



Title	高速点火プラズマ診断におけるX線分光画像法の開発
Author(s)	田辺, 稔
Citation	大阪大学, 2010, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/23480">https://hdl.handle.net/11094/23480</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

工第 14269

高速点火プラズマ診断における  
X線分光画像法の開発

2010年

田 辺 稔

# 高速点火プラズマ診断における X線分光画像法の開発

2010 年

田 辺 稔

# 内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻博士前期課程、及び、博士後期課程在学中において行った「高速点火プラズマ診断における X 線分光画像法の開発」に関する研究成果をまとめたものである。

新たなエネルギー源の開発を目標に、高効率・高利得レーザー駆動高速点火核融合の研究が進められている。高速点火核融合方式は、コーン付き球状シェルターゲットをナノ秒レーザーで照射することで高密度な爆縮コアプラズマを生成し、最大圧縮をむかえた瞬間に数ピコ秒のパルス幅を有する超高強度レーザーで爆縮コアプラズマの強制追加熱を行い、核融合点火・燃焼を起こす方式である。高速点火核融合を実現するためには、駆動レーザーや高品質ターゲットの開発だけでなく、点火の源となる爆縮コアプラズマの温度・密度計測を行い、その動的過程を解明する事が重要である。

高速点火方式は、従来の中心点火方式と異なり超短パルスレーザーを用いて爆縮コアプラズマを追加熱させるため、診断対象となる爆縮コアプラズマが 100 ピコ秒程度と短寿命である。今日まで、そのような爆縮コアプラズマを診断するために核反応粒子計測器や X 線計測器が開発されてきたが、これらの計測器では、爆縮コアプラズマを詳細に計測するための分解能、特に時間分解能が不足する等の理由で爆縮シミュレーションと比較するための手段が整っておらず、爆縮コアプラズマの動的過程の解明には至っていない。このような観点から、高速点火核融合プラズマに適応可能であるような時間・空間・エネルギー同時高分解計測、かつ、時間連続撮像が可能な X 線分光・画像診断法およびツールの開発を実施した。

本論文は、以下の 6 章で構成されている。

第 1 章では、レーザー核融合の原理、点火方式、および、レーザー核融合研究の現状について述べる。そして、これまでの爆縮コアプラズマの診断法についてまとめ、本研究の意義について述べる。

第 2 章では、レーザー生成プラズマから放射される X 線の特性、プラズマモデリング、X 線を用いたレーザー生成プラズマの診断法について述べる。

第 3 章では、レーザー生成プラズマ診断における X 線分光・画像法の必要性、X 線分光器・X 線画像計測器の原理について述べる。また、爆縮コアプラズマの二次元電子温度の時間履歴を観測するために、著者が開発した単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理について述べる。次に、原理実証実験を行い、最終的に、空間分解能  $25\ \mu\text{m}$ 、時間分解能  $20\ \text{ps}$ 、エネルギー分解能  $E/\Delta E = 300$  ( $E$  は X 線エネルギー) を同時に達成し、かつ、時間的に連続な画像撮像できる計測器の開発に成功し、高速点火核融合プラズマ診断に適応可能であることを示した。

第 4 章では、このカメラを用いた爆縮コアプラズマの電子温度診断について述べる。まず、爆縮コアプラズマの電子温度プロファイルを計測するために、塩素レーザーガス封入ターゲットの開発を行った。



このターゲットを爆縮実験に用い、単色 X 線サンプリングストリークカメラで塩素の共鳴線である  $\text{He}\beta$  線と  $\text{Ly}\beta$  線を同時計測した。取得した画像から爆縮コアプラズマの二次元電子温度マッピングを行った。さらに、電子温度の時間履歴、X 線スペクトルから導出した電子密度を一次元流体シミュレーションと比較した。その結果、爆縮の減速相でシェルと内部ガスの混合が発生し、その現象が電子温度を低下させていることを明らかにした。さらに、高速点火核融合の原理実証実験にむけた最適なトレーサの決定、カメラの設計を行った。

第 5 章では、爆縮コアプラズマの密度計測用の X 線バックライト光源の開発について述べる。プラズマの初期密度を駆動レーザーに対する臨界密度より低い低密度ターゲットを使用すると、ターゲットを一様加熱でき、固体平板と比べ一桁以上高い X 線の変換効率を得られることを定量的に議論した。高効率 X 線源の開発では、低密度ターゲットの開発だけでなく、加熱の物理機構を解明することが重要である。本研究では、爆縮コアプラズマの密度計測に最適なチタンの K 殻 X 線 (4.5–6.0 keV) に着目し、チタンドープエアロジェル (密度 3.2 mg/cc, チタン含有量が 3% 原子数) をシリンダーに詰めたターゲットを用いて加熱波の観測実験を行った。実験を二次元放射流体シミュレーションと比較し、シリンダー壁面からのプラズマ膨張がシリンダー中心軸上で衝突しプラズマ温度を上昇させるという知見を得た。これを用いて、シリンダー内面に向かってレーザー照射することにより 3 倍の X 線変換効率の上昇に成功した。さらに、更なる変換効率の向上を目指し、チタンの含有量を上げた二酸化チタンナノファイバーコットン (密度 27 mg/cc) を用いた X 線発生実験も行い、従来の X 線発生方式と比較して一桁以上高い X 線変換効率を達成した。これらのターゲットを用いたレーザー駆動 X 線源は、高効率で空間的一様性が高い光源であることが確認できたので、爆縮コアプラズマの密度計測用のバックライト光源として利用できることを実験的に示した。

第 6 章は、結論であり、本研究で得られた成果を総括する。

付録では、第 3 章と第 4 章で用いた単色 X 線カメラの光軸調整法について述べる。

# 目次

内容便概	i
第 1 章 緒論	1
1.1 エネルギー問題と核融合の必要性	1
1.2 核融合反応とプラズマの閉じ込め	1
1.3 レーザー核融合の原理と方式	2
1.4 レーザー核融合研究の現状	3
1.5 レーザー核融合プラズマ診断の現状と課題	5
1.6 本研究の目的と論文構成	6
第 2 章 X 線分光学的手法を用いたレーザー生成プラズマ診断の基礎	7
2.1 爆縮コアプラズマ診断における X 線分光学的手法の必要性	7
2.2 プラズマ中からの X 線輻射過程	7
2.2.1 プラズマ中から放射される X 線の発生原理	7
2.2.2 自由-自由遷移輻射過程	7
2.2.3 自由-束縛遷移輻射過程	8
2.2.4 束縛-束縛遷移輻射過程	9
2.3 プラズマモデリング	10
2.3.1 レート方程式	11
2.3.2 局所熱平衡	12
2.3.3 コロナ平衡	12
2.3.4 FLYCHK コード	13
2.4 ライン X 線を用いた爆縮コアプラズマの診断法	14
2.4.1 電子温度診断法	14
2.4.2 電子密度診断法	15
2.5 ライン X 線計測の爆縮コアプラズマ診断に対する汎用性	16
2.6 まとめ	18
第 3 章 時間・空間・エネルギー同時高分解 X 線分光・画像診断技術の開発	19
3.1 時間・空間・エネルギー同時高分解 X 線計測の必要性	19

3.2	分光ブラッグ結晶を用いた X 線分光・画像計測	19
3.2.1	ブラッグ結晶を用いた X 線分光計測の原理	19
3.2.2	平板結晶 X 線分光器の原理	20
3.2.3	湾曲結晶 X 線分光器の原理	20
3.3	X 線ストリークカメラを用いた超高速二次元 X 線画像計測	23
3.3.1	X 線ストリークカメラの原理	23
3.3.2	画像サンプリング技術	25
3.3.3	2次元サンプリングイメージストリークカメラの原理	26
3.4	単色 X 線サンプリングストリークカメラの開発	29
3.4.1	単色 X 線サンプリングストリークカメラの特徴・原理	29
3.4.2	単色光学系の設定と性能評価	29
3.4.3	X 線ストリークカメラの空間分解能評価実験	30
3.4.4	サンプリングマスクの設計	33
3.4.5	単色 X 線サンプリングストリークカメラの時間分解能評価	33
3.4.6	単色 X 線サンプリングストリークカメラの空間分解能評価	34
3.4.7	単色 X 線サンプリングストリークカメラのエネルギー分解能評価	35
3.5	単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理実証実験	35
3.5.1	実験条件	35
3.5.2	実験結果	37
3.6	まとめ	40
第 4 章	単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた爆縮コアプラズマ電子温度診断法の開発	41
4.1	単色 X 線サンプリングストリークカメラの爆縮コアプラズマの電子温度計測への適応	41
4.2	爆縮コアプラズマの電子温度診断用トレーサーの決定	41
4.3	塩素ドーブプラスチックシェルターゲットを用いた爆縮実験	42
4.3.1	実験条件	42
4.3.2	実験結果および考察	44
4.4	塩素化合ガス封入シェルターゲットの開発	46
4.4.1	塩素化合ガスの選択	46
4.4.2	ガス封入管つきターゲットの開発	46
4.4.3	ガス封入量の決定	47
4.4.4	プラスチックシェルへのガス封入法	48
4.5	塩素化合ガス封入シェルターゲットを用いた爆縮実験	48
4.5.1	実験条件	48
4.5.2	単色 X 線画像の結果	50
4.5.3	塩素 K 殻 X 線スペクトルの時間変化	52
4.5.4	二次元電子温度分布の導出	54
4.5.5	一次元流体シミュレーション結果と実験結果の比較	55

4.6	単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた高速点火核融合プラズマ診断への応用	59
4.6.1	トレーサーの決定	59
4.6.2	高速点火原理実証用の単色 X 線サンプリングストリークカメラの設計	59
4.7	まとめ	61
第 5 章	高密度プラズマ診断のためのレーザー駆動高効率・高エネルギー X 線源の開発	63
5.1	レーザー駆動高効率・高エネルギー X 線源の必要性	63
5.2	レーザーを用いた X 線発生原理	64
5.2.1	プラズマ中でのレーザー光の吸収と伝搬	64
5.2.2	レーザー駆動プラズマ X 線源の特徴	65
5.3	爆縮コアプラズマの密度計測に必要なパラメータの評価	65
5.3.1	X 線バックライト光源の大きさと一様性	65
5.3.2	X 線エネルギーの検討	66
5.3.3	レーザーから X 線への変換効率	66
5.4	高効率なレーザープラズマ X 線源	67
5.5	エアロジェルターゲットを用いた高効率 X 線源の開発と低密度プラズマ中の加熱波の観測	69
5.5.1	実験条件	69
5.5.2	エアロジェルプラズマから放射される X 線スペクトル計測	71
5.5.3	二次元シミュレーションコードを用いたターゲット加熱の解析	73
5.5.4	二次元シミュレーションコードを用いた電子温度時間履歴の解析	76
5.5.5	エアロジェルターゲットを用いた高効率化実験	80
5.6	ナノファイバーコットンターゲットを用いた高効率 X 線源の開発	81
5.6.1	ナノファイバーコットンターゲット使用の目的	81
5.6.2	二酸化チタンナノファイバーコットンの概要と利点	82
5.6.3	二酸化チタンナノファイバーコットンを用いた X 線発生実験	82
5.6.4	ナノファイバーコットンターゲットから放射される X 線スペクトル計測	84
5.6.5	ナノファイバーコットンターゲット中での加熱波伝搬計測	85
5.6.6	平板と二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットの X 線変換効率の比較	85
5.7	低密度ターゲットと固体平板ターゲットとの X 線変換効率の比較	86
5.8	まとめ	88
第 6 章	結論	89
付録 A	湾曲ブラッグ結晶の光軸調整法	92
A.1	スケルトンの調整	92
A.1.1	スケルトンとは	92
A.1.2	スケルトンのアーム同士のなす角度の算出	93
A.1.3	フランジの回転角の導出	93
A.1.4	アラインメント治具を用いたスケルトンの調整	94



A.2	湾曲ブラッグ結晶の光軸調整 . . . . .	95
A.2.1	ブラッグ角の固定 . . . . .	95
A.2.2	結晶中心と光源間距離の固定 . . . . .	96
A.2.3	スケルトンを用いた光軸調整 . . . . .	97
A.2.4	チャンバーでの光軸調整 . . . . .	97
A.3	湾曲結晶の可視光と X 線の結像点の違い . . . . .	98
A.3.1	実験条件 . . . . .	98
A.3.2	塩素 $\text{He}_\beta$ 用と塩素 $\text{Ly}_\beta$ 用結晶の結果 . . . . .	99
A.3.3	アルゴン $\text{He}_\beta$ 用とアルゴン $\text{Ly}_\beta$ 用結晶の結果 . . . . .	99
A.3.4	各結晶の結晶表面と格子面のずれのまとめ . . . . .	99
	参考文献 . . . . .	101
	謝辞 . . . . .	109
	研究業績 . . . . .	111

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 エネルギー問題と核融合の必要性

現在、地球上で最も多く使われているエネルギー資源は、石油・石炭・天然ガス等の化石燃料である。エネルギー源として利用するために、これらを燃焼させると地球温暖化の原因となる二酸化炭素を放出し、異常気象や海水面の上昇などの影響が予測されている。また、化石燃料には枯渇と言う最大の問題もあり、今後、途上国の発展により更なるエネルギー需要を考えると新たなエネルギー源の開発が必要である。

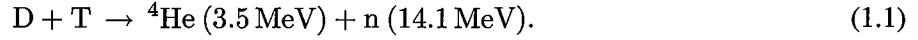
最近になって、風力、水力、太陽光エネルギー等が着目されるようになった。これらのエネルギーは、二酸化炭素をはじめとした環境汚染の原因物質をほとんど出さず、継続的に利用可能であることから再生可能エネルギーと呼ばれている。また、地熱、波力、海洋温度差、バイオマスなどのさまざまな再生可能エネルギーの利用に向けた研究開発が進められているものの、コスト、立地条件、エネルギーの安定供給などの問題で、未だ一般に用いられるほどには普及が進んでいない。

莫大なエネルギーを安定に取り出せ、かつ、二酸化炭素を放出しないエネルギー源の一つとして、ウランやプルトニウム等の重い物質の原子核分裂反応を利用した原子力エネルギーがある。しかし、核分裂反応で発生した放射性廃棄物の処分、事故が発生した場合に被害が非常に大きいといった問題がある。原子力エネルギーのもう一つの選択肢として、水素の様な軽い物質を融合しエネルギーを取り出す核融合が候補としてあげられる。核融合の利点としては、燃料となる重水素は海水から無尽蔵に取得できること、核分裂反応に比べて放射性廃棄物の処理負担が少ないことが挙げられる。また、核融合エネルギーは、発電時に二酸化炭素を放出しないなど、比較的クリーンなエネルギー源となりうる。しかし、未だ発電可能に制御された核融合反応の実現には至っておらず、更なる研究・開発が必要である。よって、本研究では核融合発電の実用化に向けた課題を克服するために必要な新しいプラズマ診断技術の開発を行った。

### 1.2 核融合反応とプラズマの閉じ込め

質量の小さな原子核同士が十分近づくと原子核間に働く引力（核力）が静電的な反発力（クーロン力）に打ち勝って融合し、新しい原子核が生まれることを核融合反応と呼ぶ。重水素 (D) や三重水素 (T) の様な元素の場合、核融合反応によってヘリウム（アルファ粒子）と中性子 (n) に分裂する際に、全質量がわ

ずかに減少しエネルギーに変換され放出される。式 (1.1) にその DT 反応を示す。



このような核融合反応を起こしエネルギー源として利用するためには、燃料を高温・高密度状態に一定時間閉じ込めておく必要がある。その方法としてプラズマを利用する必要がある。プラズマとは、荷電粒子と中性粒子によって構成され、集団的な振る舞いをする準中性気体のことである [1]。核融合反応の頻度を上昇させるためには、プラズマを長時間閉じ込めて反応させる方法（磁場閉じ込め方式）と、プラズマを短時間閉じ込める方法（慣性閉じ込め方式）がある。いずれも場合においても、プラズマ密度  $n$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] と閉じ込め時間  $\tau$  [s] についてある条件が課せられる。これがローソン条件とよばれ式 (1.2) で表すことができる。

$$n\tau > 10^{14} \text{ [s/cm}^3\text{]}. \quad (1.2)$$

この条件は、核融合反応の結果、全体してエネルギー利得が得られるための条件を表している。磁場閉じ込め方式では、低密度 ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) のプラズマをゆっくり (1 s) と核融合反応させる。一方、慣性閉じ込め方式では、極めて高密度 ( $10^{26} \text{ cm}^{-3}$ ) なプラズマを非常に短時間 ( $10^{-12} \text{ s}$ ) で核融合反応させる。慣性閉じ込め方式のドライバーとしては、重イオンビームや電子ビーム等が考えられているが、本論文では、ドライバーにレーザーを用いたレーザー核融合について取り扱う。

### 1.3 レーザー核融合の原理と方式

レーザー核融合では、アブレーターと呼ばれるプラスチック球状のカプセルに重水素 (D) と三重水素 (T) を封入したものを極低温に冷却する。カプセル内壁には固体もしくは液体の層が形成され、中心部分を DT 燃料のガスで充填させる。レーザー光をこの燃料ターゲットに照射すると、表面のアブレーター層は熱せられて外側へ膨張し、その反作用で発生する 1 億気圧の高圧力で、燃料ターゲットを中心に向かって急激に圧縮する。この過程を「爆縮」と呼ぶ。燃料が中心で衝突する最大爆縮時では、冷却固化された燃料は、その固体密度の 1000 倍以上に圧縮され「主燃料部」となり、中心部では断熱圧縮により加熱され「高温点火部」を形成する。高温点火部では、式 (1.1) に示す様な核融合反応が開始され、高エネルギーのアルファ粒子や中性子が発生する。次に、そのアルファ粒子は点火部に捕捉され、核融合点火が起こる。ひとたび点火が起こると、その周りを取り囲む主燃料部はアルファ粒子や電子の熱輸送で加熱され核融合反応を展開する。これが「核融合燃焼」と呼ばれる状態となる。条件を整えると、投入したレーザーエネルギーの 100 倍以上のエネルギーが発生する。点火条件として、温度  $T > 5 \text{ keV}$ 、面密度  $\rho R > 0.3 \text{ g/cm}^2$  であれば自己点火に至ることが知られている。

核融合カプセルを含めた燃料を爆縮する方式は、図 1.1(a) に示す様にレーザー光をターゲットに照射する「直接照射方式」[2] と、図 1.1(b) に示す様にレーザー光をまず原子番号の高い物質で構成されるキャビティの内側に照射し、そこから発生する準黒体放射 X 線を燃料カプセルに照射する「間接照射方式」[3,4] の 2 つがある。直接照射方式では、レーザー光のコヒーレンスに起因したレーザー照射強度の非一様性が発生する懸念があり、間接照射方式では、駆動 X 線がインコヒーレント光であるため本質的に照射一様性が良いが、結合効率が劣り大きな核融合利得を得るにはレーザーエネルギーが大きくなるという欠点がある。また、ターゲットの駆動に関する物理として、直接照射ではエネルギー輸送における主

要媒体がレーザーと発生した高温の電子，間接照射では軟 X 線および加熱された低温の電子ということで，エネルギー輸送機構が大きく異なる。

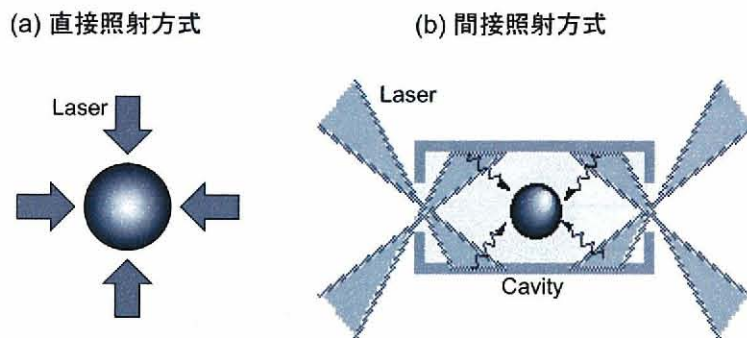


図 1.1 燃料ターゲットを爆縮する方式の概念図. (a) 直接照射方式. (b) 間接照射方式.

爆縮した高密度プラズマを点火する方式には，図 1.2 に示す様に中心点火方式と高速点火方式がある。まず，中心点火方式が最初に提案された [2]。この方式では，燃料ターゲット爆縮初期のアブレーション面と，爆縮最終段階の高温点火部とその周辺の低温高密度プラズマの界面の流体力学不安定性をいかに抑制するかが最大の課題である。この界面では，爆縮途上のターゲット表面からアブレートするプラズマの反作用でプラズマを支えている構造となり，流体力学的に非常に不安定（レイリー・テイラー不安定性）な状態である [5]。この時，ターゲット加速時と減速時に時間とともに界面の擾乱が成長し爆縮過程が破断し，高密度爆縮を妨げる原因となる。このため，レイリー・テイラー不安定性の成長率を抑制し，かつ，外部からの擾乱を最小にする必要がある。すなわち，燃料球構造や表面の高い一様性を確保するとともに，高い一様性のレーザー照射が要求される。さらには，流体力学不安定性に起因する乱流混合のため，高温点火部の半径を厚くする必要があり大きなレーザーエネルギーが要求される。このような困難を克服するために高速点火方式が提案された [6, 7]。この方式では，レーザー爆縮で生成される高密度プラズマを外部から別の超高強度レーザーで瞬間的に加熱して高温点火部を作り，核融合の点火・燃焼を起こす。高速点火方式では，爆縮を制御して高温点火部を形成する必要がないため，爆縮の一様性，球対称性を確保するための条件が緩和される。また，高温点火部を形成するのに要するエネルギーを大幅に抑制できるので燃料圧縮に要するレーザーエネルギーも少なくすむ。この方式では，超高強度レーザーを用いて如何にして超高密度の爆縮コアプラズマを瞬間的に加熱し，高利得・高効率に核融合点火・燃焼を起こすか，すなわち，高温点火部へのエネルギー輸送媒体の発生とエネルギー付与の物理解明が重要な研究課題となる。

## 1.4 レーザー核融合研究の現状

燃料の高温爆縮では，DT 燃料プラズマを爆縮時の多段衝撃波の集中により核融合点火に十分な温度（5 keV 以上）までに加熱できることが既に実証されている。1995 年に Large High Aspect Ratio Target(LHART) と呼ばれる直径 1 mm，球厚 1  $\mu\text{m}$  程度という比較的大きなアスペクト比（＝初期燃料ペレット変形／シェル厚さ）のガラスマイクロバルーンにガス状態の DT 燃料を封入したターゲットを用い



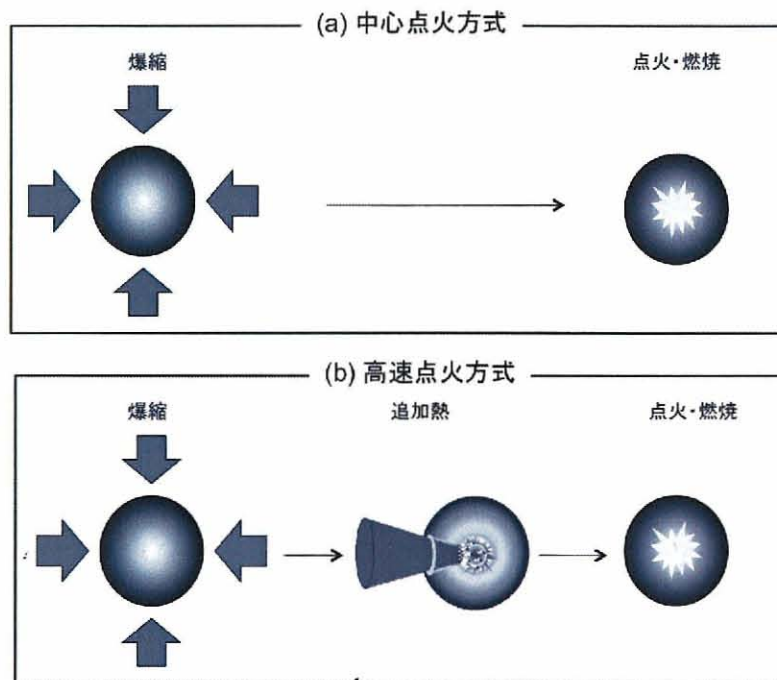


図 1.2 核融合点火方式の概念図. (a) 中心点火方式. (b) 高速点火方式.

た爆縮実験で中性子発生数  $10^{14}$  個/ショット (核融合利得 = 1.0%) が得られている [8]. また, 燃料の高密度爆縮では, 1988 年に重水素化プラスチック (CD) ターゲットを用いて固体密度の 600 倍の圧縮が実現された [9]. この密度は点火に必要とされる密度 (固体密度の 100~1000 倍程度) の領域に達しており, 実際にレーザーを用いた高密度爆縮が可能であることが実験的に初めて実証されたことになる. しかし, これらの実験で達成された温度・密度は, 慣性核融合の点火・燃焼に必要な条件を個々に達成しただけであり, 高密度な主燃料部と高温点火部の同時形成という本来の目的を達成していない. 実際, 高密度爆縮実験では燃料密度が一次元球対称シミュレーションと一致し, 理論予測どおりの高密度爆縮が達成された. しかし, 高温点火部に相当する爆縮中心部分の温度はシミュレーションの予測よりも 1~3 桁程度低く, 高密度圧縮の達成は出来たものの高温点火部の生成に成功していない. この原因として, 爆縮の様性が不十分であったと考えられ, 定量的な解析が試みられた結果, 爆縮コア生成時までのレイリー・テイラー不安定性成長の振幅が爆縮時のシェルの厚さと同程度か, 又は, それ以上となり中心点火部の形成に至らなかったと推察されている.

高速点火方式では, 1985 年に提案されたチャープパルス増幅法 (Chirped Pulse Amplification : CPA) [10] により超短パルスでペタワットオーダーの高いピークパワーをもったレーザー技術の進展に伴い, 精力的に研究がなされている. 追加熱の方式としてレーザー・プラズマ相互作用の非線形性を利用して自己収束モード的伝搬 [11, 12] を行わせる方式が提案された. また, CD プラスチックシェルに金製のコーン取り付けた図 1.3 の様なコーン・ガイディング法 [13] と照射パワー 1 PW (1 kJ/1 ps) の追加熱レーザーを用いて爆縮コアプラズマを 1 keV まで追加熱させることに成功している [14]. 金コーン付きターゲットで前述の CD シェルのような高密度爆縮ができ, かつ, 10 keV まで追加熱できれば, 核融合点火・燃焼が確実

に達成できると考えられている。よって、このような金コーン付きターゲットでは、大きな非対称性の爆縮で高密度圧縮を達成することや、爆縮コアプラズマを効率良く加熱することが今後の研究課題となっている。

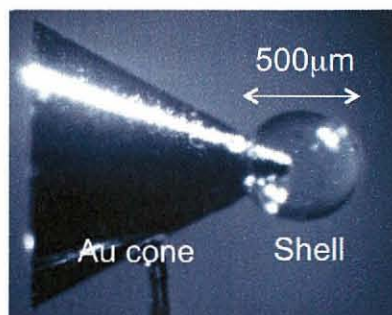


図 1.3 高速点火核融合実験用コーン付きシェルターゲット [14].

## 1.5 レーザー核融合プラズマ診断の現状と課題

高速点火核融合を実現するためには、追加熱レーザーの開発 [15], 高品質ターゲット [16], 新規ターゲットデザイン [17,18] だけでなく、爆縮過程におけるプラズマの動的過程および追加熱前後の爆縮コアプラズマの温度・密度が、所望の値を実現しているかを確認する必要がある。10<sup>8</sup> cm/s に近い爆縮速度で、数十 μm 程度まで圧縮されるターゲットの動的過程や数十ピコ秒の加熱過程を明らかにするには、三次元的な形状変化を観測できる高空間分解 (10 μm 以下), 高時間分解 (10 ps 以下), および時間的に連続な画像計測法が必要となる。また、爆縮コアプラズマの高密度領域から空間・時間情報を取得する必要があるため、その様な密度領域を透過する X 線や粒子を用いた計測器の開発が必要である。粒子計測では、エネルギー拡がりによる飛行時間分布やプラズマ内部の電磁偏向が高時間・高空間分解計測の障害となる。しかし、核融合反応の頻度を明確に示す中性子計測は不可欠であるため、これらの粒子計測器に加え、X 線を用いた時間・空間分解計測を行い、多次元的な解釈ができるような計測の開発が求められる。

これまでのレーザー核融合研究において、様々な X 線分光・画像計測器が開発されてきた。X 線画像計測では、ピンホールを用いたマルチイメージ X 線ストリークカメラ [19,20], サンプリングイメージ X 線ストリークカメラ [21,22] 等の開発に成功し、高速点火プラズマにおける爆縮コアプラズマの構造、爆縮コアから金コーン先端への衝撃波やジェットが発生など、コアの動的過程が解明されつつある。X 線分光・画像計測では、爆縮用シェルターゲット中にアルゴンなどのトレーサー物質を入れ、2 次元湾曲結晶と X 線フレーミングカメラを用いた単色 X 線フレーミングカメラ [23], ピンホールアレーと平板結晶と X 線フレーミングカメラを用いた計測器 [24,25] などが開発されてきた。X 線分光法はトレーサーの X 線ライン発光の強度比やライン幅を用いてプラズマ温度・密度を計測する上で極めて有効な手法である。そこで、これら観測された分光データを分光コードと分光計測ポストプロセッサを用いた解析も行われ、爆縮コアプラズマの電子温度・密度プロファイルならびに動的過程が解明されている [26–28]。

これらの計測器を本研究で対象となる高速点火プラズマに適応した場合、エネルギー分解能・時間分解

能が不足することや、X線フレーミングカメラの時間インターバル（フレーム間の未取得な時間領域）があり重要部分の画像データを取りこぼす可能性があるため、高速点火プラズマの温度・密度・動的過程を診断できる計測法として適さない。よって、高速点火核融合プラズマを診断するために時間・空間・エネルギーが同時に高分解計測でき、かつ時間的に連続な二次元X線画像が取得できる計測器の開発が必要である。この様な計測器は、高密度爆縮の実現と追加熱レーザーの最適化に大きく貢献できると予想される。また、爆縮シミュレーションや分光解析コードに有効なベンチマークデータを供給し、高速点火核融合実現への指針を示すことが可能となる。

## 1.6 本研究の目的と論文構成

高速点火核融合を実現するためには、爆縮コアプラズマの温度・密度を計測し原子コードと爆縮シミュレーションの予測から、その動的過程を定量的に把握することが重要である。本研究の目的は、高速点火核融合プラズマを診断できる新しい分光・画像法、および、計測ツールの開発を行い、高速点火核融合プラズマへの適応性を示すことである。

本論文は、本章を含めて全6章で構成される。

第2章では、X線分光学的手法を用いたレーザー生成プラズマ診断の基礎について述べる。また、爆縮コアプラズマの電子温度・密度を計測するために必要な共鳴X線について述べ、それを用いたプラズマ診断法について述べる。

第3章では、X線分光・画像計測器について述べ、単色X線サンプリングストリークカメラの原理、空間・時間・エネルギー分解能の評価、原理実証実験の結果について述べる。

第4章では、単色X線サンプリングストリークカメラを爆縮コアプラズマの電子温度計測実験に導入した。塩素化合物ガス封入ターゲットを用いて、時間的に連続な電子温度分布を導出した。その結果と流体シミュレーションを比較し、爆縮コアプラズマの動的過程の解明を行った。更に、高速点火実証実験にむけた最適なトレーサーの決定、単色X線サンプリングストリークカメラの設計を行った。

第5章では、爆縮コアプラズマの密度計測のための高効率・高エネルギーX線源の開発について述べる。高効率で空間的一様性が高いX線源を開発するために低密度ターゲットを選択した。まず、低密度エアロジェルターゲットの加熱物理を二次元流体シミュレーションを用いて検討し、従来より高効率なX線源の開発を行った。次に、ナノファイバーコットターゲットを用いたX線源の開発も行い、爆縮コアプラズマの密度計測のためのX線源の開発を行った。

第6章は、結論であり本研究で得られた成果をまとめ、本論文の総括を行う。

付録では、単色X線カメラの光軸調整に用いたスケルトンの調整技術と、湾曲結晶の可視光とX線の結像点の相違点を計測できる技術について述べる。

## 第 2 章

# X 線分光学的手法を用いたレーザー生成 プラズマ診断の基礎

### 2.1 爆縮コアプラズマ診断における X 線分光学的手法の必要性

本研究で観測対象とする爆縮コアプラズマは、電子温度が 500 eV から 1000 eV、電子密度が  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  から  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$  の高温・高密度で、短寿命 (約 100 ps)・微小空間 (約 100  $\mu\text{m}$ ) である。このようなプラズマの電子温度、電子密度計測を行うには、時間・空間情報を取得できる X 線分光学的手法が有用である [29,30]。プラズマから放射される X 線スペクトルのうち、ライン放射 X 線 (以下、ライン X 線と略す) はプラズマの電子温度、電子密度の情報を含んでいる。例えば、ライン X 線の発光強度は、そのライン X 線を放射するイオンのポピュレーションに依存し、このポピュレーションは電子温度・電子密度の関数である。また、ライン X 線のスペクトル形状はプラズマ密度や衛星線との重なり度合いにより決まる。特に、爆縮コアプラズマの温度に近い領域の光子エネルギーを持つ X 線は重要である。また、電子温度・密度の情報を正確に知るためには、プラズマのモデリングとライン X 線に関する放射物理の理解が必要である。

### 2.2 プラズマ中からの X 線輻射過程

#### 2.2.1 プラズマ中から放射される X 線の発生原理

X 線はプラズマを構成しているイオンや、これに捕捉される電子の軌道間遷移、および、プラズマ中を運動する電子から放射される。プラズマからの X 線輻射過程は、自由-自由遷移輻射過程、自由-束縛輻射過程、束縛-束縛輻射過程と三つに分類される。

#### 2.2.2 自由-自由遷移輻射過程

プラズマ中を自由に運動している電子がイオンや原子のクーロン場によって加速 (減速) を受けると、その加速 (減速) 方向に対して垂直な方向に加速度に応じたエネルギーを電磁波として放射する。これを制動放射と呼ぶ。制動を受ける前の電子のエネルギーと受けた後の電子のエネルギーに固有のエネルギー



は存在せず連続的で自由な値を取りうるので、放射される光は連続的なエネルギー分布を示す。制動放射は、速度の速い自由電子から速度の遅い自由電子に遷移する過程であるから自由-自由遷移輻射と呼ばれ、その自由を意味する英語“free”の頭文字をとり ff 遷移輻射とも書かれることがある。

電子の熱速度分布が、式 (2.1) のマックスウェル速度分布関数であると仮定する。

$$f(v)dv = 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right) v^2 dv. \quad (2.1)$$

ここで、 $m_e$  は電子の静止質量、 $k$  はボルツマン定数、 $T_e$  は電子温度、 $v$  は電子の速度とする。速度  $v'$  と  $v' + dv'$  との間に分布する電子が単位体積、単位時間に  $\nu'$  と  $\nu' + d\nu'$  との周波数区間に放射する光のエネルギーは、以下の式 (2.2) の様に表すことができる。

$$N_i N_e f(v') dv' v' dq_\nu(v'). \quad (2.2)$$

ここで、 $N_i$  はイオン密度、 $N_e$  は電子密度であり、 $dq_\nu(v')$  は一对の電子・イオン間での衝突による実効放射エネルギーで、その正確な値はランダウ・リフシッツが与えており、結果は、

$$dq_\nu = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c^3 v^2} dv, \quad (2.3)$$

である [31]。ここで、 $Z$  は平均電離度、 $e$  は素電荷、 $m_e$  は電子の静止質量、 $c$  は光速である。式 (2.1) と式 (2.3) の結果をもとに式 (2.2) を  $v_{\min} = \sqrt{2h\nu/m_e}$  ( $h$ : プランク定数) から  $v_\infty$  まで積分することで、以下の式 (2.4) のように自由-自由 (ff) 遷移輻射のスペクトル放射係数  $J_{\nu,ff} d\nu$  を求めることができる [32]。

$$J_{\nu,ff} d\nu = \frac{32\pi}{3} \left( \frac{2\pi}{3kT_e m_e} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{m_e c^3} N_i N_e \exp \left( -\frac{h\nu}{kT_e} \right) d\nu. \quad (2.4)$$

### 2.2.3 自由-束縛遷移輻射過程

自由レベルにある電子が電子軌道に捕獲された際、その自由-束縛遷移により余剰エネルギーが光として放射される。束縛前は自由なエネルギーを取り得たが、捕獲後は特定のエネルギーレベル（一つの原子には多数のエネルギーレベルが存在する）を有しているので、ある放射エネルギーを境として高エネルギー側に鋸状のスペクトル形状を示す。この過程は自由電子が束縛電子となる過程であり、束縛の意味を表す英語“bound”の頭文字をとって fb 遷移とも書かれる。

自由-束縛輻射によるスペクトル放射係数を水素様のイオン（原子核と電子を各一個ずつで構成している原子）で仮定して求める。エネルギー  $E$  の自由電子が主量子数  $n$  の準位に束縛される断面積  $\sigma_{cn}$  は、式 (2.5) で与えられる [32]。

$$\sigma_{cn} = \frac{128\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{m_e c^3 h^4 v^2 \nu} \frac{1}{n^3}. \quad (2.5)$$

$m_e$  は電子の静止質量、 $c$  は光速、 $Z$  は電離度、 $e$  は素電荷、 $h$  はプランク定数、 $v$  は電子の速度、 $\nu$  は周波数を表す。この遷移により輻射される X 線エネルギー ( $h\nu$ ) は、捕獲される前に自由電子が持っていた運動エネルギーと束縛準位のポテンシャルの差であることから、 $I_H$  を水素原子のポテンシャル ( $= 13.6 \text{ eV}$ ) とおけば、式 (2.6) で与えられる。

$$h\nu = \frac{m_e v^2}{2} + \frac{I_H Z^2}{n^2}. \quad (2.6)$$

自由-自由遷移過程と同様に、イオン密度を  $N_i$ 、電子密度を  $N_e$ 、さらに電子の分布関数  $f(v)$  をマックスウェル分布関数とすれば、電子速度  $v'$  と  $v' + dv'$ 、周波数  $\nu'$  と  $\nu' + d\nu'$ 、単位体積、単位時間に放射する自由-束縛 (fb) 遷移過程の光エネルギーは式 (2.7) で与えられる。

$$J_{fb} d\nu = N_i N_e v f(v) dv \sigma_{cn}. \quad (2.7)$$

式 (2.6) を  $v$  について微分した  $h dv = m_e v dv$  と式 (2.6) を用いると、式 (2.8) に示す自由-束縛 (fb) 遷移のスペクトル係数  $J_{\nu,fb} d\nu$  を求めることができる [32].

$$J_{\nu,fb} d\nu = \frac{128\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{m_e^2 c^3 h^3 v^2 \nu} \frac{1}{n^3} N_i N_e \cdot 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{h\nu - \frac{I_H Z^2}{n^2}}{k T_e} \right) d\nu. \quad (2.8)$$

### 2.2.4 束縛-束縛遷移輻射過程

一つの原子内の上準位軌道から下準位軌道へ遷移する際にも電磁波は放射される。この時、各エネルギーの準位は原子の種類により一意に決まり、特定の線スペクトル（ラインスペクトル）を形成する。通常、原子にはその原子価数に応じて多数のエネルギーレベルが存在するので、束縛-束縛遷移は数多くの線スペクトル群から構成される。束縛-束縛 (bb) 遷移の場合、上準位  $j$  から下準位  $i$  間の遷移に関するスペクトル係数  $J_{\nu,bb}$  は式 (2.9) で表される [33].

$$J_{\nu,bb} = n_j A_{ji} h \nu_{ji} \phi(\nu). \quad (2.9)$$

ここで、 $n_j$  は状態  $j$  のポピュレーション密度、 $A_{ji}$  は自然放射係数、 $\nu_{ji}$  は遷移周波数、 $h$  はプランク定数、 $\phi(\nu)$  はライン形状関数である。ライン形状は第 2.4.2 小節で後述するようなスペクトル拡がりによって決定される。プラズマ中では大抵、二つ以上のライン拡がり共存する。共に中心周波数  $\nu_0$  を持つ 2 種類のライン分布関数をそれぞれ  $\phi_1(\nu)$ 、 $\phi_2(\nu)$  とすると、合成ライン分布関数  $\phi(\nu)$  は、式 (2.10) の畳み込み積分で与えられる。

$$\phi(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_1(\nu'_0) \phi_2(\nu - \nu'_0) d\nu'_0. \quad (2.10)$$

図 2.1 に、厚さ 200  $\mu\text{m}$  の  $\text{C}_3\text{H}_2\text{Cl}$  平板にエネルギー 250 J、パルス幅 100 ps のレーザーを照射した時に生成されるプラズマから放射される塩素の K 殻 X 線スペクトルを示す。主に観測された X 線は束縛-束縛遷移過程であり、共鳴線の  $\text{He}_\alpha$  線 ( $1s^2 - 1s2p$ )、 $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ )、 $\text{He}_\gamma$  線 ( $1s^2 - 1s4p$ )、 $\text{Ly}_\alpha$  線 ( $1s - 2p$ ) とリチウム様衛星線 ( $1s^2 2l - 1s2p2l$ ,  $1s^2 2l - 1s2l3p$ )、ヘリウム様衛星線 ( $1s2l - 2p2l$ ) である。次に、この爆縮コアプラズマ診断を診断するうえで重要な (1) 共鳴線と (2) 衛星線 (サテライト線) について述べる。

#### (1) 共鳴線

高温・高密度プラズマ中では、イオンが電磁波を吸収してある励起状態に達すると、そのイオンの軌道に存在する電子は電磁波を放出しながら、その励起状態より低い準位や基底準位に遷移する。この時に放出される光を蛍光という。蛍光を励起することのできる最も長い波長のライン X 線は、そのイオンの共鳴線とよばれる。ヘリウム様イオンにおいて、L 殻から K 殻への電子遷移に対するライン X 線を  $\text{He}_\alpha$  線

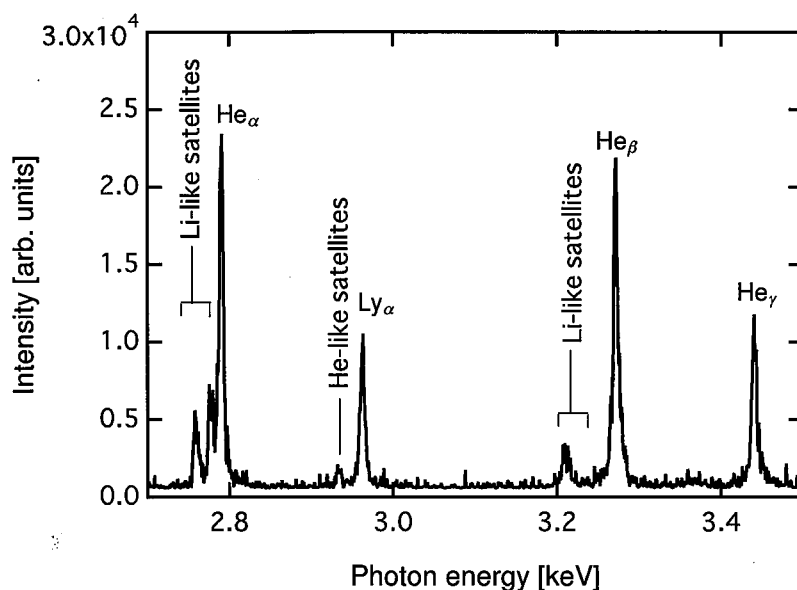


図 2.1 塩素の K 殻 X 線スペクトルの一例.

( $1s^2 - 1s2p$ ), M 殻から K 殻への電子遷移に対するライン X 線を  $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ ) とよび, 以下, N 殻, O 殻, ... から K 殻へ遷移するライン X 線を  $\text{He}_\gamma$  線 ( $1s^2 - 1s4p$ ),  $\text{He}_\delta$  線 ( $1s^2 - 1s5p$ ), ... とよぶ. また, 水素様イオンにおいて, L 殻から K 殻への電子遷移に対するライン X 線を  $\text{Ly}_\alpha$  線 ( $1s - 2p$ ), M 殻から K 殻への電子遷移に対するライン X 線を  $\text{Ly}_\beta$  線 ( $1s - 3p$ ) とよび, 以下, N 殻, O 殻, ... から K 殻へ遷移するライン X 線を  $\text{Ly}_\gamma$  線 ( $1s - 4p$ ),  $\text{Ly}_\delta$  線 ( $1s - 5p$ ), ... とよぶ..

## (2) 衛星線

共鳴線の近傍には, X 線分光器でエネルギー分解計測が不可能な衛星線が多数集中している. これら衛星線とは, 遷移に寄与しないスペクテーター電子を高励起準位にもつ二電子励起イオンからの X 線発光である. スペクテーター電子は量子力学的には原子核近辺に有限の存在確率をもつため, 発光電子に作用する原子核の有効電荷を励起レベルに応じて遮蔽する. その結果, 発光電子に及ぼされる核電荷のポテンシャルエネルギーが低減し遷移による発光エネルギーが小さくなる. こうして共鳴線の低エネルギー側に発光が観測される.

