルギー消費量からいって D-T 反応を使った核融合は数千年単位で使える方式であるといえる。将来的には反応断面積が小さく技術的難度の高い重水素 (水素の 0.015% 程度存在する) のみを用いた D-D 反応あるいは、D-He³ 反応が利用可能となるであろうから、燃料の埋蔵量を心配する必要はない。

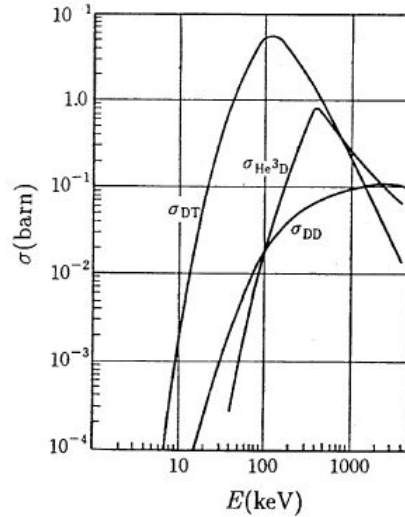


図 1.1 核融合断面積の相対運動エネルギーに対する依存性。(文献 [2]Fig.1.2 より引用)

このようにエネルギー問題を一気に解消する可能性から核融合炉は 1950 年代に構想されて実験が継続的に行われてきた [3]。イオンを加速器で加速して衝突させたのではエネルギー効率が悪く、エネルギーを取り出すという目的では使用できないから「炉」という形をとる必要がある。高温の D あるいは T イオンを長時間保持するために、プラズマを磁場を使って閉じ込めるタイプの核融合炉が研究されてきたわけである。

ローソン条件と自己点火条件

このタイプの炉で、核融合反応による熱によって核融合反応持続させるためには炉内のエネルギーの閉じ込め時間が十分長い必要がある。Lawson はエネルギーの収支を定量的に評価して、プラズマの加熱エネルギーと核融合出力が等しくなる条件として以下の関係を得た [4]。

$$n\tau = \frac{3T}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{Q_t}{4} <\sigma v> - \alpha T^{1/2}} \quad (1.2)$$

ここで T はイオン温度、 n はイオン密度、 τ はエネルギー閉じ込め時間、 $<>$ は速度平均、 η は核融合出力のプラズマ加熱電力への総合的な変換効率、 Q_t は DT 反応 1 回あたりに生じるエネルギーである。 $<\sigma v>$ は温度の関数なので、 $n\tau_E$ と T の関係は図 1.2 のように表示できる。

エネルギーの損失と 粒子によるプラズマ加熱入力を等しくするには、すなわち自己点火条件を実現するには、加熱入力が DT 核融合出力の約 20% であることから $\eta = 0.2$ に相当する。これは 20keV の温度、 10^{20} m^{-3} の密度をもったプラズマで、エネルギー閉じ込め時間 2s 程度を達成することである。しかしこの閉じ込め時間を達成することは当初の予想よりもはるかに難しいことであることが判ってきた。プラズマの閉じ込め時間はプラズマの輸送係数の大きさとプラズマのサイズで決まっている。半径 a の円筒のプラズマで、輸送係数 D が空間的に一定とすると、プラズマの閉じ込め時間 τ は $\tau \propto a^2/D$ 程度の時間となる。すなわち閉じ込め時間を長くするには輸送係数を小さくするか、プラズマの半径を大きくするしか方法がない。核融合の開発には工学的に難しい課題も数多く残されてはいるが、プラズマの閉じ込め性能が当初の想定よりもはるかに悪く、大型装置が必要となって実験・開発にかかるコストが高騰しているこ

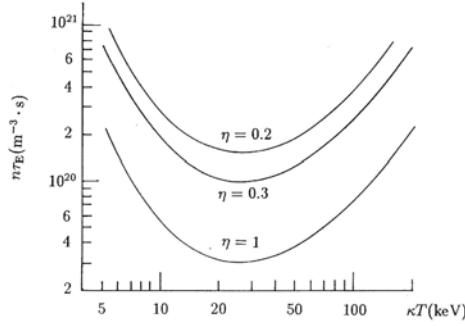


図 1.2 ローソン条件 (式 1.2) は $\eta = 1/3$ のケースに対応する。(文献 [2] Fig.1.4 より引用)

とが本質的な問題であり、開発の遅れを招いているといえる。

プラズマの閉じ込め性能が悪い理由は完全には理解されていないが、プラズマの揺動に起因する輸送が原因と考えられている。プラズマの輸送係数は古典的な衝突過程から求められる値よりもはるかに大きく、異常輸送と呼ばれている [5, 6, 7]。プラズマの揺動と、輸送の関係は以下のように考えられている。磁力線を横切るプラズマの粒子束 Γ_j と熱流速 Q_j はプラズマの揺動量と以下のような関係がある (j はイオンあるいは電子を示す)。

$$\Gamma_j = \langle \tilde{n}_j \tilde{v}_r \rangle = \frac{1}{B} [\langle \tilde{n}_j \tilde{E}_\theta \rangle + \langle \tilde{v}_{//j} \tilde{B}_r \rangle]. \quad (1.3)$$

$$Q_j = \frac{3}{2} \langle \tilde{p}_j \tilde{v}_r \rangle. \quad (1.4)$$

$$= \frac{3}{2} T_{0j} \frac{1}{B} \langle \tilde{n}_j \tilde{E}_\theta \rangle + \frac{3}{2} \frac{1}{B} n_{0j} \langle \tilde{T}_j \tilde{E}_\theta \rangle + \frac{1}{B} \langle \tilde{Q}_{//j} \tilde{B}_r \rangle. \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

ここで n, v, E, B はそれぞれ、プラズマの密度、速度、電場、磁場で、 $\tilde{}$ はその揺動成分を示し、 $\langle \rangle$ は平均をあらわす。 θ はトーラスの断面での小円周方向の角度でポロイダル角と呼ぶ^{*1}。磁力線に垂直な方向の電場の揺動と密度揺動の相関、あるいは径方向磁場の揺動と磁力線平行方向の流れの相関から径方向の流れが生じることがわかる。プラズマの異常輸送と揺動の関係は重点的に研究されてきており、プラズマの周辺部分では粒子束・熱流束がともに静電揺動によるという測定例もあるが (例えば文献 [8])、プラズマの輸送現象が第一原理から説明できているとはいえない。そのため現状の研究レベルでは実際の核融合炉での揺動レベルとそれによる輸送は定量的には予想できない。たとえば現在建設が議論されている、国際熱核融合実験炉 ITER の設計でも、これまでの実験によって得られた閉じ込め時間を外挿する形で閉じ込め時間を予測したうえで、必要とされる装置サイズの予想を行っている。この目的で閉じ込め時間はプラズマのさまざまなパラメータに対するスケーリング則として整理されている [9]。トカマク装置の標準的な閉じ込めモードである L-mode では [10]、

$$\tau_E^{ITER89-P} = 0.048 M^{0.5} I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} \kappa^{0.5} n_{20}^{0.1} B^{0.2} P^{-0.5}, \quad (1.7)$$

閉じ込めの良好な H-mode プラズマに対しては [11]

$$\tau_E^{ELMy} = 0.0365 M^{0.2} I_p^{0.97} R^{1.93} \kappa^{0.67} n_{19}^{0.41} B^{0.08} P^{-0.63} \epsilon^{0.23}, \quad (1.8)$$

^{*1} 一方、トーラス方向の角度 ϕ をトロイダル角と呼ぶ (図 1.4)

とまとめられている。ここで使われた変数はそれぞれ、 M :イオン質量数、 I_p :プラズマ電流 (MA)、 R :大半径 (m)、 a :小半径 (m)、 n_{20}/n_{19} :平均電子密度 ($10^{20}/10^{19}m^{-3}$)、 κ :非円形度、 B :トロイダル磁場 (T)、 P :加熱パワー (MW)、 ϵ :アスペクト比 ($=R/a$) である。プラズマのサイズと閉じ込め時間の関係はここからも読み取れるし、加熱パワーの増大にともない閉じ込め時間が劣化することは磁場閉じ込め核融合の本質的な難しさを示唆する。次世代の実験炉クラスの装置はこの予測から設計され、数秒程度の閉じ込め時間が予想されている。

大型ヘリカル装置 (5.1節で詳しく述べる) はヘリカル型のプラズマ閉じ込め装置である。ヘリカル型装置のエネルギー閉じ込め時間も式 1.7と同様の依存性を持つ ISS95 というスケーリング則に整理されている [12]。

$$\tau_E^{ISS95} = 0.079a^{2.21}R^{0.65}P^{-0.63}n_{19}^{0.51}B^{0.83}. \quad (1.9)$$

プラズマの閉じ込め性能は上記のスケーリング則に対する比率で表現されることが多い。例えばトカマクにおいては、H ファクター、HH ファクターという値が良く使用されるが、それぞれ式 1.7、式 1.8に対する閉じ込め時間の比率である。ヘリカル型の装置でも上記の ISS95 スケーリング則に対する改善度 (H_{ISS95}) で閉じ込め特性が議論される。ヘリカル型核融合炉に必要な装置サイズもこのスケーリング則に基づいて見積もりが行われている [13]。図 1.3に示すのは ISS95 に対する閉じ込め特性の改善度をパラメータにした、炉に必要なプラズマの小半径のグラフである。

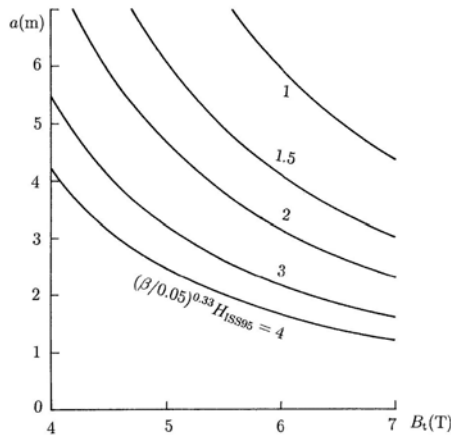


図 1.3 ヘリカル型の核融合炉に必要な小半径を ISS95 に対する閉じ込め時間の改善度をパラメータとして示す。(文献 [13]Fig.4 より引用)

閉じ込め磁場 B_t が 6T の時には、閉じ込め時間を 3 倍改善することができれば、必要とされるサイズは 6m から 3m に半減することがわかる。そのときには建設コストが $(1/2)^3 \sim 1/8$ 程度に減少することが予想される。このことはプラズマの輸送現象を理解すること、可能なら揺動を制御して輸送をコントロールすることが核融合炉を実現するために極めて重要であることを意味する。

と炉のサイズ

核融合炉の実現可能性を大きく制限しているコストという問題では、プラズマの値を大きくできるかどうかもうひとつの鍵である。はプラズマの圧力 p と磁場の圧力の比で $\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0}$ と定義される。

を高くすることができれば低磁場の装置を作ることができる。磁場による応力は磁場の強度の二乗に比例するから、磁場の強度を半分にすることができれば、磁場生成用の超伝導コイルのコスト、ひいては装置

の製造コストを数分の一に減らすことができると考えられる。しかし、 β が上昇したときにはプラズマの圧力勾配をエネルギー源にした MHD 不安定性が成長しやすくなるのが問題になる。ここで MHD という言葉を使うのは、不安定性を調べる上で、プラズマの粒子としての特性や、分布関数などを考慮に入れずに、電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics) の範囲内だけで取り扱うことができるという程度の意味である*2。磁場閉じ込め装置ではこの MHD 不安定性が β の最大値を決めていることが多く、高 β プラズマを実現するためにはこのような圧力勾配駆動型の MHD 不安定性の研究が不可欠である。

1.2 ヘリカル系プラズマと MHD 不安定性に関する実験

本論文の測定対象である大型ヘリカル装置 LHD はヘリカル型あるいは、ヘリオトロン/トルサトロン型と呼ばれる種類の磁場閉じ込め実験装置の一つであり、高い β 値を目指した実験が行われてきた。

環状の磁場閉じ込め装置では図 1.4 に示すように、トーラス状に層をなすように作られた磁気面によりプラズマが閉じ込められる。プラズマが安定であるか不安定であるかは、主として磁場の構造によって決まる。

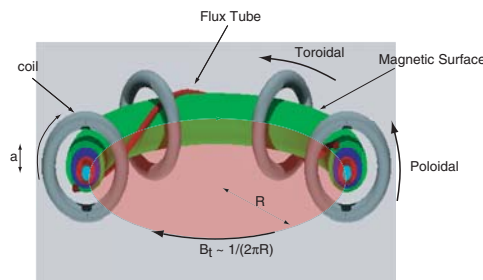


図 1.4 プラズマの磁気面とトーラス形状のプラズマの用語、例えば、大半径 R 、小半径 a 。トロイダル (toroidal)、ポロイダル (poloidal) などの用語を図中に示した。

図 1.4 中に赤く示したのが磁力線の例であり、磁力線は磁気面上で螺旋状の形を持つ。磁場を単純にトーラス形状に曲げただけでは、電子とイオンが荷電分離してしまい、プラズマを閉じ込めることができない。トロイダル (toroidal) 方向の磁場だけでなく、ポロイダル (poloidal) 方向の成分も加える必要がある。

プラズマの安定性と磁場の関係を簡単に導くと以下ようになる (詳しくは第 2 章参照)。プラズマが変形して同じ大きさの磁束をもつ 2 本の磁力管が入れ替わることを考える。磁力管の中のプラズマのエネルギー E_p は、プラズマの圧力を p 、体積を v とすれば、

$$\delta E_p = \delta(pv) = v\delta p + p\delta v + \delta p\delta v = \delta v\left(p + \frac{\delta p}{\delta v}v\right), \quad (1.10)$$

と変化する。交換が断熱変化 ($pv^\gamma = \text{const}$) であると想定すると、

$$\delta E_p = \delta v\left(\delta p + \frac{\gamma p}{v}\delta v\right) = \delta v\delta p + (\delta v)^2\frac{\gamma p}{v}, \quad (1.11)$$

となる。 $\delta E_p > 0$ なら安定だから、

$$\delta p\delta v > 0, \quad (1.12)$$

がプラズマが安定であるための十分条件となる。

*2 一般に核融合プラズマ閉じ込め装置の特性を考えるときには、電磁流体力学的な平衡状態 (MHD 平衡) が存在するかを研究し、次にその平衡状態が安定かどうか (MHD 不安定性) を調べる。平衡・安定性といった一連の現象を調べることを MHD 現象の研究と一般的に呼ぶ。

磁力管の断面積を s とすると、磁力線に沿った積分を $\int dl$ としたときに、

$$v = \int dl s = \Phi \int \frac{dl}{B}, \quad (1.13)$$

とかける。ここで Φ は磁力管の持つ磁束である。圧力分布は通常、プラズマの中心部で大きく外にむかって減少するから ($\delta p < 0$)、安定条件は

$$\delta \int \frac{dl}{B} < 0, \quad (1.14)$$

となる。ヘリオトロン/トルサトロン型の装置は、この条件をプラズマの周辺部では満たさないので、圧力勾配駆動型の不安定性の影響が危惧され実験が行われてきた。安定性はエネルギー原理を使って定量的に調べることができ、通常はメルシエ条件 (式 2.36) という形で実験との比較が行われる。磁気軸の位置と、実現可能な最大値 (限界) との関係を探る研究が精力的に行われてきたが、それは次の理由からである。トロイダル方向の磁場 B_t を、図 1.4 で示すようなコイルシステムで作る場合、磁場の強さは大半径に反比例する $B_t \propto (2\pi R)^{-1}$ 。図 1.5 に磁気面の断面図とトロイダル磁場の強さを示すが、太線で示した磁気面の平均的な磁場の強さ (図 1.5 中の赤線の位置) は、最も外側の磁気面の平均的な磁場の強さに比べて、内寄せ時には強く、外寄せ時には弱いことがわかる。つまり、式 1.14 を考えれば、磁力線が真空領域と入れ替わるような変形が内寄せ時には生じにくく (安定)、外寄せ時には生じやすい (不安定) ことがわかる。磁気軸の位置を垂直磁場等を使って制御すれば、MHD 的な安定特性を変化させることができるわけである。

MHD 不安定性を考える上でももう一つ重要な概念は有理面である。磁力線の螺旋のピッチは磁気面によって異なり、磁力線を追跡してトーラスを周回したときに有限の回数 (安全係数 q) まわって同じ場所に戻るときその磁気面を有理面といい、不安定性が励起されやすい面である。トロイダル方向モード数 n 、ポロイダル方向のモード数 m とすると ($\exp(-i(m\theta - n\phi))$)、 $m/n = q$ の不安定性が励起される。ヘリカル系のプラズマを議論する場合には、 q の逆数である回転変換 $t = 1/q$ も良く用いられる。

次節以下にこれまでヘリカル系で行われた MHD 不安定性関連の実験、特に 限界に関する実験結果を簡単にレビューする。

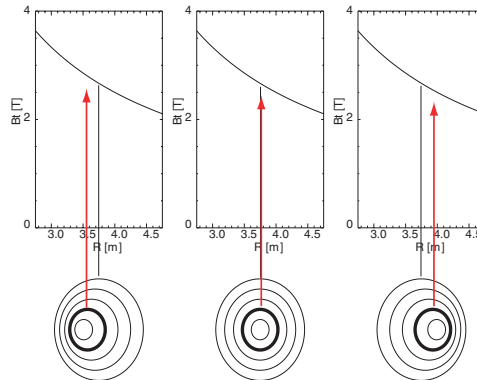


図 1.5 トロイダル磁場と磁気軸の断面図。

Heliotron DR

ヘリオトロン DR 装置は $R=90\text{cm}$ 、 $\langle a \rangle = 7\text{cm}$ の小型のヘリオトロン/トルサトロン型の装置である。電子サイクロトロン加熱装置で加熱したプラズマでの、最大の値を磁気軸の位置の関数として図 1.6 に示す。プラズマの内側のシフトに対して、限界がさがっているのがわかる。一方 MHD 的に安定な

はずの外側への移動に対しても 限界が低下しているが、これは最も危険な有理面である、 $t = 1/1$ に対応する有理面が外側に移動して、圧力勾配がきつい領域に移動する効果で説明できるとされている [14]。

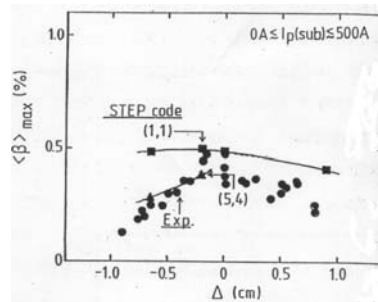


図 1.6 ヘリオトロン DR 装置での磁場揺動の強度と low-n の不安定性限界 ($m/n = 1/1, 5/4$) との比較。(文献 [15] 図 7 より引用)

Heliotron E

ヘリオトロン E 装置は $\ell = 2, M = 19$ で、 $R / \langle A \rangle = 11$ というアスペクト比の大きいヘリオトロンタイプの装置である。中心の値 $\beta_0 \sim 3\%$ 程度、すなわち平均 $\beta_t = 1\%$ が達成されている。 $\beta_0 = 1.0 \sim 1.5\%$ の領域でトカマクの鋸歯状振動と類似の内部崩壊現象が発見されている。図 1.7 に示すように、中心部の軟 X 線信号が急速に減少し、周辺部からの信号が急速に上昇する、コアから周辺へのエネルギーの輸送が繰り返し生じている。

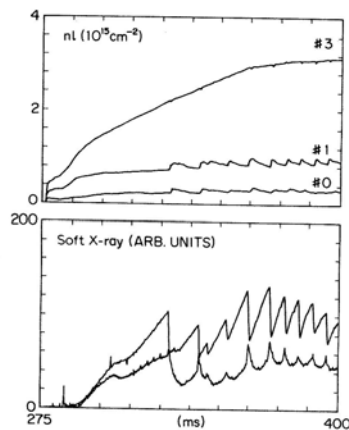


図 1.7 ヘリオトロン E 装置で観測された鋸歯状振動類似の現象。(文献 [16] 図 5.12 より引用)

このような鋸歯状現象は $t = 1/1$ [17]、 $t = 1/2$ [18] の各有理面でおきると報告されている。抵抗性のインターチェンジモードの非線形発展 [19]、あるいは理想インターチェンジモードの非線形発展 [20] などの原因が考えられている。図 1.8 に示すのは文献 [20] の計算機シミュレーションの結果で、 $t = 1/2$ の有理面で $m = 2$ のアイランドが発展し、プラズマのコアの部分で磁気リコネクションを起こすことで、エネルギーを放出し再び初期の圧力分布に戻る。このような現象が繰り返し起こることで鋸歯状振動が起きていると考えられている。

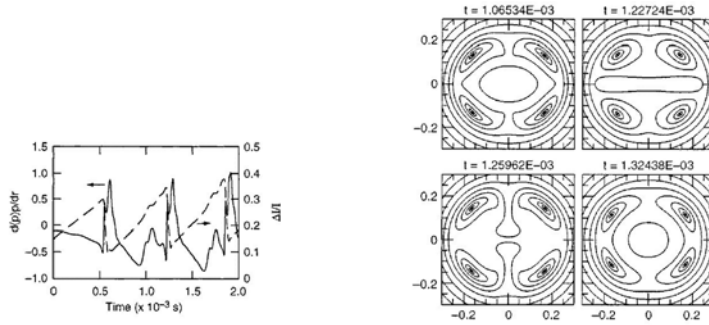


図 1.8 鋸歯状振動に類似した現象シミュレーション結果 (文献 [20] の Fig.8,12 より引用)

ATF

図 1.9 に示すのは ATF (Advanced Toroidal Facility) トルサトロン装置の磁場揺動の大きさと同積平均である $\langle \beta \rangle$ の関係である [21]。プラズマの圧力が上昇すると、磁気面はその圧力を支えるために大半径外側にシフトする (Shafranov シフト)。そのため圧力が上昇しても安定限界があがりさらに高い圧力を閉じ込めることができる可能性がある。一度上昇した磁場揺動が減少するのが観測されており、磁気軸の外側への移動に伴う安定化が実証されている。

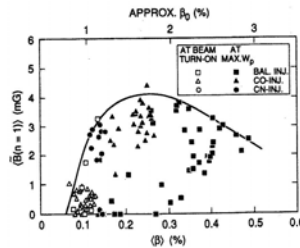


図 1.9 ATF 装置で観測された磁場揺動の大きさと $\langle \beta \rangle$ の関係。(文献 [21] Fig.3 より引用)

CHS

CHS 装置は小さなアスペクト比 ($R/\langle a \rangle = 5$) を持つヘリカル装置である。シャフラーノフシフトはアスペクトの逆数に比例するので (式 2.25)、このような装置は $\langle \beta \rangle$ の上昇に対して大きく磁気軸がシフトする。それによって生じるコア部の深い磁気井戸から高い β が期待できる。CHS の最高の β 値はリヒート放電*3時に観測され、反磁性ループによる蓄積エネルギーから計算された同積平均 β 値でいって 2.1% に達した [23]。このとき Shafranov シフトはプラズマの平均半径の 4 割に達して、それによる広がった磁気井戸により安定領域にはいったと考えられる。図 1.10 に β 値に対する磁場揺動の大きさを示すが、1% 以上の領域では揺動の振幅が飽和しているのがわかる。

磁気軸を内側に寄せた実験では、 $\beta = 0\%$ ではメルシエ不安定の領域にもかかわらずプラズマが生成され、 β の上昇とともにプラズマが安定化領域に移動することにより、メルシエ不安定な領域でもプラズマが持続していると解釈されている [24]。

*3 強いガスパフによる粒子補給をきったあとに観測される閉じ込め改善モード [22]

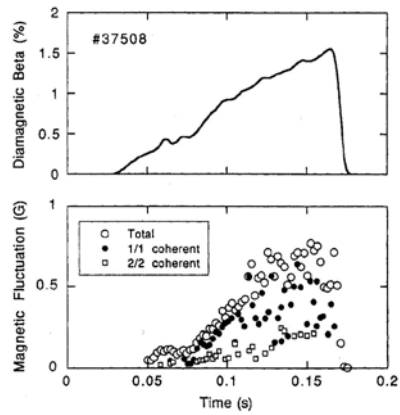


図 1.10 値と磁場揺動の大きさ。(文献 [23]Fig.5 より引用)

1.2.1 LHD におけるこれまでの MHD 不安定性に関する研究

プラズマの閉じ込め特性、特に高速イオンの閉じ込め特性が良いことから磁気軸をやや内側に寄せた、 $R_{ax}=3.6\text{m}$ の実験を LHD では多数行ってきている。 $R_{ax}=3.6\text{m}$ の配位は図 2.9に示すように、磁気丘の領域が広く MHD 的には不安定な配位である。この配位下で軟 X 線検出器アレイによる分布測定により値とプラズマの磁気軸の関係が調べられ、平衡計算コードの予想と同様の Shafranov シフトが観測されている (5.2章)。

MHD 不安定性はトロイダル磁場の小さい ($B_t = 0.5T - 0.75T$)、高 実験 ($\beta_t < 3.0\%$ 程度) で詳しく調べられた [25]。通常の配位では $\rho = 1/2$ 付近に $t = 1/2$ の有理面があり、それが LHD のコア部では最も危険な有理面である。図 1.11に示すのは LHD の平均 β と $t = 1/2$ の有理面での圧力勾配の関係である。図 1.11(A) の破線より左はメルシエ不安定な領域、実線より左は低 n モードの不安定な領域を示す。CHS と同様にメルシエ不安定な領域でもプラズマは明らかに存在するが、低 n モードが不安定な領域ではほとんど実験データは存在しない。このため低 n モードの安定・不安定でプラズマ生成可能か否かが判定できると考えられている。また $\beta_t = 2\%$ 近くで揺動レベルが飽和して (図 1.11(B))、他の装置と同様 Shafranov シフトによる安定化が観測されている。たとえば $m/n = 2/1$ のコヒーレントなモードは $\beta_t > 2.2\%$ 以上の領域では観測されていない [26]。

ペレット入射時の圧力勾配がピークした実験では図の低 n 不安定な領域にプラズマパラメータが入るため鋸歯状振動と類似の現象が観測されている。これについては 7.3節で詳述する。

プラズマ周辺部の有理面に起因する不安定性も多数観測されている。LHD の H-mode 遷移後にはプラズマ周辺部の磁気丘領域に急峻な圧力勾配が形成され、これにより、 $m/n = 3/2, 1/1$ などのプラズマ周辺部に有理面をもつモードが即座に励起されて 値の上昇を制限している [27]。

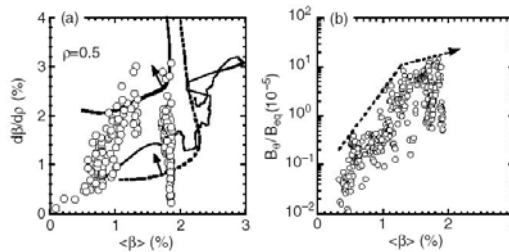


図 1.11 LHD の体積平均 $\langle \beta \rangle$ と $t = 1/2$ 面での圧力勾配 (A)、磁気揺動の大きさの $\langle \beta \rangle$ 依存性 (B) を示す。

1.3 揺動計測の現状

前節までに述べたように高性能の核融合炉を実現するためには、揺動による輸送の低減と MHD 安定性の改善による高 化が不可欠であり、核融合プラズマ実験装置にはさまざまな揺動計測法を使った揺動計測機器が整備されている。

プラズマの測定機器は、密度計測用の機器であるとか、温度計測用の機器であるとか、測定している物理量で分類されることが多い。しかし揺動現象の測定器としての特徴を評価するには上記の分類法は十分ではない。例えば揺動による粒子束を計算する場合には、式 1.3 を直接評価するよりはそのフーリエ変換である、

$$\Gamma = \frac{1}{B_t} \int_{-\infty}^{\infty} k_{\theta}(f) P^{n_e V_s}(f) \sin(\theta n_e V_s(f)) df, \quad (1.15)$$

という形で評価することが多い。ここで k_{θ} はポロイダル方向の波数であり、 $P^{n_e V_s}(f)$ 、 $\theta n_e V_s(f)$ はそれぞれ密度揺動と電位揺動の相互相関係数と位相差である。この計算のためにはプラズマの電位の波数を周波数の関数として正確に測定する必要がある。

磁場閉じ込めプラズマの揺動の特徴は広い周波数スペクトルと波数スペクトルである。周波数スペクトルは数 100Hz から数 100KHz まで幅広く広がっており、それに加えて特定の不安定性に対応する線スペクトルが重なったものが測定されている。波長としては装置のサイズに匹敵するものから ($k = 0.1 \text{ m}^{-1}$)、イオンのラーマー半径例えば ($k = 10^4 \text{ m}^{-1}$) 程度のサイズの揺動まで存在する。時間的にも空間的にも 10^5 以上もスケールが違現象に対処する必要があるわけで、単一の測定方法では対処できないためさまざまな種類の計測器が考案され使われている。おもな計測機器をこの観点で整理して長波長 短波長の順にあげれば表 1.1 のとおりである。

通常の計測機器はプラズマの物理量を正確に測定するために特化している。もちろん物理量を直接測定できる計測器は有用だが制約が多く、揺動測定用としては周波数分解能や、空間分解能が十分でないことが多い。揺動測定器の測定している位置のイメージを図 1.12 に示す。遠赤外レーザ干渉系のように線積分での測定であったり、電子サイクロトロン放射測定 (ECE) や重イオンビームプローブ測定 (HIBP) のように、局所測定であっても測定点に制約があったりと、揺動の一端だけを捕らえることができる計測器が多く揺動の空間構造を調べるという点では不足が多い。

逆に空間構造を調べるのに適した、揺動計測専門といつていい計測器も存在する。例えば軟 X 線検出器アレイがその例であり、半導体の検出器を多数使いプラズマを多数の視線でカバーすることができる。軟 X 線放射強度は 3 章で示すように、プラズマの電子密度、電子温度、不純物の密度等の複雑な関数ではあるが、プラズマは磁力線と平行方向には動きやすいため、プラズマを閉じ込めている磁気面上では上記のパラメータが等しく、放射強度は一定になる場合が多い。そうすると軟 X 線の放射強度の揺動の測定から、プラズマを閉じ込めている磁気面の振動・変形を調べることができる。測定は線積分で行われるから、トモグラフィー計算で局所放射強度分布を求めることで、プラズマの磁気面の二次元の揺動分布の計測が可能になる。前節で触れたような磁気面の変形を伴うような複雑な MHD 不安定性、特に内部崩壊現象などを調べるには適した方法である。次節ではトカマクプラズマの典型的な MHD 現象である、鋸歯状振動とそのトモグラフィーによる計測に触れる。

表 1.1 揺動計測機器の特徴

磁気プローブ	(プラズマの外に配置しプラズマ内部の電流の揺動や、不安定性による変形を計測) 波数 $k = 0.1 \sim 1 \text{ m}^{-1}$ 、周波数応答 $f=10^2 \sim 10^6 \text{ Hz}$ 空間的にはトロイダルおよびポロイダル方向の測定。
多チャンネル遠赤外線レーザー (FIR) 干渉計	(プラズマの密度揺動を測定) 波数 $k = 1 \sim 10 \text{ m}^{-1}$ 、周波数応答 $f=10 \sim 10^6 \text{ Hz}$ レーザーのビームにそっての積分値の測定。主に径方向の波数の測定。
軟 X 線検出器アレイ	(軟 X 線放射の揺動測定 磁気面の変形を測定) 波数 $k = 1 \sim 10 \text{ m}^{-1}$ 、周波数応答 $f=10 \sim 10^6 \text{ Hz}$ トモグラフィ計算から二次元計測
マイクロ波反射計	(反射面の動きを測定 主に密度揺動) 波数 $k = 1 \sim 100 \text{ m}^{-1}$ 程度、周波数応答 $f=10 \sim 10^6 \text{ Hz}$
電子サイクロトロン放射 (ECE) 測定	(電子温度揺動) 波数 $k=1 \sim 100 \text{ m}^{-1}$ 、周波数応答 $f=10^2 \sim 10^6 \text{ Hz}$ 通常はプラズマの径方向の一次元の分布のみ測定できる。
FIR 散乱計測	(FIR レーザー光のプラズマによる散乱の測定) 波数 $k = 10^2 \sim 10^3 \text{ m}^{-1}$ 周波数応答 $f=10^3 \sim 10^6 \text{ Hz}$ 入射波の垂直方向の波数の測定。波数の空間分解能はわるい。
重イオンビームプローブ	(重イオンビームを入射し電離したビームを測定 電位・密度揺動) 波数 $k = 10^2 \sim 10^3 \text{ m}^{-1}$ 、周波数応答 $f=10^3 \sim 10^6 \text{ Hz}$ 技術的難度が高い。ビームにそった経路にのみ測定点がある。
静電プローブ	(プラズマの密度、温度揺動を直接電極を挿入して測定) 波数 $k=10^2 \sim 10^4 \text{ m}^{-1}$ 、周波数応答 $f=\text{DC} \sim 10^6 \text{ Hz}$ 磁力線垂直方向のみの波数が測定できる。周辺の低温プラズマしか測定できない。

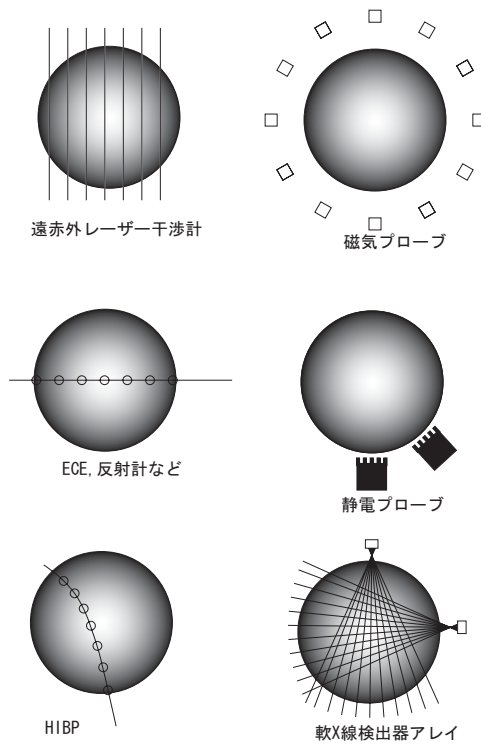


図 1.12 表 1.1に示した計測器の測定している場所の概念図

1.3.1 二次元揺動計測と内部崩壊不安定性

二次元の揺動計測が本質的に必要とされる例としては鋸歯状振動 [28, 29] のような内部崩壊現象の研究があげられる。鋸歯状振動はプラズマ内部を見込む計測機器の信号に現れる規則的な変動で、中心付近を見込む信号はゆっくり上昇して崩壊することを繰り返す。一方ある半径 (反転半径 r_s) より外側では崩壊時に上昇しその後減少する。このことによりプラズマ中心部の熱と粒子が外側に吐き出されているので内部崩壊現象とも呼ばれる。熱と粒子が吐き出されることで閉じ込め特性を悪化させるために、研究が精力的に行われてきた。ST トカマクで初めて発見されてから [30]、多くのトカマクで見出されている代表的な MHD 不安定性による崩壊現象である。トカマクで観測されている鋸歯状振動には以下の特徴がある。(1) 反転半径は $q = 1$ の有理面付近にある。(2) 崩壊の前に前兆の振動現象 (前駆振動 precursor) を伴うことが多く、モード数は $m/n = 1/1$ である。(3) 崩壊は $100\mu\text{s}$ 程度の時間スケールでおきる高速の現象である。(4) 多くの実験装置で崩壊現象が起きる時の磁気軸での安全係数 q_0 は 1 以下であり (例えば TEXTOR の偏光計の測定では $q_0 = 0.73 \pm 0.1$ [31])、その値は崩壊によっても大きく変化しない。このような「繰り返しのある」緩和現象は磁気閉じ込めプラズマに置いてはさまざまな種類のもが発見されており [32]、前節でも述べたように、ヘリカル系のプラズマにおいても鋸歯状振動類似の現象が Helitron-E 装置 [17, 19, 18] で見出され、Compact Helical System(CHS) 装置 [33, 34, 35] でも観測されている。またトカマクの Reversed Shear プラズマでは $q = 1$ の有理面だけでなく、 $q = 3/2, 2/1$ などの有理面でも鋸歯状類似の緩和現象が起きている [36, 37, 38]。回転変換分布の近いヘリカル系での結果との関連が注目される [35]。

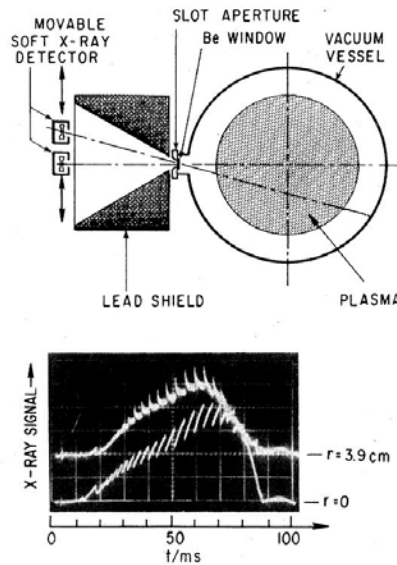


図 1.13 鋸歯状振動の ST トカマクで観測例。文献 [30]Fig.1 より引用。

トカマクの鋸歯状振動の理論的モデルとして抵抗性の不安定性の発展と $q=1$ 面でのリコネクションを仮定する Kadomtsev モデル [39] や、磁気シアアの弱い中心部で重要となるインターチェンジモードをベースにした Wesson モデル [40] などが提唱されたが実験事実を矛盾なく説明できていない。モデル化がうまくいかない理由には、実験での計測が十分でないことがあげられる。

たとえば前駆振動を例にとり、鋸歯状振動が初めて発見されたときの測定データを図 1.13、1.14 に示す。

初期の実験では図 1.14 のような信号から、ポロイダルモード数 ($m = 1$) という形で現象 (前置振動) がと

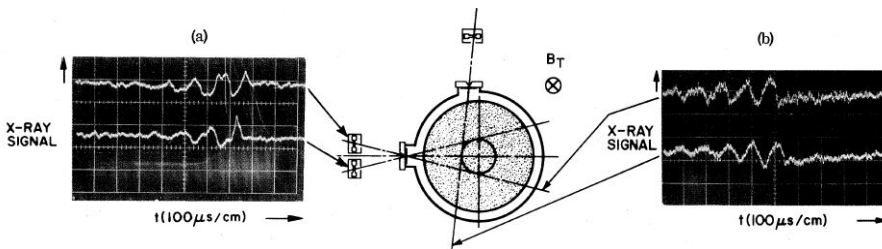


図 1.14 ST トカマクで鋸歯状振動の z 前置振動の観測例。文献 [30]Fig.3 より引用。

らえられた。また空間解像度の十分でない初期のトモグラフィー計測の結果から上記のような理論モデルが考えられたわけである。現在では図 1.15 に示すような高精度の二次元のトモグラフィー測定が可能になり、崩壊直前のプラズマの中心の高温部の回転や移動をはっきり測定することができている [41, 42]。このような計測から、不安定性のモデルの違いによる磁気面の変形の形状の差を議論できるようになった (例えば文献 [43] 参照)。内部崩壊現象のような複雑な現象では二次元計測の優位性は明らかである。

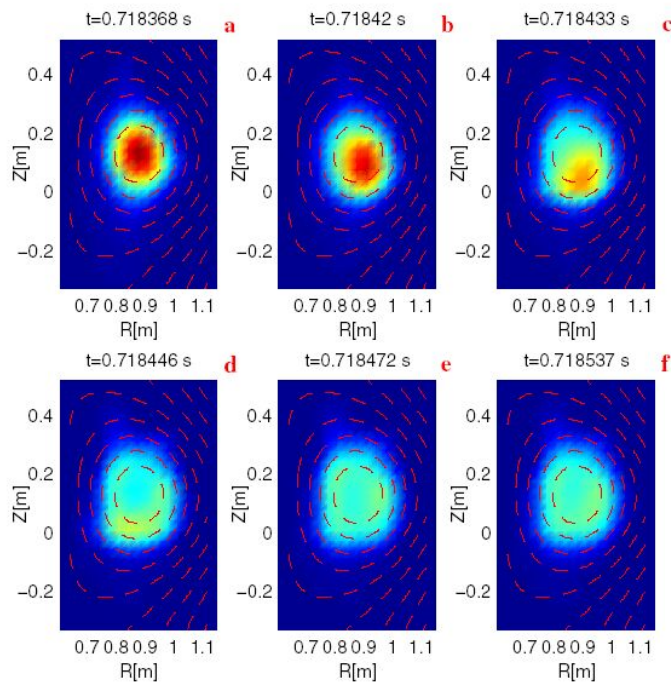


図 1.15 TCV トカマクで鋸歯状振動時 X 線放射強度分布の再構成例。A-C に高温部の移動が示されている。文献 [42]Fig.3 より引用。

微視的不安定性

揺動計測の対象として、MHD 不安定性と並んで計測の必要性の高い微視的な不安定性でも状況は同様である。コアプラズマの異常輸送の原因の候補として有力なイオン温度勾配不安定性 (ITG モード) のシミュ

レーション結果を図 1.16 に例として示す。トラス周回磁場に沿った等位相面をもった構造であることがわかる。断面内でもトラス内側と外側で揺動のサイズ等が異なっているのがわかる。この種の揺動の構造を理解するためには、1次元の測定では不十分であり、ある断面での二次元揺動測定が必要になる。揺動の構造の三次元構造の測定はもちろん望ましいが、磁力線に沿った位相があまり変化しないのであれば、二次元測定ほど必要性は高くはないと考えられる。

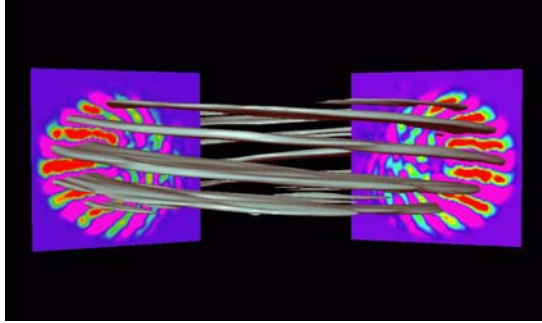


図 1.16 ITG モードの等位相面の空間構造の計算例 ([44] より引用)

このように軟 X 線による二次元の揺動計測は重要な役割を果たしている。トモグラフィ計測法はシステムが複雑になること、大型装置では素子が損傷することからプラズマに接近した設置が難しくなってきたといった問題がある。JT-60U や JET といった大型装置では活用できる局面が限られている。設置の難しさから LHD でも導入されていない。

1.3.2 二次元の揺動計測の発展

プラズマの揺動の二次元構造の測定という点では可視光を用いた測定が古くから行われており、要素技術の進歩とともにさまざまな手段がとられるようになった [45]。初期の磁場閉じ込め核融合プラズマの研究では高速のストリークカメラ等を利用し、可視光の写真撮影から不安定性の研究が行われた。図 1.17 に示すのは DITE トカマクの接線方向から可視光の連続撮影を行った例である [46]。

測定は放電初期の電流の上昇フェーズで行われ、プラズマ周辺部に存在する有理面の安全係数 q に比例するようなポロイダルモード数 m が観測されている。

最近でもプラズマ表面の不安定性をガスバフによる H_{α} 光の揺動を使って調べた研究 [47]、NBI ビームによる荷電交換反応による光を二次元の可視光検出器アレイで測定して密度揺動を調べたもの [48] (図 1.18) などの優れた研究が行われている。後者は、径方向にシアを持つポロイダル流によって、揺動の径方向の相関が断ち切られて、安定化される様子を直接可視化することに成功し、磁力線に垂直な面内での二次元揺動計測の有用性を示している。このようにプラズマ周縁部に関して言えば優れた研究が可視光を使った直接の二次元計測で行われている。しかしプラズマの中心部については可視光では観測が難しいためそのような直接の計測は行われていない。

1.4 本研究の目的と意義

本研究はプラズマのコア部の揺動の二次元的な構造を直接計測できる新しい計測機器—「接線軟 X 線カメラ」を開発し、それを利用して大型ヘリカル装置 LHD の MHD 特性を研究するものである。可視光を使った揺動の直接の二次元計測は優れた成果をあげている。軟 X 線による観測が必要なプラズマのコア部でも、内部崩壊不安定性など、複雑な構造をもった不安定性が観測されており、接線軟 X 線カメラによる

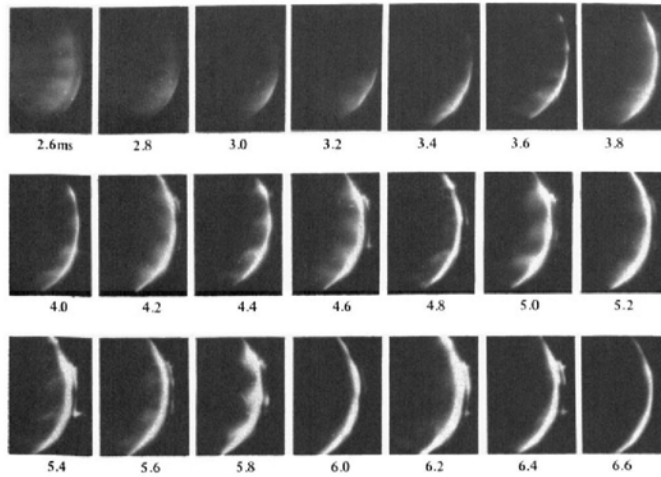


図 1.17 200 μs 間隔で撮影された DITE トカマクの可視光による接線像。(文献 [46]Fig.4 より引用)

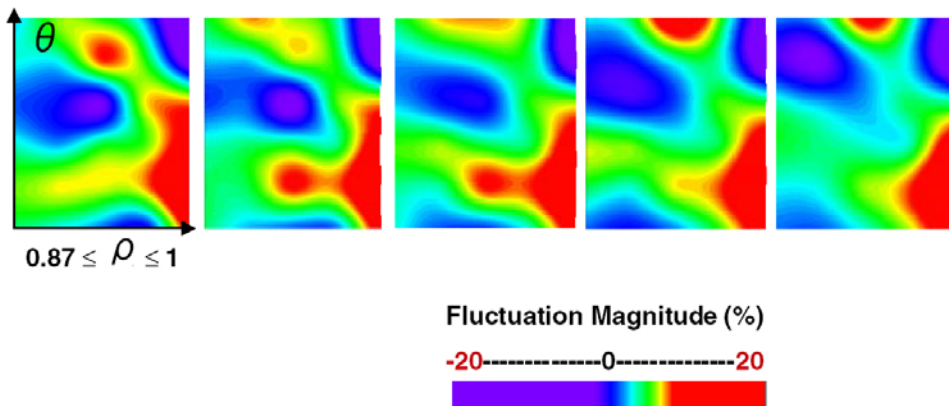


図 1.18 DIII-D トカマクで測定された Beam Emission Spectroscopy(BES) による二次元の密度揺動測定。最外殻磁気面の大きさを規格化した半径 ρ が 0.87 から 1.0 の断面を観測している。各図は $1\mu\text{s}$ 間隔で撮影されている。(文献 [48]Fig.1 をフォントを加工した上で引用)

直接の二次元測定は有用と考えられる。軟 X 線計測は磁気面の变形を主に計測するため圧力勾配駆動型の MHD 不安定性を調べるに適している。従来タイプの軟 X 線検出器アレイも開発して使用したが、軟 X 線検出器アレイも周波数特性が良好である点、プラズマの複数箇所での測定を行うことができる点など優れた特長があり、接線軟 X 線カメラを補うことが期待できるからである。LHD は垂直磁場のコントロールから多様な磁場の構造を作り出すことができ、圧力勾配駆動型の MHD 不安定性の研究には特に適している装置である。不安定性に起因する揺動現象は異常輸送の原因と考えられており、揺動をコントロールすることは閉じ込め特性の向上につながる。本測定装置で輸送現象を直接調べることはできないが、プラズマの過渡応答を調べることで間接的に輸送現象を調べることができる可能性もある [49]。本計測法は LHD のようなヘリカル系にのみ有効な計測ではなく、トカマクプラズマに対しても適用可能であり、第 3 章で述べるように、単純な形状をしているトカマクでは理想的な形で計測を行うことができる可能性がある。

本論文は以下のように構成されている。第 2 章で本研究の主要な主題のひとつであるトーラス状の磁気閉

はじめの MHD 特性を簡単にレビューし、第 3 章では軟 X 線計測についてまとめる。第 4 章で揺動データの解析方法、特に、崩壊現象などの非定常の現象に対して有効な解析手法について述べる。5.2 節では接線軟 X 線カメラと組み合わせて使用した、軟 X 線検出器アレイのハードウェアについて記述する。5.3 節では、接線軟 X 線カメラの開発について記述する。第 6 章では主に軟 X 線検出器アレイを使った実験結果、第 7 章では接線軟 X 線カメラを使ったプラズマ実験の結果について述べる。

参考文献

- [1] 宮本健郎. 新エネルギー工学入門 (太陽, 原子力, 核融合). 培風館, 1999.
- [2] K. Miyamoto. *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion NIFS-PROC-48*. National Institute for Fusion Science, 2000.
- [3] 宮本健郎. 核融合のためのプラズマ物理. 岩波書店, 1987.
- [4] J.D.Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society*, p. 6, 1957.
- [5] P.C. Liewer. Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport. *NUCL. FUSION*, Vol. 25, pp. 543–621, 1985.
- [6] A.J. Wootton, B.A. Carreras, H. Matsumoto, K. Mcguire, W.A. Peebles, C.P. Ritz, P.W. Terry, and S.J. Zweben. Fluctuations and anomalous transport in tokamaks. *Phys. Fluids B, Plasma Phys.*, Vol. 2, pp. 2879–903, 1990.
- [7] 岸本泰明. 異常輸送. 核融合学会誌, Vol. 76, pp. 1280–1308, 2000.
- [8] C.P. Ritz, R.V. Bravenec, P.M. Schoch, R.D. Bengtson, J.A. Boedo, J.C. Forster, K.W. Gentle, Y. He, R.L. Hickok, Y.J. Kim, H. Lin, P.E. Phillips, T.L. Rhodes, W.L. Rowan, P.M. Valanju, and A.J. Wootton. Fluctuation-induced energy flux in the tokamak edge. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 62, pp. 1844–7, 1989.
- [9] 小川雄一. スケーリング則とその背景. 核融合学会誌, Vol. 77, pp. 52–60, 2001.
- [10] P.N. Yushmanov, T. Takizuka, K.S. Riedel, O.J.W.F. Kardaun, J.G. Cordey, S.M. Kaye, and D.E. Post. Scalings for tokamak energy confinement. *Nucl. Fusion*, Vol. 30, pp. 1999–2006, 1990.
- [11] ITER Physics Expert Groups on Confinement, Transport, Confinement Modelling, and Database ITER Physics Basis Editors. Plasma confinement and transport. *Nucl. Fusion*, Vol. 39, pp. 2175–2249, 1999.
- [12] U. Stroth, M. Murakami, R.A. Dory, H. Yamada, S. Okamura, F. Sano, and T. Obiki. Energy confinement scaling from the international stellarator database. *Nucl. Fusion*, Vol. 36, pp. 1063–77, 1996.
- [13] K. Miyamoto. Parameter sensitivity of the scale of stellarator-type reactors. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 41, pp. 415–426, 1999.
- [14] N. Yanagi, S. Morimoto, K. Ichiguchi, S. Besshou, M. Sato, S. Kobayashi, M. Iima, H. Nakamura, M. Wakatani, and T. Obiki. Effects of the magnetic axis shift on pressure driven MHD instabilities in Heliotron DR. *Nucl. Fusion*, Vol. 32, pp. 1264–9, 1992.
- [15] 若谷誠宏, 中村裕司, 市口勝治. ヘリオトロン/トルサトロンにおける MHD 不安定性. 核融合学会誌, Vol. 63, No. 5, pp. 334–355, 1990.
- [16] Masahiro Wakatani. *Stellarator and Heliotron Devices*. Oxford University Press, 1998.
- [17] J H Harris, O Motojima, H Kaneko, S Besshou, H Zushi, M Wakatani, F Sano, S Sudo, A Sasaki,

- K Kondo, M Sato, T Mutoh, T Mizuuchi, M Iima, T Obiki, A Iiyoshi, and K Uo. Magnetohydrodynamic Activity in High- β , Currentless Plasmas in Heliotron-E. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 24, p. 2242, 12 1984.
- [18] H Zushi, Y Suzuki, M Hosotsubo, Y Nakamura, M Wakatani, F Sano, K Kondo, T Mizuuchi, M Nakasuga, S Besshou, H Okada, K Nagasaki, C Christou, Y Kurimoto, H Funaba, T Hamada, T Kinoshita, T Obiki, S Kado, K Muraoka, S Sudo, K Ida, B J Peterson, V Yu Sergeev, K V Khlopenkov, V V chechkin, and V S Voitsenja. Resistivity Effects on the Critical Pressure Gradient for the Resistive Interchange Modes in Heliotron E, 1986.
- [19] M Wakatani, H Shirai, and M Yamagiwa. Pressure-driven Relaxation Instability in a Current-Free High-Shear Helical System. *Nucl. Fusion*, Vol. 24, p. 1407, 11 1984.
- [20] B.A. Carreras, V.E. Lynch, H. Zushi, K. Ichiguchi, and M. Wakatani. Internal disruptions in Heliotron E. *Phys. Plasmas*, Vol. 5, pp. 3700–7, 1998.
- [21] J.H. Harris, E. Anabitarte, G.L. Bell, J.D. Bell, T.S. Bigelow, B.A. Carreras, L.A. Charlton, R.J. Colchin, E.C. Crume, N. Dominguez, J.L. Dunlap, G.R. Dyer, A.C. England, R.F. Gandy, J.C. Glowienka, J.W. Halliwell, G.R. Hanson, C. Hidalgo-vera, D.L. Hillis, S. Hiroe, L.D. Horton, H.C. Howe, R.C. Isler, T.C. Jernigan, H. Kaneko, J.N. Leboeuf, D.K. Lee, V.E. Lynch, J.F. Lyon, M.M. Menon, R.N. Morris, M. Murakami, G.H. Neilson, V.K. Pare, D.A. Rasmussen, C.E. Thomas, T. Uckan, M.R. Wade, J.B. Wilgen, and W.R. Wing. Second stability in the ATF torsatron-experiment and theory. *Phys. Fluids B, Plasma Phys.*, Vol. 2, pp. 1353–8, 1990.
- [22] S. Morita, H. Yamada, H. Iguchi and K. Adati, R. Akiyama, H. Arimoto, M. Fujiwara, Y. Hamada, K. Ida, H. Idei, O. Kaneko, K. Kawahata, T. Kawamoto, S. Kubo, R. Kumazawa, K. Matsuoka, T. Morisaki, K. Nishimura, S. Okamura, T. Ozaki, T. Seki, M. Sakurai, S. Sakakibara, A. Sagara, C. Takahashi, Y. Takeiri, H. Takenaga, Y. Takita, K. Toi, K. Tsumori, K. Uchino, M. Ueda, T. Watari, and I. Yamada. A role of neutral hydrogen in CHS plasmas with reheat and collapse and comparison with JIPP T-IIU tokamak plasmas. *Proc. 14th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Vol. 2, p. 515, 1993.
- [23] S. Okamura, K. Matsuoka, K. Nishimura, K. Tsumori, R. Akiyama, S. Sakakibara, H. Yamada, S. Morita, T. Morisaki, N. Nakajima, K. Tanaka, J. Xu, K. Ida, H. Iguchi, A. Lazaros, T. Ozaki, H. Arimoto, A. Ejiri, M. Fujiwara, H. Idei, O. Kaneko, K. Kawahata, T. Kawamoto, A. Komori, S. Kubo, O. Motojima, V.D. Pustovitov, C. Takahashi, K. Toi, and I. Yamada. High beta discharges with neutral beam injection in CHS. *Nucl. Fusion*, Vol. 35, pp. 283–96, 1995.
- [24] S. Okamura, K. Matsuoka, R. Akiyama, D.S. Darrow, A. Ejiri, A. Fujisawa, M. Fujiwara, M. Goto, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, N. Inoue, M. Isobe, K. Itoh, S. Kado, K. Khlopenkov, T. Kondo, S. Kubo, A. Lazaros, S. Lee, G. Matsunaga, T. Minami, S. Morita, S. Murakami, N. Nakajima, N. Nikai, S. Nishimura, I. Nomura, S. Ohdachi, and K. Ohkuni. Confinement physics study in a small low aspect ratio helical device: CHS. *Nucl. Fusion*, Vol. 39, pp. 1337–50, 1999.
- [25] S. Sakakibara, H. Yamada, K.Y. Watanabe, Y. Narushima, K. Toi, S. Ohdachi, M. Takechi, S. Yamamoto, K. Narihara, K. Tanaka, N. Ashikawa, P. Vries, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, H. Idei, K. Ikeda, S. Inagaki, N. Inoue, M. Isobe, S. Kado, O. Kaneko, K. Kawahata, K. Khlopenkov, T. Kobuchi, A. Komori, S. Kubo, R. Kumazawa, Y. Liang, S. Masuzaki, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, N. Noda, T. Notake, N. Ohyabu, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, R.O. Pavlichenko, B.J. Peterson, A. Sagara, K. Saito, R. Sakamoto, H. Sasao,

- M. Sasao, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, M. Sholi, H. Suzuki, Y. Takeiri, N. Tamura, T. Tokuzawa, Y. Torii, K. Tsumori, I. Yamada, S. Yamaguchi, M. Yokoyama, Y. Yoshimura, T. Watari, N. Nakajima, K. Ichiguchi, H. Takahashi, A.W. Cooper, K. Yamazaki, O. Motojima, Y. Hamada, and M. Fujiwara. MHD characteristics in the high beta regime of the Large Helical Device. *Nucl. Fusion*, Vol. 41, pp. 1177–83, 2001.
- [26] S. Sakakibara, H. Yamada, K.Y. Watanabe, Y. Narushima, K. Toi, S. Ohdachi, S. Yamamoto, K. Narihara, K. Tanaka, A. Komori, and O. Kaneko. Effect of MHD activities on pressure profile in high- beta plasmas of LHD. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 44, pp. 0–0, 2002.
- [27] K. Toi, S. Ohdachi, S. Yamamoto, N. Nakajima, S. Sakakibara, K.Y. Watanabe, S. Inagaki, Y. Nagayama, Y. Narushima, H. Yamada, K. Narihara, S. Morita, N. Ashikawab, X. Dingc, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, H. Idei, T. Ido, K. Ikeda, S. Imagawa, M. Isobe, K. Itoh, O. Kaneko, K. Kawahata, T. Kobuchi, A. Komori, S. Kubo, R. Kumazawa, J. Lid, Y. Liang, S. Masuzaki, T. Mito, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, K. Nagaoka, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, A. Nishizawa, N. Noda, T. Notakea, K. Ohkubo, I. Ohtake, N. Ohyabu, Y. Oka, S. Okamura, T. Ozaki, B.J. Peterson, A. Sagara, T. Saida, K. Saito, R. Sakamoto, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Satow, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, S. Sudo, M. Tanaka, N. Tamurab, K. Tanaka, K. Tsumori, T. Uda, T. Watari, A. Wellere, Y. Xu, I. Yamada, M. Yokoyama, S. Yoshimura, Y. Yoshimura, K. Yamazaki, K. Matsuoka, O. Motojima, Y. Hamada, and M. Fujiwara. MHD Instabilities and Their Effects on Plasma Confinement in the Large Helical Device Plasmas. *Plasma Phys. Cotrol. Fusion Research 2002*, Vol. IAEA-CN94, No. EX/S3-2, 2002.
- [28] 辻俊二, 安積正史. トカマクにおける鋸歯状振動. 核融合学会誌, Vol. 61, No. 5, pp. 287–306, 1989.
- [29] J. Wesson. *Tokamaks(second edition)*. Clarendon press, 1997.
- [30] S. von Goeler, W. Stodiek, and N.R. Sauthoff. Studies of internal disruptions and $m=1$ oscillations in tokamak discharges with soft X-ray techniques. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 33, pp. 1201–0, 1974.
- [31] H. Soltwisch and H.R. Koslowski. Sawtooth modulation of the poloidal field in TEXTOR under ohmic heating conditions. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 37, pp. 667–78, 1995.
- [32] 伊藤早苗, 伊藤公孝, 福山淳, 関子秀樹. 崩壊現象の物理. 核融合学会誌, Vol. 75, No. 3, pp. 203–221, 1999.
- [33] S.Ohdachi, S.Takagi, M.Takechi, K. Toi, R. Akiyama, H. Idei, N. Inoue, M. Kojima, S. Kubo, T. Minami, S. Morita, S. Nishimura, M. Osakabe, R. Sakamoto, C. Takahashi, K. Tanaka, Y. Yoshimura, S. Okamura, K. Matsuoka, and CHS group. MHD Instability Study with Soft X-Ray Detector Array System on CHS Heliotron/Torsatron. *Proc. 24th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys, Berchtesgaden*, 1997.
- [34] K. Toi, M. Takechi, M. Isobe, N. Nakajima, M. Osakabe, S. Takagi, T. Kondo, G. Matsunaga, K. Ohkuni, M. Sasao, S. Yamamoto, S. Ohdachi, S. Sakakibara, H. Yamada, K.Y. Watanabe, D.S. Darrow, A. Fujisawa, M. Goto, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, S. Lee, S. Kado, S. Kubo, O. Kaneko, K. Kawahata, K. Matsuoka, T. Minami, S. Morita, O. Motojima, K. Narihara, S. Nishimura, N. Ohyabu, Y. Oka, S. Okamura, T. Ozaki, K. Sato, M. Sato, A. Shimizu, T. Shimozuma, Y. Takeiri, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Tsumori, I. Yamada, and Y. Yoshimura. Energetic ion driven MHD instabilities observed in the heliotron/torsatron devices Compact Helical System and Large Helical Device. *Nucl. Fusion*, Vol. 40, pp. 1349–62, 2000.
- [35] S. Takagi and K. Toi. Soft X-ray detector array for the study of magnetohydrodynamics insta-

- bilities in the compact helical system heliotron/torsatron. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 721–3, 2001.
- [36] P. Buratti, F. Alladio, P. Micozzi, O. Tudisco, L. Acitelli, B. Angelini, M.L. Apicella, G. Apruzzese, E. Barbato, A. Bertocchi, G. Bracco, A. Bruschi, G. Buceti, A. Cardinali, C. Centioli, R. Cesario, S. Ciattaglia, M. Ciotti, S. Cirant, V. Cocilovo, F. Crisanti, R. Angelis, F. Marco, B. Esposito, D. Frigione, L. Gabellieri, G. Gratti, E. Giovannozzi, C. Gourlan, G. Granucci, M. Grolli, A. Imparato, H. Kroegler, M. Leigh, L. Lovisetto, G. Maddaluno, G. Maffia, A. Mancuso, M. Marinucci, G. Mazzitelli, F. Mirizzi, F.P. Orsitto, D. Pacella, L. Panaccione, M. Panella, V. Ridolfini, L. Pieroni, S. Podda, G.B. Righetti, F. Romanelli, F. Santini, M. Sassi, S.E. Segre, A. Simonetto, C. Sozzi, S. Sternini, A.A. Tuccillo, F. Valente, V. Vitale, G. Vlad, V. Zanza, and M. Zerbini. MHD activity in FTU plasmas with reversed magnetic shear. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 39, pp. B383–94, 1997.
- [37] H.R. Koslowski, G. Fuchs, A. Kramer-flecken, and J. Rapp. Characteristics of the q profile for different confinement conditions on TEXTOR-94. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 39, pp. B325–36, 1997.
- [38] R.F.G. Meulenbroeks, M.R. Baar, M.N.A. Beurskens, H.J. Blank, B.H. Deng, A.J.H. Donne, G.M.D. Hogewij, N.J. Cardozo, A. Montvai, and TH. Oyevaar. Steady state off-axis sawtoothing in the Rijnhuizen Tokamak project. *Phys. Plasmas*, Vol. 6, pp. 3898–905, 1999.
- [39] B.B. Kadomtsev. Disruptive instability in tokamaks. *Soviet Journal of Plasma Physics*, Vol. 1, p. 389, 1976.
- [40] Wesson J.A. Satooth oscillations. *Plasma Physics and Controlled Fusion Research*, Vol. 28(1A), p. 243, 1986.
- [41] Y. Nagayama, M. Yamada, W. Park, E.D. Fredrickson, A.C. Janos, K.M. Mcguire, and G. Taylor. Tomography of full sawtooth crashes on the tokamak fusion test reactor. *Phys. Plasmas*, Vol. 3, pp. 1647–55, 1996.
- [42] I. Furnoand, C. Angionand, R. Behnand, P. Blanchardand, T. Goodmanand, M. Hendersonand, X. Llobetand, A. Pietrzykand, C. Nieswandand, A. Pochelonand, F. Porcelliland, H. Reimerdesand, E. Rossi1, H. Weisen. X-Ray Tomography of Sawtooth Activity During Intense Electron Cyclotron Heating Experiments on TCV. *Proc. 26th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys, Maastricht*, Vol. P3, pp. 031–034, 1999.
- [43] C.P. Tanzi and H.J. Blank. New method to analyze internal disruptions with tomographic reconstructions. *Phys. Plasmas*, Vol. 4, pp. 696–708, 1997.
- [44] Numerical Tokamak Project. Numerical Tokamak - Gallery. <http://www.acl.lanl.gov/GrandChal/Tok/tokamak.html>, 2002.
- [45] 東井和夫, 大館暁. 高速 CCD カメラを利用した MHD 揺動の 2 次元像計測. *核融合学会誌*, Vol. 76, pp. 1252–1258, 2000.
- [46] D.H.J. Goodall and J.A. Wesson. Cine observations of MHD instabilities in a tokamak. *Plasma Phys. and Controlled Fusion*, Vol. 26, pp. 789–97, 1984.
- [47] S. Zweben, R. Maqueda1, K. Hill, D. Johnson, S. Kaye, H. Kugel, F. Levinton, R. Maingi, L. Roquemore, S. Sabbagh, and G. Wurden1. Visible Imaging of Edge Turbulence in NSTX. *Proc. 27th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Budapest*, Vol. 24B, pp. 836–839, 2000.
- [48] C. Fenzi, R.J. Fonck, M. Jakubowski, and G.R.M. Kee. 2D turbulence imaging in DIII-D via

-
- beam emission spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 988–91, 2001.
- [49] 東井和夫. 過渡的応答を利用したトロイダルプラズマの輸送研究. 核融合学会誌, Vol. 77, pp. 627–643, 2001.

第2章

ヘリオトロン・トルサトロン型の磁場の特徴とトーラスプラズマの MHD 不安定性

トカマクプラズマの MHD 不安定性に関する文献は豊富に存在し (例えば [1, 2])、研究論文も膨大に存在する。ここでは本研究に関連深いヘリオトロン/トルサトロンプラズマの MHD 平衡と安定性の基礎について概説する。

2.1 ヘリカルコイルを持った磁場閉じ込め装置の磁場の特徴

磁場閉じ込め方式の核融合実験装置においては、階層状の磁気面がプラズマを閉じ込めている。プラズマの不安定性を議論するには、閉じ込め磁場の特徴を理解する必要がある。第1章で述べたように何らかの方法で磁場にひねりを加えてポロイダル成分を作る必要がある。

トロイダル方向に流したプラズマ電流からポロイダル磁場を作るのがトカマク型の装置であるのに対し、ヘリカル型ではコイル自体にひねりを加えて磁場のポロイダル成分を作っている。図 2.1 に示すのが連続巻き線を用いたヘリカル型の装置のコイルシステムの概念図である。(A) はヘリカルコイルに互いに逆方向の電流を流し (図中赤線と青線)、トロイダル磁場の生成のためにはトロイダルコイル (図中灰色線) を用いるステラレーター型である。(B) はヘリカルコイルに片方向の電流を流し、トロイダルコイルと併用するヘリオトロンタイプである。LHD は 5.1 節に述べるように (C) のトルサトロンタイプのコイルシステムを持ち、ヘリオトロン・トルサトロン型と呼ばれることが多い。このタイプはヘリカルコイルのみで磁場を作るため装置の自由度が高い反面、コイルに流す電流は他の方式に比べて多くなり漏れ磁場も強い。

このようなヘリカルコイルが作る磁場の特徴を考えるために、図 2.2 に示すような直線ヘリカル型の磁場を考えてみる [3]。

コイルの内側で電流のない領域では、磁場はスカラーポテンシャルを使って書くことができる。

$$\nabla\phi_B = \mathbf{B} \quad (2.1)$$

ヘリカル対称性を考慮して、 Φ を

$$\Phi_B = B_0 z + \frac{1}{\alpha} b_\ell I_\ell(\ell\alpha r) \sin(\ell\phi), \quad (2.2)$$

と定義する。 $\phi = \theta - \alpha z$ 、 α はコイルのピッチ、 ℓ はヘリカルコイルが何対あるかを示す。 I_ℓ は変形ベッセル関数である。このとき磁場は

$$B_r = \ell b_\ell I'_\ell(\ell\alpha r) \sin(\ell\phi), \quad (2.3)$$

$$B_\theta = \frac{\ell}{\alpha r} b_\ell I_\ell(\ell\alpha r) \cos(\ell\phi), \quad (2.4)$$

$$B_z = B_0 - \ell b_\ell I_\ell(\ell\alpha r) \cos(\ell\phi), \quad (2.5)$$

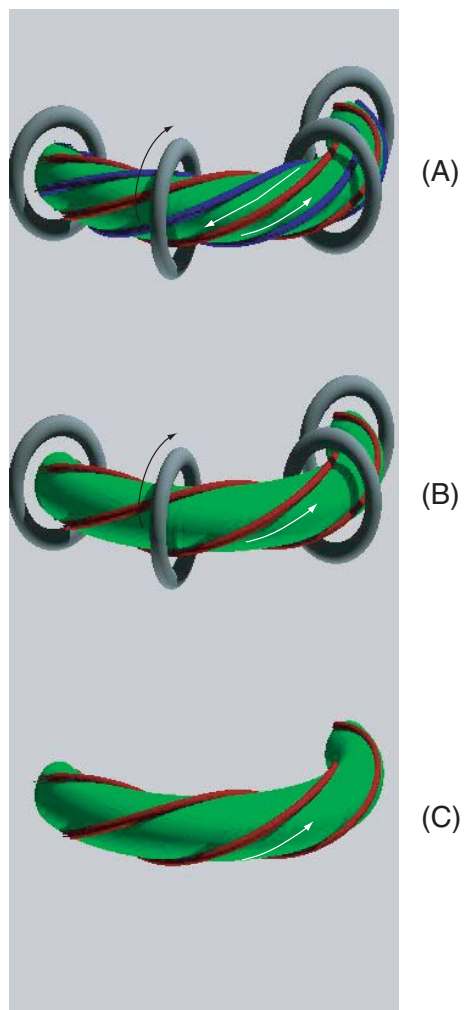


図 2.1 ヘリカル型装置の分類 (A)Stellarator,(B)Heliotron,(C)Torsatron

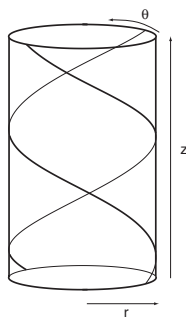


図 2.2 直線ヘリカルシステム

とかけ、これに対応したベクトルポテンシャルは

$$A_r = \frac{1}{\alpha^2 r} b_\ell I_\ell(\ell \alpha r) \sin(\ell \phi), \quad (2.6)$$

$$A_\theta = \frac{B_0}{2} r - \frac{1}{\alpha} b_\ell I'_\ell(\ell \alpha r) \cos(\ell \phi), \quad (2.7)$$

$$A_z = 0, \quad (2.8)$$

となる。' は r 方向の微分を示す。

$\Psi(r) = A_z + \alpha r A_\theta$ という量を定義すると、その勾配は $\nabla \Psi \cdot \mathbf{B} = 0$ の関係を満たし磁力線と常に直交していることがわかる。つまり Ψ は磁気面のラベルとして使用できる。

一方、磁力線の方程式

$$r \frac{d\theta}{dz} = \frac{B_\theta}{B_z} = \frac{\frac{\ell}{\alpha r} b_\ell I_\ell(\ell \alpha r) \cos(\ell \phi)}{B_0 - \ell b_\ell I'_\ell(\ell \alpha r) \cos(\ell \phi)}, \quad (2.9)$$

は $B_0 \gg b_\ell$ の時は、直線ヘリカル磁場が $2\pi R$ の周期で繰り返していることを仮定すると、平均化法を使って解くことができる。

$$r = r_0 + \frac{1}{\alpha} \frac{b}{B} I'_\ell \cos(\ell \phi) \quad (2.10)$$

$$\theta = \frac{\iota}{2\pi R} z - \frac{b}{B} \left(\frac{1}{\alpha r_0} \right) I_\ell \sin(\ell \phi). \quad (2.11)$$

ここで

$$\iota \equiv \pi \left(\frac{b}{B_0} \right)^2 \frac{R \ell^3}{r} \frac{d}{dx} \left(\frac{I_\ell I'_\ell}{x} \right)_{x=\ell \alpha r}. \quad (2.12)$$

$$\sim 2\pi \left(\frac{b}{B_0} \right)^2 \left(\frac{1}{2^\ell \ell!} \right)^2 \ell^5 \alpha R (\ell \alpha r)^{2(\ell-2)} ((\ell-1) + (\ell \alpha r)^2/2 + \dots). \quad (2.13)$$

LHD のような $\ell = 2$ の磁場では

$$\iota \sim \frac{\pi}{2} \left(\frac{b}{B_0} \right)^2 (2\alpha R) (1 + (2\alpha r)^2/2 + \dots), \quad (2.14)$$

と評価することができる。図 2.3 に平均的な磁場の強度分布と ι の分布を示す。中央に近いほど磁場が弱いこと、回転変換角 ι が外に向かって単調増加の関数であることがわかる。

2.2 トーラス系における磁場を特徴づける量

MHD 不安定性を考える上で重要ないくつかの量を定義する。図 2.4 に示すように、トーラスのある断面 P を考え P 上を通過する磁力線が一周して P 面上に戻ってきたときの角度を ι とする。この角度は出発点に依存するため、平均化するために、磁力線を主軸 A の周りを N 回転したとき磁気軸 O の周りをまわる角度 $\sum_{k=1}^N \iota_k$ 、を N で割って N を無限にした極限をとる。

$$\iota = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=1}^N \iota_k}{N}. \quad (2.15)$$

$\iota/(2\pi) = t$ と定義しその逆数を安全係数 q と定義する。すなわち、

$$q = \frac{2\pi}{\iota}. \quad (2.16)$$

回転変換角 ι は磁気面 Ψ の関数で、その微分をシア S 呼び、ヘリカルプラズマを扱う時には良く用いられる。

$$S = \frac{2\Psi}{\iota} \frac{d\iota}{d\Psi}. \quad (2.17)$$

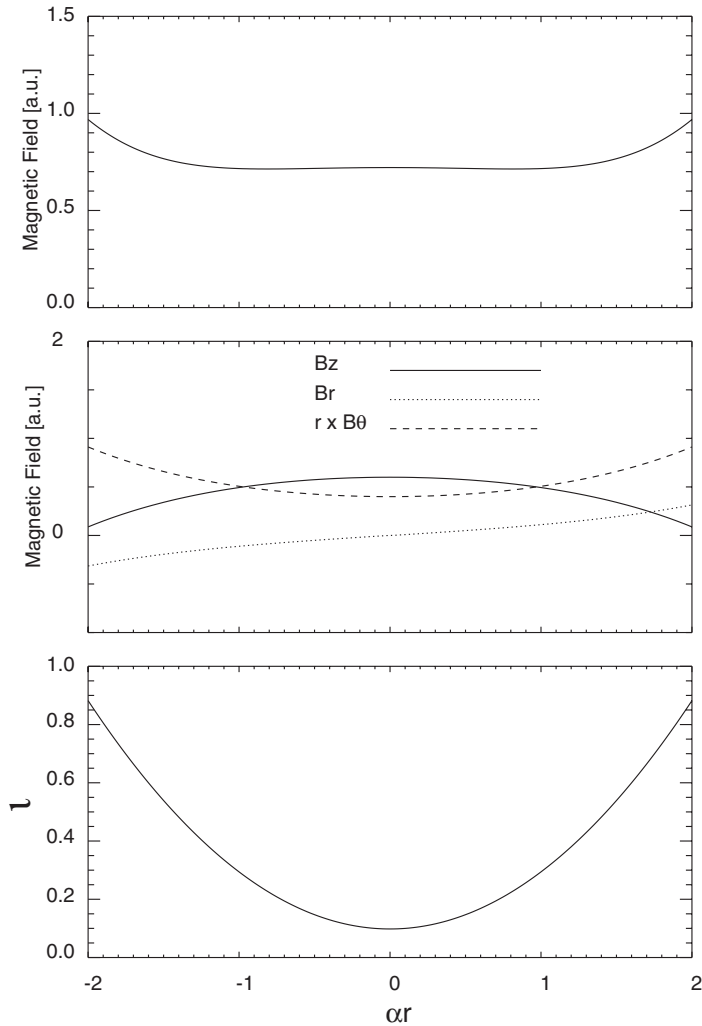


図 2.3 単純ヘリカル磁場での磁場の強度の分布 (A)、磁場の各成分の強さ (B)、回転変換 ι の分布 (C)。
 $b/B_0 = 0.2$ を仮定した。(C) では $R=3.9\text{m}$ 、 $\alpha = 0.2\text{m}^{-1}$ をも仮定している。

トーラス大半径の大きさを R とかき、小半径との比と $A = R/a$ アスペクト比と呼ぶ。磁気面 Ψ の領域の体積を V として、 ϕ 方向の磁場による磁束を Φ としたとき、磁気面の比体積を

$$U = \frac{dV}{d\Phi}, \quad (2.18)$$

と定義する、ある磁気面上で $U = \lim_N \oint \frac{d\ell}{B}$ が定義できて、磁力線にそった U は $1/B$ の平均という意味を持つ。磁気軸上での U の値を U_0 、最外郭磁気面上での U の値を U_a とすると、

$$-\frac{\Delta U}{U} = \frac{U_0 - U_a}{U_0}, \quad (2.19)$$

を磁気井戸の深さと呼ぶ。

直線ではないトーラス系で平衡を保つためには、ヘリカルコイルによる磁場だけでなく垂直磁場を加える必要がある。垂直磁場の強さ B_{\perp} によって図 2.5 に示すように磁気軸は移動する。磁気軸の位置の変化

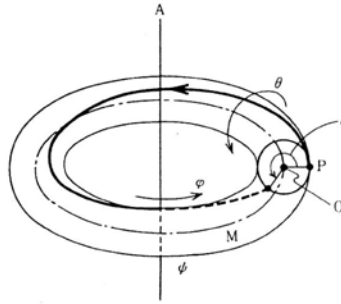


図 2.4 トーラスでのポロイダル角 θ 、トロイダル角 ϕ 、回転変換 ι の定義

$\Delta(r)$ は、

$$\frac{\Delta(r)}{R} = \frac{2\pi B_{\perp}}{\iota B_0}. \tag{2.20}$$

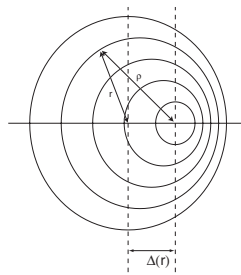


図 2.5 磁気面の位置と $\Delta(r)$ の関係

となる。比体積 U はトロイダル磁場が大半径に反比例することを考慮すると、

$$U \sim 2\pi(R + \Delta(r)) \frac{R + \Delta(r)}{B_0 R} \sim \frac{2\pi R}{B_0} \left(1 + 2 \frac{\Delta(r)}{R}\right), \tag{2.21}$$

と評価できるので、磁気井戸の深さ U は

$$-\frac{\Delta U}{U} \sim \frac{-\Delta(0) + \Delta(r)}{R}, \tag{2.22}$$

となり、磁気面が外側にシフトされるほど、深い磁気井戸が形成されることがわかる。

磁場の曲率 κ は

$$\kappa = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b}, \tag{2.23}$$

と定義される。トロイダル磁場が支配的な場合には

$$\kappa \sim \nabla B / B, \tag{2.24}$$

とかけ、磁気井戸と同様、磁場の強さの勾配を示す量となる。図 2.6 に示すように、プラズマの圧力を、くぼみ状で徐々に弱くなる磁場で支える場合 (A) と、アーチ状で徐々に強くなる磁場で支える場合 (B) を比べると後者の方が安定である。液体の場合のレイリー・テイラー不安定性についての議論と同等のものである。

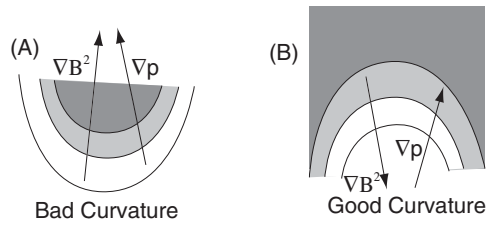


図 2.6 磁場の曲率と圧力勾配

ヘリオトロン/トルサトロンタイプの磁場配位の周辺部では、ヘリカルコイル間の磁場の弱い領域が存在するため(図 2.7 のヘリカルコイルから遠い上下の部分)、必ず磁場の強さが外に向かって減少する磁気丘領域にある。図 2.8 と図 2.9 に磁気軸の位置を変えたときの磁気面の形状と磁気井戸の深さと回転変換の分布を示す。図中の網掛け部は平均 $\beta = 1\%$ の時の磁気丘の領域を示す。内寄せ配位では磁気丘領域がかなり広いことがわかる。

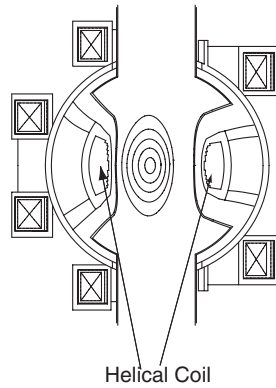


図 2.7 LHD の磁気面とコイルの位置を縦長断面部で示す。

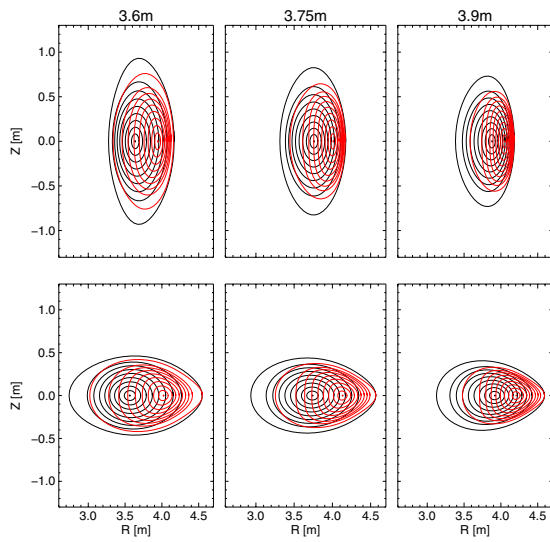


図 2.8 LHD の磁気軸を 3.6m、3.75m、3.9m と変えた時の磁気面を縦長部と横長部で示す。黒線は $\beta = 0\%$ のとき、赤線は $\beta = 2\%$ のときを示す。

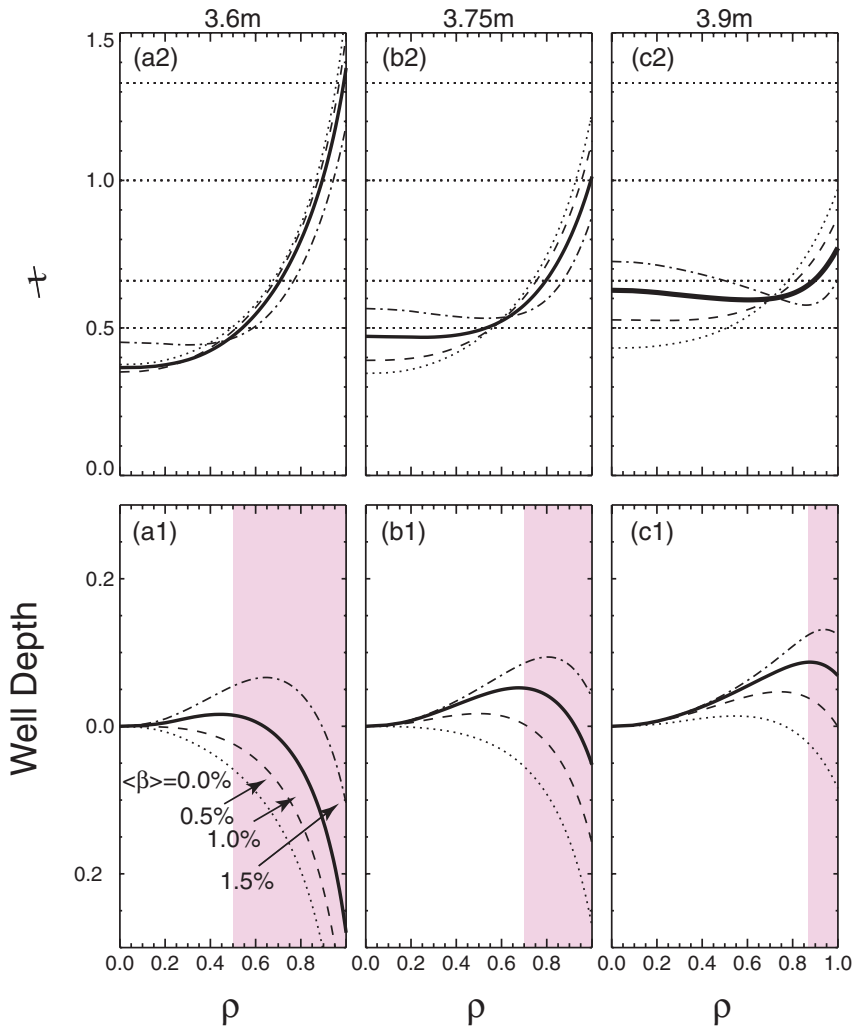


図 2.9 LHD の磁気軸を 3.6m、3.75m、3.9m と変えた時の磁気井戸の深さ (a1)–(c1) と回転変換の分布 (a2)–(c2) を示す。

インターチェンジモード

このような磁気丘領域ではインターチェンジモードがもっとも危険な不安定性になる。インターチェンジモードは図 2.10 に示すように、プラズマの圧力の高い部分と低い部分が互に入れ替わるような動きをして、磁気面を変形させていくような不安定性である。

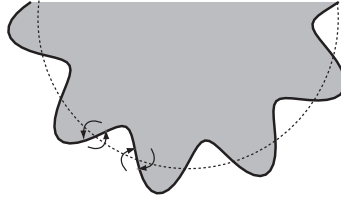


図 2.10 インターチェンジモードの概念図

磁気軸の位置と安定性の関係は β の上昇に伴う磁気軸の移動の時も同様に考えることができる。 β の上昇とともに平衡を維持するために磁気面はトラス外側に移動する。これを Shafranov シフトと呼ぶ。このときの移動量 Δ は

$$\Delta' = \frac{d\Delta}{dr} = \frac{R}{4t} \frac{d\beta}{dr}, \quad (2.25)$$

と評価されている。 β の上昇とともに、より深い磁気井戸領域に入るので、自己安定化効果と呼ばれている [4]。

2.3 ヘリオトロン/トルサトロンプラズマの MHD 安定性解析

2.3.1 インターチェンジモードの安定条件と磁気井戸の関係

前節で述べたようなプラズマの不安定性を定量的に調べるには、エネルギー原理が使われる [5, 1, 6]。プラズマ中の定常状態の平衡状態では以下の関係を満たす。

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad (2.26)$$

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}, \quad (2.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.28)$$

ここで、 \mathbf{J} 、 \mathbf{B} 、 p はそれぞれ、電流密度、磁束密度、圧力で、 μ_0 は真空の透磁率である。諸量を 0 次量と 1 次量に分けて線形化するとプラズマの運動方程式は

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mathbf{F}(\xi), \quad (2.29)$$

とかける。 ξ はプラズマの変位を示し、 \mathbf{F} は

$$\mathbf{F}(\xi) = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B} - \nabla p_1, \quad (2.30)$$

となる。式 2.29 は線形共軛演算子 \hat{K} を使って

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\hat{K} \cdot \xi, \quad (2.31)$$

とあらわされる。エネルギー保存則は

$$\frac{1}{2} \int \rho \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 dr + \frac{1}{2} \int \xi \cdot \hat{K} \xi dr = \text{const}, \quad (2.32)$$

とかけると、第二項のポテンシャルエネルギー $W = \frac{1}{2} \int \xi \cdot \hat{K} \xi dr$ がすべての変位 ξ に対して $W > 0$ であれば系は安定といえる (例えば文献 [5])。 W は $W = W_s + W_p + W_v$ の各項に分けて計算される。それぞれ、プラズマと真空の境界 s の寄与 W_s 、プラズマの内部の領域 v からの寄与 W_p 、プラズマ外部の領域 v_s からの寄与 W_v をあらわす。

$$W_p = \frac{1}{2} \int_v \left(\frac{B_1^2}{\mu_0} - p_1 (\nabla \cdot \xi) - \xi \cdot (j_0 \times B_1) \right) dr, \quad (2.33)$$

$$W_s = \frac{1}{2} \int_s \xi_n^2 \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{B_{0e}^2}{2\mu} - \frac{B_{0i}^2}{2\mu} - p_0 \right) dS, \quad (2.34)$$

$$W_v = \frac{1}{2\mu_0} \int_{v_e} (\nabla \times A)^2 dr = \int_{v_e} \frac{B_1^2}{2\mu_0} dr. \quad (2.35)$$

ここで n はプラズマ表面の法線方向の単位ベクトルである。軸対称性がない場合には計算は煩雑で、磁気座標系を使って書き直すと最終的には次のように整理される。

$$\frac{S^2}{4} + \mu_0 \left(S \left\langle \frac{j \cdot B}{|\nabla \Psi_t|^2} \right\rangle - \Omega \left\langle \frac{B^2}{|\nabla \Psi_t|^2} \right\rangle \right) - \mu_0^2 \left(\left\langle \frac{j^2}{|\nabla \Psi_t|^2} \right\rangle \left\langle \frac{B^2}{|\nabla \Psi_t|^2} \right\rangle - \left\langle \frac{j \cdot B}{|\nabla \Psi_t|^2} \right\rangle^2 \right) \geq 0. \quad (2.36)$$

$\langle f \rangle$ は物理量 f の閉じた磁力線上での平均で、 $\langle f \rangle = \oint f \frac{d\ell}{B} / \oint \frac{d\ell}{B}$ である。式 2.36 の第 1 項はシアーによる安定化を示し、第 2 項の Ω は比体積の微分 U' に関連する量で、磁気丘であると正になる。第 3 項は常に負になるので、シアーの強さと磁場の曲率によって揺動が安定であるか不安定であるかが決定される。

式 2.36 (メルシエ条件と呼ばれる) の各項は物理量で、平衡配位が決まれば計算でき、高 n モードの必要条件を与える。図 2.11 は 3 次元の平衡コード VMEC [7] を使って構成した LHD の平衡分布において、メルシエ不安定領域を示したものである。このときの磁気軸は 3.6m でコイルの中心の位置より 0.3m 内側に入った、MHD 的には不安定な配位である。この図の y 軸は体積平均の β_t であり、プラズマの圧力分布は実験データに近い $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)(1 - \rho^8)$ を仮定している。1% 程度と低い β_t は、中心部の $t = \iota / (2\pi) = 1/2$ の有理面が不安定領域にあり低 n のインターチェンジモードが不安定となることがわかる。 β_t の上昇とともに、トーラス外側に有理面は移動し、2% 程度で磁気井戸領域に入ってメルシエモードが安定化するのわかる。

メルシエ条件は高モード数に関する必要十分条件であるが、実際のプラズマ実験では、プラズマ中の有理面付近で励起される低いモード数、例えば $n = 1, 2$ のモードが観測されることが多い。メルシエ条件の計算は理想 MHD 方程式に基づいているので、より不安定なはずの高いモード数の不安定性は有限ラーマー半径効果などの影響で安定化されるために観測されないと考えられている。

それでもメルシエ条件が不安定性の基準として重用されるのは、いくつかの計算機シミュレーションでは、メルシエ条件よりもわずかに高い圧力勾配を持つ領域で低 n のモードの成長率が上昇するからであり、不安定性の指標として有用であることからである (図 2.12 参照)。

インターチェンジモードの場合にはモードは有理面の周りに局在化することが予想されている。特に不安定の限界に近い場合にはさらに良く局在化する (図 2.13)。

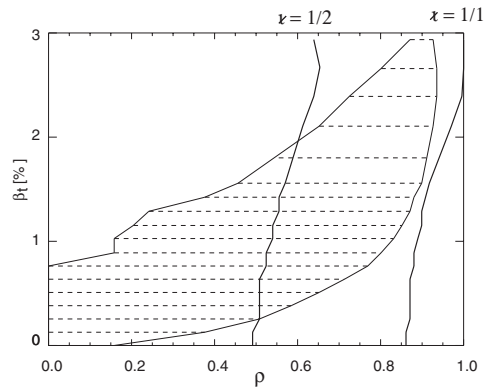


図 2.11 とメルシエ条件と有理面 (1/2,1/1) の位置を示す。 $p = p_0(1 - \rho^2)(1 - \rho^8)$ を仮定した。

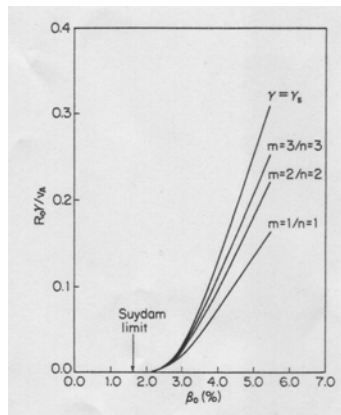


図 2.12 suydam 条件 (軸対称の場合のメルシエ条件に相当する) と低 n のインターチェンジモードの成長率。(文献 [6]Fig.5.9 より引用)

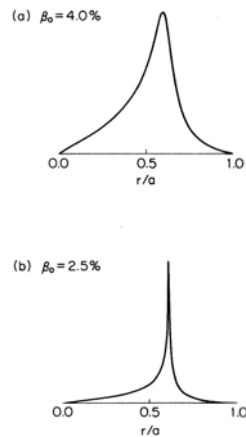


図 2.13 インターチェンジモードの固有関数の γ に対する依存性。 $t = 1$ の有理面は $r/a = 0.7$ 付近に存在している。(文献 [6]Fig.5.10 より引用)

本節で述べた結果は理想MHD方程式を用いた結果であり抵抗性のMHD方程式に基づいて、メルシエ条件と類似した安定性を議論することができる。抵抗性のインターチェンジモードの成長率 γ_r は磁気レイノルズ数 s の $-1/3$ 乗に比例する($\gamma_r \sim s^{-1/3}$)。磁気レイノルズ数 s はマクスウェルの方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) - \eta \nabla \times \mathbf{j} \tag{2.37}$$

の第1項と第2項の比であり、 $s = \frac{\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})}{\frac{1}{\sigma} \nabla \times \mathbf{j}} = \frac{aV_a}{\eta}$ であるから、伝導率 η の効果を示す(V_a はアルフベン速度、 a はプラズマの典型的なサイズ)。LHDのコア部で $s = 10^7 \sim 10^8$ 程度である。抵抗性のインターチェンジモードの成長率は磁気レイノルズ数が $s = 10^5 \sim 10^6$ より小さい場合にのみ理想MHDモードの成長率より大きくなるため[8]、レイノルズ数の高いコア部の揺動に関していえば危険ではない。抵抗性のモードでは磁力線のつなぎ変えが起こるため磁気シアによる安定化が期待できないため、プラズマの周縁部では重要になる可能性がある。インターチェンジモードと同じく圧力駆動型のバルーニングモードも考えられるが、LHDの通常の配位においては、前節で見たように安定化効果のある負のシアが存在することからグローバルなバルーニングモードよりはインターチェンジモードがより重要であると考えられている。

そのほかにも高速イオンとシアアルフベン波の相互作用による、高速イオン励起アルフベン固有モードがヘリカルプラズマにおいても観測されているが[9]、本論文では取り扱わない。

2.3.2 モードの非線形飽和

メルシエ条件は線形の安定性を議論することができるだけであり、不安定性が成長したときにどのように飽和するかを決めることはできない。ヘリカル系ではいくつかの特徴的なMHD現象に対しコンピュータシミュレーションでモードの非線形発展が研究されている。ヘリオトロンE装置で観測されている鋸歯状現象については第1章でもふれた。

第1章で述べたようにメルシエ不安定な条件でも、不安定性は発現するもののプラズマは持続するという実験がいくつかの装置で行われている(例えば文献[10, 11])。メルシエ条件は通常は滑らかな圧力分布に対して計算されるが、不安定性により径方向の輸送が増大することで有理面付近で局所的に平らな分布が形成され(図2.14)モードの成長が飽和するという可能性も指摘されている[12, 13]。

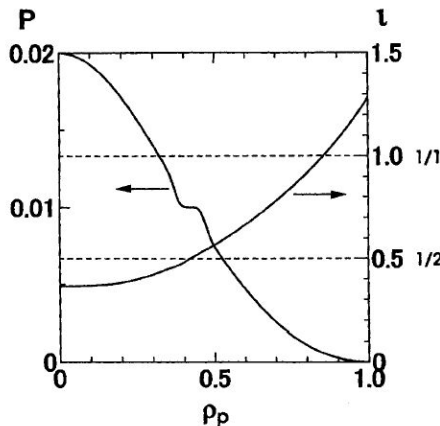


図 2.14 有理面の周りの平坦化による $n = 1$ に対する安定限界の分布 (文献 [12] の Fig.3 より引用)

圧力勾配が増加したときの抵抗性のインターチェンジモードの振る舞いは文献 [14] で調べられている。

揺動による有理面での輸送の増加をモデル化して計算した結果、圧力勾配の源である加熱入力の増加に伴い、インターチェンジモードは単調な飽和から、減衰振動、リミットサイクルへと変化することが予想されている。これは実験結果と概ね一致する。

2.4 まとめ

ヘリカル型のコイルを有する LHD の磁場の特徴を示した。トーラス型の閉じ込め装置の MHD 安定性についてレビューした。ヘリカル型の装置では圧力勾配駆動型のインターチェンジモードが最も危険であり、有理面の周りの局在化した固有関数をもつことが予想されている。

参考文献

- [1] J. P. Freidberg. *Ideal Magnetohydrodynamics*. Plenum Press, 1987.
- [2] Glenn Bateman. *MHD instabilities*. MIT Press, 1980.
- [3] K. Miyamoto. Recent Stellarator Research. *Nucl. Fusion*, Vol. 18, pp. 243–284, 1978.
- [4] V.D. Shafranov. Magnetohydrodynamic theory of plasma equilibrium and stability in stellarators' survey of results. *Phys. Fluids*, Vol. 26, pp. 357–64, 1983.
- [5] 宮本健郎. 核融合のためのプラズマ物理. 岩波書店, 1987.
- [6] Masahiro Wakatani. *Stellarator and Heliotron Devices*. Oxford University Press, 1998.
- [7] S. P. Hirshman, W. I. van RIJ, and P. Merkel. Three-dimensional free boundary calculations using a spectral Green's function method. *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 43, pp. 143–155, 1986.
- [8] K. Ichiguchi, Y. Nakamura, M. Wakatani, N. Yanagi, and S. Morimoto. Ideal and resistive pressure gradient driven instabilities in Heliotron DR. *Nucl. Fusion*, Vol. 29, pp. 2093–106, 1989.
- [9] K. Toi, M. Takechi, M. Isobe, N. Nakajima, M. Osakabe, S. Takagi, T. Kondo, G. Matsunaga, K. Ohkuni, M. Sasao, S. Yamamoto, S. Ohdachi, S. Sakakibara, H. Yamada, K.Y. Watanabe, D.S. Darrow, A. Fujisawa, M. Goto, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, S. Lee, S. Kado, S. Kubo, O. Kaneko, K. Kawahata, K. Matsuoka, T. Minami, S. Morita, O. Motojima, K. Narihara, S. Nishimura, N. Ohyabu, Y. Oka, S. Okamura, T. Ozaki, K. Sato, M. Sato, A. Shimizu, T. Shimozuma, Y. Takeiri, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Tsumori, I. Yamada, and Y. Yoshimura. Energetic ion driven MHD instabilities observed in the heliotron/torsatron devices Compact Helical System and Large Helical Device. *Nucl. Fusion*, Vol. 40, pp. 1349–62, 2000.
- [10] S. Okamura, K. Matsuoka, R. Akiyama, D.S. Darrow, A. Ejiri, A. Fujisawa, M. Fujiwara, M. Goto, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, N. Inoue, M. Isobe, K. Itoh, S. Kado, K. Khlopenkov, T. Kondo, S. Kubo, A. Lazaros, S. Lee, G. Matsunaga, T. Minami, S. Morita, S. Murakami, N. Nakajima, N. Nikai, S. Nishimura, I. Nomura, S. Ohdachi, and K. Ohkuni. Confinement physics study in a small low aspect ratio helical device: CHS. *Nucl. Fusion*, Vol. 39, pp. 1337–50, 1999.
- [11] I. Yamada, K. Narihara, K. Yamauchi, and H. Hayashi. Active control of laser beam direction for LHD YAG Thomson scattering. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 1126–8, 2001.
- [12] K. Ichiguchi, M. Wakatani, T. Unemura, T. Tatsuno, and B.A. Carreras. Improved stability due to local pressure flattening in stellarators. *Nucl. Fusion*, Vol. 41, pp. 181–7, 2001.
- [13] B.A. Carreras, V.E. Lynch, K. Ichiguchi, M. Wakatani, and T. Tatsuno. On the applicability of local asymptotic stability criteria to stellarator stability. *Phys. Plasmas*, Vol. 8, pp. 990–6, 2001.
- [14] K. Itoh, A. Fukuyama, and S. Itoh. Beta-limiting phenomena due to global resistive interchange mode in high-aspect-ratio torsatron/heliotron. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 35, pp. 723–32, 1993.