## 2.3 プラズマモデリング

プラズマ中には原子, 電子, イオン, 光子等の粒子が存在し, それぞれが相互作用 (原子過程) することにより, イオンの電離度や各レベルの分布状態, すなわちポピュレーションが決定される. プラズマ中での原子過程は大きく分けて電離 (ionization), 再結合 (recombination), 励起 (excitation), 脱励起 (deexcitation) の 4 つの過程がある. 原子は, 中性の状態では, その原子番号に相当する数の電子を軌道に束縛している. この原子に外部から電子, 光子などの衝突が加わると, 電子を束縛準位から連続準位に弾き飛ばす. これが電離過程である. また, 加えられる衝突が弱い場合は束縛電子は電離するのに必要なエ

エネルギーを十分に受けないために、エネルギーの高い準位へと遷移されるだけである。これを励起過程という。また、自由空間を運動する電子も他の電子やイオンとの衝突によってエネルギーを失えば近くのイオンに捕獲される。これが再結合である。さらに、高いエネルギー準位  $j$  にある束縛電子も衝突でエネルギーを失ったり、ある寿命で下準位  $i$  へ落ちる。これが脱励起過程である。これらの原子過程のうち、再結合過程と脱励起過程には、電磁波を放出してエネルギーを失う過程がある。高温プラズマ中では、この時に放射される電磁波は X 線の波長領域にあり、その X 線スペクトルは高温プラズマのパラメーターを計測する上で重要な情報源となる。図 2.2 は先に述べた 4 つの原子過程について、その個々の過程を模式的に示した図である。この節では、プラズマ中でのイオンの電離度やポピュレーションを考える場合に必要プラズマモデリングについて述べる。

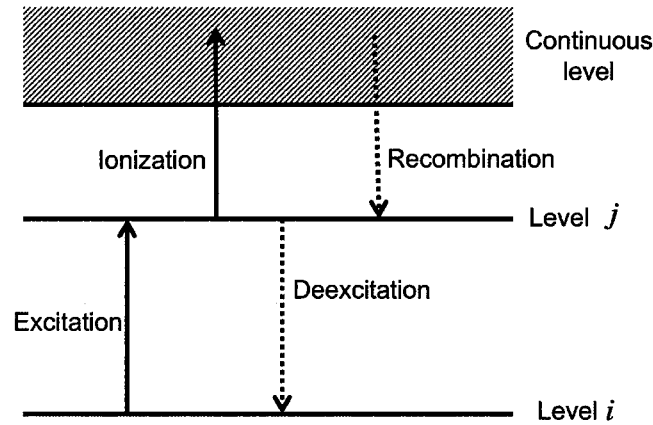


図 2.2 プラズマ中の原子過程一例の模式図。実線の矢印は束縛電子がエネルギーを得てエネルギーの低い束縛準位  $j$  から高い束縛準位  $j$  に励起、あるいは、高い束縛準位  $j$  から連続準位へ電離する過程の例を示し、点線の矢印は束縛電子がエネルギーを失って低いエネルギー準位  $j$  へ脱励起、あるいは、自由電子がエネルギーを失って捕獲され再結合する過程の例を示している。

### 2.3.1 レート方程式

図 2.2 にあるような原子過程を記述するには、以下に示す式 (2.11) のレート方程式を解いて各イオンのポピュレーション  $N(z, i)$  ( $z$ : 価数,  $i$ : 準位,  $i = 1$ : 基底状態,  $i > 1$ : 励起状態) を求める。

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt}N(z, i) = & \sum_j I(z-1, j \rightarrow z, i)n(z-1, j) - \sum_j I(z, i \rightarrow z+1, j)n(z, i) \\
 & + \sum_j R(z+1, j \rightarrow z, j)n(z+1, j) - \sum_j R(z, i \rightarrow z, j)n(z, j) \\
 & + \sum_{j < i} E(z, j \rightarrow z, i)n(z, j) - \sum_{j > i} E(z, i \rightarrow z, j)n(z, i) \\
 & + \sum_{j > i} D_E(z, j \rightarrow z, i)n(z, j) - \sum_{j < i} D_E(z, i \rightarrow z, j)n(z, i).
 \end{aligned} \tag{2.11}$$



ここで,  $I(z, i \rightarrow z+1, j)$  は  $z$  価から  $z+1$  価への電離速度係数 [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ] を,  $R(z+1, j \rightarrow z, j)$  は  $z+1$  価から  $z$  価への再結合速度係数 [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ] を,  $E(z, j \rightarrow z, i)$  は準位  $j$  から準位  $i$  へ遷移する時の励起速度係数 [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ] を,  $D_E(z, j \rightarrow z, i)n(z, j)$  は準位  $j$  から準位  $i$  へ遷移する時の脱励起速度係数 [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ] を表す. また,  $n(z, i)$  は  $z$  価のイオン密度 [ $\text{cm}^{-3}$ ] を表す. この式は衝突輻射 (Collisional Radiative : CR) モデルと呼ばれる時間発展レート方程式であり, プラズマパラメーター (電子温度, 電子密度) において適応可能なモデルである. 爆縮プラズマでは, 式 (2.11) の左辺を 0 としたような衝突 (電離, 励起) と輻射 (再結合, 脱励起) が平衡状態である解がよく用いられる. このようなモデルは衝突輻射平衡 (Collisional Radiative equilibrium : CRE) モデルと呼ばれ, プラズマの原子過程を記述する上で有効なモデルである [34].

### 2.3.2 局所熱平衡

プラズマが高密度の状態にある場合, 放射された電磁波は完全にプラズマに再吸収される. そのため, 放射過程に比べ衝突過程が支配的となり局所的に熱平衡が成り立つ. この時, ポピュレーションはボルツマン分布となりイオンの電離状態とあわせ, 式 (2.12) の様なサハ・ボルツマン (Saha-Boltzmann) の式で表される. このようなプラズマモデリングには局所的熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium : LTE) が用いられる [29,30].

$$N_e \frac{N_z(1)}{N_{z-1}(i)} = 2 \frac{g_z(1)}{g_{z-1}(i)} \left( \frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right) \exp \left( \frac{I_{z-1}(i)}{k T_e} \right). \quad (2.12)$$

ここで,  $N_e$  は電子密度 [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $z$  はイオン価数,  $i$  は束縛電子のエネルギー準位 ( $i=1$  は基底準位を表す),  $N_z(i)$  はポピュレーション,  $g_z(i)$  は統計重率,  $m$  は電子の静止質量 [g],  $kT_e$  はプラズマ温度 [eV],  $h$  はプランク定数 [J·s],  $I_{z-1}$  は電離エネルギー [eV] を表す.

### 2.3.3 コロナ平衡

非常に低密度なプラズマでは, プラズマから放射された X 線輻射は再吸収されず, 光電離および光励起過程は起こらない. また, 電子衝突による電離や励起過程と比較して放射過程が支配的になるため, 励起イオンは更なる電子衝突によって励起される前に基底状態に脱励起する. すなわち, ポピュレーションのほとんどは基底状態のイオンによって占められるようになる. このようなプラズマモデリングにはコロナ平衡 (Corona Equilibrium : CE) が用いられる [29,30]. この場合,  $z$  価イオンと  $z+1$  価イオンのポピュレーション比は放射性再結合と衝突電離の釣り合いによって決まり, 式 (2.13) で表される.

$$\frac{N_z(1)}{N_{z-1}(1)} = \frac{R_{\text{rad}}(z+1 \rightarrow z, 1)}{I_{\text{col}}(z \rightarrow z+1, 1)}. \quad (2.13)$$

ここで,  $R_{\text{rad}}(z+1 \rightarrow z, 1)$  は  $z+1$  価から  $z$  価への放射性再結合の速度係数,  $I_{\text{col}}(z \rightarrow z+1, 1)$  は  $z$  価から  $z+1$  への衝突電離係数を表す.

通常のレーザー生成プラズマでは, 上記の LTE プラズマとコロナプラズマの中間の状態となるため, 光による電離や励起も考慮した non-LTE プラズマの扱いが必要である.

### 2.3.4 FLYCHK コード

本研究では、プラズマ診断する上で重要な共鳴線と衛星線に着目し、それらの X 線スペクトル解析を行うために FLYCHK コード [35] を用いた。本小節では、本研究で用いた FLYCHK コードの原子モデルについて簡単に述べる。

FLYCHK コードは、Hyun-Kyung Chung らによって開発されたプラズマの電離度・ポピュレーション（イオン化状態）分布を計算できる衝突輻射計算コードである。FLYCHK の前例として、Richard W. Lee らが開発した RATION コード [36] や FLY [33] コードがあるが、それらの計算コードではヘリウムから鉄までしか計算できなかった。FLYCHK は、それらの計算コードをヘリウムから金まで計算できる様に拡張した計算コードである。FLYCHK 計算では、原子番号とプラズマの温度と密度を入力すれば、非局所熱平衡 (Non-LTE) もしくは局所熱平衡 (LTE) のどちらかを指定することで、入力した原子番号のイオン化状態を出力できる。このデータを用いて、あるプラズマの温度・密度における特定の遷移スペクトルの詳細を計算するプログラム FLYSPEC を用いてスペクトルを描写することができる。これらの計算は全てインターネットウェブ上で実施される。

計算に含まれるエネルギー準位は、主にリチウム様イオン、ヘリウム様イオン、水素様イオン、完全電離したイオンであり、このイオンに対して詳細な計算を行っている。ヘリウム様イオンからの X 線放射に対するエネルギー準位、主量子数  $n = 2$  の状態では、Scofield, Clark, Vainshtein, および, Safronova らのデータを用いている。 $n = 3$  から  $n = 7$  までは、Scofield のデータを使っており、 $n = 8$  以上は以下の簡単な水素様の公式が用いられている。

$$E(n, Z) = I(Z) \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \quad (2.14)$$

ここで、 $Z$  は元素の原子番号、 $I(Z)$  は Scofield のテーブルから引用されているヘリウム様イオンのイオン化ポテンシャルである。また、水素様イオンのエネルギー準位は、ヘリウム様イオンの  $n = 8$  以上と同様の Scofield のテーブルを用いて、式 (2.14) の公式より求めている。

イオンポピュレーションを求めるために、FLYCHK では式 (2.11) に示す様に衝突輻射のレート方程式を解いている。組み込まれている原子過程は、順過程（下準位から上準位への過程）では、誘導吸収、衝突励起、光電離、衝突電離、自動電離、高エネルギー電子衝突等が含まれており、逆過程（上準位から下準位への過程）では、輻射、誘導放射、衝突脱励起、放射性再結合、三体再結合、電子捕獲等が含まれている。特に、輻射過程におけるアインシュタインの A 係数について述べると、状態  $j$  から  $i$  への自然放射係数  $A_{ji}$  は、以下の式 (2.15) に様に表記できる。

$$A_{ji} = \frac{6.67 \times 10^{15}}{\lambda_{ij}^2} \frac{g_i}{g_j} f_{ij}. \quad (2.15)$$

ここで、 $\lambda_{ij}$  は遷移波長、 $g_i$  と  $g_j$  は状態の統計重率、 $f_{ij}$  は遷移の振動子強度である。ヘリウム様イオンの場合、Drake が求めた振動子強度を用いており、水素様イオンの場合、Wiese らのテーブルを用いている。以上に述べた様な原子データの詳細については、文献 [33, 35, 36] に記載されている。

## 2.4 ライン X 線を用いた爆縮コアプラズマの診断法

### 2.4.1 電子温度診断法

プラズマの電子温度を計測する手法として、再結合線などの連続線の傾きや X 線トムソン散乱計測 [37] がある。しかし、本研究で観測対象とする爆縮コアプラズマは短寿命・微小空間であり、空間・時間分解計測を行った上で精度よく温度導出するには上記の方法を適応しにくい。そこで、トレーサーと呼ばれる物質を微量に含有させ、そのトレーサーから放射される共鳴 X 線を計測し、電子温度を導出する手法を適応させる。

プラズマの電子温度が高くなるにつれて、電子衝突によるイオン化が進み価数が高いイオンの占有密度が増加していく。図 2.3 に、FLYCHK コードを用いて計算を行った塩素イオンの価数別占有割合の電子温度依存性を示す。そのトレーサー物質がヘリウム様、水素様のイオンが支配的となった時、水素様イオンから  $Ly_{\beta}$  線 ( $1s - 3p$ )、ヘリウム様イオンから  $He_{\beta}$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ ) 等の共鳴 X 線が放射される。この共鳴線の強度比はプラズマのイオン価数の情報を含んでおり、電子温度の関数となる。よって、このライン X 線の強度比から電子温度を導出することができる。

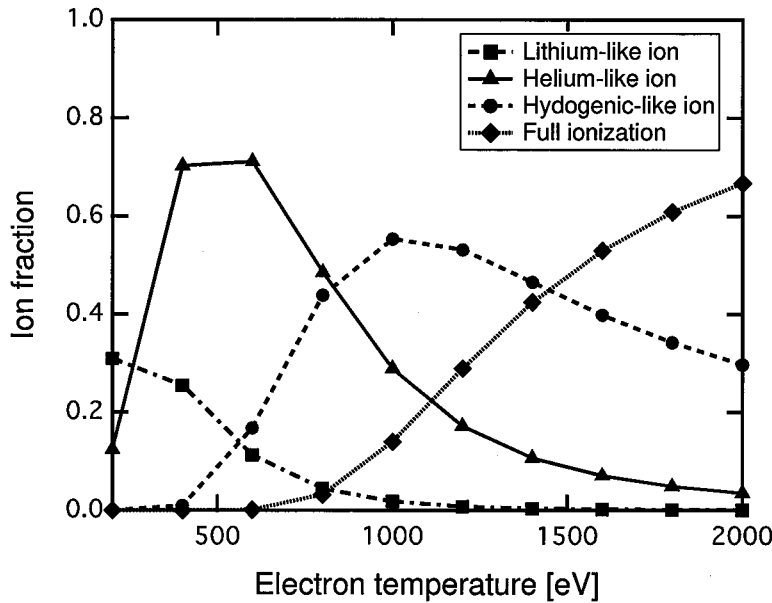


図 2.3 塩素イオンの価数別の占有割合の電子温度依存性。

次に、イオン価数の異なる占有密度の比を衝突輻射平衡モデルの中で用いた自然放出係数  $A$  を用いてライン X 線発光強度比に変換する。上準位  $j$  から下準位  $j$  への遷移によるライン X 線発光強度  $I_{ji}$  は式 (2.16) で表される。

$$I_{ji} = N_j \cdot E_{ji} \cdot A_{ji} \cdot \Lambda_{ji}. \quad (2.16)$$

ここで、 $N_j$  は上準位の  $j$  の占有密度、 $E_{ji}$  は遷移エネルギー、 $A_{ji}$  は自然放射係数である。 $\Lambda_{ji}$  はエスケープ因子とよばれる物理量でポピュレーション密度に対する光学的厚み  $\tau$  の影響を表す無次元量であ

り, 式 (2.17) で表される [33].

$$\begin{aligned}\Lambda_{ji} &= \frac{1}{\tau \sqrt{\pi \ln(\tau)}} & \tau \geq 2.5, \\ \Lambda_{ji} &= \exp\left(-\frac{\tau}{1.73}\right) & \tau \leq 2.5.\end{aligned}\quad (2.17)$$

光学的厚みが小さくなればエスケープ因子が 1 に近づき, プラズマ中での自己吸収の影響が小さくなることを意味している. 式 (2.16) から異なる 2 本のライン強度比は, 各ラインの上準位ポピュレーションに比例し電子温度・密度依存性をもつ. よって, 電子温度の導出には, 1 つのライン X 線の絶対強度を用いずに 2 本のライン X 線相対強度強度比を求めるで電子温度計測が可能となる.

### 2.4.2 電子密度診断法

高密度プラズマ診断には, X 線バックライト法から爆縮コアプラズマの透過像を取得し, その X 線透過率から密度を見積もる方法がある. ここでは, プラズマから放射された X 線のライン形状を用いた電子温度診断法について述べる. 高密度プラズマから放射されるライン X 線の拡がり, 以下の (1) 自然拡がり, (2) オパシティ拡がり, (3) ドップラー拡がり, (4) シュタルク拡がりが考えられる.

#### (1) 自然幅拡がり

原子, 分子, およびイオンからのライン放射をはじめとする電磁輻射は, 古典的には電子を調和振動子と見なすことにより説明される [32]. この時, 調和振動子は輻射に伴う減衰振動を行うため, 放射される電磁波は減衰定数  $\gamma$  により決定される有限の拡がりを持つ. 観測されるスペクトル形状はローレンツ型となり, この拡がりを自然幅拡がりと呼ぶ. 量子力学的に考えた場合には, エネルギーと時間の不確定性原理 ( $\Delta t \cdot \Delta E \sim \hbar$ ) により放射される光の振動数が, その減衰時間程度の揺らぎを持つことに対応する. したがって, 自然幅拡がりはプラズマの電子温度, 電子密度には依存せず, 減衰定数  $\gamma$  のみによって決まり, その半値全幅 (Full Width at Half-Maximum: FWHM)  $\nu_{\text{natural}}$  は式 (2.18) で表される [32]. また, 減衰定数を式 (2.19) で表す.

$$\nu_{\text{natural}} = \frac{\gamma}{4\pi} = \frac{2\pi e^2 \nu_0^2}{3mc^2}. \quad (2.18)$$

$$\gamma = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_0^2}{3mc^2}. \quad (2.19)$$

ここで,  $e$  は素電荷,  $\nu_0$  はライン中心の振動数,  $m$  は電子の静止質量,  $c$  は光速を表す.

#### (2) オパシティ拡がり

プラズマが光学的に厚い場合, プラズマ中で放射される X 線はプラズマの自己吸収を受ける. プラズマ中の光学的厚みを示す指数としてオパシティ (opacity) があり, プラズマの自己吸収効果が大きい場合, オパシティの大きなプラズマである, 又は, オパシティ効果が大きいといった表現が用いられる. 再吸収効果のため発光スペクトルの中心近傍はオパシティが相対的に大きいので, スペクトル形状のピーク近傍は抑圧されスペクトル幅は実効的に広がったように観測される.

## (3) ドップラー拡がり

プラズマ中のイオンは有限の速度を持って運動しているため、放射されるラインX線スペクトルはドップラー効果によりエネルギー的な拡がりをもつ。イオンの速度分布はイオン温度に依存し、マックスウェル・ボルツマン分布を仮定すると、観測されるスペクトル形状はガウス型になる。この拡がりをドップラー拡がりと呼び、その半値幅  $\nu_{\text{doppler}}$  は式 (2.20) で表される。

$$\begin{aligned}\nu_{\text{doppler}} &= 2\sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{2kT_i}{Mc^2}} \nu_0 \\ &= 6.205 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{kT_i}{M}} \nu_0 \quad [1/\text{s}].\end{aligned}\quad (2.20)$$

ここで、 $c$  は光速 [m/s]、 $kT_i$  はプラズマのイオン温度 [eV]、 $M$  はイオンの質量 [kg]、 $\nu_0$  はライン中心の振動数 [1/s] である。

## (4) シュタルク拡がり

高密度プラズマ中のイオンからの輻射を考えると、その周辺の粒子による微視的な電場の影響を無視できない。言い換えれば、プラズマの密度が高くなり平均原子間距離が電子の軌道半径と同程度まで近づくとき、束縛電子は原子核だけでなく周辺の電子やイオンによる影響を受け励起準位に摂動が生じる。これをシュタルク効果とよぶ。外場の方向の大きさが一様であればラインシフトが起こるが、プラズマ中では外場の方向の大きさには拡がりがあるため、観測されるラインX線はエネルギー的に拡がりを生じる。この拡がりはシュタルク拡がりと呼ばれ、プラズマの電子密度に強く依存している。そのため、高密度プラズマの電子密度診断に利用される。シュタルク拡がりに関する理論としては、動きの遅いイオンの影響を主に考慮した準静的近似 (quasi-static approximation) と、動きの早い電子衝突を考慮した衝突近似 (impact approximation) が考えられている。

## 2.5 ラインX線計測の爆縮コアプラズマ診断に対する汎用性

図 2.4 に、電子密度をパラメータにして FLYCHK コードを用いて計算した塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線 (X線エネルギー: 3.51 keV) と  $\text{He}_\beta$  線 (X線エネルギー: 3.27 keV) のライン強度比の電子温度依存性を示す。電子温度が高くなるとイオン化進み、電離度の高いイオンから放射される  $\text{Ly}_\beta$  線の寄与が大きくなる。この強度比は、電子温度に強く依存し電子密度依存性は弱いことが分かる。

図 2.5 に、電子温度をパラメータにして FLYCHK コードを用いて計算した塩素の  $\text{He}_\beta$  線の半値全幅 (FWHM) の電子密度依存性を示す。FLYCHK では、スペクトル拡がりとしてドップラー拡がりやシュタルク拡がりを計算している。その時、イオンに対しては準静的近似、電子衝突に対しては衝突近似を用いている。例えば、塩素の  $\text{He}_\beta$  線を例にとり、式 (2.18) と式 (2.20) を用いてスペクトル拡がりを計算すると、自然幅拡がり (FWHM) は 0.0046 eV、イオン温度 700 eV に対してシュタルク拡がりは 0.76 eV であることから、シュタルク拡がりが支配的である。よって、図 2.5 に示すように電子温度依存性は小さく、電子密度依存性は大きい。

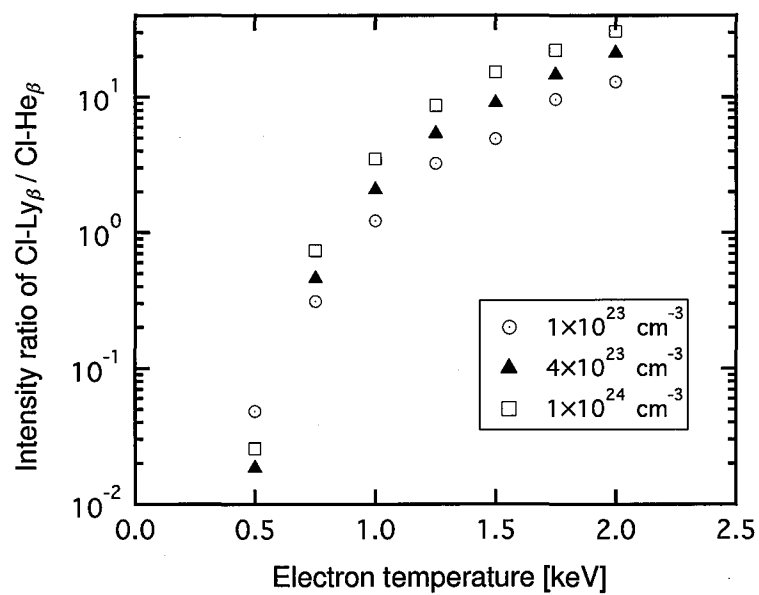


図 2.4 FLYCHK を用いて計算した塩素  $\text{Ly}_\beta$  線と塩素  $\text{He}_\beta$  線のライン強度比の電子温度・電子密度依存性.

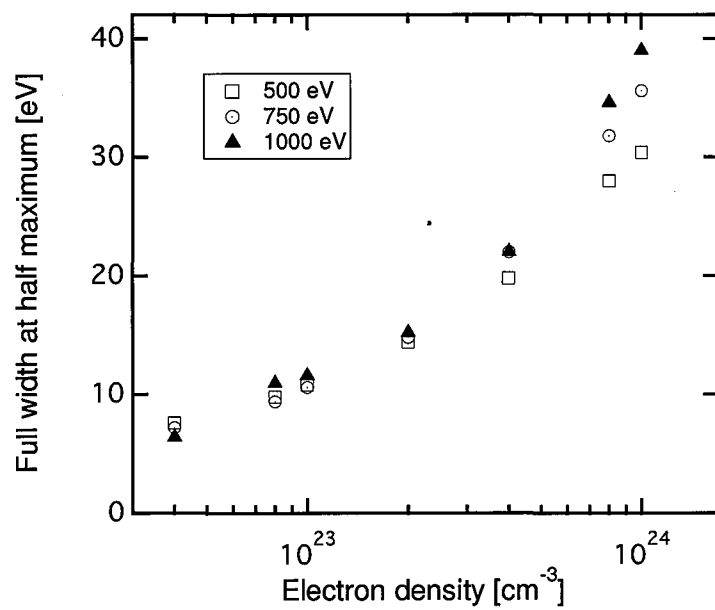


図 2.5 FLYCHK を用いて計算した塩素の  $\text{He}_\beta$  線のライン幅の電子密度・電子温度依存性.



## 2.6 まとめ

本章では、X線分光学的手法を用いたレーザー生成プラズマ診断の基礎について述べた。爆縮コアプラズマの電子温度・電子密度診断について述べ、本研究における診断法を決定し、その汎用性についてまとめた。

- 爆縮コアプラズマの電子温度・密度計測を行うには、そのプラズマの時間・空間情報をリアルタイムで取得できるX線分光学的手法が有効な手法である。
- プラズマから放射されるX線には、自由-自由、自由-束縛、束縛-束縛輻射過程がある。プラズマの電子温度・密度診断にとって重要な束縛-束縛遷移には、共鳴線や衛星線等のラインX線がある。また、塩素を例にとり共鳴線や衛星線が観測されている塩素K殻X線スペクトルを示した。
- プラズマ中では電子、イオン、光子等の粒子が存在し、電離、再結合、励起、脱励起の4つの原子過程がある。それぞれの原子過程がプラズマ中で大きく影響するため、プラズマ中でのイオン電離度やポピュレーションを考える場合に必要で、レート方程式、局所熱平衡、コロナ平衡について説明し、本研究で用いたFLYCHKコードについて簡単に述べた。
- プラズマの電子温度を診断するためには、イオン化数の占有割合の情報を含んだラインの相対強度比（例えば、 $\text{Ly}_\beta$ 線と $\text{He}_\beta$ 線）を用いる。
- 高密度プラズマから放射されるラインX線の広がりには、自然幅広がり、オパシティ広がり、ドップラー広がり、シュタルク広がりがある。レーザー生成プラズマの様な高密度プラズマではシュタルク広がり支配的であるため、プラズマの電子密度をシュタルク広がりによって導出できる。

## 第 3 章

# 時間・空間・エネルギー同時高分解 X 線 分光・画像診断技術の開発

### 3.1 時間・空間・エネルギー同時高分解 X 線計測の必要性

本研究で観測対象となる高速点火核融合プラズマは、微小空間 (100  $\mu\text{m}$ ) かつ短寿命 (100–200 ps) であるため、高時間分解 (10–20 ps)・高空間分解 (10–20  $\mu\text{m}$ ) 計測が必須となる。また、第 2 章で述べた様にプラズマから放射されるライン X 線は電子温度・電子密度診断に関する直接情報を有しているため、分光 (エネルギー分解) する必要がある。つまり、時間・空間・エネルギーを同時に高分解計測できる X 線分光・画像計測器の開発が必要である。さらに、高速点火核融合プラズマでは、加熱タイミング・加熱領域の拡がり等を明確にとらえるため、時間的に連続な二次元画像取得も必要である。よって、これらの条件を満たすため、湾曲ブラッグ結晶と超高速二次元サンプリング画像法を組み合わせた単色 X 線サンプリングストリークカメラを開発した [38]。本章では、まず分光器・サンプリング画像法の原理について述べ、次に開発に成功した単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理、その原理実証実験の結果について述べる。

### 3.2 分光ブラッグ結晶を用いた X 線分光・画像計測

#### 3.2.1 ブラッグ結晶を用いた X 線分光計測の原理

分光結晶を用いた X 線分光器は、全て結晶のブラッグ反射を応用したものである。平行等間隔に並ぶ結晶の格子面に  $\theta_B$  の角度で入射する波長  $\lambda$  [Å] (光子エネルギー  $E$  [keV]) の X 線は各格子面が規則的に並ぶ原子によって散乱され、式 (3.1) の干渉条件を満たす波長成分によって選択的に反射される。図 3.1 にブラッグ反射の原理図を示す。

$$2d \sin \theta_B = n\lambda \approx n \frac{12.4}{E}. \quad (3.1)$$

ここで、 $d$  は結晶の格子面間隔、 $n$  はブラッグ反射の次数である。

主な X 線分光器の分光結晶には、結晶性に優れたシリコン、ゲルマニウム、水晶などの単結晶が用いられている。その理由として、歪みや欠陥などがほとんど無い完全に近い単結晶を比較的安易に安く入手で

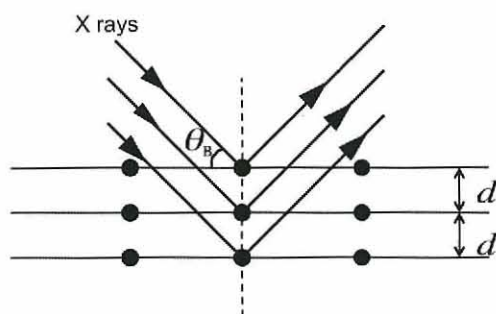


図 3.1 ブラッグ反射の原理. ●は結晶格子の原子,  $d$  は結晶面の間隔,  $\theta_B$  はブラッグ角を示している.

きるためである. また, 分光結晶には平板結晶を用いることが多いが, X 線を集光したい場合には湾曲結晶を用いる. 次に, 平板結晶分光器と湾曲結晶分光器について述べる.

### 3.2.2 平板結晶 X 線分光器の原理

図 3.2 に示す様に, 平板結晶 X 線分光器は主に平板結晶と X 線検出器で構成される. 図 3.2 には示していないが, X 線結晶分光器の前面にはプラズマから飛来するデブリを防ぎ, 同時に可視光成分を除去するためのベリリウム製のフィルターが使用されることが多い. この分光器の利点として, 以下に述べる湾曲結晶を用いた集光型の分光器と比べて, 光学系が簡単で光軸調整などの手間が省け比較的取り扱いやすいことである. しかし, 光源から放射される X 線をただ反射させるだけなので光源と検出器が離れるほど検出される光量が減少すると言った欠点がある.

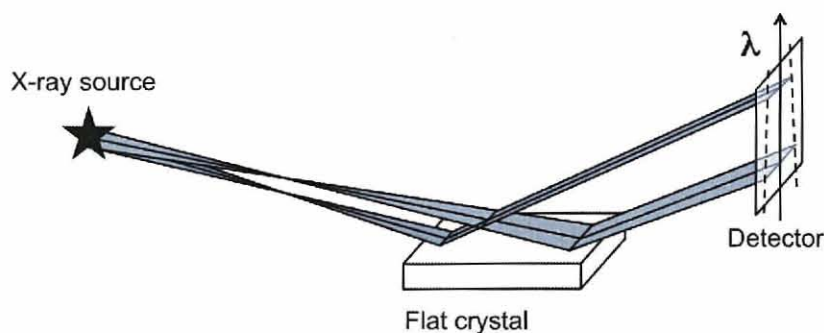


図 3.2 平板結晶 X 線分光器の原理.

### 3.2.3 湾曲結晶 X 線分光器の原理

湾曲結晶は X 線を集光させて光量を得る効果に加え, 得られた X 線を単色化させるという利点がある. 主にプラズマ実験などに使用させる湾曲結晶として, 球湾曲結晶 [39], トロイダル湾曲結晶 [40], 円柱湾曲結晶 [41], および円錐湾曲結晶 [42] がある. ここでは本研究で用いたトロイダル湾曲型の結晶について述べる.

## トロイダル湾曲結晶 X 線分光器

主に、湾曲結晶分光器はスペクトル集光にローランド円型光学配置を用いる。図 3.3 に示す様に、この光学系はブラッグ結晶（一般には回折格子）を半径  $R$  の円に沿わせる。その時、ローランド円上に配置された光源から放射される X 線はブラッグ結晶によりスペクトル分解され、円上に各成分が集光し結像するしくみになっている。

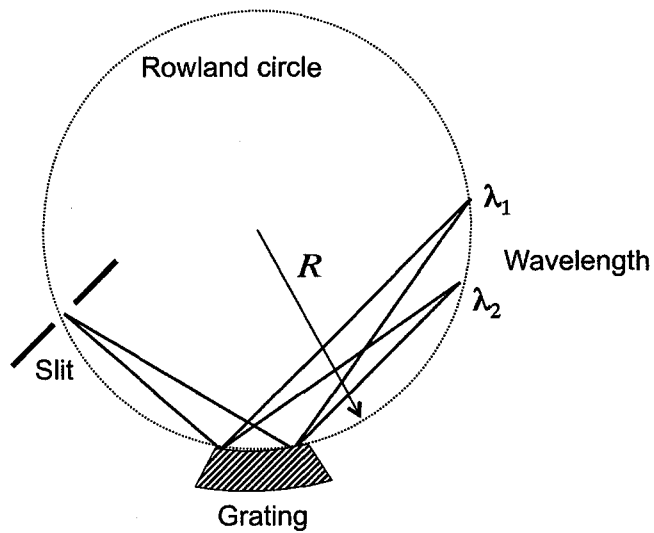


図 3.3 ローランド円型光学配置.

図 3.4 にトロイダル湾曲結晶分光器の構成図を示す。この分光器はヨハン型の光学配置とトロイダル面鏡の結像系を組み合わせた光学系で、高いエネルギー分解能でスペクトルを結像する能力を持つ分光器である。トロイダル面鏡の分散面 (Meridional plane) と、これに対して垂直なサジタル面 (Sagittal plane) における結像条件は、以下の式 (3.2) と式 (3.3) で与えられる [43]。

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R_m \cos(90^\circ - \theta_B)} \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2 \cos(90^\circ - \theta_B)}{R_s} \quad (3.3)$$

ここで、 $R_m$  は分散面における曲率半径、 $R_s$  はサジタル面の曲率半径、 $\theta_B$  はブラッグ角、 $a$  はプラズマ中心から結晶までの距離、 $b$  は結晶から像面までの距離である。分散面においてローランド円上に像面をおけばヨハン型の分光器となるので、式 (3.4) の条件を得る。

$$b = R_m \cos(90^\circ - \theta_B) \quad (3.4)$$

式 (3.4) を式 (3.3) に代入すれば、2 つの曲率半径の関係は式 (3.5) の様に求められる。

$$R_s = \frac{2R_m \sin^2 \theta_B \cdot a}{R_m \sin \theta_B + a} \quad (3.5)$$

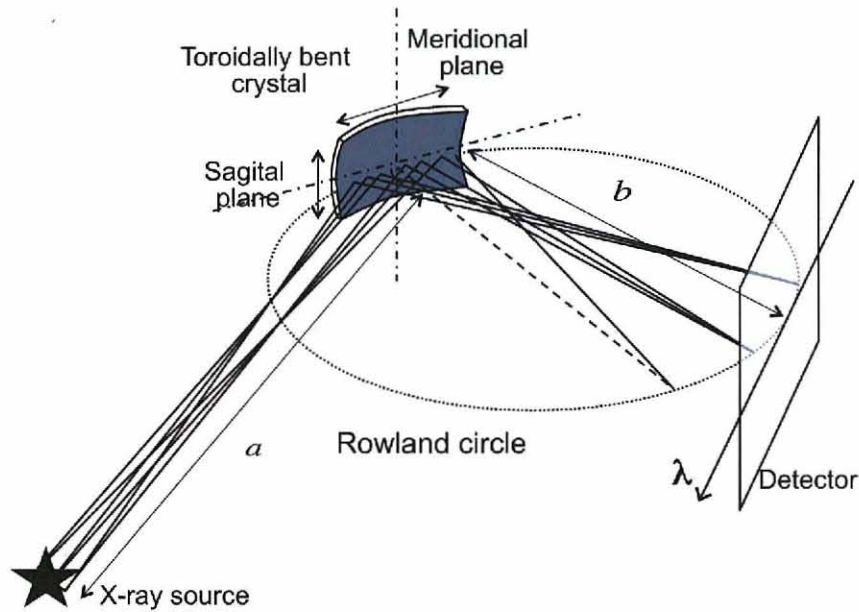


図 3.4 トロイダル湾曲結晶 X 線分光器の原理.

#### トロイダル湾曲結晶を用いた単色 X 線カメラ

トロイダル湾曲結晶を用いた単色 X 線カメラは、図 3.5 に示すように湾曲結晶分光器とよく似た光学配置をとるが、得られるデータは X 線スペクトルではなく光源の X 線画像である。そして、その X 線はある特定の X 線成分だけを抜き出す（単色化する）ことができる。この光学系において、分散面に対する焦点距離を  $f_m$ 、分散面と直交する面（サジタル面）に対する焦点距離を  $f_s$  とし、光源から結晶までの距離を  $a$ 、結晶から結像点まで距離を  $b$  とすると、結像に関するレンズの方程式は以下の式 (3.6) と式 (3.7) で与えられ、結像倍率  $M$  は式 (3.8) で与えられる。

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_m}. \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_s}. \quad (3.7)$$

$$M = \frac{b}{a}. \quad (3.8)$$

ここで、分散面は入射面であり、この面内での結晶の開口幅が画像のスペクトル幅を決定する。一方、この入射面に垂直なサジタル面は、この方向の開口幅は画像の明るさを制御する。トロイダル湾曲結晶分光器と同様に  $f_m$  と  $f_s$  は、それぞれ式 (3.9) と式 (3.10) 式で表される。

$$f_m = \frac{R_m \sin \theta_B}{2}. \quad (3.9)$$

$$f_s = \frac{R_s}{2 \sin \theta_B}. \quad (3.10)$$

ここで、 $R_m$  は分散面の曲率半径、 $R_s$  はサジタル面の曲率半径である。球面湾曲結晶などで空間分解能の劣化の原因となる非点収差を避けるために、トロイダル湾曲結晶では  $f_m = f_s$  を満足するように曲率半径を決定する。二つの曲率半径の関係式は式 (3.11) で与えられる。

$$\frac{R_s}{R_m} = \sin^2 \theta_B. \quad (3.11)$$

ブラッグ角が 90 度に近い場合は、トロイダル面でなく球面でも  $f_m \sim f_s$  となるので、X 線の波長によっては、より簡便な結像の構成が可能となる。ここで、 $M > 1.1$  の時、波長幅 ( $\Delta\lambda$ ) と X 線エネルギー幅 ( $\Delta E$ ) は、以下の式 (3.12) と式 (3.13) により表すことが出来る [44].

$$\Delta\lambda \approx \lambda \left| \frac{M-1}{M+1} \right| \frac{\Delta S_{\text{crystal}}}{R_m \tan \theta_B}. \quad (3.12)$$

$$\Delta E \approx E \left| \frac{M-1}{M+1} \right| \frac{\Delta S_{\text{crystal}}}{R_m \tan \theta_B}. \quad (3.13)$$

ここで、 $\lambda$  は X 線の波長、 $E$  は X 線のエネルギー、 $\Delta S_{\text{crystal}}$  は、分散面での結晶の大きさを表す。

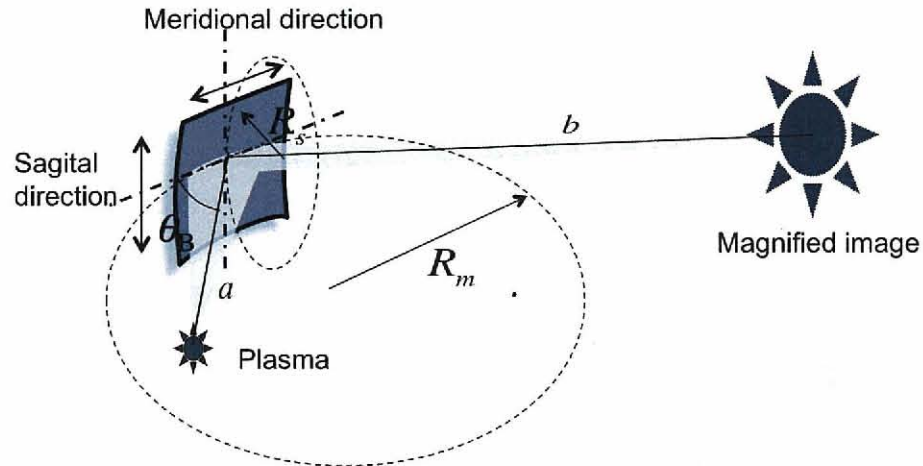


図 3.5 トロイダル湾曲結晶を用いた単色 X 線カメラの原理。

### 3.3 X線ストリークカメラを用いた超高速二次元X線画像計測

#### 3.3.1 X線ストリークカメラの原理

高速の光を計測する最も簡単で直接的な方法は、フォトダイオード等の高速受光素子とオシロスコープを用いることである。この場合、システムの時間分解能は電気信号処理系で決定され、単発現象の測定では 60 ps 程度が限界である。これより短いピコ秒領域の測定では、非線形相関法、光シャッタならびにストリークカメラを利用した方法が用いられる。特に、光学的手法を用いた計測ができない X 線領域では、X 線ストリークカメラが 10 ps 程度の時間分解能を実現する唯一の測定装置である。



ストリークカメラは 1949 年に Courtney-Pratt によって、その概念が提案され試作されている。X 線領域でのストリークカメラは、レーザー核融合研究を目的として、レーザー生成プラズマの観測のために開発が進められた。1974 年に、McConaghy らが透過型光電陰極面を用い時間分解能 50 ps を達成 [45]、1975 年には、Bradley らが反射型光電陰極を用いた装置で時間分解能 22 ps を実現した [46]。その後も更なる改良が進められ、光トリガーを用いた X 線ストリークカメラが開発されてサブピコ秒の時間分解能を持った X 線ストリークカメラも実現している [47–49]。

ストリークカメラはストリーク管と呼ばれる真空管と駆動回路（掃引電源回路）から構成される。図 3.6 に X 線ストリークカメラの原理図を示す。スリット状の開口を持つ光電変換陰極面（フォトカソード面）に被測定 X 線を入射する。光電子は網目状の加速メッシュと光電陰極間に印加された電界により加速される。次に、その光電子は掃引（偏向）電極を通して収束電極（あるいはコイル）により蛍光面に結像され、最終的に可視域の光学像に変換される。掃引電極には被測定 X 線の到達にあわせて一定の立ち上がり時間を持った高電圧が印加され、光電子はスリットに直交する方向に偏向される。この掃引電界は時間に比例して強められ、遅れて走行する光電子ほど強く偏向されるという仕組みになっている。その結果、スリットに沿った軸に空間情報を持ち、それと直交する軸に時間情報を持つ二次元の画像が得られる。蛍光像は通常イメージインテンシファイアを用いて光強度増幅されて記録フィルムあるいは CCD (Charge Coupled Device) カメラなどにより撮影される。掃引電圧波は、アバランシェトランジスタ等を用いた高速スイッチング回路で得たステップ状の高電圧パルスを偏向電極を含めた積分回路で導くことによって作られる。

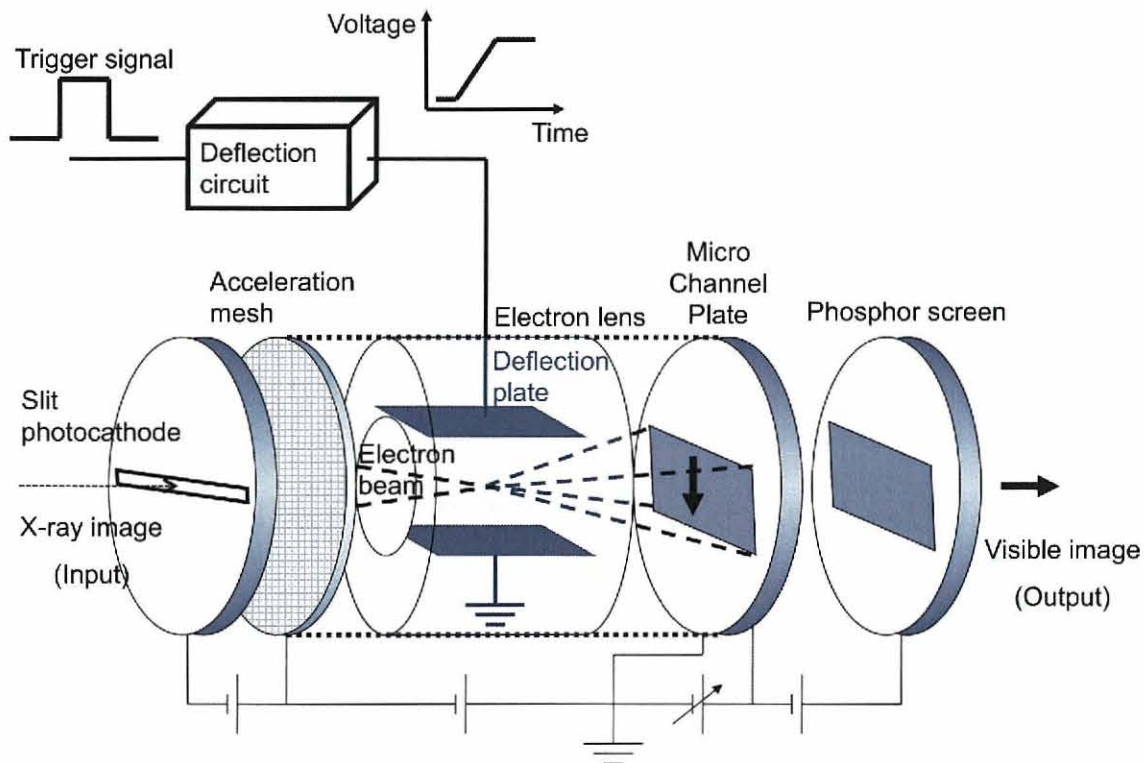


図 3.6 X 線ストリークカメラの原理。

ストリークカメラは電子結像系の違いから、静電フォーカス型と電磁フォーカス型に分類できる。静電フォーカス型は電子をクロスオーバー点と呼ばれる所で集中させるため、空間電荷による電子像の歪みが生じる。一方、電磁フォーカス型の場合にも電荷流中は起こるが、磁場を用いて光電子ビームを一点に集中させない様な設計であるため、フォーカス点での電荷密度は小さく空間電荷拡がりも相対的に小さくなる。よって、電磁フォーカス型は静電フォーカス型と比較して、より高いダイナミックレンジを有し時間分解能を向上させることができる。

### 3.3.2 画像サンプリング技術

サンプリングとは、連続信号から離散的なデータを抽出する方法である。例えば、サンプリングオシロスコープでは時間的に変化する電圧  $V(t)$  を、時刻  $T_i = i\tau$  におけるサンプリングされたシーケンシャルなデータを  $V_i$  の配列とする。ここで  $\tau$  はサンプリング間隔であり、 $i = 0, 1, \dots, k$  である。サンプリング理論によれば、 $\tau$  は元の信号の持つ最小時間スケールあるいは観測系の時間分解能の  $1/2$  以下であればよい。すなわち、サンプリング周波数  $\omega_s$  は信号の最大周波数成分  $\omega_m$  の2倍以上が必要である。

画像サンプリングもデータの空間次元（ここでは2次元画像とする）を除けば基本的に同じ原理である。図3.7にストリークカメラを用いた画像サンプリングを示す。通常の画像は2次元（ $x, y$  方向とも）に連続である。ここにストリークカメラのスリットを置けば、図3.7(a)に示す様に1次元画像の時間分解データが得られる。画像サンプリングには1次元（1D）と2次元（2D）サンプリングの可能性がある。ここで考える画像サンプリングの目的は、ストリークカメラの結合可能な形での2次元画像の規則的分解である。1次元サンプリング法を図3.7(b)に示す。ここでは、例えば、元の2D画像を  $x$  方向に連続な多数の1D画像データとしてサンプリングする。一方、2次元サンプリングの配置例を図3.7(c)に示す。ここでは、元の2D画像は2次元（ $x, y$  方向に）分布した多数のサンプリング点での信号強度を測定することに他ならない。データは2次元に離散となる。ちょうどCCDカメラのピクセルのような配置である。あとは、これらの分解された多数の離散的画像あるいは信号がストリークカメラの画面上で相互に重ならないようにサンプリング間隔を決定し掃引時間を考慮して時間掃引すれば、時間分解された2次元画像を得ることができる。

以上の議論を1次元画像サンプリングを応用したX線画像計測に適用する。空間分解可能な光源の最小の空間分布は、ストリークカメラのフォトカソード上での空間スケールで計測器の空間分解能  $\Delta r \cdot M$  程度の分布であり、それ以下の空間分布は光源の空間分布を反映していない。ここで、 $M$  は結像デバイスの画像倍率、 $\Delta r$  は結像系の空間分解能である。したがって、入力信号となる光源の空間分布の最大空間周波数は空間分解能で決まり、 $1/(\Delta r \cdot M)[1/\mu\text{m}]$  となる。これが入力信号の最大周波数  $\omega_m[1/\mu\text{m}]$  に相当する。また、サンプリング周波数  $\omega_s[1/\mu\text{m}]$  は画像サンプリング間隔  $D_{\text{sam}}[\mu\text{m}]$  で決まり、サンプリング空間周波数  $1/D_{\text{sam}}[1/\mu\text{m}]$  に相当する。これらをサンプリング定理に代入するとサンプリングの定理を満たす条件として、

$$D_{\text{sam}} < \frac{\Delta r}{2} M, \quad (3.14)$$

を得る。式(3.14)から光源の2次元空間情報を効率よく取得するには、既に述べたように計測器の空間分解能の  $1/2$  程度の1次元サンプリングを行えばよいことが分かる。

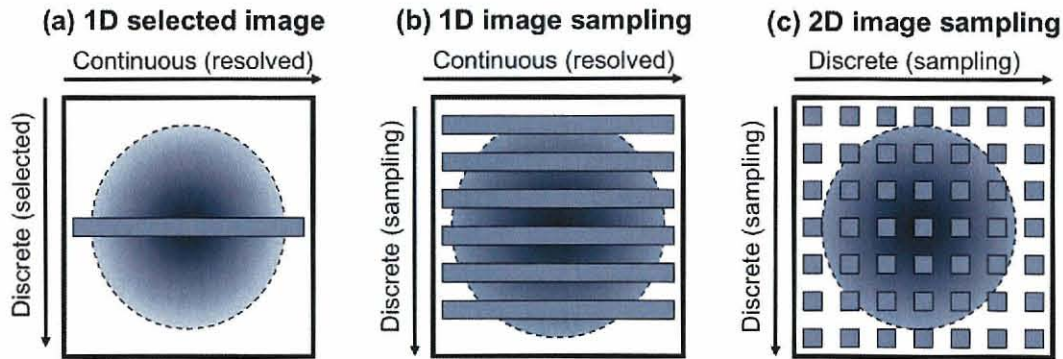


図 3.7 X 線ストリークカメラのフォトカソード上での画像サンプリング。(a) 光源のある場所の 1 次元空間分解計測に限られる。(b)  $y$  方向の 1 次元サンプリング。(c)  $x, y$  方向の 2 次元画像サンプリングによって光源の 2 次元空間情報を得ることが出来る。

### 3.3.3 2 次元サンプリングイメージストリークカメラの原理

2 次元サンプリングイメージ計測法は可視光ストリークカメラを用いて行われており [50]、似た計測手法として 2 次元的に PIN(p-intrinsic-n) 型ダイオードを配列して 2 次元画像サンプリング測定を行うイオンムービーカメラがある [51]。しかし、本研究では X 線計測を行うため、2 次元サンプリングイメージ X 線ストリークカメラ (Sampling Image X-ray Streak camera : SIXS) [21] を用いた。

図 3.8 に示す様に、SIXS は光源の像を X 線結像デバイスによって倍率  $M$  に拡大し、フォトカソードの前に取り付けられたサンプリングマスクによって光源像を全体に渡って 2 次元の画像サンプリングを行う。次に、サンプリングマスクのピンホールを通過した X 線をストリークカメラによって時間分解を行い、ストリークカメラ出力部の燐光体を介して可視光 CCD カメラで検出する。取得される像はサンプリングピンホールが時間的に掃引されたストライプ像群であり、横方向は空間、縦方向は空間と時間情報を有している。

ストライプ像群の再構成の手順を図 3.9 に示す。サイクル数は第 3.4.4 小節で述べる様に  $k = 2$  の場合を示している。サンプリングピンホールの絶対座標を取得し、図 3.9(c) の様に各サンプリング点を掃引した各時間毎 (図中  $t_1, t_2, t_3$  に対応する) の画像を抽出する。実際は図中の横方向の半値全幅および時間分解能 (縦方向の半値全幅) 程度を抽出するのが理想であると考えられるが、この場合は CCD カメラの  $2 \times 2$  ピクセルを抜き出している。次に、その抽出した画像はサンプリングされた像であるから各ピクセルの数値データを平均化する。最後に、その平均化した  $2 \times 2$  ピクセルの数値データを、図 3.9(d) の様に上下の段で横方向にシフト量  $\delta_x$  あたりずらして並べ替えることで同図 (e) の様に各時刻における二次元画像を得ることができる。

次に、取得されたストライプ像群から画像の再構成を行う際に補正すべき項目、(1) 感度分布補正、(2) 画像スムージング処理、(3) ストリーク管の電子結像における画像歪み補正、(4) 時間および空間原点の設定について述べる。



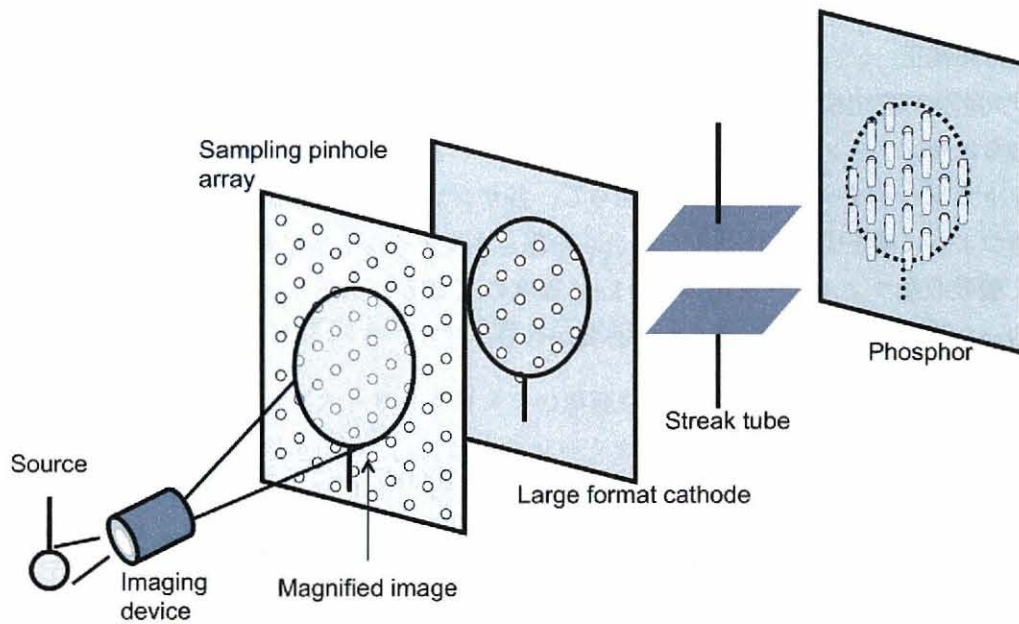


図 3.8 2次元サンプリングイメージストリークカメラの原理。

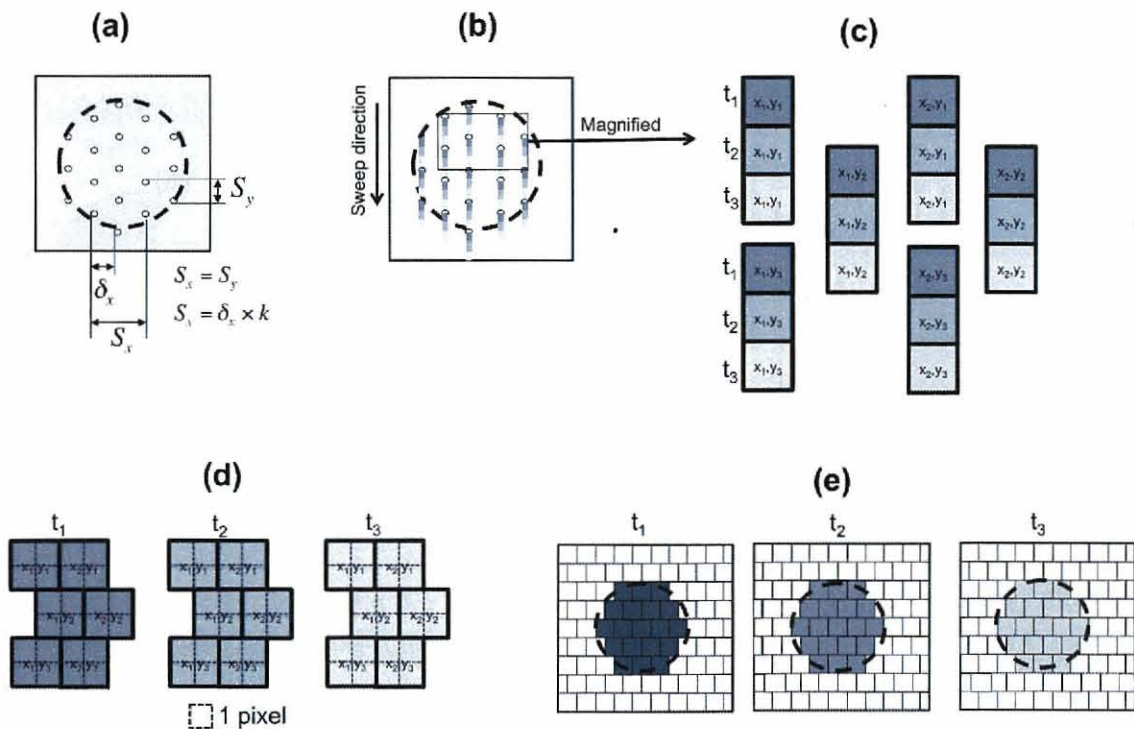


図 3.9 2次元再構成の手順。(a) サンプリングピンホールを通過した後のX線画像。(b) ピンホール像を時間掃引したX線画像。時間掃引方向は図中の上から下である。(c) (b)を拡大した画像。 $t_1 < t_2 < t_3$ である。(d) ピンホールの絶対座標と(c)を用いて各時間毎に再構成した像。上下の段で横方向にシフト量 $\delta_x$ あたりずらして並べ替える。(e) 再構成した時間分解二次元X線画像。

### (1) 感度分布補正

サンプリングマスク上にあるピンホール径のばらつき、及び、X 線ストリークカメラのフォトカソード上の感度むらはサンプリング点で異なる感度をもたらす。補正の仕方として、結像デバイスを取り外した状態でフォトカソードを一様な X 線源で照らし、各サンプリング点の信号強度を用いて観測視野内で同一感度を持つように補正する。本研究の場合、X 線エネルギーが 3 keV 程度の単色 X 線画像を取得する。よって、K 殻吸収端フィルターを用いて 3 keV 程度の X 線が、ストリークカメラのフォトカソード上で空間的に均一な照射となるように工夫する必要がある。

### (2) 画像スムージング処理

図 3.10 にスムージング処理の一例を示す。まず、図 3.10(a) の様に光源を  $x$  方向にわたって一次元サンプリングを行う。次に、図 3.10(b) に示す様に空間プロファイルと各サンプリングに対応するサンプリング値を抽出する。サンプリングされていない領域は周辺のサンプリング値で補われ、実際には図 3.10(c) に示すように画像サンプリングされる。この時、画像サンプリングによる空間的に不連続な各画像要素の接合部では、光源の空間情報を反映していない高周波成分が発生する。よって、この周波数成分を除去するために、図 3.10(d) に示す様に空間分解能の 1/2 以下程度で画像スムージング処理を行う。ここで、空間分解能の 1/2 以下程度で画像スムージングを行う理由は情報の消失を防ぐためである。このように画像スムージングをすることで、光源の空間分布をほぼ再現することが出来る。ただし、サンプリング距離が計測システムの空間分解能に比べて小さい場合は、原理的にスムージング処理を行う必要はない。

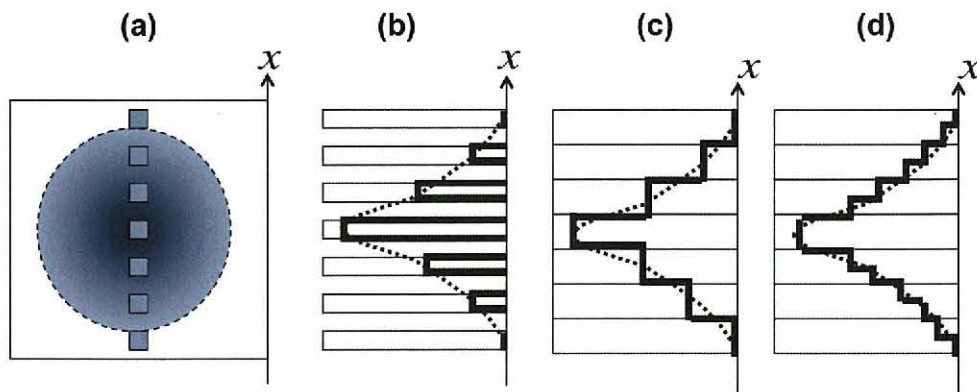


図 3.10 画像スムージング処理の一例。(a)  $x$  方向にわたって一次元サンプリングされた光源像。(b) 空間プロファイルと各サンプリングに対応するサンプリング値。(c) 周辺のサンプリング値で補われた情報。(d) 画像スムージング処理。

### (3) ストリーク管の電子結像における画像歪み補正

ストリーク管の電子結像における画像歪みはサンプリング点の初期位置から容易に導出でき、再構成を計算機で行う時に、その項目を考慮することで補正できる。

## (4) 時間および空間原点の設定

各サンプリグ点の時間と空間原点は、時間と空間分解能に比べて十分無視できる精度で取得する必要がある。

## 3.4 単色 X 線サンプリグストリークカメラの開発

## 3.4.1 単色 X 線サンプリグストリークカメラの特徴・原理

図 3.11 に単色 X 線サンプリグストリークカメラの原理を示す。X 線源から放射された X 線を 2 次元湾曲結晶でエネルギー分解（単色化）し、X 線ストリークカメラのカソード上で結像させる。この後の X 線画像計測は SIXS の原理と同じであり、得られた掃引像を再構成することで 2 次元の単色 X 線画像を取得できる。この計測器の特徴は、2 種類の二次元湾曲結晶を用いた単色 X 線サンプリグストリークカメラで爆縮コプラズマから共鳴 X 線を計測し、それぞれのライン強度比をとることで爆縮コプラズマの時間分解二次元電子温度計測が可能となる点である。また、直接光カットに鉛製の板などを設置することで、超高強度レーザーが起因となる高エネルギー X 線を除去し高品質の画像を取得できる。

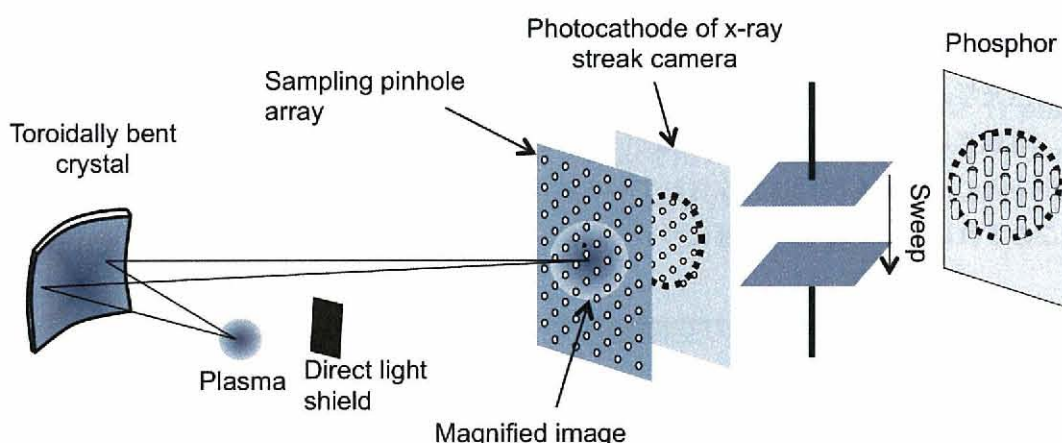


図 3.11 単色 X 線サンプリグストリークカメラの原理。

## 3.4.2 単色光学系の設定と性能評価

本研究で用いる単色 X 線光学系は、第 4 章で述べる様に塩素が電子温度診断用のトレーサーとして適するので、塩素の共鳴線である  $\text{He}\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ ) と  $\text{Ly}\beta$  線 ( $1s - 3p$ ) を観測対象とした。表 3.1 に本研究で使用したトロイダル湾曲結晶の設計値を示す。これらの結晶はドイツのイエナ大学 X 線グループ Ingo Uschmann 博士と Eckhart Förster 教授によって製作された結晶である。湾曲結晶は、まず直径が 10 mm 程度の材料の結晶表面を研磨し、結晶仕上がり表面と所定の結晶格子面が平行になるように仕上げる。結晶格子面の測定には X 線回折分析器を用い、平行度 0.1 度以内となるまで研磨と測定を繰り返す。この後、結晶を薄くスライスし、さらに結晶の背面を研磨または化学エッチングし、最終的に厚さが



70–80  $\mu\text{m}$  程度になるまで薄くする。次に、所定の曲率に高精度に仕上げた凸面と凹面の二枚一組のガラス基板の間に研磨した結晶を挟み込み、弾性変形させる。このように湾曲させたトロイダル結晶を用いて空間分解能の評価を行った結果、いずれの結晶も空間分解能が 10  $\mu\text{m}$  以下程度であることが分かっている [23, 52].

表 3.1 本研究で使したトロイダル湾曲結晶の設計値.

観測対象 X 線	塩素 $\text{He}_\beta$ 線	塩素 $\text{Ly}_\beta$ 線
観測 X 線エネルギー [keV]	3.27	3.51
結晶の種類と面方位	silicon (220)	quartz (112)
結晶の格子定数 [ $\text{\AA}$ ]	3.84	3.64
ブラッグ角 [ $^\circ$ ]	80.7	76.4
結晶の大きさ [mm $\times$ mm]	6 $\times$ 6	6 $\times$ 6
分散方向の曲率半径 $R_m$ [mm]	200	200
サジタル方向の曲率半径 $R_s$ [mm]	195.8	189.5
分散方向の焦点距離 $f_m$ [mm]	98.7	97.2
サジタル方向の焦点距離 $f_s$ [mm]	99.2	97.5

また、単色光学系の光軸調整を行う時、可視光と X 線で結像点が異なるという問題が生じる。この原因として、可視光は結晶の表面で反射するが X 線では結晶の格子面で反射することが挙げられる。表面と格子面が非常に精度良く平行に製作されている結晶が理想であるが、製作上の限界でずれていると考えられる。このずれについて行った評価については第 A.3 節で述べる。

### 3.4.3 X 線ストリークカメラの空間分解能評価実験

X 線ストリークカメラ等の計測器を用いて取得される格子やメッシュの X 線画像  $I(x)$  は、以下の式 (3.15) で表される様に理想の格子またはメッシュの X 線像  $I_0(x)$  と計測器の分解能関数  $R(x)$  を畳み込みしたものに等しい。

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} R(x - \tau) I_0(\tau) d\tau. \quad (3.15)$$

格子やメッシュを用いて X 線計測器の分解能関数を評価する場合、以下に述べる様に振幅伝達関数 (Modulation Transfer Function : MTF) から求めることができる。

計測器の分解能関数を回折や散乱等の成分と計測器固有成分の足し合わせとして考えると、以下の式 (3.16) の様にダブルガウス関数で表すことが出来る。

$$R(x) = \frac{1}{\sigma_1 + \alpha\sigma_2} \left\{ \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_1^2}\right) + \alpha \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_2^2}\right) \right\}, \quad (3.16)$$

ここで、 $\alpha, \sigma_1, \sigma_2$  はそれぞれ定数である。式 (3.15) をフーリエ変換 ( $\mathcal{F}$ ) すると、

$$\mathcal{F}[I(x)](k) = \text{MTF}(k) \times \mathcal{F}[I_0(x)](k), \quad (3.17)$$

と表すことができる。ここで、 $k$  は波数を表し  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  ( $\lambda$  は波長) である。式 (3.17) 中の  $MTF(k)$  は振幅伝達関数と呼ばれ、分解能関数のフーリエ変換した空間周波数の関数であり、以下の式 (3.18) で表すことができる。

$$MTF(k) = \frac{1}{\sigma_1 + \alpha\sigma_2} \left\{ \sigma_1 \exp\left(-\frac{k^2\sigma_1^2}{2}\right) + \alpha\sigma_2 \exp\left(-\frac{k^2\sigma_2^2}{2}\right) \right\}. \quad (3.18)$$

この式 (3.17) から、計測器によって鈍った格子像のフーリエ成分と理想的な格子関数のフーリエ成分の比を取り、MTF を評価することで計測システムの点拡がり関数を求めることができ、計測器の分解能を評価できる。

本研究では、高空間・時間分解能を達成するため、浜松ホトニクス社製の C7700 型 X 線ストリークカメラを用いた。このストリークカメラは、電磁フォーカス型で高ダイナミックレンジストリーク管の光学系を採用し、高い時間分解能と高いダイナミックレンジを達成している。まず、単色 X 線サンプリグストリークカメラに適応可能かどうか調べるため C7700 型 X 線ストリークカメラのフォトカソード上で空間分解能評価を行った。

X 線ストリークカメラのフォトカソードの前に厚さ  $50 \mu\text{m}$  のタンタル製の格子を貼り付けストリーク像を取得する実験を行った。フォトカソードは、ポリパラキシリレン膜  $2100 \text{ \AA}$  の上に金  $300 \text{ \AA}$  を蒸着した幅  $1 \text{ mm}$  のスリットカソードを用いた。X 線源は炭素と重水素で作製されたプラスチック膜を、エネルギー  $1 \text{ kJ}$ 、波長  $351 \text{ nm}$ 、パルス幅  $2.5 \text{ ns}$  のレーザーで生成したプラズマ X 線源を用いた。光源から放射させる X 線光量調整するために、厚さ  $300 \mu\text{m}$  のベリリウムと厚さ  $11 \mu\text{m}$  のサラン ( $\text{CH}_2\text{-CCl}_2$ )<sub>n</sub>-( $\text{CH}_2\text{-CCl}_2$ )<sub>m</sub> と厚さ  $5.5 \mu\text{m}$  のアルミニウムを用いた。図 3.12 に使用したフィルターの X 線透過率を示す。このフィルターを用いることで  $2.5\text{--}2.7 \text{ keV}$  の X 線がフォトカソードに空間的にむら無く照射される。

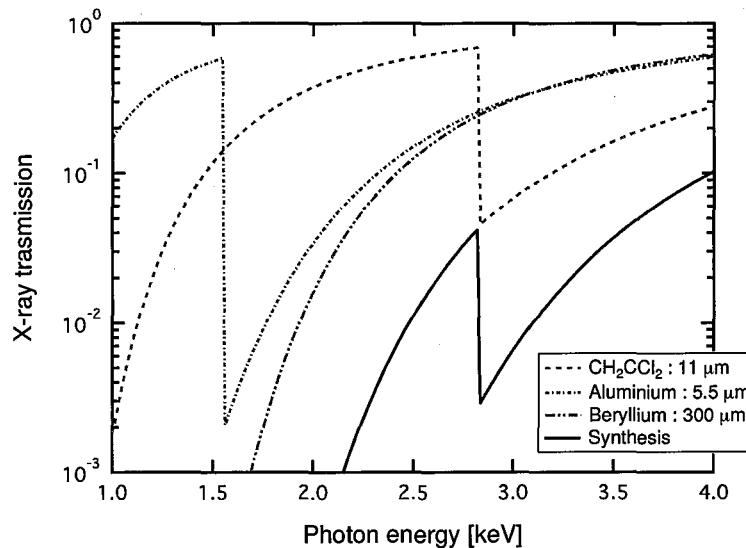


図 3.12 X 線ストリークカメラの空間分解能評価実験で使用したフィルターの X 線透過率。破線はサラン  $11 \mu\text{m}$ 、一点鎖線はアルミニウム  $5.5 \mu\text{m}$ 、二点鎖線はベリリウム  $300 \mu\text{m}$ 、実線は合成フィルターの透過率を示している。

図 3.13(a) に格子のストリーク像を示す。格子の周期は約 1 mm で明暗ともに 0.5 mm である格子のストリーク像が明確に取得されている。図 3.13(b) にストリーク像のある時刻におけるラインプロファイルを実線で、格子の理想のラインプロファイルを破線で示す。この図より、実験で得られた格子像と理想的な格子像の比較から得た MTF を評価したものを図 3.14(a) に示す。MTF = 0.1 で空間分解能を定義すると、C7700 型 X 線ストリークカメラの光電面上での空間分解能は約  $127\ \mu\text{m}$  であることが分かった。また、図 3.14(b) に求めた MTF を逆フーリエ変換して求めたストリークカメラの点拡がり関数を示す。光学系の倍率を考慮すると空間分解能は約  $127\ \mu\text{m}$  は計測に十分な分解能であり、C7700 型の X 線ストリークカメラを単色 X 線サンプリングストリークカメラへ適応できる事を確認した。

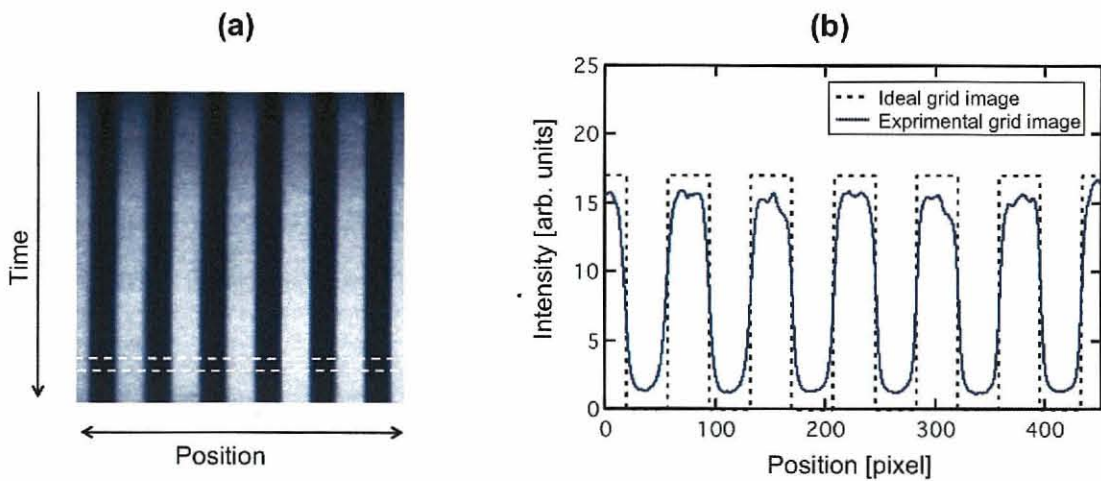


図 3.13 (a) 格子のストリーク像。 (b) (a) 中における白破線部分を時間積分したラインプロファイル。実線が実験で取得した格子のプロファイル、破線が理想的な格子のプロファイルを示す。

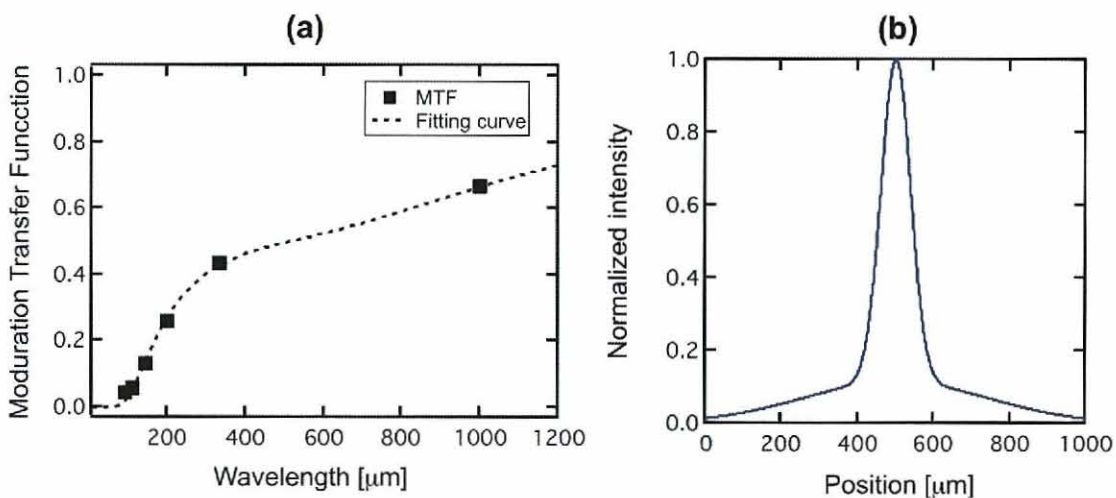


図 3.14 (a) 実験で得られた格子像と理想の格子像から算出した振幅伝達関数と式 (3.18) のダブルガウス関数でフィッティングした振幅伝達関数。 (b) (a) の振幅伝達関数を逆フーリエ変換して求めたストリークカメラの点拡がり関数。

### 3.4.4 サンプリングマスクの設計

本研究で使用するサンプリングマスクは X 線ストリークカメラで時間掃引した時に、隣接するピンホールの掃引像が互いに重ならないように設計する必要がある。そのためには、図 3.9(a) に示す様にサンプリング点を一段ごとずらして配列させる。同図 (a) はサイクル数  $k$  が 2 の場合を示しているが、サイクル数を増やせば増やすほど、時間掃引した時に上のピンホール掃引像と下のピンホール像が重ならない、つまり、式 (3.19) に示す様に観測可能時間を長く取ることができる。

$$t_{\text{obs}} = S_y \times k \times v, \quad (3.19)$$

ここで、 $S_y [\mu\text{m}]$  は掃引 (縦) 方向  $y$  のサンプリング間隔、 $v [\text{s}/\mu\text{m}]$  は掃引時間を示している。しかし、縦と横のサンプリング間隔を同じに設定した場合、横方向 ( $x$  方向) のサンプリング間隔が大きくなり元の光源の情報を失うことなく再現するには像倍率を大きくすることが要求される。その空間  $x, y$  方向のサンプリング  $S_x, S_y$  は、サンプリング理論により式 (3.20) のように空間分解能の 1/2 程度、あるいは、それ以下に決定される。

$$S_x, S_y \leq \frac{M}{2} \Delta r. \quad (3.20)$$

ここで、 $M$  は像の拡大倍率、 $\Delta r$  は結像系の空間分解能を表す。

本研究では、まず、過去のサンプリング画像法を用いた実験と C7700 型 X 線ストリークカメラの性能を考慮し、ピンホール径  $30 \mu\text{m}$  と決定した。次に、像倍率を小さくするためサイクル数  $k = 2$  とした。爆縮コアプラズマから放射される X 線の発光時間とストリークカメラの掃引速度を考慮し、サンプリング間隔  $S_x, S_y$  を  $400 \mu\text{m}$  に設定した。この時の観測可能時間は約  $600 \text{ ps}$  であった。

### 3.4.5 単色 X 線サンプリングストリークカメラの時間分解能評価

単色 X 線サンプリングストリークカメラの時間分解能は、X 線ストリークカメラによる時間分解能で決まる。つまり、ストリークカメラの性能に依存し、ストリーク管の時間分解能  $\Delta t$  は最終的に蛍光面上に結像されるストリーク像の時間方向拡がりによって制限される。この時間拡がりの主要因として、以下に示すようなストリーク管の、(1) 光電子の初期電子走行拡がり  $\Delta t_1$ 、(2) 偏向電界による走行時間拡がり  $\Delta t_2$ 、(3) 有限な空間分解能による時間拡がり  $\Delta t_3$  で決定される。全ての拡がりをガウス関数として仮定すれば、その二乗和の平方根で導出できる。

#### (1) ストリーク管の光電子初期走行拡がり

フォトカソードから放出される光電子は角度分布と速度分布を持つためストリーク管軸方向のエネルギー分布に拡がりが生じる。その結果、光電子が加速されて偏向場に到着するまでの走行時間に差が生じ、これが時間掃引によって蛍光面状の位置拡がりに変換される。即ち、これが時間掃引画像での時間拡がりとなる。この時間拡がり  $\Delta t_1 [\text{s}]$  は式 (3.21) で表される。

$$\Delta t_1 = 2.34 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{\Delta \epsilon}}{E}. \quad (3.21)$$

ここで、 $E$  は加速電界の大きさ [V/m]、 $\Delta\epsilon$  は光電子のエネルギー拡がりの半値幅 [eV] である。ここで、金の透過型光電面の初期エネルギー拡がりは 3.5 eV である [53]。今回、使用した X 線ストリークカメラ C7700 型の加速電界の強さは  $1.6 \times 10^6$  V/m である。したがって、本システムの設定では  $\Delta t_1 = 2.9$  ps となる。

#### (2) 偏向電界による走行時間拡がり

ストリーク管内の光電子のビーム径は有限の径を持っている。同時に偏向場に入射する電子でもビームの上下（偏向電場に対して）では電位が異なる。その結果、走行時間差が生じ、この時間拡がり  $\Delta t_2$  [s] は式 (3.22) で表される。

$$\Delta t_2 = \frac{PV_d R}{v_c V_c D}. \quad (3.22)$$

ここで、 $P$  は偏向電極の長さ [m]、 $V_d$  は偏向電極の電位 [V]、 $R$  は光電子ビームの半径 [m]、 $v_c$  は加速電圧に対応した電子速度 [m/s]、 $V_c$  は加速電圧 [V]、 $D$  は偏向電極の距離 [m] である。本システムで用いたストリークカメラは  $P = 3.5 \times 10^{-2}$  m、 $V_d = 243$  V、 $R = 1.0 \times 10^{-3}$  m、 $V_c = 8.0$  kV、 $v_c = 5.3 \times 10^7$  m/s、 $D = 8.7 \times 10^{-3}$  m であるため、 $\Delta t_2 = 2.3$  ps である。

#### (3) 有限な空間分解能による時間拡がり

フォトカソード前にサンプリングマスクを貼り付けた状態で、ストリークカメラの静止モードで計測を行うと、フォトカソード上に有限の径をもった点像が得られる。これはサンプリングマスクの入力ピンホール像であり、この半値全幅がストリークカメラの時間分解能に影響を及ぼす。つまり、掃引方向のピンホール径がストリーク像を構成する幅であり、この幅に対応する掃引時間が時間分解能を制限する。従って、空間分解能に起因する時間拡がり  $\Delta t_3$  [s] は式 (3.23) で表される。

$$\Delta t_3 = d_p \times v. \quad (3.23)$$

ここで、 $d_p$  はストリークカメラの点拡がりを考慮したサンプリングピンホール径 [pixel]、 $v$  は掃引時間 [ps/pixel] である。本システムの設定では、 $d_p = 2$  pixel、 $v = 9.8$  ps/pixel であったため  $\Delta t_3 = 19.6$  ps である。

#### (4) システムの時間分解能 $\Delta t$

上記の 3 つの要因で決まる時間拡がり、それぞれ独立であると考えられる。それぞれの拡がり方がガウス型であると仮定すれば、総合的な時間拡がり、即ち時間分解能は 3 つの要素の二乗和の平方根で与えられ、式 (3.24) で表される。

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_1)^2 + (\Delta t_2)^2 + (\Delta t_3)^2}. \quad (3.24)$$

よって、本システムの時間分解能は、 $\Delta t = 19.9$  ps を得る。

### 3.4.6 単色 X 線サンプリングストリークカメラの空間分解能評価

単色 X 線サンプリングストリークカメラの空間分解能  $\Delta r$  として制限する要素は、単色光学系の分解能と X 線ストリーク管での空間拡がりである。単色 X 線光学系の空間分解能は約 10  $\mu\text{m}$  程度であるので、

ここではストリーク管での空間拡がりについて考察する。時間分解能と同じように、空間分解能も拡がりの形がガウス型であると仮定すれば、これら二つの要素の二乗和の平方根で求められる。

第 3.4.3 小節で X 線ストリークの点拡がり関数が  $127 \mu\text{m}$  と評価した結果を X 線画像の拡大倍率  $M = 26$  で割ることで X 線ストリーク管での空間拡がりを求めることができる。今回、ピンホールを用いたため縦横の拡がりを同等と仮定して、単色光学系の分解能  $10 \mu\text{m}$  と、X 線ストリーク管での空間拡がり  $4.8 \mu\text{m}$  を用いると、空間分解能  $\Delta r$  は  $11.1 \mu\text{m}$  となる。

次に、この  $\Delta r = 11.1 \mu\text{m}$ ,  $S_x = 400 \mu\text{m}$ ,  $M = 26$  を式 (3.20) に代入するとサンプリング理論を満たさない。つまり、サンプリング距離が単色 X 線サンプリングストリークカメラの空間分解能より大きい。ため、再構成される画像は元の光源情報の一部を失っていると考えられる。そのため、データの捏造を避ける為に、第 3.3.3 小節で述べた様に適切な画像スムージング処理が必要である。今回の設定の場合、像の倍率とサンプリング間隔を用いた以下の式で空間分解能  $\Delta r$  が決定される。

$$\Delta r = \frac{2S_x}{M} = \frac{2S_y}{M}. \quad (3.25)$$

この式に、 $S_x = 400 \mu\text{m}$ ,  $M = 26$  を代入して今回のシステムの空間分解能を求めると、 $\Delta r = 31 \mu\text{m}$  となる。

### 3.4.7 単色 X 線サンプリングストリークカメラのエネルギー分解能評価

単色 X 線サンプリングストリークカメラのエネルギー分解能は、トロイダル湾曲結晶のエネルギー分解能で決まる。よって、式 (3.13) を用いて塩素の  $\text{He}\beta$  線用結晶と塩素の  $\text{Ly}\beta$  線用結晶の X 線エネルギー幅  $\Delta E$  を評価すると、それぞれ  $11.7 \text{ eV}$  と  $20.6 \text{ eV}$  となった。

## 3.5 単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理実証実験

### 3.5.1 実験条件

単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理実証実験を大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号レーザー [54] を用いて行った。激光 XII 号のレーザービーム数は 12 本であり、各ビームは正十二面体の各面中心に配置されている。ターゲット表面上でのレーザー光の平滑化のためランダム位相板 (Random Phase Plate : RPP) [55] が導入されている。レーザー波長は  $2\omega$  の  $526 \text{ nm}$  (バンド幅  $0.6 \text{ nm}$ ) であり、 $F = 3$  の集光レンズを用いて燃料球上に集光される。レーザー光の照射条件は、燃料球から焦点距離までの距離  $d$  と燃料球半径  $R$  の比  $d/R$  で表される。 $d/R$  の絶対値が大きくなることは、焦点が燃料球から外れることを示している。この結果、レーザー照射パターンの非一様性の影響が緩和されるため照射一様性はよいが、レーザーのエネルギー損失が大きくなる。直径  $500 \mu\text{m}$  の燃料球を考えた場合の集光条件  $d/R$  に対する照射非一様性の値 (各モードの二乗平均値) とエネルギー損失の計算結果を表 3.2 にまとめる。本研究では  $d/R = -5$  とした。マイナス符号はアウトフォーカス (集光光学系とターゲット面の間に焦点が位置すること) を意味する。レーザー出力エネルギーは  $4.0 \text{ kJ}$  であり、集光条件を考慮した燃料球上での実効的な照射エネルギーは  $2.2 \text{ kJ}$  であった。レーザー波形は半値幅  $1.3 \text{ ns}$  のガウス型波形を用いた。



表 3.2 集光条件  $d/R$  に対する照射非一様性  $\sigma_{\text{RMS}}$  とエネルギー損失の関係.

$d/R$	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-7
Nonuniformity ( $\sigma_{\text{RMS}}$ )	2.74	2.43	2.10	1.80	1.57	1.44	1.42	1.54
Energy loss [%]	29.0	30.7	33.3	36.7	40.9	45.8	51.1	56.7

表 3.3 に原理実証実験の単色 X 線光学系の設定値を示す. 塩素トレーサーを用いて電子温度を計測するするために, 塩素の  $\text{He}\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ ) と塩素の  $\text{Ly}\beta$  線 ( $1s - 3p$ ) の X 線エネルギーにあわせている. プラズマからの可視光やデブリを遮蔽するため, 厚さ  $100\ \mu\text{m}$  のベリリウムを結晶の前に設置した. 第 A.2 節で述べる様に, 湾曲結晶の光軸調整はミニゴニオメーターと 3 軸駆動調整可能な  $xyz$  ステージに設置し, ブラッグ角  $\pm 0.1$  度, 距離  $\pm 100\ \mu\text{m}$  の精度で調整した. 初期の光軸調整は第 A.1 節で述べる激光 XII 号チャンバーを模擬したスケルトンで可視光を用いて光軸調整を行い, 最終的に X 線で位置あわせを行った. また, 付録 A の第 A.3 節で述べる様に, 初め X 線と可視光の結像点の違いを考慮して可視光で光軸調整を行い, 2 つの X 線画像が重なり合わないよう, ある程度距離をおいてカソード上に結像するように調整を行った. 以上の様な精度で光軸調整を行う事で, X 線エネルギーを  $\pm 0.9\ \text{eV}$  の精度で調整することができる. 単色 X 線サンプリングストリークカメラは反射型の結像系であるため, プラズマからの直接光成分を遮蔽する必要がある. 本実験では厚さ  $200\ \mu\text{m}$  のタンタルと厚さ  $2\ \text{mm}$  のステンレスを組み合わせた直接光シールドを用いた.

表 3.3 単色 X 線光学系の設定値.

観測 X 線エネルギー [keV]	3.27	3.51
観測 X 線のエネルギー幅 [eV]	11.7	20.6
倍率	25.8	26.2
結晶-プラズマ間の距離 [mm]	102.5	100.9
結晶-検出器間の距離 [mm]	2648	2641

X 線ストリークカメラのフォトカソードは,  $13.2 \times 17.3\ \text{mm}^2$  の検出領域に厚さ  $3\ \mu\text{m}$  のマイラー ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ) 膜に金を  $300\ \text{\AA}$  蒸着したものをを用いた. カソード前には可視光や散乱光を遮蔽するため, 厚さ  $25\ \mu\text{m}$  のベリリウム箔を用いた. 本研究で使用したサンプリングマスクは, 厚さ  $25\ \mu\text{m}$  のニッケル基板上にエレクトロホーミング法で  $30 \pm 3\ \mu\text{m}$  のピンホールを開けたマスクを用いた. サンプリング間隔が  $400\ \mu\text{m}$  で,  $13.5 \times 22.0\ \text{mm}^2$  の領域に総数 1870 穴のピンホールが空けられている. 図 3.15 に今回使用したサンプリングマスクの光学顕微鏡写真を示す. ニッケルの厚さ  $25\ \mu\text{m}$  では, 本研究の観測対象にする塩素の  $\text{He}\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}\beta$  線に対する X 線透過率は, それぞれ  $4 \times 10^{-6}$  と  $4 \times 10^{-5}$  であったため, 観測 X 線がサンプリングマスクを透過する効果は無視できる.