第3章

軟 X 線計測と接線軟 X 線カメラの開発

軟 X 線でプラズマを観測する場合、レンズ等の光学系を使うことはできないためピンホールを用いたピンホールカメラでプラズマを観測することになる。本章ではその場合の光学系の明るさなどの基本的な情報をまず導き、その後接線 X 線カメラの開発についてのべる。

3.1 プラズマからの制動放射による軟 X 線放射強度

プラズマから放射される光には、電子・イオンのクーロン衝突による制動放射、電子・イオン再結合による再結合放射、原子あるいは不純物イオンの放射遷移による線スペクトル放射がある。LHD の典型的な軟 X 線領域での計測例を図 3.1 に示す [1]。

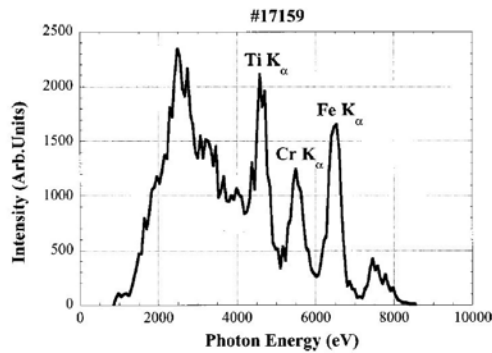


図 3.1 LHD の軟 X 線波高分析器で観測された軟 X 線放射スペクトル。2500eV 以下の低エネルギー側は 200 μ m のベリリウム膜で遮断している。(文献 [1]Fig.6 より引用)

高エネルギー側に向かって減衰するスペクトルと金属の不純物の線スペクトルが観測されているのがわかる。再結合放射の強度や線スペクトルの強度は各不純物イオンの密度と電離度の評価が必要で定量的に見積もることは難しい。ここでは、制動放射による軟 X 線放射をピンホールカメラで測定した場合の強度を見積もる。

単位体積、単位振動数あたりの制動放射光は、

$$w(\nu) = 6.3 \times 10^{-53} Z^2 \left(\frac{e}{T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n^2 \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu, \quad (3.1)$$

と与えられる [2]。計測時にはベリリウム膜を用いて低エネルギーの放射を遮断している。ある周波数 (ν_0) より高い制動放射光だけを検出するものとする。そのとき、検出可能な制動放射光は単位体積あたり、

$$\begin{aligned}
 \int_{\nu_0}^{\infty} w(\nu) d\nu &= 6.3 \times 10^{-53} n^2 Z^2 \left[\left(\frac{e}{T_e} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(-\frac{T_e}{h} \right) \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) \right]_{\nu_0}^{\infty} \\
 &= 6.3 \times 10^{-53} e (1.0 \times 10^{-19})^2 / h Z^2 (n/10^{19})^2 (T_e/e)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{T_e}\right) \\
 &= 1.6 \times Z^2 \left(\frac{n}{10^{19}} \right)^2 \left(\frac{T_e}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{T_e}\right).
 \end{aligned}$$

ある検出器に検出されるのは、上記放射光のパワーの視線 ℓ に沿った線積分値になる。

$$P = \int_{\ell} 1.6 \times Z^2 \left(\frac{n(\ell)}{10^{19}} \right)^2 \left(\frac{T_e(\ell)}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{T_e(\ell)}\right) \frac{\Delta\Omega}{4\pi} S(\ell) d\ell, \quad (3.2)$$

ここで $S(\ell)d\ell$ は視線 ℓ にあつて検出できる光を放射しているプラズマの体積であり、 $\frac{d\Omega}{4\pi}$ は検出器を見込む立体角である。立体角の評価を次節以下で行う。

3.2 ピンホールカメラ

立体物であるプラズマからの放射をピンホールカメラを使って計測する場合の、実効的な立体角を本節で求める。図 5.6 に示すように、LHD には 3.5L, 3.5U/6.5U, 8O の各観測ポートに軟 X 線検出器アレイが、6T ポートに接線軟 X 線カメラが設置されている。それぞれの検出器のサイズと、ピンホールの位置・サイズを表 3.1 に示す。接線カメラはイメージファイバーの解像度と同じ 100x100 の分解能と考えた (5.3 節参照)。

表 3.1 各ピンホールカメラの配置

システム	検出器のサイズ	検出器とピンホールの距離/	
		ピンホールとプラズマの距離	ピンホールのサイズ
3.5L	1.5mm × 12mm	0.9 m / 4.274 m	5 mm × 9 mm
3.5/6.5U	1.5mm × 12mm	0.18 m / 2.48 m	2 mm × 6 mm
8O	1.5mm × 12mm	0.138 m / 1.98 m	1 mm × 5mm
6T	1mm × 1mm	0.28 m / 7m	φ 1mm

3.2.1 立体角

図 3.2 に示すような配置で、ピンホールを使った測定を行う。アパーチャーの面積が検出器の面積に比べて十分小さければ ($a \gg L \times c$, $b \gg L \times d$)、図 3.2 に示すように、検出器を L 倍に拡大したイメージの面積からの光が検出器に入ると考えてよい。このときプラズマから検出器を見込む立体角 Ω は $\Delta\Omega = \frac{4cd}{4\pi L^2}$ となる。しかし、ピンホールのアパーチャーのサイズを大きくしていくと単純には計算できなくなる。LHD で現在使っているアパーチャーは例えば 3.5L のシステムでは $5\text{mm} \times 9\text{mm}$ の大きさだから、検出器のサイズ ($2a = 1.5\text{mm}$, $2b = 12\text{mm}$) と比べると、 $L \times c > a$, $L \times d > b$ であり無視できない。そこで四角形のアパーチャー、四角形の検出器という条件で実効的な立体角を見積る必要がある。

有限の大きさのアパーチャーを考えるとプラズマからの光は 4 角錐でひろがる。検出器に全部入射する場合 (I)、検出器の一辺にかかっている場合 (II)、検出器の角にかかっている場合 (III) の 3 通りがありうる (図 3.3(a))。

プラズマ中でこの 3 通りに対応する位置は図 3.3(b) のようになる。検出器に検出される立体角をすべての領域で計算し、検出器のプラズマへの投影面積、すなわち、 $4L^2 ab$ で正規化すれば、平均的な立体角 $\overline{\Delta\Omega}$

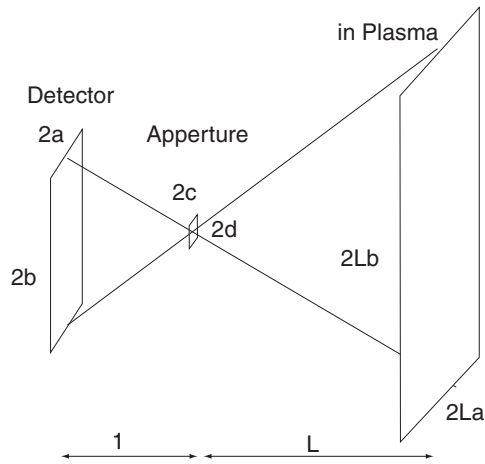


図 3.2 検出器と視野

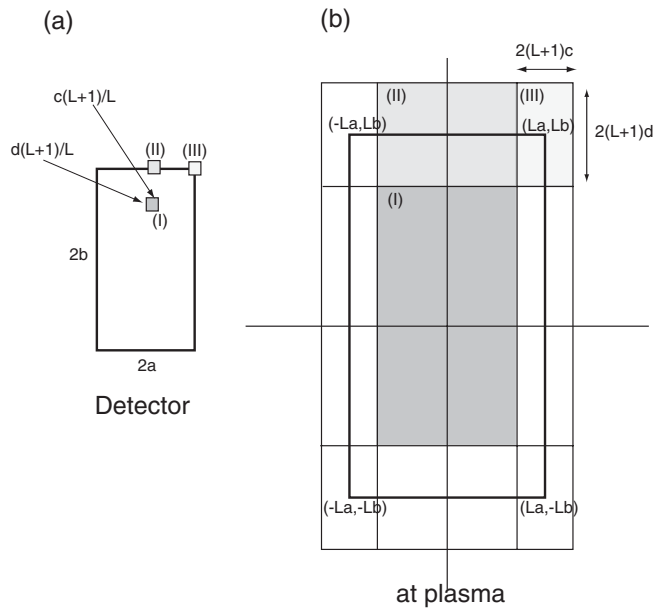


図 3.3 視野 (Case 1)

を見積もることができる。厳密にはアパーチャーからの距離によって場合わけが必要になる。具体的な計算は付録 A に示す。ほとんどの位置で $\Delta\bar{\Omega} = \frac{4ab}{(L+1)^2} \left(\frac{1}{3} + \left(1 + \frac{1}{L}\right)^2 \frac{dc}{ab} \right)$ と評価することができる。検出器の各チャンネルが観測している領域の広がり の視線 上での分布を図 3.4、3.5 に示す。また視線 上での平均的な立体角を計算したものを図 3.6 に示す。

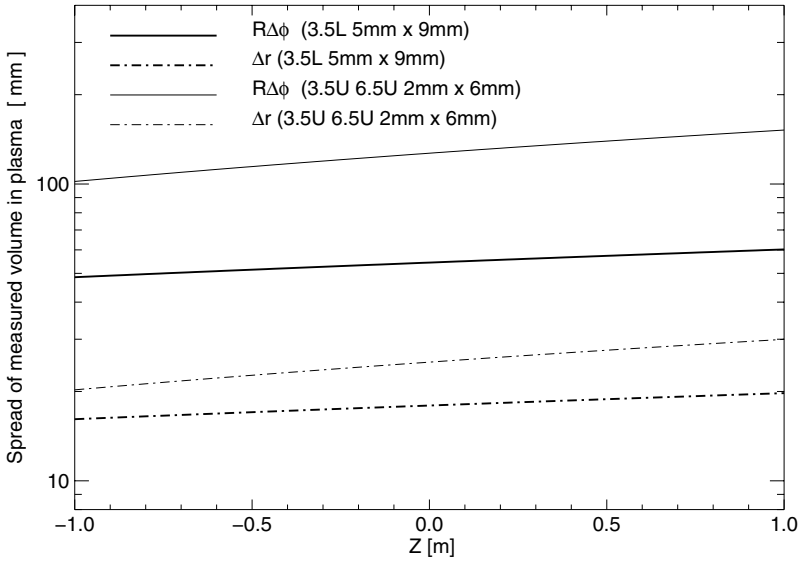


図 3.4 視線のトロイダル方向と r 方向の広がりを示す

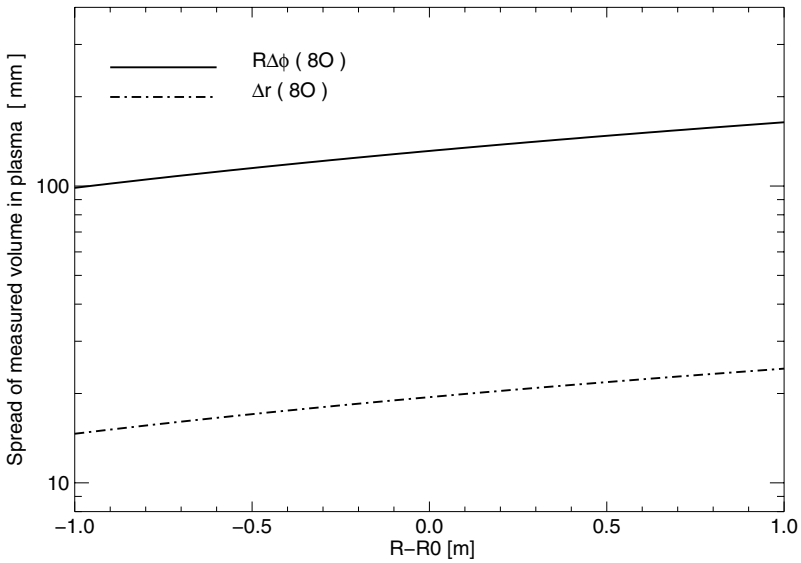


図 3.5 視線のトロイダル方向と Z 方向の広がりを示す

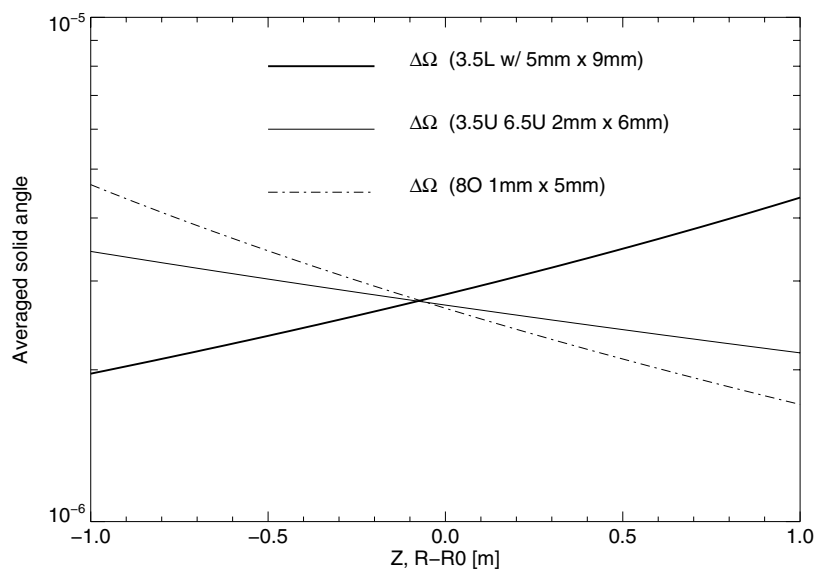


図 3.6 平均的な立体角

3.2.2 制動放射光の計算

前節の結果を使って実際に観測される信号レベルを見積もってみる。

視線上の i 番目の磁気面と $i+1$ 番目の磁気面の間を距離 ($\Delta\ell^i$) を磁気面データを元に計算し、その区間での電子温度 (T_e^i)、電子密度 (n_e^i) を一定と仮定する。検出器に放射光が入る体積を $S\Delta\ell^i$ 、とおく。

$$P \sim \sum_i 1.6 \times Z^2 \left(\frac{n_e^i}{10^{19}}\right)^2 \left(\frac{T_e^i}{e}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{T_e^i}\right) S \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \Delta\ell^i \quad (3.3)$$

このうち $S \times \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ の項は前章の結果から計算できて、ほぼ定数で近似できる (図 3.7)。

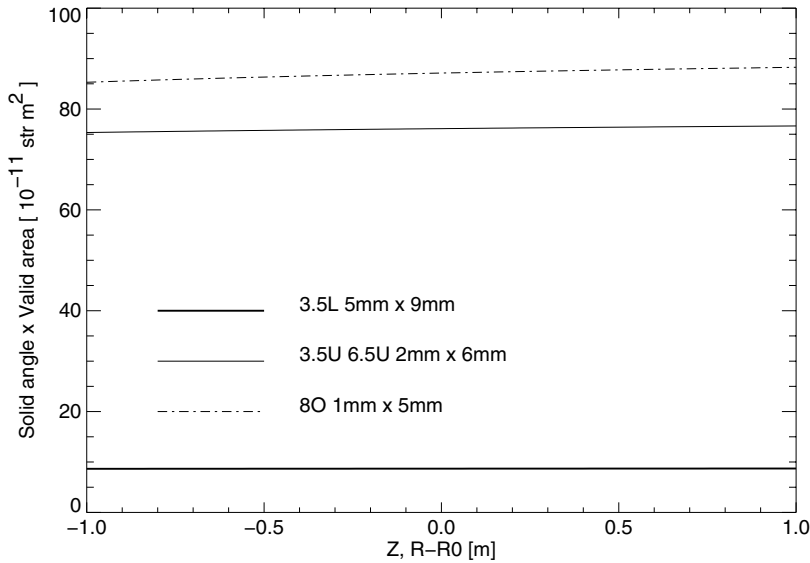


図 3.7 「立体角×検出器の面積をプラズマ中に投影した面積」 ($s \times \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$) の空間分布。

検出器である PIN ダイオードに光子が入射したときの単位エネルギーあたりの電子生成数 (約 0.3) は、校正実験で調べているので (図 5.4)、3.5L のシステムの場合、計測される電圧 V は以下になる。(係数 $\frac{1}{2}$ はケーブルの末端でターミネーションして測定しているために生じる。)

$$V = P \left(\text{in } \frac{eV}{s}\right) \times 0.3 \times R \times G_1 \times \frac{1}{2} \times G_2, \quad (3.4)$$

$$\sim 6 \times 10^{-5} Z_{\text{eff}}^2 n^2 (\text{in } 10^{19} m^{-3}) T_e^{\frac{1}{2}} (\text{in } eV) \exp\left(-\frac{h\nu_0}{T_e}\right). \quad (3.5)$$

ここで、 $R (= 10^4)$ は電流を電圧に変換する抵抗値、 $G_1 (= 50)$ はバッファアンプのゲイン、 $G_2 (= 10)$ は CAMAC の入力アンプのゲインである。

また、 ν_0 についてはベリリウム膜の吸収特性を計算し吸収率が 0.5 となるエネルギーを使用した (表 5.4)。

3.3 軟 X 線検出器アレイによる測定

軟 X 線検出器アレイでの典型的な信号レベルを見積もるために、電子温度分布、密度分布を仮定して実験と比較する。密度分布はプラズマ中で一定とする。電子温度分布は $T_e(\rho) = T_{e0}(1 - \rho)$ を仮定した。三角形の電子温度分布になる。フィルターの厚みを変化させたときの、信号の強度の変化と 3.5L での測定値を図 3.8 に示す。

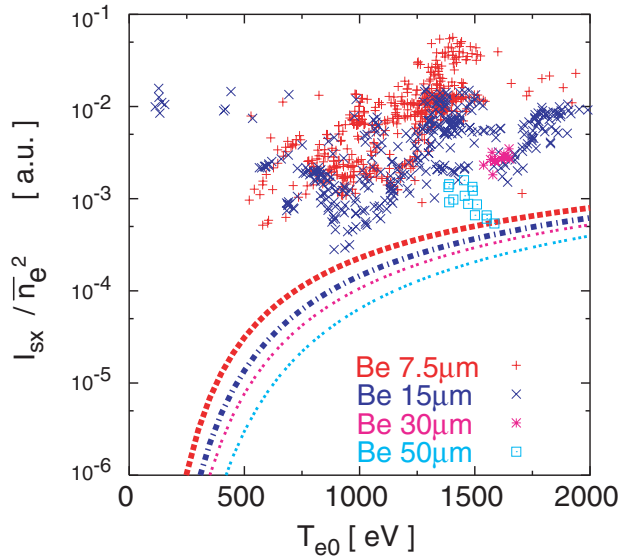


図 3.8 中心付近のチャンネルの制動放射による信号の見積もり (図中の線) と電子密度の二乗で正規化した測定値の比較を示した。ベリリウムの膜厚を変化させた測定結果をまとめて示す。

式 3.5 で示したように、測定された信号の大きさが電子温度に依存する様子がわかる。電子温度が 1keV 以上になるとこの依存性は小さくなる。また、フィルターの厚みによる信号レベルの変化が読み取れる。測定値は見積もり値よりかなり大きい、制動放射以外の再結合放射などの放射源の影響があり、見積もり値の 10 倍から 100 倍の信号値というのは妥当な結果である。

3.3.1 ピンホールカメラの明るさと、検出器のサイズ

図 3.9 で示すように大きさ $2d$ の検出器と大きさ $c \times 2d$ の検出器での測定を考える。検出器のプラズマ中への投影サイズは同じである。しかし、前節までに見たように、有限のスリットの効果で測定上の解像度が決まる。図 3.9 に示すように、視野の投影サイズの外側へ広がり $s \times L2/(cL1)$ と評価できる。小型の検出器で、解像度を大型のものと同じに保つためにはスリットの大きさを $s' = s/c$ にしないと行けない。光学系の明るさは前節の議論よりほぼ口径の二乗に比例するから、小型の検出器はそれだけ暗い光学系となる。揺動計測用に明るい光学系が必要な場合には大口径の検出器が必要となることが判る。

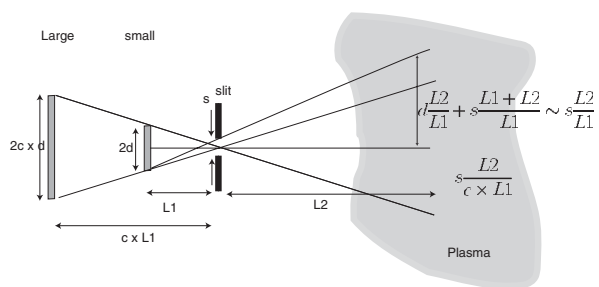


図 3.9 ピンホールカメラの素子のサイズの違いと解像度

3.4 接線軟 X 線カメラ

プラズマ中の揺動は非常に複雑な挙動を示すが、プラズマの不安定性の以下のような特徴を利用すると 3 次元的な複雑さから二次元的な構造に還元できる可能性がある。プラズマ中では磁力線に平行方向の動きと垂直方向の動きが質的に大きく異なっている。磁力線に平行な方向に物理量の勾配ができて比較的に打ち消されるため、磁力線方向には小さい波数、磁力線垂直方向には大きい波数を持っている不安定性が多い。

トラス型の磁場閉じ込め装置では接線方向から視線を注意深く選ぶことで、視線と、揺動による摂動のパターンを平行に近くすることができる。そのときは視線上での揺動の位相の変化が少なく、その積分値である測定値から、磁場に垂直な面内の揺動の二次元構造をトモグラフィ計算なしで高いコントラストで測定できるという利点がある。

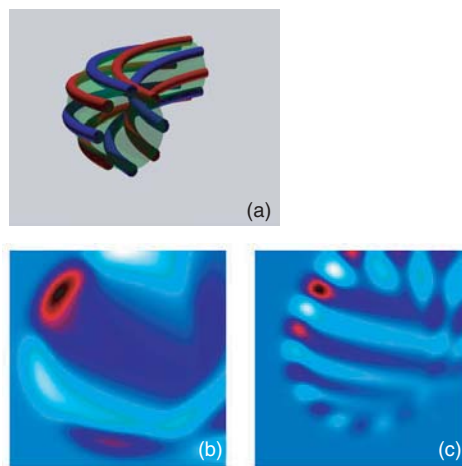


図 3.10 プラズマの揺動の形状とその接線像。(a) に揺動の空間構造を示す。(b) にそれを接線方向から観測した場合のシミュレーション像を示す。(c) ではさらに高いモード数 ($m = 10$) の揺動をもとにシミュレートした接線像を示す。

トカマクを例にとり、磁力線にそった構造を持つ揺動が有理面 ($q = 1$) にできているところを図 3.10(a) に模式的に示す。赤は波の山の部分、青は波の谷の部分をしめす。接線からみた図 3.10(b) でも断面の揺動の構造の個数が同定できる (ポロイダルモード数 $m = 3$)。この特長は図 3.10(c) のようにポロイダル方向の揺動の波長がさらに短くなった場合に特に有効に働き、トラス外側では揺動の構造をほぼ直接的に可視化できることがわかる。

ビデオカメラ等の二次元測定デバイスが容易に使用可能であるため、第 1 章で示したように、可視光を使った二次元計測では多くの優れた研究が行われている。しかしプラズマの中心部の揺動を測定する場合には、可視光を使うと周辺プラズマからの寄与が大きいためうまくいかない。中心部の温度領域である keV 程度のエネルギーをもった $h\nu \sim kTe$ の軟 X 線放射光が中心部の揺動測定には適している。軟 X 線放射光は制動放射だけでなく、再結合放射光や、線スペクトルの重ねあわせになるので、放射強度そのものから物理量を計算することは難しい。しかしある磁気面上での放射強度は一定であると考えられることから、放射強度の分布から磁気面、あるいは放射強度の変化から磁気面の変形を推定することはできる。

接線方向からの軟 X 線放射分布測定の実験的な研究としては、マイクロチャンネルプレートを使って HYBTOK-I トカマクの軟 X 線による接線像を撮影した実験があげられる。 $m = 2$ の磁場揺動を伴うプラ

ズマのディスラプション現象の直前に、 $m = 2$ の磁気島を想起させるような放射強度分布における 2 つのピークが観測されている [3]。またそれとは独立に、接線方向からの軟 X 線計測による揺動計測はプリンストン大学プラズマ物理研究所 (PPPL) の von Goeler 博士によって提案された [4]。当初は次元の検出器としてフォトダイオードを二次元に配列 (8x8) したものが想定されていた。それはプラズマの揺動に対応できる高速の二次元測定デバイスが存在しなかったからである。当時 PPPL では非円形のトカマクである PDX 装置の磁気面の測定のために、軟 X 線による接線像の計測が行われてきたが、これは軟 X 線イメージをシンチレータで可視光に変換したのち上記デバイスで二次元像を測定していた [5]。その後、次元の X 線検出器として、X 線イメージンシファイアーが使われるようになった。PDX トカマクの lower hybrid 電流駆動実験時に生成される高エネルギー電子の分布を電子からの硬 X 線放射で測定した結果が報告されている [6]。X 線イメージンシファイアーは図 3.11 のような構造をもったデバイスで、X 線を CsI 等のシンチレータで検出し生成された光子を光電面で電子に変換して測定するものである。電子線を電場により結像させることで、効果的に画像の縮小と光の増倍が行われる。3.3.1 節で議論したようにピンホールカメラをつかった測定では、検出器の面積が大きいほど明るい光学系が作ることができる。5.3 節で示すように、揺動測定時のノイズレベルは検出されたフォトン数の揺らぎから決まっているので、このような大面積の検出器は非常に有用である。

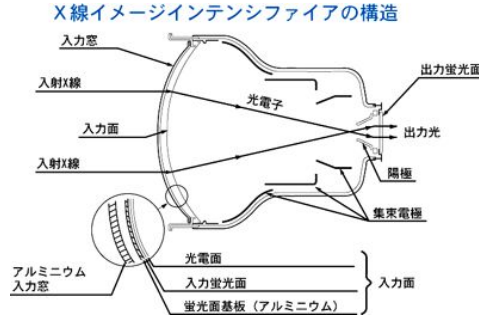


図 3.11 X 線イメージンシファイアーの概念図。(文献)[7]より引用)

揺動計測のための接線軟 X 線カメラを、核融合科学研究所とドイツのユーリッヒプラズマ物理研究所との共同研究で 1997 年から開発を続けてきた [8]。当初は文献 [6] と同様に、LHD のポート部に直接 X 線イメージンシファイアーを接続するシステムが提案されたが、シンチレータとイメージンシファイアーを離して、像はファイバーバンドルで伝送するタイプの装置に核融合科学研究所で変更し、開発した (詳細は次節以降に述べる)。ユーリッヒプラズマ物理研究所の TEXTOR トカマクにカメラを設置し図 3.12 に示すような測定を行った。このときは測定のスレーミングレートが低かったために詳細な揺動解析には至らなかった。2001 年度よりカメラを核融合研にもちかえって LHD での測定を開始し、5.3 節で詳述するような機器構成に変更して MHD 不安定性等の揺動現象をはじめて捕らえることができた。

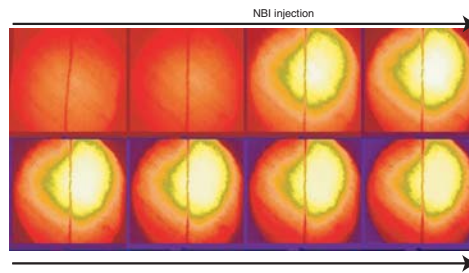


図 3.12 TEXTOR トカマクでの撮影例。1/60s のフレーミングレートの連続イメージを示す。3 フレーム目に NBI が入射され放射強度が増加している。図中の縦線は位置 決定用のワイヤ

3.4.1 接線 X 線カメラの開発

X 線イメージンシファイアーは主として医療用に開発されてきたデバイスであるため、硬 X 線を主な対象としている。そのため入力窓にはアルミあるいはベリリウム板に、柱状の結晶を持ったシンチレータを融着させたものが使用されている (図 3.13)。低エネルギー側の感度は基板の透過エネルギーで決まるが、典型的には数十 keV 以上を対象とした測定器である。このため数 keV 程度の LHD プラズマから放射される X 線の測定には使いにくい。

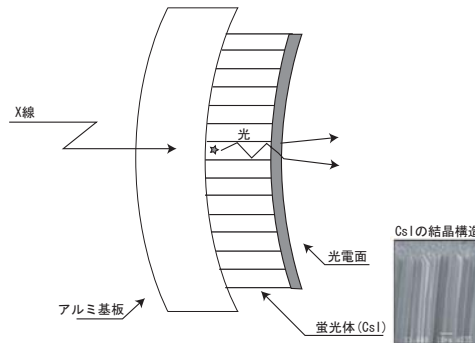


図 3.13 X 線イメージンシファイアーの入力窓。(文献 [7] より引用)。右に柱状の結晶構造を示す。写真の下部より X 線が入射する。

FOP を使用した入射窓のイメージンシファイアー

LHD の接線軟 X 線カメラは入射窓として、ファイバーオプティックプレート (FOP) にシンチレータを付加した X 線シンチレータ付きファイバーオプティックプレート (FOS) を使用した [9]。これにより低エネルギーの感度が向上した。FOS の出力をイメージファイバーで中継することで、カメラ本体をシンチレータから遠くに離すことができるようになったというメリットもある。FOP は直径数 μm のファイバーを束ねたもので、それぞれのファイバは光を伝達するコアガラスと、それを被覆するクラッドガラス、および、もれた光を吸収する吸収体ガラスから構成されている (図 3.14)。通常的光ファイバと同様に、コアガラス (屈折率 n_1) とクラッドガラス (n_0) の屈折率の差から全反射が起こり光を伝達する。最大受光角 θ 以上の角度で入射した光 (図 3.14(A) の θ_1) は漏れるが、吸収体ガラスに吸収され隣のファイバーには伝達されない構造になっている。図 3.14(C) に示すように、FOS はこのように作られた FOP の端面にシンチレータを塗布したものであり、高い変換効率と高い空間分解能を両立できる。

ここで、 $n \sin(\theta)$ は NA (numerical aperture) と呼ばれる量である。FOS に使用した FOP は $\text{NA}=1.0 (n_0 = 1.82, n_1 = 1.495)$ のモデルであり、CsI シンチレータから FOP 側に放出された光はすべて FOP を透過するため入射され光子のロスが少ない。

高速度カメラ

二次元の揺動測定のためにはプラズマのイメージを高速度の二次元検出器で測定する必要がある。表 3.2 に示すように高速度カメラはさまざまな型があり、その歴史については web ページ「高速度カメラ 歴史背景とトピック」[10] に詳しい。古くはフィルムの送り機構を高速化した高速度撮影が主流であったが、現像の不要なビデオシステムに 1970-1980 年代からシフトした。当初はビデオテープへ記録が行われたが、半導体メモリの価格低下とともに、メモリ上に記録する方式が主流となった。並列読み出しの可能

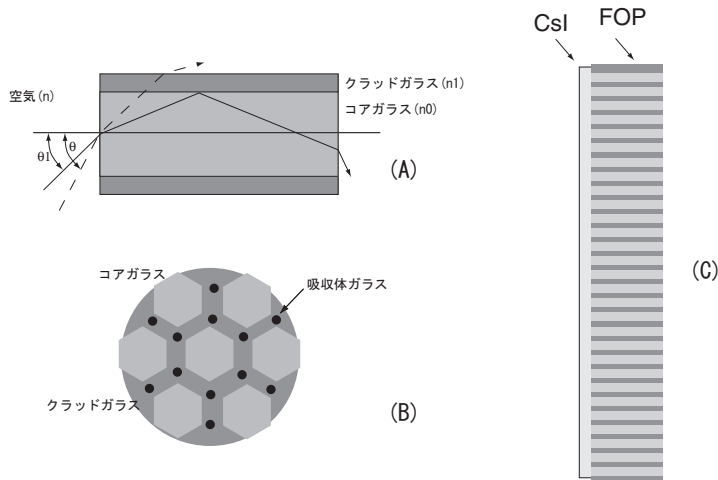


図 3.14 (A),(B) に FOP、(C) に FOS の概念図を示す。

表 3.2 高速度カメラの分類

	フィルム ロータリープリズム式	半導体	チップ上記憶の半導体	ストリークカメラ
開発年代	1930 ~	1980 ~	1990 ~	1960 ~
スピード (fps)	~ 10 ⁶	~ 10 ⁵	~ 10 ⁵	~ 10 ⁹
総撮影枚数	~ 10 ⁶	~ 10 ⁵	10 ~ 100	~ 10

な CMOS の検出器を使い 1 秒に数千フレーム (frame per second:fps) の記録を実現したカメラが 1990 年代の中ごろより利用可能となってきた。前節の FOS 入力の大口径イメージインテンシファイアーとこの高速度カメラの組み合わせで、今回はじめて実用的な高速度接線 X 線カメラを構成することができた。

実装の詳細については 5.3 節で詳しく述べる。揺動計測用の接線 X 線カメラで揺動計測可能なほど高速で、十分な空間分解能を持っているものは本論文のカメラが世界ではじめてのものである。他の方式の接線 X 線カメラとしては、マイクロパターンガス検出器 (MPGD) を使った二次元の検出器がプリンストン大学の NSTX 装置で稼働をはじめている [11]。MPGD は周波数応答が 100kHz に達する高速の検出器であるが、12x12 という低解像度であり二次元揺動の計測に使用するのは現状では困難と考えられる。

3.4.2 接線カメラと従来のトモグラフィー測定の得失

軟 X 線を利用した二次元計測という意味では、第 1 章で述べたような「検出器アレイをプラズマを囲むように配置しトモグラフィーを行う計測器」は同じ種類の計測器であり比較する意味がある。トモグラフィーを志向した装置の中で最も先進的なシステムである、W7-AS ヘリアス装置と TCV トカマクの測定システムの配置を図 3.15 に示す。

どちらも多チャンネルの半導体検出器をプラズマの周囲に死角がなくなるように並べるシステムである。W7-AS で 10 個、TCV で 9 個の検出器を使用している。半導体検出器を使うことで高い周波数まで使用することができるのは大きなメリットである。揺動の二次元構造を調べるためにはトモグラフィーの技法より局所放射強度の二次元分布を再構成する計算が必要である。ある磁気面に存在する視線の数を考えれば、高いモード数を持った揺動を計算で算出するためにはモード数と少なくとも同等以上の検出器を必要とす

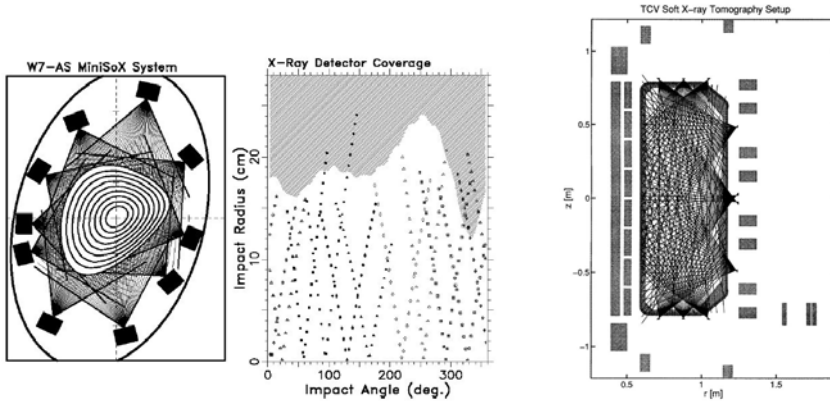


図 3.15 軟 X 線トモグラフィーの配置例。W7-AS (文献 [12]Fig.6 より引用) と TCV トカマク (文献 [13]Fig.1 より引用) の配置を示す。

る。そのため高いモード数まで測定できるシステムは上記の装置にあるように多数の検出器を必要としており、システムが過度に複雑になる問題もある。視線が微細構造を横切るため、線積分効果で振幅が小さくなる。磁力線方向には波数は小さいので、より磁力線方向に近い接線からの観測の方が空間構造を調べる上で高いコントラストで測定できる可能性が高いと考えられる。

ITER クラスの大型装置においてはプラズマからの中性子束が大きく、半導体検出器をこのようなプラズマ近くに設置できる可能性はかなり低いとされているのも問題である。また LHD のような連続ヘリカルコイルを用いた装置ではプラズマに近接してヘリカルコイルがあるためプラズマを囲む配置が取りにくい。接線軟 X 線カメラは、接線方向の外部のポートに二次元カメラを取り付ける必要があるだけであり、大型装置においても実装上の問題は少ない。外部に取り付けた場合には装置の維持、較正が容易に行えるという利点は重要である。

中性子の影響についていえば、イメージをファイバーを使って伝送することで、カメラ本体を中性子シールドの背後に置くことができるため、ITER クラスの大型装置での使用も可能であると考えている。シンチレータに対する中性子の直接の影響は排除できないが、数十 μm という薄いシンチレータで軟 X 線に対して十分感度があるため、中性子検出効率は低く、ノイズレベルは許容限度内に行うことができる可能性がある。

接線からの観測によっても、ポロイダル断面内での揺動の二次元構造の再構成は可能である。これは極端な少数視線からの再構成問題になり、解を得るには数値的な安定化の技法が必要とされる [14]。トロイダル対称性が仮定できるトカマクプラズマにおいては、代数的像再生法や適応型スプライン関数法などの技法を使ってポロイダル断面の局所放射強度分布を再生することに成功している [15, 16, 17, 18]。

ヘリオトロン・トルサトロンタイプのような複雑な形状をもったプラズマにおいてはトロイダル対称性が仮定できないため、ヘリカル対称性あるいは、磁力管上での放射強度一定などの仮定が必要となる。本論文の測定データを利用しての像の再構成は、磁気面上での放射強度一定の仮定を用いた場合には安定して再構成を行うことができているが、ヘリカル対称性を仮定した上でポロイダル断面での微細構造を再生することはまだできていない。値の上昇に伴う磁気面に变形に対して、再構成演算用の行列 (7章参照のこと) の変化が激しすぎるのが原因と考えている。

3.5 まとめ

軟 X 線計測のために、ピンホールカメラで測定した場合の実効的な立体角を導き、LHD プラズマの軟 X 線放射強度と比較を行った。実験では制動放射による見積もり値より、10 倍から 100 倍大きな放射強度が観測されている。

接線軟 X 線カメラは、磁力線に平行に近い視線を持っている。プラズマの揺動のうち、磁力線方向に長い波長をもっていること揺動に対しては、視線上での揺動の位相の変化が少なく、その積分値である測定値から、磁場に垂直な面内の揺動の二次元構造をトムグラフィー等の計算なしで高いコントラストで測定できるという利点がある。軟 X 線領域で使用可能かつ高速なデバイスは従来存在しなかったが、大面積かつ高速のシンチレータと、大口径イメージンテンシファイアーさらに高速度カメラを組み合わせることで機器の構成が可能になった。二次元の揺動の構造を可視化すると、パターン認識による直感的な理解が可能になる。このことは、MHD 揺動のような複雑な事象を解明するには有利である。トムグラフィー測定と比較すると、磁力線垂直方向の高いモード数の揺動への対応や設置の容易さでは優位にあり、大型装置への適合性が優れているといえる。

参考文献

- [1] S. Muto and S. Morita. First result from X-ray pulse height analyzer with radial scanning system for LHD. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 1206–9, 2001.
- [2] 宮本健郎. 核融合のためのプラズマ物理. 岩波書店, 1987.
- [3] S. Takamura. IMAGE SENSING OF MHD-UNSTABLE TOKAMAK PLASMA WITH MICROCHANNEL PLATES. *NUCL. FUSION*, Vol. 23, pp. 1485–92, 1983.
- [4] S. von Goeler, E. Fredrickson, R. Bell, M. Bitter, B. Grek, K. Hill, H. Hsuan, D. Johnson, D. Long, K. Mcguire, R. Parsells, and G. Renda. Tangential imaging for fluctuation studies (on TFTR). *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 61, pp. 3055–7, 1990.
- [5] R.J. Fonck, K.P. Jaehnig, E.T. Powell, M. Reusch, P. Roney, and M.P. Simon. Soft-X-ray camera for internal shape and current-density measurements on a noncircular tokamak. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 59, pp. 1831–3, 1988.
- [6] S. von Goeler, S. Jones, R. Kaita, S. Bernabei, W. Davis, H. Fishman, G. Gettelfinger, D. Ignat, F. Paoletti, G. Petravich, F. Rimini, P. Roney, J. Stevens, and W. Stodiek. Camera for imaging hard X-rays from suprathermal electrons during lower hybrid current drive on PBX-M. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 65, pp. 1621–30, 1994.
- [7] 浜松ホトニクス. X線イメージングインテンシファイアー. <http://www.hpk.co.jp/Jpn/products/etd/x-ijj/x-ijj.htm>, 2002.
- [8] S. Goeler, R. Kaita, M. Bitter, G. Fuchs, M. Poier, G. Bertschinger, H.R. Koslowski, K. Toi, S. Ohdachi, and A. Donne. High speed tangential soft X-ray camera for the study of magneto-hydrodynamics instabilities. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 599–602, 1999.
- [9] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, and S. Goeler. Tangential soft X-ray camera for Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 724–6, 2001.
- [10] 安藤幸司. 高速度カメラ 歴史背景とトピックス. <http://www.dango.ne.jp/anfowld/TopicHistries.html>, 2001.
- [11] D. Pacella, G. Pizzicaroli, L. Gabellieri, M. Leigheb, R. Bellazzini, A. Brez, G. Gariano, L. Latronico, N. Lumb, G. Spandre, M.M. Massai, and S. Reale. Ultrafast soft X-ray two-dimensional plasma imaging system based on gas electron multiplier detector with pixel readout. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 1372–8, 2001.
- [12] A. Weller, C. Gorner, and D. Gonda. X-ray diagnostics on WENDELSTEIN 7-AS. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 484–8, 1999.
- [13] M. Anton, H. Weisen, M.J. Dutch, W. Linden, F. Buhlmann, R. Chavan, B. Marletaz, P. Marmillod, and P. Paris. X-ray tomography on the TCV tokamak. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 38, pp. 1849–78, 1996.
- [14] G. Fuchs, S. von Goeler, S. Ohdachi, V. Pickalov, and K. Toi. Tomographic inversion in toroidal

- geometry using flux coordinates. *Proc. 27th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Maastricht*, 1999.
- [15] J. Schivell. METHODS OF RECONSTRUCTING SPATIAL DISTRIBUTIONS OF RADIATION FROM PLASMAS. *IEEE TRANS. PLASMA SCI.*, pp. 226–31, 1980.
- [16] S. Takamura, T. Todd, and T. Edlington. X-ray imaging of electron cyclotron heated CLEO plasma by tangential projection. *Plasma Phys. controlled Fusion*, Vol. 28, pp. 1717–33, 1986.
- [17] 高見均. スプライン関数によるトーラス接線方向投影からのプラズマ像再生. *核融合研究*, Vol. 58, No. 4, pp. 278–291, 1986.
- [18] N. Iwama, H. Takami, S. Takamura, and T. Tsukishima. An approach with the Akaike Information Criterion to the radiation distribution reconstruction of toroidal plasma. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, pp. 609–17, 1987.