爆縮コアプラズマから放射される連続 X 線の時間発光履歴を取得するため, RbAP(rubidium acid phthalate) 平板結晶を備え付けた分光 X 線ストリークカメラ (X-ray streak spectrograph : XSS) を設置した. フォトカソードは, ポリパラキシレン膜  $2100\ \text{\AA}$  上に金を  $300\ \text{\AA}$  蒸着した幅  $200\ \mu\text{m}$  のスリットカ

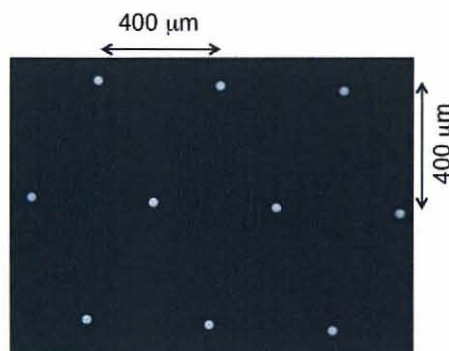


図 3.15 サンプリングマスクの光学顕微鏡写真。

ソードを用いた。この時の計測器の時間分解能は 28 ps, 光源の大きさを考慮した時のエネルギー分解能 ( $E/\Delta E$ ) は 390 であった。表 3.4 に使用した計測器の時間分解能  $\Delta t$ , 空間分解能  $\Delta r$ , エネルギー分解能  $\Delta E$ , および, 観測 X 線領域をまとめる。

表 3.4 単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理実証爆縮実験で使用した計測器のまとめ。

使用計測器	観測対象	$\Delta t$ [ps]	$\Delta r$ [ $\mu\text{m}$ ]	観測 X 線領域	$\Delta E$ [eV]
XSS	塩素 K 殻 X 線スペクトル	28	—	2.6–3.5 keV	9.6
M-SIXS	塩素 $\text{He}_{\beta}$ 線の単色 X 線画像	20	31	3.27 keV	11.7
M-SIXS	塩素 $\text{Ly}_{\beta}$ 線の単色 X 線画像	20	31	3.51 keV	20.6

塩素をドーピングしたプラスチックシェルトターゲットは製作が困難であるため、この原理実証実験では、直径 481  $\mu\text{m}$ , 厚さ 5.23  $\mu\text{m}$  の重水素化プラスチック (CD) シェルを用いた。つまり、水素と炭素のプラズマから放射される連続 X 線成分の単色画像を取得できる。

### 3.5.2 実験結果

図 3.16(a) に、炭素と水素の爆縮コアプラズマから放射される 3.27 keV の単色 X 線掃引画像を示す。爆縮コアプラズマの二次元単色 X 線像がサンプリングされ、そのサンプリング点が掃引されたストライプ像群が取得されている。また、図 3.16(b) に、CD プラスチック膜に、エネルギー 300 J, 波長 526 nm, パルス幅 1.3 ns のレーザーを照射して生成したプラズマ X 線源から放射されるサンプリングピンホールの静止画像を示す。この時、直接光シールドを外しフィルターにサラン  $(\text{CH}_2-\text{CCl}_2)_n-(\text{CH}_2-\text{CCl}_2)_m$  を使用し、サンプリングマスクのピンホールを通過した 2.5–2.7 keV の X 線を検出できるように設定した。

図 3.17(a) に図 3.16(a) を用いて再構成を行った 3.27 keV の単色 X 線画像を示す。この再構成を導出するために、図 3.16(b) からピンホールの絶対座標、フォトカソードの感度むらを導出し、かつ適切なスムージング処理を行った。外枠のサイズは  $120 \times 120 \mu\text{m}^2$  であり、各フレーム間隔は 20 ps である。時間は一次元流体コード ILESTA-1D [56] と比較して一致させた時間であり、時間原点はレーザーが照射開始時刻である。同様に、3.51 keV の時間分解二次元単色 X 線画像を図 3.17(b) に示す。3.27 keV も 3.51

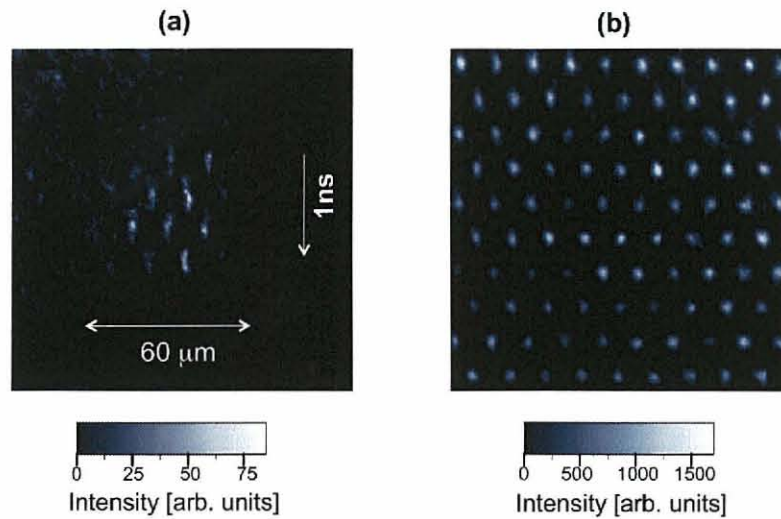


図 3.16 (a) 爆縮コアプラズマから放射される 3.27 keV の単色 X 線掃引画像. (b) サンプルピンホールの静止画像.

keV も時間と共に爆縮コアプラズマの発光強くなり、約 1.5 ns でピークをむかえ、徐々に発光が弱くなっている現象を観測することに成功している。また、爆縮コアプラズマから放射される 3.27 keV の X 線発光領域は約 60 μm であった。

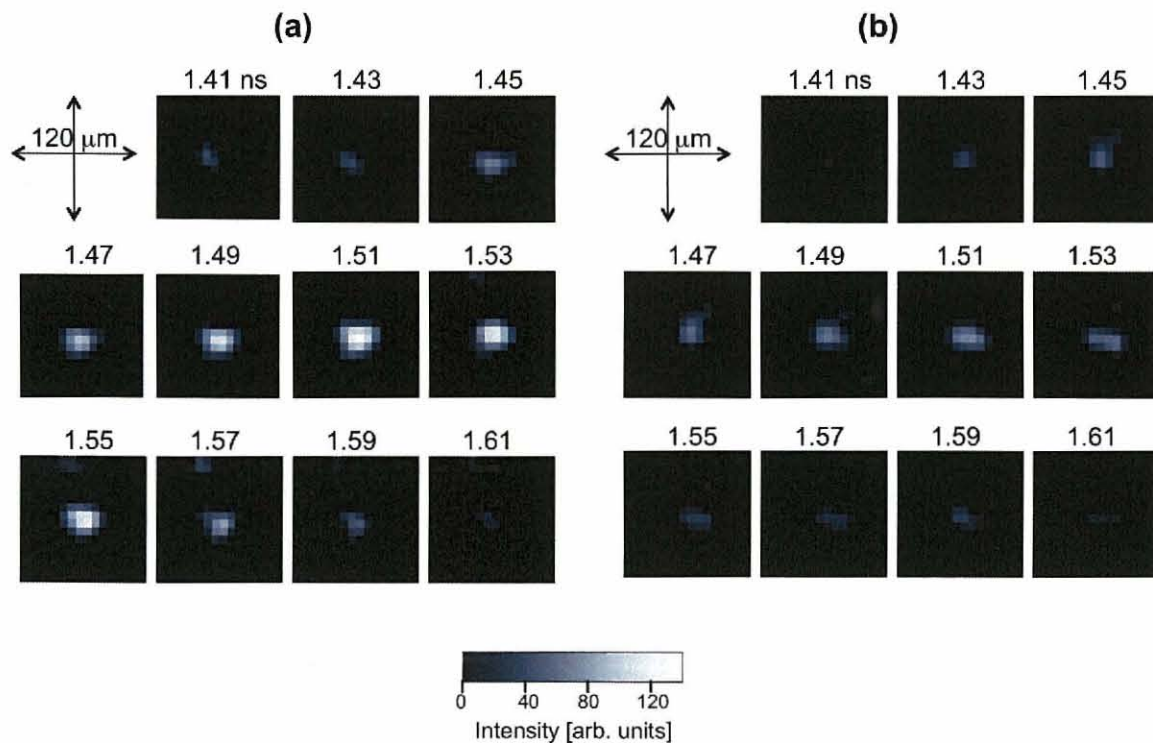


図 3.17 爆縮コアプラズマから放射された (a) 3.27 keV および (b) 3.51 keV の時間分解二次元単色 X 線画像. いずれの X 線画像も同じカラスケールを表している。



図 3.18(a) に、ILESTA-1D で計算したシェルの加速軌跡の流線図（灰色実線）と X 線分光ストリークカメラで取得した 3.27 keV の X 線時間発光履歴を示す。シェルの圧縮に伴い、プラズマの電子温度・密度が上昇し X 線発光が強くなっている。1.51 ns で最大圧縮をむかえ、同時に X 線発光もピークをむかえている。図 3.18(b) に、単色 X 線サンプリングストリークカメラで取得した 3.27 keV の二次元単色 X 線画像を示す。二次元 X 線画像を流線図と比較すると、ターゲットの圧縮とともに単色 X 線の発光も強くなり 1.51 ns で X 線発光のピークを迎えていることから、X 線分光ストリークカメラで取得した X 線発光と良い一致を示している。

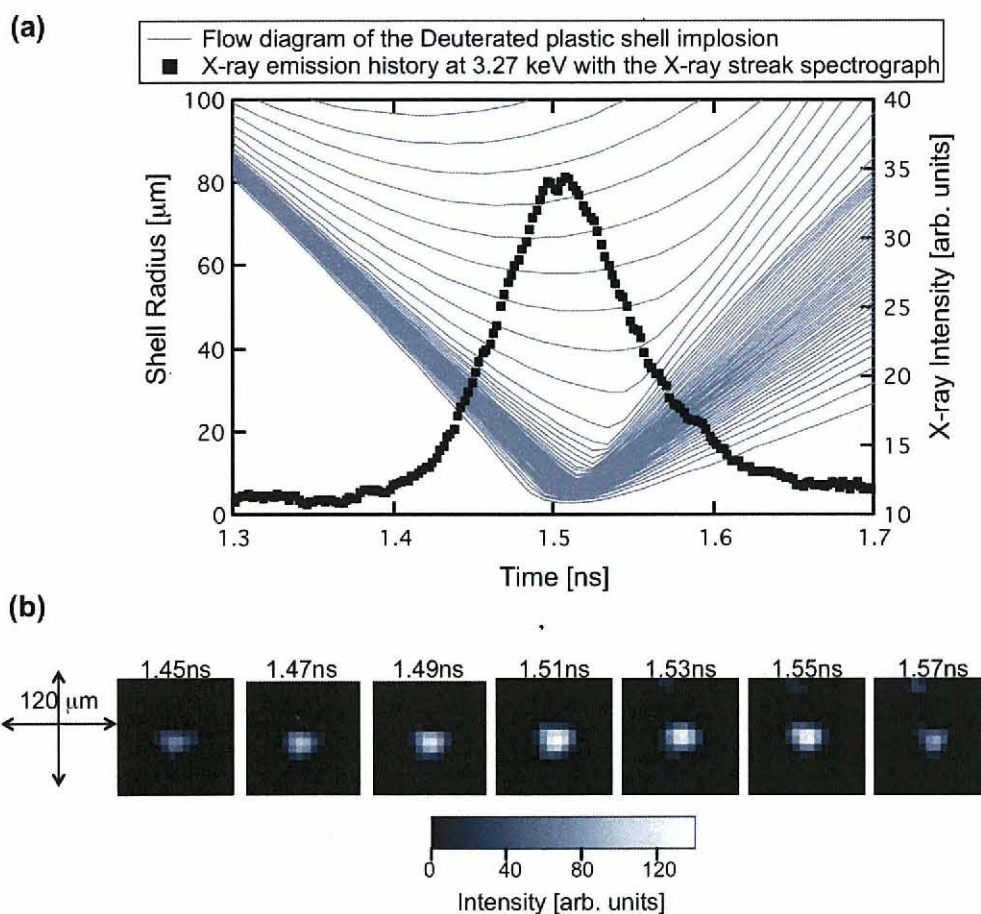


図 3.18 (a) 一次元流体コード ILESTA-1D で計算したシェルの加速軌跡の流線図（実線）と X 線分光ストリークカメラで取得した 3.27 keV の X 線時間発光履歴（黒四角印）。(b) 単色 X 線サンプリングストリークカメラで取得した 3.27 keV の二次元単色 X 線画像。時間 1.45 ns から 1.57 ns の領域を示している。

以上の様に、爆縮コアプラズマの電子温度を時間的に連続で計測できる二チャンネル型単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理実証実験に成功した。この時、達成した分解能は、時間分解能 20 ps、空間分解能  $31\ \mu\text{m}$ 、エネルギー分解能  $E/\Delta E = 300$  である。このような反射型光学系は、高速点火核融合実験における追加熱レーザーから放射される高エネルギー X 線を鉛などで遮蔽することができるため、高エネルギー X 線に強い計測器として期待できる。また、時間・空間・エネルギーを同時に分解でき、か

つ時間的に連続撮像が可能な単色 X 線サンプリグストリークカメラは、高速点火核融合プラズマの診断を進める上で極めて有力である。この様な実験結果から、追加熱時の X 線発光スペクトル、発光領域等を時間の関数として観測できる唯一の計測法として確立することができた。

### 3.6 まとめ

本章では、時間・空間・エネルギー同時高分解 X 線分光・画像計測器の開発について述べた。特に、開発した単色 X 線サンプリグストリークカメラの原理について述べ、システムの性能を評価し、原理実証実験を行った。本章で得られた成果は以下の通りである。

- X 線分光・画像計測器として、平板結晶分光器、トロイダル湾曲結晶分光器、トロイダル湾曲結晶を用いた単色カメラ等の原理について説明し、本研究で必要とすべき分解能を得るには、球面収差による空間分解能の劣化を抑制できるトロイダル湾曲結晶を用いる必要があることを示した。
- レーザー核融合プラズマ診断に必要な X 線ストリークカメラの原理について説明し、X 線ストリークカメラを用いたサンプリグ画像法について述べた。
- 単色 X 線サンプリグストリークカメラの原理について述べ、次に、実際のシステムを構成し個々の構成要素について評価実験を行い、所望の分解能を取得できることを確認した。その結果を用いて、単色 X 線サンプリグストリークカメラの空間分解能・時間分解能・エネルギー分解能について評価した。
- 激光 XII 号レーザーを用いて生成した爆縮コアプラズマを用いて、時間分解能 20 ps、空間分解能  $31\ \mu\text{m}$ 、エネルギー分解能  $E/\Delta E = 300$  を同時に達成し、かつ時間的に連続な二次元画像を取得できる計測器の開発に成功した。また、電子温度診断に必要な X 線エネルギーの異なる画像取得にも成功し、爆縮コアプラズマの時間分解二次元電子温度分布を診断できる計測技術を確立した。

## 第 4 章

# 単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた爆縮コアプラズマ電子温度診断法の開発

### 4.1 単色 X 線サンプリングストリークカメラの爆縮コアプラズマの電子温度計測への適応

第 3 章で、電子温度計測に必要な二チャンネル型単色 X 線サンプリングストリークカメラの原理実証実験を実施し、単色で、時間的に連続で、かつ、二次元像を取得できる X 線計測器の開発に成功した。本章では、このカメラを用いて爆縮コアプラズマの電子温度診断が可能となるように、トレーサーを決定し、計測に適したトレーサーガスを封入したシェルターゲットを開発した。さらに、爆縮コアプラズマの電子温度計測実験を行い、その実験結果の解析を行った。

### 4.2 爆縮コアプラズマの電子温度診断用トレーサーの決定

本研究において観測対象となる爆縮コアプラズマは、電子温度が 500 eV から 1000 eV、電子密度が  $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  から  $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$  で変化すると予測される。このようなプラズマを診断する為にプラズマの自己吸収を考慮すると、3 keV を超えるエネルギーを持った X 線を分光・画像計測する必要がある。核融合燃料である重水素や三重水素は数十 eV で完全電離するため、その様な高いエネルギー X 線計測に適さない物質である。そこで、トレーサーと呼ばれる物質を僅かに混入し、そのトレーサーから放射される X 線を計測することで電子温度を導出する方法を用いた。一般に、爆縮コアプラズマの電子温度診断用のトレーサーとして以下の条件が要求される。

- 予測されるプラズマ温度・密度でプラズマの自己吸収を受けにくい。
- 原子モデルにおける解析を簡単にするため、プラズマから放射される X 線はヘリウム様・水素様イオンから放射される共鳴線が支配的である。

以上の様な条件を考慮し、予測されるプラズマの温度・密度に対して適切なトレーサーの検討を行った。

第2.5節で述べた様に、電子温度を診断するには高電離プラズマから放射される共鳴線（例えば、 $\text{He}_\beta$  線： $1s^2 - 1s3p$  と  $\text{Ly}_\beta$  線： $1s - 3p$ ）を計測することが必要である。図4.1にFLYCHKコード[35]を用いて計算したネオン（原子番号10）、塩素（原子番号17）、チタン（原子番号22）の $\text{He}_\beta$ 線と $\text{Ly}_\beta$ 線のライン強度比の電子温度依存性を示す。ライン強度の電子密度依存性は弱いため、予測される爆縮コアプラズマのイオン密度 $n_i = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ と固定した。このイオン密度では、サイズ $10\text{--}20 \mu\text{m}$ でプラズマの自己吸収を無視できる。この自己吸収の評価については第4.4.3小節で述べる。トレーサの条件を考慮すると、図4.1から、ネオンの $\text{He}_\beta$ 線（1.07 keV）と $\text{Ly}_\beta$ 線（1.20 keV）のライン強度比では200–400 eV、塩素の $\text{He}_\beta$ 線（3.27 keV）と $\text{Ly}_\beta$ 線（3.51 keV）のライン強度比では500–1500 eV、チタンの $\text{He}_\beta$ 線（5.58 keV）と $\text{Ly}_\beta$ 線（5.89 keV）のライン強度比では1500–2500 eVの電子温度診断に適しているということが分かった。以上より、本研究の爆縮コアプラズマの電子温度500–1000 eVに対しては、塩素付近の原子番号を持ったトレーサーが最適であるということが明らかとなった。

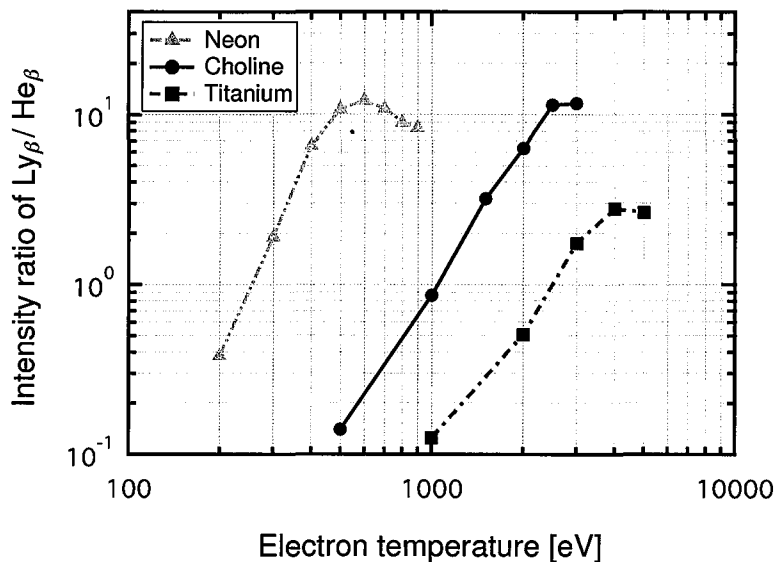


図4.1 ネオン、塩素、チタンの $\text{He}_\beta$ 線と $\text{Ly}_\beta$ 線のライン強度比の電子温度依存性。イオン密度 $n_i = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ と固定して計算を行った。

## 4.3 塩素ドーブプラスチックシェルターゲットを用いた爆縮実験

### 4.3.1 実験条件

爆縮コアプラズマの電子温度を計測するために、図4.2に示す様に塩素ドーブしたプラスチックシェルターゲット（外径 $500 \mu\text{m}$ 、シェル厚 $7 \mu\text{m}$ ）を用いた。このシェルは外側からシャインスルー防止層のアルミニウム $300 \text{ \AA}$ 、アブレーター層のCHプラスチック $5 \mu\text{m}$ 、トレーサー層の $\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$ プラスチック $2 \mu\text{m}$ で構成されている。シャインスルーとは、時間的極初期段階でレーザー光がターゲットを透過する現象である。レーザー照射の極初期段階でも、数百Jの全エネルギーに対して数mJのエネルギーがターゲット表面および内部に進入して、ターゲット初期形状を破断する様なダメージを発生させる。その後、



ターゲット内部に衝撃波が通過することでターゲット内部に流体力学的擾乱が発生し、シェル加速と共に流体不安定性 [5] により、その擾乱が成長する。このような現象が起こればターゲットの加速途中でトレーサー層とアブレーター層の混合が起こり、球対称性を保った安定な爆縮コアプラズマ生成が阻害されてしまう。過去の研究において、アルミニウム  $300 \text{ \AA}$  をシェルターゲットに蒸着することでシャインスルーが防止できるとされている [57]。

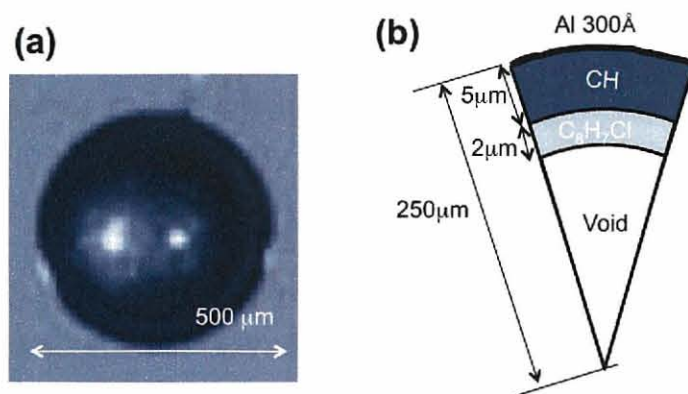


図 4.2 (a) 塩素ドーブプラスチックシェルターゲットの顕微鏡写真, (b) 塩素ドーブプラスチックシェルターゲットの断面図。

塩素ドーブプラスチックシェルターゲットを用いた爆縮実験を大阪大学レーザーエネルギー学研究センター激光 XII 号レーザー [54] を用いて行った。12 本ビームの総エネルギー  $4.0 \text{ kJ}$ 、波長  $527 \text{ nm}$ 、半値幅  $1.3 \text{ ns}$  のガウシアン波形で、かつ、ビーム平滑化の為にランダム位相板を使用し、ビームの集光条件を第 3.5.1 小節で述べた  $d/R = -5$  とした。

本実験で使用した単色 X 線サンプリングストリークカメラ (M-SIXS) と X 線分光ストリークカメラ (XSS) は、第 3.5.1 小節と同様の設定であった。また、二次元時間積分像を取得するために、直径が  $20 \text{ μm}$  のピンホールを用いた X 線ピンホールカメラ (XPHC) を同時に使用した。ピンホールカメラは、厚さ  $42 \text{ μm}$  のベリリウムと厚さ  $11 \text{ μm}$  のサラン  $(\text{CH}_2\text{-CCl}_2)_n\text{-(CH}_2\text{-CCl}_2)_m$  フィルターを使用した。表 4.1 に、本実験で使用した計測器の時間分解能  $\Delta t$ 、空間分解能  $\Delta r$ 、エネルギー分解能  $\Delta E$ 、および、観測 X 線領域をまとめる。

表 4.1 塩素ドーブプラスチックシェルターゲットを用いた爆縮実験で使用した計測器のまとめ。

使用計測器	観測対象	$\Delta t$ [ps]	$\Delta r$ [ $\mu\text{m}$ ]	観測 X 線領域	$\Delta E$ [eV]
XSS	塩素 K 殻 X 線スペクトル	28	—	2.6–3.5 keV	9.6
M-SIXS	塩素 $\text{He}_\beta$ 線の単色 X 線画像	20	31	3.27 keV	11.7
M-SIXS	塩素 $\text{Ly}_\beta$ 線の単色 X 線画像	20	31	3.51 keV	20.6
XPHC	爆縮コアプラズマ X 線画像	—	23.3	< 2.82 keV	—

### 4.3.2 実験結果および考察

実験結果の解析を行うために輻射流体コード ILESTA-1D [56] を用いた。ILESTA-1D は、レーザー条件、ターゲット条件を入力値として、爆縮プラズマの各時刻におけるターゲット位置（流線）、温度、密度、平均電離度等といった物理量を出力する。計算は一次元空間上で行われるため、完全球対称を仮定した理想的な爆縮シミュレーション結果となる。ILESTA-1D コードは、電子のエネルギー輸送の計算に関して古典的な Spitzer-Härm の公式 [58] に熱流速限界を組み合わせた計算と Fokker-Plank 方程式に基づいた計算を有している。本実験の場合、アルミニウムからの電子の高エネルギー成分によるシェル内面の先行加熱の影響を無視できないため Fokker-Plank 方程式に基づいた輸送計算を用いた。

図 4.3(a) に、ILESTA-1D で計算したシェルターゲット流線図（実線）とレーザー波形（破線）を示す。また、図 4.3(b) に X 線分光ストリークカメラで計測した塩素の  $\text{He}_\beta$  線の時間発光履歴を比較を示す。均一に圧縮されているならば塩素の  $\text{He}_\beta$  線が爆縮コアプラズマ生成時の約 1.7 ns 後から発光していると予測されるが、実験で計測された塩素  $\text{He}_\beta$  線の発光は理論的な予測より早い段階（シェルの加速段階）で始まっており、かつ、発光時間が約 1 ns と長い発光であった。また、単色 X 線サンプリングストリークカメラの観測可能時間が約 600 ps であることから期待したサンプリング掃引画像を取得できなかったため、爆縮コアプラズマの二次元電子温度分布を導出できなかった。

図 4.4 に X 線ピンホールカメラで取得した時間積分二次元 X 線画像を示す。厚さ 11  $\mu\text{m}$  のサランフィルターを使用したため、塩素の  $\text{He}_\alpha$  線の準単色画像である。直径約 100  $\mu\text{m}$  の爆縮コアプラズマからの X 線発光の他に、中心径が約 250  $\mu\text{m}$  のリング状の X 線発光が観測された。単なる CD シェルターゲットを爆縮したピンホール画像では、このようなリング状の発光は観測されない。よって、X 線ピンホールカメラと X 線分光ストリークカメラの実験結果と ILESTA-1D シミュレーションの比較から、このリング状の X 線発光はシェルターゲットの加速途中段階での塩素の発光であるということが分かった。

シェルの加速段階で塩素の X 線発光が起こった原因として、ランダム位相板を用いた際に発生する干渉スペックルパターンを持った局所的不均一性が残存するレーザー光を用いてシェルターゲットを照射したためであると考えられる。ランダム位相板は、レーザーを多数のビームレットに分割し、それぞれのビームレット間の位相差を  $\pi$  ずらし、かつ、その抽出をランダムにすることで、ターゲット表面でのビームのパターンを改善するものである。しかし、ビームパターンは、そのビームレット間の干渉によって発生するランダムなスペックル状になる。よって、結果的に照射不均一性の高次モードが増加し、爆縮初期において流体力学的な不安定性（レイリー・テイラー不安定性 [5]）の種となり、安定な球対称爆縮を妨げたのではないかと考えられる。ここでいうモード数とは球面調和関数における Legendre 関数のモード数である。また、もう一つの原因として、アブレーター層 ( $\text{CH}$ : 密度 1.11  $\text{g}/\text{cm}^3$ ) よりトレーサー層 ( $\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$ : 密度 1.26  $\text{g}/\text{cm}^3$ ) の方が密度が高いため、ターゲット加速時では、高密度層を低密度層で圧縮する流体力学的に不安定な状態となり、時間とともに初期的な擾乱が成長しアブレーター層とトレーサー層が加速段階で混合したためであると考えられる。

このような問題を解決するためには、スペクトル制御による均一化 (Smoothing by Spectral Dispersion : SSD) [59] や、部分的コヒーレント光 (Partially Coherent Light : PCL) [60] 等のレーザービームパターン平滑化技術を用いる必要がある。また、流体力学的な不安定性を抑制するために、低密度層を高密度層で

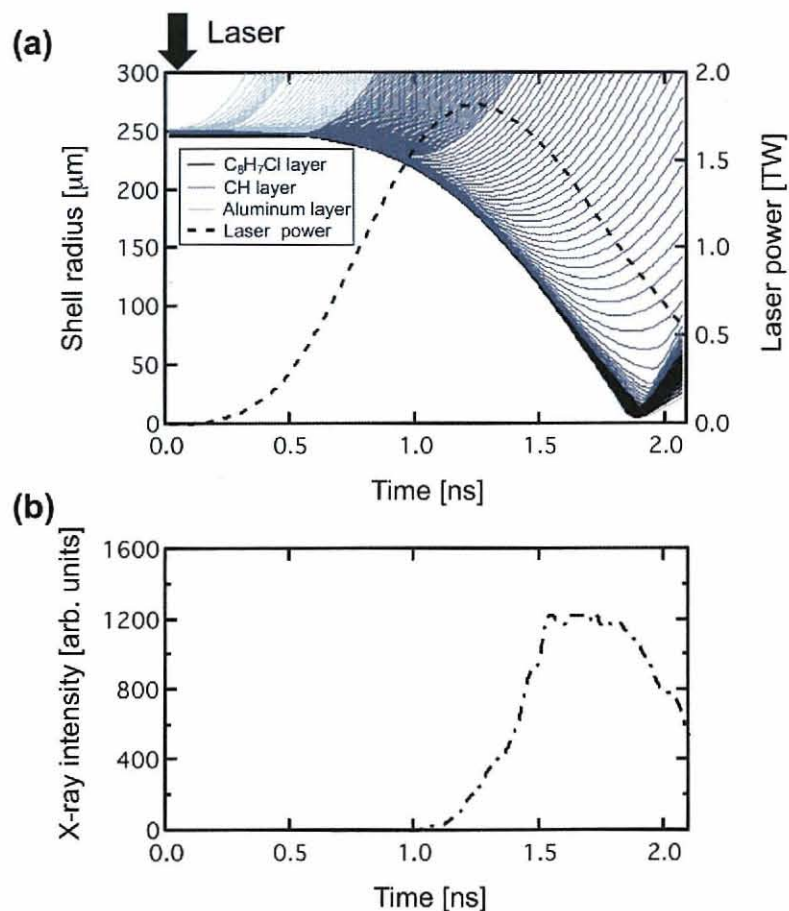


図 4.3 (a) ILESTA-1D コードで完全球対称を仮定した塩素ドープシェルターゲットの流線図とレーザーの時間波形。  $\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$  層を黒色の実線，CH 層を濃い灰色の実線，アルミニウム層を薄い灰色の実線，レーザー波形を破線で示している。(b) X 線分光ストリークカメラで計測した塩素  $\text{He}_\beta$  線の時間発光履歴。

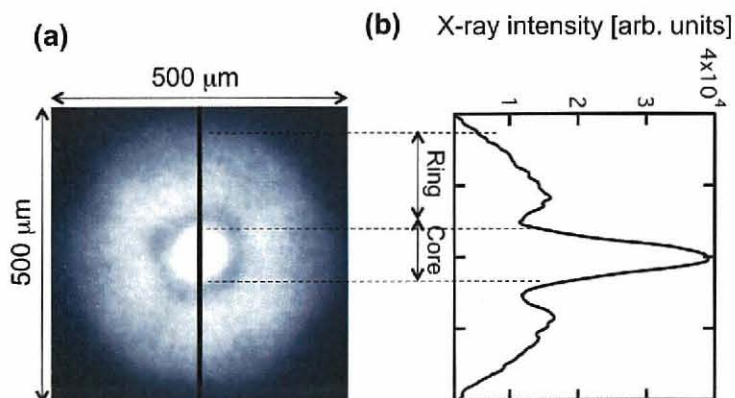


図 4.4 (a) X 線ピンホールカメラで取得した時間積分二次元塩素  $\text{He}_\alpha$  準単色画像。(b) 中央線の発光強度プロファイル。

圧縮するターゲット、つまり、シェル内にガスを封入した様なターゲットを使用し、安定な爆縮をすることが考えられる。以上の様な課題を明らかにした上で、比較的簡素にできるガス封入ターゲットを使用することを選択した。

## 4.4 塩素化合ガス封入シェルターゲットの開発

### 4.4.1 塩素化合ガスの選択

塩素は常温常圧では気体状態の塩素分子として振る舞い、強い毒性と腐食性を持つ。よって、塩素ガスをトレーサーとして使用した場合、シェルの材料となるポリスチレン (CH や CD) を腐食させ、シェル裏面の一様性やシェルの真球性が失われてしまう。そこで、塩素を含み比較的安定で入手しやすい  $\text{CHClF}_2$  (フロン 22) をトレーサーガスに選択した。 $\text{CHClF}_2$  は塩素を含んだガスであるが、ポリスチレンへの吸収、腐食、膨潤等の化学的反応は殆どないという事が実験的に確認されている [61]。そのため、CH や CD 等のプラスチックシェルを用いた爆縮実験に適応できる。

### 4.4.2 ガス封入管つきターゲットの開発

ガスをプラスチックシェルに封入する方法として、気体の拡散を利用してシェル内にガスを充填する拡散法やクライオジェニック技術 [62] 等が用いられてきた。クライオ技術は非常に高度な技術を必要とする点、また、拡散法ではアルゴンを拡散させた場合 1 週間を要するという点などの問題がある。今回、トレーサーガスに選択した  $\text{CHClF}_2$  はアルゴンより分子量が大きいので、気体拡散法では 1 週間以上の時間がかかると推測される。また、所望のガス圧が充填されているか、充填後にガスが漏れないかという問題がある。これらの問題点を踏まえ、本研究ではガス封入管付きターゲットの製作を行いレーザーショット直前にガスを封入する方法を選択した。

プラスチックシェルにガス封入管を取り付けるためには、シェル壁面に数十  $\mu\text{m}$  程度の穴を空ける必要がある。この穴を空ける手法として、針状の物で物理的に穴を空ける方法、フェムト秒レーザーを用いて空ける方法、有機溶剤を用いてシェルを溶解する方法などがある。フェムト秒レーザー加工では、空けた穴の残留物 (デブリ) 等がシェル内に入り込む。有機溶剤を用いた方法では、穴以外の部分に溶剤が付着し真球性が失われる。そこで、今回は物理的に穴をあける方法を選択した。この方法も穴周辺のシェルの真球性が損なわれてしまうが、穴以外の部分に溶剤が付着し所望の穴サイズが得られなくなるという事はない。以下に、ガス封入管つきターゲットの製作法を示す。

1. 直径 500  $\mu\text{m}$  のシェルを固定し、先端が 1  $\mu\text{m}$  以下の針状のガラスストークを用いてシェルに穴を開け、ガラスストークを抜く。
2. 外径 20  $\mu\text{m}$ 、内径 10–15  $\mu\text{m}$  のガス封入細管の先端の近傍に紫外線硬化樹脂をつける。紫外線硬化樹脂は粘土が高いため、エタノールを 50% 程度混ぜた溶液を使用した。
3. 紫外線硬化樹脂を付けたガス封入細管をプラスチックシェルの穴に差し込み、その後、紫外線ランプで樹脂を固める。

この様な方法を用いて製作したガス封入管つきターゲットに  $\text{CHClF}_2$  ガスをシェル内に封入した結果、



ガスはシェル内から漏れないということを実験的に確認した。また、レーザー干渉計を用いて製作前後のシェル真球性を計測した結果、ガラス細管との接続部分に微量の硬化樹脂が付着しているものの真球性 99% を保ったままであった。図 4.5(a) にガス封入細管付きシェルターゲットを示す。また、図 4.5(b) にガス封入細管の先端を示す。直径  $8\ \mu\text{m}$  の炭素棒が封入管を貫通しておりガス封入細管が詰まっていないことも確認し、ガス封入できるシェルターゲットの開発に成功した。

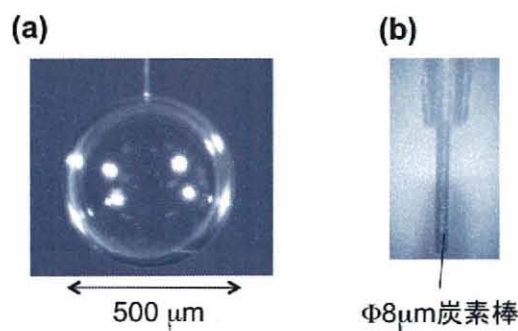


図 4.5 (a) 直径  $500\ \mu\text{m}$  のガス封入細管付きシェルターゲット。 (b) 直径  $8\ \mu\text{m}$  の炭素棒を用いてガス封入細管の先端が貫通している様子。

#### 4.4.3 ガス封入量の決定

シェル中に封入するガス圧力は、爆縮コアプラズマの光学的厚み、すなわちプラズマ中の X 線の自己吸収量によって評価することができる。光学的厚みは、質量吸収係数に密度を掛けた吸収係数を X 線の通過する経路に沿って積分した無次元量であり X 線エネルギーに依存している。特定のライン X 線に対するプラズマの光学的厚み  $\tau$  は以下の式 (4.1) で導出できる。

$$\tau = F_{\text{ion}} F_Z n_i R \left( \frac{\pi e^2}{mc} \right) f_{lu} \phi_0 \quad (4.1)$$

ここで、 $F_{\text{ion}}$  は特定のイオンの割合、 $F_Z$  は物質 Z の割合、 $n_i$  はプラズマのイオン密度 [ $\text{cm}^{-3}$ ]、 $R$  はプラズマ長 [cm]、 $\left( \frac{\pi e^2}{mc} \right)$  は吸収断面積 [ $\text{cm}^2$ ]、 $f_{lu}$  は下準位  $l$  から上準位  $u$  への吸収振動子強度、 $\phi_0$  はライン中心付近でのプロファイル関数である。一般に、光学的厚みが 1 より大きければ、プラズマ中での自己吸収を受け発光量も低下する。逆に、光学的厚みが 1 より小さければ、プラズマ中での自己吸収の影響は無視できる。

本研究で観測対象となる塩素の  $\text{He}_\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線に対して計算を行った。塩素イオンの割合  $F_{\text{ion}}$  はヘリウム様イオンを 0.7、水素様イオンを 0.2、 $F_Z$  を 0.2 とした。過去の研究 [63] と同等の X 線光量を得るために、トレーサー物質のイオン数を等しくした 0.2 atm の  $\text{CHClF}_2$  トレーサーガスを封入させることを選択した。一次元流体コード ILESTA-1D を用いて、このシェルターゲットに関する計算を行いシェルの減速相前のイオン密度  $8.1 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ 、プラズマ長  $20 \times 10^{-4}\ \text{cm}$  を計算に用いた。この時、電子温度は 750 eV、平均電離度は 8 であった。また、ラインプロファイル関数はスペクトル拡がり 30 eV に相当する  $\phi_0 = 7.8 \times 10^{-17}$  を使用した。振動子強度  $f_{lu}$  は、塩素  $\text{He}_\beta$  線で 0.16、塩素  $\text{Ly}_\beta$  線で 0.079 を用い

て光学的厚みを計算すると、それぞれ、 $\tau_{\text{He}\beta} = 0.72$ ,  $\tau_{\text{Ly}\beta} = 0.058$  となった。以上の様な結果、0.2 atm 程度のトレーサーガスを混入しても塩素の  $\text{He}\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}\beta$  線は光学的に薄いということが分かった。

#### 4.4.4 プラスチックシェルへのガス封入法

ガスボンベに封入されているガスは数十気圧と高圧であるため、直接シェル中にガスを封入することは出来ない。そこで、まずボンベから予備ガスタンクにガスを封入して減圧し、次に予備ガスタンクからその減圧したガスをシェルに封入させた。図 4.6 にガス封入装置の概要図を示す。図中に示す様に圧力の計測は、ガス種に依存しない隔膜真空計を用いた。具体的な封入法は以下の通りである。

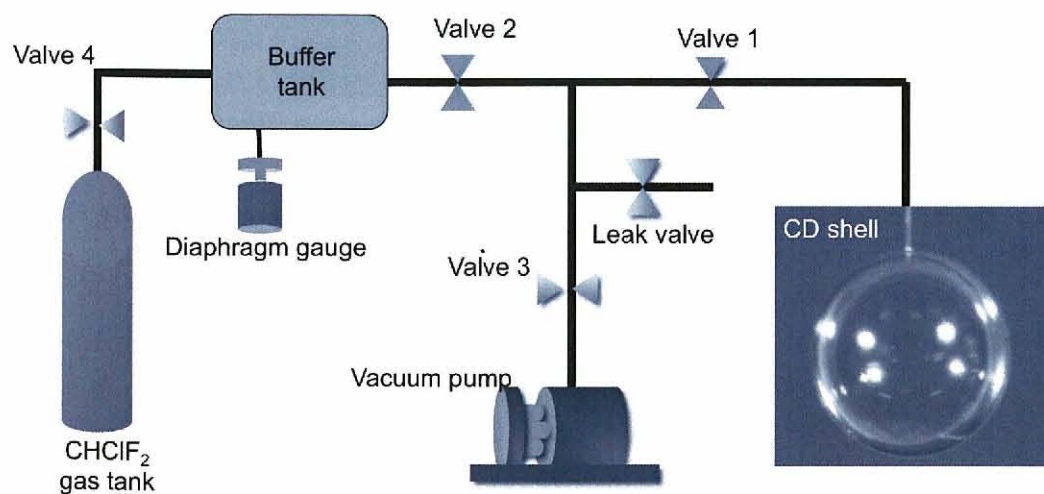


図 4.6 ガス封入装置の概要。

1. バルブ 1-3 を開き、予備タンクとシェル内を真空ポンプを用いて真空にする。
2. 隔膜真空計で予備タンクが真空になったのを確認した後、バルブ 2 を閉じる。
3. バルブ 4 を開き、予備タンクに 0.2 atm ガスを封入する。
4. バルブ 3 を閉じバルブ 2 を開いた後、バルブ 1 をゆっくりと開く。
5. 予備タンクとシェル内の圧力が 0.2 atm になるようにガス圧を調整する。
6. ガラス細管のコンダクタンスを考えると数秒程度でシェル内にガスが封入できるが、約 1 時間放置する。

## 4.5 塩素化合ガス封入シェルターゲットを用いた爆縮実験

### 4.5.1 実験条件

塩素化合ガス封入シェルターゲットを用いた爆縮実験を大阪大学レーザーエネルギー学研究センター激光 XII 号レーザー [54] を用いて行った。12 本ビームの総エネルギー 3.7 kJ、波長 527 nm、半値幅 1.1 ns



のガウシアン波形で、かつ、ビーム平滑化の為にランダム位相板を使用し、ビームの集光条件は第 3.5.1 小節で述べた  $d/R = -5$  であった。

使用したターゲットは、直径  $490\ \mu\text{m}$ 、厚さ  $6.2\ \mu\text{m}$  の CD プラスチックシェルに外径  $20\ \mu\text{m}$  のガス封入管を付けたターゲットである。図 4.6 の装置を用いてレーザーショット 1.5 時間前に  $\text{CHClF}_2$  ガスを  $0.2\ \text{atm}$  封入した。

本実験で使用した単色 X 線サンプリグストリークカメラ (M-SIXS) の単色光学系の設定値を表 4.2 に示す。第 3.5.1 小節と同様に湾曲結晶の光軸調整を行った。プラズマからのデブリを遮蔽するため結晶前に厚さ  $100\ \mu\text{m}$  のベリリウム箔を、プラズマから放射される散乱光を遮蔽するためにフォトカソードの前に厚さ  $125\ \mu\text{m}$  のベリリウム箔を設置した。また、プラズマから放射される直接の X 線成分を遮蔽するために、直接光シールドとして厚さ  $5\ \text{mm}$  の鉛板を設置した。X 線ストリークカメラのフォトカードは、 $13.2 \times 17.3\ \text{mm}^2$  の検出領域に、厚さ  $3\ \mu\text{m}$  のマイラー ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ) 膜に金を  $300\ \text{\AA}$  蒸着したものをを用いた。サンプリグマスクは、 $13.5 \times 22.0\ \text{mm}^2$  の領域に、直径が  $30 \pm 3\ \mu\text{m}$  で総数 2747 穴のサンプリグピンホール、サンプリグ距離  $330\ \mu\text{m}$  離れたマスクを用いた。このサンプリグ間隔、像倍率、単色光学系の空間分解能を式 (3.20) に代入すると、サンプリグ定理を満たさないので、再生される画像は光源の情報の一部を失っており適切なスムージング処理が必要である。また、これらの値を式 (3.25) に倍率とサンプリグ距離を代入すると、空間分解能は  $25\ \mu\text{m}$  であった。この時、時間分解能は  $20\ \text{ps}$ 、観測可能時間は  $500\ \text{ps}$  であった。爆縮コアプラズマから放射される塩素の K 殻 X 線の時間発光履歴を取得するため、RbAP(rubidium acid phthalate) 平板結晶を備え付けた分光 X 線ストリークカメラ (XSS) を設置した。フォトカソードはポリパラキシレン膜  $1800\ \text{\AA}$  に金を  $300\ \text{\AA}$  蒸着した幅  $100\ \mu\text{m}$  のスリットカソードを用いた。この時、時間分解能が  $14\ \text{ps}$ 、光源の大きさを考慮した時のエネルギー分解能 ( $E/\Delta E$ ) は 390 であった。表 4.3 に計測器の時間分解能  $\Delta t$ 、空間分解能  $\Delta r$ 、エネルギー分解能  $\Delta E$ 、および、観測 X 線領域をまとめる。

表 4.2 単色 X 線光学系の設定値。

観測 X 線	塩素 $\text{He}_\beta$ 線	塩素 $\text{Ly}_\beta$ 線
観測エネルギー [keV]	3.27	3.51
エネルギー幅 [eV]	11.7	20.6
倍率	26.0	26.4
結晶-プラズマ間距離 [mm]	102.5	100.9
結晶-検出器間距離 [mm]	2667	2659

表 4.3 塩素化合ガス封入シェルターゲットを用いた爆縮実験で使用した計測器のまとめ。

計測器	観測対象	$\Delta t$ [ps]	$\Delta r$ [ $\mu\text{m}$ ]	観測 X 線領域	$\Delta E$ [eV]
XSS	塩素 K 殻 X 線スペクトル	14	—	2.9–3.6 keV	9.6
M-SIXS	塩素 $\text{He}_\beta$ 線の単色 X 線画像	20	25	3.27 keV	11.7
M-SIXS	塩素 $\text{Ly}_\beta$ 線の単色 X 線画像	20	25	3.51 keV	20.6

### 4.5.2 単色 X 線画像の結果

図 4.7(a) に塩素化合物ガス封入シェルターゲットを爆縮し、その爆縮コアプラズマから放射される塩素の  $\text{He}_\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線の単色 X 線サンプリグストリーク像を示す。同じレーザーショットで、かつ、同じ X 線ストリークカメラのフォトカソード上に取得することに成功した。また、図 4.7(b),(c) に、図 4.7(a) の  $130 \times 130 \mu\text{m}^2$  の領域を抜き出した塩素  $\text{He}_\beta$  線と塩素  $\text{Ly}_\beta$  線のストリーク像を示す。サンプリグピンホール絶対座標は、エネルギー 300 J、波長 527 nm、パルス幅 1.2 ns のレーザーを厚さ  $200 \mu\text{m}$  の  $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$  平板に照射し生成したプラズマから放射される X 線を用いて取得した。この時、塩素の K 殻 X 線と同程度のエネルギーの X 線 (2.5–2.7 keV) でストリークカメラのフォトカソードを空間的に均一に照射させるため、厚さ  $11 \mu\text{m}$  のサランフィルター  $(\text{CH}_2-\text{CCl}_2)_n-(\text{CH}_2-\text{CCl}_2)_m$  を使用した。このような設定で取得したサンプリグピンホール像のデータを用いて、サンプリグピンホールサイズのばらつき、フォトカソード感度分布を考慮し、適切なスムージングを行って再構成を行った。また、シェルターゲットの中心は、金コーティングされた直径  $6 \mu\text{m}$  の十字の炭素棒に、エネルギー 100 J、波長 527 nm、パルス幅 100 ps のレーザーを照射した時に発生する X 線画像から導出した。導出したシェル中心を図 4.7(b),(c) 中の白十字で示している。

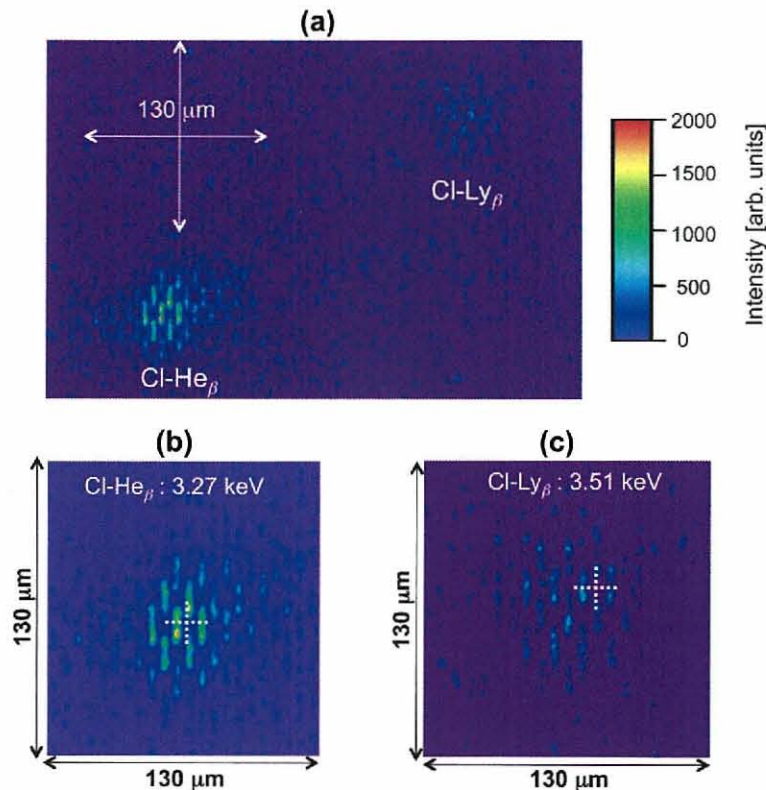


図 4.7 (a) 爆縮コアプラズマから放射された単色 X 線サンプリグストリーク像。塩素  $\text{He}_\beta$  線の単色 X 線像と塩素  $\text{Ly}_\beta$  線の単色像が同時にストリークカメラのカソード上で取得されている。(b) 塩素  $\text{He}_\beta$  線、および、(c) 塩素  $\text{Ly}_\beta$  線のサンプリグストリーク像。全ての図は同じカラースケールで表示しており、(b), (c) の十字はシェル中心を示している。

再構成した  $\text{He}_\beta$  線の時間分解二次元単色 X 線画像の結果を図 4.8(a) に、 $\text{Ly}_\beta$  線の結果を図 4.8(b) に示す。時間のフレーム間隔は 19 ps である。X 線エネルギーの異なる二つの画像は同じカラースケールで描かれており、X 線フィルターの透過率、フォトカソード感度分布、湾曲結晶の X 線反射率の X 線エネルギー依存性を補正している。湾曲結晶の X 線反射率は DIXS コード [64] で計算を行った。時間原点は一次元流体コード ILESTA-1D においてレーザーパワー最大の 20% の時間と一致させた。時間 1.566 ns 中の白十字はシェル中心を示している。時間と共に X 線の発光が強くなり、1.870 ns で  $\text{He}_\beta$  線の発光が、1.908 ns で  $\text{Ly}_\beta$  線の発光がピークをむかえている。また、 $\text{He}_\beta$  線の画像において、一度、約 1.718 ns でピークをむかえ、その後発光が弱まり、再度 1.870 ns で発光がピークをむかえることが観測されている。これら爆縮コアプラズマの動的過程については、第 4.5.5 小節で電子温度・電子密度の解析結果とシミュレーション結果の比較で詳細を述べる。

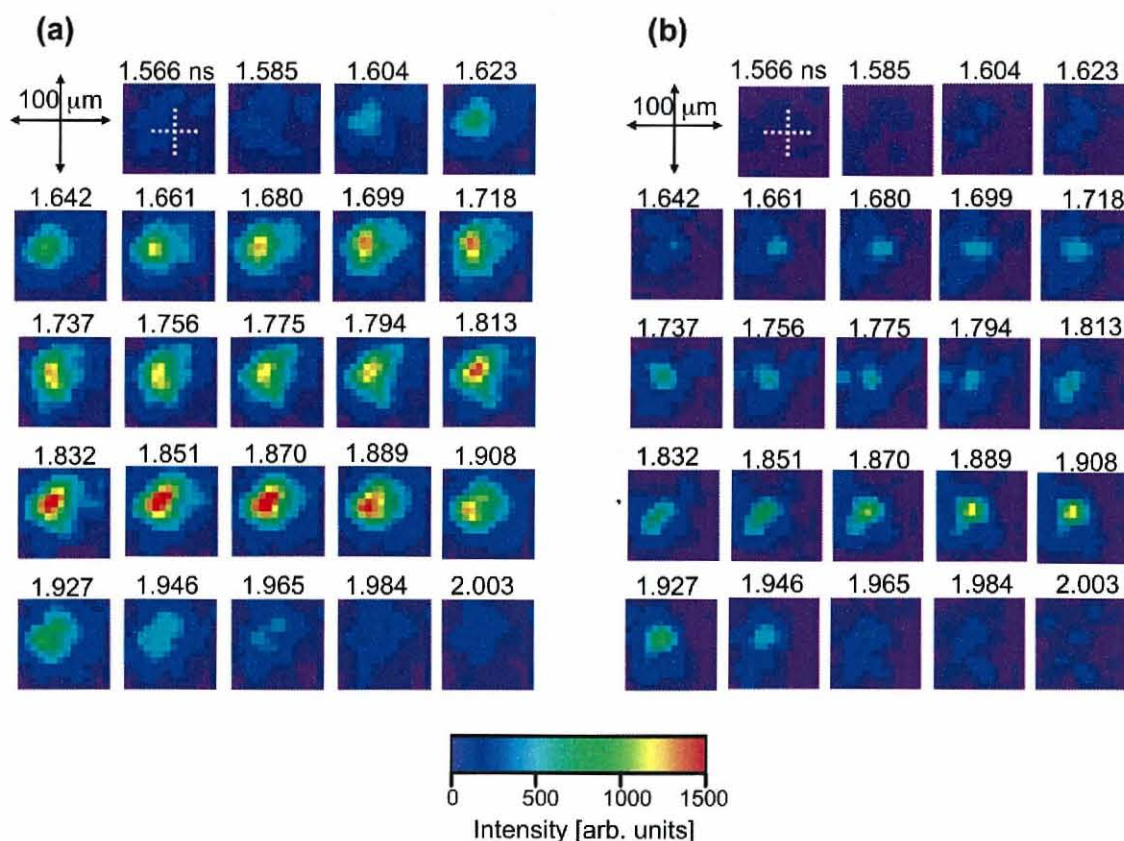


図 4.8 (a) 塩素ドーブ爆縮コアプラズマから放射された (a) 塩素  $\text{He}_\beta$  線 (3.27 keV), および, (b) 塩素  $\text{Ly}_\beta$  線 (3.51 keV) の時間分解単色 X 線画像。フレーム間隔は 19 ps である。2つの異なる X 線エネルギーの画像共に同じカラースケールで表示しており、時間原点は一次元流体コード ILESTA-1D と一致させた。時間 1.566 ns の十字はシェル中心を示している。



### 4.5.3 塩素 K 殻 X 線スペクトルの時間変化

図 4.9(a) に塩素ドープ爆縮コアプラズマから放射される塩素の K 殻 X 線の時間発光履歴を示す。この X 線スペクトルは、X 線フィルター、フォトカソード、結晶の反射率の X 線エネルギー依存性を補正している。塩素の  $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ : 3.27 keV),  $\text{He}_\gamma$  線 ( $1s^2 - 1s4p$ : 3.44 keV) の発光が確認されている。時間原点は一次元流体コード ILESTA-1D においてレーザーパワー最大の 20% の時間と一致させた。また、図 4.9(b) に塩素の  $\text{He}_\beta$  線の時間発光履歴を示す。図 4.8(a) と同様に、時間とともに発光が強くなり 1.72 ns で一度発光ピークをもち、弱まった後、再度 1.87 ns で再度ピークをむかえる X 線発光履歴となることが X 線分光ストリークカメラを用いた計測結果からも観測された。

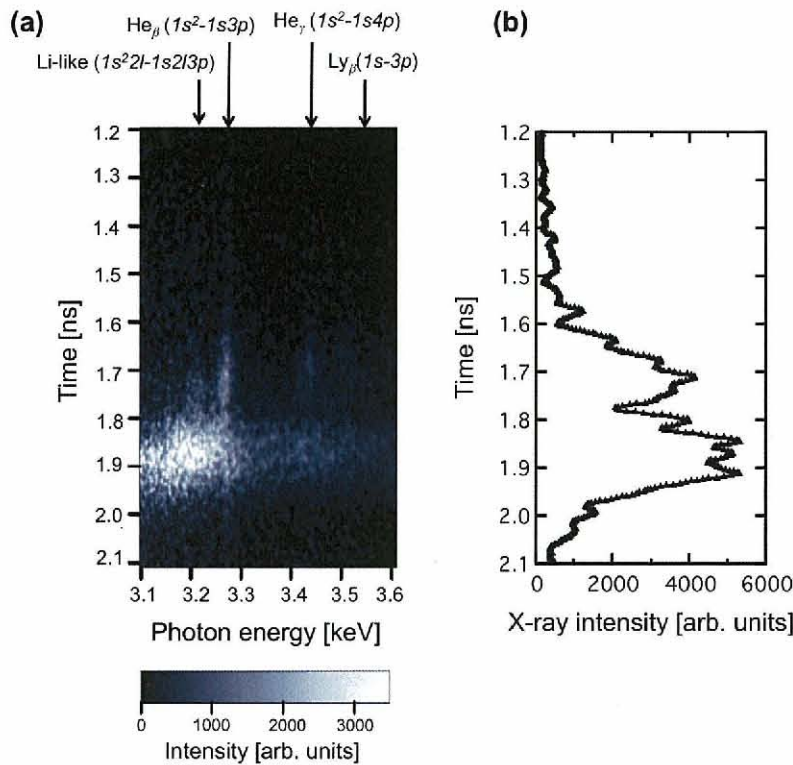


図 4.9 (a) X 線分光ストリークカメラによって取得された塩素の K 殻 X 線の時間発光履歴、(b) 塩素の  $\text{He}_\beta$  線の時間発光履歴。時間原点は一次元流体コード ILESTA-1D におけるレーザーパワー最大の 20% の時間である。

図 4.10 に、図 4.9 中の (a) 1.61 ns, (b) 1.67 ns, (c) 1.73 ns, (d) 1.78 ns, (e) 1.82 ns, (f) 1.88 ns に相当する時刻での塩素の K 殻 X 線スペクトルを示す。これら X 線スペクトルは、解析できる光量を取得するため 28 ps 程度にわたり時間積分している。図 4.10(a),(b),(c) に示されている様な時刻では、塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線 ( $1s - 3p$ : 3.51 keV) の発光も光っており電子温度が 600 eV 以上であると推察できるが、時間が経つにつれて塩素の  $\text{He}_\beta$  線の低エネルギー側の発光が強くなり  $\text{Ly}_\beta$  線の発光が弱くなる。同図 (c) の時刻では、 $\text{He}_\beta$  線の電子温度が低い時に発光する低エネルギー側のリチウム様衛星線 ( $1s^2 2l - 1s2l3p$  または  $1s^2 3l - 1s3l3p$ ) が発光し始め、同図 (d) で顕著に表れてきている。さらに、同図 (e), (f) の時間では  $\text{He}_\beta$

のライン X 線が観測されず連続 X 線の様なスペクトル形状となる。つまり、図 4.10 の X 線スペクトルから時間と共に爆縮コアプラズマの電子温度が下がっていることを示唆できる。

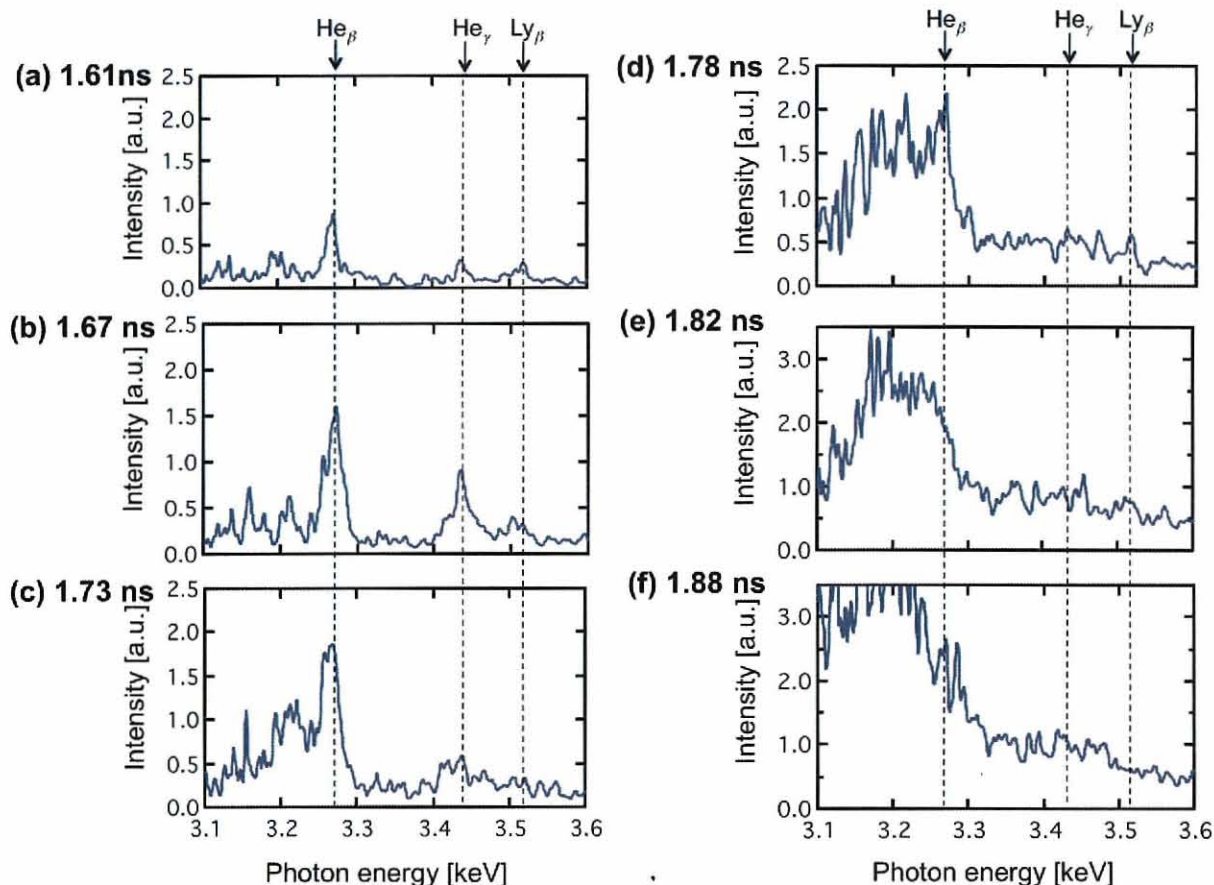


図 4.10 塩素 K 殻 X 線スペクトルの時間変化. (a) 1.61 ns, (b) 1.67 ns, (c) 1.73 ns, (d) 1.78 ns, (e) 1.82 ns, (f) 1.88 ns の時間に相当する。図中の破線は左から塩素の  $\text{He}_\beta$  線 (3.27 keV),  $\text{He}_\gamma$  線 (3.44 keV),  $\text{Ly}_\beta$  線 (3.51 keV) の X 線エネルギーを示している。

第 4.4.3 小節で述べたとおり、ここではプラズマの自己吸収が小さい  $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ ) と  $\text{Ly}_\beta$  線 ( $1s - 3p$ ) を解析対象としたが、X 線分光ストリークカメラの結果では  $\text{Ly}_\beta$  線の発光が 1.61 ns から 1.73 ns の時間では発光しているが、それ以降の時間では弱くノイズレベルと同程度であり、解析において有効な光量が得られていなかった。よって、1.60 ns から 1.73 ns までの時間領域において塩素の  $\text{He}_\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線のライン強度比と FLYCHK コードで計算したライン強度比の比較から電子温度の導出を行った。その解析の結果、時間分解・空間平均した電子温度が 600 eV から 670 eV で変化することが分かった。この時、 $\text{Ly}_\beta$  線のエネルギー近傍では自由-束縛遷移の再結合 X 線成分も含まれているため、比較して強度比を取る時は連続 X 線スペクトル成分を差し引かず解析を行った。 $\text{He}_\beta$  線の低エネルギー側に現れるリチウム様衛星線 ( $1s^22l - 1s2l3p, 1s^23l - 1s3l3p$ ) と詳細な計算コードを用いて電子温度を推察する方法もあるが [65–67]、本研究で解析に使用した FLYCHK では、リチウム様衛星線 ( $1s^22l - 1s2l3p, 1s^23l - 1s3l3p$ ) の原子過程を組み込んでいない。そのため、500 eV 未満の電子温度を推定することが困難である。また、X 線分光ストリークカメラで得られた X 線スペクトルの拡がりやシュ

タルク拡がり支配的であるため、電子密度の推察が可能である。よって、取得した X 線スペクトル拡がりを分光器のエネルギー分解能で逆畳み込みし、実験のスペクトル拡がりとは FLYCHK で計算したスペクトル拡がりを比較して時間分解・空間平均した電子密度の推察を行うと、 $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  から  $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  で変化することが分かった。

#### 4.5.4 二次元電子温度分布の導出

開発した単色 X 線サンプリグストリークカメラは、X 線分光ストリークカメラと比較して 50 倍以上の感度があることが実験的に分かっている。よって、X 線分光ストリークカメラで取得できなかった塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線が取得でき電子温度評価が可能となる。この小節では、単色 X 線サンプリグストリークカメラで取得した塩素  $\text{Ly}_\beta$  線と塩素  $\text{He}_\beta$  線の強度比から二次元電子温度分布の導出について述べる。

単色 X 線サンプリグストリークカメラで取得した二次元画像は、視線方向に積分した画像、つまり、X 線の発光強度 (Intensity) 画像となっている。爆縮コアプラズマは微小空間において急な密度・温度勾配をもつので、各空間における X 線の発光能 (Emissivity) は必ずしも一定ではない。よって、X 線の発光強度の画像の強度比から電子温度を導出しても、物理的に正しい電子温度の絶対値の評価にはならない。そこで、爆縮コアプラズマは球状の構造を持つと仮定し、アーベル逆変換 [68] を用いて発光強度から発光能に変換する。そして、アーベル逆変換した  $\text{He}_\beta$  線と  $\text{Ly}_\beta$  線の Emissivity 画像の強度比と FLYCHK で計算した強度比を比較する事で電子温度の導出が可能となる。

単色 X 線サンプリグストリークカメラで取得した X 線の Intensity 画像をアーベル逆変換を用いて X 線 Emissivity 画像に変換し、 $\text{He}_\beta$  線と  $\text{Ly}_\beta$  線のライン強度比の電子温度依存性から二次元電子温度分布を求めた。ここで、電子密度を  $8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  と一定と仮定して計算を行った。X 線分光ストリークカメラから求めた電子密度  $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  から  $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  の領域において、電子温度は  $\pm 50 \text{ eV}$  で変化することが FLYCHK の計算から確認されている。また、塩素  $\text{Ly}_\beta$  線の画像の発光領域が約  $50 \mu\text{m}$  と狭く、電子温度解析時の強度比を取った時のエラーを少なくするため、爆縮コアプラズマの中心から  $\pm 25 \mu\text{m}$  の領域に絞って解析を行った。

図 4.11 に、図 4.8 を用いて解析を行った爆縮コアプラズマの二次元電子温度分布の時間履歴を示す。また、電子温度の一番高い部分から爆縮コアの径方向への電子温度の時間履歴を図 4.12 に示す。時間と共に爆縮コアプラズマの電子温度の上昇が確認され、 $1.661 \text{ ns}$  の時間において最大で  $820 \text{ eV}$  まで上昇していることが分かった。その後、電子温度が下降し始め、 $1.756 \text{ ns}$  で電子温度のピークが  $700 \text{ eV}$  まで下がっていることが分かった。図 4.8 において、時間の初期段階の  $1.566 \text{ ns}$  と  $1.585 \text{ ns}$  では  $\text{Ly}_\beta$  線の発光が弱く、電子温度が  $500 \text{ eV}$  以下であると考えられる。また、 $1.756 \text{ ns}$  後の電子温度の導出は第 4.5.3 小節で述べた様にリチウム様衛星線の影響が出てくるため、FLYCHK との比較では不可能であった。もし、この時間領域での電子温度導出を行うならば、より詳細な計算コード、例えば、TOTAL コード [69]、MERL コード [70] 等を用いた解析が必要であると考えられる。二次元電子温度分布の画像から、高温部がシェルターゲット中心から約  $20 \mu\text{m}$  ずれた所に生成されていることが分かった。この様に爆縮コアプラズマの電子温度が下がり、かつ球対称爆縮が崩壊する現象は、第 4.5.5 節で述べる様に爆縮の減速相でプラスチック領域とガス領域が混合し電子温度が低下したのが原因であると考えられる。



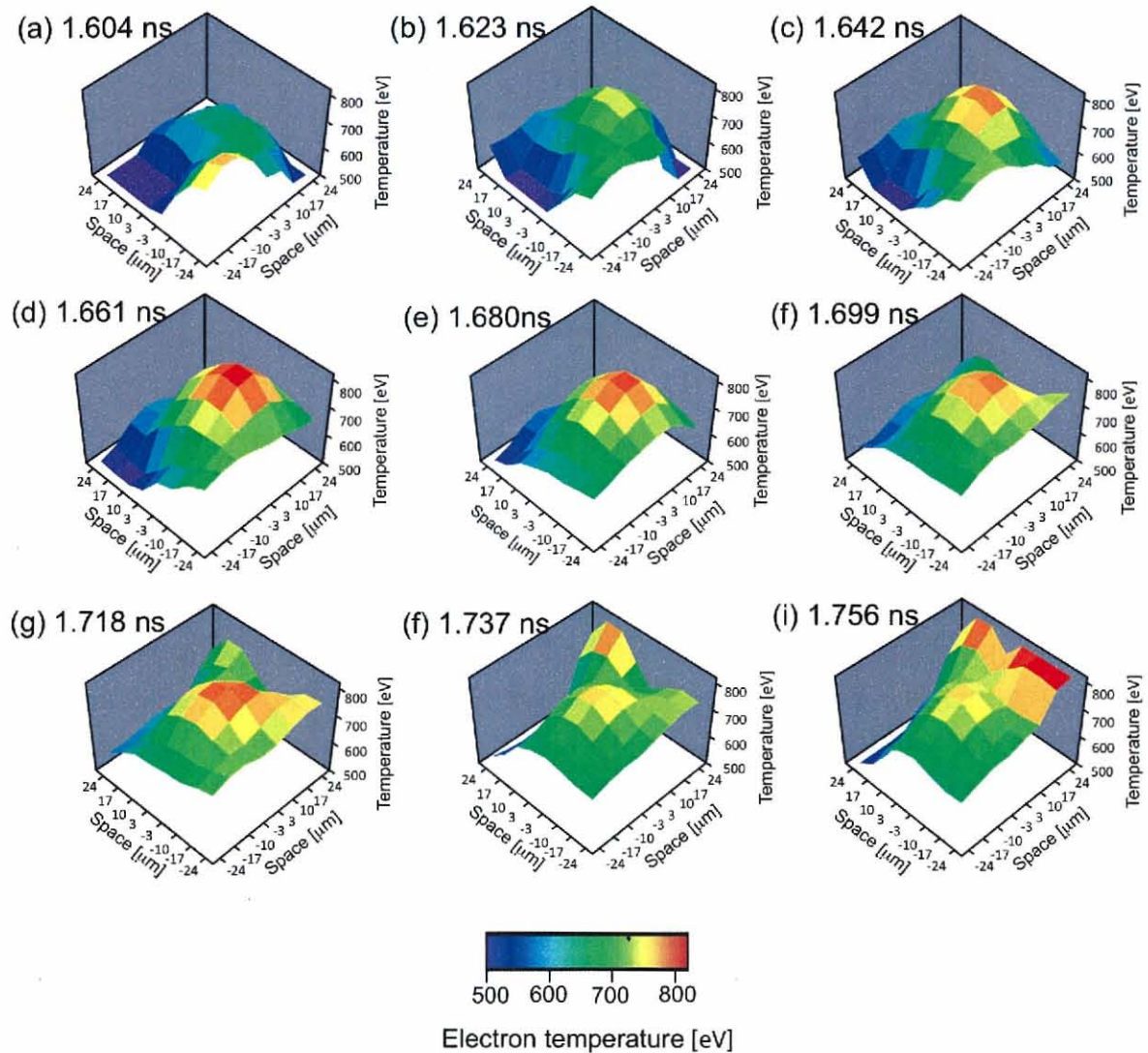


図 4.11 各時間 (a) 1.604 ns, (b) 1.623 ns, (c) 1.642 ns, (d) 1.661 ns, (e) 1.680 ns, (f) 1.699 ns, (g) 1.718 ns, (h) 1.737 ns, (i) 1.756 ns での爆縮コアプラズマの二次元電子温度分布。

#### 4.5.5 一次元流体シミュレーション結果と実験結果の比較

塩素化合物ガス封入シェルターゲットを用いた爆縮実験結果の解析を行うために、一次元流体シミュレーションコード ILESTA-1D [56] を用いた。図 4.13(a) に塩素化合物ガス封入シェルターゲットのシミュレーション結果を示す。図中、黒色の実線は CD プラスチックの流線図、灰色の実線は  $\text{CHClF}_2$  の流線図、破線はレーザー波形を示す。時間原点をレーザーパワーの最大値の 20% と定義した。また、図 4.13(b) に、同図 (a) の 1.3 ns から 2.0 ns の時間領域の拡大図を示す。破線は衝撃波の伝搬、点線は CD シェル部と  $\text{CHClF}_2$  ガスの接触部分を表している。以下に ILESTA-1D で予測される爆縮過程の詳細を示す。

レーザーがターゲット照射されると、CD ターゲット表面でレーザー光が吸収されプラズマ化する。プ

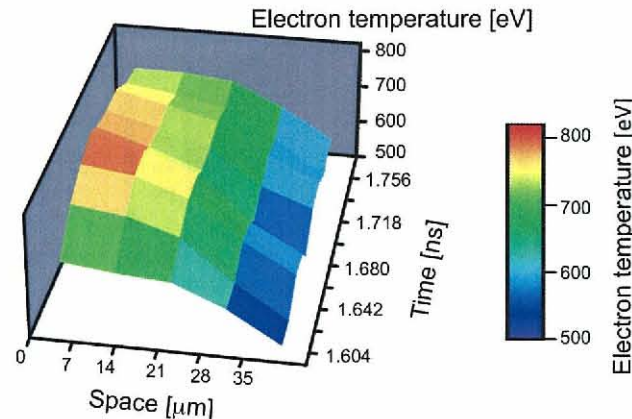


図 4.12 電子温度の一番高い部分から爆縮コアプラズマの径方向への電子温度の時間履歴。

ラズマ化されたターゲット表面の CD は、ターゲット外向きに剥離が起こり高速で膨張し始める (0–0.5 ns). その膨張と反作用でターゲット内向きにアブレーション圧力が発生し、このアブレーション圧力によってターゲット中に衝撃波が伝搬する。衝撃波がターゲット裏面に到達すると、反射波は希薄波となってターゲット表面に戻り、ターゲット全体が内向きに加速される (0.3 ns 以降). 次に、シェルを通過した衝撃波は塩素化合ガス中を伝搬した後にターゲット中心で反射する。図 4.13 中で、この衝撃波が中心で反射する時間は 1.53 ns に相当する。反射した衝撃波はシェル裏面に到達し、その後も反射衝撃波が繰り返しターゲット裏面を通過するためシェルターゲットは減速し始める。図 4.13 中で反射衝撃波がシェル裏面に初めて到達する時間は約 1.59 ns である。シェル内で初めて衝撃波が反射されてから数回の衝撃波反射によってガス部全体の圧力、温度が上昇し、その圧力によって内向きの速度を持つシェルを圧縮することで直径 50  $\mu\text{m}$  の爆縮コアプラズマを形成する。そして、その内向きの運動エネルギーが熱エネルギーに変換され中心点火部を形成する。

図 4.14(a) に、ILESTA-1D の計算結果を用いて  $\text{CHClF}_2$  の空間領域を平均した電子温度を実線で電子密度を破線で示す。シェルの圧縮に伴い時間と共に電子温度・電子密度も上昇し、1.83 ns で最大圧縮をむかえる予測となっている。また、同図に、X 線分光ストリークカメラ (XSS) で取得したスペクトル拡がりから求めた電子密度を黒丸印で、 $\text{Ly}\beta$  線と  $\text{He}\beta$  線のライン強度比から求めた電子温度を白抜き四角印で示し、同時に単色 X 線サンプリングストリークカメラ (M-SIXS) の空間平均した  $\text{Ly}\beta$  線と  $\text{He}\beta$  線のライン強度比から求めた電子温度を黒四角印で示す。実験結果から求めた電子密度は 1.53 ns 付近でシェル中心の衝撃波の衝突で密度が上昇しており、その後、下降し再シェル圧縮に伴い上昇することを再現している。電子温度の結果は、1.73 ns 以前まではシミュレーションと良い一致を示しシェル圧縮に伴い電子温度が上昇しているが、1.73 ns 以降からシミュレーションと次第に合わなくなってくる。ところで、この 1.73 ns はシェルが減速されている段階である。シェルが減速した時シェル裏面の系を考えると、内部のガスで構成される低密度プラズマがプラスチックの高密度プラズマを押しているという流体力学的に不安定な状態 [5] となっている。この不安定な状態では、シェル裏面の空間的な擾乱が時間と共に成長する。また、シェルの加速段階でもシェル表面の高密度ターゲットが外側に剥離された低密度ターゲットに押され流体力学的に不安定な状態になっており、空間的な擾乱が成長している。このシェル表面で成長し



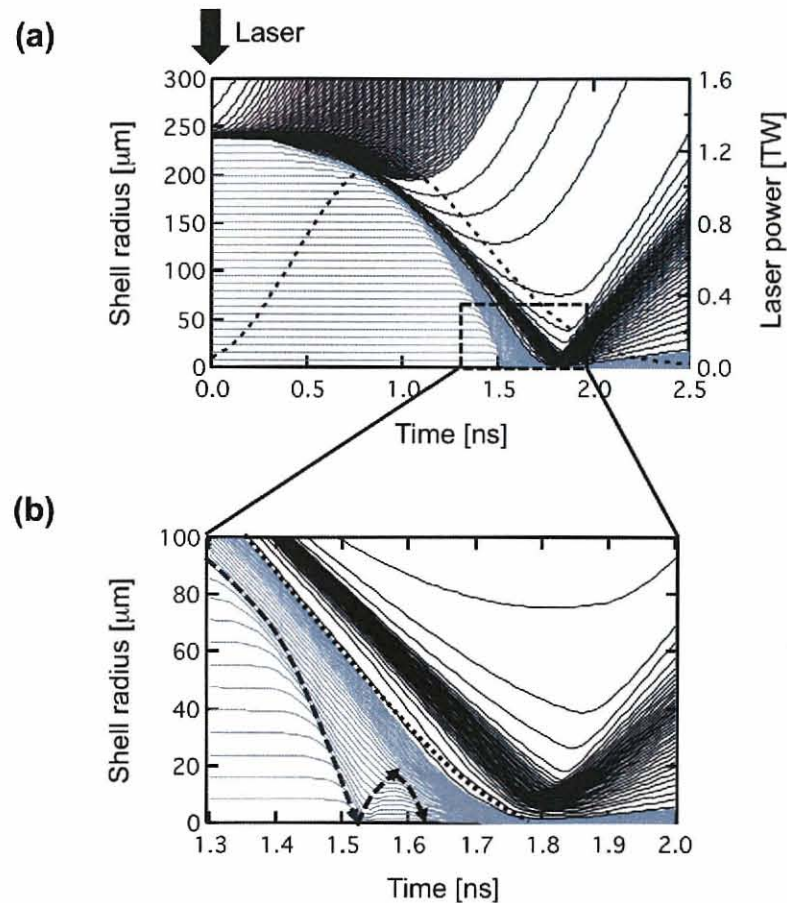


図 4.13 (a) 一次元流体コード ILESTA-1D を用いて予測した  $\text{CHClF}_2$  ガス封入シェルターゲットの爆縮過程。灰色線は CD シェル，黒色線は  $\text{CHClF}_2$  ガスの流線図を示す。時間原点をレーザーパワーのピークの 20% とした。(b) (a) の時間 1.3 ns から 2.0 ns の拡大図。破線の矢印は衝撃波の伝搬，点線は  $\text{CHClF}_2$  ガスと CD シェルの接触部分を示している。

た擾乱はターゲット深さ方向に伝搬しターゲット裏面での擾乱も成長させてしまう。この成長の結果，低温のシェル部分と高温のガス部分が混合し，爆縮コアプラズマの電子温度を低下させる。

図 4.14(a) に示されているシミュレーション結果との比較では，1.75 ns 以降の電子温度はシェル圧縮に伴い上昇している。しかし，図 4.10 に示す様に 1.75 ns 以降 X 線分光ストリークカメラで取得された X 線スペクトルでは，塩素の  $\text{He}_\beta$  線の低エネルギー側が発光しているため電子温度が 500 eV 以下まで下がっていると考えられる。その後，連続 X 線スペクトル成分の発光が支配的となっている。つまり，シミュレーションの様にコアの電子温度は上昇せず，高密度で低温の CD シェル部とガス部が混合している。また，図 4.14(b) に X 線分光ストリークカメラ (XSS) と単色 X 線サンプリングストリークカメラ (M-SIXS) で取得した 3.27 keV (塩素  $\text{He}_\beta$  線の X 線エネルギー) の X 線発光時間履歴を示す。この二種類の計測結果は，X 線強度を 20 ps 程度にわたって時間積分，かつ 6 eV 程度にわたって X 線エネルギーで積分した結果を示している。図 4.14(b) から，1.53 ns 後の衝撃波が中心で衝突した後に発光が始まり，シェルの圧縮とともにコアの加熱が起こり 1.68 ns まで X 線強度も上昇している。次に，放射冷却によっ

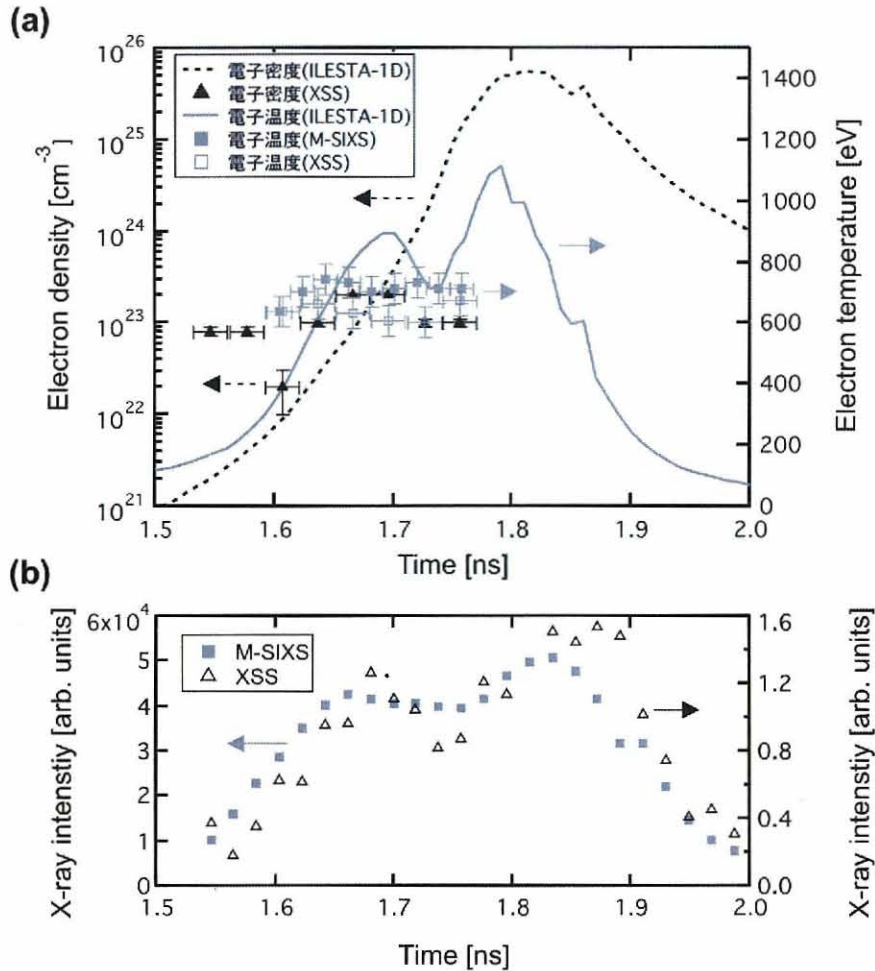


図 4.14 (a) ILESTA-1D で計算を行い  $\text{CHClF}_2$  の空間領域を平均した電子温度・密度の予測と実験結果の比較, ILESTA-1D で予測した電子温度を実線, 電子密度を破線で示す, X 線分光ストリークカメラで取得したスペクトル拡がりから求めた電子密度を黒丸印, ライン強度比から求めた電子温度を白抜き四角印, 単色 X 線サンプリグストリークカメラのライン強度比から求めた空間平均電子温度を黒四角印で示す, (b) X 線分光ストリーク (XSS) カメラと単色 X 線サンプリグストリークカメラ (M-SIXS) で取得した 3.27 keV の X 線発光時間履歴.

て爆縮コアプラズマの電子温度が下降すると同時に 1.73 ns まで下がり, 再度シェルの圧縮とともに発光している. その後, CD プラスチックと  $\text{CHClF}_2$  ガスの混合プラズマからの連続 X 線成分が発光し始めることでコアの電子温度が下がり, 最大圧縮の予想と同程度の時間領域の 1.83 ns で発光のピークをむかえている. 最終的には CD シェルと  $\text{CHClF}_2$  ガスの混合による電子温度の低下と X 線放射によってシミュレーションより遅くプラズマが冷却されていると考えられる. 以上の様な分光・画像計測の解析結果と流体シミュレーションの結果との比較から, 爆縮の球対称性が崩れシェルの減速段階で低温のシェル部分と高温のガス部分が混合し爆縮コアプラズマの加熱が阻害されていることを明らかとなった.

## 4.6 単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた高速点火核融合プラズマ診断への応用

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでは、高速点火実証実験 (Fast Ignition Realization EXperiment : FIREX) [71] が進行中である。これは、図 1.3 に示す様な金コーン・ガイディング法を用いてレーザーエネルギー 10 kJ, レーザーパルス幅 10 ps の加熱レーザー (LFEX : Laser for Fusion Experiment) [15] で燃料を 5 keV から 10 keV の核融合点火温度まで加熱する計画である。本研究で使用した電子温度計測用の塩素トレーサーでは、2–3 keV 程度の電子温度までしか計測できない。そのため、5–10 keV 計測用のトレーサーを選択し、単色 X 線サンプリングストリークカメラの設定を変更する必要がある。本節では、5–10 keV 計測用のトレーサーを選択し、そのトレーサーから放射される X 線計測用の単色 X 線サンプリングストリークカメラの設計について述べる。

### 4.6.1 トレーサーの決定

第 4.2 節において、ネオンの X 線 (1.0–1.2 keV) で  $300 \pm 100$  eV, 塩素の X 線 (3.2–3.5 keV) で  $1000 \pm 500$  eV, チタンの X 線 (5.5–5.9 keV) で  $2000 \pm 500$  eV の電子温度が計測できる可能性を示した。つまり、逆算すると電子温度の 3 倍程度のエネルギーを有する X 線を放射するトレーサーを選択すると良いことになる。よって、5–10 keV 程度の電子温度を診断でき、かつ、ガスである物質は原子番号 (Z) が 36 のクリプトン (Kr) のみである。

図 4.15(a) に PrismSPECT コード [72] を用いて計算した電子温度が 5 keV と 7 keV 時のクリプトン K 殻 X 線スペクトルを示す。イオン密度を  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  と固定して計算を行った結果である。ネオンや塩素などの計算では FLYCHK コードを用いたが、FLYCHK では原子モデルの簡素化のため高い原子番号に対する原子過程の計算には適さないので、PrismSPECT コードを使用した。5–7 keV の電子温度では、クリプトンの  $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ : 15.43 keV),  $\text{Ly}_\beta$  線 ( $1s - 1s$ : 15.96 keV),  $\text{He}_\gamma$  線 ( $1s^2 - 1s4p$ : 16.25 keV),  $\text{He}_\delta$  線 ( $1s^2 - 1s5p$ : 16.63 keV),  $\text{He}_\epsilon$  線 ( $1s^2 - 1s6p$ : 16.81 keV) の発光が予測できる。図 4.15(b) にクリプトンの  $\text{He}_\beta$  線と  $\text{Ly}_\beta$  線のライン強度比の電子温度依存性を示す。以上の結果からクリプトンをトレーサーに使用した場合、電子温度 5–10 keV の計測できることが分かった。

### 4.6.2 高速点火原理実証用の単色 X 線サンプリングストリークカメラの設計

表 4.4 にクリプトンの  $\text{He}_\beta$  線と  $\text{Ly}_\beta$  線の X 線エネルギーに合わせた単色光学系の設計値を示す。結晶の材質にはゲルマニウムや水晶などがあるが、ゲルマニウムは硬く湾曲させにくい点、水晶はクリプトンの X 線をブラッグ反射させる結晶が無い点からシリコンを選択した。シリコン結晶を用いた場合、ブラッグ角が 76 度となる。このブラッグ角で球面湾曲結晶を用いると空間分解能  $10 \mu\text{m}$  を達成できないことが光線追跡の計算で予測された。よって、トロイダル湾曲結晶で空間分解能  $10 \mu\text{m}$  以下にする設計を行った。また、結晶の大きさを  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  にすることで、エネルギー分解能  $E/\Delta E = 140$  を達成できる。この様な単色光学系と第 4.5 節の実験で使用したマスクのサンプリング距離  $330 \mu\text{m}$  を式 (3.20) に代

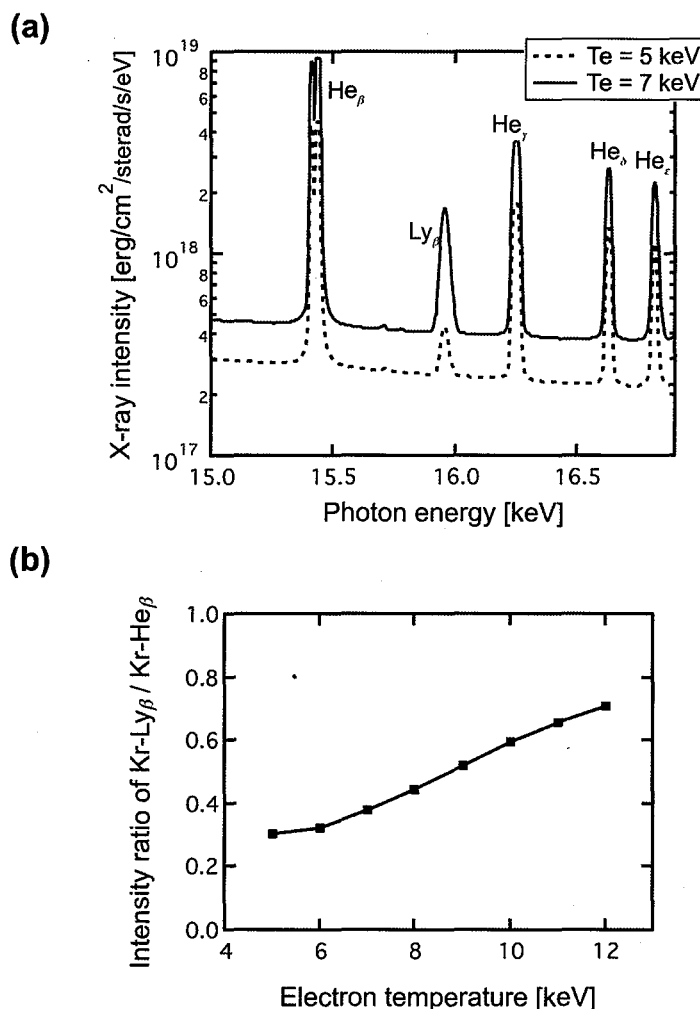


図 4.15 (a) PrismSPECT コードを用いて計算した電子温度が 5 keV と 7 keV 時のクリプトン K 殻 X 線スペクトル. イオン密度  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  として計算を行った. クリプトン (Kr) の He<sub>β</sub> 線 ( $1s^2 - 1s3p$ : 15.43 keV), Ly<sub>β</sub> 線 ( $1s - 1s$ : 15.96 keV), He<sub>γ</sub> 線 ( $1s^2 - 1s4p$ : 16.25 keV), He<sub>δ</sub> 線 ( $1s^2 - 1s5p$ : 16.63 keV), He<sub>ε</sub> 線 ( $1s^2 - 1s6p$ : 16.81 keV) の発光が予測できる. (b) クリプトンの He<sub>β</sub> 線と Ly<sub>β</sub> 線のライン強度比の電子温度依存性.

入し, サンプリングの定理を満たすような倍率を求めると 66 倍となった. この時の空間分解能は  $10 \mu\text{m}$  を仮定しサンプリングストリーク像を再構成した場合の画像は光源の情報を失わない. また, 単色 X 線サンプリングストリークカメラの観測可能時間を 250 ps となるように X 線ストリークカメラの掃引速度を調整すると, システムの時間分解能は 6 ps 程度となる.

以上の様に, クリプトンをトレーサに使い, 単色 X 線サンプリングストリークカメラの設定を変更することで, 空間分解能  $10 \mu\text{m}$ , 時間分解能 6 ps, エネルギー分解能  $E/\Delta E = 140$  を達成することができる. この設定値は, 高速点火核融合プラズマを診断するための条件を満たしており, 核融合中性子計測に加えて LFEX レーザーを用いて加熱した時の加熱領域の拡大の様子などを観測でき, 加熱タイミングの最適化などを評価できる計測器となることが期待できる.



表 4.4 クリプトン (Kr) の  $\text{He}_\beta$  線と  $\text{Ly}_\beta$  線の単色光学系の設計値.