第4章

揺動解析の手法

プラズマの揺動測定には、揺動の解析技法が不可欠である。仮に理想的な揺動測定装置があって、プラズマのパラメータの時間変化を高空間分解能で測定できたとしても、その大量のデータそのものは解析に適さない。多量のデータを人間が理解できる形に整理し、直感的に理解できるように表示する必要がある。この目的で主にスペクトル解析法 [1] が用いられ、さまざまな形で可視化される。本章では本論文で使用した揺動解析の種々の技法について述べる。

スペクトル解析が重要となるのは、プラズマの揺動を構成する波動現象を解析するうえで重要な分散関係の式 $f(k, \omega) = 0$ と比べることができるからである。逆に制約のある測定システムからでも、 k 、 ω をうまく推定することができれば、揺動の代表的な性質をある程度引き出したことになる。

揺動データの解析には決定的な手法はなく、現象にあわせていくつかの手法を組み合わせる必要がある。本節ではいくつかの手法を紹介し、最後に実際のプラズマの揺動データの処理例を紹介する。

時系列データ $f(x, t)$ をフーリエ変換して $F(k, \omega)$ の形にフーリエ変換するために FFT をベースとした技法を使う。これについては 4.1 節に述べる。この手法は定常的なスペクトルに対してはきわめて有効であるが、実験で観測されるプラズマは時間的にスペクトルが変化することが多い。スペクトルの時間変化を評価する必要がある。スペクトルの変化が緩やかなら、FFT を行う周期を短くした短時間 FFT 法が使える。また Wavelet 解析法 (4.4 節) を用いて、スペクトルの時間変化を詳細に解析することができる。特異値分解法は多チャンネルの測定信号から、互いに独立な成分を取り出す技法で、非定常のスペクトルに対処する新しい解析技法であり 4.3 節で詳しく論じる。最後の 4.5 節ではこれらの技法を使い、実際の揺動データの解析の例を示す。

4.1 FFT 解析

時系列データ $x(t)$ のフーリエ変換を $X(f)$ とすると、

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i2\pi ft} dt, \quad (4.1)$$

であり、その逆変換は

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f)e^{i2\pi ft} df, \quad (4.2)$$

と定義される。実際に取り扱う時系列データはデジタル化された離散値 $x(n)$ ($n = 0, \dots, N-1$) であり、離散フーリエ変換は

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)e^{-i2\pi nk/N} \frac{T}{N}, \quad (4.3)$$

$$x(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_k e^{i2\pi nk/N}, \quad (4.4)$$

と定義される。ここで時間幅を T とした。この計算は FFT のアルゴリズムで容易に行えるが、式 4.1 が無限区間で定義されていたのに対し、時系列の区間が有限であることが問題である。これは無限の長さの時系列に箱型の窓関数をかけて計算したことになり、スペクトルが歪んでしまうから、滑らかな窓関数をかける必要がある。ハニング窓 $\frac{1}{2}(1 + \cos(\pi t)/T)$ 、ハミング窓 $0.54 + 0.46 \times \cos(\pi t/T)$ などが良く使われているが、ここではデータの始めと終わりの $1/10$ の区間を cosine 型に滑らかにしたデータウィンドー (図 4.1) をかけて処理した [1]。

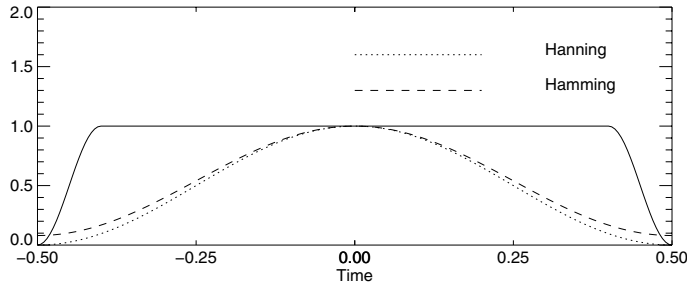


図 4.1 揺動データ処理時に用いたデータウィンドー。ハニング窓、ハミング窓も参考のために示した。

また二つの時系列信号 $x(t)$ 、 $y(t)$ とそのフーリエスペクトル $X(f)$ 、 $Y(f)$ から導いた以下の諸量を使用している [1]。

- パワースペクトル (Auto-power spectrum)

$$P_f^{XX} = \frac{1}{T} \langle X^* X \rangle$$
- クロスパワースペクトル (Cross-power spectrum)

$$P_f^{YX} = \frac{1}{T} \langle Y^* X \rangle$$
- コヒーレンス (coherency)

$$\gamma_f^{YX} = \frac{|P_f^{YX}|}{(P_f^{XX} P_f^{YY})^{\frac{1}{2}}}$$
- クロスフェーズ (cross phase)

$$\theta_f^{YX} = \text{phase}(P_f^{YX})$$

ここで * は複素共役、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を意味する。アンサンブル平均はデータ処理時に式 4.3 の処理結果を時間平均して求めた。平均化のためのサンプル数は 8 個を選んでいる。

Wiener-Khintchine の定理から揺動のパワー P は

$$P = \frac{1}{T} \sum_{n=0}^{N-1} x_n^2 = \sum_{k=0}^{N-1} P_f^{XX} \quad (4.5)$$

となり、パワースペクトル P_f^{XX} は揺動の平均パワーへの各周波数成分からの寄与を示す。クロスパワーは、 $P_f^{YX} = |P_f^{XX}|^{\frac{1}{2}} |P_f^{YY}|^{\frac{1}{2}} e^{-i\theta_f^{YX}}$ とかけるから、各周波数における 2 つの信号のパワーをかけあわせた絶対値を持ち、偏角が平均的な位相差である量となる。コヒーレンスはある周波数における 2 信号の相関係数を示す。

4.2 磁気プローブ信号のモード解析

前節のスペクトルの位相情報から波数の推定を行うことができる。本節では磁気プローブアレイの信号からの磁場揺動のモード数の推定法をまとめる。トロイダルモード数 n 、ポロイダルモード数 m の波が $y = \exp(-i(m\theta - n\phi + \omega t + \alpha))$ のように伝播していると仮定する。LHD には多数の磁気プローブが設置されている。i 番目の磁気プローブの設置位置を (θ_i, ϕ_i) とすると (具体的な値は付録 B の表 B.1 を参照のこと)、各プローブで観測される信号は

$$y_i(t) = c_i \exp(-i(m\theta_i - n\phi_i - \omega t + \alpha)) \quad (4.6)$$

となる。このフーリエ変換は

$$Y_i(f) = \frac{1}{2\pi} \int y_i(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (4.7)$$

$$= \frac{c_i}{2\pi} \exp(-i(m\theta_i - n\phi_i + \alpha)) \quad (4.8)$$

となる。振幅はプラズマから検出器までの距離の影響をうけるので両者の位相成分を比較する。

$$\begin{pmatrix} \arg(Y_1) \\ \arg(Y_2) \\ \vdots \\ \arg(Y_N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \theta_1 & -\phi_1 \\ \theta_2 & -\phi_2 \\ \vdots & \vdots \\ \theta_N & -\phi_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha \\ \vdots \\ \alpha \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

とかける。この式 4.9 をといて、 m 、 n をきめればよい。未知数 m 、 n 、 α より条件式が多いが、最小二乗法で m 、 n を決定することができる。

4.3 特異値分解法

4.3.1 揺動計測と特異値分解法

FFT をベースとした揺動解析は周波数が一定かあるいは緩やかに変化する場合には非常に有効であり、前節で述べたように揺動のモード解析は日常的に行われている。しかしながら時間的に揺動の周波数が増加している場合にはあまり有効でない。特異値分解法^{*1}(SVD:Singular value decomposition)[2]は最小二乗解の計算などに良く使われている行列の計算法で、信号処理の分野ではノイズ成分を除去する目的で使われてきた。揺動データの解析に特異値分解法を使うことは近年盛んになった手法であり、JET トカマクの磁気プローブのモード解析 [3]、JFT-2M トカマクの軟 X 線揺動データから振動成分を取り出すこと [4]、ASDEX トカマクの軟 X 線揺動データの解析 [5] など、トカマクプラズマの揺動解析に使われてその有効性が知られるようになった。基本的には多チャンネルの時間変化する信号群から、空間的な相関情報を引き出して、共通する固有ベクトル (SVD の言葉では Topos という) と対応する固有値 (SVD の言葉では、特異値 Singular value) を導くテクニックである。以下の節では揺動データの解析としての技法の詳細と、テストデータを解析してこの技法を具体的に紹介する。

4.3.2 多チャンネルの信号の解析

$n \times m$ 行列 A は $A = UW^tV$ という単純な構造をもつ3つの行列の積に一意的に分解できる。ここで、 W は対角行列で、対角要素 $w_1 \geq w_2 \geq \dots \geq w_m$ を特異値という。 U は左特異ベクトル、 V を右側特異ベクトルと呼び、 $U^tU = V^tV = I$ の関係がある。実対称行列の固有値分解 $A = UDU'$ の拡張版と考えるとわかりやすい。

時系列データの信号処理に利用する場合行列 $A = (a_1, a_2, \dots, a_m)$ として揺動成分を含む多チャンネルの信号 (m :チャンネル数, n :時系列データの長さ) をとり、 U を Chronos, V は Topos と呼ぶ。i 番目のチャンネルの信号 a_i は $U = (u_1, u_2, \dots, u_n)$ という という互いに直行する時系列信号の成分 (chronos) u_i の和として書くことができる。

$$a_i = w_1 \times v_{i1} \times u_1 + w_2 \times v_{i2} \times u_2 + \dots + w_m \times v_{im} \times u_m \quad (4.10)$$

i 番目の chronos の重みが w_i 、空間的な分布 (topos) が v_{ij} とみなせる。

4.3.3 特異値分解と経験的直交関数展開

特異値分解の手法は、従来気象学等で広く使われてきた経験的直交関数展開 [1]^{*2}と呼ばれる処理と類似した手法である。経験的直交関数展開はデータの持っている情報を直交関数で展開し、その少数の項で代表させることで、データを要約し理解を助ける方法である。時系列データ $x_i (i = 0, 1, \dots, N - 1)$ を考えたとき、フーリエモードを用いるフーリエ展開では周波数 f の正弦波に対して、パワースペクトルは $K0 = N/(2\pi fT)$ に対応する X_{k0} のみ有限の値を持つ。すなわち一つの固有関数で全データを代表させることができたわけである。言い換えれば、揺動のパワーが $P = \sum X_k^2 = X_{K0}^2$ となり、全パワーが項 X_{K0} に集中していることを意味する。

^{*1} Bi-orthogonal decomposition とも呼ばれる

^{*2} 経験的直交関数展開の技法は気象学の分野では EOF:Empirical Orthogonal Functions, 流体力学では POD:Proper Orthogonal Decomposition, 統計学では PCA:Principal Component analysis と呼ばれる。気象学では2つの物理量の直交関数展開によって相互作用を調べる技法を SVD 法と呼んでおり、本論文の特異値分解法とはまた異なった手法である [6]。

経験的直交関数展開では、固有関数の形を仮定せず、最も大きなパワーを持つような固有関数を順に選
び出した上で、データを展開する方法である (例えば、文献 [1, 7, 8])。

$e_m (m = 1, \dots, M)$ を $e_i^t e_j = \delta_{ij}$ の関係を満たす固有関数とする。

$$\sum_{i=0}^{N-1} (e_m x_i)^2, \quad (4.11)$$

を最大化することをめざすわけである。時系列データを格納した配列 A より、共分散行列 (covariance matrix) R を

$$R = A^t A, \quad (4.12)$$

と定義すれば、式 4.11 は以下ようになる。

$$\sum_{i=0}^{N-1} (e_m x_i)^2 = e_m A^t A e_m^t = e_m R e_m^t. \quad (4.13)$$

e_m の制約条件下で式 4.13 を最大化するには Lagrange の未定常数 λ を使って、

$$\nabla (e_m R e_m^t) - \lambda \nabla (f_i^t f_i) = 0, \quad (4.14)$$

とかける。この関係は R が定義より対称行列であることを使えば、

$$R e_m = \lambda e_m, \quad (4.15)$$

となる。これは行列 R の固有値と固有ベクトルを求めることである。こうして求めた、固有関数をつかっ
て共分散行列 R は以下のようにかける。

$$R = C \Lambda^t C. \quad (4.16)$$

ここで Λ は対角行列で、 $\lambda_1, \lambda_1, \dots, \lambda_m$ は固有値である。式 4.16 は

$$R = c_1 \lambda_1 c_1^t + c_2 \lambda_2 c_2^t + \dots + c_M \lambda_M c_M^t, \quad (4.17)$$

となる。例えば、 m 番目のチャンネルの自己相関係数 r_{mm} は m 番目のチャンネルでの揺動のパワーに等
しいが、

$$r_{mm} = \lambda_1 c_1(m)^2 + \lambda_2 c_2(m)^2 + \dots + \lambda_M c_M(m)^2, \quad (4.18)$$

となり、各固有関数からの寄与が固有値の大きさであることが判る。

行列 A を直接 $A = UW^tV$ と SVD 分解すると、

$$R = A^t A = UW^t V V^t W^t U = UW^{2t} U, \quad (4.19)$$

となる。式 4.16 と比較して $W^2 = \Lambda$ であるから、特異値分解法という特異値の 2 乗が経験的固有関数展
開法の固有値に等しい。これは特異値の大きさからも、揺動としてのパワーがどの固有値に配分されるか
が判ることを意味する。

数値計算上は固有値を求めるより、特異値を計算するほうが高速である。アルゴリズムにも依存するが、
現在の実装では 4096×512 程度の行列を計算する場合、特異値を計算するほうが共分散行列から固有値を
求めるより 10 倍程度高速であり、本研究では特異値の直接計算によって固有関数の分離を行っている。

4.3.4 テストデータとその特異値分解

特異値分解による成分の分離効果を見るためにテストデータを処理してみる。図 4.2(A) に示すように、3つの成分をもった揺動信号を作成してみる。各成分の重みと位相差は図 4.2(B)–(D) に示すが、wave1 はゆっくりした全体の分布の変化、wave2 は周波数が変化するコヒーレントな振動、wave3 はコモンノイズであり、プラズマ実験時に軟 X 線検出器アレイで観測される揺動信号をイメージした。それらを合成して、図 4.2(E) のような多チャンネルのテスト信号を作成した。

図 4.2(E) を SVD 分解した結果を図 4.3 に示す。特異値は順に小さくなっており、5 番目以降はほとんど同じ大きさである。これは数値的なノイズレベルと考えられる。それより大きい特異値に対応して4つの意味のある成分が分離できている。図 4.3(A) は図 4.2(A) の wave1 に対応し(正負反転している)、wave2 は2番目と4番目の成分に現れている。2番目と4番目から振動成分の位相差を求めることができる(図 4.4)。コヒーレンスが十分高いチャンネルでは図 4.3(D) の位相差を再現できている。ただし図 4.4 の丸で囲った部分はコヒーレンスが低く位相差は信頼できない。wave2 は時間的に周波数が変化しており 4.1 節で述べたような FFT をベースとした処理では、うまく振動成分をきりだすことができないので、SVD は非常データの解析にも適していることがわかる。

十分な数の視線が確保できて、十分に位相差がちらばっているとこのような好結果が得られるが、一方からの測定などでは位相差の散らばりが足らず、振動現象に2成分現れないことがある。その場合は位相差を求めるのは別の方法でおこなったほうがよい。

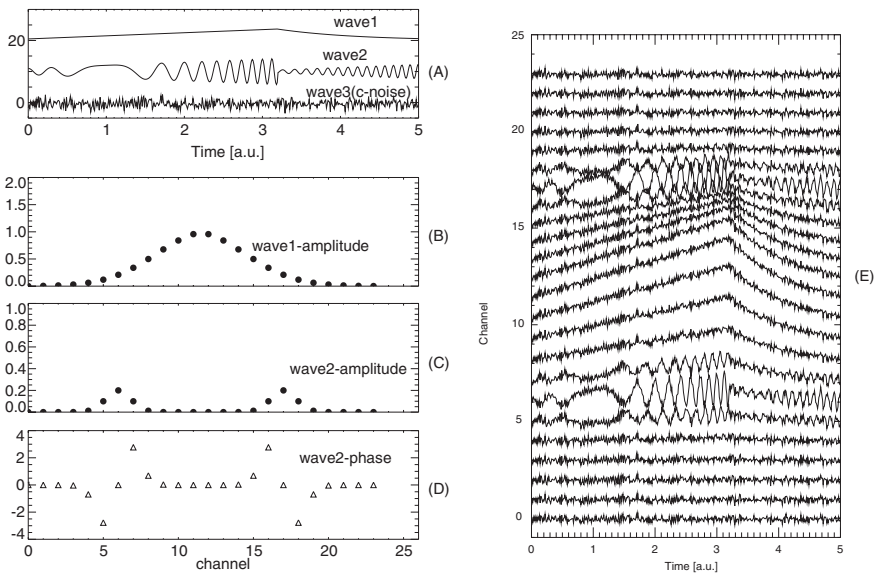


図 4.2 3つの成分から構成されるテストデータ

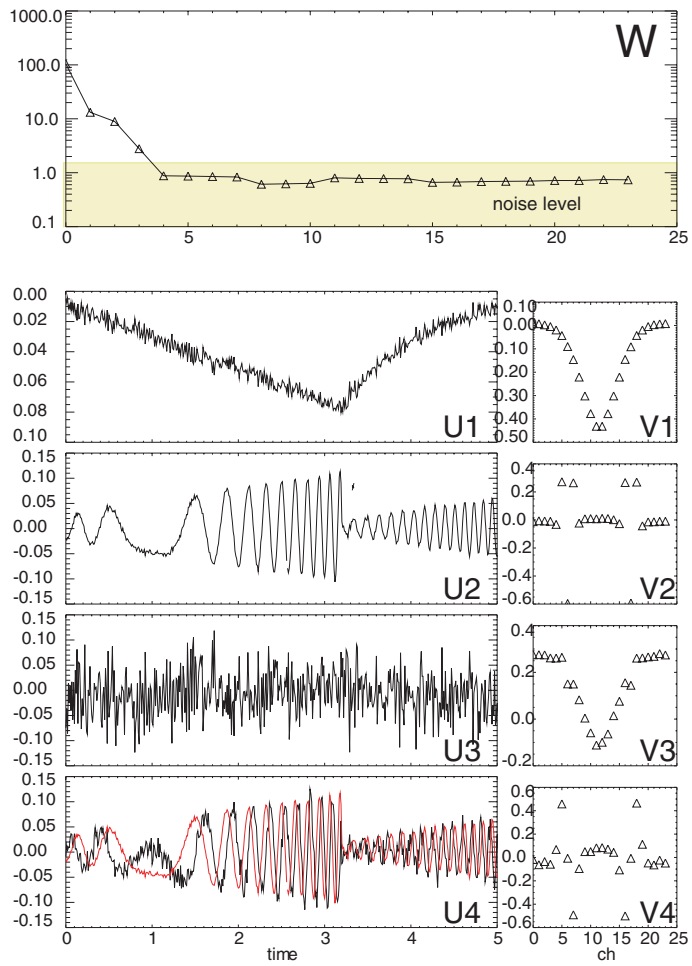


図 4.3 テストデータの SVD 分解結果。最下段の U4 には U2 も赤線で示した。U2 との位相差がはっきりわかる。

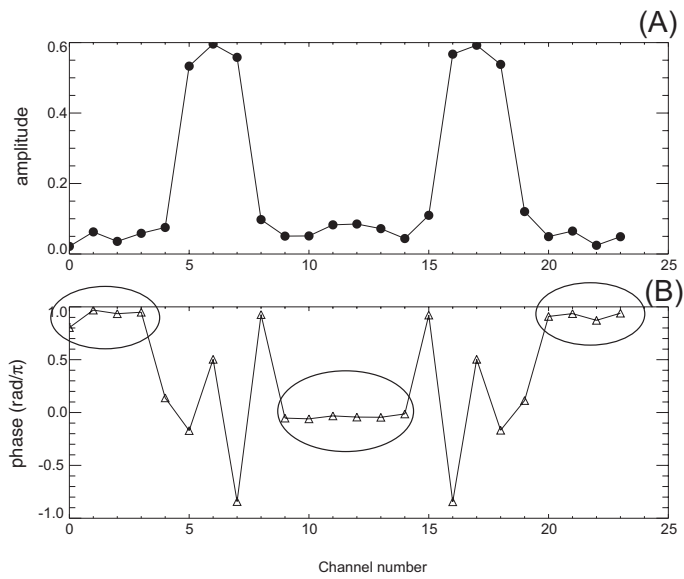


図 4.4 テストデータの SVD 分解結果の位相と強度の分布

4.4 Wavelet 解析

4.4.1 非定常現象のスペクトル解析

Wavelet 解析は 1980 年代から広く使われるようになった揺動データの解析手法である [9]。時間的にスペクトルが変化するような揺動信号を解析するのに適している。「wavelet」というのは小さい波を意味する。解析する対象の信号と wavelet との相関を調べる解析法である。wavelet の形状を保ったままでスケールを変換し、解析したい波形との相関を計算して周波数情報を得る。

4.4.2 複素 wavelet 変換

一般に実数値の wavelet を使った連続 wavelet 解析を行うと wavelet 変換は時間方向に振動することになる。波の山の時点と谷の時点で相関を順に計算しているわけだから符号が振動するのは当然である。複素数値をとって、互いに位相が 90 度ずれている wavelet をつかえばこの問題を避けることができる。符号は複素数の位相因子になるので、絶対値を取ることで滑らかな表示を得ることができる。本論文では wavelet 解析を揺動信号の時間-周波数スペクトルを計算する目的で使用するので、複素 wavelet 変換は最適な手法である。特に、Gabor の Wavelet

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma}} e^{-\frac{x^2}{\sigma^2}} e^{-ix}, \quad (4.20)$$

を使用するが、通常のフーリエ変換によるスペクトルとの対応関係が自明でわかりやすいためである。Gabor Wavelet の問題点は、個々の wavelet が基底関数とならないため、離散 wavelet 変換に適さないことだが、揺動のピークの周波数や時間を調べる上では重要ではない。また σ を変化させることで周波数・時間の分解能を変化させることができるため、用途に応じて最適な wavelet を選ぶことができる。窓関数を使った短時間 FFT と似た処理ではあるが、周波数によって窓の幅が違うことが大きな相違点である。高周波に対して幅の狭い窓を、低周波に対して幅の広い窓を適用したことに相当するため、得られる変換の持つ意味がより明確になっている。図 4.5(A) に $\sigma = 6$ の gabor の wavelet の実部と虚部、(B) に wavelet 変換を求めたい揺動データを示す。このデータは次式により構成した。

$$y(t) = \cos(2\pi f_0 t) + C(t) \cos(2\pi f(t)t). \quad (4.21)$$

揺動データは定常の正弦波と、周波数 $f(t)$ と振幅 $c(t)$ が同時に変調した波の重ねあわせとして定義されている。ここで、振幅と周波数は図 4.5(C) に示す。図 4.5(D) にウェーブレット変換した揺動の振幅を周波数と時間の関数として示したが、もともとの周波数の変化や振幅の変化を良く反映している。

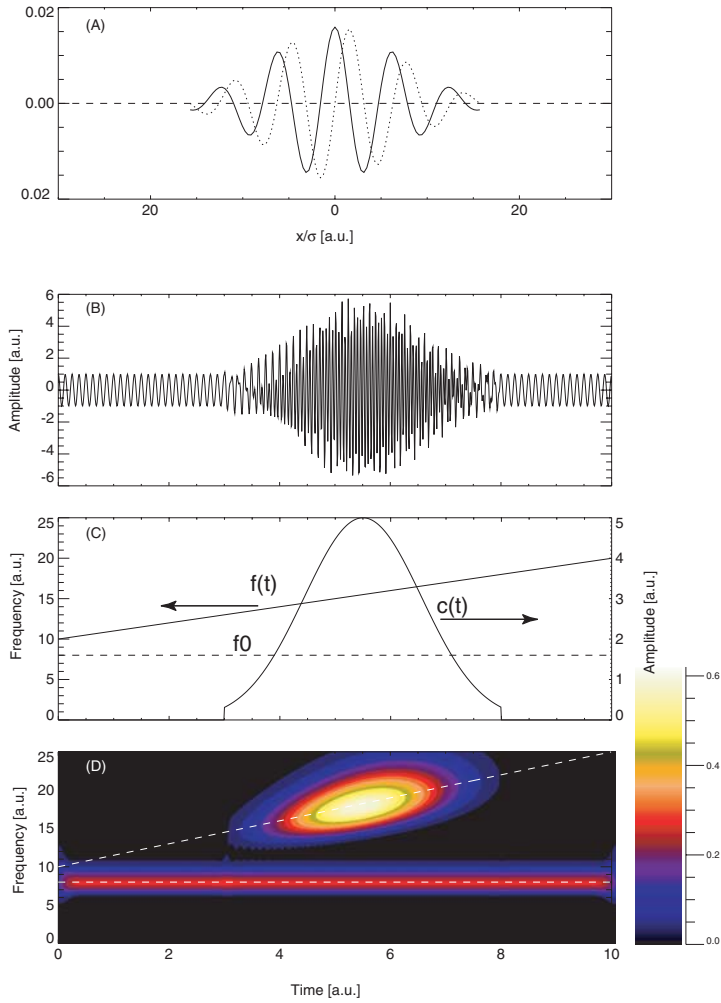


図 4.5 Wavelet スペクトルの計算例。(A) は Gabor のウェーブレットの実部 (実線) と虚部 (点線) を示す。(B) は解析のターゲット信号、(C) 揺動データの振幅と周波数。(D) Wavelet により求められた揺動振幅の等高線を示す。色は振幅の大きさに対応し、その大きさはカラーバーに示した。

4.5 揺動解析手法の利用例

本章のまとめとして LHD の実際のデータを利用して揺動解析手法をまとめてみる。図 4.6 にショット番号 31462 のプラズマのパラメータの時間変化を示す。放電途中から磁気揺動のスペクトルにバースト状の信号が現れ、それと同期してプラズマの蓄積エネルギーが周期的に減少しているのがわかる。また軟 X 線検出器アレイのデータにもそれと同期した変化が見られる。

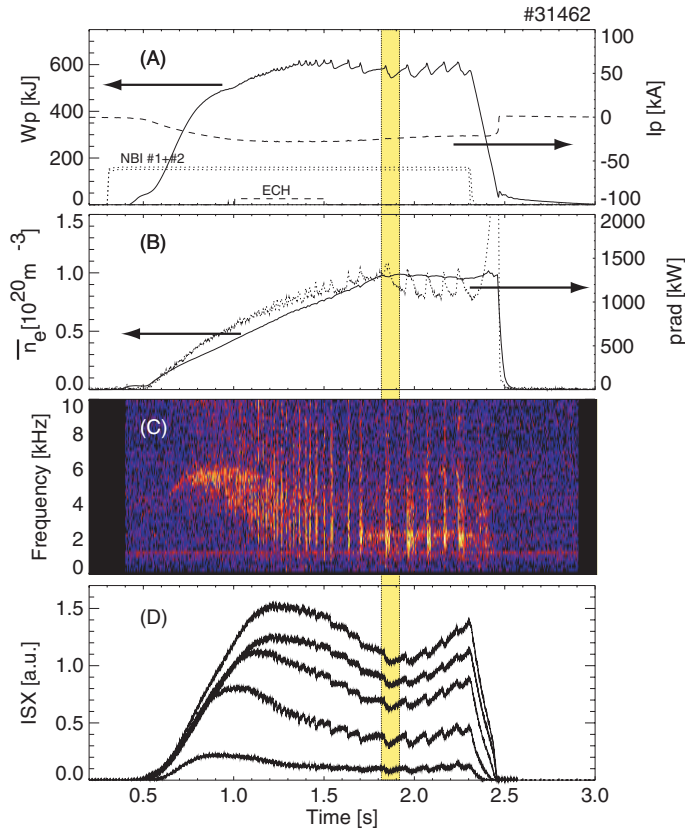


図 4.6 ショット番号 31462 のプラズマパラメータの時間変化。(A) にプラズマの蓄積エネルギー (W_p) とプラズマ電流 (I_p), (B) に線平均電子密度 (\bar{n}_e) と放射損失 (prad), (C) に磁場揺動のスペクトル, (D) に軟 X 線放射強度 (ISX) を示す。

$t=1.85s$ 付近のイベント (図 4.6 の網掛け部) の前後の軟 X 線検出器アレイのデータを 4.3 節の手法で分解してみる。図 4.7 に SVD で分解した各成分を示す。0 番目の成分は最もパワーが大きく、時間変化していない。その空間分布も中心をピークとするものであり放射強度分布の直流成分と考えられる。2 番目の成分はプラズマの中心部と周辺部と比べると位相が逆であり、崩壊による分布の変化に関連している。また 1 番目のデータには振動成分が含まれていて、トーラス内側と外側で逆位相を持っておりポロイダルモード数は奇数である。

同じイベントの磁場揺動の信号を wavelet 解析を行ったものが図 4.8 である。2kHz のバースト状の磁場揺動が観測される。最も振幅の大きい図 4.8(B) 中の白い四角で囲んだ、時間帯・周波数帯の成分のモード解析を 4.2 の手法で行った。磁気プローブの位相差から、ポロイダルモード数 $m=3$ 、トロイダルモード数

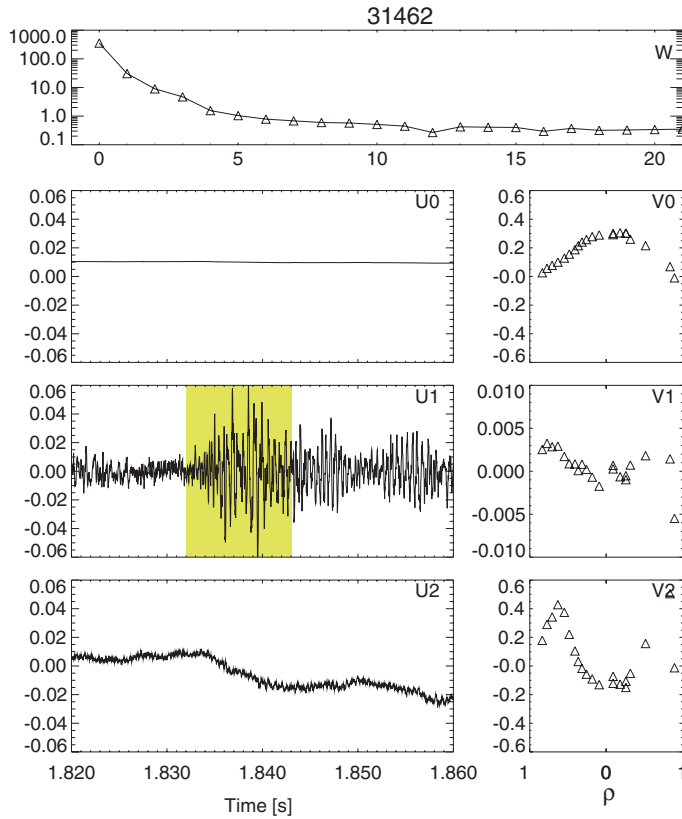


図 4.7 軟 X 線検出器アレイの信号の特異値分解結果を示す。最上部が特異値 W を大きい順に並べたもの、左列が $\text{chronos}(U)$ 、右列が $\text{topos}(V)$ である。

$n = 4$ のモードであり、 t 分布 (図 4.9(A)) と見比べて、プラズマの周縁部で起きている現象であることが確認できる。軟 X 線揺動で検出される揺動成分は、 $\rho = 0.7$ 付近まで広がっており、 $m/n = 2/1$ のモードと違い径方向に広がった揺動であると考えられる。

4.6 まとめ

本研究で使用した揺動データの解析の手法を紹介した。特に、非定常の揺動解析に有効である、特異値分解法と Wavelet 解析の有効性を模擬データを使って示した。プラズマ周辺部で観測されている、崩壊的な不安定性をそれらの技法を使って解析し磁場揺動は $m = 3$ 、 $n = 4$ のモード数を持っていること、それに対応する軟 X 線揺動は $m = 3$ 、 $n = 4$ というモード数から推定される、 $t = 4/3$ の有理面の位置よりかなり内側まで検出されることを示した。

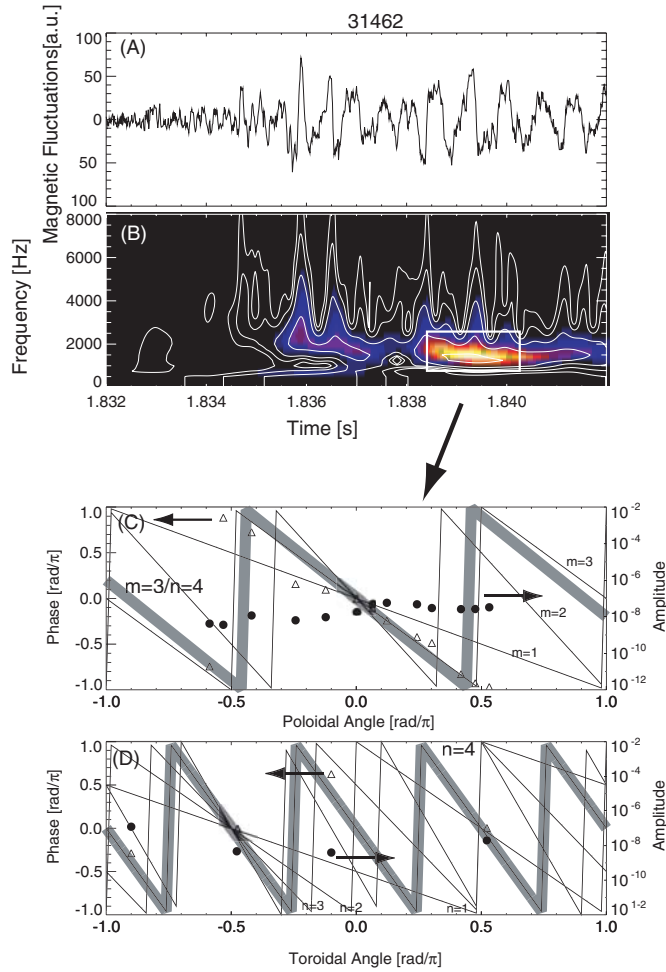


図 4.8 磁場揺動の wavelet 解析。(A) に磁場揺動信号、(B) に揺動の振幅の時間と周波数に対する依存性を示した。(C) と (D) に最も大きなパースト的な磁場揺動のポロイダル/トロイダルの位相差 () と振幅 () を示し、最も良く一致するモード数を太線で示した。

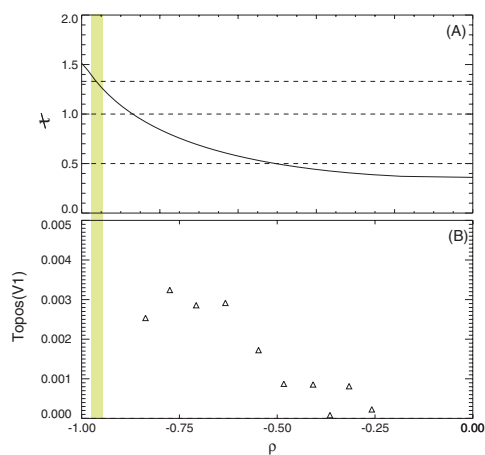


図 4.9 t 分布 (A) と、特異値分解された TOPOS(図 4.7の成分 1) の比較 (B)。

参考文献

- [1] 日野幹雄. スペクトル解析. 朝倉書店, 1977.
- [2] T.D. Wit, A. Pecquet, J. Vallet, and R. Lima. The biorthogonal decomposition as a tool for investigating fluctuations in plasmas. *Phys. Plasmas*, Vol. 1, pp. 3288–300, 1994.
- [3] C. Nardone. Multichannel fluctuation data analysis by the singular value decomposition method. Application to MHD modes in JET. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 34, pp. 1447–65, 1992.
- [4] G. Fuchs, Y. Miura, and M. Mori. Soft X-ray tomography on tokamaks using flux coordinates. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 36, pp. 307–16, 1994.
- [5] M. Bessenrodt-weberpals, H.J. Blank, M. Maraschek, P.J. Mccarthy, M. Sokoll, and K. Asmussen. MHD activity as seen in soft X-ray radiation. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 38, pp. 1543–59, 1996.
- [6] C S. Bretherton, C. Smith, and J. M. Wallace. An Intercomparison of Methods for Finding Coupled Patterns in Climate Data. *J. Climate*, Vol. 5, pp. 541–560, 1992.
- [7] H. Björnsson and S. A. Venegas. A Manual for EOF and SVD Analyses for Climatic Data. *Centre for Climate and Global Change Research (McGill University) Report*, 1997.
- [8] 鈴木義一郎. 情報量基準による統計解析入門. 講談社, 1995.
- [9] 榊原進. ウェブレットビギナーズガイド. 東京電機大学出版局, 1995.

第5章

実験装置

LHD プラズマの軟 X 線放射計測のため、軟 X 線検出器アレイと接線軟 X 線カメラの開発を行い、LHD プラズマの計測に適用しその有用性を第 6 章と第 7 章で示す。ここでは、まず高温プラズマ閉じ込め装置、大型ヘリカル装置 (LHD) の概要について述べる。

5.1 大型ヘリカル装置

LHD は超伝導コイルを使用した大型のヘリオトロン/トルサトロン型 (2 章参照) の装置である [1, 2]。LHD は図 5.1 に示すように一組 2 本のヘリカルコイル (Helical Coil H1, H2) と、3 組のポロイダルコイルシステム (IV, IS, OV) を持つ。表 5.1 にコイルシステムの仕様を示す。

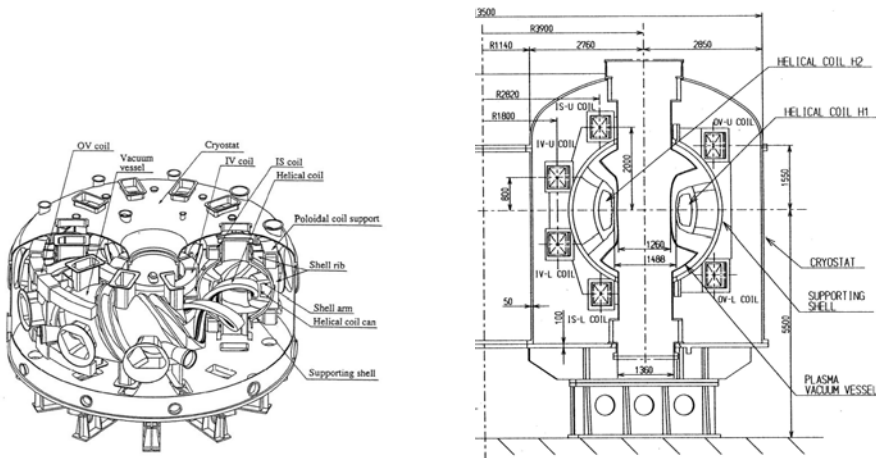


図 5.1 大型ヘリカル装置のコイルシステム

3 組のポロイダルコイルにより、垂直磁場、四重極磁場、六重極磁場が独立に制御できる。垂直磁場により大半径方向の位置を調整できる。四重極磁場はヘリカルコイルによって作られる四重極成分をキャンセルする方向にかけて、トロイダル方向に平均化した場合に磁気面が円になるように制御している。

ヘリカルコイルは 3 層の構造をもっていて、この層間の電流比を制御することでもプラズマのアスペクト比や回転変換分布を制御できる [3]。LHD では磁気軸上のトロイダル磁場の強さでいて、0.5T-2.9T の実験を行っている。

加熱装置として以下の 3 種類を有している。プラズマに高速の中性粒子を入射して、プラズマを加熱する NBI 加熱装置 [4]、電子サイクロトロン加熱 (ECH) 装置 [5]、イオンサイクロトロン加熱 (ICRF) 装置

[6]がある。各加熱装置の仕様を表5.2に示す。

通常は上から見て反時計周りの方向にトロイダル磁場が作られている。図5.2に示すように、NBIはトーラスの接線方向に入射されており、NBIの加熱入力が非対称であるため、NBIに起因するトロイダル電流が流れている。

LHDには多数の計測装置が設置されている[7]。本論文では図5.2中に示した計測器、LHDの縦長断面部で12chの密度計測を行っているFIRのレーザー干渉計[8]、横長断面部で50chの電子温度計測をおこなっているYAGトムソン散乱測定器[9]のデータを主に使用した。7.4節では図中のICEpellet入射装置[10]による揺動のデータの解析を行う。

表5.1 LHDのコイルシステム

	ポロイダルコイル			ヘリカルコイル	
	IV coil	IS coil	OV coil		3.9m
内径	3.2m	5.4m	10.4m	大半径	3.9m
外径	4.2m	6.2m	11.6m	小半径	0.975m
重量	16ton	25ton	45ton	重量	65ton
最大磁場	6.5T	5.4T	5.0T	最大磁場	6.9T
巻数	240	208	144	巻数	450

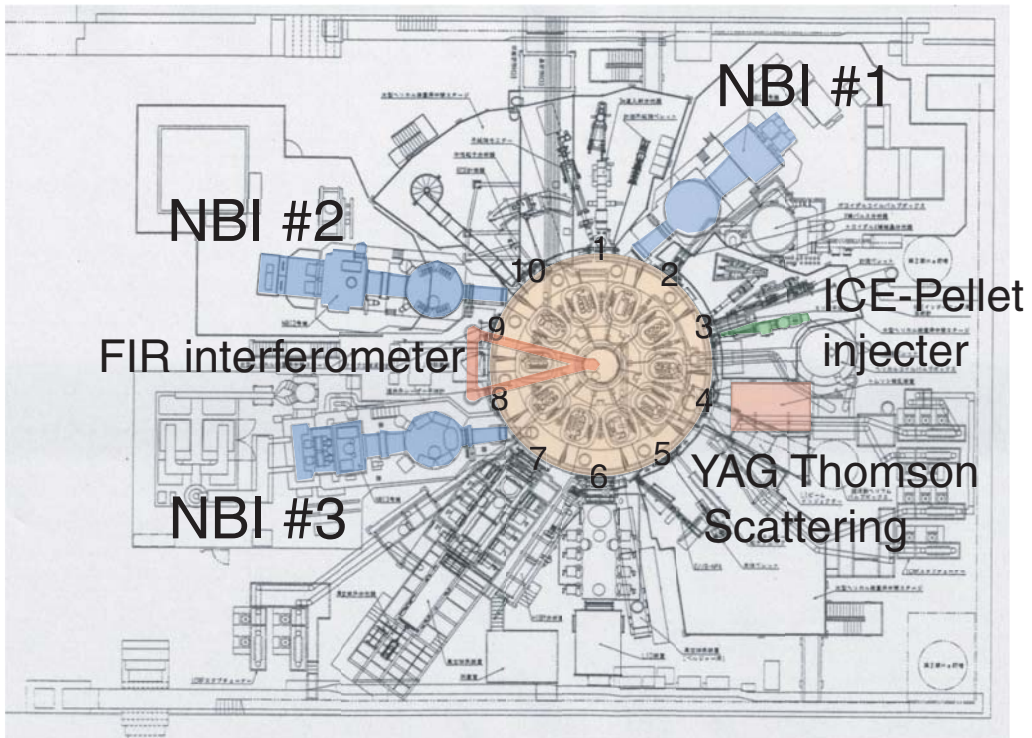


図 5.2 大型ヘリカル装置の諸装置。图中番号で示したのはポート番号。

表 5.2 LHD の加熱機器の仕様

NBI				
入射ポート	1T	7T	10T	
イオン源の数	2	2	2	
ビーム種	H	H	H	
ビームエネルギー	< 165kV	<165KV	<165kV	
ポート通過電力	<3MW	< 3MW	<3MW	
入射方向	CTR	Co	CTR	
ビームの接線半径	3.7m	3.7m	3.65m	
ECH				
周波数	82.7GHz	84GHz	168GHz	168GHz
アンテナ	5.5U 外	1.5L 外	5.5U 内	2O 右
	9.6U 外	1.5L 内	9.5U 内	2O 左
パワー	500kW x 2	800kW x 2	500kW x 2	500kW x 2
入射時間	2s	3s	1s	1s
ICH				
周波数	25-100MHz	25-100MHz	25-100MHz	
アンテナ	3.5U & L	4.5 U & L	7.5 U & L	
CW のパワー		0.8MW		
パルス幅 0.5s 時		3.3MW		

5.2 軟 X 線検出器アレイ

本節では軟 X 線検出器アレイを使った計測システム [11, 12] のハードウェアについて記述する。

5.2.1 半導体検出器

軟 X 線の検出器としては浜松ホトニクス製の PIN diode をアレイ型に 20 チャンネル並べた素子を使用している (図 5.3)。図 5.3(B) に示すように、この検出器は電流電圧変換回路が筐体中にあるためノイズレベルが低い。検出器の仕様を表 5.3 に示す。感度のある面積が広いため高い感度を期待できる。数 $100\mu\text{m}$ という厚い空乏層を持っており、高いエネルギーの光子にも感度がある (最大で 30keV 程度)。素子上の 20 チャンネルは同一のシリコンウエハーから作られた素子であり、チャンネル間の感度の差が小さいことも実験を進めるうえで有利である。

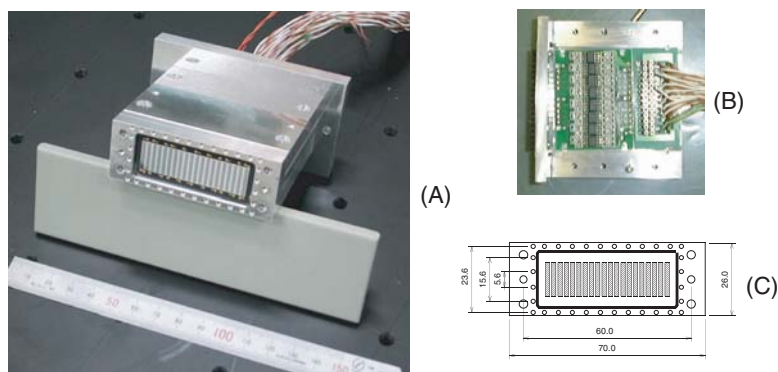


図 5.3 20 チャンネルアレイ型検出器。(A):外形、(B):内部、(C):サイズをそれぞれ示す。

表 5.3 20 チャンネルアレイ型検出器の仕様

シリコン層厚み	空乏層厚み	チャンネル数	サイズ (1チャンネル)
$200\ \mu\text{m}$	$\leq 100\ \mu\text{m}$	20	$12\ \text{mm} \times 1.5\ \text{mm}$
エネルギーレンジ	周波数特性	ノイズレベル (内蔵アンプ使用時)	
$200\text{eV} \sim 30\text{keV}$	$\text{DC} \sim 300\text{kHz}$	$< 200\ \mu\text{V}$	

検出器の感度のエネルギー依存性は、高エネルギー加速器研究機構の放射光研究施設 (PF) の BL-11A ビームライン ($250\text{eV} \sim 1200\text{eV}$) を利用して測定した [13]。単位エネルギーあたりの電子の生成個数を図 5.4 に示す。シリコンのバンドギャップエネルギー $E_g = 1.12\text{eV}$ と、電子・正孔ペアの生成に必要なエネルギー $E = 3.61\text{eV}$ から単位エネルギーあたりの電子生成数は $1.12/3.61 \sim 0.31$ 個と予想される。計測結果はその予想と概ね一致していて、測定レンジの範囲内では均一な特性を示している。図 5.4 に示すようにチャンネル間は感度の差は小さく、隣のチャンネルへの信号を入力した場合のクロストークも十分低い (図 5.4 の ch3)。可視光を使って較正した場合でも感度の差は数 % 以下であった。

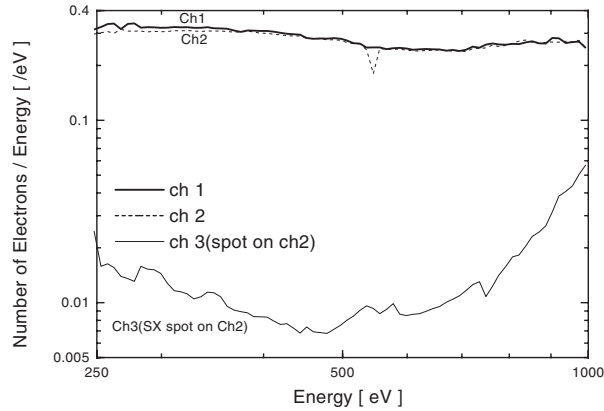


図 5.4 検出器の効率のエネルギー依存性

測定時には PIN ダイオードに逆バイアス電圧をかけて、流れた電流を増幅して測定している。回路図を図 5.5 に示す。図中点線より左側が検出器と一体となった、負荷抵抗が $10\text{k}\Omega$ の電流電圧変換回路の部分であり、軟 X 線計測のために真空中に配置してある。フィードスルーを介して信号を取りだし、増幅後 ($\times 10, \times 20, \times 50, \times 100$ のゲイン切り替え)、出力インピーダンス 50Ω のバッファアンプでデータ収集系まで信号を送っている。

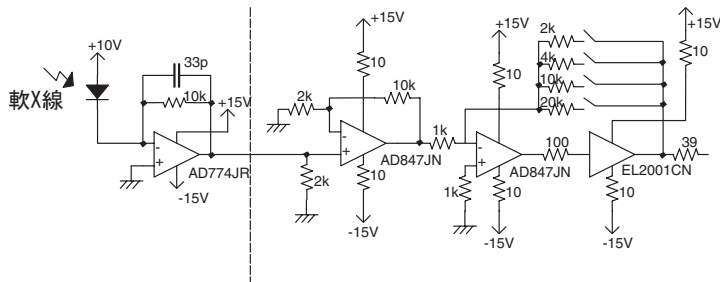


図 5.5 検出器の信号増幅回路

5.2.2 検出器の視線と LHD プラズマ

この軟 X 線検出器アレイは LHD の 3 つのポロイダル断面で測定を行っている。LHD プラズマのポロイダル断面と軟 X 線検出器の配置を図 5.6 に示す。LHD 実験開始当初は、図 5.6(a) に示すように、LHD の外部に素子を配置したが、S/N 比が十分ではなく、その後図 5.6(b)、図 5.7 に示すように LHD の内部の実装に変更した。このことによりプラズマを見込む実効的な立体角は 10 倍程度改善した (3.2 節の 3.5L と 3.5U の比較)。

素子を収めてある円筒上の構造の最先端部 (図 5.7) には磁気プローブが配置されており、軟 X 線検出器

アレイと同一のクロックでデータ収集し、軟 X 線に観測される揺動との相関を調べるために利用している。この他にも LHD には磁場揺動の検出のために、トロイダル及びポロイダルの磁気プローブアレイが設置されている。これについては付録 B に詳述した。

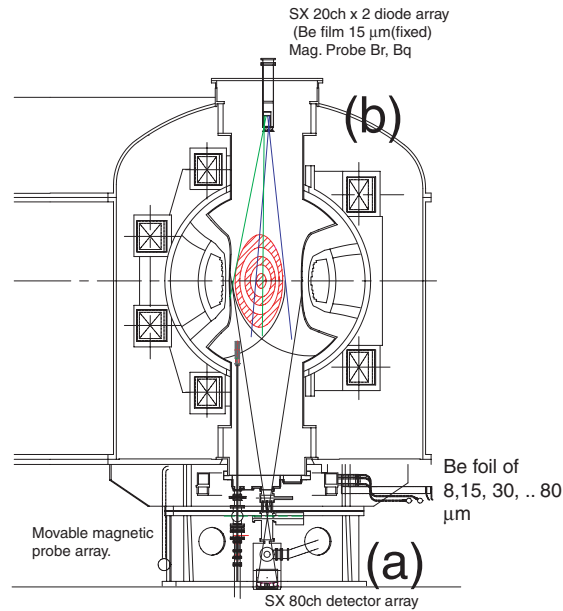


図 5.6 LHD の縦長断面部での軟 X 線検出器の配置



図 5.7 LHD 内部より撮影した軟 X 線検出器。中央の円筒上のものが図 5.6 の (b) を下から撮影したものである。

本論文で主に使用する、LHD の真空容器内蔵型の検出器アレイの配置を図 5.8 に示す。LHD の観測ポート 3.5U、6.5U 及び 80 で測定を行っている。各断面に検出器を 2 台ずつ配置し、図 5.8 に示すように、プ

ラズマの断面を 40 本の視線でカバーしている。また図中に 5.3 章で詳述する接線軟 X 線カメラの視野も示してある。

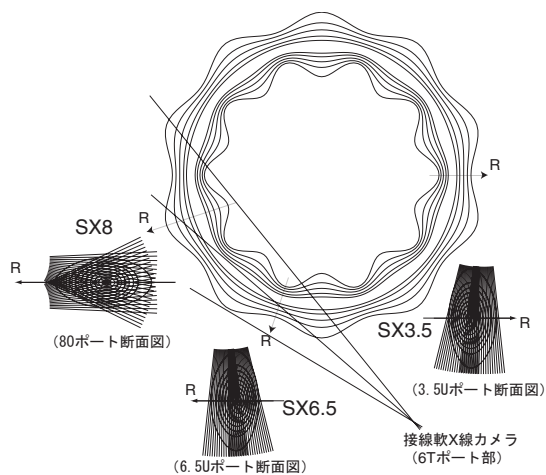


図 5.8 LHD の赤道面と計測位置。各計測位置での視線も示す。LHD の平衡配位は磁気軸:3.6m、:0.0% のものを表示した。

5.2.3 ベリリウムによる可視光遮断

ベリリウム膜により可視～紫外領域～真空紫外領域の光を遮断している。各系統の使用膜とカットオフエネルギーを表 5.4 に示す。接線カメラで使用した膜の厚みも表中に示した。カットオフエネルギーは透過率が 1/2 になるエネルギーとして定義した。図 5.9 に膜の透過率のエネルギー依存性として示す [14]。

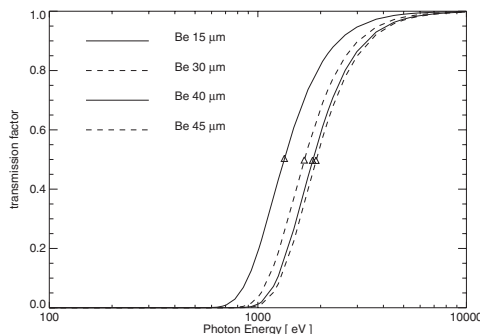


図 5.9 ベリリウム膜の光子の透過特性

表 5.4 各アレイの使用膜厚と対応するエネルギー

位置	SX3.5	SX6.5	SX8 下	SX8 上	接線 X 線カメラ
厚さ	15 μm	45 μm	30 μm	15 μm	40 μm
カットオフエネルギー	1340eV	2030V	1670V	1340eV	1870eV