観測対象 X 線	Kr $\text{He}_\beta$ 線	Kr $\text{Ly}_\beta$ 線
観測エネルギー [keV]	15.43	15.96
結晶の種類と格子面	silicon(553)	silicon(442)
結晶面の間隔 $d$ [Å]	0.8281	0.7923
ブラッグ角 [ $^\circ$ ]	76.0	76.4
結晶の大きさ [mm $\times$ mm]	6 $\times$ 6	6 $\times$ 6
分散方向の曲率半径 $R_m$ [mm]	200	200
サジタル方向の曲率半径 $R_s$ [mm]	188.2	190.0
分散方向の焦点距離 $f_m$ [mm]	97.01	97.46
サジタル方向の焦点距離 $f_s$ [mm]	97.01	97.46
倍率	66	66
結晶とプラズマ間の距離 [mm]	98.48	98.93
結晶と検出器間の距離 [mm]	6499	6530

## 4.7 まとめ

本章では、単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた爆縮コアプラズマ電子温度診断法の開発について述べた。まず、電子温度計測用の塩素化合ガス封入ターゲットの開発を行った。そして、そのターゲットと単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いて爆縮コアプラズマの電子温度計測実験を行い、爆縮コアプラズマの動的過程について議論した。また、高速点火核融合プラズマ実験に適応できる様に単色 X 線サンプリングストリークカメラの設計を行った。その成果を以下にまとめる。

- 予測される爆縮コアプラズマの電子温度・密度から最適なトレーサーとして塩素に決定した。
- 塩素ドーブプラスチックシェルターゲットを用いて爆縮実験を行い、安定な爆縮コアプラズマを生成できる知見を得た。
- シェル材料の CH または CD プラスチックと化学的に反応しない  $\text{CHClF}_2$  ガスをトレーサーガスに決定し、塩素化合ガス封入シェルターゲットの開発をした。また、シェルターゲット中へのガス封入法の技術を確立した。爆縮コアプラズマの光学的厚みを考慮し、シェル中に封入する塩素化合ガスを 0.2 atm と決定した。
- 塩素化合ガス封入ターゲットを用いて爆縮実験を行い、爆縮コアプラズマから放射される塩素の  $\text{He}_\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線の単色 X 線画像の同時取得に成功した。この結果から、爆縮コアプラズマが 500 eV から 820 eV まで加熱されていることが分かった。また、時間分解 X 線スペクトル計測を行い、X 線スペクトルの拡がりから電子密度を導出した結果、 $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  から  $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  まで変化することが分かった。
- 時間分解 X 線スペクトルと二次元単色 X 線画像の解析結果と一次元流体シミュレーションの結果

を比較することで、球対称爆縮が崩れシェルターゲットの減速相で CD プラスチックと塩素化合物ガスの混合が起こり、爆縮コアプラズマの加熱を阻害していることを明らかにした。

- 高速点火原理実証実験にむけたトレーサーの決定、単色 X 線サンプリングストリークカメラの改良を行い、原理的に空間分解能  $10\ \mu\text{m}$ 、時間分解能  $6\ \text{ps}$ 、エネルギー分解能  $E/\Delta E = 140$  で、 $5\text{--}10\ \text{keV}$  の爆縮コアプラズマが診断できることを確認した。

以上の結果、単色 X 線サンプリングストリークカメラは爆縮コアプラズマの動的過程の解明に寄与するだけでなく高速点火核融合プラズマ実験へも適応できる。特に、時間的に連続な二次元温度分布を導出できる点においては、高速点火実験での追加熱のタイミング、高温領域の拡がり等の詳細を取得でき、追加熱レーザーの最適化などの知見を得ることができると考えられる。

## 第 5 章

# 高密度プラズマ診断のためのレーザー駆動高効率・高エネルギー X 線源の開発

### 5.1 レーザー駆動高効率・高エネルギー X 線源の必要性

爆縮コアプラズマのような高温・高密度なプラズマの密度診断を行うには、コアプラズマからの放射される X 線を分光器などで分光計測し、そのライン X 線のシュタルク広がりや連続 X 線スペクトルの絶対値から電子密度を導出する診断法がある。しかし、その様な診断法では、時間的、または、空間的に平均された電子密度の導出が可能であるが、二次元密度分布を導出することは困難である。そこで、爆縮プラズマとは別にレーザー駆動高効率・高エネルギー X 線を生成し、この X 線を背景光に用いて爆縮コアプラズマの透過像を計測し、背景光の X 線透過率から密度を導出する方法がある。この計測法を X 線バックライト法とよぶ [73]。プラズマの任意の物質に対する X 線透過率  $T$  は、X 線が物質を透過する長さ  $l[\text{cm}]$ 、物質を構成する原子固有の質量吸収係数  $\mu[\text{cm}^2/\text{g}]$ 、および、物質の密度  $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$  によって式 (5.1) の様に決まる。

$$T = \exp(-\mu\rho l). \quad (5.1)$$

X 線バックライト法を用いた爆縮コアプラズマの密度診断では、爆縮コアプラズマから放射される X 線（自発光 X 線）が強いことや高密度プラズマによる吸収効果が大きくなるといった問題点がある。しかし、自発光 X 線より高輝度で、かつ、プラズマの密度に対して適切なエネルギーの X 線を用いれば、爆縮コアプラズマの二次元密度分布を取得でき、高密度爆縮への知見を得ることができる [74-76]。また、第 3.2 節で述べた単色カメラを用いて、コアの連続 X 線強度がバックライト X 線強度よりも弱い高エネルギー X 線スペクトル領域のみを分光して、密度計測を行う単色 X 線バックライトカメラも開発されている [77, 78]。しかし、高密度の爆縮コアプラズマを診断できるような高い透過力を持った高エネルギー X 線は、未だレーザーから X 線への変換効率が 1% 以下と低いままである [79, 80]。また、このような高エネルギー X 線は、レイリー・テイラー不安定性等のレーザー核融合の基礎実験 [81]、高密度エネルギー密度プラズマ等の X 線トムソン散乱実験 [37]、さらには、物性研究等 [82] の幅広い分野において必要となっている。本章では、爆縮コアプラズマ密度診断を対象にした高効率・高エネルギー X 線源の開発に重点をおき、高効率 X 線源開発のための低密度ターゲットの加熱物理解明 [83]、および、新規ターゲットを用いた高効率・高エネルギー X 線発生実験の成果 [84] について述べる。

## 5.2 レーザーを用いた X 線発生原理

ナノ秒や数百ピコ秒の短パルス高出力レーザーを集光し固体あるいは気体のターゲットに照射すると、高温・高密度のプラズマが生成され、高輝度の X 線が発生する。市販の高繰り返しレーザー（例：パルス幅 1–10 ns, エネルギー 1 J, 波長 1062 nm）を用いても、波長が数百 eV 以上の軟 X 線が放出される [85]。また、フェムト秒の超短パルスレーザー光を用いると、数十 keV 以上の硬 X 線の発生も可能である。

### 5.2.1 プラズマ中でのレーザー光の吸収と伝搬

ナノ秒から数百ピコ秒の短パルスレーザーをターゲットに照射した時、レーザー光の電場  $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t)$  により、電子は強制振動を受け周波数  $\omega$  で振動する。電子の運動方程式はイオンとの衝突による緩和も含め、

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}_0 \exp(i\omega t) - m\nu_{ei}\vec{v}, \quad (5.2)$$

とかける。ここで  $m, e, v$  はそれぞれ電子の静止質量、素電荷、電子の速度で、 $\nu_{ei}$  は電子–イオン間の衝突周波数である。光で駆動される電子の運動エネルギーの時間平均値は、

$$U_p = \frac{1}{2} m |\vec{v}|^2 = \frac{e^2 E_0^2}{3m\omega^2} = 0.94 \cdot I \lambda^2 \quad [\text{eV}], \quad (5.3)$$

と表される。ここに、レーザー光の強度  $I$  は  $10^{13} \text{ W/cm}^2$  単位で表し、波長  $\lambda$  は  $1 \mu\text{m}$  単位で表している。式 (5.2) の右辺の衝突光がない場合、電子は光と  $90^\circ$  の位相差を保って振動するためレーザー光のエネルギーを吸収しない。しかし、電子がイオンと衝突すると振動の位相が変わり、ジュール加熱  $\vec{J} \cdot \vec{E} \propto \vec{v} \cdot \vec{E}$  により光を吸収し電子が加熱される。ここで、 $J$  は電流密度を表す。加熱電子の運動エネルギーが原子のイオン化エネルギーを超えると、最外殻電子が電離し自由電子が生成される。この過程が繰り返しおこりカスケード的にイオン化が進行し、自由電子とイオンで構成されるプラズマが生成される。この吸収過程は逆制動吸収 (Inverse Bremsstrahlung), あるいは古典吸収と呼ぶ。この逆制動吸収の吸収係数  $\alpha_\lambda [\text{m}^{-1}]$  は以下の式 (5.4) で表される。

$$\alpha_\lambda = \frac{13.49}{\lambda_0^2} Z \left( \frac{n_e}{n_c} \right)^2 \frac{\ln \Lambda}{\sqrt{1 - n_e/n_c}} \frac{1}{T_e^{3/2}} \quad [\text{m}^{-1}]. \quad (5.4)$$

ここで、 $\lambda_0$  は入射レーザーの波長 [m],  $Z$  は平均イオン価数、 $n_e$  はプラズマ電子密度 [ $\text{m}^{-3}$ ],  $T_e$  は電子温度 [K],  $\ln \Lambda$  はクーロン対数である。 $n_c$  は入射レーザー波長に対する臨界密度である。臨界密度とはレーザー光がプラズマに入射するとき、レーザー光の振動数がプラズマ周波数と等しくなる電子密度であり、それ以上の密度までレーザーは伝搬することが出来ない。その臨界密度  $n_c$  は以下の式 (5.5) で表される。

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m}{e^2}. \quad (5.5)$$

ここで、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率である。この自由電子と高電離イオンで構成されるプラズマ中では、電離、励起、再結合、脱励起が同時に起こり、第 2.2 節で述べた様に共鳴線等の X 線が放射される。

一方、数ピコ秒やフェムト秒のパルス幅を有する超短パルスレーザーの p 偏光をターゲットに照射した場合、レーザー光は屈折を受けて曲がる。この時、レーザー光の光電場が臨界密度付近で共鳴的に電子波を誘起し、高エネルギー電子が生成されレーザーの照射方向に加速される。その高エネルギー電子はプラズマ化していない元素の内殻に束縛されている電子を電離する。その結果、その原子から X 線が放出される。この時、L 殻から K 殻へ電子遷移した時に放射される X 線を  $K_{\alpha}$  線と呼び、M 殻から K 殻へ電子遷移した時に放射される X 線を  $K_{\beta}$  線と呼ぶ。

### 5.2.2 レーザー駆動プラズマ X 線源の特徴

レーザー生成プラズマの特徴として以下のような特徴がある。

- 照射レーザーのパルス幅に応じて発光時間がピコ秒からナノ秒と変化する。時間的に短パルスであるので、X 線バックライト用の光源として用いれば高速に運動する物体を高空間分解で静止画像を取得することが出来る。
- 照射レーザーのスポット径ほどの大きさの光源（点光源）であるので、光のハンドリング（発散や収束）が比較的容易である。
- 高輝度（単位時間、単位面積、単位立体角、単位波長幅あたり放射される光子エネルギー）である。
- 他の X 線源と比較してレーザーから X 線への変換効率が高い。
- 発光スペクトルはターゲットとなる材料で選ぶことができ、発生できる X 線エネルギー範囲が広い。

その反面、欠点としては以下の様な事があげられる。

- レーザー照射に伴うデブリがターゲットから飛散するのでクリーンな光源ではない。
- 連続的な X 線ではなく、ターゲット材料により決定される構造をもったスペクトルであるため、幅広い波長にわたって連続的な光源が必要な場合、あまり適さない。

## 5.3 爆縮コアプラズマの密度計測に必要なパラメータの評価

この節では、現在の高速点火プラズマ実験において必要な X 線バックライト光源のパラメータ（光源サイズと一様性、X 線エネルギー、レーザーから X 線への変換効率）について議論する。

### 5.3.1 X 線バックライト光源の大きさで一様性

高出力レーザーを用いてプラスチック (CH や CD) シェルターゲットを爆縮した時、加速されるシェルは最大圧縮時と比較して電子温度が低い。そのため、まず、既知の低い電離状態にある cold opacity（質量吸収係数:  $19.72 \text{ cm}^2/\text{g}$  [86]) を用いてバックライト X 線透過分布からシェルの残留質量  $M[\text{g}]$  を導出する。その後、最大圧縮の時のバックライト X 線透過像から爆縮コアプラズマの半径  $R[\text{cm}]$  を導出し、密度  $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$  を導出する。爆縮コアプラズマを球対称と仮定したとき、以下の式 (5.6) で爆縮コアの平均



密度を導出することができる。

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}. \quad (5.6)$$

このような方法を用いて、爆縮コアプラズマの密度計測を行う場合、シェルの初期径 500  $\mu\text{m}$  および計測器の光軸調整精度等を考えると、少なくともシェルの 1.5~2 倍 (750~1000  $\mu\text{m}$ ) 程度の空間サイズを持った一様性の高い X 線バックライト光源が必要となる。

### 5.3.2 X 線エネルギーの検討

第 1.3 節で述べた様に、爆縮コアプラズマでは密度  $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$  に爆縮コアプラズマの半径  $R[\text{cm}]$  を掛けた面密度  $\rho R[\text{g}/\text{cm}^2]$  が重要なパラメータとなる。この  $\rho R$  に質量吸収係数をかけたものが光学的厚さとなり結果的に X 線の透過率となる。これは、式 (5.1) に示す様に密度の上昇に伴い指数関数的に減少するので、高い精度で密度計測を行う場合、その X 線透過率がおよそ  $1/e$  程度となる X 線エネルギーを選択する必要がある。

図 5.1(a) に、電子温度が 500 eV 時の 2.79 keV (塩素の K 殻 X 線)、4.75 keV (チタンの K 殻 X 線)、6.70 keV (鉄の K 殻 X 線) の CD プラスチックに対する X 線透過率依存性を示す。これまでの研究において、爆縮コアプラズマの面密度  $\rho R$  は 0.05–0.1  $\text{g}/\text{cm}^2$  と予測されている。よって、図 5.1 から  $\rho R = 0.05\text{--}0.1 \text{ g}/\text{cm}^2$  に対する X 線透過率を考慮すると、チタンの K 殻 X 線 (4–5 keV) が最適な X 線エネルギーであることが明らかとなった。また、図 5.1(b) に、室温 (質量吸収係数が 19.72  $\text{cm}^2/\text{g}$  の cold opacity を使用)、電子温度を 100 eV, 300 eV, 500 eV と変化させた時の面密度に対するチタンの K 殻 X 線透過率依存性を示す。このような電子温度に対しても、チタンの K 殻 X 線は現有のレーザー装置で生成できる爆縮コアプラズマの観測に適した X 線エネルギーであるということが明らかとなった。

### 5.3.3 レーザーから X 線への変換効率

バックライト X 線の輝度 (単位面積辺りの発光強度) の条件は、爆縮コアプラズマの自発光 X 線成分より高いことである。当然、そのためにはレーザーから X 線への変換効率が高いことが要求される。これまでの爆縮コアプラズマの密度計測において、ピンホール結像とチタン薄膜 K 殻吸収端フィルターを使用した X 線バックライト法が実施されてきた [87]。しかし、爆縮コアプラズマの自発光 X 線成分 (2–5 keV) が、バックライト X 線 (4–5 keV) と 1.5 倍程度高く、明瞭な爆縮コアプラズマの X 線透過像は得られていない。この原因として、フィルターを用いた荒い単色化を行ったので自発光 X 線成分 (2–3 keV) が結像されたと考えられる。不運にも、この時の X 線バックライト光源の X 線変換効率は取得されていないが、レーザー照射強度から推測すると文献 [79, 80] と同様の 0.5% 未満の変換効率であると考えられる。この様なピンホールを用いたバックライト法で爆縮コアプラズマの密度計測を行う場合、現在の設定より 2–3 keV の自発光 X 線成分の強度を一桁以上落とせる厚いフィルターを挿入しても明瞭な X 線透過像を取得できる X 線光量が必要である。よって、レーザーから X 線への変換効率を 3–5% 以上に出来る X 線バックライト源が必要である。

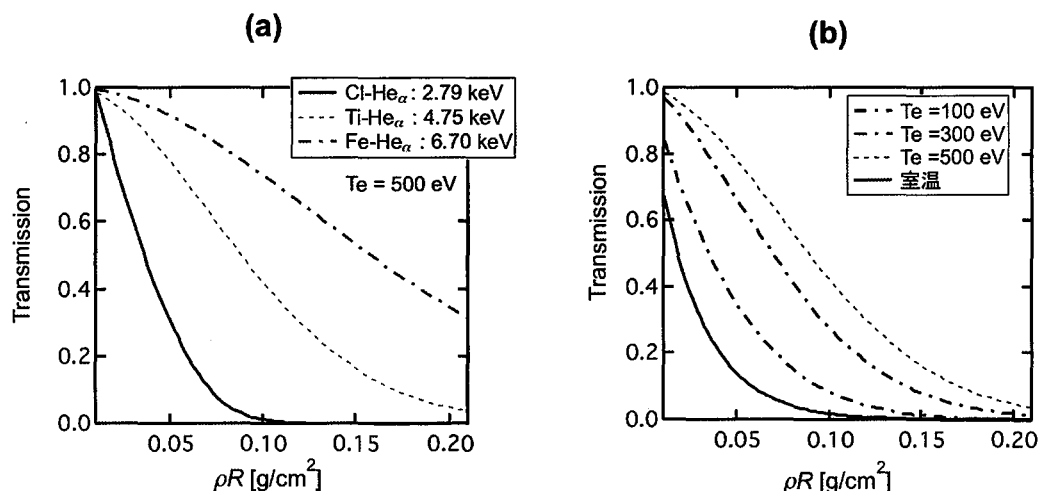


図 5.1 (a) X 線エネルギーを 2.79 keV, 4.75 keV, 6.70 keV と変化させた時の面密度  $\rho R$  と CD プラズマに対する X 線透過率の関係. (b) 電子温度を変化させた時のチタン K 殻 X 線に対する面密度と X 線透過率の関係. この 2 つの図から, 爆縮コアプラズマの面密度  $\rho R$  は 0.05–0.1 g/cm<sup>2</sup> と予測されているので, チタンの K 殻 X 線 (4–5 keV) が最適な X 線エネルギーである.

## 5.4 高効率なレーザープラズマ X 線源

第 5.2 節で述べた様に, 高エネルギー X 線を発生するためには高電離プラズマを生成する方法と高エネルギー電子を発生させ元素の内殻電離を起こす方法がある. 内殻電離で放出される K $\alpha$  線は X 線エネルギーが高いが, レーザーから X 線への変換効率が 0.01% から 0.001% と低い [88–90]. また, X 線発生領域が 100  $\mu$ m 未満のレーザースポット径となる. よって, 第 5.3 節で要求されている様なパラメータを達成する為には, ナノ秒のパルス幅を有するレーザーで生成した高電離プラズマを生成する方法が有効である.

レーザーを固体密度のターゲットに照射した場合 [79, 80, 91, 92], レーザーは臨界密度近傍で吸収され, ターゲット表面付近はレーザー照射方向へアブレーションされる. その吸収されたレーザーエネルギーの一部は熱電子, 輻射, 高速電子などにより臨界密度上流部へ運ばれ, より密度の高い領域が加熱される. さらに, 電子密度は臨界密度近傍から表面の方向へ急激に低下する. 図 5.2(a) に一次元流体コード ILESAT-1D [56] を用いて計算したプラズマの電子温度・密度の空間プロファイルを示す. レーザーはパルス幅 1.0 ns のガウシアン波形, 波長 351 nm, エネルギー 1 kJ で, ターゲットを厚さ 20  $\mu$ m チタンを用いて計算を行った. 空間の位置 0  $\mu$ m はターゲットがレーザーに照射される位置を示している. 図 5.2(a) の温度・密度プロファイルから球対称を仮定し, FLYCHK を用いて X 線強度 [erg/cm<sup>2</sup>/s/sterad/eV] を計算した結果を図 5.2(b) に示す. この時の X 線強度は 4–6 keV の X 線エネルギーを積分した. 計算の結果, チタンの K 殻 X 線を放射させる領域は 100  $\mu$ m 程度の厚みを持った電子密度  $2 \times 10^{22}$  cm<sup>-3</sup> (イオン密度  $1 \times 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>) であることが分かった. この理論予測の様に固体平板ターゲットでは, チタンの K 殻 X 線発生に必要な電子温度・密度領域が小さいため, レーザーから高エネルギー X 線 (<4 keV) へ

の変換効率が 1% 以下である [79, 80]. また, X 線のエネルギー増加に伴い変換効率が極端に減少するといった傾向がある [93]. 以上の結果から, 固体平板ターゲットは, 高効率で一様性の高い X 線光源としては不適切である.

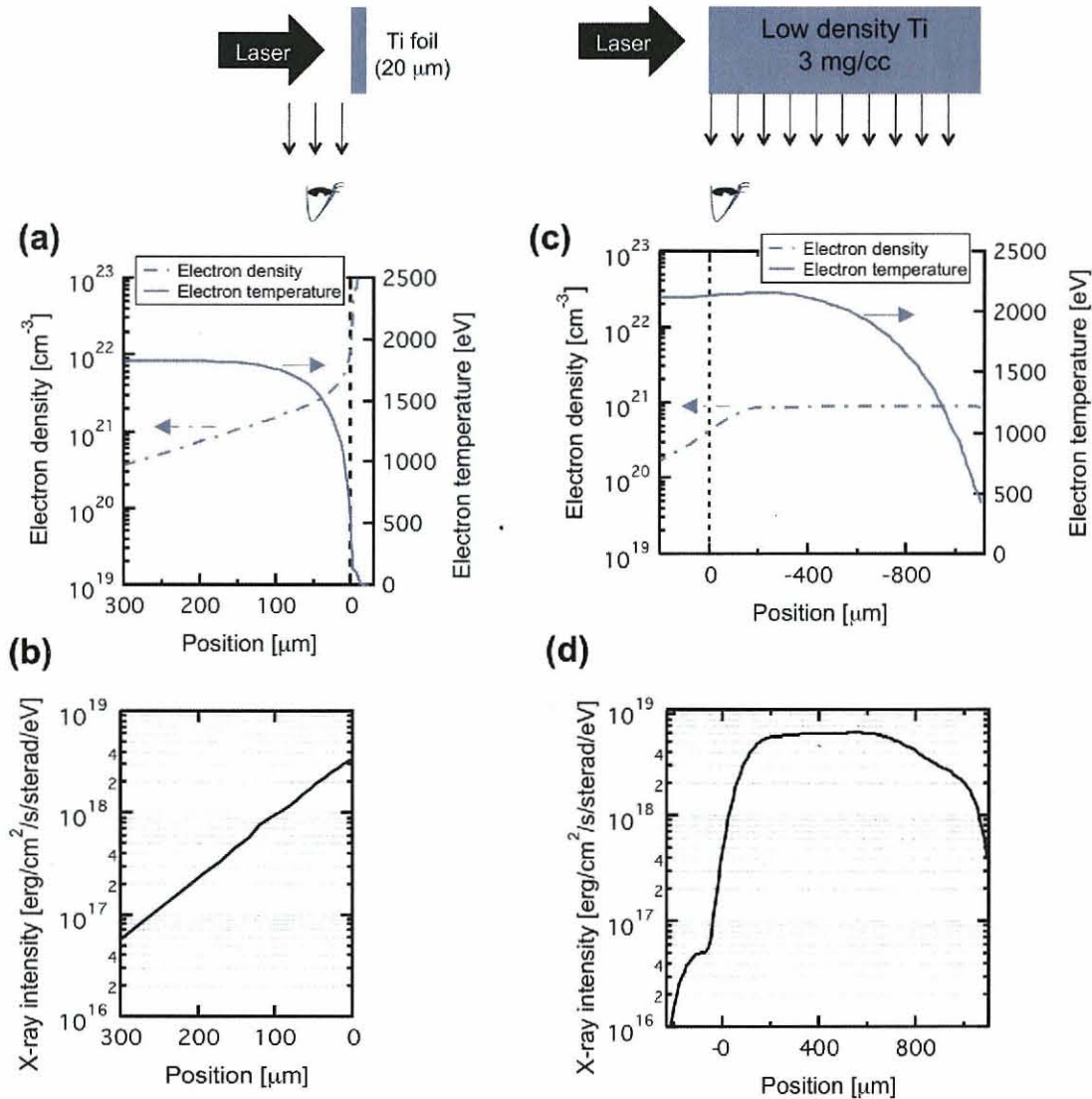


図 5.2 (a) ILESTA-1D を用いて計算したプラズマの電子温度・電子密度プロファイル, (b) (a) の温度・密度プロファイルから FLYCHK を用いて計算し 4–6 keV の X 線エネルギーを積分した X 線発光強度, (c) ILESTA-1D を用いて計算した低密度プラズマの電子温度・電子密度プロファイル, (d) (c) の温度・密度プロファイルから FLYCHK を用いて計算し 4–6 keV の X 線エネルギーを積分した X 線発光強度, 空間位置の 0  $\mu\text{m}$  はターゲットがレーザーに照射される位置を示している.

一方, ガスなどの低密度ターゲットにレーザー照射すると, 初期電子密度  $n_e$  がレーザー波長に対する臨界密度  $n_c$  より小さくなりレーザー光が深く侵入する. そして, この侵入経路途中の長尺低密度プラズマ中で逆制動吸収によりレーザーが吸収される. また, この吸収過程によってターゲットを超音速的・立体的に一様加熱することもできる [84, 94–96]. その結果, 高エネルギー X 線発生に最適な電子温

度・電子密度のプラズマが生成され、プラズマサイズ 1 mm 程度の高効率な X 線源となることが知られている [97,98]. 図 5.2(c) に、ILESTA-1D を用いて計算を行った低密度ターゲットをレーザーで照射した時の温度・密度プロファイルを示す。レーザーの条件は同図 (a) と同様である。図 5.2(c) の温度・密度プロファイルから、プラズマ長 1 mm を仮定し FLYCHK を用い 4–6 keV の X 線を積分した X 線強度 [ $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{sterad}/\text{eV}$ ] の結果を図 5.2(d) に示す。固体平板ターゲットをレーザー照射した場合と比較すると、低密度ターゲットを用いた X 線源は光源のサイズが約 1 mm と大きく、かつ、一様性の高い X 線源であると予想できる。よって、効率の良い X 線源となることが期待できる。この結果は、平板ターゲットの X 線発生領域の電子密度 ( $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ) と低密度ターゲットの X 線発生領域の電子密度 ( $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) において、X 線を放射するイオン数を比較してみても明らかである。

これまでの低密度ターゲットを用いた研究において、キセノンガス封入ターゲットを用いてキセノン L 殻 X 線 (4–7 keV) で変換効率 10% [97,98], チタンドープシリカエアロジェルターゲット (密度 3 mg/cc) を用いてチタン K 殻 X 線 (4–6 keV) で変換効率 2% [95], ゲルマニウムドープシリカエアロジェルターゲット (密度 3–7 mg/cc) を用いてゲルマニウム K 殻 X 線 (9–15 keV) で変換効率 1% [99] を得ることに成功している。さらに、近年、固体平板ターゲットにプリパルスレーザーを照射して意図的に低密度なプラズマを先行生成しメインの駆動レーザーでそのプラズマを照射する X 線発生実験 [100], 薄膜ターゲットを用いた高効率 X 線発生実験 [101,102] で、3% から 4% 程度の変換効率を得られている。また、このような低密度膨張ターゲットでは、X 線の発生領域 (プラズマサイズ) が平板と比べ大きいことから、電子熱伝導、輻射輸送などによる加熱の詳細を取得でき、シミュレーションコードのベンチマークとなる重要な計測が可能となる。しかし、この低密度ターゲットの加熱機構を解明した研究成果は数少ない。よって、新たな低密度ターゲットや低密度プラズマ生成法の開発だけでなく、レーザーやターゲットの各パラメータの最適化のために、低密度ターゲットの加熱機構をシミュレーションコードの結果と比較することで最適化を行うことが今後の課題となってきた。

## 5.5 エアロジェルターゲットを用いた高効率 X 線源の開発と低密度プラズマ中の加熱波の観測

### 5.5.1 実験条件

実験を大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII レーザー装置 [54] に設置されている高強度基礎実験装置 (High-Intensity Plasma Experimental Research : HIPER) [103] のレーザービームの 12 本中、9 本を用いて行った。各レーザービームは、スペクトル制御による照射パターン均一化 (Smoothing by Spectral Dispersion : SSD) [59] をされており、レーザー波長が 351 nm, パルス幅が半値全幅で 2.5 ns の矩形波である。全てのビームをターゲット表面から前方 1130  $\mu\text{m}$  に集光した。この時のレーザー照射強度は、 $4 \times 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$  であった。実験に使用した全 9 ビームは半角 9.4 度の円錐内に束ねられておりレンズの F ナンバーは 3 である。

実験で使用したターゲットは米国のローレンスリバモア研究所で製作された密度 3.2 mg/cc のチタンドープシリカエアロジェル [95] であり、チタン原子はシリカエアロジェル ( $\text{SiO}_2$ ) 中に原子数 3% だけ含有されている。このエアロジェルを外径 1 mm, 長さ 1.94 mm, 厚さ 75  $\mu\text{m}$  のベリリウムシリンダーに注

入したターゲットを用いた。図 5.3(a) に厚さ  $100\ \mu\text{m}$  のガラスシリンダーに封入されたエアロジェルターゲットの光学顕微鏡写真を示す。また、図 5.3(b) に、そのエアロジェルの走査型電子顕微鏡写真を示す。エアロジェルは、半透明な外見から「凍った煙」や「固体の煙」などの異名を持つ名のとおり、肉眼で目視するのは困難な物質である。このターゲットが完全電離した場合の電子密度  $n_e$  は、

$$n_e = \frac{N_A \rho \langle Z \rangle}{\langle A \rangle}, \quad (5.7)$$

で表すことができる。このとき、 $N_A$  はアボガドロ数 [個/mol]、 $\rho$  は密度 [g/cc]、 $\langle Z \rangle$  は平均電離度、 $\langle A \rangle$  は平均原子量 [g/mol] を示す。また、 $\langle Z \rangle$  と  $\langle A \rangle$  は以下の式で表すことができる。

$$\langle Z \rangle = f_{\text{Si}} Z_{\text{Si}} + f_{\text{O}} Z_{\text{O}} + f_{\text{Ti}} Z_{\text{Ti}}, \quad (5.8)$$

$$\langle A \rangle = f_{\text{Si}} A_{\text{Si}} + f_{\text{O}} A_{\text{O}} + f_{\text{Ti}} A_{\text{Ti}}, \quad (5.9)$$

ここで、 $f_x$  は元素  $x$  の割合、 $Z_x$  は元素  $x$  それぞれの電離度、 $A_x$  は元素  $x$  それぞれの原子量を示している。式 (5.7) と式 (5.8) と式 (5.9) を用いて、使用したチタンドープエアロジェルが完全電離した場合の電子密度を求めると、 $n_e \approx 9 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$  となりレーザー波長  $351\ \text{nm}$  に対する臨界密度の  $0.1$  倍となる。次に、求めた  $\langle Z \rangle$  と  $n_e/n_c$ 、レーザー波長  $\lambda = 351\ \text{nm}$ 、 $T_e = 1.5\ \text{keV}$ 、 $\ln \Lambda = 8$  を、式 (5.4) に代入し吸収長を求めると約  $790\ \mu\text{m}$  となった。

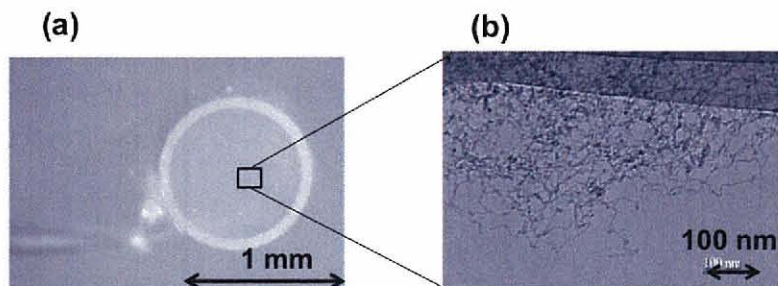


図 5.3 (a) 厚さ  $100\ \mu\text{m}$  のガラスシリンダーに封入されたチタンドープエアロジェルターゲットの光学顕微鏡写真。 (b) エアロジェルの走査型電子顕微鏡写真。鎖の様に連なったのがエアロジェルである。

図 5.4 に示す様に、チタン K 殻 X 線を観測するため四種類の X 線計測を取り付けた。チタン K 殻 X 線の時間発光履歴を観測するための X 線分光ストリークカメラ、レーザー照射方向側にチタン K 殻 X 線の変換効率を計測するための絶対感度校正された 2 台の X 線ダイオード、レーザー照射方向軸に対して垂直な方向に X 線画像計測用の X 線フレーミングカメラと X 線ストリークカメラを配置した。X 線分光器の分散面に対する光源サイズは分光器のエネルギー分解能を左右するため、厚さ  $50\ \mu\text{m}$  のタンタルで作製した幅  $100\ \mu\text{m}$  のスリットで X 線入射視野の制限を行った。この時のエネルギー分解能  $E/\Delta E$  ( $E$  は X 線エネルギー) は  $200$  であった。また、このスリットの位置を変化させ X 線スペクトル解析を実施することで、エアロジェルプラズマ中の電子温度プロファイルを導出できる。本実験でのスリットの位置は、シリンダーターゲットがレーザー照射される位置を  $0\ \mu\text{m}$  とした時、そのレーザー侵入方向に  $70\text{--}170$



$\mu\text{m}$  と  $420\text{--}520\text{ }\mu\text{m}$  離れた位置を選択した。X 線分光ストリークカメラのフォトカソードは、ポリパ  
キシリレン膜  $1800\text{ }\text{\AA}$  の上に金  $300\text{ }\text{\AA}$  とヨウ化銅  $1100\text{ }\text{\AA}$  を蒸着した幅  $200\text{ }\mu\text{m}$  のスリット状のフォトカ  
ソードを使用した。この時の時間分解能は  $56\text{ ps}$  であった。画像用の X 線ストリークカメラはポリパ  
キシリレン膜  $1800\text{ }\text{\AA}$  の上に金  $300\text{ }\text{\AA}$  とヨウ化銅  $1100\text{ }\text{\AA}$  を蒸着した幅  $700\text{ }\mu\text{m}$  のスリット状のフォトカ  
ソードを使用し、直径  $20\text{ }\mu\text{m}$  のピンホールを用いて像の拡大倍率を  $8.7$  倍に設定した。この時の観測領  
域は、ターゲット上でシリンダー中心軸上の約  $70\text{ }\mu\text{m}$  の領域である。X 線フレーミングカメラは時間差  
 $500\text{ ps}$  の 4 つの光電面を有しており、直径  $20\text{ }\mu\text{m}$  のピンホールを用いて像の拡大倍率を  $4.4$  倍に設定し  
た。X 線ストリークカメラも X 線フレーミングカメラも、チタン  $5\text{ }\mu\text{m}$  の薄膜を K 殻吸収端フィルター  
に用いて、 $4.7\text{--}4.9\text{ keV}$  の X 線を検出できるように設定した。表 5.1 に使用した計測器の特性をまとめる。  
 $\Delta t$ ,  $\Delta r$  は、それぞれ時間分解能、空間分解能を表す。

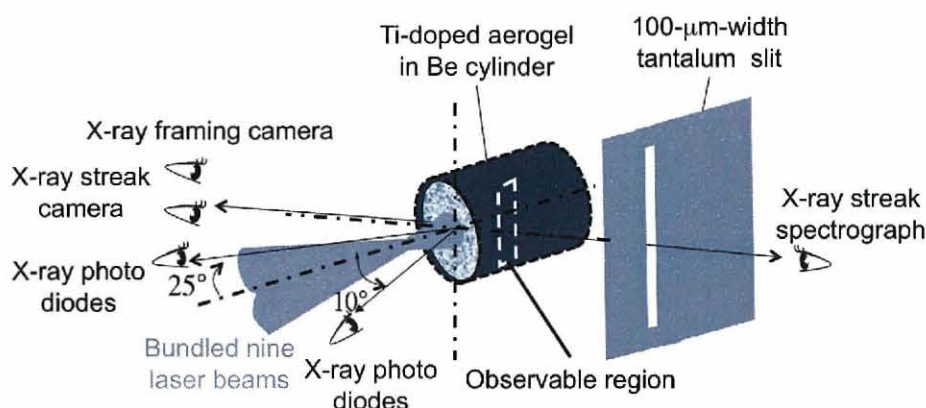


図 5.4 レーザー照射方向と使用計測器の配置。X 線入射視野制限スリットはシリンダー軸中心から 1.5 mm 離れた位置に設置した。

表 5.1 チタンドープエアロジェルターゲットを用いた X 線発生実験に使用した計測器のまとめ.

計測器	計測目的	$\Delta t[\text{ps}]$	$\Delta r[\mu\text{m}]$	倍率	X線観測領域
X線ダイオード	チタン K 殻 X 線変換効率	—	—	—	4.0 – 6.0 keV
X線ストリークカメラ	X線発光領域の観測	100	23	8.7	4.7 – 4.9 keV
X線フレーミングカメラ	X線発光領域の観測	80	26	4.4	4.7 – 4.9 keV
X線分光ストリークカメラ	チタン K 殻 X 線の時間発展	56	—	1	4.6 – 5.8 keV

### 5.5.2 エアロジェルプラズマから放射される X 線スペクトル計測

図 5.5(a) に観測領域を 70–170  $\mu\text{m}$  とした時のエアロジェルプラズマから放射されたチタン K 殻の時間分解 X 線発光スペクトルを示す。この図は、分光結晶の反射率、フィルターの透過率、ストリークカメラのフォトカソードの X 線エネルギー依存性等を補正している。また、同図 (b), (c), (d) にレーザー入射

後 0.98 ns, 2.27 ns, 3.45 ns 時の X 線スペクトルを示す. この X 線スペクトルはスペクトル解析に必要な光量を確保するために 64 ps 程度にわたって時間積分しており, 時間を第 5.5.3 小節で述べるシミュレーション結果の時間とあわせた. 同様に, 図 5.6(a) に観測領域を  $420\text{--}520\text{ }\mu\text{m}$  とした時のチタン K 殻の時間分解 X 線発光スペクトルを示し, 同図 (b), (c), (d) に 1.24 ns, 2.32 ns, 3.39 ns 時の X 線スペクトルを示す. 図 5.5 と図 5.6 とも, チタンの  $\text{He}_\alpha$  線 ( $1s^2 - 1s2p$ : 4.75 keV),  $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ : 5.58 keV) の発光が確認されている. しかし, チタンの  $\text{Ly}_\alpha$  線 ( $1s - 2p$ : 4.97 keV) は非常に弱い発光であった. また, チタンの  $\text{He}_\alpha$  線の低エネルギー側に観測されるリチウム様衛星線は, 分光ストリークカメラのエネルギー分解能のため  $\text{He}_\alpha$  線と重複して観測された.

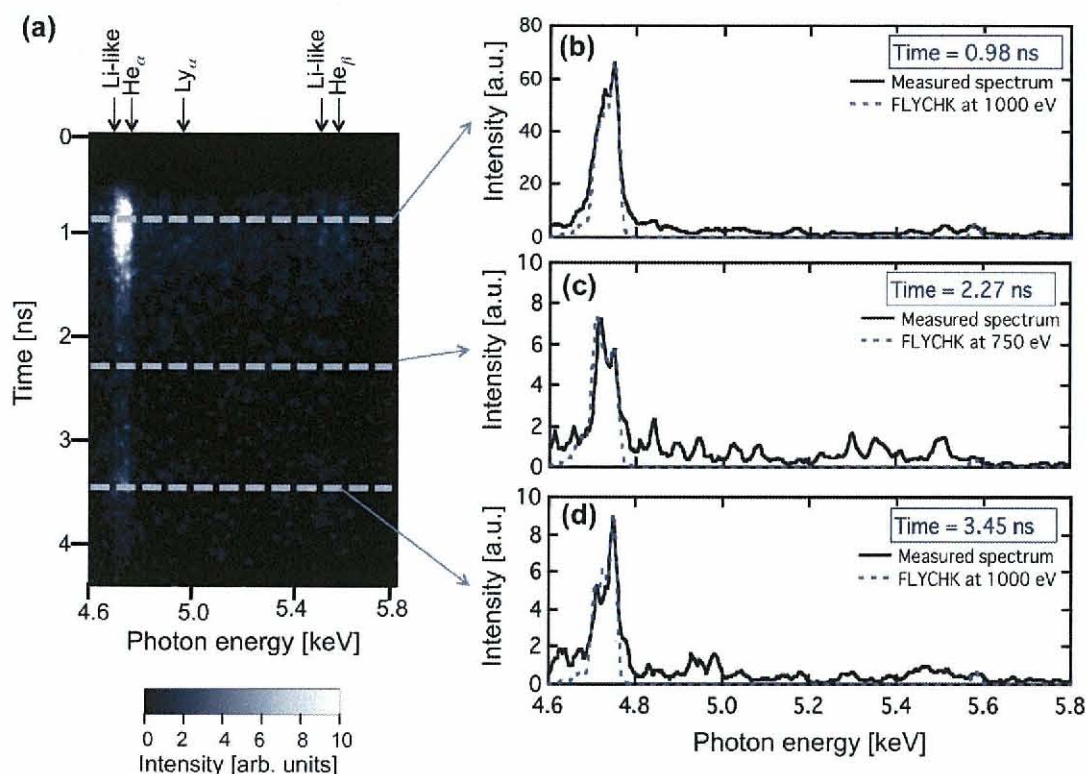


図 5.5 (a) 観測領域を  $70\text{--}170\text{ }\mu\text{m}$  とした時の時間分解チタン K 殻 X 線スペクトル. (b) 0.98 ns, (c) 2.27 ns, (d) 3.45 ns 時の X 線スペクトルを示す. (b)–(d) において, 実線は実験で取得したスペクトルを, 破線は FLYCHK コードで予測したスペクトルに計測器の分解能を畳み込んだスペクトルである.

得られた時間分解スペクトルから電子温度プロファイルを導出するために, FLYCHK コード [35] を用いて解析を行った. FLYCHK を用いて電子温度を導出する時, 一般に電子温度依存性の強い  $\text{He}_\alpha$  線と  $\text{Ly}_\alpha$  線のライン強度比を用いるが, 今回の実験では解析する為に十分な光量の  $\text{Ly}_\alpha$  線を取得できなかった. そのため,  $\text{He}_\alpha$  線とその衛星線であるリチウム様線とのライン強度比を電子温度の導出に用いた [104]. 図 5.7 に電子密度を  $9.0 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$  とした時のチタン  $\text{He}_\alpha$  線とそのリチウム様衛星線の強度比の電子温度依存性を示す. 衛星線は電子密度依存性が小さく, 予測される電子密度に対しては数十 eV であるため密度を固定して電子温度の評価を行った. 図 5.5(b)–(d) と図 5.6(b)–(d) に, FLYCHK に強度比から求めた電子温度を代入して計算を行い計測器の分解能で畳み込んだ X 線スペクトルを破線で示す.



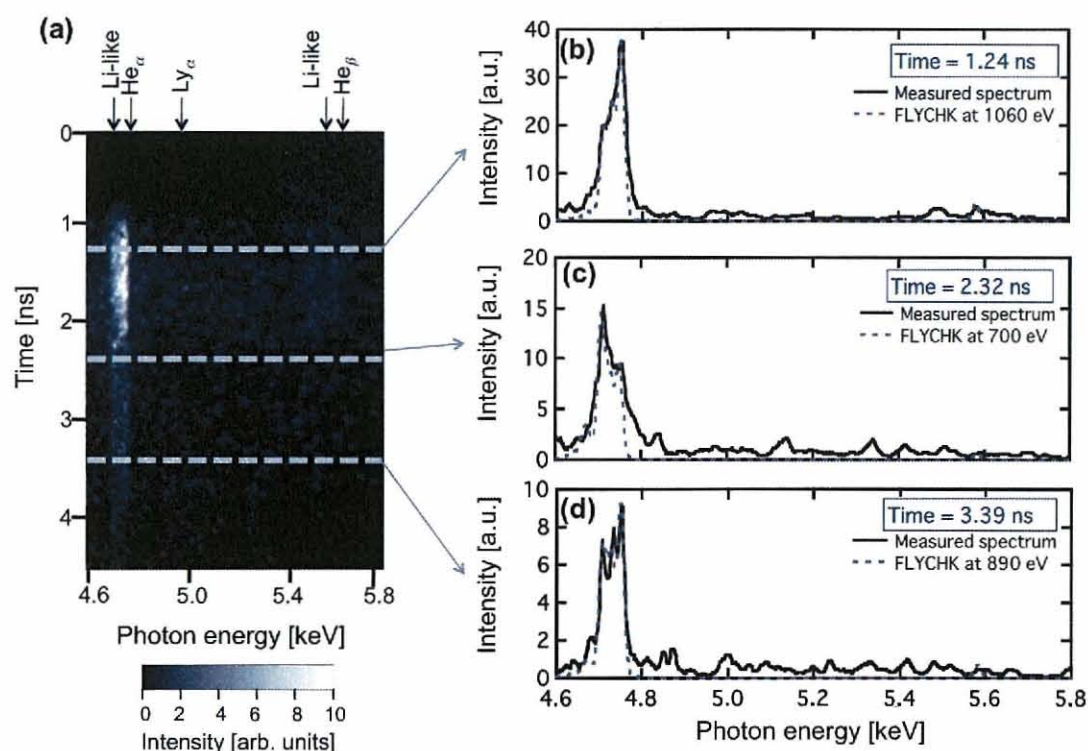


図 5.6 (a) 観測領域を  $420\text{--}520\ \mu\text{m}$  とした時の時間分解チタン K 殻 X 線スペクトル. (b) 1.24 ns, (c) 2.32 ns, (d) 3.39 ns 時の X 線スペクトルを示す. (b)–(d) において、実線は実験で取得したスペクトルを、破線は FLYCHK コードで予測したスペクトルに計測器の分解能を畳み込んだスペクトルである.

FLYCHK では  $\text{He}_\beta$  線のリチウム様衛星線の原子過程は含まれておらず、それを除いた全体のスペクトルは実験のスペクトルと良い一致を示す. X 線スペクトル解析の結果、電子温度は  $600\ \text{eV}$  から  $1100\ \text{eV}$  の間で変化することが分かった. 電子温度の解析結果とシミュレーション結果との比較については、第 5.5.4 小節で詳細を述べる.

### 5.5.3 二次元シミュレーションコードを用いたターゲット加熱の解析

シリカエアロジェルターゲット中の加熱機構を明らかにするために、二次元円柱軸対称の放射流体シミュレーション RAICHO コード [105] を用いた. RAICHO コードを用いた計算では使用したターゲットと同じ条件を入力し、レーザーの条件もレンズの F ナンバーを 3、シリンダー表面より  $1130\ \mu\text{m}$  前方に集光するように設定した. また、シリンダーターゲットにおいて 1 メッシュを  $10\ \mu\text{m}$  として計算を行った. ターゲット中のレーザー伝搬は二次元光線追跡法を用い、レーザー吸収は逆制動吸収過程であった. 電子熱伝導、輻射輸送は、それぞれ拡散近似、多群拡散近似を用いた. また、電子熱伝導は古典的な Spitzer-Härm の公式 [58] を用い、熱流速限界を 0.1 として計算を行った. オパシティの計算には、温度・密度でテーブル化したデータを用い、その計算には平均イオンモデルに基づく衝突輻射平衡を仮定している.

図 5.8(a) に本実験で取得した一次元時間分解 X 線画像、同図 (b) に RAICHO で計算したシリンダー軸

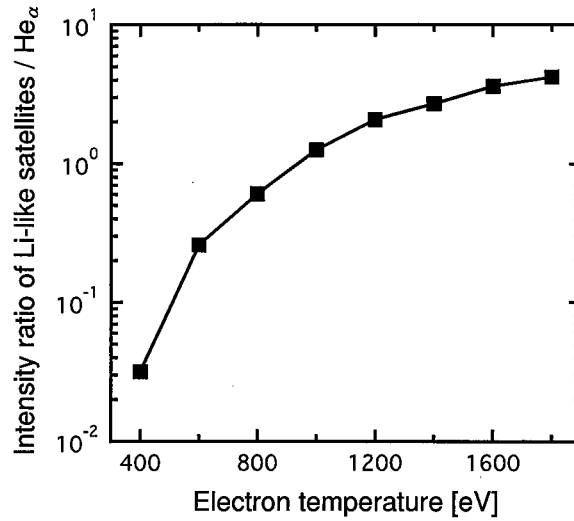


図 5.7 チタン  $\text{He}_\alpha$  線とそのリチウム様衛星線の強度比の電子温度依存性。電子密度を  $9.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  と固定して計算を行った。

中心近傍における電子温度の時間履歴を示す。実験の時間は RAICHO の時間とあわせている。X 線画像はチタンの K 殻吸収端フィルターでチタン  $\text{He}_\alpha$  線の準単色画像であるので、比較的高温プラズマまで加熱された空間領域から放射される画像である。いずれの画像もシリンダー表面からシリンダー奥行き方向へ高温領域が進んでいること、3.0 ns 付近からシリンダー表面付近で高温領域が発生していることなどが良く一致している。

図 5.9 に、加熱フロントを X 線強度の最大点の  $1/e$  の点と定義しターゲット中へ伝搬する加熱フロントの時間依存性を黒丸印で、RAICHO で計算したシリンダー中心軸付近での電子温度 900 eV の軌跡を実線で示す。図から加熱フロントがターゲット中を伝搬しシリンダー出力端に達するまでの加熱伝搬軌跡が非常に一致しており、RAICHO シミュレーションの結果が実験結果を再現している。また、図 5.9 からシリンダー軸方向へ伝搬する加熱フロントの速度は  $4.8 \times 10^7 \text{ cm/s}$  ということが分かった。一次元時間分解 X 線画像では、ターゲット表面から奥行き方向への加熱伝搬軌跡の比較しか出来ない。よって、以下に示す様な二次元 X 線画像や RAICHO シミュレーション結果を用いることで、3.0 ns 以降からのシリンダー表面付近のターゲット再加熱や 2.0 ns 以降のターゲット内部の加熱メカニズムを検討できる。

図 5.10 に二次元時間分解 X 線画像を示す。一次元 X 線画像と同様に K 殻吸収端フィルターで二次元 X 線画像も比較的高温プラズマまで加熱された空間領域から放射される画像である。図 5.11 に RAICHO を用いて計算した二次元（シリンダー径方向と軸方向）電子温度・電子密度分布の結果を示す。図 5.11 は時間が (a) 1.0 ns, (b) 1.5 ns, (c) 2.0 ns, (d) 2.5 ns, (e) 3.0 ns の場合を示し、レーザー光は図中の左から照射されている。また、図 5.12 に RAICHO を用いて計算した二次元のレーザー光線追跡・ターゲット加熱率の結果を示す。図 5.12 も時間が (a) 1.0 ns, (b) 1.5 ns, (c) 2.0 ns, (d) 2.5 ns, (e) 3.0 ns の場合を示し、レーザー光は図中の左から照射されている。

電子温度の高い領域がシリンダー端に到達するまでの初期段階では、レーザー光は長尺である伝搬経過途中の低密度領域で逆制動吸収過程により吸収される。その結果、図 5.10(a) と図 5.11(a) に示す様に

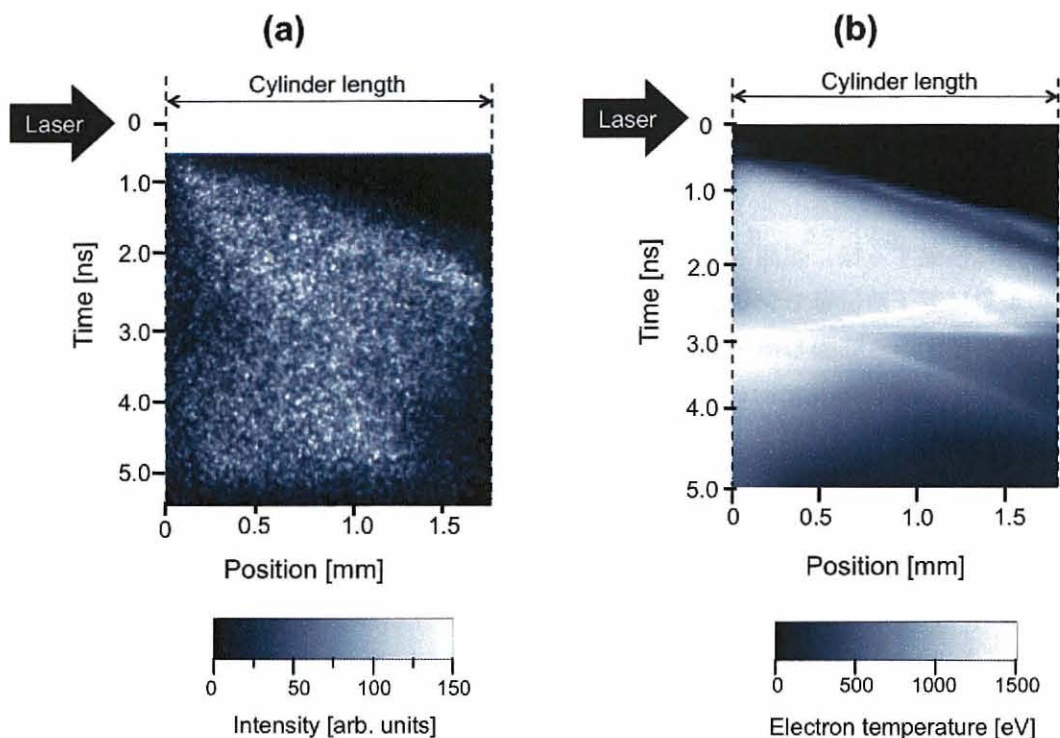


図 5.8 (a) 一次元時間分解 X 線画像, (b) RAICHO で計算したシリンダー軸中心近傍における電子温度の時間履歴.