5.2.4 制御システム

計測システム全体の制御の構成図を図 5.10 に示す。全体を遠隔制御するために FreeBSD を OS とする Unix 機 (図中の軟 X 線計測制御用 PC) を採用した。Unix 機はシリアルポート経由で真空関係のコントローラ (PLC) を制御している。他方パラレルポートからの信号で軟 X 線揺動計測機のアンプの電源を制御している。

測定信号は 20 チャンネルのバッファアンプ (図中 SX アンプ) で増幅される。なお軟 X 線検出器アレイポートに取り付けられた磁気プローブアレイの信号もアンプ (MP アンプ) で増幅される。LHD に設置してある計測用銅ダクト中に収容された信号線を経由して CAMAC 室に導かれ、CAMAC 規格の ADC(analog to digital converter) でデジタル化される。SEIKO EG&G 社の ADC、SEG-ADC と専用のクロックモジュール SEG-DCM が使われている。両機の仕様を表 5.5 に示す。同モジュールペアは軟 X 線揺動計測用に核融合科学研究所と SEIKO EG&G 社とで共同開発したもので、ゲインアンプと低域透過フィルターをモジュール内に組み込んでいるのが特長である。ダイナミックレンジが 14bit と広く、信号レベルが大きく変化する軟 X 線計測に柔軟に対応できる。サンプリング周波数に応じた低域透過フィルターを選択して、エイリアシング (aliasing) 効果を避けるよう工夫されている。通常の実験では、放電時間全体を 1kHz のサンプリング周波数で測定し、揺動現象が生じる可能性のある時間帯を 50kHz-1MHz のサンプリングレートで測定して揺動の検出を行っている。計測開始のトリガー信号はネットワーク上に分散配置されている LHD のタイミング信号発生器 (図中 VME タイミングモジュール) により行われており、ネットワーク経由で変更可能である。

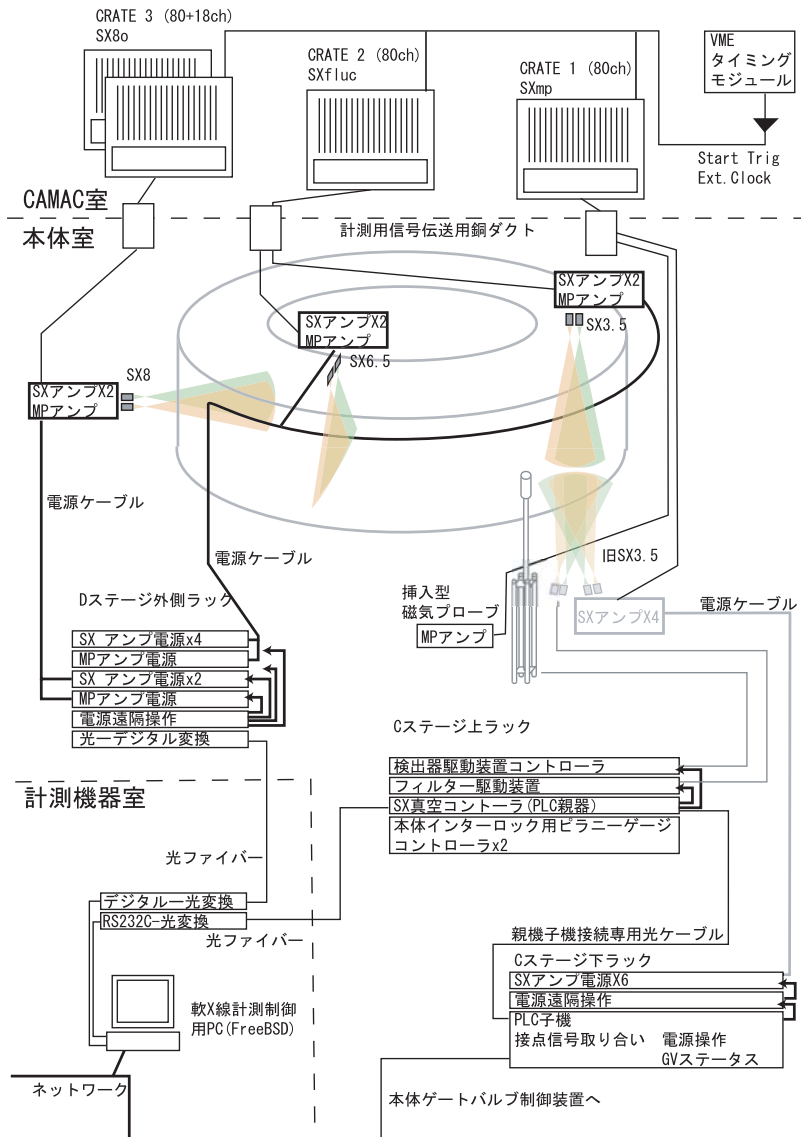


図 5.10 軟 X 線検出器アレイシステムの制御システム

表 5.5 SEG-ADC と SEG-DCM の仕様

入力電圧	サンプリング周波数	ダイナミックレンジ	入力インピーダンス
-5V - +5V	最大 2MHz	14bit	1M Ω
メモリ	ゲイン調整	低域透過フィルター	
128Mbyte	x1,x2,x5,x10	サンプリング周波数の 1/2	

最終的にはデータ収集用 PC クラスタが CAMAC モジュールを制御し [15, 16] データを吸い上げる。LHD の軟 X 線計測制御システムは全体がネットワーク経由で連携して動作することが特長である。一例をあげれば、計測信号は各ショットごと自動的に動作するプログラムでチェックされており、アンプの発振などの異常な信号を観測すると、検出器の電源を遠隔操作で切断と再投入動作を行うなどの、ネットワー

ク経由の協調動作を行っている。

5.3 高速度接線軟 X 線カメラ

5.3.1 ハードウェアの構成

LHD の接線 X 線カメラの構成図を図 5.11 に示す [17]。プラズマの軟 X 線像をピンホールカメラで結像させ、シンチレータで可視光に変換する。イメージをプラスチックファイバーバンドルを使って伝送し、電子ビーム式の大口径イメージインテンスファイアーを使って増幅しつつ像を縮小する。出力されたイメージはテーパー付きファイバーオプティックプレートを使って、像をさらに縮小して 2 段目のイメージインテンスファイアーに入力する。さらに像の明るさを増倍し、高速度ビデオカメラで測定する。以下にカメラ各部のコンポーネントの特徴と仕様について説明する。

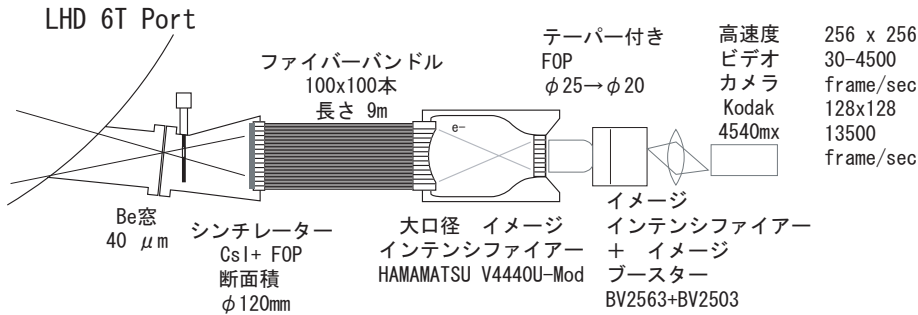


図 5.11 接線 X 線カメラの概念図

シンチレータ

軟 X 線のイメージを可視光に変換するためにシンチレータ付きファイバーオプティックプレート FOS(3章を参照のこと) を用いた。シンチレータとしては $1.0\mu\text{s}$ 程度の応答速度を持つ CsI(Tl) を $50\mu\text{m}$ の厚さで塗布したものをを用いた。図 5.12 にシンチレータの感度特性を示す [18]。10keV 程度までは十分な感度がある。

CsI シンチレータからの出力光のスペクトルを図 5.13 に示す。

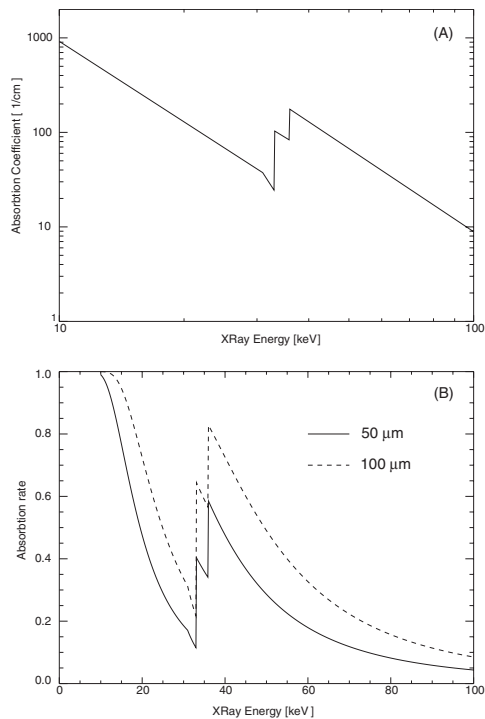


図 5.12 CsI の X 線の吸収係数を (A) に、厚さ $50\mu\text{m}$ と $100\mu\text{m}$ の場合の吸収率を (B) に示す。

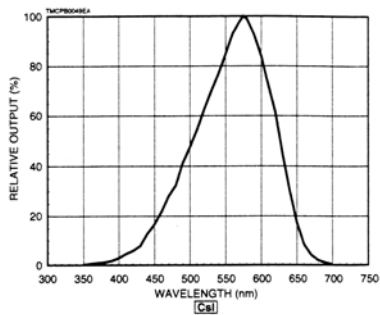


図 5.13 CsI シンチレータからの出力光のスペクトル

ファイバーバンドル

シンチレータ上の可視光のイメージをファイバーバンドル使って次段まで伝送する。ファイバーは Toray 製のプラスチックファイバー PGR-FB750(750 μ m) を 100x100 本集積したものを使用した。ファイバーバンドルの端面の写真を図 5.14 に示す。

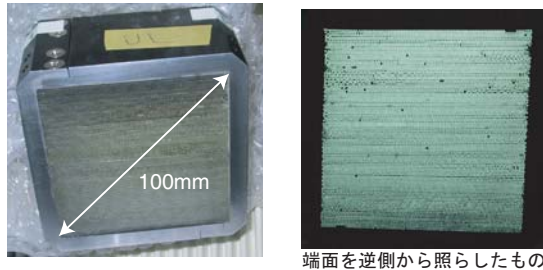


図 5.14 ファイバーバンドルの形状を示す。端面に見えている黒点は不良箇所である。

ファイバーの光の透過特性を図 5.15 に示す。CsI 空の出力光のピークは 550–600 nm にある (図 5.13)。その波長で、ファイバーによる減衰は最大で 0.1dB/m 程度である。ファイバーバンドルの長さは 9m で使用しているので、ここでの減衰率は最大で 1db 程度であり問題にならない。

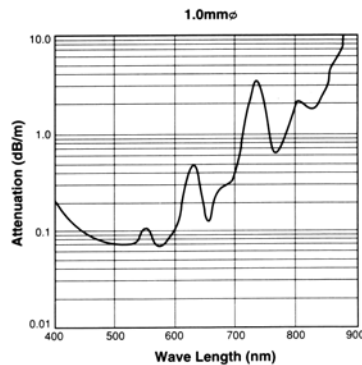


図 5.15 ファイバーバンドルの透過特性

大口径イメージインテンシファイアー

大口径の検出器を使用することが、ピンホールカメラで揺動計測をするためには必要である (3.3.1節)。シンチレータの光はファイバー経由で直接浜松ホトニクス社の電子ビーム収束タイプのイメージインテンシファイアー V4440U-mod に入射される (図 5.16)。V4440U-mod は直径 10cm の有効径を持ち、シンチレータとして高速応答性の P-47($Y_2Al_5O_{12} : Ce$)[19] を採用している高速のイメージインテンシファイアーである。P-47 の出力光の特性とその減衰特性を図 5.17(A) と図 5.17(B) に示す。

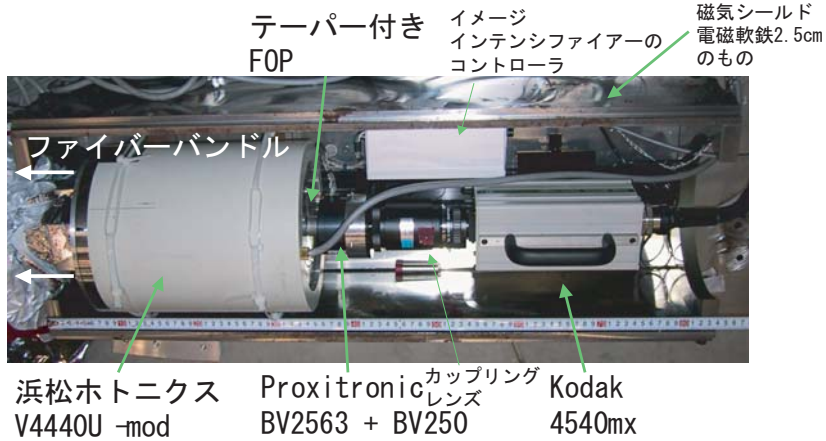


図 5.16 磁気シールドボックス内の大口径イメージンシファイアー (V4440-U-mod)、高速度ビデオカメラ (KODAK 4540mx) の配置状況

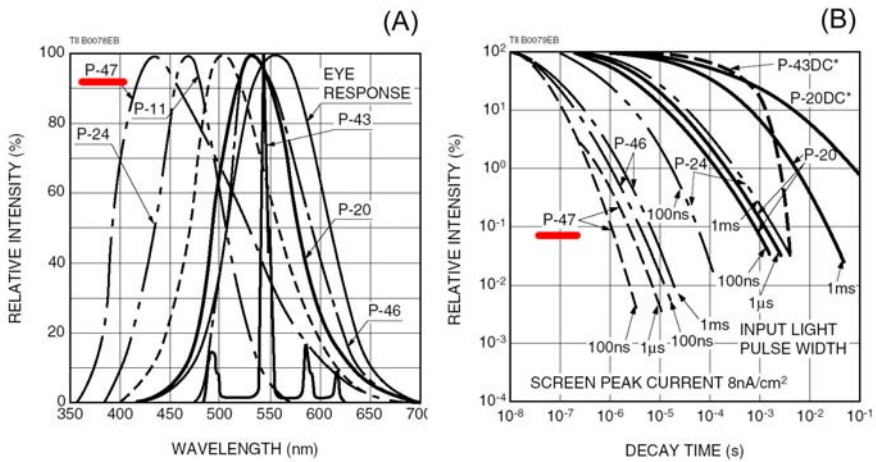


図 5.17 (A):V4440-Umod で使用している蛍光材 P-47 の出力特性。(B):出力光の減衰特性。文献 [18] より引用。

イメージンシファイアー + イメージブースター (2 段目の増幅)

大口径イメージンシファイアーの出力光はテーパ付き FOP プレートを使って、2 段目のイメージンシファイアーに導かれる。テーパ付き FOP プレートでの Numerical Aperture NA は $(a_2/a_1)\sqrt{n_0^2 - n_1^2}$ で定義される。ここで、口径 25mm から 18mm に縮小するため $NA = 0.75$ である。この 2 段目のイメージンシファイアーの役割は、さらに像の明るさを増倍することと、増倍度をコントロールして、プラズマの放射強度に適した増倍を行うことである。次段のカメラのダイナミックレンジが狭いため、レンジを有効利用するためにはこまめにゲインを調整する必要がある。

高速度ビデオカメラ

イメージは最終的に Kodak 社製 (現 Roper 社) の高速度ビデオカメラ KODAK4540mx で計測される。このカメラは CMOS の検出器を採用し素子から 16 並列に読み出すことで高速のフレーミングレートを実現している [20]。表 5.6 にカメラの仕様を示す。使用領域を狭めることで最大で 40kHz 程度までのフレーミングレートが使えるが実験では 256x256(4.5kHz)、128x128(13.5kHz) の測定モードを主に使用した。カメラはコントローラ部にメモリ (512MB) を内蔵しており、外部トリガにより動画像を内部に保存できる。256x256 モードで総計 8192 枚の画像を、128x128 モードでは総計 32768 枚の画像を記録できる。記録時間長としてはそれぞれ、1.8 秒と 2.4 秒になる。

表 5.6 高速度カメラ KODAK4540MX の仕様

検出器のサイズ	ダイナミックレンジ	内蔵メモリ	256x256	128x128
10.24mm × 10.24mm	8bit	512MB	30 – 4500 frame/sec	13500 frame/sec

5.3.2 コントロールシステムとデータ収集

図 5.18に接線 X 線カメラ関係のコントロールシステムを示す。カメラシステムは UNIX ベース (FreeBSD 3.3 使用) の PC (図中の FreeBSD PC) により制御される。この PC は LHD の本体室に置かれている。漏れ磁場によるハードディスクの損傷を避けるために、固体メモリ (256MB) を 2 次記憶装置として使っている。この PC は (1) 全体の電源制御、(2) 高速度ビデオカメラのフレミングプレートと、フレームサイズ、(3) 2 段目のイメージンテンシファイアーのゲイン制御、(4) 真空排気システムの制御を行っている。高速度ビデオカメラの確認用のビデオ信号をモニターして、ビデオイメージのリアルタイムの確認を行い、ゲイン制御の助けとしている。カメラコントローラ内部の 512MB のメモリの内容は光ファイバーを使った SCSI インターフェイス経由でホストの PC (図 5.18中の DAS PC) に吸い上げられる。そのデータはネットワーク経由で Linux サーバー (図中 Analysis PC Linux) に接続された RAID-5 ディスクアレイ (容量 450GB) に蓄えられる。解析は Linux サーバー上で PV-WAVE 等の数値解析用言語を用いて行った。システム全体のデータ収集速度は光ファイバーを使った SCSI の接続で制限されており 500kB/s 程度の速度しか得られない。そのため通常の解析ではカメラ記録データのうち興味深い部分のみをセーブしている。

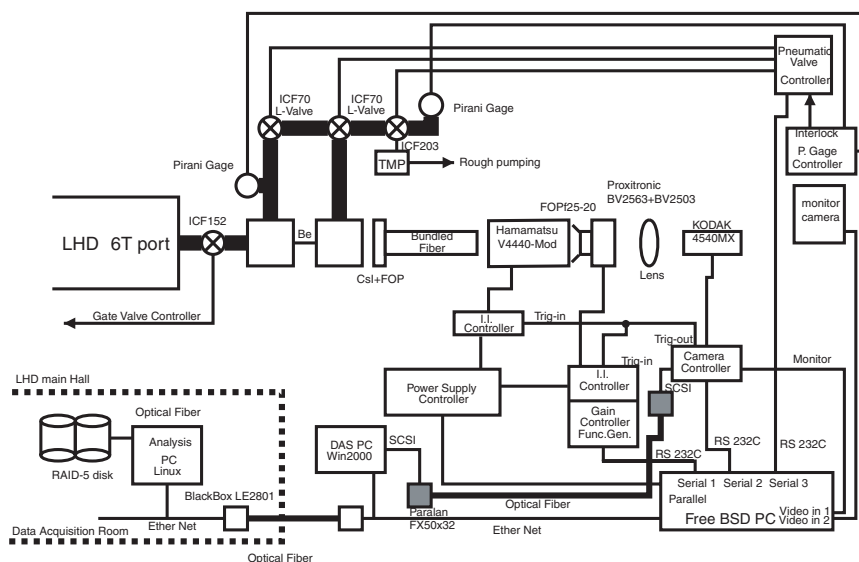


図 5.18 接線 X 線カメラの制御システム

5.3.3 LHD での接線 X 線カメラ

図 5.19に LHD に実装した接線軟 X 線カメラシステムの写真を示す。トルサトロン/ヘリオトロンタイプの装置ではヘリカルコイルの外部での漏れ磁場の値が大きい。そのため電子線収束式のイメージンテンシファイアーなどを LHD から十分離して設置する必要がある。現在の配置で 10m 程度であり、通常の実験時での洩れ磁場は 20Gauss 程度である。2.5cm の厚みの電磁軟鉄を用いた磁気シールドボックスを用いて漏れ磁場を遮蔽している (図 5.16)。カメラは LHD の接線ポートに実装されている。接線ポートからのプラズマの視野を図 5.20に示す。

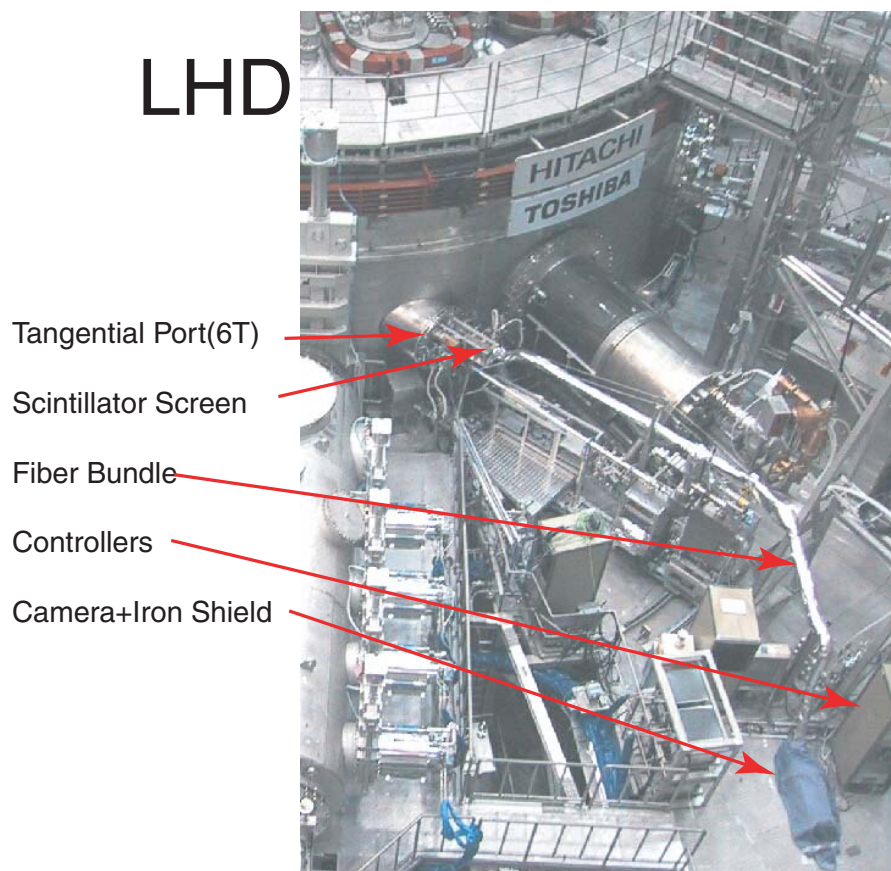


図 5.19 LHD に実装した接線軟 X 線カメラ

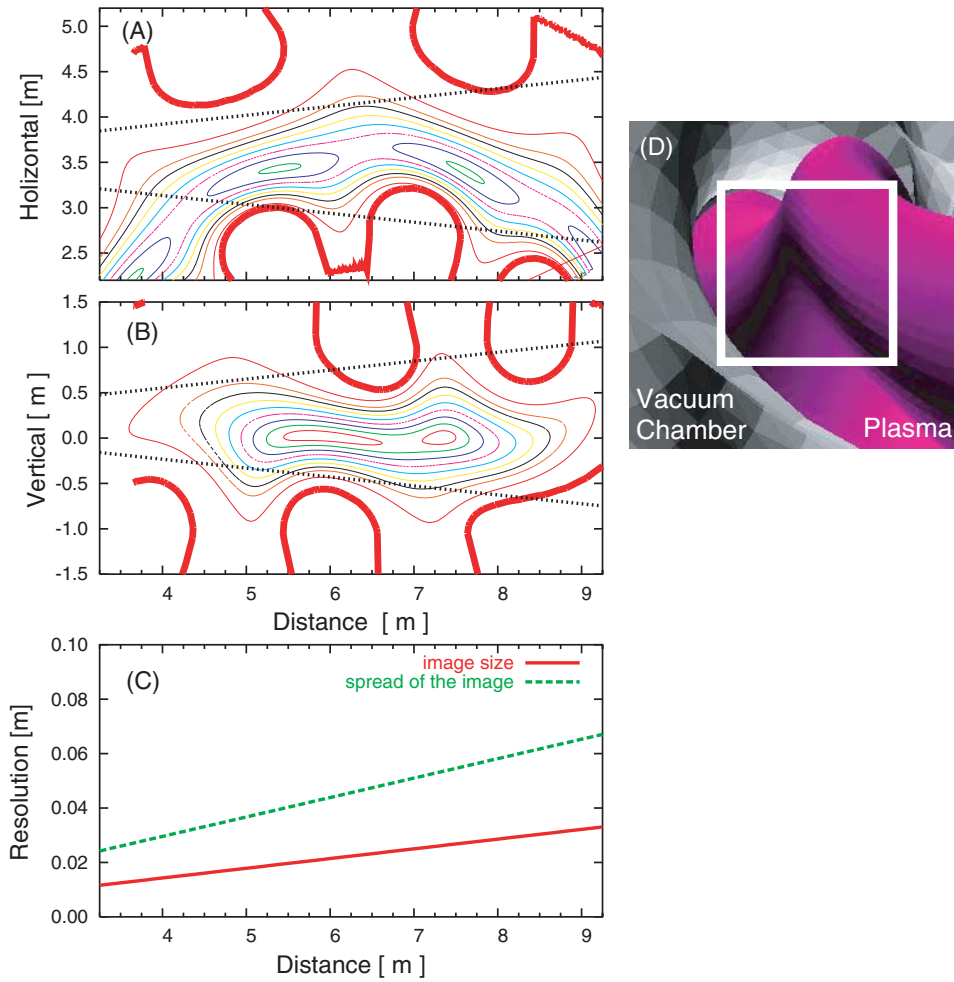


図 5.20 接線カメラの視野の水平断面 (A) と垂直断面 (B)。プラズマ中での解像度 (C) と接線ポートからの LHD プラズマと真空容器の様子と視野を (D) に示す

w

5.3.4 ノイズレベル

ノイズレベルを見積もるために、このシステムで収集できる光子数を見積もる。電子温度 $T_e = 2\text{keV}$ 、平均電子密度 $(\bar{n}_e) = 2.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、実効電荷 $Z_{eff} = 2$ を仮定すると、 $7 \times 10^8\text{ s}^{-1}$ の光子がシンチレーターの一辺 0.4 mm の正方形の領域に入射する。シンチレータでは 1.5keV の光子は 940 個の電子を生成する。そのうち半数が、FOP 方向に光を放射し、FOP の有効面積 0.75 と入射時の損失 0.85 を考慮すると、 300 個の光子がイメージファイバーに入射する。イメージファイバーの $\text{NA}=0.5$ 、ファイバーでの透過率 0.9 、さらに、大面積イメージインテンシファイアーとのインターフェースの FOP の $\text{NA}=0.75$ 、CsI の量子効率 0.4 を考えると、 $300 \times 0.5 \times 0.9 \times 0.75 \times 0.4 \sim 40$ 個のフォトンのみが利用できる。つまり 4% ($\sim 40/940$) 程度のフォトンが増幅され、残りの光子は失われる。 4.5kHz のフレーミングレートでは 6.2×10^3 個の光子が利用できる。ノイズレベルは以下のように見積もられる。

$$\Delta N_p / N_p = \sqrt{N_p} / N_p \sim 1.3\% . \quad (5.1)$$

この計算では軟 X 線放射は制動放射のみであると仮定している。実際には再結合放射や、不純物の放射により、軟 X 線の放射強度はこれより $10\sim 100$ 倍程度大きいので (3.3節参照)、ノイズレベルとしては 0.1% 以下になり、揺動測定が可能と考えられる。ノイズレベルと第 2 段のイメージインテンシファイアーの増幅率の関係を図 5.21 に示す。通常増幅率では 1% 程度のノイズレベルであり、予想より若干大きい程度である。放射強度が弱いときにゲインをあげるとノイズレベルが大きくなるから、上記の見積もりは信頼できる。揺動の振幅が数 % 程度あれば本システムで検出可能であると考えられる。

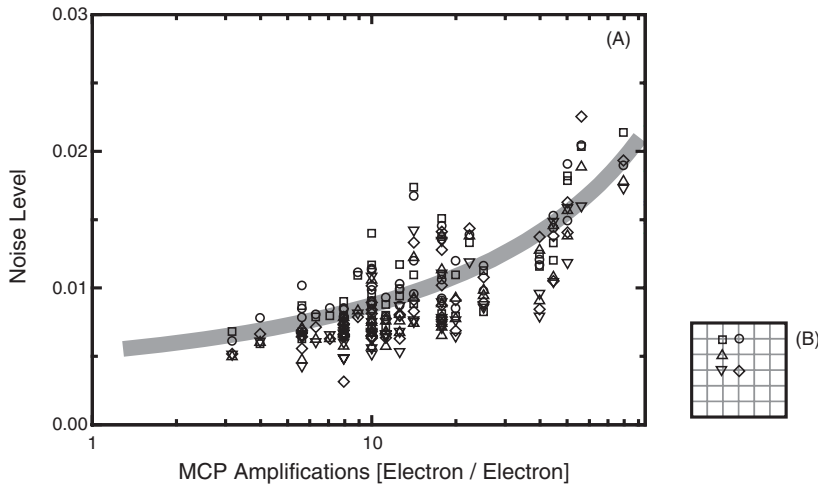


図 5.21 (A) にノイズレベルとイメージインテンシファイアーのゲインの関係を示す。シンボルの違いは (B) に示すように検出器中の異なった位置のピクセルのノイズレベルを意味する。

5.3.5 計測器の応答時間

接線軟 X 線カメラの個々のコンポーネントの時間応答性は数百 kHz 以上の応答性を持っている。トータルの応答性を確認するために、水素のアイスレット入射実験時の信号の応答性を調べた。ペレット入射

時にはプラズマが急速に冷やされるため、軟 X 線の放射強度が急速に変化する。高速度ビデオカメラのフレームングレートは 13.5kHz を使用した。図 5.22 に接線軟 X 線カメラの信号の時間発展を示す。観測された減衰時の時定数は 0.5ms より短く、軟 X 線検出器アレイの信号と良く一致している。10kHz 程度までの揺動測定に対応できる応答性を持っていると考えられる。

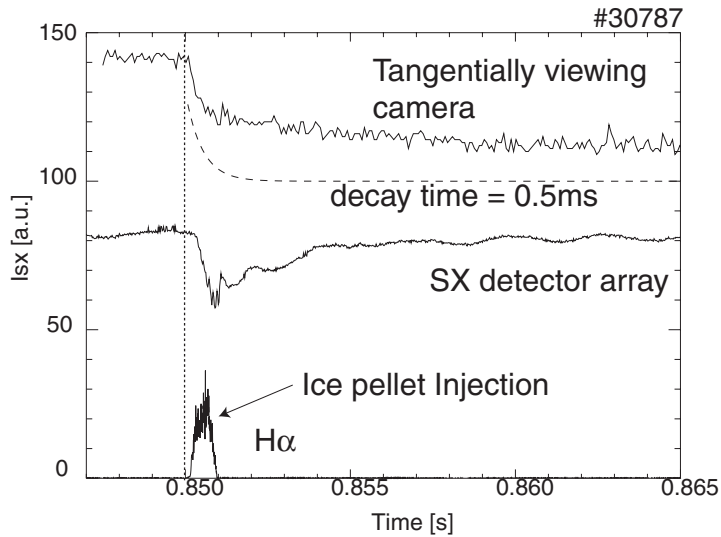


図 5.22 ペレット入射実験と接線軟 X 線カメラの信号の変化

5.4 まとめ

実験装置である大型ヘリカル装置の概略を示した。軟 X 線検出器アレイと、接線軟 X 線カメラを詳しく記述した。軟 X 線検出器アレイは、多素子のシリコン PIN ダイオードを、LHD の 3 つの断面に導入したものである。ベリリウム膜で可視光を除去することで軟 X 線放射を計測している。視線数は 40 本 × 3 断面であり、DC~300kHz までの軟 X 線放射を日常的に計測している。接線軟 X 線カメラは LHD プラズマの軟 X 線像を高速のシンチレータを使って可視光に変換し、イメージファイバーを用いて像を漏れ磁場の少ない領域に導き、電子線式の大口径イメージインテンシファイアーにより増幅後、高速度カメラを使って記録するものである。揺動測定のノイズレベルは測定される光子数の揺らぎによって決まるため、明るい光学系が不可欠であり、そのためこのようなやや複雑なシステム構成となった。解像度は途中のイメージファイバーの解像度 (100 × 100) で制限され、総合的に 64 × 64 程度の解像度と評価できる。測定周波数は高速度ビデオカメラのフレーミングレートで決まり、最大で 13.5kHz である。

参考文献

- [1] A. Iiyoshi, A. Komori, A. Ejiri, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, H. Idei, S. Inagaki, S. Kado, O. Kaneko, K. Kawahata, T. Kobuchi, S. Kubo, R. Kumazawa, S. Masuzaki, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, E. Narihara, K. Nishimura, N. Noda, S. Ohdachi, N. Ohyabu, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, B.J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, H. Suzuki, Y. Takeiri, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, K. Tsumori, K. Tsuzuki, K.Y. Watanabe, T. Watari, H. Yamada, I. Yamada, S. Yamaguchi, M. Yokoyama, R. Akiyama, H. Chikaraishi, K. Haba, S. Hamaguchi, M. Iima, S. Imagawa, N. Inoue, K. Iwamoto, S. Kitagawa, J. Kodaira, Y. Kubota, R. Maekawa, T. Mito, T. Nagasaka, A. Nishimura, C. Takahashi, K. Takahata, Y. Takita, H. Tamura, T. Tsuzuki, S. Yamada, K. Yamauchi, N. Yanagi, H. Yonezu, Y. Hamada, K. Matsuoka, K. Murai, K. Ohkubo, I. Ohtake, M. Okamoto, S. Satoh, T. Satow, S. Sudo, S. Tanahashi, K. Yamazaki, M. Fujiwara, and O. Motojima. Overview of the Large Helical Device project. *Nucl. Fusion*, Vol. 39, pp. 1245–56, 1999.
- [2] M. Fujiwara, O. Kaneko, A. Komori, H. Yamada, N. Ohyabu, K. Kawahata, P.C. Vries, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, H. Idei, S. Inagaki, N. Inoue, S. Kado, S. Kubo, R. Kumazawa, S. Masuzaki, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Narihara, K. Nishimura, N. Noda, T. Kobuchi, S. Ohdachi, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, B.J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, H. Suzuki, Y. Takeiri, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, K. Tsumori, K.T. Tsuzuki, I. Yamada, S. Yamaguchi, M. Yokoyama, K.Y. Watanabe, T. Watari, Y. Hamada, K. Itoh, K. Matsuoka, K. Murai, K. Ohkubo, I. Ohtake, M. Okamoto, S. Satoh, T. Satow, S. Sudo, S. Tanahashi, K. Yamazaki, O. Motojima, and A. Iiyoshi. Experiments on NBI plasmas in LHD. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 41, pp. 0–0, 1999.
- [3] K. Ichiguchi, O. Motojima, K. Yamazaki, N. Nakajima, and M. Okamoto. Flexibility of LHD configuration with multilayer helical coils. *Nucl. Fusion*, Vol. 36, pp. 1145–55, 1996.
- [4] Y. Takeiri, N. Noda, Y. Nakamura, Y. Oka, M. Osakabe, K. Kawahata, O. Kaneko, K. Tsumori, M. Sato, T. Mutoh, M. Goto, K. Ida, S. Inagaki, S. Kado, S. Masuzaki, S. Morita, Y. Nagayama, B.J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, K. Sato, K. Tanaka, S. Sudo, N. Ohyabu, and O. Motojima. Initial long-pulse plasma heating at reduced power with negative-ion-based neutral beam injector in large helical device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 4260–5, 1999.
- [5] H. Idei, S. Kubo, T. Shimozuma, M. Sato, K. Ohkubo, Y. Yoshimura, Y. Takita, S. Kobayashi, S. Ito, Y. Mizuno, K. Tsumori, K. Ikeda, T. Notake, T. Watari, O. Kaneko, A. Komori, H. Ya-

- mada, P.C. Vries, M. Goto, K. Ida, S. Inagaki, S. Kado, K. Kawahata, T. Kobuchi, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, Y. Nagayama, H. Nakanishi, K. Narihara, B.J. Peterson, S. Sakakibara, H. Sasao, K. Sato, K. Tanaka, Y. Takeiri, K.Y. Watanabe, I. Yamada, O. Motorjima, and M. Fujiwara. Electron cyclotron heating scenario and experimental results in LHD. *Fusion Eng. Des.*, pp. 329–36, 2001.
- [6] R. Kumazawa, T. Mutoh, T. Seki, T. Watari, K. Saito, Y. Torii, F. Shimpo, G. Nomura, M. Yokota, A. Kato, D.A. Hartmann, Y. Zhao, A. Fukuyama, H. Okada, K. Ohkubo, M. Sato, S. Kubo, T. Shimozuma, H. Idei, Y. Yoshimura, T. Notake, Y. Takita, S. Kobayashi, S. Itoh, Y. Mizuno, O. Kaneko, Y. Takeiri, Y. Oka, K. Tsumori, M. Osakabe, K. Ikeda, S. Yamamoto, T. Kawamoto, E. Asano, N. Ohyabu, K. Kawahata, A. Komori, H. Yamada, K. Akaishi, N. Ashikawa, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, S. Inagaki, N. Inoue, M. Isobe, A. Krasilnikov, S. Masuzaki, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, Y. Nakamura, Y. Nagayama, H. Nakanishi, K. Narihara, Y. Narushima, K. Nishimura, N. Noda, T. Kobuchi, S. Ohdachi, T. Ozaki, B.J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, M. Shoji, H. Suzuki, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, I. Yamada, S. Yamaguchi, M. Yokoyama, K. Watanabe, T. Watanabe, K. Matsuoka, K. Itoh, S. Sudo, K. Yamazaki, Y. Hamada, O. Motojima, and M. Fujiwara. Ion cyclotron range of frequency heating experiments on the large helical device and high energy ion behavior. *Phys. Plasmas*, Vol. 8, pp. 2139–47, 2001.
- [7] S. Sudo, Y. Nagayama, M. Emoto, M. Goto, Y. Hamada, K. Ida, T. Ido, H. Iguchi, S. Inagaki, M. Isobe, K. Kawahata, K. Khlopenkov, S. Masuzaki, T. Minami, S. Morita, S. Muto, H. Nakanishi, K. Narihara, A. Nishizawa, S. Ohdachi, M. Osakabe, T. Ozaki, B.J. Peterson, S. Sakakibara, M. Sasao, K. Sato, M. Shoji, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, K. Watanabe, T. Watanabe, I. Yamada, N. Ashikawa, T. Kobuchi, Y. Liang, N. Tamura, H. Sasao, A. Ejiri, S. Okajima, A. Mase, S. Tsuji-ii, T. Akiyama, V. Zanza, G. Bracco, A. Sibio, B. Tilia, A.V. Krasilnikov, J.F. Lyon, L.N. Vyacheslavov, and G.A. Wurden. Overview of large helical device diagnostics (invited). *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 483–91, 2001.
- [8] K. Kawahata, K. Tanaka, Y. Ito, A. Ejiri, and S. Okajima. Far infrared laser interferometer system on the Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 707–9, 1999.
- [9] K. Narihara, I. Yamada, H. Hayashi, and K. Yamauchi. Design and performance of the Thomson scattering diagnostic on LHD. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 1122–5, 2001.
- [10] R. Sakamoto, H. Yamada, E. Tanaka, K. Narihara, S. Morita, S. Sakakibara, S. Murasuzaki, S. Inagaki, L.R. Baylor, P.W. Fisher, S.K. Combs, M.J. Gouge, S. Kato, A. Komori, O. Kaneko, N. Ashikawa, P. Vries, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, E. Ida, H. Idei, K. Ikeda, M. Isobe, S. Kado, K. Kawahata, K. Khlopenkov, S. Kubo, R. Kumazawa, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, N. Noda, T. Notake, T. Kobuchi, Y. Liang, S. Ohdachi, N. Ohyabu, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, R.O. Pavlichenko, B.J. Peterson, A. Sagara, K. Saito, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, S. Sudo, H. Suzuki, M. Takechi, Y. Takeiri, N. Tamura, K. Toi, T. Tokuzawa, Y. Torii, K. Tsumori, I. Yamada, S. Yamaguchi, S. Yamamoto, Y. Yoshimura, K.Y. Watanabe, T. Watari, K. Yamazaki, Y. Hamada, O. Motojima, and M. Fujiwara. Impact of pellet injection on extension of the operational region in LHD. *Nucl. Fusion*, Vol. 41, pp. 381–6, 2001.

-
- [11] M. Takechi, S. Ohdachi, S. Yamamoto, K. Toi, S. Sakakibara, H. Yamada, K. Watanabe, and K. Narihara. Pressure driven MHD instabilities observed in neutral beam heated plasmas of the Large Helical Device. *J. of Plasma and Fusion Research Series*, Vol. 3, pp. 113–16, 2000.
- [12] S. Ohdachi, K. Toi, M. Takechi, and S. Yamamoto. Soft X-ray detector array system on the Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 727–30, 2001.
- [13] Satoshi Ohdachi. Calibration of a Soft X-ray Detector Array for the Measurements on LHD. *Annual Report of National Institute for Fusion Science*, p. 106, 1996.
- [14] B. L. Henke, P. LEE, J. Tanaka, R. L. Shimabukuro, and B. K. Fujikawa. Low-Energy X-ray Interacion Coefficients: Photoabsorption Scattering, and Reflection. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 27, pp. 1–144, 1982.
- [15] S. Hidekuma H. Nakanishi, M. Kojima. Distributed processing and network of data acquisition and diagnostics control for large helical device (LHD). *Fusion Eng. Design*, Vol. 43, pp. 293–300, 1999.
- [16] S. Hidekuma M. Kojima, H. Nakanishi. Object-oriented design for LHD data acquisition using client-server model. *Fusion Eng. Design*, Vol. 43, pp. 433–439, 1999.
- [17] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, and S. Goeler. Tangential soft X-ray camera for Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 724–6, 2001.
- [18] Hamamatsu Photonics. FOS(Fiber Optic Plate with Scintillator for digital X-ray Imaging). Technical report, Hamatsu Photonics, 1996.
- [19] 東井和夫. 過渡的応答を利用したトロイダルプラズマの輸送研究. *核融合学会誌*, Vol. 77, pp. 627–643, 2001.
- [20] 江藤剛治. 高速度カメラ. *テレビジョン学会誌*, Vol. 46, pp. 543–549, 5 1992.

第6章

軟 X 線検出器アレイを用いた MHD 平衡と揺動計測

本章では主に軟 X 線検出器アレイを用いて得られた、LHD プラズマの MHD 平衡と安定性に関する実験結果を記述する。

6.1 LHD の平衡磁場配位の推定

本節では軟 X 線検出器アレイを使って平衡磁気面を推定する新しい方法について触れる。平衡磁気面の推定には次のような二つの目的がある。第一は の上昇と磁気軸の移動 (図 6.1 を参照) を確認して、MHD 平衡理論の予想を検証することであり、第二は磁気面の形を決めて、違うトロイダル断面で測定している計測データから磁気面の関数としての物理量を定める基礎データとすることである。

本節の方法では磁気軸の位置と磁気面上での放射強度を理論予想とは独立に同時に推定できる。この方法を 2 段階にわけて説明する [1]。

6.1.1 線平均として観測されている軟 X 線放射強度の逆変換

磁気面上での軟 X 線の放射強度を一定とすると、軟 X 線アレイの i 番目のチャンネルに観測される信号 isx_i は j 番目の磁気面上の放射強度の p_j の線形結合で書くことができる

$${}^t\mathbf{I} = H {}^t\mathbf{P}. \quad (6.1)$$

ここで $\mathbf{I} = (isx_1, isx_2, \dots, isx_{N_{ch}})$ かつ $\mathbf{P} = (p_1, p_2, \dots, p_{N_{shell}})$ 。 H は $N_{ch} \times N_{shell}$ の行列で、幾何学的な条件で決まっている。 i 番目の視線が j 番目の磁気面を貫く距離 $H(i, j) \propto \sqrt{(R_1 - R_2)^2}$ で近似できる。ここで、 $R_1(i, j)$ と $R_2(i, j)$ は視線と磁気面の交点である。

式 (6.1) はデータ数より制約条件の多い関係式になるがイタレーションをつかった代数的再構成法 (ART: Algebraic Reconstruction Technique) [2, 3] を使って解くことができる。初期の分布を \mathbf{P}_0 と仮定する。放射強度の分布 \mathbf{P} は ${}^t\mathbf{I} - H {}^t\mathbf{P} = H {}^t\Delta\mathbf{P}$ の解である $\Delta\mathbf{P}$ を使って逐次改善される。このようなイタレーションをつかった技法は単純に式 (6.1) を解く解法より安定で、振動しない解を得ることができる。式 (6.1) を直接解く場合には、特異値分解法による最小二乗解を計算し、高次の項を無視する技法を使った [4]。不必要な細かい構造が生じず、滑らかな分布が得られた。

このような再構成法を取った場合に最適な磁気面の数 (N_{shell}) を決める必要がある。AIC (Akaike's Information Criterion 赤池の情報量基準) がこのような場合に使える。最小二乗法の場合、AIC は以下のように見積もられる [5]。

$$\text{AIC} \sim n \log S + 2r, \quad (6.2)$$

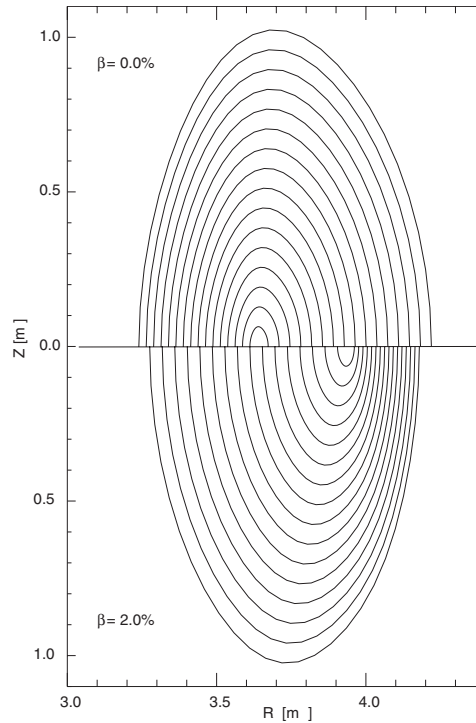


図 6.1 $\beta_t = 0\%$ と $\beta_t = 2\%$ の磁気面の形の比較

n はデータ数 ($= N_{ch}$), S は残差二乗和及び、 r は未知パラメータの個数 ($= N_{shell}$) である。 N_{shell} の関数として計算した AIC の値を図 6.2 に示す。 $N_{shell} = 10$ 付近に極小値を持つことが多く、モデルとして適していると考えられる。視線は有限サイズのピンホールの影響で広がっており、隣との重なり合いを考慮すると、実効的には 9 本程度の視線でプラズマの磁気面がカバーされていることになる。言い換えれば、自由度が 9–10 程度の分布というのが現在の軟 X 線アレイ計測から求められる最大の情報になるわけである。 $N_{shell} = 10$ を仮定して再構成したプロファイルはスムーズで負の値を含まないことが多く、今回対象にした課題に対しては、この推定が正しいことをある程度裏付ける。

6.1.2 磁気面の位置の推定

次の段階は、プラズマの磁気面の位置の決定である。プラズマがないときの磁気面はコイル電流による磁場だけだから正確に計算できる。しかし、プラズマが生成されるとその圧力による Pfirsch-Schlüter 電流により磁気面は外側にシフトする。最外殻磁気面はプラズマの外側のエルゴディック領域で次々消滅して、磁気面は次第に小さくなる。このシフトとプラズマのサイズの減少により、真空の磁気面のデータを用いても前節で述べたような放射強度再構成はうまくいかない。ここでは非常に単純な手法を使い、仮想上の磁気面をつくる方法を示す。もちろん、圧力分布、電流分布を入力パラメータとして使う数値的な平衡計算は可能なわけだが、ここで示す手法は実験データ単独から磁気面を高速に推定する技法として意味がある。磁気面の形が変化しないことを仮定する。また各磁気面のシフト量は、規格化小半径を ρ としたとき、 $1 - \rho$ に比例するものとする。

ここでプラズマ全体のシフト R_{offset} と、磁気軸のシフト R_{ax} をパラメータとして考える (図 6.3)。この二つのパラメータで Shafranov シフトによる磁気面の変形の効果はほとんど取り入れることができる。

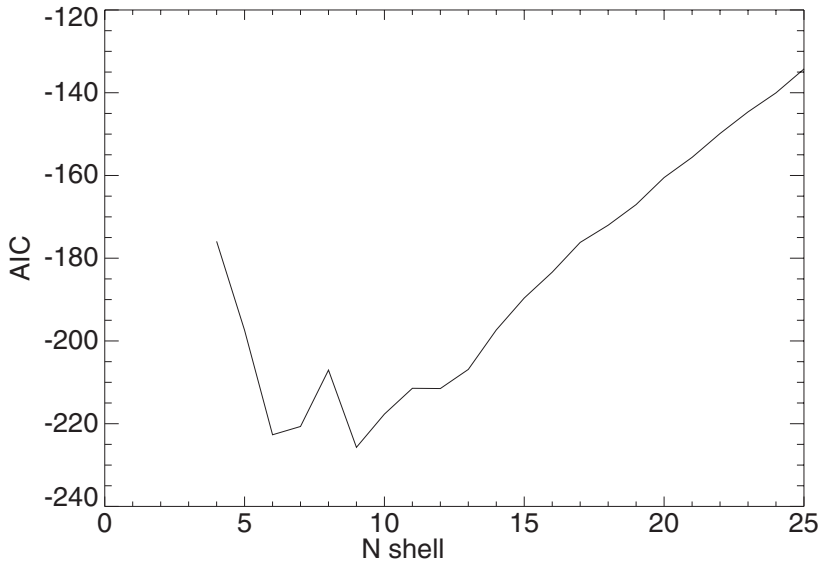


図 6.2 AIC をシェルの枚数の関数として示す。極小値が $N_{shell} = 10$ 付近に存在する。

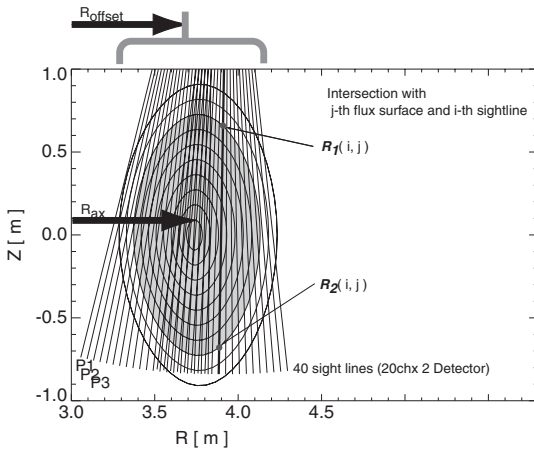


図 6.3 プラズマ全体のシフトと磁気軸のシフト

実験データに対して前節で示した再構成の計算を行い、残差二乗和が最小である点を求めて、パラメータを決定した。残差二乗和の分布は図 6.4に R_{offset} と R_{ax} の関数として示す。図 6.4のような極小値が多くの場合に存在し、最小値の分布構造はシンプルなので最小値探索は難しくない。

こうして決定した最外殻磁気面と、磁気軸の位置は平衡計算とは独立に決めたものであり、平衡計算のクロスチェックに使用することができる。図 6.5に 値とこの方法で決めた磁気軸の位置を示す [6]。磁気軸 3.6m、3.75m とともに に対する依存性が良く一致していることがわかる。

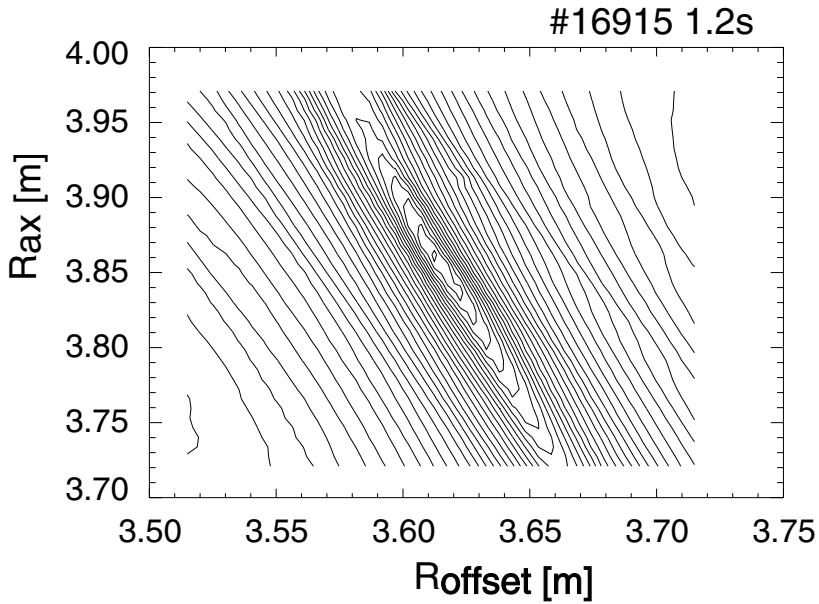


図 6.4 残差二乗和を R_{offset} と R_{ax} の関数として示す。

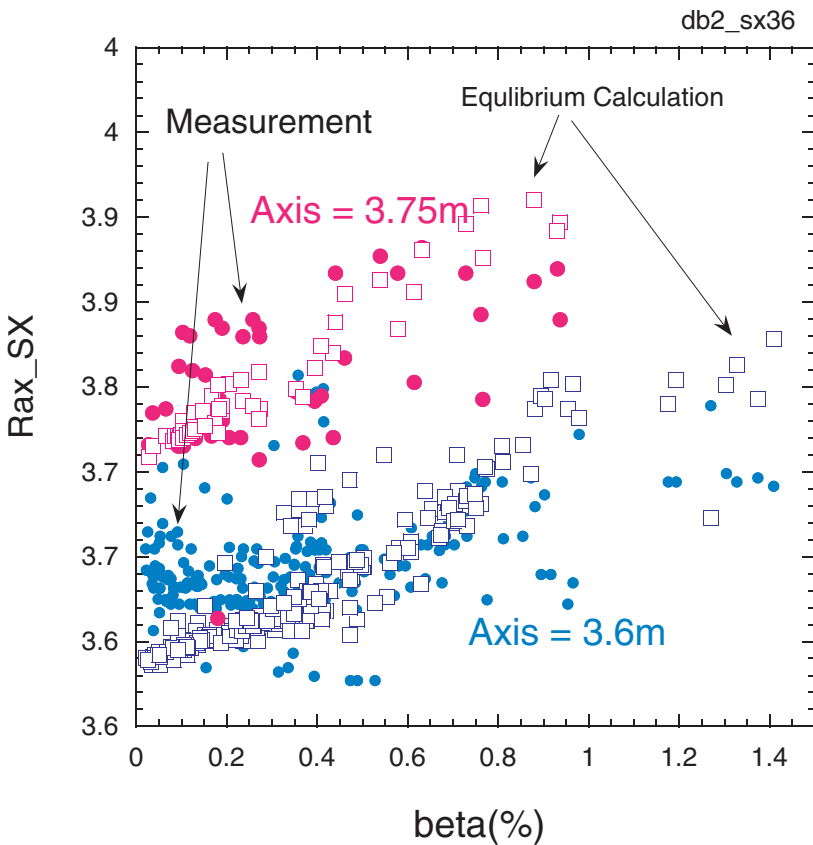


図 6.5 プラズマの β と磁気軸の関係。測定された圧力勾配を使って計算した平衡配位の磁気軸の位置も示す。

6.2 MHD 揺動の空間構造

軟 X 線計測による揺動信号は空間的に非常に複雑な構造をしている。ここではプラズマ中に擾乱を模擬的に作り、軟 X 線検出器アレイに検出される信号を模擬する。擾乱を磁気面の变形としてとりいれ、磁気面上での放射強度は一定という仮定は保つ。磁気面に $m = 3$ のアイランド構造を作り、磁気面を回転させた上で、線積分値として測定される揺動の強度と位相を調べた例を図 6.6 に示す。

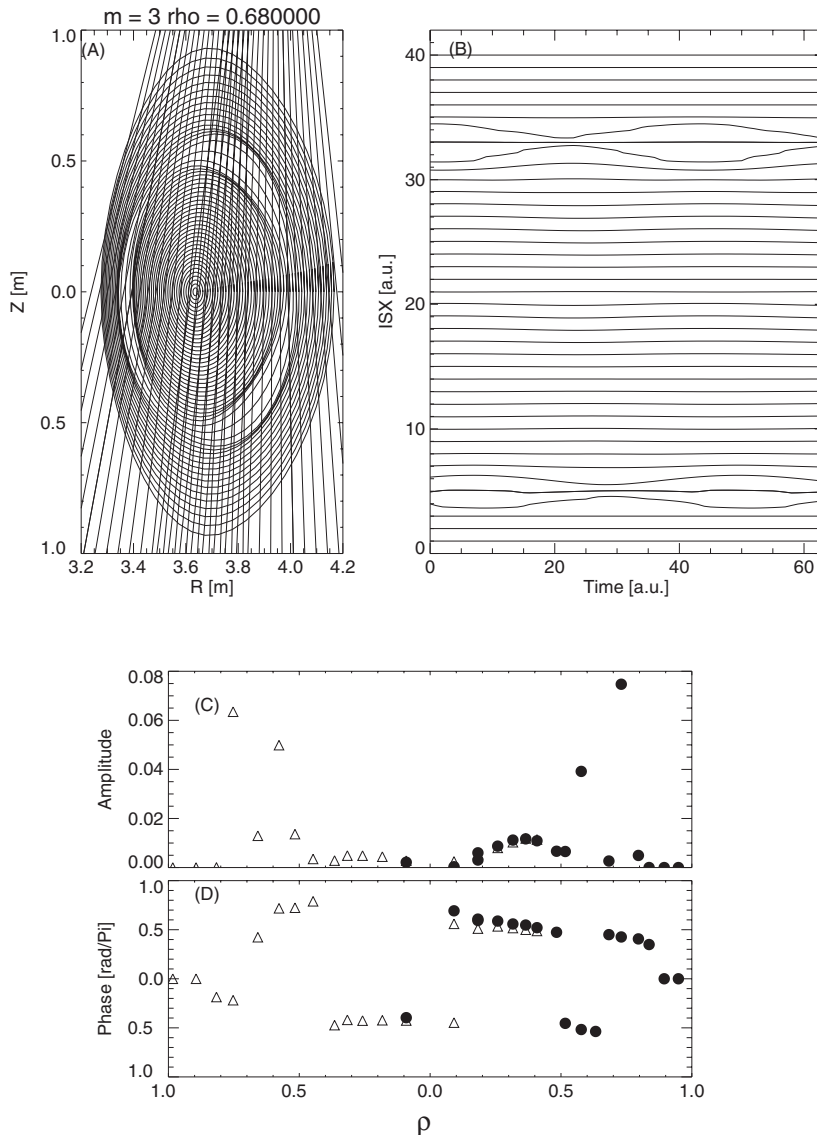


図 6.6 磁気面上に $m=3$ の擾乱をつくり、軟 X 線検出器アレイの信号をシミュレートした。擾乱の形状を (A) に、擾乱を回転させたときの各チャンネルの信号を (B) に、揺動成分の振幅と、その位相を (C) と (D) に規格化小半径 ρ の関数として示した。(C) と (D) の Δ と \bullet は、この断面についている二つの計測器 (大半径内側と外側) の測定位置を示し、両者は中心部分でオーバーラップしている。

この結果から次のようなことが読み取れる。

1. 揺動の振幅のピークはほぼ擾乱の位置を示す。擾乱の幅が広いと細かい構造があらわれてピークがわかりにくい場合もある。
2. 位相差の径方向の分布からポロイダルモード数 m がある程度推測できる。磁気軸付近の位相の変化から、偶数モード、奇数モードの区別ができる。
3. 揺動の回転方向は判別できない。これはほぼ平行な視野で 1 方向からの測定なので当然である。

図 6.7 にいろいろな有理面に擾乱が起きた時に、観測される揺動の振幅と位相差を示した。たとえば $m = 2$ の揺動が $t = 1/2$ 面におきた場合と、 $m = 3$ が $t = 2/3$ 面に励起された場合はピークからは区別しにくい。奇数モードである $m = 3$ は中心部で位相差が生じるため区別できることがわかる。(図 6.7(C) と (G) の比較)。

実際のプラズマで観測される揺動の分布を以下に示す。図 6.8 に示すのは $B = 0.75\text{T}$ の水素のアイスレットを入射した高圧実験でプラズマのコア部に揺動が検出された例である。 $t = 1\text{s}$ にベレットが入射され、密度の減衰する過程で 1kHz 付近に、磁場揺動が検出されている。その時間帯の軟 X 線検出器アレイの信号を図 6.9 に示す。磁気揺動と同期した振動が検出されており(図 6.8(D) の白線部)、図中灰色で示した部分で位相が反転している。揺動の位相と振幅の分布を図 6.10 に示す。前節で述べたシミュレーションを灰色線で示すが、両者はよく一致しているのがわかる。モードの幅は $0.1 - 0.2 < a >$ 程度と予想される。ここで $< a >$ はプラズマの平均的な小半径である。

6.3 まとめ

軟 X 線検出器アレイを用いて、LHD の平衡磁場配位を推定する新しい手法を開発した。測定された磁気軸は LHD の平衡計算によるものと良く一致した。揺動が LHD の 1 次元の軟 X 線検出器アレイでどのように測定されるかを模擬し、実験データと比較した。 $t = 1/2$ の有理面では、有理面に局在化した揺動が生じていることを測定した。

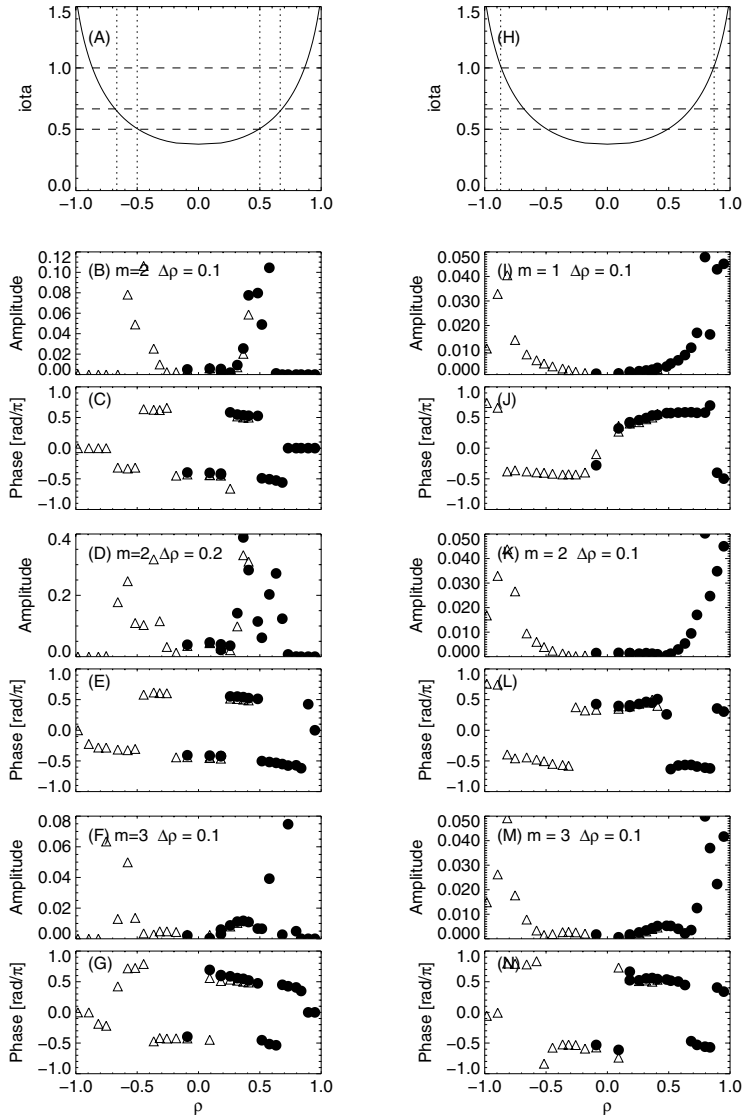


図 6.7 $t = 1/2$ (B)–(E), $t = 2/3$ (F)–(G), $t = 1/1$ (I)–(N) の各有理面に擾乱が励起されたときに観測される揺動の振幅と位相差の予想値。ポロイダルモード数 m と擾乱の幅 $\Delta\rho$ については図中に記した。(A)、(H) には回転変換分布と有理面の位置を参考のために示した。

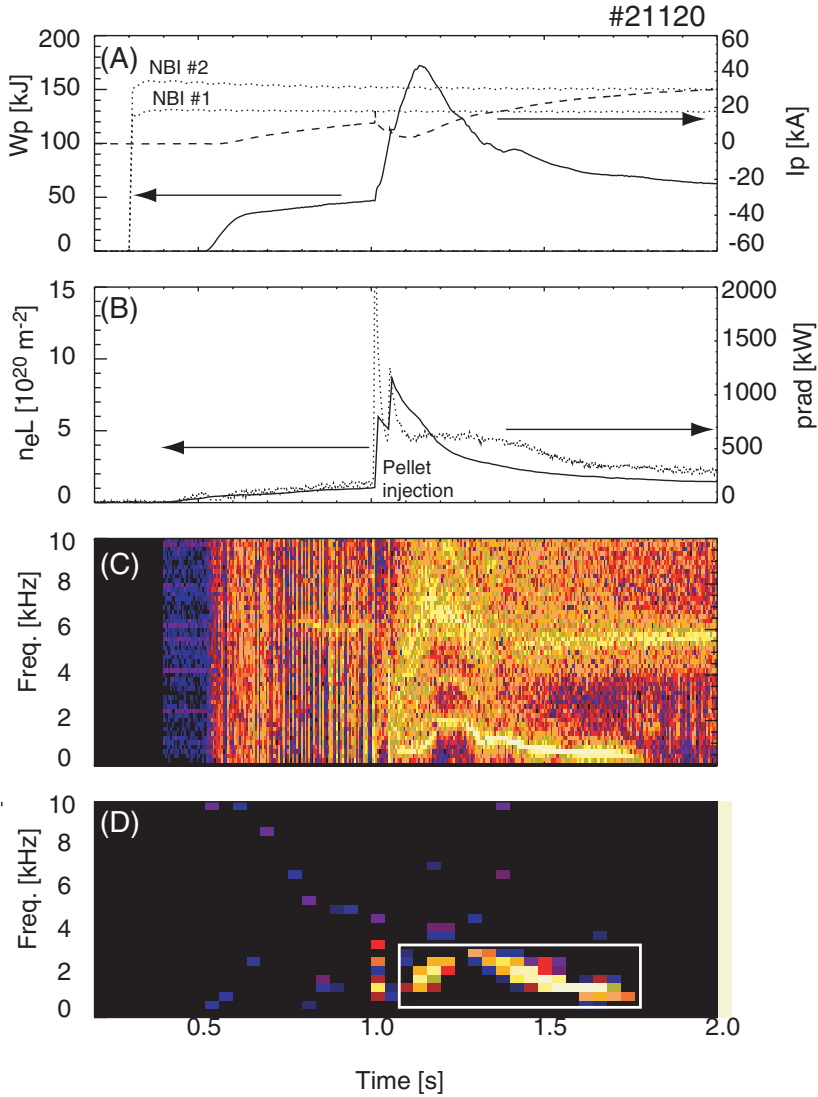


図 6.8 $m = 2$ の揺動が観測された 21120 の放電波形を示す。(A) にプラズマの蓄積エネルギー (w_p) とプラズマ電流 (I_p)、(B) に電子密度の線積分値 (neL) と放射パワー ($Prad$)、(C) に磁場揺動の周波数の時間変化を示す。(D) は軟 X 線揺動信号と磁場揺動信号とのコヒーレンスが 0.6 以上のところを示した。

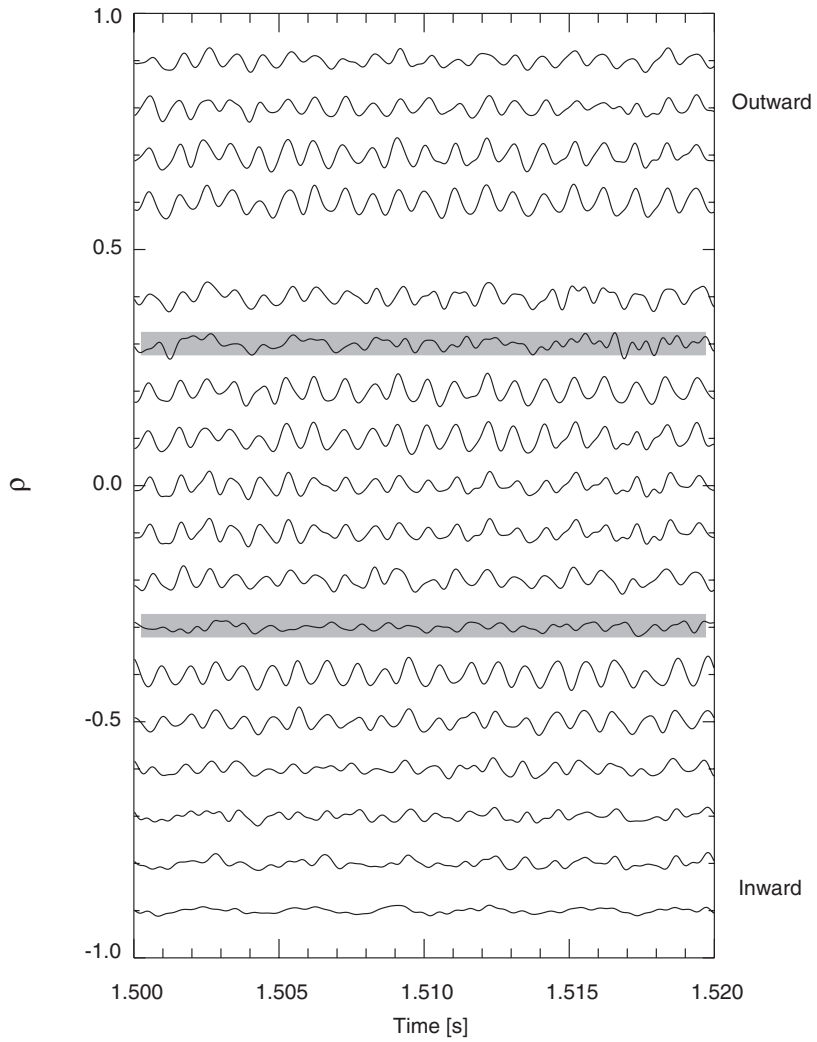


図 6.9 軟 X 線検出器アレイの信号 (500-2000Hz)

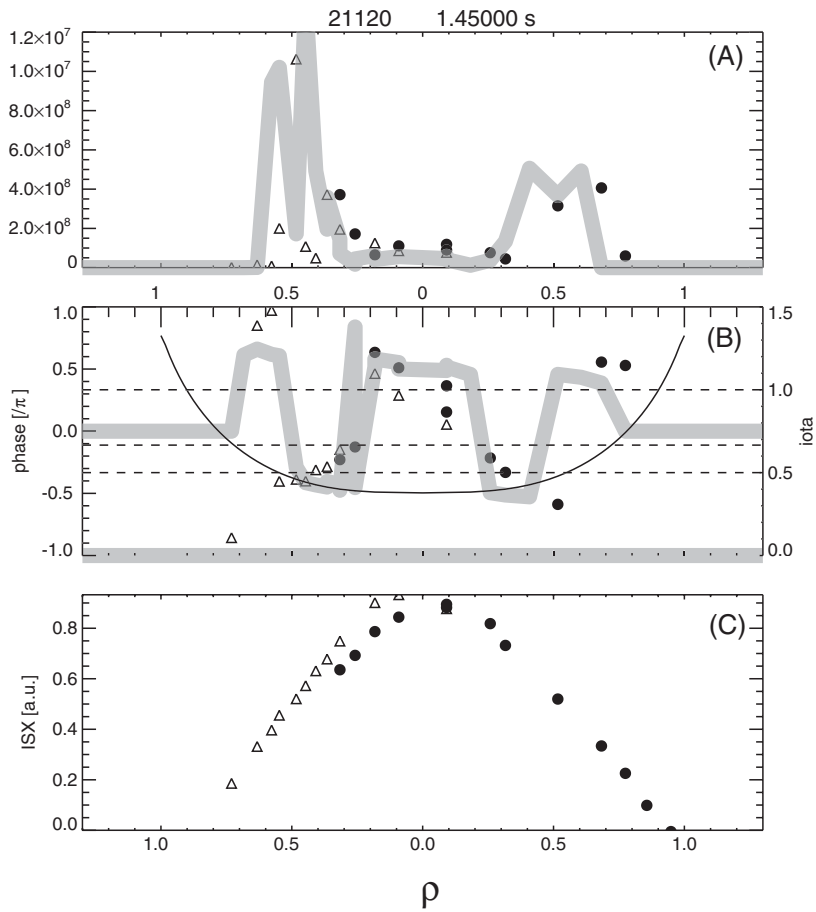


図 6.10 揺動の振幅 (A) と位相差 (B) と軟 X 線放射強度 (C) を示す。シミュレーションの結果を (A)(B) に比較のためにプロットしている。

参考文献

- [1] S. Ohdachi, S. Yamamoto, M. Takechi, K. Toi, M. Goto, K. Kawahata, T. Kobuchi, S. Morita, S. Muto, K. Narihara, B.J. Peterson, K. Sato, K. Tanaka, T. Tokuzawa, and I. Yamada. Temporal evolution of impurity profile measured by a soft X-ray detector array on LHD. *J. of Plasma and Fusion Research Series*, Vol. 3, pp. 423–6, 2000.
- [2] 岩間尚文. プラズマ計測のための計算機トモグラフィ. 核融合研究, Vol. 68, No. 6, pp. 586–599, 1992.
- [3] 高村秀一. 画像処理 産業応用総覧, 第10章 温度・プラズマ計測 第1節 プラズマ CT 計測, pp. 240–252. フジテクノシステム, 1994.
- [4] 寺崎奈緒美, 岩間尚文, 細田洋介. Tikhonov-Phillipps 正則化と GCV による疎データ CT 像再構成. 電子情報通信学会論文誌, Vol. J81, No. 1, pp. 93–100, 1998.
- [5] 中川徹, 小柳義夫. 最小二乗法による実験データ解析. 東京大学出版会, 1982.
- [6] S. Ohdachi, K. Toi, M. Takechi, and S. Yamamoto. Soft X-ray detector array system on the Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 727–30, 2001.

第7章

高速度接線軟 X 線カメラを使った MHD 現象の観測

7.1 軟 X 線による接線像とその解釈方法

LHD のような複雑な形状をもったプラズマの接線像がどのような形状になるか直感的に想像することは難しい。軟 X 線領域ではプラズマによる吸収を考える必要はないが、体積として発光している複雑な形状をしている物体の像を計算するのはそれほど容易なことではない。実験データの解釈のためには、前章でも行ったように磁気面上での放射強度が一定であることを仮定した上で、一次元の放射強度分布と接線の二次元像の関係を行列で表現するのがもっとも自然であり利用しやすい [1]。二次元イメージの i 番目の観測チャンネルの信号強度を i_i とする。 j 番目の磁気面と $j+1$ 番目にはさまれた領域の単位体積あたりの放射強度 p_j を一定したときに、

$${}^t\mathbf{I} = \mathbf{H}^t\mathbf{P}, \quad (7.1)$$

と表して、 \mathbf{H} の要素 h_{ij} を計算すればよいわけである ($\mathbf{I} = (i_1, i_2, \dots)$ 、 $\mathbf{P} = (p_1, p_2, \dots)$)。ピンホールカメラの場合にはピンホールからプラズマの距離がある程度離れていれば、 \mathbf{H} の成分は視線と j 番目の磁気面との交点と $j+1$ 番目の磁気面との交点間の距離 $C1, C2$ (図 7.1) をとれば十分である。

二次元の時と大きく違うことは、図 7.1 の $C1$ のように、磁気面を複数回横切る可能性があることで、マトリクスの要素の計算時には総和をとるようにしている。また LHD のプラズマの磁気面の形状は、付録 C に示すように、空間的にフーリエ展開した係数の形で与えられているため、視線と磁気面との交点を直接計算することは難しい。このため LHD の磁気面を小さい 3 角形 (ポリゴン) で近似して、視線と磁気面との交点を求める方法をとった。図 7.2 にポリゴン近似した LHD プラズマの外形を示す。この例ではポロイダル方向に 32 分割、トロイダル方向に 120 分割している。

データ解析用にはポロイダル方向に 64 分割、トロイダル方向に 360 分割し、径方向には 10 分割すなわち、10 枚の磁気面を用いた。トータルで 460800 枚のポリゴンを使用したことになる。注意すべき点は、LHD の真空容器内壁によって部分的に遮られる視線があることで、真空容器内壁もポリゴン近似して表現し、視線が内壁に触れた時点で計算を停止している。図 7.3 に各種の放射強度分布に対する接線像の模擬像を示す。

LHD の磁気面は表面ではヘリカルコイルの形状に対応した複雑な形状を持っているが、コア部では単純なトーラスに近く、ピークした放射強度分布に対しては解釈の容易な円形の像が得られることがわかる (図 7.3(b2), (c2))。

接線像の実測値とそのシミュレーション像を図 7.4 に示す。LHD の磁気軸の移動に伴って接線像が内から外へ移動しているのがわかる。また図 7.4(c1) は不純物のネオンのガスパフを行いプラズマの周辺部

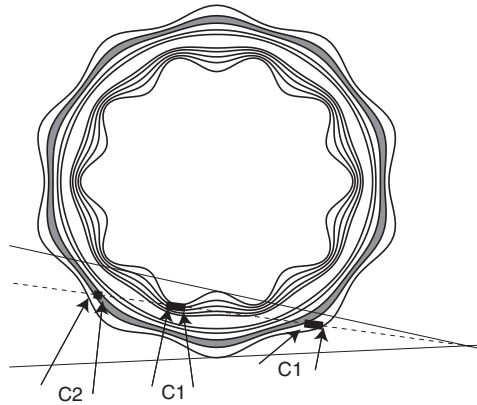


図 7.1 LHD の磁気面と視線

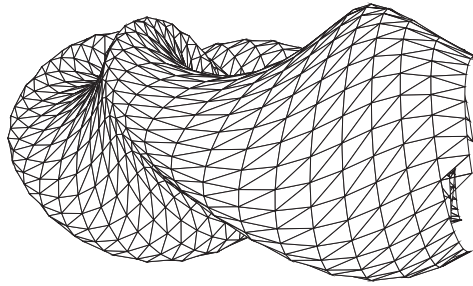


図 7.2 LHD の磁気面のポリゴン分割による近似

での放射強度を増大させた実験の結果であり、ホローな放射強度分布を仮定したシミュレーション像 (図 7.4(c2)) と良い一致を示している。実験データの右上が欠けているのは、真空容器内に設置されたダイバータ板冷却用の冷却パイプによって視野が遮られているためである。

このシミュレーションでは解像度を 64×64 で行った。解像度は実測のものと良く似ている。計測としては最大でイメージファイバーの 100×100 の解像度を期待できるわけだが、ファイバーのうちの利用可能な要素は 100×100 より少なく、ファイバー間のクロストークもあることから、 64×64 程度が本システムの実効的な解像度であると考えている。

7.1.1 MHD 揺動の観測

6.2節で行ったのと同様に、放射強度分布に低いモード数の摂動を加えてこの視野でどのように観測されるかを模擬した。図 7.5 に $m = 2/n = 1$ の摂動を加えた場合と $m = 3/n = 2$ の摂動を加えた場合の模擬像を示す。摂動は図 7.5(A) では $\exp(-((\rho - 0.4)/0.1)^2)$ 、図 7.5(B) では $\exp(-((\rho - 0.7)/0.1)^2)$ に比例した大きさを作った。これは図 7.6 に示すように、 $t = 1/2, 2/3$ に対応する有理面の位置である。ポロイダルモード数に対応する数の山と谷が生じて、トーラス外側 (図中左がわ) でははっきり観測できることが予想できる。

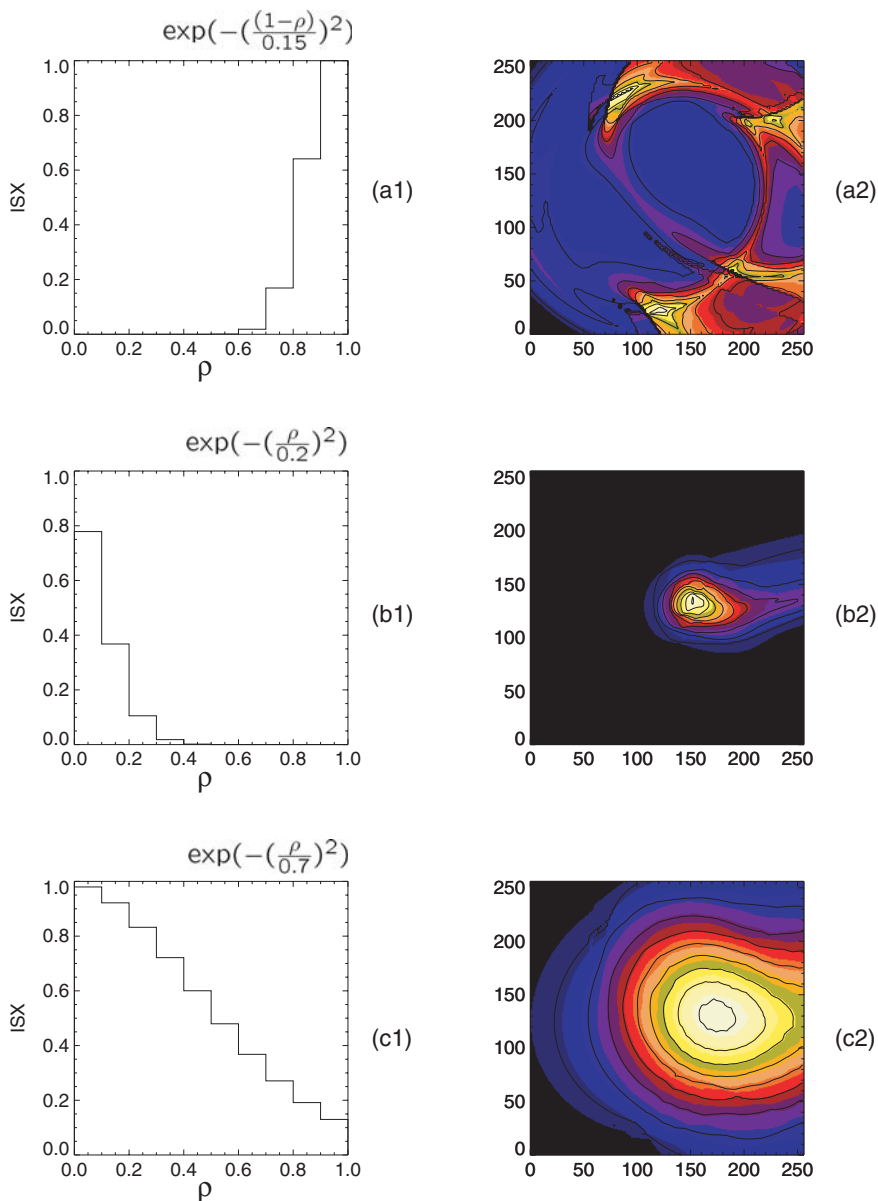


図 7.3 LHD の接線像の模擬像。放射強度分布として $\text{exp}(-((1-\rho)/0.15)^2)$ (a1)、 $\text{exp}(-(\rho/0.2)^2)$ (b1)、 $\text{exp}(-(\rho/0.7)^2)$ (c1) を仮定した像を (a2)-(c2) に示す。

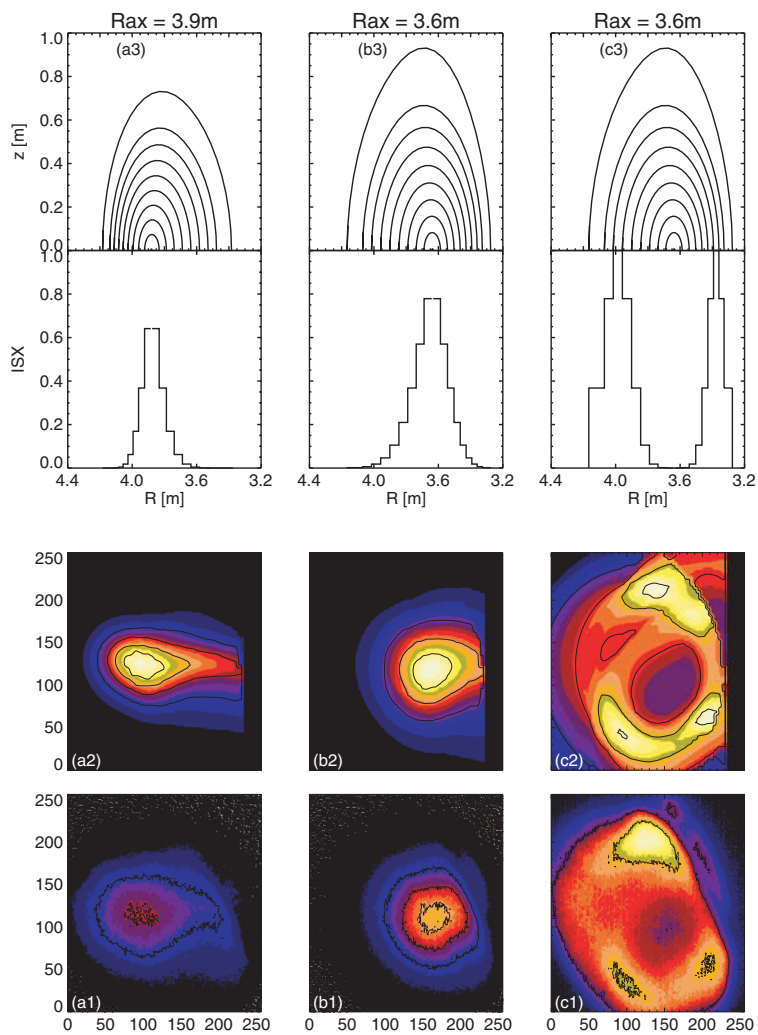


図 7.4 LHD の接線像の観測結果を (a1)–(c1) に、その像のシミュレーション結果を (a2)–(c2) に示す。シミュレーションを計算する際に仮定した磁気面の形状と、磁気面上での軟 X 線放射強度分布を (a3)–(c3) に示す。

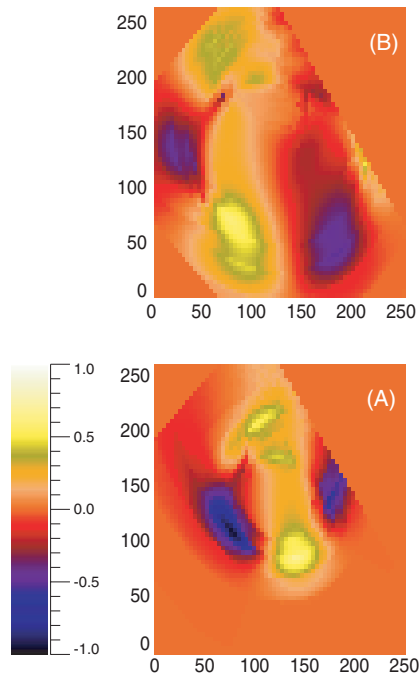


図 7.5 (A) に $m=2/n=1$ の摂動を加えた接線からの模擬像を (B) に $m=3/n=2$ の摂動を加えたときの接線からの模擬像を示す。磁気軸位置は 3.53m で次節の実験と同様である。

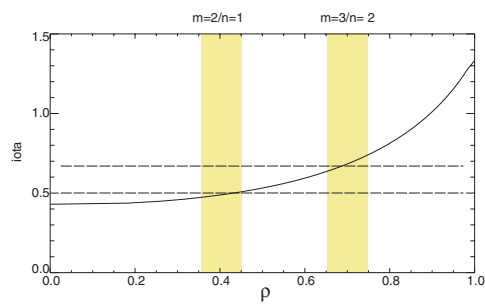


図 7.6 磁気軸位置 3.53m の時の回転変換の分布

7.2 特異値分解法を用いた二次元データからの揺動特性の取り出し

4.3章で用いた特異値分解法は二次元データ、すなわち、接線軟 X 線カメラのビデオ信号に適用も適用できる [2]。そこで接線軟 X 線カメラによって得られた LHD プラズマの揺動特性の解析を行う。ショット番号 31083 の $\beta_t \sim 0.5\%$ の低 プラズマのパラメータの時間変化を図 7.7 に示す。磁気軸の位置は 3.53m であり、このような低い 値でも不安定な領域である。t=2.2s 付近から 1kHz 付近に観測される磁場揺動に着目する。同じ時間帯を接線軟 X 線カメラで撮影し、特異値分解法によって複数の成分に分離した結果を

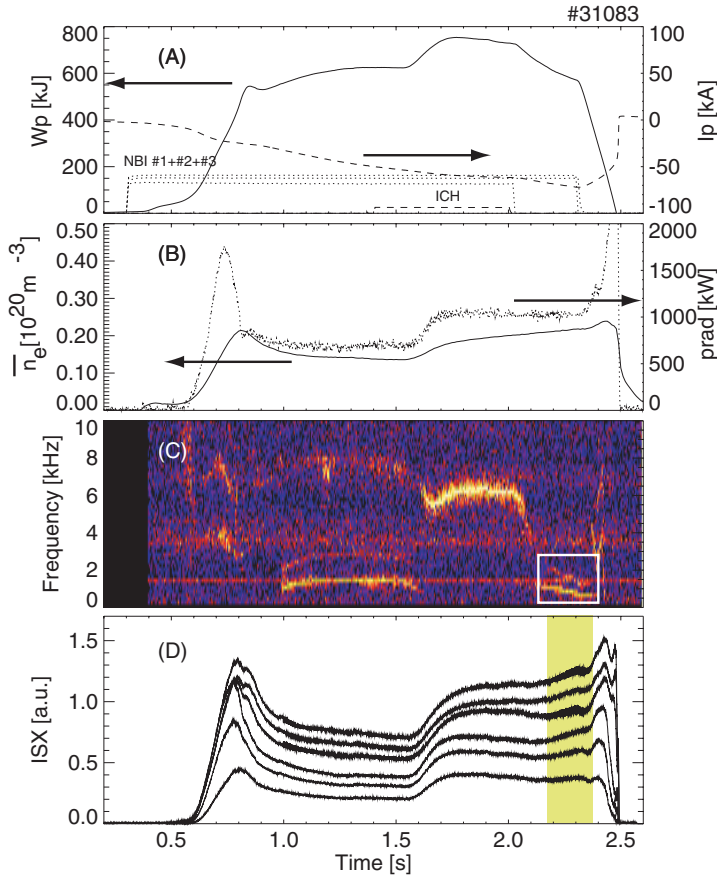


図 7.7 ショット番号 31083 のプラズマのパラメータの時間変化を示す。(A) に蓄積エネルギー (w_p) とプラズマ電流 (I_p)、(B) に線平均電子密度 (\bar{n}_e) とプラズマ放射強度 ($prad$)、(C) に磁場揺動のスペクトルの時間変化を、(D) に軟 X 線検出器アレイの測定信号を示す。

図 7.8 に示す。図 7.8 中の成分 2、3 及び 4 よりわかるように、2.18 秒付近から揺動の振幅が大きくなる。この揺動の周波数は磁気プローブで観測された揺動周波数と一致し、磁気プローブのモード解析から $m/n = 2/1$ のモードであると予想される。図 7.8 中の揺動成分 3、4 の Topos の形状からは明確に $m=2$ の構造が理解される。またこの形状は前節の模擬像とも良く一致している。

このような SVD 分解は計算に用いた時間ウィンドーを変化させた場合でも安定に存在した。図 7.9 に時間ウィンドーを 3 通りに変化させた時の、Topos を示す。振動の振幅が $t=2.15s$ 付近より大きくなる。時間ウィンドー (A) では $m = 2$ の構造は図 7.9(A2) に微かに現れる。時間とともに振幅が大きくなり、図

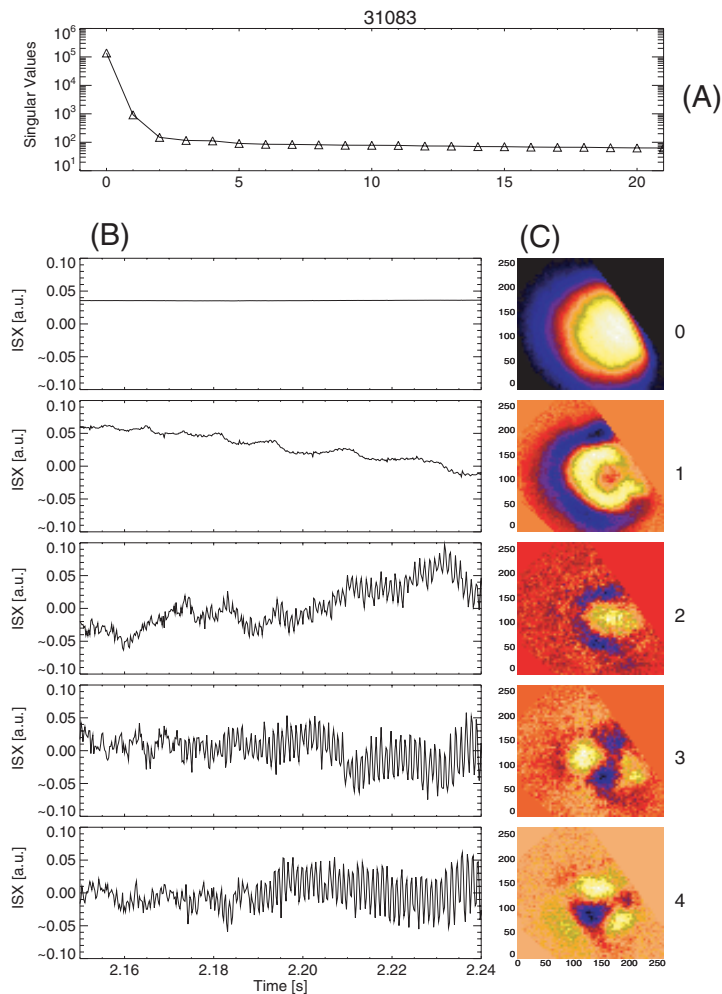


図 7.8 接線軟 X 線カメラのデータの特異値分解法の成分表示。(A) に特異値の大きさを順に示し、(B) と (C) に choronos と topos の各成分を大きい順番に示す。

7.9の (B2) と (C2),(B3) と (C3) とを比べると、同様の空間構造が得られている。

これらの $m=2$ の成分は周波数は同じだが位相が異なっている。図 7.8 (C) の 3 と 4 の成分を合成すると、周波数 1kHz で電子の反磁性ドリフト方向に回転している成分を観測していることがわかる (図 7.10参照)。

図 7.10中”simulation “とラベルをつけた一連のイメージは、 $\rho \sim 1/2$ の位置に $\Delta\rho = 0.1$ の幅をもつ摂動成分がある場合の接線線のシミュレーションであり、観測データを良く再現している。

図 7.8(C) の成分 1 は中心部で減少、周辺部で上昇していることから内から外へのエネルギーの移動をあらわす揺動と考えられる。ここで成分 1 と成分 3 及び成分 4 の空間位置を比較すると、MHD 的な揺動が $t = 1/2$ 面で回転し、その付近から外にエネルギーを排出していること、つまり、MHD 揺動の飽和の過程を示唆している。成分 2 も 1kHz の周期的な振動だが、内・外で逆の位相を持っている。反転位置は成分 1 よりやや内側であり、 $m=2$ の回転モードによるエネルギーの輸送は $t = 1/2$ 面でおきていて、それが蓄積することで、成分 1 のような吐き出し現象が生じていると解釈することもできる。

以上のように二次元信号に対しても特異値分解法による成分の分離は有効であることがわかる。以下こ

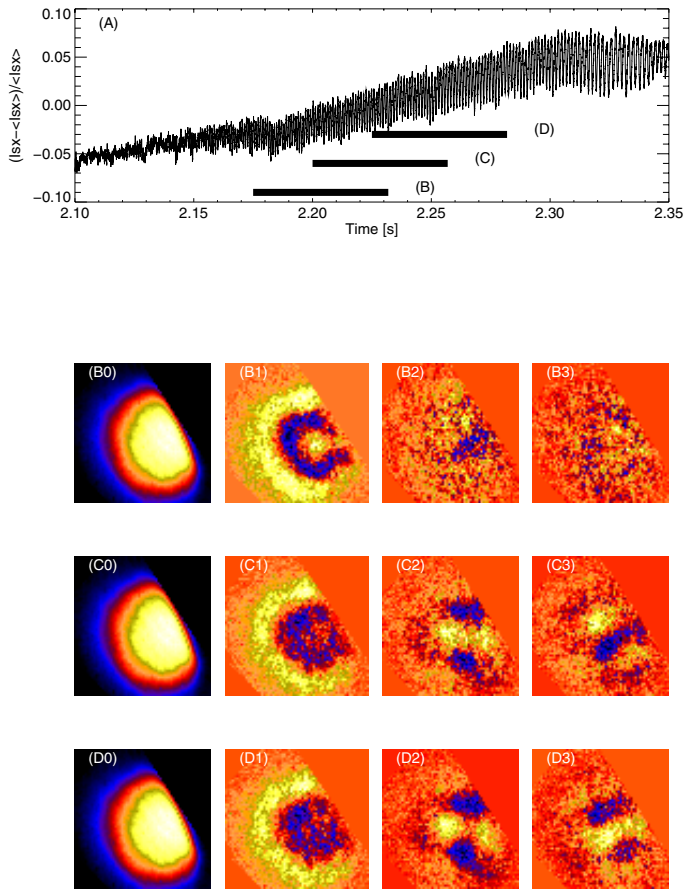


図 7.9 軟 X 線検出器アレイによる軟 X 線放射強度の揺動成分と、SVD 分解に使った時間ウィンドーを (A) に示す。(B)-(D) には接線軟 X 線カメラのデータをそれぞれのウィンドーを使って SVD 分解したときの topos を特異値の大きい順に示す。

の手法も用いて、LHD で観測されている特異な MHD 現象の解析を行う。

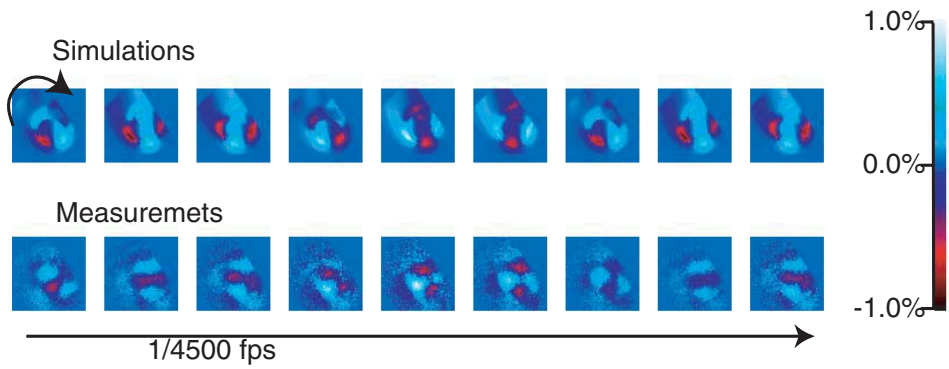


図 7.10 特異値分解法の成分 3 と 4 を合成したもの。各フレーム間の時間差は $1/4500$ s に相当している。

7.3 鋸歯状振動に類似した内部崩壊現象

飽和したコヒーレントモード

LHD の内寄せ実験、たとえば磁気軸の位置が $R_{ax}=3.6\text{m}$ の実験では、図 2.9 の網かけ部に示すように、外側から広がった磁気丘領域が小半径の半分程度まで広がっている。その領域には $1/2$ 、 $2/3$ 、 $1/1$ 、 $4/3$ 、 $3/2$ 等の有理面がある。