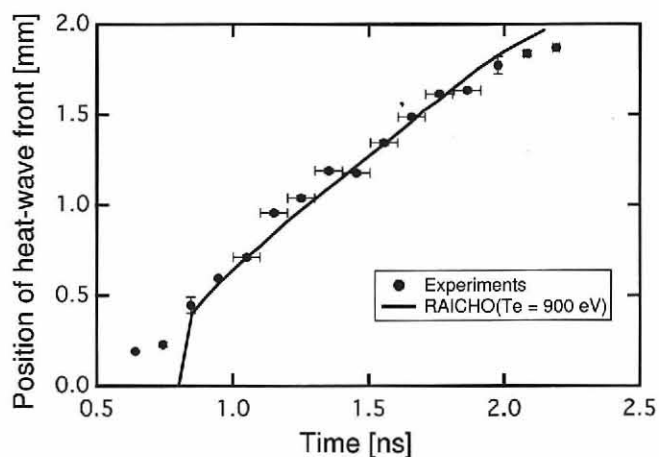


図 5.9 X 線発光強度の最大点の  $1/e$  を加熱フロントと定義した場合の熱波伝搬 (黒丸印) と RAICHO で計算した電子温度 900 eV 領域の伝搬 (実線).

プラズマ温度が急激に上昇し X 線を放射する. このようにして加熱フロントが生成される [94]. 高温となった領域では逆制動吸収過程のためレーザー吸収率は低下するので, 図 5.10(b) と図 5.11(b),(c) に示される様にレーザー吸収が支配的である領域はシリンダーターゲット内部へ進行する. 同時に, 電子熱伝導により加熱フロントはターゲット軸のレーザー照射方向およびシリンダー径方向へ進んでいく. 図 5.8(b) に示されている様に, 2.0 ns の時間領域付近で加熱波がターゲットの他方に達した時, 高温領域が時間と



共にレーザー照射方向に移動する。この現象は、図 5.11(c),(d) の電子密度と図 5.12(c),(d) の光線追跡の結果に示されている様に、シリンダー壁面から膨張したプラズマによってレーザー光の一部が反射される。その結果、レーザー光がシリンダー中心軸上付近で集光され高温領域を生成していると考えられる。図 5.10(c) でも、シリンダー内部で X 線発光が強くなっている現象が確認できる。更に、プラズマの膨張に従ってレーザー光の一部が反射される領域がシリンダー中心に近づくため高温領域が時間と共にレーザー照射方向に移動する様に観測される。次に、3.0 ns 以降の時間でシリンダー表面で高温領域が生成される。この現象は電子熱伝導でシリンダー径方向に進んだ加熱フロントがシリンダー壁面で衝突して反射し、シリンダー壁面から膨張したプラズマと共にシリンダー中心軸上で衝突して電子温度を再度上昇させているためである。図 5.8(a) において 3.0 ns 以降の X 線発光も、シリンダー中心付近でプラズマが衝突し電子温度が上昇したためであると考えられる。特に、3.0 ns 以降の時間に電子温度が上昇する現象は、以下の第 5.5.4 小節でも述べるように X 線スペクトル解析から電子温度も同様の結果を示している。

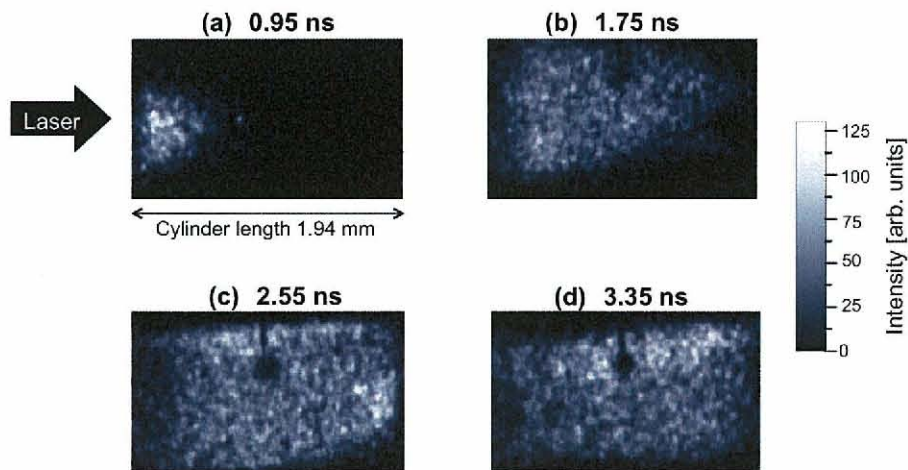


図 5.10 二次元時間分解 X 線画像。(a) 0.95 ns, (b) 1.75 ns, (c) 2.55 ns, (d) 3.35 ns の時間を示している。上の影はターゲットを支えるガラス製の指示棒によって遮蔽されている。

#### 5.5.4 二次元シミュレーションコードを用いた電子温度時間履歴の解析

第 5.5.3 小節で述べた様に、レーザーと低密度プラズマの相互作用が大きく影響しており容易な解析では解明できない。しかし、実験結果とシミュレーション結果は良い一致を示している。特に、電子温度は低密度プラズマ中の加熱過程を解明するのに重要である。この小節ではターゲットのレーザー照射近傍 (0–500  $\mu\text{m}$ ) における電子温度について解析を行った。

図 5.13 に、X 線スペクトル解析から導出した電子温度の時間履歴と RAICHO で計算した電子温度の比較を示す。図 5.13 において、RAICHO で計算したシリンダー軸付近の電子温度を実線、中心軸から径方向へ 100  $\mu\text{m}$  の領域を点線、200  $\mu\text{m}$  の領域を一点鎖線、300  $\mu\text{m}$  の領域を二点鎖線で表している。図からレーザーが照射されてから約 1 ns までと 4 ns 以降の時間領域ではシリンダー軸付近の電子温度と一致し、1 ns 以降から 4 ns までの時間領域ではシリンダー軸近傍から離れた電子温度と一致していることが分かる。シミュレーションは二次元の結果を表しているが、実験の結果は視線の空間を平均した結果となつて

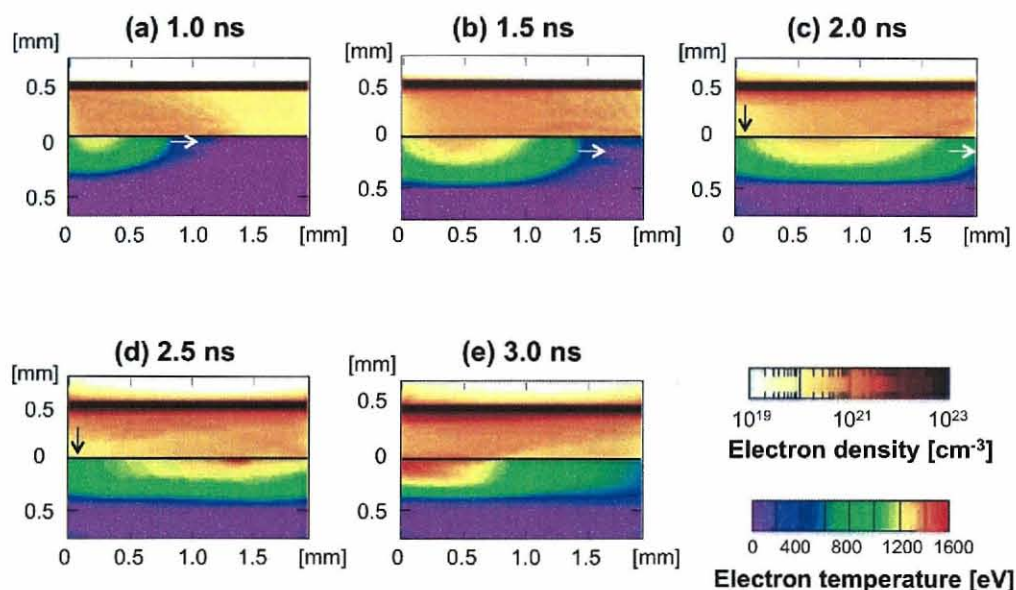


図 5.11 RAICHO で計算した (a) 1.0 ns, (b) 1.5 ns, (c) 2.0 ns, (d) 2.5 ns, (e) 3.0 ns 時の二次元円柱軸対照の電子温度・電子密度分布. 全ての図に対して, 上図が電子密度  $[\text{cm}^{-3}]$ , 下図が電子温度  $[\text{eV}]$  を示しており, レーザー光は図中の左から照射されている. 図 (a),(b),(c) の白矢印はシリンダー軸方向に加熱領域が広がっていることを示し, 図 (c),(d) の黒矢印はシリンダー壁面から膨張したプラズマの様子を表している.

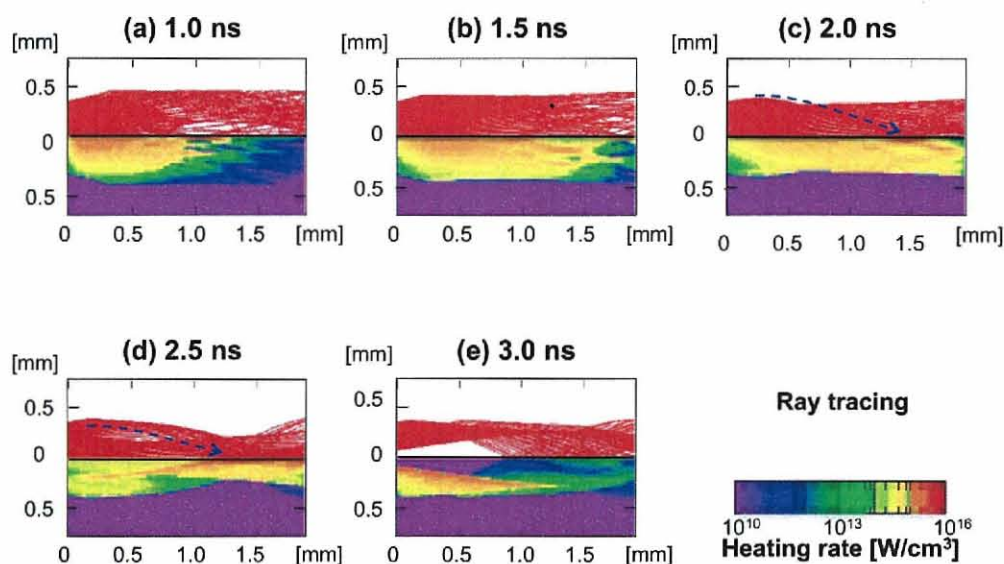


図 5.12 RAICHO で計算した (a) 1.0 ns, (b) 1.5 ns, (c) 2.0 ns, (d) 2.5 ns, (e) 3.0 ns 時二次元円柱軸対照の光線追跡・レーザー加熱率の結果. 全ての図に対して, 上図がレーザー光線追跡, 下図がターゲットの加熱率  $[\text{W/cm}^3]$  を示しており, レーザー光は図中の左から照射されている. 図 (c),(d) 中の青矢印はレーザー光の一部がプラズマに反射されている様子を表している.



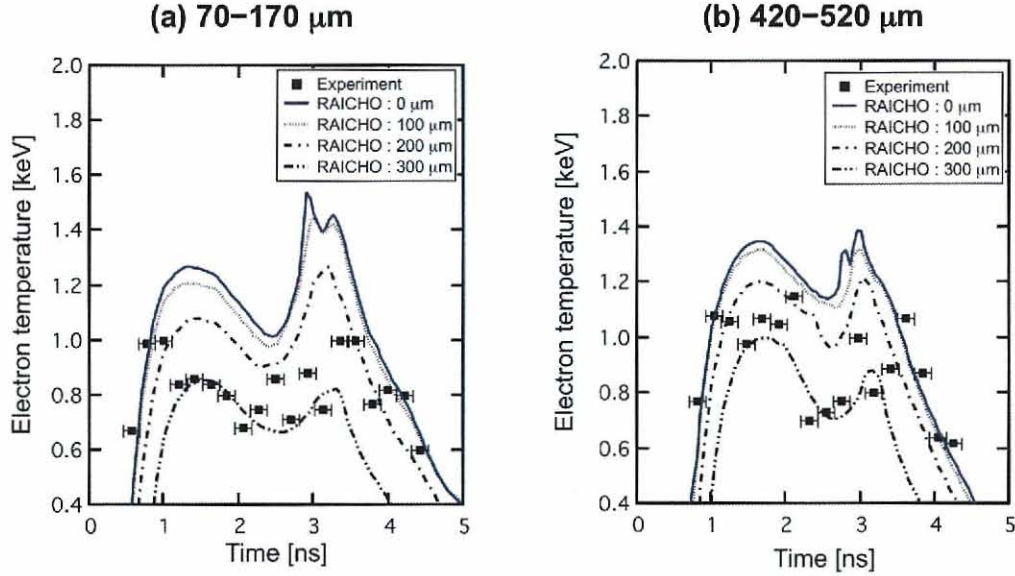


図 5.13 X 線スペクトル解析から導出した電子温度の時間履歴と RAICHO で計算した電子温度の比較。シリンダー軸近傍の電子温度履歴を実線、軸から径方向へ 100  $\mu\text{m}$  の領域を点線、200  $\mu\text{m}$  の領域を一点鎖線、300  $\mu\text{m}$  の領域を二点鎖線で表している。(a) 70–170  $\mu\text{m}$  の観測領域、(b) 420–520  $\mu\text{m}$  の観測領域。

いる。よって、二次元シミュレーションの結果をポストプロセスして疑似三次元の形で出力する必要がある。三次元の形で出力するには体積平均をした電子温度履歴を導出する方法があるが、今回の場合、解析するプラズマ領域が 1 mm 程度と大きくなる。その結果、強い X 線発光がある電子温度・電子密度が高い領域に大きく影響される。よって、本研究では、その X 線発光を重み付けしたポストプロセスを実施した。図 5.14 に体積平均・X 線発光強度の重みを含めたポストプロセスの手順を示す。具体的な手順は以下の通りである。

1. RAICHO シミュレーションで計算した各メッシュ毎の電子温度  $T_{e_i}$ 、電子密度  $N_{e_i}$  のデータを FLYCHK に代入し、チタン K 殻の X 線スペクトル  $\epsilon_i$  を出力する。図 5.14 中の  $i$  はシリンダー径方向への各メッシュを示す。
2. FLYCHK で計算した X 線スペクトルを 4 keV から 6 keV まで積分した X 線強度  $E_i$  を求める。この計算過程図 5.14 中の  $E_i = \sum_{\nu} \epsilon_i^{\nu}$  で示す。ここで、 $\nu$  は X 線エネルギーを示す。
3. 以上の計算結果を図中の  $\frac{\sum_i^n T_{e_i} \cdot V_i \cdot E_i}{\sum_i^n V_i \cdot E_i}$  に代入する。図 5.14 中の  $V$  は体積を示す。

図 5.15 に、X 線スペクトルから導出した電子温度と RAICHO の結果と FLYCHK を用いて行ったポストプロセスで求めた電子温度履歴の比較を示す。第 5.5.3 小節で述べた様に、まず、レーザーでターゲットが加熱され電子温度が上昇する。次に高温領域がターゲットのより内部に移動するためレーザー入口付近では温度が下降する。しかし、シリンダー軸上でプラズマが衝突することで再加熱が起きる。このような現象が、実験とポストプロセスの電子温度履歴からも明らかとなった。

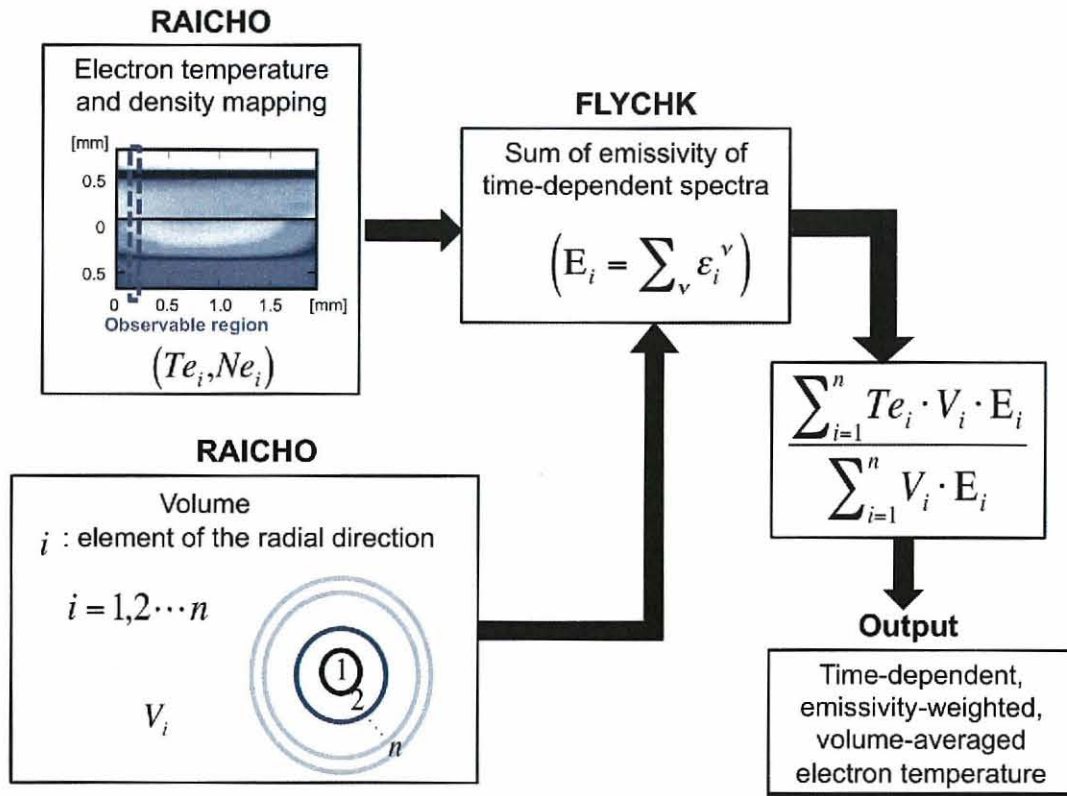
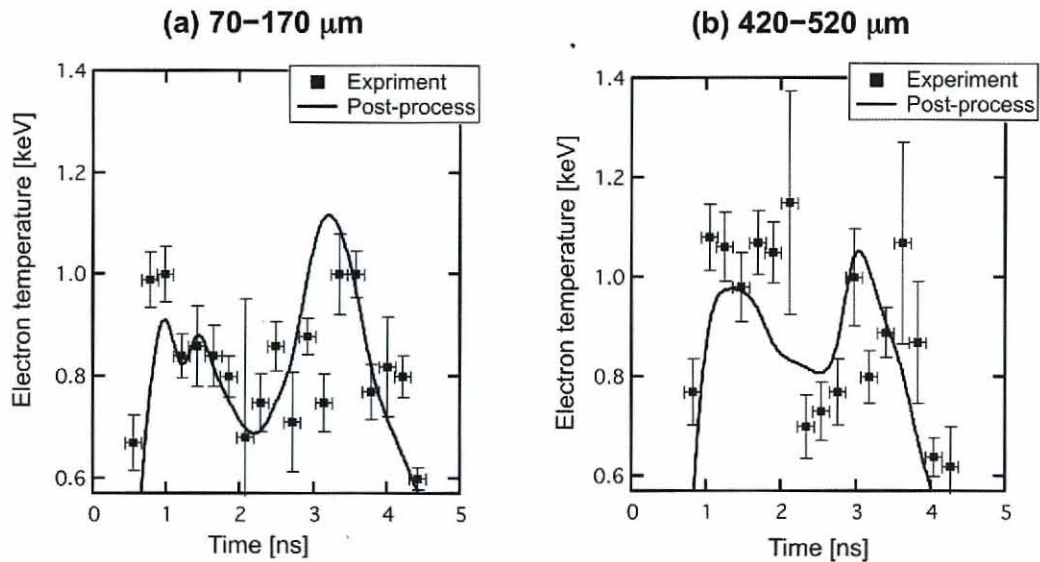


図 5.14 RAICHO 結果と FLYCHK を用いて行ったポストプロセスの流れ図。

図 5.15 X 線スペクトルから導出した電子温度の時間履歴（点）と RAICHO の結果と FLYCHK を用いて行ったポストプロセス計算で求めた電子温度（線）の時間履歴の比較。(a) 70–170  $\mu\text{m}$  の観測領域。(b) 420–520  $\mu\text{m}$  の観測領域。



### 5.5.5 エアロジェルターゲットを用いた高効率化実験

上記の実験において、レーザーから 4–6 keV の全立体角 ( $4\pi$ ) 方向への X 線への変換効率は  $0.34 \pm 0.4\%$  であった。これまでのチタンドープエアロジェルターゲットを用いた研究 [95, 96] の変換効率 2% と比較すると低い変換効率である。この理由として、文献 [95] と文献 [96] ではレーザー照射強度が  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  であるのに対し、本実験ではレーザー照射強度が  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  と低く、結果的にチタンの K 殻 X 線発生に最適な電子温度まで加熱するにはレーザーエネルギーが不足していると考えられる。実際、FLYCHK を用いた見積もりでは、チタンの K 殻 X 線 (4–6 keV) を発生させるためには 2.0–2.5 keV まで電子温度を上昇させる必要がある。よって、レーザー強度を上昇させることが X 線変換効率の向上の解決策である。

しかし、実験の解析結果と RAICHO シミュレーション結果から、シリンダー内にプラズマを閉じ込めシリンダー中心軸状でプラズマを衝突させると電子温度が上昇するという知見を得た。よって、レーザー照射の集光位置を変更することでプラズマを閉じ込め、効率良く X 線を発生させることが可能となると考えられる。具体的には、図 5.16(a) に示す様にシリンダー端面をレーザー照射するのではなく、図 5.16(b) に示す様にシリンダー内面をレーザー照射する様にレーザーの集光位置を変えることである。

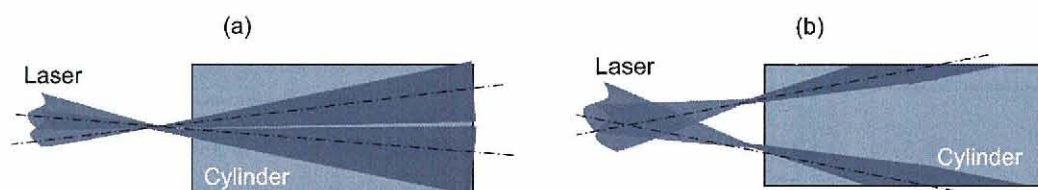


図 5.16 レーザーの集光位置. (a) シリンダー端面照射, (b) シリンダー壁面照射.

プラズマを閉じ込める様なレーザー照射実験を第 5.5.1 小節と同様の HIPER レーザーを用いて行った。ターゲットは図 5.3 に示す様にチタン 3% ドープしたエアロジェルをガラスシリンダーに封入したものをを用い、第 5.5.1 小節と同様の計測器配置で実験を行った。レーザービーム 9 本はチャンバー中心から 2.8 mm だけレーザー側の位置に集光調整を行い、レーザーショット時にはレンズでレーザー集光位置を 2.8 mm レーザー側にする。図 5.16(b) に示す様にターゲット表面に集光可能となるように調整した。図 5.17(a) にシリンダー壁面照射、図 5.17(b) にシリンダー壁面照射におけるレーザープロファイルを示す。レーザービーム 1 本を  $1/e$  が  $150 \mu\text{m}$  のガウスプロファイルを仮定し、HIPER レーザービームの幾何学的配置を元に基づいて、シリンダー表面から 0 mm, 0.75 mm, 1.50 mm と変化させて計算を行ったシリンダー径方向へのレーザープロファイルを表している。図中の実線はシリンダー内径を示しており、シリンダー壁面照射では、シリンダー内部に行けば行くほどレーザーがシリンダー壁面に照射されていることが分かる。

上記の様なシリンダー壁面照射のレーザー条件で実験を行った結果、シリンダー端面照射の場合と比較して、シリンダー壁面照射では変換効率を 3 倍向上させることができた。以上の結果、プラズマをシリンダーに閉じ込め衝突させることで高温・高密度領域を生成し高効率よく X 線を発生させることができる事を実験的に明らかにした。また、シリンダーをチタンにした場合、シリンダーから吹き出すプラズマを



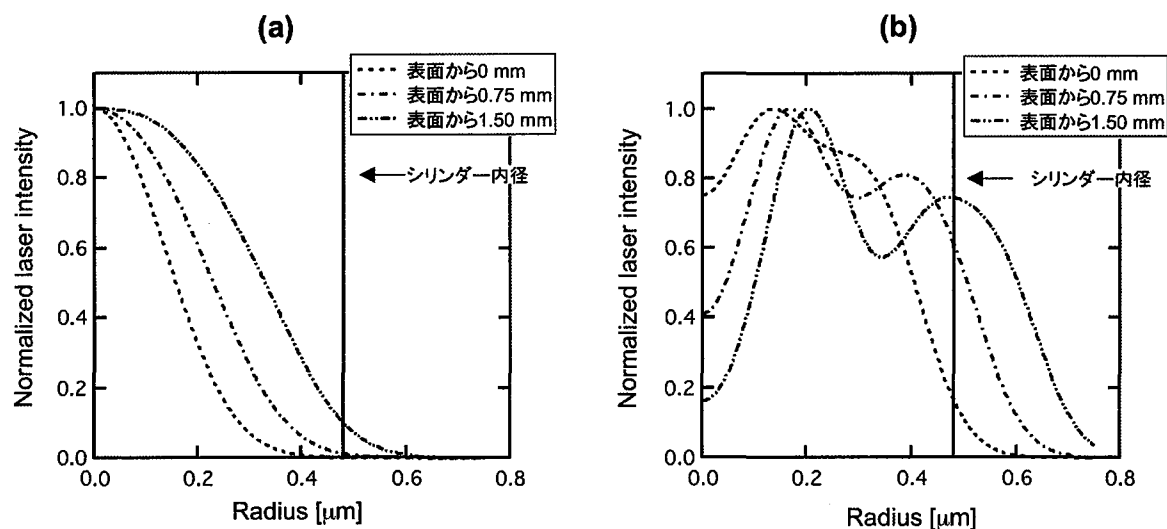


図 5.17 シリンダー径方向へのレーザープロファイル。(a) シリンダー端面照射，(b) シリンダー壁面照射。破線はシリンダー表面，一点鎖線はシリンダー表面からレーザー照射方向へ 0.75 mm，二点鎖線シリンダー表面からレーザー照射方向へ 1.5 mm のプロファイルを示している。

シリンダー軸上で衝突させることができるので更なる変換効率の向上が見込まれる。このようなプラズマをシリンダーに閉じ込める原理を利用して、ホーラムと呼ばれるシリンダーを用いてプラズマを閉じ込める X 線発生実験が実施され 10% 程度の変換効率も達成されている [106]。

実際、エアロジェルターゲットを用いた X 線源を使用する場合、シリンダーの直径で X 線源の大きさを調整できるためレーザー照射方向から放出される X 線源を利用することが望ましい。また、プラズマを閉じ込めることで効率良く X 線発生できるため、レーザーパルス幅やレーザー集光などを制御することで爆縮コアプラズマの密度計測用のバックライト光源に利用できると考えられる。

## 5.6 ナノファイバーコットンターゲットを用いた高効率 X 線源の開発

### 5.6.1 ナノファイバーコットンターゲット使用の目的

第 5.5 節では、チタンドープエアロジェルターゲットを用いた加熱の物理機構の検討を行い、X 線変換効率が最大で 1% まで向上する事を実験的に確認できている。しかし、エアロジェル中にチタンを高くドープするのは困難で、現状ではチタンを原子数比で数パーセントしかドープできない。そのため、レーザーエネルギーの殆どがシリカ ( $\text{SiO}_2$ ) の電離に使用され、効率よくチタンの電離に使うことができない。ここでは、エアロジェルと比較して単位体積あたり 44 倍のチタンの含有量を有するチタンナノファイバーコットンターゲットを用いた X 線発生実験を行い、エアロジェルより高い変換効率を取得することを目的とした。

### 5.6.2 二酸化チタンナノファイバー Cotton の概要と利点

本研究では、二酸化チタン (密度 4.23 g/cc) で製作されたナノファイバー Cotton ターゲット [107] を用いた。ナノファイバー Cotton は、中国・東南大学の Zhong-Ze Gu 教授、Chao Pan 氏によって電子スピニング法で製作されたものを用いた [107, 108]。図 5.18 に電子スピニング法の概要図を示す。注射器の中に二酸化チタンを含めた溶液を入れる。次に、注射針と平板間に 30–40 kV 程度の電圧を印加しながらピストンで徐々に押すことで、注射針の先端から放射されたナノファイバーが平板上に堆積するしくみである。図 5.19 に電子スピニング法で製作されたナノファイバー Cotton の電子走査型顕微鏡写真を示す。数百ナノメートルのファイバーが絡み合っている構成されている。この電子スピニング法の利点として、酸化物が存在する金属であればファイバー Cotton を大量に作製できるという大きな利点がある。13.5 nm の極端紫外光の領域において、酸化錫を使用した研究成果も報告されている [108]。

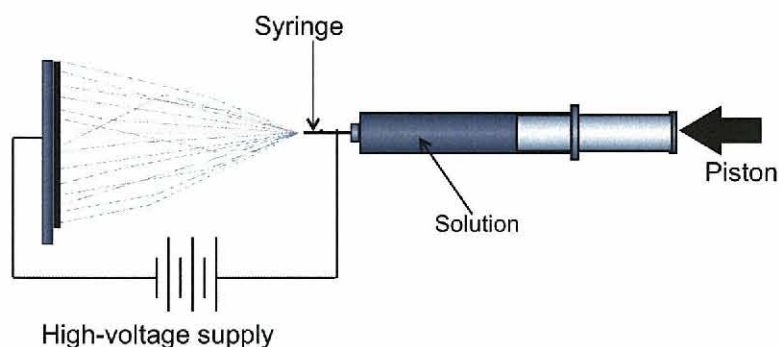


図 5.18 電子スピニング法の概要図。注射針と平板間には 30–40 kV の高電圧が印加されている。

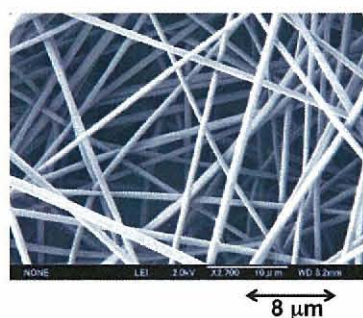


図 5.19 電子スピニング法で製作されたナノファイバー Cotton の電子走査型顕微鏡写真。

### 5.6.3 二酸化チタンナノファイバー Cotton を用いた X 線発生実験

二酸化チタンナノファイバー Cotton を用いた X 線発生実験を激光 XII レーザー HIPER の 12 本中、8 本を用いて行った。各レーザービームは、レーザー波長が 351 nm、パルス幅が半値全幅で 1.0 ns のガウ





#### 5.6.4 ナノファイバーコottonターゲットから放射される X 線スペクトル計測

図 5.21(a) にチタン K 殻 X 線の時間発光履歴を示す。この図は、分光結晶の反射率、フィルターの透過率、ストリークカメラのフォトカソードの X 線エネルギー依存性等を補正している。時間原点をチタン  $\text{Ly}_\alpha$  の時間発光履歴の最大値の 10% と定義した。図 5.21(a) からチタンの  $\text{Ly}_\alpha$  線 ( $1s - 2p$ : 4.97 keV) と  $\text{He}_\beta$  線 ( $1s^2 - 1s3p$ : 5.58 keV), リチウム様衛星線 ( $1s^2 2l - 1s2l3p$ ) が観測されている。  $\text{Ly}_\alpha$  線の低エネルギー側に観測されるヘリウム様衛星線は、分光ストリークカメラのエネルギー分解能のため部分的に重なりあっている。チタンドープエアロジェルの結果 (図 5.5 および図 5.6) と比較すると、  $\text{Ly}_\alpha$  線の発光が強く比較的温度的の高いプラズマが生成されている。図 5.21(b) に、電子温度が最大時のチタン K 殻 X 線スペクトルと FLYCHK コードを用いて電子密度を  $8.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  と固定し電子温度を 1.8 keV, 2.3 keV, 2.8 keV と変化させて計算した時のスペクトルを示す。FLYCHK を用いて計算を行ったスペクトルは、分光器のエネルギー分解能で畳み込んでおり、  $\text{Ly}_\alpha$  線の強度で規格化している。実験のスペクトルと FLYCHK で計算したスペクトルを比較すると、電子温度 2.3 keV で  $\text{Ly}_\alpha$  線と  $\text{Ly}_\alpha$  線のヘリウム様衛星線、および、  $\text{He}_\beta$  線が良い一致を示すことが分かる。同様に、他の時間においても同様の比較を行うと、電子温度は 1.6–2.3 keV の間で変化していることが分かった。

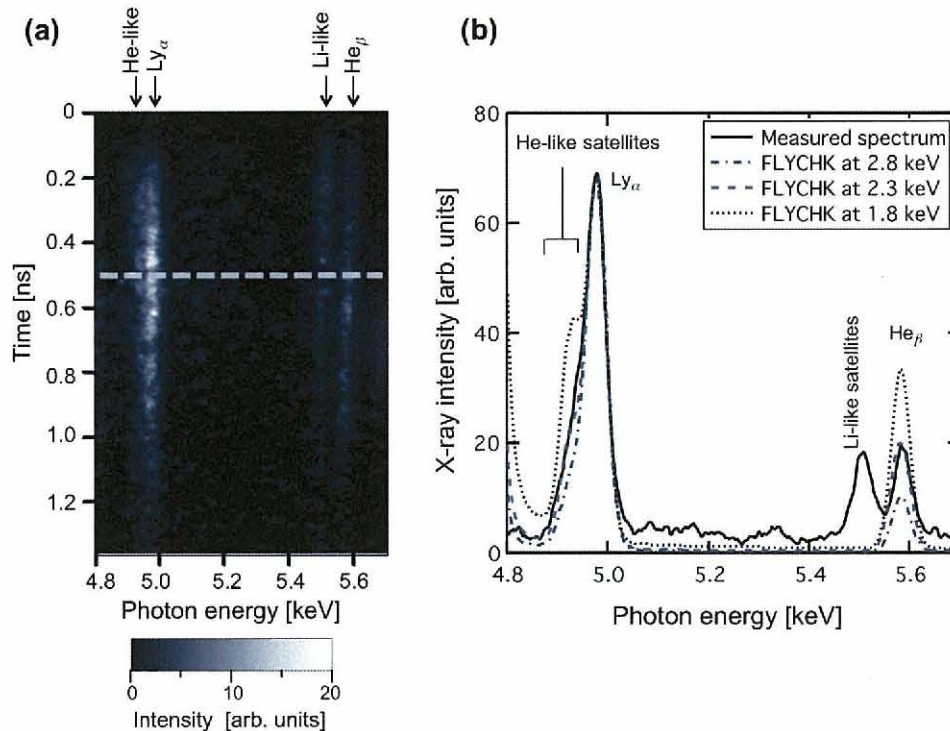


図 5.21 (a) 時間分解チタン K 殻 X 線スペクトル。時間原点は X 線発光履歴の最大の 10% を定義した。(b) (a) の灰色破線で示す時間領域 (電子温度が最大時) のチタン K 殻 X 線スペクトルと、FLYCHK コードを用いて電子密度を  $8.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  と固定し電子温度を 1.8 keV, 2.3 keV, 2.8 keV と変化させて計算した時のスペクトル。X 線スペクトルは分光器のエネルギー分解能で畳み込み、かつ、  $\text{Ly}_\alpha$  線の強度で規格化している。

図 5.22 に FLYCHK を用いて計算したレーザー波長 351 nm の臨界密度でのチタン K 殻 X 線強度の電子温度依存性を示す。図 5.22 の縦軸は、4.0–6.0 keV の X 線強度を電子温度と電子密度の積、つまりプラズマの内部エネルギーで規格化している。図から電子温度が 2.0–2.5 keV がチタンの K 殻 X 線を最も効率良く放射することが分かった。チタンナノファイバーコットンターゲットでは、この最適な電子温度まで加熱されているということを実験的に明らかにした。

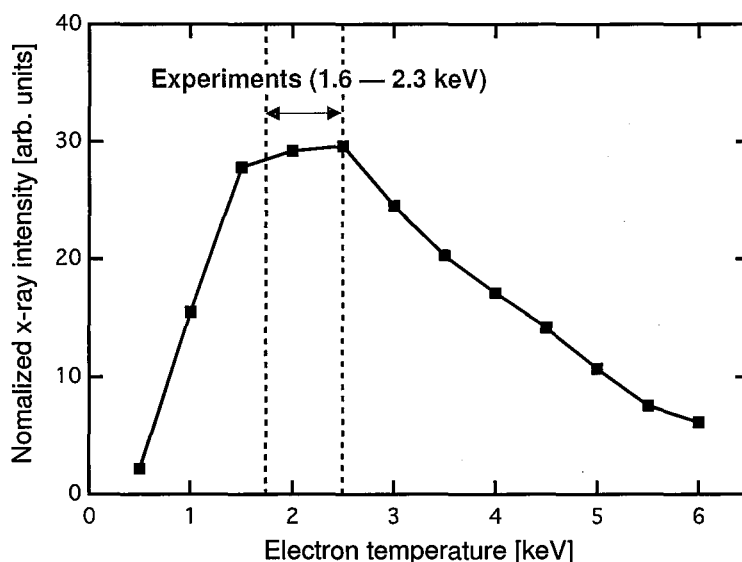


図 5.22 FLYCHK を用いて計算したレーザー波長 351 nm の臨界密度でのチタンの K 殻 X 線強度の電子温度依存性。縦軸は、4.0–6.0 keV の X 線強度をプラズマの内部エネルギーで規格化している。

### 5.6.5 ナノファイバーコットンターゲット中での加熱波伝搬計測

図 5.23(a)–(c) に厚さ 20  $\mu\text{m}$  のチタン平板、同図 (d)–(f) に二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットの二次元時間分解 X 線画像を示す。時間原点は、X 線分光ストリークカメラで取得した X 線発光ピークの 10% と定義した。この平板とナノファイバーコットンの画像を比較すると、ナノファイバーコットンターゲットの X 線発光領域はレーザー照射方向に広がっており、エアロジェル [95] や気体 [97] と同様にミリメートル程度の X 線発光領域であることが分かった。一方、平板ターゲットでの X 線発生領域は、初期ターゲット位置近傍で真空領域に 150  $\mu\text{m}$  程度広がっているのみであった。以上の様な二次元 X 線画像の比較から三次元的な加熱が起こり効率良く X 線発生が起こっていると考えられる。

### 5.6.6 平板と二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットの X 線変換効率の比較

X 線ダイオードで計測したチタンナノファイバーコットンターゲットにおけるレーザーから X 線 (4–6 keV) への変換効率は全立体角で  $3.7 \pm 0.5\%$  であった。これまでの平板ターゲットを用いた X 線変換効率 [79, 80] と比較すると、一桁以上の X 線変換効率向上に成功した。また、チタンドープエアロジェルの変換効率 (1.9%) [95] と比較しても高いので、レーザーエネルギーを効率良くチタンの K 殻 X 線発生に



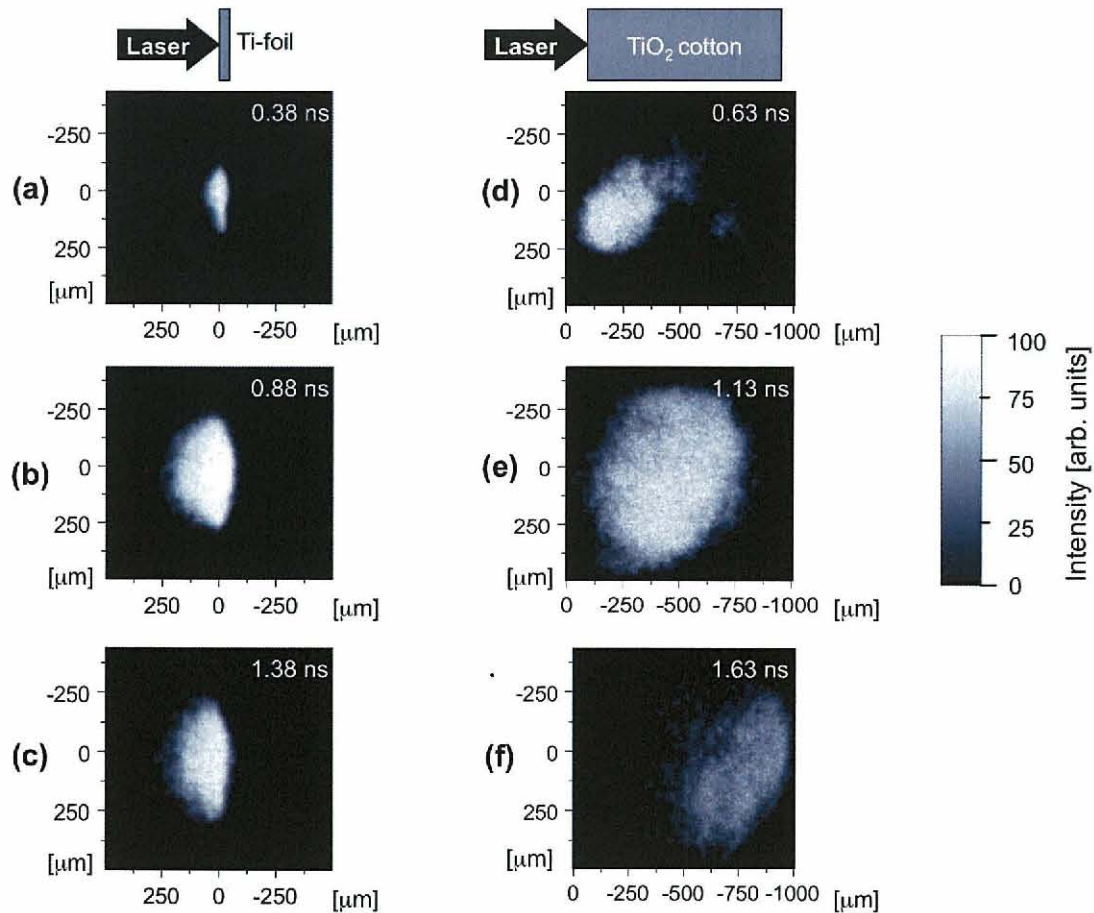


図 5.23 (a)–(c) 厚さ  $20\ \mu\text{m}$  の平板, (d)–(f) 二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットの二次元時間分解 X 線画像.

付与させていることが分かった. 以上の様に, ナノファイバーコットンターゲットは, X 線変換効率が低い点, 光源サイズが大きい点から爆縮コアプラズマのバックライト光源に利用できる. 更に, ナノファイバーコットンはチタンに限らず, 鉄や銅などの酸化物が存在する金属であれば大量に製作することができる点, 魅力的な X 線バックライト光源用ターゲットである.