そのため $R_{ax}=3.6\text{m}$ の実験では図 7.11 に示すように、各有理面に対応する多数のコヒーレントなモードが観測されている。

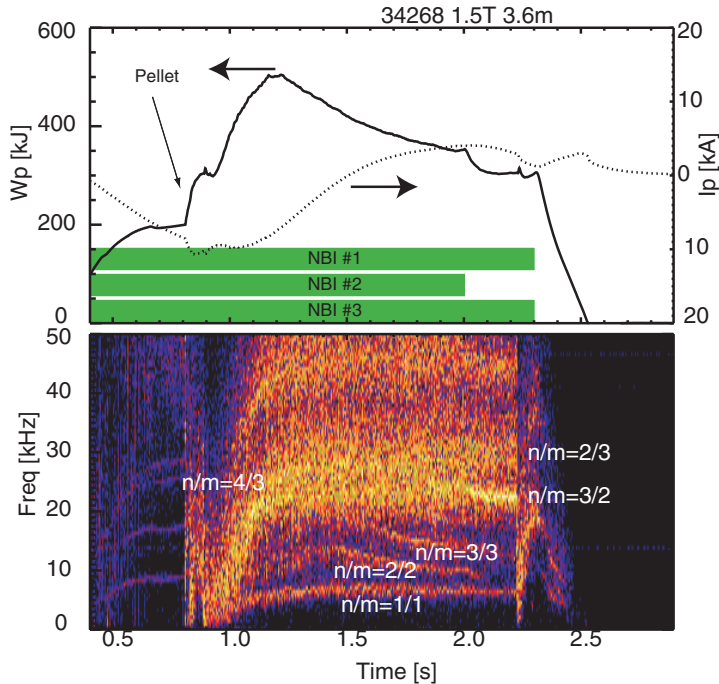


図 7.11 磁場揺動のスペクトルの時間変化

$R_{ax}=3.6\text{m}$ の配位のプラズマは新古典輸送が最小化されるという予想があり、実験事実としても、プラズマのコア部分の輸送は有意に改善されている [3]。観測されているコヒーレントな MHD 振動はプラズマの閉じ込めに大きな影響をあたえてはいないようである。実験上でプラズマの閉じ込めに有意な影響を与えている場合には崩壊現象をとまなっている。LHD では各種の崩壊現象が観測されているが、もっともはっきりした現象が本章で取り扱う、鋸歯状振動に類似した内部崩壊現象である。この鋸歯状振動類似現象は、ペレット入射 [4] によって得られた新しい実験領域で観測される。LHD プラズマはトカマクの閉じ込め則と同様に密度とともにプラズマの閉じ込めが改善されるという特徴を有している。そのためにプラズマの蓄積エネルギーを最大化しようとするときには高密度の実験を行う必要がある。図 7.12 に示すように、ガスパフによる密度上昇には限界があり、達成される蓄積エネルギーは飽和している傾向がある。ペレット入射による高密度実験時には、閉じ込めスケール則 ISS95 の 1.7 倍という良好な閉じ込め特性の上限にそって、高いプラズマパラメータが得られている。

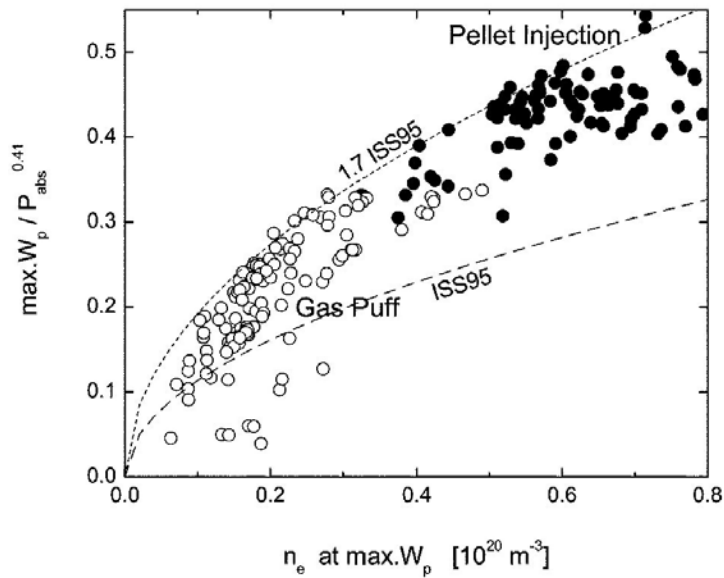


図 7.12 ペレットとガスパフによる燃料補給時の密度と入射パワーでノーマライズした蓄積エネルギー。(文献 [4] より引用。)

7.3.1 鋸歯状振動類似現象の観測

図 7.13 に鋸歯状振動に類似した現象が観測されるプラズマ放電波形を示す。 $t=0.5\text{s}-1.0\text{s}$ の間に連続して水素ペレットが入射され平均電子密度が $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ を超えるような放電が達成される。

ペレット入射の直後の時間帯の分布測定によれば、電子密度分布は平坦化している (図 7.13(D))、その後プラズマの密度は徐々に減少するが、周辺部の密度のほうが、コア部の密度よりも早く減少するために (図 7.13(E))、ペレット入射から 1 秒後にはプラズマの密度分布はやや尖頭化している。これと、プラズマのコア部の電子温度が入射前のレベルに戻ることもあって圧力勾配は急峻化する。図 7.13(B) に示すのが $t \sim 0.5(\rho \sim 0.5)$ 付近の等価的な圧力勾配 $d\beta/d\rho$ であり、ペレット入射直後から上昇して $t=1.2 \text{ s}$ 付近で飽和することがわかる。圧力勾配が急峻になる時間帯あたりから、軟 X 線検出器アレイによる測定信号に数百 ms 程度の周期で繰り返す崩壊イベントが見られる。(図 7.13(c) の網掛け部)、中心部を見込むコードでは 1ms 程度の時間で急速に軟 X 線放射強度が減少し、逆に周辺部を見込むコードにおいては、同程度のタイムスケールで、放射強度が上昇する。特に $t \sim 2.0\text{s}$ に明解な鋸歯状崩壊が見られる。図 7.14 に崩壊前後の軟 X 線強度の分布をしめす。イベントの前後の放射共同の分布の差を図 7.14(B) に示す。 ρ の関数として放射強度を再構成した結果を図 7.14(C) に示す^{*1}。放射強度が反転するのは $\rho \sim 0.5 - 0.6$ 付近であり、イベントは $t \sim 1/2$ の有理面の周りで生じていると予想される。

^{*1} 放射強度分布が中心でピークしていないのは、プラズマの温度が、ベリリウム膜で決まる遮断エネルギーよりも高く、軟 X 線検出器アレイに観測される信号が主に電子密度の二乗に比例していることと、周辺部での不純物の濃度が高いことが原因と考えられる。LHD ではしばしばこのようなホール分布の放射強度分布が観測される。またホールな分布を再構成しているため中心部での誤差は大きい。

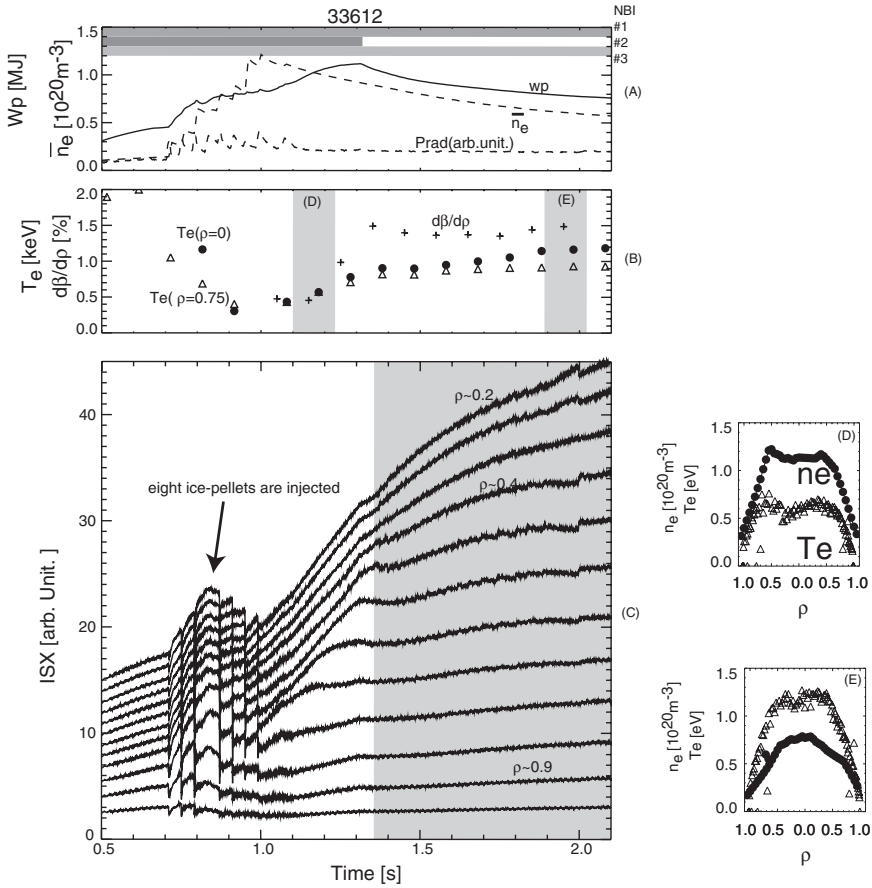


図 7.13 鋸歯状振動に類似した現象が観測されるときのパラメータの変化。(A) に蓄積エネルギー (W_p)、線平均電子密度 (\bar{n}_e)、放射損失 ($Prad$)、(B) に $t = 1/2$ の有理面上の圧力勾配、(C) に軟 X 線検出器アレイの揺動データ、(D)、(E) に鋸歯状振動が起こる前後の電子温度、電子密度分布を示す。測定したタイミングは (B) 中に網掛けとして示した。

7.3.2 前駆および後続振動

トカマクの鋸歯状振動においても崩壊現象に関連すると考えられる前駆振動が磁気プローブによって捉えられることはまれである。それは、現象がトカマクの $q = 1$ 面というプラズマの中心部に近いところで起きているために、真空容器付近に設置されている磁気プローブで検出することが困難だからである。LHD の鋸歯状振動類似現象においても状況は似ている。LHD では鋸歯状振動類似現象はコア部に存在する $t = 1/2$ の有理面上で起きているため、磁気プローブでは関連の現象を捉えることができないことが多い。その場合でも軟 X 線検出器アレイには前駆および後続振動が検出されることがある。図 7.15 に鋸歯状振動類似現象前後の SX 放射強度の信号とそれを SVD 分解した例を示す。

もっとも大きな成分は内部崩壊を示す成分である。この成分の空間分布の情報から中心部での減少、周縁部での上昇がはっきり分かる。2 番目に示したのが前駆振動で、 $t = 1/2$ の有理面の付近にピークを持っている ($0.45 < \rho < 0.5$ 付近にピークがある)。

また有理面の内側と外側で位相が逆になっているのも特徴である。このモードは崩壊と同じタイミング

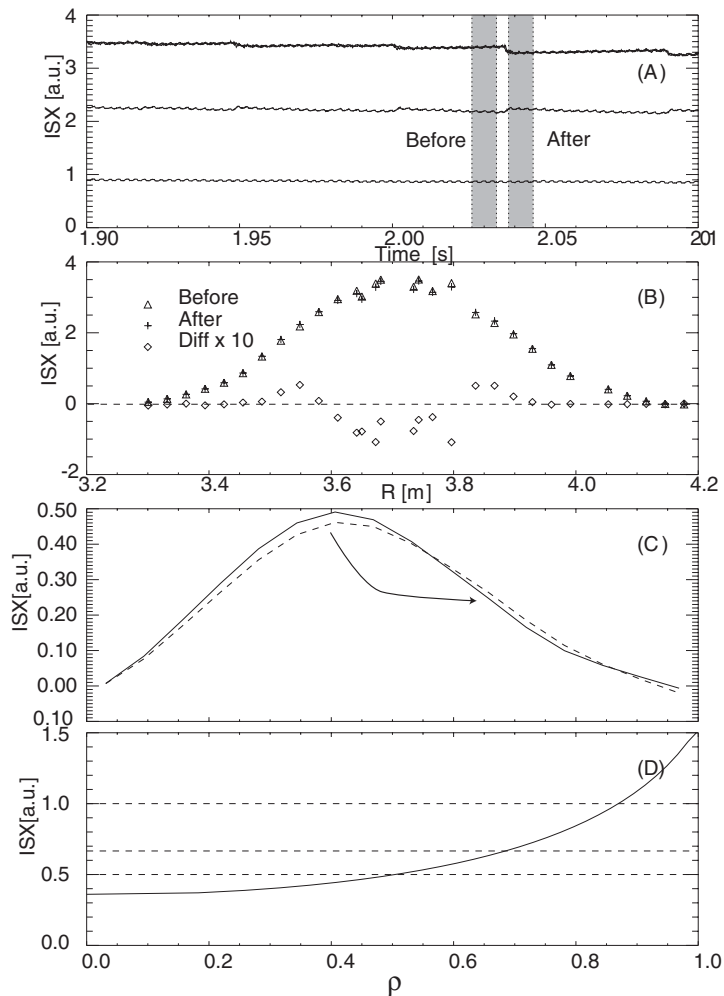


図 7.14 崩壊の前後での軟 X 線放射強度分布の変化。(A) に軟 X 線放射強度の時間変化、(B) に観測された分布の変化、(C) に放射強度が磁気面で一定であるという仮定から再構成した分布、(D) に回転変換の分布を示す。

で振幅が減少しており、崩壊に伴うプラズマ中心部から周辺部へのエネルギーの輸送によって $t = 1/2$ 付近の圧力勾配が減少することに起因しているものと思われる。また 3 番目、及び 4 番目に示した成分はより外側で観測されたモードで、熱パルスによって外側の有理面で増大した圧力勾配によって駆動されたモードであると考えられる。第 4 成分である、 $m/n = 1/1$ のモードについては磁場揺動のモード解析結果ともよく一致する。

7.3.3 鋸歯状振動類似現象の発現領域とシア어의影響

図 7.16(A) に鋸歯状振動類似現象の発現するパラメータ領域を示す。圧力勾配の大きさとプラズマ電流の大きさと方向に依存して鋸歯状振動類似現象が生じるのがわかる。

ペレット入射時の高密度の実験領域では、プラズマ電流の値は相対的に小さい。それによる回転変換分布の変化もたいへん小さいが、揺動現象が起きている有理面での磁気シア어의大きさはこの程度の電流に

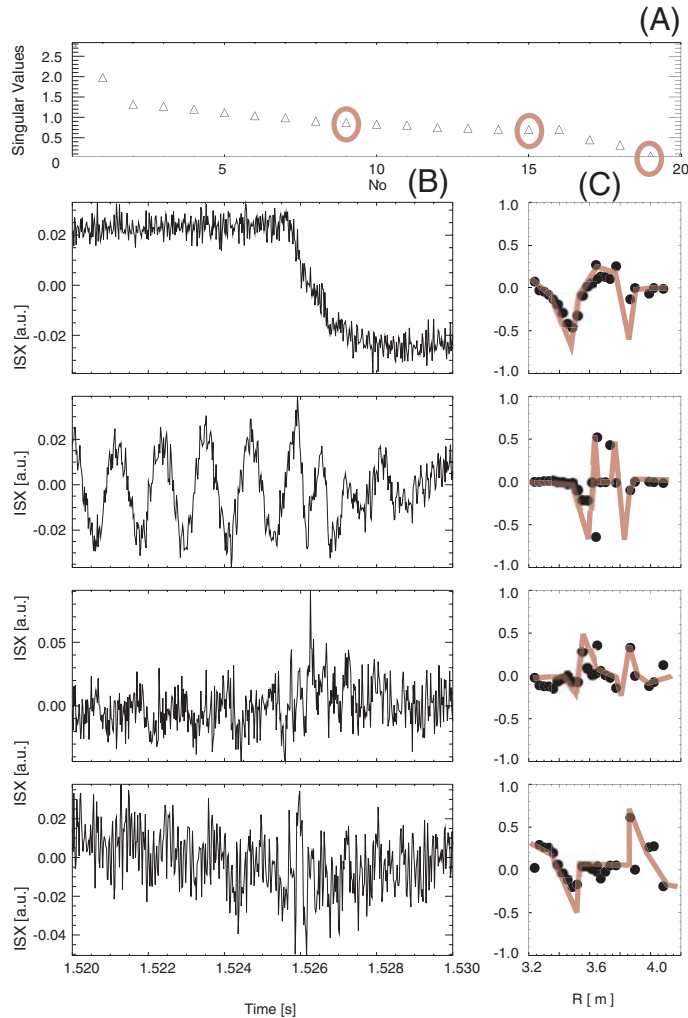


図 7.15 崩壊の前後での軟 X 線揺動の SVD 解析結果。(A) 特異値の分布と (B)Chronos, (C)Topos を示す。固有関数は (A) 中の で囲った特異値に対応するものである。

よっても大きく変化する。図 7.16(B) に、放物線型の電流分布、 $i(\rho) = i_0(1 - \rho^2)$ 、を仮定したときの局所的なシアの大きさの 2 乗である S^2 を示している。この電流範囲でも S^2 は 20% 近い変化があり、圧力分布の大きさが安定・不安定のマージナルな領域にあるため揺動の発現に大きな影響があるものと考えられる。

7.3.4 鋸歯状振動類似現象によるコアからのエネルギーの流れ

図 7.17 に鋸歯状振動類似現象が観測されている時間帯と、観測されていない時間帯における電子温度分布を示す。図 (A) は類似した放電で若干密度が異なるために鋸歯状振動が出現した場合としなかった場合の比較で、図 (B) は同一の放電で鋸歯状振動が観測されている時間帯と観測されない時間帯の比較である。明らかにコアの部分の電子温度分布が平坦化していることがわかる。

どのようなメカニズムかでコア部から急速にエネルギーが散逸しているかを調べるために、接線 X 線カ

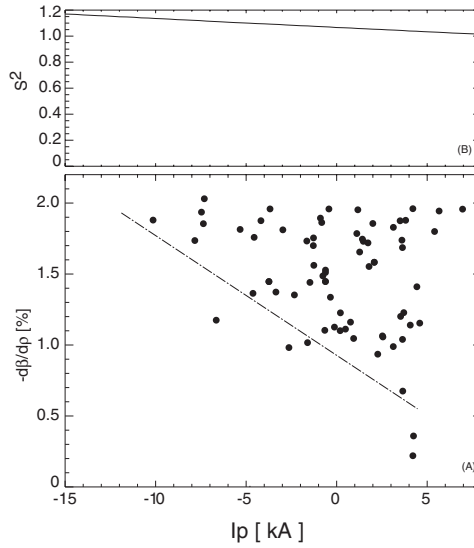


図 7.16 崩壊が観測されるとき $\rho \sim 1/2$ 付近の圧力勾配

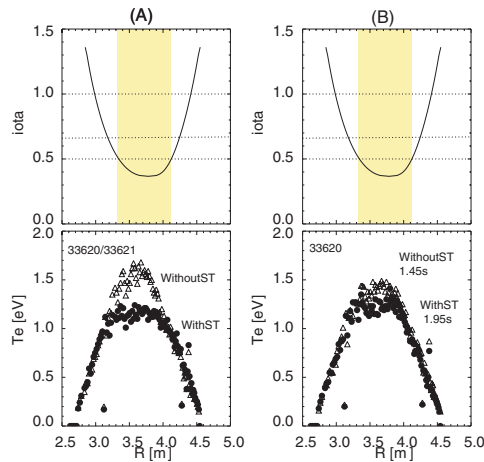


図 7.17 sawtooth 崩壊の有無による電子温度分布の比較

メラで鋸歯状振動類似現象の崩壊の様子を撮影した (図 7.18)。トカマクの鋸歯状振動との違いはその崩壊の速度である。通常のトカマクの鋸歯状振動では数 $10 \sim 100 \mu\text{s}$ で崩壊は終了する。LHD のケースでは 1ms 程度の時間がかかっている。このことからコア部での大規模な磁力線のつなぎ変えを伴うような大イベントではないことが予想される。また接線カメラの連続した接線像からも大規模な構造は見当たらない。トカマクにおける部分崩壊現象と類似の現象であるかもしれない [5]。たとえば理想インターチェンジモードのシミュレーションで予想された、 $m = 2$ の構造をもった外向きの熱流束 [6] は観測されなかった。大きな構造ともったイベントというより、揺動が大きくなることによる、ストキャスティック磁場による輸送の増大などのメカニズムが考えられる。

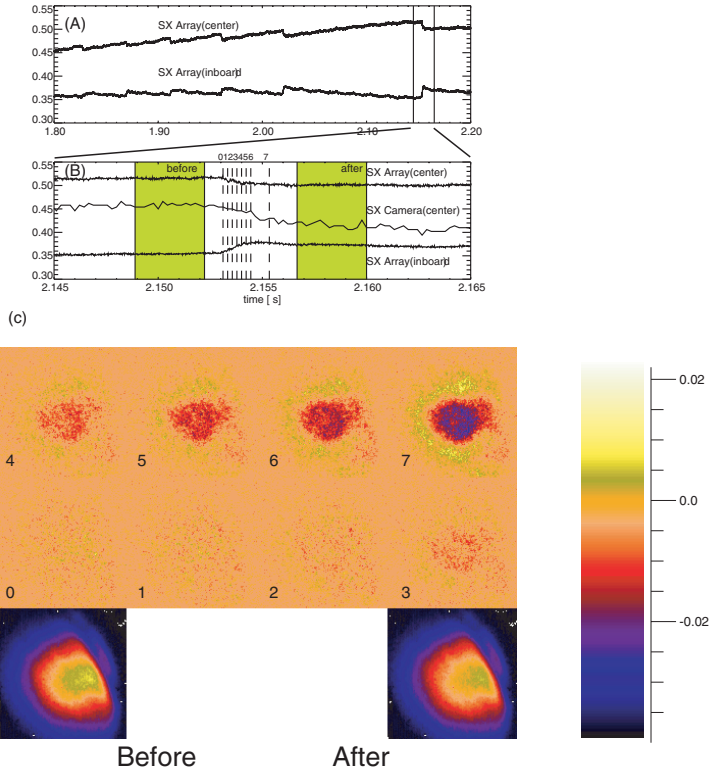


図 7.18 接線カメラで撮影した鋸歯状振動類似の現象の崩壊の様子を示す。(A) は軟 X 線検出器アレイの中心を観測するチャンネルと、周辺部(大半径内より)を観測しているチャンネルの信号を示す。(B) はその拡大図で (C) で示す連続した接線像の撮影タイミングを示す。(B) 中の Before, After と表示した網掛け部で観測される接線像を (C) に示す。崩壊中に観測された接線像(1-8)から Before とラベルした像の差分をとったものを (C) に連続して示す。

7.4 ペレット入射が誘起する低周波振動

7.3節で示したように、LHD の高密度プラズマはペレット入射において達成されている。このような状況はトカマクにおいても同様であり、ITER などの核融合炉規模の装置の現在の運転シナリオでは、Greewald 限界 [7] に近い高密度運転が要請されている。このためコア部への粒子補給の可能性のあるアイスペレット入射の必要性は高まっている。近年トカマクの高磁場側からのペレット入射が脚光を浴びるようになったのはこのような背景からである。ペレットの溶発雲は局在化しているために荷電分離し、それにより $E \times B$ ドリフトが起こって弱磁場側にドリフトする。そのため高磁場側から入射された場合にプラズマのコア部へ効率よく粒子補給ができるという可能性が指摘されてきた [8]。これは ASDEX upgrade トカマクで初めて実験されその有効性が証明された [9]。溶発雲の径方向のドリフト自体は高空間分解能を持つ可視光用の検出器アレイによって、TEXTOR[10] と ASDEX-Upgrade[11] にて実際に測定された。このように溶発雲の径方向の運動は広く関心を呼んでいるが、その磁力線方向への拡散はそれほど調べられていない [12]。Tore Supra の実験 [13] や、JET での干渉計による測定 [14]、TFTR の干渉計と軟 X 線アレイの測定を組み合わせた結果 [15] が報告されている程度である。LHD においてもトラス内側（平均的な強磁場サイド）、ヘリカルコイルサイド（局所的な強磁場サイドからのペレット入射が試みられた [16]。プラズマへの粒子補給効率に大きな変化はなく、磁場のヘリカルリップルによる磁場の強弱の変化の効果が大きい平均磁場の強弱の効果が現れにくいためと解釈されている [16]。

溶発雲とプラズマとの相互作用の問題としてもうひとつ注目されているのは、ペレット入射直後に観測される低周波の振動現象である。この現象は複数のトカマク装置によって報告されており以下のように要約される。(1) 揺動の周波数は数百 Hz 程度と低く、モード数は $m = 1$ である。(2) 振動は軟 X 線信号に良く見られる。それと同期した密度揺動が見られることもあり [17, 18, 19]、ECE で測定した電子温度信号にも同期した揺動が観測されることがある [19]。(3) 揺動は主に $q = 1$ 面に局在化しているが、ALCTOR C-mod[20] では揺動のピークは $q = 1$ 面よりかなり外側であった。また $m = 1$ の揺動が観測されている W7-AS ステラレータでは $q = 1$ 面は存在しない [21]。LHD においてもペレット入射時に同様の低周波の振動現象が観測された [22]。本章ではこの現象に焦点を絞って報告する。

7.4.1 アブレーション中に観測される密度揺動

図 5.2 に示した 3O ポートからペレットが入射されたときの、プラズマの諸量の時間変化と軟 X 線計測器アレイの計測結果を図 7.19 に示す。ペレット入射時の拡大図を参照すれば 2 つのタイムスケールで、揺動現象が観測されていることがわかる。ひとつはペレットのアブレーションを示す H_α の信号と同時あるいはそのピークから数 $100\mu\text{s}$ 後までに観測されているもので、もうひとつはペレット入射後 10ms 程度まで続く揺動である。本節ではこの 2 つの揺動のうち、早いタイムスケールで変化する揺動について記述する。

図 7.20 に異なったトロイダル断面の計測器（視線は図 7.21 参照）で観測された信号の時間変化を示す。図 7.20(A) の各チャンネルは図 7.21 に示すように、プラズマのコア部で $t \sim 0.5$ の有理面上のある磁力線上のプラズマを観測している視線であり、図 7.20(B) は $t \sim 1.0$ の有理面上の同一の磁力線上のプラズマを観測している（図 7.21 参照）。

速い時間スケールでは図 7.20(A) からわかるように各チャンネル間信号は同相で変化しており強い相関を示している。また、遅い時間スケールでは図 7.20(B) の各チャンネル間に同様の相関があるのがわかる。トラスの反対側の測定でも観測されていることから、図 5.6 が示すように、溶発雲は数 $100\mu\text{s}$ 後に少なくともトロイダル方向に半周以上も伸びている長い構造をもっていることがわかる。FIR 干渉計の密度の時間変化から考えればこれは高い密度の領域であり、たとえば、この領域の半径が 0.1m 程度と考えれば、

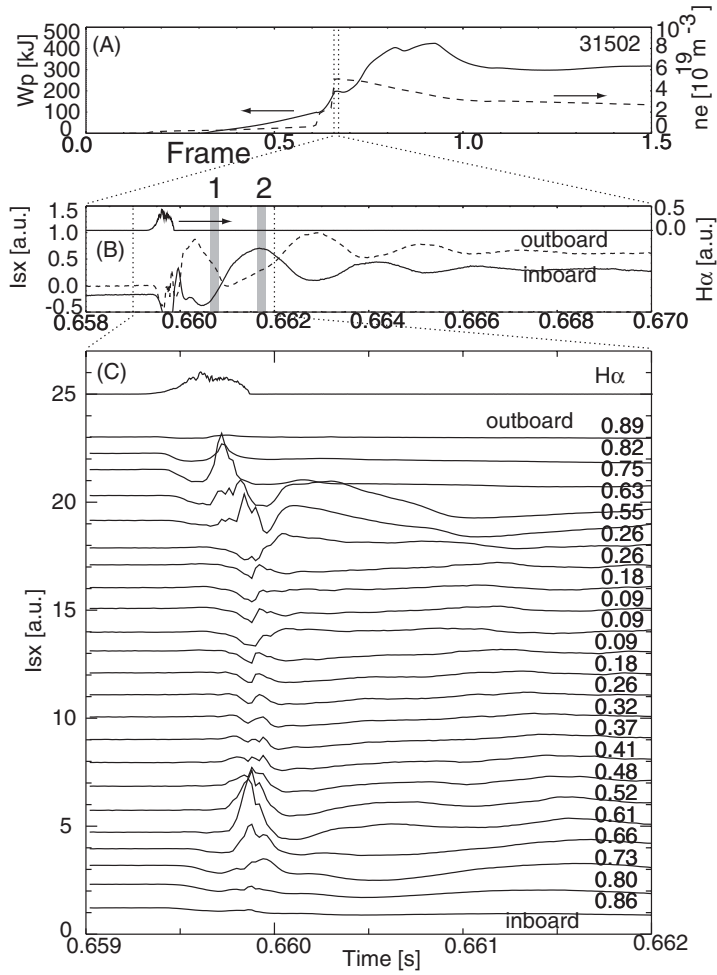


図 7.19 (A):ペレット入射に伴う振動現象が見られたときの、蓄積エネルギーと線平均電子密度の時間変化)、(B): $H\alpha$ 放射 (ペレット入射ポートでの測定) と軟 X 線の放射強度の揺動成分の時間変化、(C):3.5 ポートで測定した軟 X 線分布測定の時間変化の拡大図をそれぞれ示す。

$\Delta n_e = 10^{20} m^{-3}$ 程度の密度を持っていることがわかる。

図 7.22 に示すのは同様の放電を接線 X 線カメラで計測した例である。図 7.22(C) で示すように接線像の中の明るいスポットの回転として図 7.20(A) のピークが観測されていることがわかる。 $t \sim 1/2$ に局在化し、磁力線方向にトーラスを一周する構造を接線方向見たシミュレーション像 (図 7.22(B)) はこのような現象を良く再現している。このとき構造の半径は 0.1m を仮定している。

図 7.23 に接線軟 X 線カメラによるイメージ測定時の磁場揺動と、接線軟 X 線カメラの揺動のデータを示す。軟 X 線のデータでは断面内にピークがひとつしかなく、 $m = 1$ の摂動の移動として観測されているのがわかる。 $t \sim 1/2$ という位置と $m = 1$ と推定結果が矛盾しているが、ペレット入射によって 1 次元的な構造が形成されその回転によって、磁場揺動が励起されていると考えれば矛盾はしない。接線カメラから観測される像は電子の反磁性ドリフトの方向に回転している。トロイダル磁場を反転した場合には回転方向も反転する。

入射されたアイスペレットがある小半径で大部分が溶発する。その結果生じた高密度領域は磁力線に

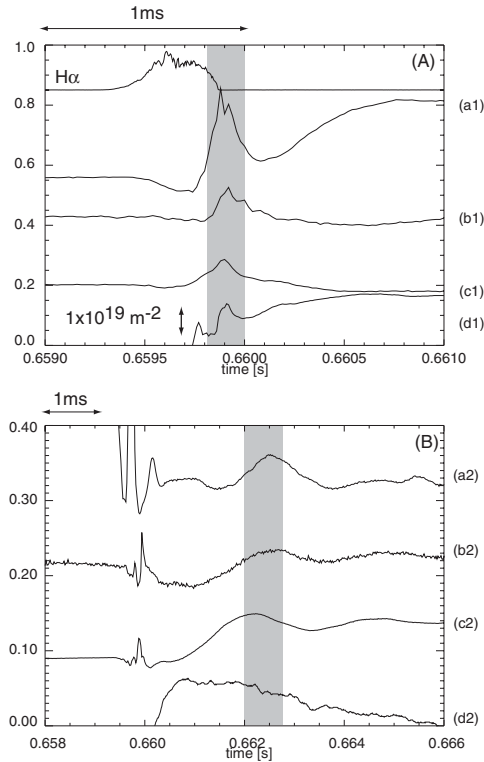


図 7.20 軟 X 線 (a)(b)(c) と FIR 干渉計 (d) の密度揺動の時間変化を 2 つの時間スケールで示す。それぞれ視線は図 7.21 に示す。

沿ってトロイダル方向に伸びた領域を形成する。その高密度領域は電子の反磁性ドリフト方向に回転しつつ回転の小半径を増大させ、最終的にはトーラス外側で消失する。外側での消失の原因はよくわからないが、実験的には次節で述べるような低周波振動にまきこまれるよう形でこの揺動は姿を消すことが多い。軟 X 線検出器アレイ計測による分布の時間変化から、この高密度領域の回転半径が次第に大きくなっていくことがわかる。ペレット入射部での断面で描いた概念図を図 7.24 に示す。

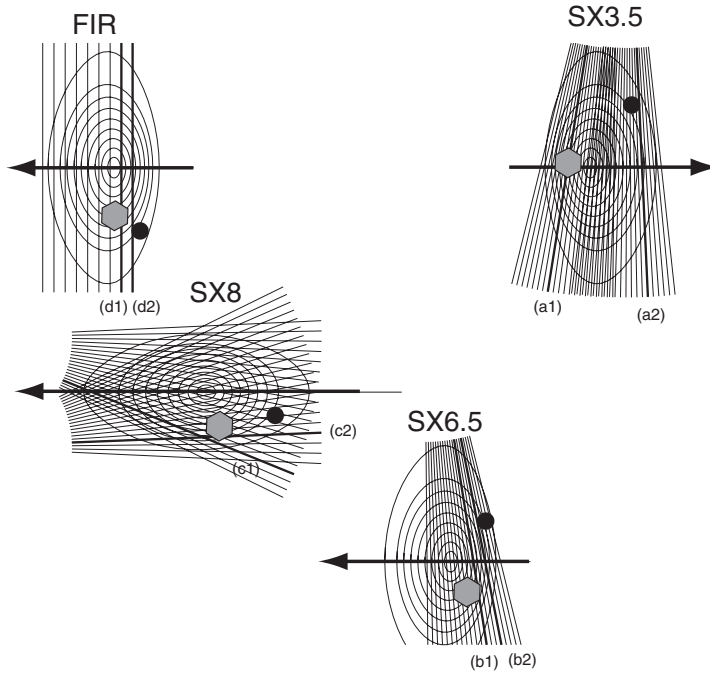


図 7.21 LHD の磁気面と視野を示す。円が $t = 1$ 、六角形が $t = 1/2$ の磁気面上の磁力線が、図中のポロイダル断面を貫く位置を示す。(a1)-(d1)、(a2)-(d2) は図 7.20 の各信号の視線を示す。

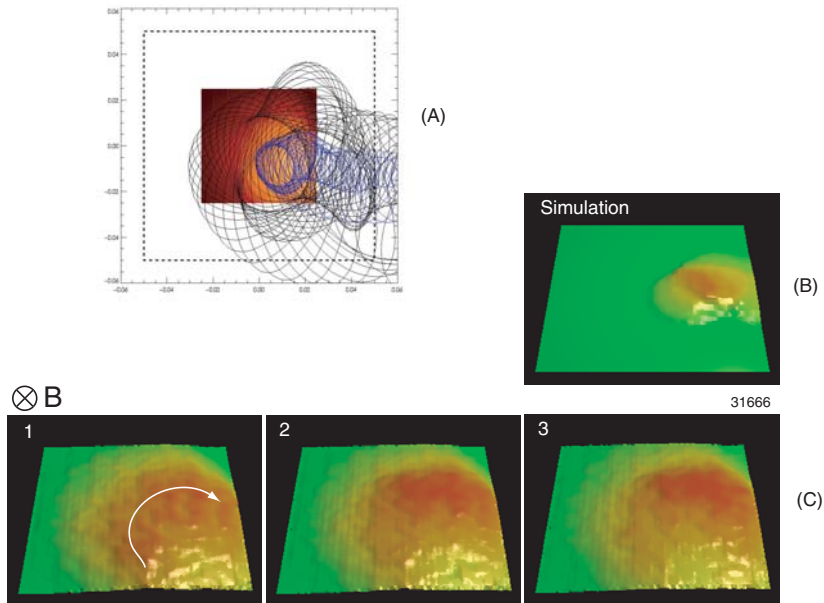


図 7.22 接線カメラで観測した、ペレット入射直後の接線像。(A) に測定している視野を示す。中心部の色の違う線は $\rho = 0.4$ の磁気面を示す。(B) に $t \sim 1/2$ 付近の磁力管を接線方向からみた場合のシミュレーション像を示す。(C) に 13.5kHz のフレーミングレートで撮影した接線像の揺動成分を示す。信号の強い場所を高く (赤色) 弱い場所は低く表示した (緑色)。

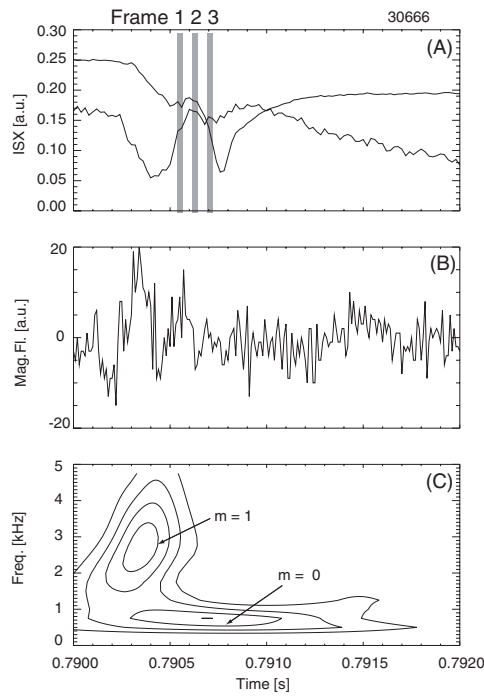


図 7.23 ペレット入射によって誘起された磁場揺動。軟 X 線揺動と (A)、磁場揺動の時間変化 (B)、磁場揺動信号のウェーブレット変換強度の分布を (C) に示す。図 7.22 の撮影タイミングも (A) に示した。

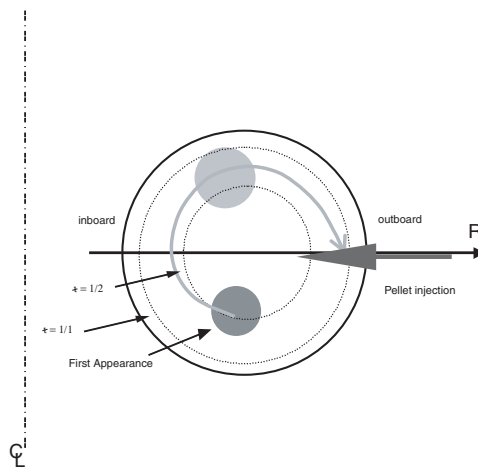


図 7.24 ポロイダル断面における変動の概念図

7.4.2 周辺部で観測される $m=1$ 低周波揺動

図 7.25 に示すように、前節で示した揺動現象が主に $t \sim 1/2$ の面付近でおきている現象であるの対して、その後に観測される低速の揺動は揺動分布のピークの位置から $m=1$ の構造を持った減衰振動であることがわかる。この低速の揺動は接線 X 線カメラの測定でも、図 7.26(B) に示すように、周辺部 ($t=1$ 付近) に局在化した構造の回転であることがわかる。回転方向は電子の反磁性ドリフトの向きであり、高速の揺動と同じである。

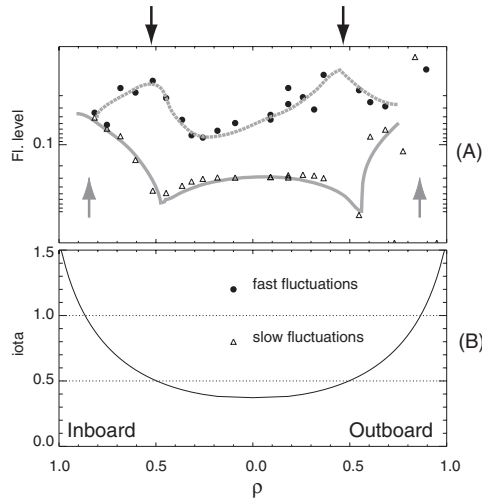


図 7.25 揺動の振幅の分布を示す。(A) 低速揺動の振幅の分布を Δ で示し、高速の揺動の振幅の分布を \bullet で示す。対応する回転変換分布を (B) に示す。

この低速の揺動のメカニズムは良くわかっていない。揺動の周波数領域には対応する磁場揺動は観測されておらず、MHD 不安定性によるものではないと考えられる。電子密度揺動も観測されず、不純物の濃度を示す指標である、可視光からの Z_{eff} 測定でも揺動は観測されない。そのためこの軟 X 線揺動は主に電子温度揺動に起因するものではないかと考えられる。しかし、この密度領域では ECE 計測による電子温度は測定不能な領域で温度揺動を確認することはできていない。

軟 X 線カメラ、軟 X 線検出器アレイとも Be 膜によって低エネルギーの光子を遮断している。そのカットオフエネルギーは表 5.4 に示したとおりであり、両計測器で計測された以上この高密度領域は少なくとも数 100eV に達しているはずである (図 3.8 参照)。例えば高密度領域の直径が 10cm、長さが 12m で、密度が $10^{20} m^{-3}$ とすると、それを $200\mu s$ の間に 500eV まで加熱するとすると、1.5MW のパワーが必要となる。これは高密度領域の側面からの磁力線を横切った加熱では達成されず、磁力線平行方向からの加熱が主役を演じていると考えられる。そうするとこの磁力線に沿った構造が有理面上にできた場合には、領域が加熱される速度が非有理面上と比べて遅くなることが考えられる。また、磁力線を横切る熱拡散係数 $\chi_{E\perp}$ が $5 m^2/s$ 程度の値とすると、領域が周囲のプラズマと同程度になるまでには 10ms 程度かかるので、観測されている揺動の典型的な減衰時間と同程度のオーダーである。ペレットの熔発した場所と有理面との関係から生じる現象ではないかと考えられる。

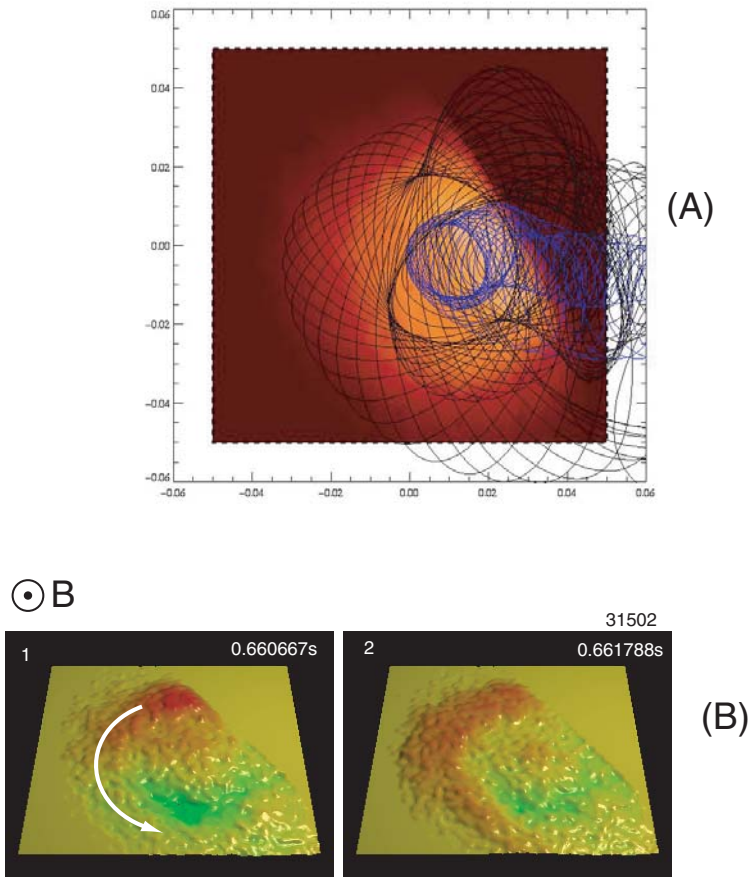


図 7.26 低速の揺動の接線 X 線カメラによる測定。(A) に測定している視野、(B) に接線像の揺動成分を示す。信号の強い場所を高く (赤色) 弱い場所は低く表示した (緑色)。プラズマの周辺部の $m=1$ の構造が見て取れる。

7.4.3 $m=1$ 低周波揺動の発現領域

前節にみられたような低速の揺動は LHD のペレット入射実験において 10% 程度の頻度で見られる。グローバルなパラメータに対する依存性を調べたものが図 7.27 だが、ばらつきが多くはっきりした傾向は見られない。

H_{α} 光の強い発光のある時間から進入長を推定した図 7.27(C) を見ると、表皮から 1m 程度内側まで進入した場合に、揺動現象が生じているという推定ができる。ペレットの溶接の中性ガスシールドモデル (NGS)[12] では進入長 Δr に $\Delta r \propto T_e^{-5/9} n_e^{-1/9} v_p^{1/3}$ の依存性がある。ここで、 v_p はペレットの入射速度である。そこで、比較的周辺部の電子温度が高い一連の実験を選んで、密度のスキャンにより周辺部の電子温度が変化している放電を選び出した。周辺部の電子温度に対してプロットしたものが図 7.28 である。電子温度が低いとき、すなわち、よりプラズマの内部までペレットが進入する条件で低速の揺動現象が見られている。この現象の発現が前節で述べたように、磁力線に沿った構造が特定の有理面上で生じたときに、その領域の温度の回復がおくれ、構造の回転に伴って振動として観測されるというモデルとは矛盾しない

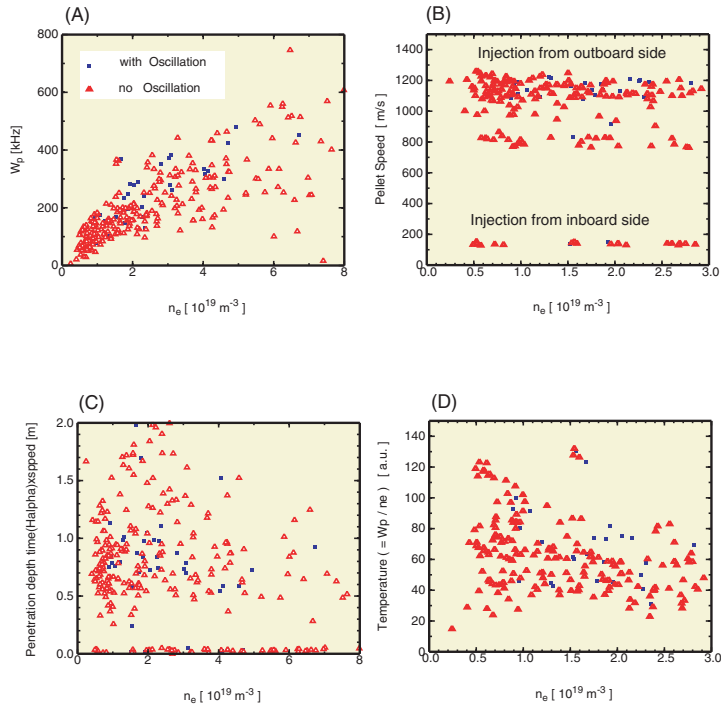


図 7.27 低速の揺動の現れるパラメータ領域。赤印が揺動なし、青印が揺動が見られた放電で、入射時の線平均密度に対して、(A) 蓄積エネルギー、(B) ペレットの入射スピード、(C) ペレットの侵入長の推定値、(D) 平均温度推定値に対してのプロットとして表示した。

結果である。

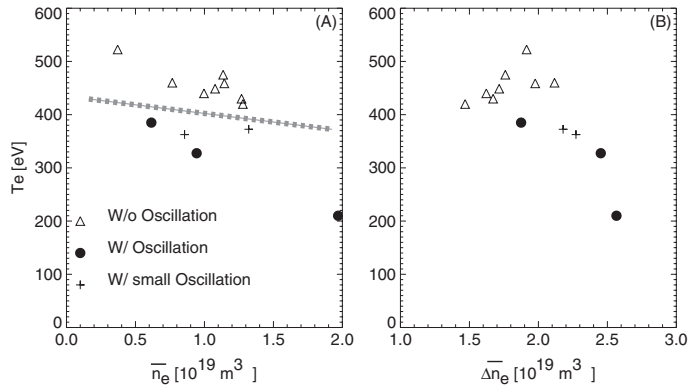


図 7.28 周辺部の電子温度と揺動の発現の関係 (A) に、ペレット入射による密度上昇を (B) に示す。

7.5 まとめ

接線軟 X 線カメラの二次元揺動データに対して特異値分解法を用いると、揺動成分をうまく分離することができ、 $t = 1/2$ の有理面上に局在化した揺動の直接の可視化に成功した。LHD プラズマの揺動現象、

特に鋸歯状振動類似の内部崩壊現象や、水素のアイスレット入射にともなって励起される低速の揺動現象を詳しく調べた。鋸歯状振動類似の内部崩壊現象は $t = 1/2$ の有理面での圧力勾配駆動型の不安定性が原因となっている。現象はシアアの強さに敏感で理想 MHD 不安定性と考えられる。崩壊時にはほぼ等方的にエネルギーが周辺部に流れている。接線軟 X 線カメラの測定と軟 X 線アレイの測定を組み合わせると、レット入射時の振動は、レットの溶発雲から磁力線に沿って作られる高密度領域の回転であると考えられる。

参考文献

- [1] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, and S. Goeler. Tangential soft X-ray camera for Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 724–6, 2001.
- [2] S. Ohdachi, K. Toi, LHD Experimental Group, G. Fuchs, S. von Goeler, and S. Yamamoto. High-speed tangentially viewing soft X-ray camera to study MHD fluctuations in toroidally confined plasmas. *Rev. Sci. Instruments*, p. in press, 2003.
- [3] H Yamada, A Komori, N Ohyabu, O Kaneko, K Kawahata K Y Watanabe, S Sakakibra S Murakami, K Ida, R Sakamoto, Y Liang, J Miyazawa K Tanaka, Y Narushima ans S Morita S Masuzaki T Morisaki N Sashikawa L R Baylor, W A Cooper, M Emoto, P W Fisher, H Funaba, M Goto, H Idei, K Ikeda, S Inagaki, N Inoue, M Isobe, K Khlopenkov, T Kobuchi, A kostrioukov, S Kubo, T Kuroda R Kumazawa, T Minmi, S Muto, T Mutho, Y Nagayama, N Nakajima, Y Nakamura, H Nakanishi, K Narihara, K Nishimura, N NOda, T Notake, S Ohdachi, Y Oka, M Osakabe, T Ozaki, B J Peterson, G Rewoldt, A Sagara, K Saito, H Sasao, M Sasao, K Sato, M Sato, T Seki, H Sugama, T Shimozuma, M Shoji, H Suzuki, Y Takeiri, N Tamura, K Toi, T Tokuzawa, Y Torii, K Tsumori, T Watanabe, I Yamada, S Yamamoto, M Yokoyama, Y Yoshimura, T Watari, Y Xu, K Itho, K Matsuoka k K Ohkubo, T Satow, S Sudo, T Uda, K Yamazaki, O Motojima, and M Fujiwara. Configuration flexibility and extended riegimes in Large Helical Device. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 43, pp. A55–A72, 2001.
- [4] R. Sakamoto, H. Yamada, E. Tanaka, K. Narihara, S. Morita, S. Sakakibara, S. Murasuzaki, S. Inagaki, L.R. Baylor, P.W. Fisher, S.K. Combs, M.J. Gouge, S. Kato, A. Komori, O. Kaneko, N. Ashikawa, P. Vries, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, E. Ida, H. Idei, K. Ikeda, M. Isobe, S. Kado, K. Kawahata, K. Khlopenkov, S. Kubo, R. Kumazawa, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, N. Noda, T. Notake, T. Kobuchi, Y. Liang, S. Ohdachi, N. Ohyabu, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, R.O. Pavlichenko, B.J. Peterson, A. Sagara, K. Saito, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, S. Sudo, H. Suzuki, M. Takechi, Y. Takeiri, N. Tamura, K. Toi, T. Tokuzawa, Y. Torii, K. Tsumori, I. Yamada, S. Yamaguchi, S. Yamamoto, Y. Yoshimura, K.Y. Watanabe, T. Watari, K. Yamazaki, Y. Hamada, O. Motojima, and M. Fujiwara. Impact of pellet injection on extension of the operational region in LHD. *Nucl. Fusion*, Vol. 41, pp. 381–6, 2001.
- [5] R.D. Gill and *et.al.* Sawtooth Activity during Additional Heating in JET. *Proc. 13th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys, Geneva*, Vol. Part I, p. 21, 1986.
- [6] B.A. Carreras, V.E. Lynch, H. Zushi, K. Ichiguchi, and M. Wakatani. Internal disruptions in Heliotron E. *Phys. Plasmas*, Vol. 5, pp. 3700–7, 1998.
- [7] M. Greenwald, J.L. Terry, S.M. Wolfe, S. Ejima, M.G. Bell, S.M. Kaye, and G.H. Neilson. A new

- look at density limits in tokamaks. *Nucl. Fusion*, Vol. 28, pp. 2199–207, 1988.
- [8] P.T. Lang, H. Zohm, K. Buchl, J.C. Fuchs, O. Gehre, O. Gruber, V. Mertens, H.W. Muller, and J. Neuhauser. Pellet fuelling of ELMy H mode discharges on ASDEX Upgrade. *Nucl. Fusion*, Vol. 36, pp. 1531–45, 1996.
- [9] P.T. Lang, K. Buchl, M. Kaufmann, R.S. Lang, V. Mertens, H.W. Muller, and J. Neuhauser. High-efficiency plasma refuelling by pellet injection from the magnetic high-field side into ASDEX Upgrade. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 79, pp. 1487–90, 1997.
- [10] J. Kloe, E. Noordermeer, N.J. Cardozo, and A.A.M. Oomens. Fast backward drift of pellet ablatant in tokamak plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, pp. 2685–8, 1999.
- [11] H.W. Muller, K. Buchl, M. Kaufmann, P.T. Lang, R.S. Lang, A. Lorenz, M. Maraschek, V. Mertens, and J. Neuhauser. High- β plasmoid drift during pellet injection into tokamaks. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, pp. 2199–202, 1999.
- [12] S.L. Milora, W.A. Houlberg, L.L. Lengyel, and V. Mertens. Pellet fuelling. *Nucl. Fusion*, Vol. 35, pp. 657–754, 1995.
- [13] B Pğouriè, J.L. Bruneau, and J.M. Picchiottino. Paralle expansion of the ablation cloud during pellet injection in Tore Supra. *Proc. of 18th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Vol. I, No. Part I, pp. 313–316, 1991.
- [14] R.D. Gill, A.W. Edwards, D. Pasini, and A. Weller. Snake-like density perturbations in JET. *Nucl. Fusion*, Vol. 32, pp. 723–35, 1992.
- [15] D.K. Mansfield, A. Janos, D.K. Owens, G.L. Schmidt, M.G. Bell, A. Cavallo, E. Fredrickson, A.T. Ramsey, and G. Taylor. Local-density increment from an ablated deuterium pellet in the TFTR tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 66, pp. 3140–3, 1991.
- [16] R. Sakamoto, H. Yamada, K. Tanaka, K. Narihara, P.T. Lang¹, L.R. Baylor², and S.K. Combs. Ablation and Subsequent Density Redistribution of Fueling Pellets Injected into LHD Plasmas. *Proc. of 29th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, No. Part I, pp. 74–77, 2002.
- [17] 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. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 59, pp. 2303–6, 1987.
- [18] D.F. Cruz, C.C. Chu, G.M.D. Hogeweyj, N.J. Cardozo, A.A.M. Oomens, and F.J. Pijper. Enhanced transport during pellet injection in the Rijnhuizen tokamak RTP. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 75, pp. 3685–8, 1995.
- [19] K.H. Finken, K.N. Sato, H. Akiyama, J. Hobirk, H.R. Koslowski, S. Kogoshi, G. Mank, J. Ongena, and M. Sander. Studies on basic phenomena during the pellet injection into high-temperature plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 39, pp. 351–60, 1997.
- [20] J. Parker, M. Greenwald, R. Petrasso, R. Granetz, and C. Gomez. Observation of $m=1, n=1$ oscillations following the injection of a fuel pellet into the Alcator C tokamak. *Nucl. Fusion*, Vol. 27, pp. 853–6, 1987.
- [21] J.F. Lyon, L.R. Baylor, J. Baldzuhn, S. Fiedler, M. Hirsch, G. Kuhner, and A. Weller. Analysis of D Pellet Injection Experiments in the W7-AS Stellarator. *Proc. of 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Vol. 21, pp. 1629–32, 1997.
- [22] S.Ohdachi, S.Yamamoto, K.Toi, A. Weller, R.Sakamoto, H.Yamada, K.Tanaka, T.Tokuzawa, K.Kawahata, S.Morita, M.Goto, S.Sakakibara, and LHD Experimental Group. Pellet-Induced

Low Frequency Oscillations on the Large Helical Device. *Proc. of 28th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, No. Part 4, pp. 51–55, 2001.

第 8 章

結論

LHD 装置の MHD 不安定性を研究するために、高速の接線軟 X 線カメラを開発し導入した。プラズマの揺動現象は磁場に沿って長い波長を持つことが知られており、接線方向から観測すると、視線が磁場とほぼ平行になるため、視線上で揺動の位相の変化が少なく、その積分値である測定値から、磁場に垂直な面内の揺動の二次元構造をトモグラフィ等計算なしで高いコントラストで測定できるという利点がある。LHD はヘリオトロン/トルサトロン型のプラズマ閉じ込め装置であり、プラズマの形状はヘリカルコイルと対応するような複雑な形状をしている。そのため、プラズマの接線像をシミュレーションする計算機コードを開発し、プラズマ中の揺動がどのように接線像に反映されるかを調べた。LHD のような複雑な形状を持ったプラズマであっても、中心部は単純なトーラスの形状に近く揺動の構造を十分解析できることが明らかになった。

本研究で開発した接線軟 X 線カメラはコアプラズマを揺動の研究対象にして、MHD 揺動の計測に有効に対応できるのはじめての測定装置である。プラズマの接線からの二次元イメージを 64x64 程度の分解能で、4.5kHz あるいは 13.5kHz のフレーミングレートで測定することが可能となった。特異値分解法を使って、プラズマの揺動の二次元的な空間構造とその時間発展を調べることができるようになった。この結果 MHD 的な不安定性の空間構造を軟 X 線を使って世界ではじめて直接的に可視化することに成功した。

LHD プラズマにおいて、高密度プラズマの生成や、プラズマの密度分布を尖頭化させて閉じ込めへの影響を研究するために、水素ペレットが活用されている。ペレット入射に伴い、その溶発過程やプラズマの安定性に及ぼす影響など興味深く重要な現象が観測されている。ペレット入射により上昇した密度が緩やかに減衰する過程でプラズマの圧力分布が急峻になる。このときプラズマの中心部に存在する $t = 1/2$ の有理面での圧力勾配が通常の実験時より大きくなり、鋸歯状振動に類似した不安定性が生じることを見出した。中心部の電子温度分布は平坦化して、崩壊現象によるエネルギーの流出を示唆する。鋸歯状振動の発現時の当該有理面の圧力勾配が大きいこと、有理面近くでポロイダルモード数 $m = 2$ の前駆振動が存在することを明らかにした。有理面での磁気シアーによる安定化効果が見られることから、理想インターチェンジモードの可能性が高いと考えられる。この現象はプラズマの中心部の現象で、磁気プローブアレイによる外部磁場揺動の測定では計測が困難であり、本研究ではじめてその詳細を明らかになった。また接線カメラの観測により、崩壊時の熱の流出は等方的であることも明らかになった。

また軟 X 線検出器アレイの観測によりペレット入射時に低周波数の振動が励起されることがわかった。これは 2 つのフェーズからなる現象であり、溶発後数百 μ 秒の間は周波数数 k Hz でポロイダルモード数 $m = 1$ の構造をもつ振動が観測される。その後約 10ms の間、周波数数百 Hz で $m = 1$ のゆっくりした振動が観測される。前者はプラズマの磁力線に沿った構造をもっていることが、接線軟 X 線カメラと、軟 X 線検出器アレイの両計測を組み合わせることにより明らかになった。同一磁力線上を測定している電子密度計測の視線にも同位相の振動がみられることから、これはペレットの溶発雲から磁力線に沿って伸びた高密度領域を観測していると考えられる。高密度領域は小円周方向に回転しながら、その規格化小半径

を 0.5 から 0.8 と次第に大きくしており、 $\beta = 0.8$ 付近で観測できなくなる。その時間帯あたりから軟 X 線アレイに低速の揺動が観測されている。この揺動は電子密度揺動ではなく電子温度揺動である可能性が高い。後者の低速揺動のメカニズムは明確には理解できていないが、有理面上の磁力線にそって低温のプラズマ領域が生成されたとき、磁力線平行方向の熱流束は極小になる。磁力線垂直方向からの熱の流入は極めて遅いことから、この低温領域が ms 単位と比較的長時間持続しつづけるという可能性が考えられる。

接線軟 X 線カメラによって、LHD の MHD 現象のうち低速で、振幅の大きい現象の空間構造を明らかにすること可能になった。ペレット入射に伴う振動現象では、磁力線に沿ったヘリカルな形状を持つ高密度領域の回転から振動が観測されていることをはじめ明らかにした。このため $t = 1/2$ の有理面付近で起きている現象がポロイダルモード数 $m = 2$ でなく $m = 1$ の振動であると磁場揺動計測や軟 X 線アレイ計測で観測される理由が明確に理解された。これはトカマク等の先行する実験でも謎とされていた現象である。

8.1 今後の課題と展望

本研究で開発した接線軟 X 線カメラは、軟 X 線放射強度の揺動レベル I/I が 1% 以上の振幅があれば計測可能であり、 $m = 1$ と $m = 2$ の低いモード数の揺動を識別できている。現状では測定速度や、検出可能な揺動レベルと空間構造といった点で改善の余地がかなりある。しかし、これらは計測器の原理的な問題点ではなく、現在使用可能な高速度カメラの技術的制約によるものであり、過去 10 年の高速度カメラの進歩を考えると、近い将来数 10kHz 以上のフレーミングレートで 12 ビット程度のダイナミックレンジを持った高速度カメラは容易に実現できると考えられる。そのときには、磁気閉じ込め核融合プラズマの MHD 揺動現象の大部分を研究対象にできるはずである。現状でも上記仕様を部分的に満たすカメラは開発されつつあり、近い将来の拡張は極めて現実的である。本研究では、プラズマの二次元の揺動を理解するのに、有理面付近に局在した摂動の接線像を作るシミュレーションと測定結果とを比較して行った。二次元の構造をそのような仮定なしに再構成できるようなアルゴリズムを開発することができれば、大半径の内側と外側の揺動を比較することなど新たな可能性が開ける。また対称性がヘリカルプラズマより高く、局所放射強度の再構成がより容易と考えられるトカマクプラズマの測定も視野にいられている。次年度には本システムで再び TEXTOR トカマクでの測定を行うことを予定している。トカマクプラズマの内部崩壊現象とヘリカルプラズマの内部崩壊現象は、類似点もあるが、崩壊速度の違いなど相違点も多い。両者の比較により MHD 不安定性の理解を進めることができると考えている。本論文で開発した接線軟 X 線カメラは、イメージファイバーを使うことでカメラ本体を中性子シールドの背後に設置することができる。中性子束にさらされるシンチレータやファイバーバンドルへの影響を定量的に評価し、次世代装置でも運用可能な揺動測定装置として開発を継続する必要がある。

謝辞

計測実験系での直接の上司として指導いただきました核融合科学研究所 東井和夫教授に心より感謝いたします。研究を進める上で常に的確な示唆をいただきました。また、本博士論文をまとめて名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻に提出することを提案いただきました。自分でもあきれてしまうほど手抜かりの多い大館を見捨てることなくいつも励ましをいただき、感謝のことはおもいつきません。東井研究室の学生のみなさん、なかでも LHD で一緒に実験をしました山本聡さんには大いに助けていただきました。ここに感謝いたします。

本論文に助言をいただきました、名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻の高村秀一教授、久木田豊教授、辻義之助教授に感謝いたします。お忙しい中、拙い大館の原稿に細部まで目をとっていただきました。頂戴しました貴重なコメントから本論文を大きく改善することができました。感謝いたします。

接線軟 X 線カメラの共同開発を提案されたプリンストンプラズマ物理研究所の Dr. S. von Goeler、また TEXTOR と LHD でいっしょにカメラを開発しましたユーリッヒプラズマ物理研究所の Dr. G. Fuchs に感謝いたします。緻密な実験の進め方など実験をしていて得るところきわめて大でした。協同実験で LHD の実験に参加されましたマックスプランクプラズマ物理研究所の Dr. A. Weller からも実験をするうえで多くの示唆をうけました。ここに感謝いたします。

核融合科学研究所の松岡啓介実験本部長をはじめ LHD 実験グループのメンバーに深く感謝いたします。全員のお名前を挙げることはできませんが、MHD 実験グループの榊原悟博士、渡邊清政博士、山田弘司博士に深く感謝いたします。データ収集関連では中西秀哉さん、江本雅彦さんをはじめ LHD のデータ処理グループ、解析情報グループのお世話になりました。須藤滋主幹はじめ、森田繁博士、成原一途博士、田中謙治博士ほか、プラズマ計測研究系のかたがたとの計測・実験に関する議論はたいへん有益でした。感謝いたします。

計測器の製作・開発におきましては多数のメーカー関係者、技術者のかたがたのお世話になりました。Vacuum Products の坂井さま、アヴァンテの堤さま、SEIKO EG&G(当時)の今井さま、浜松ホトニクス の足田さま、北野製作所の伊藤さま、マサキの有満さまには特に深く感謝いたします。

大館の修士・博士課程で指導いただきました、東京大学理学系研究科物理学専攻の遠山潤志教授、宮本健郎教授、当時宮本・遠山研の助手をされていた篠原俊二郎博士、朝倉伸幸博士に深く感謝いたします。また研究室の当時の学生の諸氏、江尻晶博士、真柳浩太博士、及川聡洋博士、篠原孝司博士にはたいへんお世話になりました。院生時代に実験をやらせていただきました日本原子力研究所東海研究所 JFT-2M グループ(当時)の荘司昭朗博士、三浦幸俊博士、玉井広史博士、故前田彦佑博士のご指導にも深く感謝いたします。

データ解析や文書整形に多数のフリーソフトウェアを使用しました。以下のものがなければ本論文を書き上げることができなかったと思います。このようにきわめて有用なソフトウェアを無償で公開している個人・グループに深く感謝の意を表しお名前をここにあげさせていただきます。

- $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ (Dr. D.E.Knuth^{*1})
- $\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}^{\text{*2}}$ (Dr. Leslie Lamport)
- $\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}2_{\text{e}}$ ($\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}3$ プロジェクトチーム^{*3})
- $\text{pL}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}^{\text{*4}}$ (ASCII 出版技術部)

^{*1} <http://sunburn.stanford.edu/~knuth/>

^{*2} <http://www.latex-project.org/>

^{*3} <http://www.latex-project.org/latex3.html>

^{*4} <http://www.ascii.co.jp/pb/ptex/>

- windows 用 T_EX^{*5}(角藤亮さん)
- 新ドキュメントクラス^{*6}(奥村晴彦さん)
- DVIOU^{*7}(shima さん)
- Ghostscript^{*8}
- Ruby^{*9}(まつもとゆきひろさん)
- FreeBSD^{*10}
- Linux^{*11}
- GNUProject^{*12}の多数のプログラム群
- yatex^{*13}(広瀬雄二さん)
- Meadow^{*14}(宮下尚さん)
- TeraTerm^{*15}(寺西高さん)

^{*5} <http://www.fsci.fuk.kindai.ac.jp/kakuto/>

^{*6} <http://www.matsusaka-u.ac.jp/okumura/jsclasses/>

^{*7} <http://akagi.ms.u-tokyo.ac.jp/dviout.html>

^{*8} <http://www.cs.wisc.edu/ghost/>

^{*9} <http://www.ruby-lang.org>

^{*10} <http://www.freebsd.org/>

^{*11} <http://www.linux.org/>

^{*12} <http://www.gnu.org/>

^{*13} <http://www.yatex.org/>

^{*14} <http://www.netlaputa.ne.jp/kose/Emacs/Meadow/index.html#version>

^{*15} <http://hp.vector.co.jp/authors/VA002416/teraterm.html>

付録 A

立体角の見積もり

プラズマからピンホールカメラへの平均的な立体角を求める。配置は図 3.2 に示したものである。

アパーチャーの大きさが十分小さい場合

図 3.3(b) の各領域での立体角を求めると、

$$\overline{\Delta\Omega} = \frac{1}{4L^2 ab} \frac{4cd}{L^2} (2(La - (L+1)c)2(Lb - (L+1)d)) \quad (\text{A.1})$$

$$+ 2 \times \left(\frac{1}{2}2(La - (L+1)c) \times 2(L+1)d + \frac{1}{2}2(Lb - (L+1)d) \times 2(L+1)b\right) \quad (\text{A.2})$$

$$+ 4 \times \frac{1}{3}(2(L+1)c \times 2(L+1)d). \quad (\text{A.3})$$

整理すると、

$$\overline{\Delta\Omega} = \frac{4cd}{L^2} \left(1 + \frac{16}{3} \left(1 + \frac{1}{L}\right)^2 \frac{cd}{ab}\right), \quad (\text{A.4})$$

となる。当然だが、 $ab \gg cd$ の極限ではアパーチャーの大きさだけで立体角が決まっているのがわかる。

アパーチャーの大きさが検出器と同等の場合 1

$Lb > (L+1)d, La < (L+1)c$ の場合。前節と同様に考え、図 A.1(b) から求めることができ、

$$\begin{aligned} \overline{\Delta\Omega} &= \frac{1}{4L^2 ab} \frac{4ad(L+1)/L}{(L+1)^2} (2(Lb - (L+1)d) \times 2(-La + (L+1)c) \\ &+ 2 \times \left(\frac{1}{2}2(-La + (L+1)c) \times 2(L+1)d + \frac{1}{2}2(Lb - (L+1)d) \times 2La\right) \\ &+ 4 \times \frac{1}{3}(2La \times 2(L+1)d)). \end{aligned}$$

整理して、

$$\overline{\Delta\Omega} = \frac{4ad(1 + \frac{1}{L})}{(L+1)^2} \left(\frac{1}{3} + 2\left(1 + \frac{1}{L}\right) \frac{c}{a} - \left(1 + \frac{1}{L}\right)^2 \frac{cd}{ab}\right). \quad (\text{A.5})$$

アパーチャーの大きさが検出器と同等の場合 2

$Lb > (L+1)d, La > (L+1)c$ の場合。前節と同様に図 A.2 から計算すると、

$$\begin{aligned} \overline{\Delta\Omega} &= \frac{1}{4L^2 ab} \frac{4ab}{(L+1)^2} (2(-Lb + (L+1)d) \times 2(-La + (L+1)c) \\ &+ 2 \times \left(\frac{1}{2}2(-La + (L+1)c) \times 2(L+1)d + \frac{1}{2}2(-Lb + (L+1)d) \times 2(L+1)c\right) \\ &+ 4 \times \frac{1}{3}(2(L+1)c \times 2(L+1)d)). \end{aligned}$$

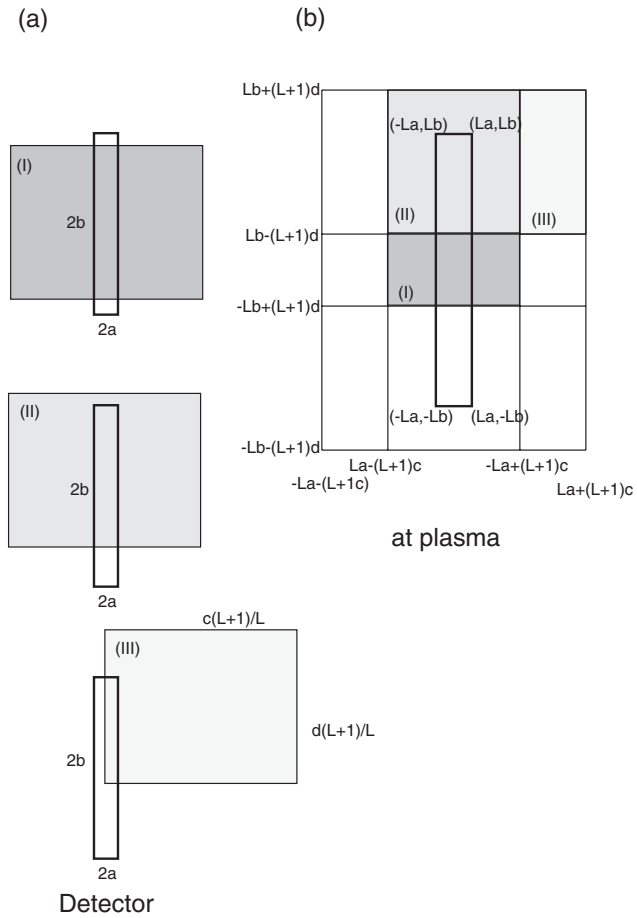


図 A.1 視野 (Case 2)

整理して、

$$\overline{\Delta\Omega} = \frac{4ab}{(L+1)^2} \left(\frac{1}{3} + \left(1 + \frac{1}{L}\right)^2 \frac{dc}{ab} \right), \quad (\text{A.6})$$

となる。基本的には検出器のサイズと測定点から検出器までの距離とで立体角がきまっているのがわかる。

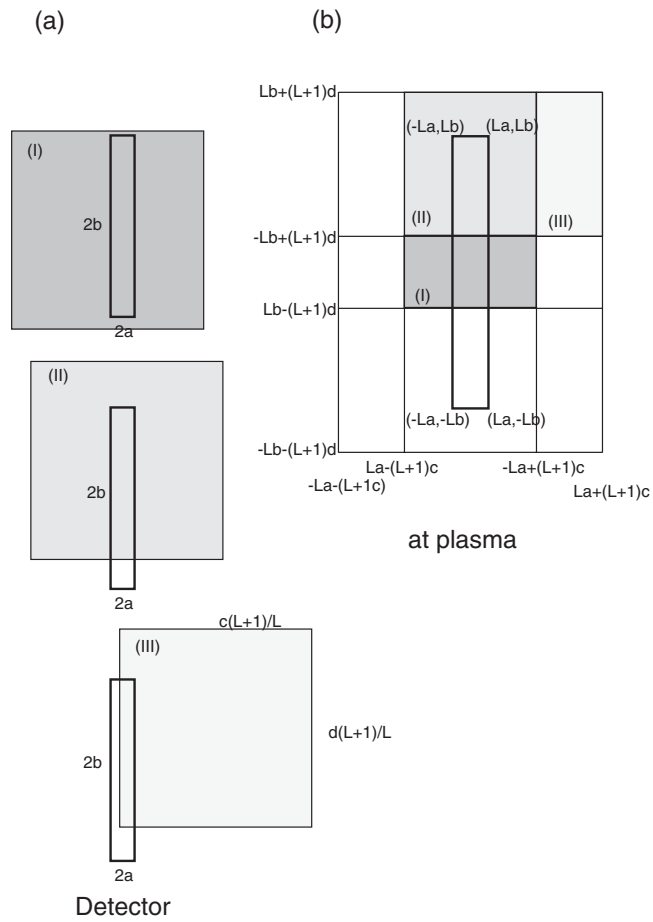


図 A.2 視野 (Case 3)

付録 B

LHD の磁場揺動計測器

LHD の磁場揺動用のコイルは、ヘリカルコイルにそって並べられたものと (図 B.2(B),(C))[1]、軟 X 線検出器アレイとともに部分的にインストールされたもの (図 B.2(C),(D)) がある。ポロイダルモード数 m の計算のためには、(図 B.2(B)0-14) のコイルを、ポロイダルモード数 n の計算のためには (図 B.2(B)7,16-20) のコイルを使用した。各プローブの設置位置を表 B.1に示す。ここで、 X, Y, Z はトーラス中心からの距離 (ポート 3.5 が x 軸上、ポート 0 が y 軸) , r はトーラスの中心からの距離を示す。 θ, ϕ の定義については図 B.1参照のこと。

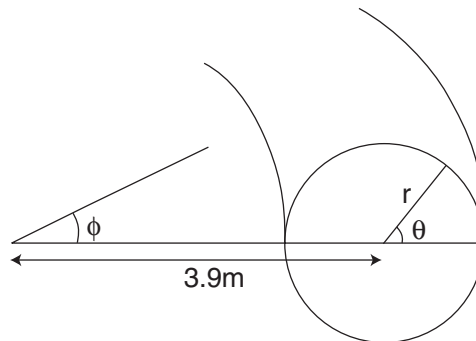


図 B.1 θ, ϕ の定義

表 B.1 LHD の磁気プローブ設置位置

番号	X	Y	Z	r	θ	ϕ
0	1.397	-4.296	0.000	0.617	0.0	162.0
1	1.242	-4.232	0.118	0.617	11.0	164.0
2	1.082	-4.341	0.231	0.619	22.0	166.0
3	0.756	-4.285	0.431	0.624	43.7	170.0
4	0.594	-4.224	0.510	0.627	54.4	172.0
5	0.283	-4.051	0.615	0.636	75.4	176.0
6	0.138	-3.946	0.638	0.640	85.6	178.0
7	0.000	-3.836	0.641	0.645	95.7	180.0
8	1.541	-4.234	-0.118	0.617	-11.0	160.0
9	1.676	-4.148	-0.231	0.618	-22.0	158.0
10	1.907	-3.911	-0.431	0.624	-43.7	154.0
11	2.003	-3.766	-0.510	0.627	-54.4	152.0
12	2.152	-3.443	-0.615	0.636	-75.4	148.0
13	2.255	-3.103	-0.641	0.645	-95.7	144.0
14	2.293	-2.935	-0.625	0.649	-105.6	142.0
15	0.283	-4.051	0.615	0.636	75.4	176.0
16	0.000	3.836	0.641	0.645	95.7	356.0
17	3.648	1.185	0.641	0.645	95.7	68.0
18	3.648	-1.185	0.641	0.645	95.7	108.0
19	-3.648	-1.185	0.641	0.645	95.7	252.0
8Oprobe	図中					
0	-5.183	-1.684	0.295	1.578	10.8	-162.0
1	-5.183	-1.684	0.233	1.567	8.5	-162.0
2	-5.183	-1.684	0.174	1.560	6.4	-162.0
3	-5.183	-1.684	0.114	1.554	4.2	-162.0
4	-5.183	-1.684	-0.114	1.554	-4.2	-162.0
5	-5.183	-1.684	-0.174	1.560	-6.4	-162.0
6	-5.183	-1.684	-0.233	1.567	-8.5	-162.0
7	-5.183	-1.684	-0.295	1.578	-10.8	-162.0
BrProbe	図中 +					
0	3.900	0.000	2.360	2.823	56.7	0.0
1	1.205	-3.709	2.360	2.823	56.7	-72.0

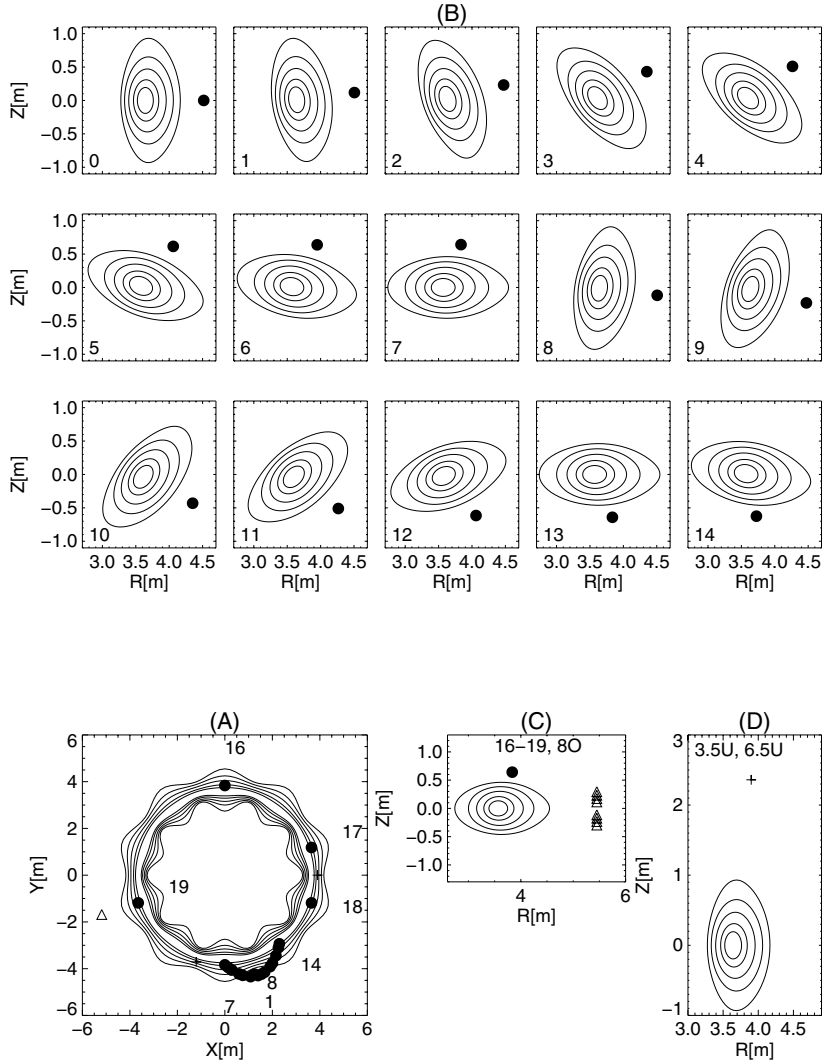


図 B.2 LHD の磁気プローブアレイ:LHD 上部から見た配置を (A) に示す。ポロイダル断面での磁気プローブと磁気面磁気面 ($R_{axis}=3.6\text{m}$ の例) との相対距離を (B),(C) に示す。(A),(C) の Δ と (A),(D) の + に示したものは補助的に用いた磁気プローブで、それぞれ磁場のポロイダル成分と径方向の成分を測定している。

付録 C

磁気面ファイル

LHD 用の平衡計算の結果のうち、磁気面の位置のデータは現在

1hd-r375q100b028p2020.flx

といったファイルに格納されて整理されている。ファイルの数字の意味は r375($R_{ax}=3.75\text{m}$)、q100(四重極磁場 100%)、b028(体積平均値 0.28%)、p2020(圧力分布 $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)(1 - \rho^2)$) を意味する。k 番目の磁気面の θ 、 ϕ (トロイダルアングル) でラベルされる位置の座標 (R,Z) は

$$R = \sum_{i=1}^{max-mode_k} R_{ki} \times \cos(\alpha_i) \quad (\text{C.1})$$

$$Z = \sum_{i=1}^{max-mode_k} Z_{ki} \times \sin(\alpha_i) \quad (\text{C.2})$$

$$(\alpha_i = \theta \times M_i - \phi \times N_i) \quad (\text{C.3})$$

というように R_{ki} 、 Z_{ki} という展開係数を使って計算する。この R_{ki} 、 Z_{ki} 、 M_i 、 N_i と k 番目の磁気面の平均半径 $\rho_k (= \sqrt{\phi_k})$ が与えられている。視線と磁気面の関係を求めるため、各視線と磁気面の交点を求める必要がある。上記の関数では計算しづらいので、各磁気面を直線で近似、その直線との交点を求めている。

参考文献

- [1] H. Takahashi, S. Sakakibara, Y. Kubota, and H. Yamada. Magnetic probe construction using thick-film technology. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 3249–59, 2001.

研究業績

本論文に関する発表論文

- [1] S. Ohdachi, S. Yamamoto, M. Takechi, K. Toi, M. Goto, K. Kawahata, T. Kobuchi, S. Morita, S. Muto, K. Narihara, B.J. Peterson, K. Sato, K. Tanaka, T. Tokuzawa, and I. Yamada. Temporal evolution of impurity profile measured by a soft X-ray detector array on LHD. *J. of Plasma and Fusion Research Series*, Vol. 3, pp. 423–6, 2000.
- [2] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, and S. Goeler. Tangential soft X-ray camera for Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 724–6, 2001.
- [3] S. Ohdachi, K. Toi, M. Takechi, and S. Yamamoto. Soft X-ray detector array system on the Large Helical Device. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 727–30, 2001.
- [4] 東井和夫, 大館暁. 高速 CCD カメラを利用した MHD 揺動の 2 次元像計測. *核融合学会誌*, Vol. 76, pp. 1252–1258, 2000.
- [5] S. Ohdachi, K. Toi, LHD Experimental Group, G. Fuchs, S. von Goeler, and S. Yamamoto. High-speed tangentially viewing soft X-ray camera to study MHD fluctuations in toroidally confined plasmas. *Rev. Sci. Instruments*, p. in press, 2003.

本論文に関する国際学会講演

- [6] S. Ohdachi, S. Takagi, M. Takechi, K. Toi, R. Akiyama, H. Idei, N. Inoue, M. Kojima, S. Kubo, T. Minami, S. Morita, S. Nishimura, M. Osakabe, R. Sakamoto, C. Takahashi, K. Tanaka, Y. Yoshimura, S. Okamura, K. Matsuoka, and CHS group. MHD Instability Study with Soft X-Ray Detector Array System on CHS Heliotron/Torsatron. *Proc. 24th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys, Berchtesgaden*, 1997.
- [7] S. Ohdachi, S. Yamamoto, K. Toi, A. Weller, R. Sakamoto, H. Yamada, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Kawahata, S. Morita, M. Goto, S. Sakakibara, and LHD Experimental Group. Pellet-Induced Low Frequency Oscillations on the Large Helical Device. *Proc. of 28th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, No. Part 4, pp. 51–55, 2001.
- [8] S. Ohdachi, S. Yamamoto, K. Toi, S. Sakakibara, K.Y. Watanabe, H. Yamada, and LHD Experimental Group. Sawtooth-like activities in the Large Helical Device. *in Proceedings of 13th stellarator workshop 2002, Canberra*, 2002.

本論文に関するその他の文献

- [9] 大館暁, 東井和夫. 接線 X 線カメラの開発. TEXTOR 共同研究報告書 1998 年度, p. 111, 1999.
- [10] 大館暁他. LHD における軟 X 線放射分測定. 第 55 回日本物理学会講演概要集 (広島大学, 1999 年 3 月), p. 840, 1999.
- [11] 大館暁他. LHD における低周波 MHD 揺動. プラズマ・核融合学会第 16 回年会予稿集 (宮城県民会館, 1999 年 11 月), p. 180, 1999.
- [12] 大館暁他. LHD における pellet 入射時の内部崩壊現象の観測. プラズマ・核融合学会第 17 回年会予稿集 (北海道大学, 2000 年 11 月), p. 186, 2000.
- [13] 大館暁, 東井和夫. 接線 X 線カメラ. TEXTOR 共同研究報告書 1999 年度, p. 73, 2000.
- [14] 大館暁他. 軟 X 線検出器アレイを使った LHD 高 実験の MHD 揺動の解析. 第 56 回日本物理学会講演概要集 第 2 分冊 (中央大学, 2001 年 3 月), p. 166, 2001.
- [15] 大館暁, 東井和夫. 接線 X 線カメラ. TEXTOR 共同研究報告書 2000 年度, p. 55, 2001.
- [16] S. Ohdachi et.al. Present status of SX detector array system and the tangentially viewing SX Camera of LHD. プラズマ中の揺動計測法の開発と改良 (核融合研, 2001 年 3 月), 2001.
- [17] 大館暁, 東井和夫. 接線 X 線カメラ. TEXTOR 共同研究報告書 2001 年度, p. 63, 2002.
- [18] 大館暁他. LHD における高速接線 X 線カメラ. JT-60U プラズマの定常化診断研究報告書 (原研那珂研 2002 年 2 月), p. 78, 2002.
- [19] 大館暁他. 高速度接線 X 線カメラを用いた LHD プラズマの揺動測定. 第 58 回日本物理学会講演概要集 (中部大学 2002 9 月), p. 166, 2002.

目次

1.1	核融合断面積の相対運動エネルギーに対する依存性。(文献 [2]Fig.1.2 より引用)	8
1.2	ローソン条件 (式 1.2) は $\eta = 1/3$ のケースに対応する。(文献 [2]Fig.1.4 より引用)	9
1.3	ヘリカル型の核融合炉に必要な小半径を ISS95 に対する閉じ込め時間の改善度	10
1.4	プラズマの磁気面とトーラス形状のプラズマの用語	11
1.5	トロイダル磁場と磁気軸の断面図。	12
1.6	ヘリオトロン DR 装置での磁場揺動の強度と low-n の不安定性限界との比較	13
1.7	ヘリオトロン E 装置で観測された鋸歯状振動類似の現象。(文献 [16] 図 5.12 より引用)	13
1.8	鋸歯状振動に類似した現象シミュレーション結果 (文献 [20] の Fig.8,12 より引用)	14
1.9	ATF 装置で観測された磁場揺動の大きさと β の関係。(文献 [21]Fig.3 より引用)	14
1.10	β 値と磁場揺動の大きさ。(文献 [23]Fig.5 より引用)	15
1.11	LHD の体積平均 β と $t = 1/2$ 面での圧力勾配 (A) 磁気揺動の大きさの β 依存性 (B)	16
1.12	表 1.1 に示した計測器の測定している場所の概念図	19
1.13	鋸歯状振動の ST トカマクで観測例。文献 [30]Fig.1 より引用。	20
1.14	ST トカマクで鋸歯状振動の z 前置振動の観測例。文献 [30]Fig.3 より引用。	21
1.15	TCV トカマクで鋸歯状振動軟 X 線放射強度分布の再構成例	21
1.16	ITG モードの等位相面の空間構造の計算例 ([44] より引用)	22
1.17	200 μs 間隔で撮影された DITE トカマクの可視光による接線像。(文献 [46]Fig.4 より引用)	23
1.18	DIII-D トカマクで測定された BES による二次元の密度揺動測定。	23
2.1	ヘリカル型装置の分類 (A)Stellarator,(B)Heliotron,(C)Torsatron	32
2.2	直線ヘリカルシステム	32
2.3	単純ヘリカル磁場での磁場強度の分布 (A)、磁場の各成分 (B)、回転変換 ι の分布 (C)	34
2.4	トーラスでのポロイダル角 θ 、トロイダル角 ϕ 、回転変換 ι の定義	35
2.5	磁気面の位置と $\Delta(r)$ の関係	35
2.6	磁場の曲率と圧力勾配	36
2.7	LHD の磁気面とコイルの位置を縦長断面図で示す。	36
2.8	LHD の磁気軸を 3.6m-3.9m と変えた時の磁気面を縦長部と横長部で示す	37
2.9	LHD の磁気軸を 3.6m-3.9m と変えた時の磁気井戸の深さと回転変換の分布	38
2.10	インターチェンジモードの概念図	39
2.11	とメルシエ条件と有理面 $(1/2,1/1)$ の位置を示す。 $p = p_0(1 - \rho^2)(1 - \rho^8)$ を仮定した。	41
2.12	suydam 条件と低 n のインターチェンジモードの成長率	41
2.13	インターチェンジモードの固有関数の β に対する依存性	41
2.14	有理面の周りの平坦化による $n = 1$ に対する安定限界の分布 (文献 [12] の Fig.3 より引用)	42
3.1	LHD の軟 X 線波高分析器で観測された軟 X 線放射スペクトル	47

3.2	検出器と視野	49
3.3	視野 (Case 1)	49
3.4	視線のトロイダル方向と r 方向の広がりを示す	50
3.5	視線のトロイダル方向と Z 方向の広がりを示す	50
3.6	平均的な立体角	51
3.7	「立体角 × 検出器の面積をプラズマ中に投影した面積」($s \times \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$) の空間分布。	52
3.8	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と測定値の比較	53
3.9	ピンホールカメラの素子のサイズの違いと解像度	54
3.10	プラズマの揺動の形状とその接線像	55
3.11	X 線イメージンテンシファイアーの概念図。(文献)[7] より引用)	56
3.12	TEXTOR トカマクでの撮影例	57
3.13	X 線イメージンテンシファイアーの入力窓	58
3.14	(A),(B) に FOP、(C) に FOS の概念図を示す。	59
3.15	軟 X 線トモグラフィーの配置例	60
4.1	揺動データ処理時に用いたデータウィンドー	66
4.2	3 つの成分から構成されるテストデータ	70
4.3	テストデータの SVD 分解結果	71
4.4	テストデータの SVD 分解結果の位相と強度の分布	72
4.5	Wavelet スペクトルの計算例	74
4.6	ショット番号 31462 のプラズマパラメータの時間変化	75
4.7	軟 X 線検出器アレイの信号の特異値分解結果	76
4.8	磁場揺動の wavelet 解析	77
4.9	t 分布 (A) と、特異値分解された TOPOS(図 4.7 の成分 1) の比較 (B)。	78
5.1	大型ヘリカル装置のコイルシステム	81
5.2	大型ヘリカル装置の諸装置。図中番号で示したのはポート番号。	83
5.3	20 チャンネルアレイ型検出器。(A):外形、(B):内部、(C):サイズをそれぞれ示す。	85
5.4	検出器の効率のエネルギー依存性	86
5.5	検出器の信号増幅回路	86
5.6	LHD の縦長断面部での軟 X 線検出器の配置	87
5.7	LHD 内部より撮影した軟 X 線検出器	87
5.8	LHD の赤道面と計測位置。各計測位置での視線も示す。	88
5.9	ベリリウム膜の光子の透過特性	89
5.10	軟 X 線検出器アレイシステムの制御システム	90
5.11	接線 X 線カメラの概念図	92
5.12	CsI の X 線の吸収係数を (A) に、厚さ $50\mu\text{m}$ と $100\mu\text{m}$ の場合の吸収率を (B) に示す。	93
5.13	CsI シンチレータからの出力光のスペクトル	93
5.14	ファイバーバンドルの形状を示す。端面に見えている黒点は不良個所である。	94
5.15	ファイバーバンドルの透過特性	94
5.16	磁気シールドボックス内の機器配置	95
5.17	(A) 蛍光材 P-47 の出力特性と (B) 出力光の減衰特性	95
5.18	接線 X 線カメラの制御システム	97

5.19	LHD に実装した接線軟 X 線カメラ	98
5.20	接線カメラの視野と解像度	99
5.21	ノイズレベルとイメージンテンシファイアーのゲインの関係	100
5.22	ペレット入射実験と接線軟 X 線カメラの信号の変化	101
6.1	$\beta_t = 0\%$ と $\beta_t = 2\%$ の磁気面の形の比較	108
6.2	AIC をシェルの枚数の関数として示す。極小値が $N_{shell} = 10$ 付近に存在する。	109
6.3	プラズマ全体のシフトと磁気軸のシフト	109
6.4	残差二乗和を R_{offset} と R_{ax} の関数として示す。	110
6.5	プラズマの と磁気軸の関係	110
6.6	磁気面上に $m=3$ の擾乱をつくり、軟 X 線検出器アレイの信号をシミュレートしたものを示す	111
6.7	有理面に擾乱が励起されたときに観測される揺動の振幅と位相差の予想値	113
6.8	$m = 2$ の揺動が観測された 21120 の放電波形を示す。	114
6.9	軟 X 線検出器アレイの信号 (500-2000Hz)	115
6.10	揺動の振幅 (A) と位相差 (B) と軟 X 線放射強度 (C) を示す	116
7.1	LHD の磁気面と視線	120
7.2	LHD の磁気面のポリゴン分割による近似	120
7.3	LHD の接線像の模擬像	121
7.4	LHD の接線像の観測結果とシミュレーション結果	122
7.5	接線からの $m/n = 2/1, 3/2$ の模擬像	123
7.6	磁気軸位置 3.53m の時の回転変換の分布	123
7.7	ショット番号 31083 のプラズマのパラメータの時間変化	124
7.8	接線軟 X 線カメラのデータの特異値分解法の成分表示	125
7.9	軟 X 線検出器アレイの信号の SVD 解析結果	126
7.10	特異値分解法の成分 3 と 4 を合成したもの	127
7.11	磁場揺動のスペクトルの時間変化	128
7.12	密度と入射パワーでノーマライズした蓄積エネルギー	129
7.13	鋸歯状振動に類似した現象が観測されるときプラズマパラメータの変化	130
7.14	崩壊の前後での軟 X 線放射強度分布の変化	131
7.15	崩壊の前後での軟 X 線揺動の SVD 解析結果	132
7.16	崩壊が観測されるとき $\rho \sim 1/2$ 付近の圧力勾配	133
7.17	sawtooth 崩壊の有無による電子温度分布の比較	133
7.18	接線カメラで撮影した鋸歯状振動類似の現象の崩壊の様子	134
7.19	ペレット入射に伴う振動現象の時間変化	136
7.20	軟 X 線放射強度と線密度の時間変化を示す	137
7.21	LHD の磁気面と視野を示す	138
7.22	接線カメラで観測した、ペレット入射直後の接線像	138
7.23	ペレット入射によって誘起された磁場揺動	139
7.24	ポロイダル断面における変動の概念図	139
7.25	揺動の振幅の分布	140
7.26	低速の揺動の接線 X 線カメラによる測定	141
7.27	低速の揺動の現れるパラメータ領域	142

7.28	周辺部の電子温度と揺動の発現の関係と密度上昇	142
A.1	視野 (Case 2)	154
A.2	視野 (Case 3)	155
B.1	θ 、 ϕ の定義	157
B.2	LHD の磁気プローブアレイの配置図	159

表目次

1.1	揺動計測機器の特徴	18
3.1	各ピンホールカメラの配置	48
3.2	高速度カメラの分類	59
5.1	LHD のコイルシステム	82
5.2	LHD の加熱機器の仕様	84
5.3	20 チャンネルアレイ型検出器の仕様	85
5.4	各アレイの使用膜厚と対応するエネルギー	89
5.5	SEG-ADC と SEG-DCM の仕様	90
5.6	高速度カメラ KODAK4540MX の仕様	96
B.1	LHD の磁気プローブ設置位置	158

索引

FFT, 66
FOS, 92
H-mode, 16
ISS95, 10
LHD, 81
LHD の加熱装置, 81
LHD のコイルシステム, 81
Numerical Aperture, 58
sawtooth 振動, 20
wavelet 解析, 73
赤池の情報量基準, 107
アスペクト比, 34
異常輸送, 9
インターチェンジモード, 39
X 線イメージンテンシファイアー, 56
LHD の加熱装置, 81
回転変換, 33
核融合断面積, 7
高速度ビデオカメラ, 96
磁気井戸の深さ, 34
磁気シア, 33
磁気プローブアレイ, 157
自己安定化効果, 39
磁場揺動のモードかいせき, 67
磁力線の方程式, 33
スケーリング則, 9
制御システム, 89
制動放射, 47
データウインドウ, 66
ファイバーの透過特性, 94
特異値分解法, 68
ピンホールカメラの立体角, 48
ファイバーオプティックプレート (FOP), 58
ファイバーバンドル, 94
プラズマの接線像, 119
フレーミングプレート, 96
ベリリウム膜の透過特性, 89
メルシエ条件, 40
揺動解析法, 65
リヒートモード, 14
ローソン条件, 8