## 5.7 低密度ターゲットと固体平板ターゲットとの X 線変換効率の比較

図 5.24 に, これまでの研究における K 殻 X 線の変換効率の X 線エネルギー依存性を示す. 黒四角印はガスターゲット, 黒三角印と白抜き三角印は平板ターゲット, 黒丸印と白抜き丸印は金属ドープエアロゲルターゲット, 星印はナノファイバーコットンターゲットの変換効率を示す. ガスターゲットは固体平板ターゲットと比較して, X 線源のサイズが数ミリメートルで X 線変換効率が高いが, ターゲットが限定され X 線エネルギーの選択自由度がない. ナノファイバーやドープエアロゲルのターゲットはガスターゲットの様に X 線源のサイズが数ミリメートルである点, 平板と比較して変換効率が高い点, 金属をドープでき X 線エネルギーの選択の自由度がある点において優れている. よって, 爆縮実験コアプラ

ズマの密度計測に必要な条件を満たしており、バックライト光源へ適応できる。また、その他の実験における X 線バックライト光源に利用も可能であると考えられる。

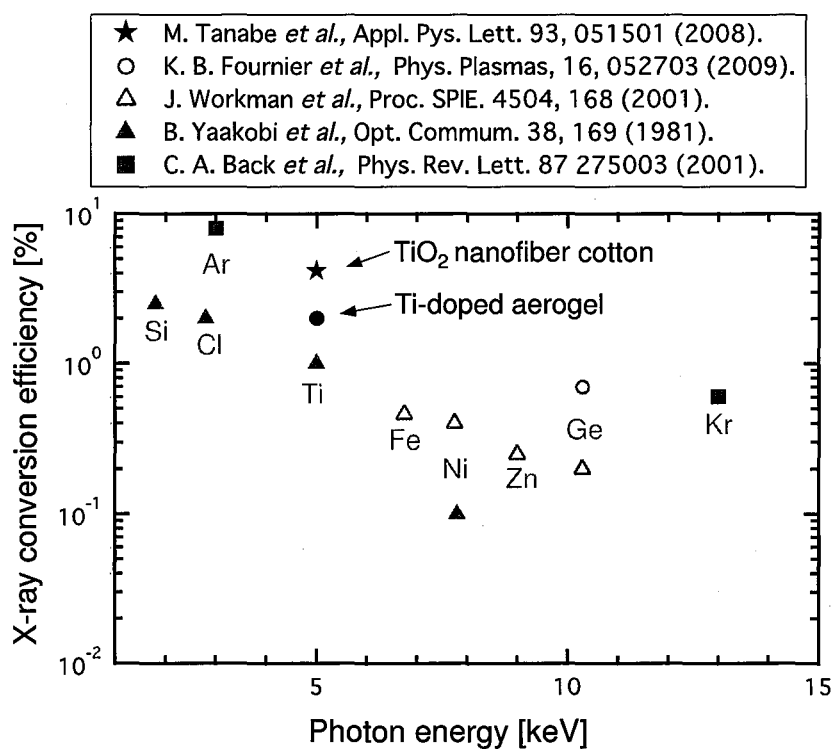


図 5.24 平板ターゲットと低密度ターゲットの K 殻 X 線変換効率の比較。黒四角印はガスターゲット，黒三角印と白抜き三角印は平板ターゲット，黒丸印と白抜き丸印は金属ドーブエアロジェルターゲット，星印はナノファイバーコットンターゲットの変換効率を示す。

## 5.8 まとめ

本章では、爆縮コアプラズマに代表される高密度プラズマ診断のためのレーザー駆動高効率・高エネルギー X 線源の開発について述べた。得られた成果を以下にまとめる。

- プラズマ中でのレーザー吸収過程について述べ、プラズマの密度計測に必要な X 線発生の原理について説明した。また、レーザー生成プラズマ X 線源の特徴について述べた。
- 爆縮コアプラズマの密度計測に必要な、X 線源のサイズと一様性、X 線エネルギー、レーザーから X 線への変換効率を定量的に議論した。
- これまでの研究において開発されてきたレーザー生成プラズマ X 線源について述べ、低密度ターゲットが高効率 X 線源となることを定性的・定量的に評価した。
- 密度 3.2 mg/cc のチタンドープエアロジェルターゲットを用いた X 線発生実験を行い、二次元放射流体コード RAICHO を用いて加熱の物理機構を検討した。その結果、エアロジェルを封入しているシリンダー内面に向かってレーザー照射することにより、X 線変換効率を 3 倍向上できることを実験的に明らかにした。
- 二酸化チタンナノファイバーコットン（密度 27 mg/cc）ターゲットに着目し、激光 XII 号レーザーを用いて高効率 X 線発生実験を行った。このプラズマの電子温度を計測し、チタンの K 殻 X 線放射に最適な 2.0–2.5 keV まで加熱されていることが分かった。また、二次元 X 線画像計測からターゲットが一様に加熱され、X 線発生領域が爆縮過程を診断するのに十分な 1 mm 程度であることを実験的に明らかにした。また、従来の平板の変換効率と比較して、二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットの X 線変換効率は 1 桁程度高く、爆縮コアプラズマの密度診断に有効な光源の開発に成功した。

以上の結果、低密度ターゲットは、X 線変換効率が平板ターゲットより 1 桁程度高いこと、光源の空間的一様性が高く 1 mm 程度であることを実験的に明らかにした。特に、二酸化チタンナノファイバーコットンは X 線エネルギーの選択の自由度があるので、非常に魅力的な X 線バックライト光源用のターゲットである。また、エアロジェルターゲットでも得られた知見を元にターゲットの改良を行うことで、更なる X 線変換効率の向上が期待できる。よって、本研究で用いた低密度ターゲットを爆縮コアプラズマの X 線バックライト光源に使用すれば、コアプラズマの X 線透過像を取得でき、高密度爆縮への知見を得ることができると考えられる。

## 第6章

# 結論

本研究では、高速点火核融合プラズマの電子温度・密度を診断できる新しい分光・画像法、および、その計測ツールの開発を行った。本研究で得られた成果を以下に各章ごとにまとめる。

第1章では、レーザー核融合の原理、点火方式、レーザー核融合研究の現状、および、これまでの爆縮コアプラズマの診断法についてまとめ、本研究の意義を述べた。

第2章では、X線分光学的手法を用いたレーザー生成プラズマ診断の基礎について述べた。爆縮コアプラズマの電子温度・電子密度診断法について述べ、本研究における診断法を決定し、その汎用性についてまとめた。

第3章では、時間・空間・エネルギー同時高分解X線分光・画像計測器の開発について述べた。特に、開発した単色X線サンプリングストリークカメラの原理について述べ、システムの性能を評価し、原理実証実験を行った。本章で得られた成果は以下の通りである。

- X線分光・画像計測器として、平板結晶分光器、トロイダル湾曲結晶分光器、トロイダル湾曲結晶を用いた単色カメラ等の原理について説明し、本研究で必要とすべき分解能を得るには、球面収差による空間分解能の劣化を抑制できるトロイダル湾曲結晶を用いる必要があることを示した。
- レーザー核融合プラズマ診断に必要なX線ストリークカメラの原理について説明し、X線ストリークカメラを用いたサンプリング画像法について述べた。
- 単色X線サンプリングストリークカメラの原理について述べ、次に、実際のシステムを構成し個々の構成要素について評価実験を行い、所望の分解能を取得できることを確認した。その結果を用いて、単色X線サンプリングストリークカメラの空間分解能・時間分解能・エネルギー分解能について評価した。
- 激光XII号レーザーを用いて生成した爆縮コアプラズマを用いて、時間分解能 20 ps, 空間分解能 31  $\mu\text{m}$ , エネルギー分解能  $E/\Delta E = 300$  を同時に達成し、かつ時間的に連続な二次元画像を取得できる計測器の開発に成功した。また、電子温度診断に必要なX線エネルギーの異なる画像取得にも成功し、爆縮コアプラズマの時間分解二次元電子温度分布を診断できる計測技術を確立した。

第4章では、単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた爆縮コアプラズマ電子温度診断法の開発について述べた。まず、電子温度計測用の塩素化合ガス封入ターゲットの開発を行った。そして、そのターゲットと単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いて爆縮コアプラズマの電子温度計測実験を行い、爆縮コアプラズマの動的過程について議論した。また、高速点火核融合プラズマ実験に適応できる様に単色 X 線サンプリングストリークカメラの設計を行った。その成果を以下にまとめる。

- 予測される爆縮コアプラズマの電子温度・密度から最適なトレーサーとして塩素に決定した。
- 塩素ドーピングプラスチックシェルターゲットを用いて爆縮実験を行い、安定な爆縮コアプラズマを生成できる知見を得た。
- シェル材料の CH または CD プラスチックと化学的に反応しない  $\text{CHClF}_2$  ガスをトレーサーガスに決定し、塩素化合ガス封入シェルターゲットの開発をした。また、シェルターゲット中へのガス封入法の技術を確認した。爆縮コアプラズマの光学的厚みを考慮し、シェル中に封入する塩素化合ガスを  $0.2 \text{ atm}$  と決定した。
- 塩素化合ガス封入ターゲットを用いて爆縮実験を行い、爆縮コアプラズマから放射される塩素の  $\text{He}_\beta$  線と塩素の  $\text{Ly}_\beta$  線の単色 X 線画像の同時取得に成功した。この結果から、爆縮コアプラズマが  $500 \text{ eV}$  から  $820 \text{ eV}$  まで加熱されていることが分かった。また、時間分解 X 線スペクトル計測を行い、X 線スペクトルの拡がりから電子密度を導出した結果、 $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  から  $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  まで変化することが分かった。
- 時間分解 X 線スペクトルと二次元単色 X 線画像の解析結果と一次元流体シミュレーションの結果を比較することで、球対称爆縮が崩れシェルターゲットの減速相で CD プラスチックと塩素化合ガスの混合が起こり、爆縮コアプラズマの加熱を阻害していることを明らかにした。
- 高速点火原理実証実験にむけたトレーサーの決定、単色 X 線サンプリングストリークカメラの改良を行い、原理的に空間分解能  $10 \mu\text{m}$ 、時間分解能  $6 \text{ ps}$ 、エネルギー分解能  $E/\Delta E = 140$  で、 $5\text{--}10 \text{ keV}$  の爆縮コアプラズマが診断できることを確認した。

第5章では、爆縮コアプラズマに代表される高密度プラズマ診断のためのレーザー駆動高効率・高エネルギー X 線源の開発について述べた。得られた成果を以下にまとめる。

- プラズマ中でのレーザー吸収過程について述べ、プラズマの密度計測に必要な X 線発生原理について説明した。また、レーザー生成プラズマ X 線源の特徴について述べた。
- 爆縮コアプラズマの密度計測に必要な、X 線源のサイズと一様性、X 線エネルギー、レーザーから X 線への変換効率を定量的に議論した。
- これまでの研究において開発されてきたレーザー生成プラズマ X 線源について述べ、低密度ターゲットが高効率 X 線源となることを定性的・定量的に評価した。
- 密度  $3.2 \text{ mg/cc}$  のチタンドーピングエアロジェルターゲットを用いた X 線発生実験を行い、二次元放射流体コード RAICHO を用いて加熱の物理機構を検討した。その結果、エアロジェルを封入しているシリンダー内面に向かってレーザー照射することにより、X 線変換効率を3倍向上できることを実験的に明らかにした。



- 二酸化チタンナノファイバーコットン（密度 27 mg/cc）ターゲットに着目し，激光 XII 号レーザーを用いて高効率 X 線発生実験を行った．このプラズマの電子温度を計測し，チタンの K 殻 X 線放射に最適な 2.0–2.5 keV まで加熱されていることが分かった．また，二次元 X 線画像計測からターゲットが一様に加熱され，X 線発生領域が爆縮過程を診断するのに十分な 1 mm 程度であることを実験的に明らかにした．また，従来の平板の変換効率と比較して，二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットの X 線変換効率は 1 桁程度高く，爆縮コアプラズマの密度診断に有効な光源の開発に成功した．

本研究で開発を行った X 線分光・画像法，および，そのツールを使用する事で高速点火核融合プラズマの電子温度・電子密度診断が可能となった．これらの診断法で得られた結果とシミュレーション結果を用いることで，ターゲットの最適化，レーザーの最適化を行い高効率・高利得な核融合の実現の指針を立てる事ができると確信する．

## 付録 A

# 湾曲ブラッグ結晶の光軸調整法

## A.1 スケルトンの調整

### A.1.1 スケルトンとは

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号チャンバーには様々なポートがあるが、湾曲結晶を用いた単色 X 線カメラ等では調整精度  $\pm 100 \mu\text{m}$ 、ブラッグ角固定精度  $\pm 0.1$  度で光軸調整しなければならない。そのため、チャンバー付近において、このような精度で光軸調整を行うことは非常に困難である。そこで、チャンバーポートの固有癖を予め再現できる図 A.1 の様なスケルトンを用いた。スケルトンは、ポート（腕）が 2 つ備え付けられており、その腕に対して上下、前後、左右、回転、および、フランジの回転角を調整できるため、激光 XII 号チャンバーの全てのポートの組み合わせを再現できる。

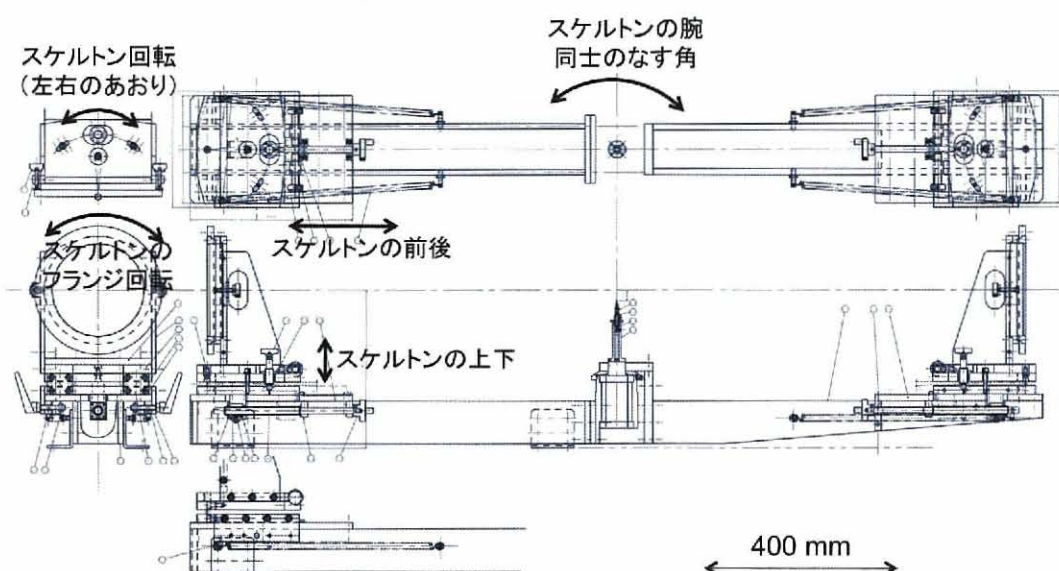


図 A.1 チャンバースケルトン。

### A.1.2 スケルトンのアーム同士のなす角度の算出

チャンバー中心を原点として、2つのポートの単位ベクトルをそれぞれ  $\mathbf{a}, \mathbf{b}$  で表す。この2つの単位ベクトルがなす角がチャンバースケルトン腕同士のなす角であるので、その角度を  $\theta$  とすると、

$$\theta = \cos^{-1}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}), \quad (\text{A.1})$$

と求めることができる。

本研究では、ポート 32 に単色カメラ、ポート 38 に検出器を取り付けた。ポート 32 とポート 38 の単位ベクトルを、それぞれ  $\mathbf{a}, \mathbf{b}$  で表す。

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} -0.809 \\ -0.309 \\ -0.5 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} 0.934 \\ 0 \\ 0.357 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

この単位ベクトルを式 (A.1) に代入すると、2つのベクトルがなす角  $\theta$  を  $159^\circ$  と導出できる。

### A.1.3 フランジの回転角の導出

2つの単位ベクトルに直交するベクトルが、この2つの単位ベクトルを含んだ平面（単色カメラの光学アライメントをする時のプラズマ中心、結晶中心、結像点で三角形を含んだ平面）の法線ベクトルとなるので、そのベクトルを  $\mathbf{n}$  とする。また、その単位ベクトルを  $\mathbf{N}$  とすると、

$$\mathbf{n} = \mathbf{a} \times \mathbf{b}, \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{N} = \frac{|\mathbf{n}|}{\mathbf{n}}, \quad (\text{A.5})$$

となる。

次に、各ポートが作る平面（円が作る平面）に含まれ、かつ中心からのベクトルに垂直なベクトル  $\mathbf{aa}, \mathbf{bb}$  と、その単位ベクトル  $\mathbf{AA}, \mathbf{BB}$  を求める。 $\mathbf{aa}$  と  $\mathbf{bb}$  の  $x, y$  成分は、 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  の  $x, y$  成分とそれぞれ逆の方向で、かつ  $z$  成分は  $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{aa}$  が直交する関係から求めることができる（ $\mathbf{bb}$  の  $z$  成分も同様に導出可能）。よって、スケルトンフランジのそれぞれの回転角  $\phi_1, \phi_2$  は、 $\mathbf{N}$  と  $\mathbf{AA}$  または  $\mathbf{BB}$  とのなす角なので、

$$\phi_1 = \cos^{-1}(\mathbf{N} \cdot \mathbf{AA}), \quad (\text{A.6})$$

$$\phi_2 = \cos^{-1}(\mathbf{N} \cdot \mathbf{BB}), \quad (\text{A.7})$$

と求めることができる。

以下に、ポート 32 とポート 38 の単位ベクトルを用いた実際の計算を示す。

ポート 32 とポート 38 の単位ベクトルを、式 (A.4) と式 (A.5) に代入すると、

$$\mathbf{n} = \begin{bmatrix} -0.110 \\ -0.178 \\ 0.289 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} -0.309 \\ -0.5 \\ 0.809 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.9})$$

となる。次に、各ポートの平面（円が作る平面）を含み中心からのベクトルに垂直な  $\mathbf{aa}$ ,  $\mathbf{bb}$  を求めるために、 $\mathbf{aa}$  と  $\mathbf{bb}$  の  $z$  成分をそれぞれ  $aa_z, bb_z$  で表す。ここで、 $\mathbf{aa}$  と  $\mathbf{bb}$  の  $x, y$  成分は  $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  の  $x, y$  成分とそれぞれ逆の方向で、かつ  $z$  成分は  $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{aa}$  が直交する関係から ( $\mathbf{bb}$  の  $z$  成分も同様に導出可能)

$$aa_z = \frac{a_x \cdot (-a_x) + a_y \cdot (-a_y)}{(-a_z)} = -1.50, \quad (\text{A.10})$$

$$bb_z = \frac{b_x \cdot (-b_x) + b_y \cdot (-b_y)}{(-b_z)} = 2.45, \quad (\text{A.11})$$

と求めることができる。 $\mathbf{aa}$  と  $\mathbf{bb}$  を単位ベクトル化した  $\mathbf{AA}$  と  $\mathbf{BB}$  は

$$\mathbf{AA} = \begin{bmatrix} 0.467 \\ 0.178 \\ -0.866 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{BB} = \begin{bmatrix} -0.357 \\ 0 \\ 0.934 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.13})$$

よって、式 (A.6) と式 (A.7) から、それぞれのポートの回転角  $\phi_1$  と  $\phi_2$  は以下の様に求められる。

$$\phi_1 = 159^\circ. \quad (\text{A.14})$$

$$\phi_2 = 30.0^\circ. \quad (\text{A.15})$$

#### A.1.4 アラインメント治具を用いたスケルトンの調整

図 A.2 に示す様に、アラインメント治具と呼ばれる先端に  $\phi 700 \mu\text{m}$  の玉を付けた前後・左右・上下の 3 つの方向が調整可能なジグを用いてスケルトンの調整を行う。実際の手順を以下に示す。

1. 結晶固定器具取り付け側のポート（本研究ではポート 38）にアラインメント治具を取り付け、ジグを調整してチャンバー中心に  $700 \mu\text{m}$  球を合わせ、そのポートでの固有癖をアラインメント治具に写し取る。
2. アラインメント治具をスケルトンの 1 つの腕に取り付け、スケルトンを前後・左右・回転させ、2 台のモニターで仮想中心（スケルトンでの中心）を決定する。
3. 検出器取り付け側のポート（本研究ではポート 32）は、結晶固定器具取り付け側のポートと比べて高い精度は不要である。そのため、スケルトンでの中心からスケルトンのポート面までの距離だけを調整する。

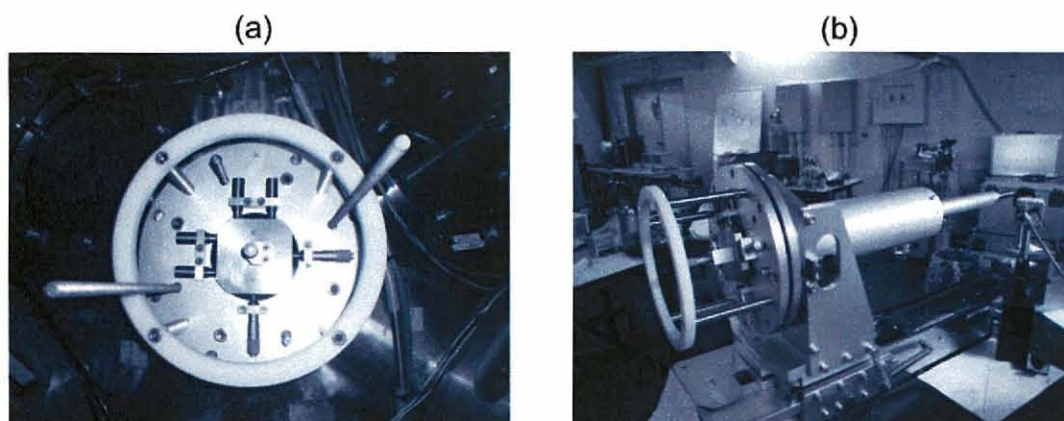


図 A.2 (a) アライメント治具をチャンバーのポートに取り付けた時の様子. (b) アライメント治具をスケルトンに取り付けた時の様子.

## A.2 湾曲ブラッグ結晶の光軸調整

### A.2.1 ブラッグ角の固定

まず、湾曲結晶のブラッグ角を所望の角度に調整する。以下に、その手順を示す。

1. 図 A.3 に示す様に、ヘリウムネオンレーザー、反射鏡、アパーチャー、および、ブラッグ角調整用ゴニオメーターで構成した光学系を組む。
2. アパーチャーの高さとブラッグ角調整用ゴニオメーターに取り付けられている結晶固定軸の高さをハイトメーター等を使用して同じにする。
3. ヘリウムネオンレーザーと反射鏡を用いて、アパーチャー中心とブラッグ角調整用ゴニオメーターの結晶固定軸の中心をブラッグ角調整用ゴニオメーターを回転させて合わせる。
4. 湾曲結晶に取り付けるゴニオメーター（以下、ミニゴニオメーターと略す）に取り付けた結晶ステージをブラッグ角調整用ゴニオメーターの結晶固定軸に取り付ける。
5. 図 A.4 に示す手法を用いてブラッグ角調整用ゴニオメーターの回転中心とブラッグ結晶中心をあわせる。
6. ヘリウムネオンレーザーの光が結晶中心で反射し、アパーチャーを再度通過するようにミニゴニオメーターを調整する。この時、結晶ステージを水準器等を用いて水平にしておく。
7. ブラッグ角調整用ゴニオメーターを  $90^\circ - \theta_B$ （ここで、 $\theta_B$  はブラッグ角）だけ回転させる。
8. 結晶に反射したヘリウムネオンレーザーの光が再度アパーチャーを通過するように結晶ステージを回転させ、ブラッグ角を調整する。



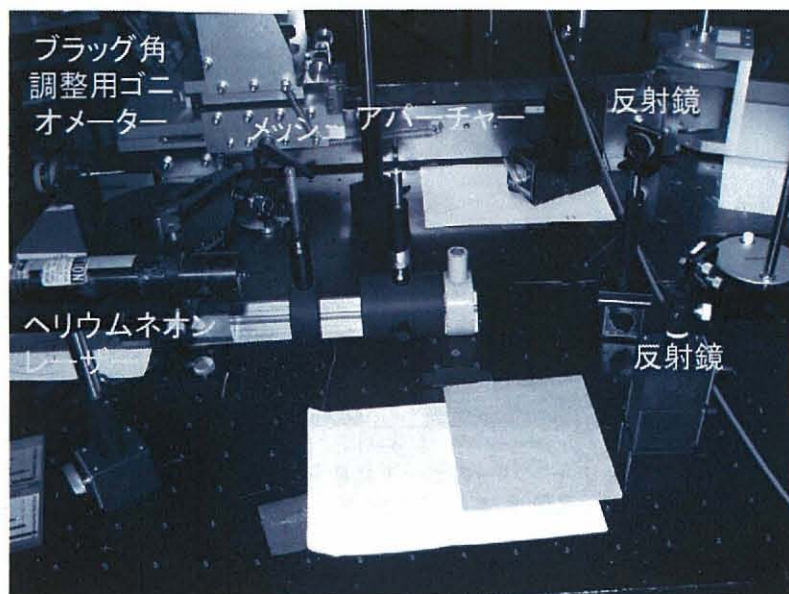


図 A.3 ブラッグ角の固定の実験配置。

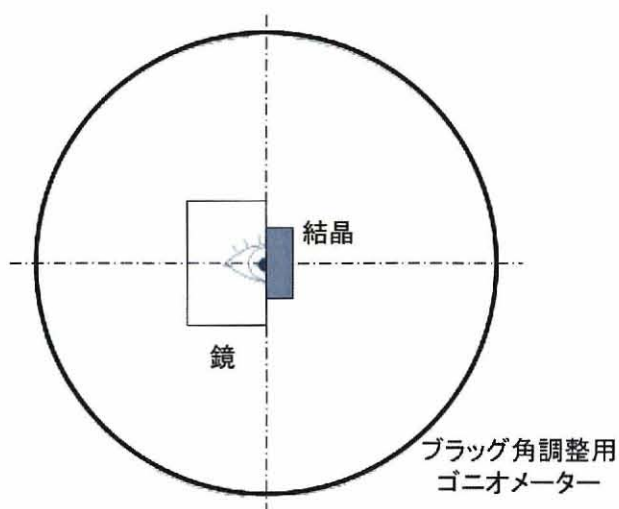


図 A.4 湾曲結晶のブラッグ角調整用ゴニオメーターの回転中心と結晶中心を合わせる簡易法。鏡に映った自分の目の中心をゴニオメーターの回転中心に合わせ、結晶の中心を目の中心に合わせる。

### A.2.2 結晶中心と光源間距離の固定

ブラッグ角を固定した後、結晶中心と光源間の距離を固定しピントの調整を行う。以下に、その手順を示す。

1. 結晶ステージに個別ニードルを取り付ける。
2. ブラッグ角固定と同様の光学系で、光源をランプ等の白色光に変更する。

3. アパーチャーと結晶の間にメッシュを置き、結晶中心から検出器までの距離の所にスクリーンを置く。
4. 結晶で反射された白色光がスクリーン上でピントがあうようにメッシュを前後させ固定する。
5. 白色光源を取り外し、ヘリウムネオンレーザーの光径中心に個別ニードルの針が来るように個別ニードルの調整を行う。

### A.2.3 スケルトンを用いた光軸調整

光源（チャンバー中心）、結晶中心、結像点を決定する。以下に、その手順を示す。

1. 結晶固定器具、延長管などをスケルトンのポートに取り付ける。
2. 個別ニードル付き結晶ステージを結晶固定器具に取り付ける。
3. ニードルの先端をミニゴニオメーターと結晶固定器具の  $xyz$  ステージで調整してモニターの仮想中心に合わせる。
4. ヘリウムネオンレーザーと反射鏡 2 枚を使って、ニードル先端と結晶中心が一直線になるように光軸調整を行う。
5. 結晶の反射光が結像面にくるまで、ミニゴニオメーターと結晶固定器具の  $xyz$  ステージを使って調整する。
6. 直接光カットの調整を行う。
7. 結像面に CCD カメラを取り付け、ニードル先端が所望の位置にあるか確認する。
8. 2 つ又は 3 つの結晶を同時に使用する場合は、同様の事を他の結晶でも行う。この時、所望の場所に結像させるためには、A.3 節で述べる様な実験を予め行う必要がある。

### A.2.4 チャンバーでの光軸調整

チャンバーで可視光が結像するかを確認する。以下に、その手順を示す。

1. 結晶固定器具、延長管などをチャンバーのポートに取り付ける。
2. 結晶固定器具を用いて、チャンバー監視系で確認しながら個別ニードルの先端をチャンバー中心に合わせる。
3. 個別ニードルを外す。
4. CCD カメラを延長管に取り付け、チャンバー中心にフォーム球を設置する。
5. チャンバーで空いているポートからヘリウムネオンレーザーでフォーム球を照らす。
6. CCD カメラで所望の位置に結像されているか確認する。結像されていない場合、CCD カメラより光源側にある XY ステージを動かして調整を行う。
7. 結晶の前にベリリウムなどのデブリシールドを取り付け、X 線で調整を行う。

### A.3 湾曲結晶の可視光と X 線の結像点の違い

#### A.3.1 実験条件

湾曲結晶を用いて光軸調整を行う時、可視光と X 線で結像点が異なるという事が発生する。これは、結晶表面と格子面のずれが原因である。本研究では、単色 X 線像を  $12\text{ mm} \times 15\text{ mm}$  程度の空間サイズを持つ X 線ストリークカメラのフォトカソード面上に 2 つ同時に結像させること、互いが一定の距離をおいて結像させる必要があるため、予めずれを確認する必要がある。よって、以下の様な装置を用いて、ずれの定量評価を行った。

図 A.5 に、湾曲結晶の可視光と X 線の結像点の違いを計測するための実験装置を示す。所定のブラッグ角にあわせた湾曲結晶を用い、ピントのあう位置に金属グリッドと検出器を置く。グリッドの後ろから可視光と X 線でバックライトしグリッド像を結像させる。検出器にはイメージングプレートを用いている。イメージングプレートの前にはニードルを置く。このニードルは固定されているので、可視光と X 線の像を個別に取得し、ニードルに対して像の移動距離をすることで、湾曲結晶の可視光と X 線の結像点の違いを見積もることができる。

本実験では、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター PXS グループが所有している塩素  $\text{He}\beta$  用、塩素  $\text{Ly}\beta$  用、アルゴン  $\text{He}\beta$  用、アルゴン  $\text{Ly}\beta$  用トロイダル湾曲結晶の評価を行った。

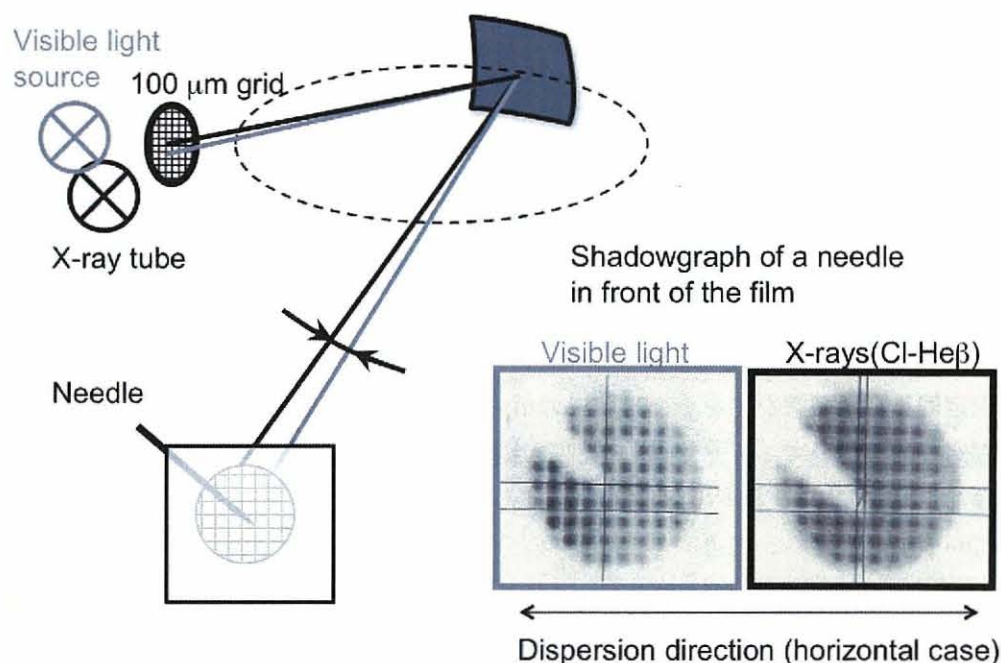


図 A.5 湾曲結晶の可視光と X 線の結像点の違いを計測するための実験配置。

### A.3.2 塩素 $\text{He}_\beta$ 用と塩素 $\text{Ly}_\beta$ 用結晶の結果

図 A.6(a) に塩素  $\text{He}_\beta$  用, (b) に塩素  $\text{Ly}_\beta$  用の結晶の可視光と X 線の結像点の相違を示す. いずれの場合も結晶の分散方向に対して取得した画像であり, 分散面は結晶のホルダにボールペンでマークした部分が上になるように設定している. 可視光を基準にして, 塩素  $\text{He}_\beta$  用結晶では, 上に  $234\ \mu\text{rad}$  左に  $920\ \mu\text{rad}$  ずれることが分かった. 塩素  $\text{Ly}_\beta$  用結晶では, 下に  $1066\ \mu\text{rad}$  右に  $638\ \mu\text{rad}$  ずれることが分かった.

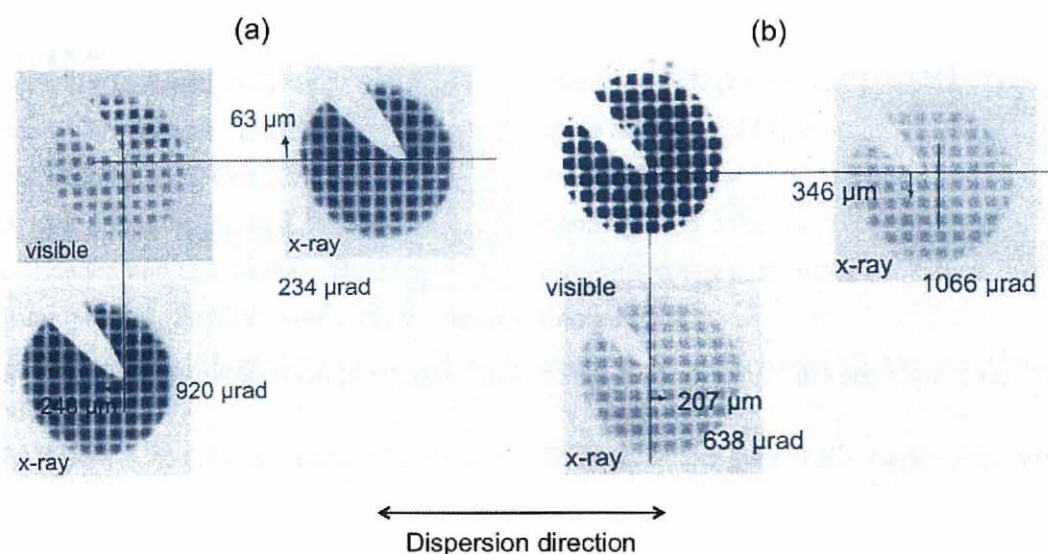


図 A.6 (a) 塩素  $\text{He}_\beta$  用, (b) 塩素  $\text{Ly}_\beta$  用の結晶の可視光と X 線の結像点の違いを計測した結果.

本研究の実験において, 結晶から結像点までの距離を約  $2.6\ \text{m}$  に設定したので, 可視光像で光軸調整後, 塩素  $\text{He}_\beta$  結晶では上  $0.6\ \text{mm}$ ・左  $2.4\ \text{mm}$  程度 X 線像がずれる. 塩素  $\text{Ly}_\beta$  結晶も同様に, 下  $2.7\ \text{mm}$ ・右  $1.7\ \text{mm}$  程度 X 線像がずれる.

### A.3.3 アルゴン $\text{He}_\beta$ 用とアルゴン $\text{Ly}_\beta$ 用結晶の結果

図 A.7(a) にアルゴン  $\text{He}_\beta$  用, (b) にアルゴン  $\text{Ly}_\beta$  用の結晶の可視光と X 線の結像点の違いの結果を示す. 可視光を基準にして, アルゴン  $\text{He}_\beta$  用結晶では, 下に  $3020\ \mu\text{rad}$  右に  $80\ \mu\text{rad}$  ずれることが分かった. アルゴン  $\text{Ly}_\beta$  用結晶では, 下に  $604\ \mu\text{rad}$  右に  $647\ \mu\text{rad}$  ずれることが分かった.

### A.3.4 各結晶の結晶表面と格子面のずれのまとめ

図 A.8 に, 各結晶の結晶表面と格子面のずれをまとめる. 原点は結晶表面と格子面がずれていない場合を示している.



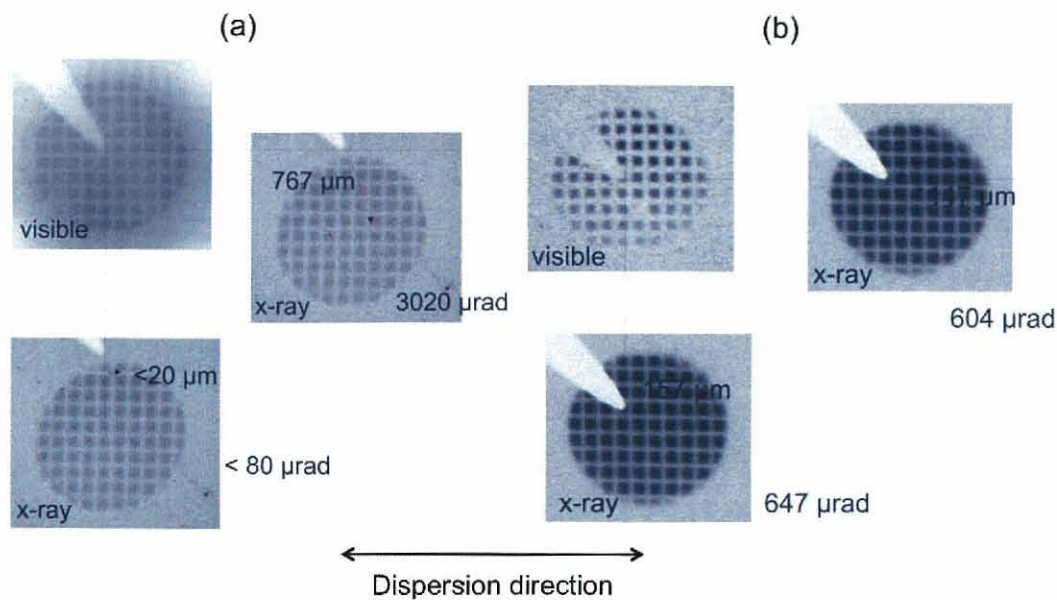


図 A.7 (a) アルゴン  $\text{He}\beta$  用, (b) アルゴン  $\text{Ly}\beta$  用の結晶の可視光と X 線の結像点の違いを計測した結果.

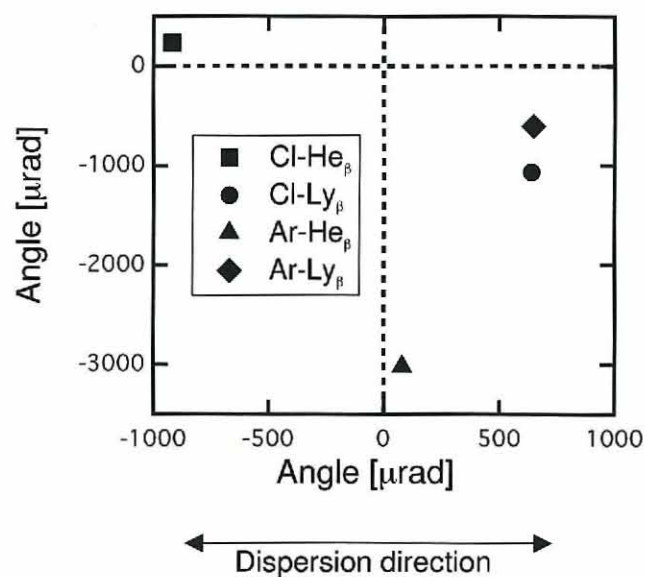


図 A.8 各結晶の結晶表面と格子面のずれのまとめ, 原点は結晶表面と格子面がずれていない場合を示している.



## 参考文献

- [1] 内田岱二郎 訳: “プラズマ物理入門”, chapter 1, p. 2, 丸善 (2001).
- [2] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. B. Zimmerman: “Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications”, *Nature (London)*, **239**, 5368, p. 139 (1972).
- [3] J. D. Lindl: “Inertial Confinement Fusion”, chapter 2, AIP Press (1998).
- [4] J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen and L. J. Suter: “The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility”, *Phys. Plasmas*, **11**, p. 339 (2004).
- [5] S. Chandrasekhar: “Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability”, chapter 10, Oxford University Press, London (1968).
- [6] N. G. Basov, S. Y. Gus'kov and L. P. Feokistov: “Thermonuclear gain of ICF targets with direct heating of ignitor”, *J. Sov. Laser Res.*, **13**, p. 396 (1992).
- [7] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry and R. J. Mason: “Ignition and high gain with ultrapowerful lasers”, *Phys. Plasmas*, **1**, p. 1626 (1994).
- [8] J. M. Soures, R. L. McCrory, C. P. Verdon, A. Babushkin, R. E. Bahr, T. R. Boehly, R. Boni, D. K. Bradley, D. L. Brown, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, W. R. Donaldson, R. Epstein, P. A. Jaanimagi, S. D. Jacobs, K. Kearney, R. L. Keck, J. H. Kelly, T. J. Kessler, R. L. Kremens, J. P. Knauer, S. A. Kumpan, S. A. Letzring, D. J. Lonobile, S. J. Loucks, L. D. Lund, F. J. Marshall, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, S. F. B. Morse, A. Okishev, S. Papernov, G. Pien, W. Seka, R. Short, M. J. S. Iii, M. Skeldon, S. Skupsky, A. W. Schmid, D. J. Smith, S. Swales, M. Wittman and B. Yaakobi: “Direct-drive laser-fusion experiments with the omega and 60-beam, > 40 kJ and ultraviolet laser system”, *Phys. Plasmas*, **3**, p. 2108 (1996).
- [9] H. Azechi, T. Jitsuno, T. Kanabe, M. Katayama, K. Mima, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai, H. Nakaishi, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, P. A. Norrays, Y. Setsuhara, M. Takagi, M. Yamanaka and C. Yamanaka: “High-density compression experiments at ILE osaka”, *Laser Part. Beams*, **9**, p. 193 (1991).
- [10] D. Strickland and G. Mourou: “Compression of amplified chirped optical pulses”, *Opt. Commun.*, **56**, p. 219 (1985).
- [11] K. A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miyanaga,

- T. Norimatsu, A. Pukhov, A. Sunahara, K. Takahashi, M. Allen, H. Habara, T. Iwatani, T. Matusita, T. Miyakoshi, M. Mori, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, S. Tohyama, H. Azuma, T. Kawasaki, T. Komeno, O. Maekawa, S. Matsuo, T. Shozaki, K. Suzuki, H. Yoshida, T. Yamanaka, Y. Sentoku, F. Weber, J. T. W. Barbee and L. DaSilva: "Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition", *Phys. Plasmas*, **7**, p. 2014 (2000).
- [12] R. Kodama, K. Mima, K. A. Tanaka, Y. Kitagawa, H. Fujita, K. Takahashi, A. Sunahara, K. Fujita, H. Habara, T. Jitsuno, Y. Sentoku, T. Matsushita, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, Y. Toyama and T. Yamanaka: "Fast ignitor research at the institute of laser engineering, osaka university", *Phys. Plasmas*, **8**, p. 2268 (2001).
- [13] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara and M. Tampo: "Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition", *Nature*, **412**, p. 798 (2001).
- [14] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf and T. Yamanaka: "Nuclear fusion: Fast heating scalable to laser fusion ignition", *Nature*, **418**, p. 934 (2002).
- [15] N. Miyanaga, H. Azechi, K. A. Tanaka, T. Kanabe, T. Jitsuno, J. Kawanaka, Y. Fujimoto, R. Kodama, H. Shiraga, K. Knodo, K. Tsubakimoto, H. Habara, G. X. J. Lu, N. Morio, S. Matsuo, E. Miyaji, Y. Kawakami, Y. Izawa and K. Mima: "10-kJ PW laser for the FIREX-I program", *J. Phys. IV*, **133**, p. 81 (2006).
- [16] N. Nemoto, K. Nagai, Y. Ono, K. Tanji, T. Tanji, M. Nakai and T. Norimatsu: "Polystyrene based foam materials for cryogenic targets of fast ignition realization experiment (FIREX)", *Fusion Sci. Technol.*, **49**, p. 686 (2006).
- [17] A. L. Lei, K. A. Tanaka, R. Kodama, G. R. Kumar, K. Nagai, T. Norimatsu, T. Yabuuchi and K. Mima: "Optimum hot electron production with low-density foams for laser fusion by fast ignition", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, p. 255006 (2006).
- [18] T. Nakamura, H. Sakagami, T. Johzaki, H. Nagatomo and K. Mima: "Optimization of cone target geometry for fast ignition", *Phys. Plasmas*, **14**, p. 103105 (2007).
- [19] M. Heya, M. Nakasuji, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka and K. Mima: "Time-resolved, two-dimensional electron-temperature distribution of laser-imploded core plasmas", *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, p. 820 (1997).
- [20] J. Zhong, H. Shiraga and H. Azechi: "One-dimensional and multichannels multi-imaging x-ray streak camera for imploded core plasma of shell-cone target", *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, p. 10E907 (2008).
- [21] H. Shiraga, M. Nakasuji, M. Heya and N. Miyanaga: "Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera for ultrafast imaging of inertial confinement fusion plasmas", *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, p. 620 (1999).
- [22] H. Shiraga, M. Lee, N. Mahigashi, S. Fujioka and H. Azechi: "Observation of asymmetrically imploded

- core plasmas with a two-dimensional sampling image x-ray streak camera”, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, p. 10E920 (2008).
- [23] K. Fujita, H. Nishimura, I. Niki, J. Funakura, I. Uschmann, R. Butzbach, E. Förster, M. Nakai, M. Fukao, A. Sunahara, H. Takabe and T. Yamanaka: “Monochromatic x-ray imaging with bent crystals for laser fusion research”, *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, p. 744 (2001).
- [24] N. Miyanaga, Y. Aoki, H. Shiraga, K. Shimada, K. Fujimoto, M. Heya and M. Nakasuji: “Time-resolved two-dimensional monochromatic imaging of laser-imploded plasma”, *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, p. 817 (1997).
- [25] J. A. Koch, J. T. W. Barbee, N. Izumi, R. Tommasini, R. C. Mancini, L. A. Welser and F. J. Marshall: “Multispectral x-ray imaging with a pinhole array and a flat bragg mirror”, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, p. 073708 (2005).
- [26] I. Golovkin, R. Mancini, S. Louis, Y. Ochi, K. Fujita, H. Nishimura, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, R. Butzbach, I. Uschmann, E. Förster, J. Delettrez, J. Koch, R. W. Lee and L. Klein: “Spectroscopic determination of dynamic plasma gradients in implosion cores”, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, p. 045002 (2002).
- [27] Y. Ochi, I. Golovkin, R. Mancini, I. Uschmann, A. Sunahara, H. Nishimura, K. Fujita, S. Louis, N. M. Nakai, H. Shiraga, H. Azechi, R. Butzbach, E. Förster, J. Koch, R. W. Lee and L. Klein: “Temporal evolution of temperature and density profiles of a laser compressed core (invited)”, *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, p. 1683 (2003).
- [28] L. A. Welser: “Spectroscopic Determination of Temperature and Density Spatial Profiles and Mix in Inertial Confinement Fusion Implosion Cores”, PhD thesis, University of Nevada, Reno (2006).
- [29] H. R. Griem: “Plasma Spectroscopy”, MacGraw-Hill New York (1964).
- [30] H. R. Griem: “Principles of Plasma Spectroscopy”, Cambridge University Press (1997).
- [31] L. D. Landau and E. M. Lifshitz: “The Classical Theory of Field”, Gostekhizdat, Moscow, 3rd edition, (1960).
- [32] Ya. B. Zel’dovich and Yu. Raizer: “Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena”, chapter 5, Dover Publications, Inc. New York (2002).
- [33] R. W. Lee and J. T. Larsen: “A Time-Dependent Model for Plasma Spectroscopy of K-Shell Emitters”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, p. 535 (1996).
- [34] M. Itoh, and T. Yabe, and S. Kiyokawa: “Collisional-radiative and average-ion hybrid models for atomic processes in high-Z plasmas”, *Phys. Rev. A*, **35**, p. 233 (1987).
- [35] H. K. Chung, M. H. Chen, W. L. Morgan, Y. Ralchenko and R. W. Lee: “FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements”, *High Energy Density Phys.*, **1**, p. 3 (2005).
- [36] R. W. Lee, B. L. Whitten and R. E. Stout II: “Spectra—A Model for K-Shell Spectroscopy”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **32**, p. 91 (1984).
- [37] O. L. Landen, S. H. Glenzer, M. J. Edwards, R. W. Lee, G. W. Collins, R. C. Cauble, W. W. Hsing and B. A. Hammel: “Dense matter characterization by X-ray thomson scattering”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **71**, p. 465 (2001).

- [38] M. Tanabe, T. Fujiwara, S. Fujioka, H. Nishimura, H. Shiraga, H. Azechi and K. Mima: "Monochromatic x-ray sampling streak imager for fast-ignitor plasma observation", *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, p. 10E908 (2008).
- [39] Y. Aglitskiy, T. Lehecka, S. Obenschain, S. Bodner, C. Pawley, K. Gerber, J. Sethian, C. M. Brown, J. Seely, U. Feldman and G. Holland: "High-resolution monochromatic x-ray imaging system based on spherically bent crystals", *Appl. Opt.*, **37**, p. 5253 (1998).
- [40] E. Förster, K. Gäbel and I. Ushmann: "X-ray microscopy of laser-produced plasmas with the use of bent perfect crystals", *Laser Part. Beams*, **9**, p. 135 (1991).
- [41] L. von Hámos: *Ann. Phys.*, **17**, p. 716 (1933).
- [42] T. A. Hall: "A focusing X-ray crystal spectrograph", *J. Phys.*, **17**, p. 110 (1984).
- [43] 波岡武, 山下広順: "X線結像光学", chapter 4, p. 75, 培風館 (1999).
- [44] T. Missalla, I. Ushmann, E. Förster, G. Jenke and D. von der Linde: "Monochromatic focusing of subpicosecond x-ray pulses in the kev range", *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, p. 1288 (1999).
- [45] C. F. McConaghy and L. W. Coleman: "Picosecond x-ray streak camera", *Appl. Phys. Lett.*, **25**, p. 268 (1974).
- [46] D. J. Bradley, A. G. Roddie, W. Sibbett, M. H. Key, M. J. Lamb, C. L. S. Lewis and P. Sachsenmaier: "Picosecond x-ray chronoscopy", *Opt. Commu.*, **15**, p. 231 (1975).
- [47] C. Belzile, J. C. Kieffer, C. Y. Cote, T. Oksenhendler and D. Kaplan: "Jitter-free subpicosecond streak cameras (invited)", *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, p. 1617 (2002).
- [48] J. Liu, J. Wang, B. Shan, C. Wang and Z. Chang: "An accumulative x-ray streak camera with sub-600-fs temporal resolution and 50-fs timing jitter", *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 3553 (2003).
- [49] M. M. Shakya and Z. Chang: "Achieving 280 fs resolution with a streak camera by reducing the deflection dispersion", *Appl. Phys. Lett.*, **87**, p. 041103 (2005).
- [50] H. Niu, T. Chao and W. Sibbett: "Picosecond framing technique using a conventional streak camera", *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, p. 1190 (1981).
- [51] W. A. Stygar, L. P. Mix, R. J. Leeper, J. Maenchen, D. F. Wenger, C. R. Mattson and D. J. Muron: "Ion movie camera for particle-beam-fusion experiments", *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, p. 4860 (1992).
- [52] I. Ushmann, K. Fujita, I. Niki, R. Butzbach, H. Nishimura, J. Funakura, M. Nakai, E. Förster and K. Mima: "Time-resolved ten-channel monochromatic imaging of inertial confinement fusion plasmas", *Appl. Opt.*, **39**, p. 5865 (2000).
- [53] B. L. Henke, J. P. Knauer and K. Premaratne: "The characterization of x-ray photocathodes in the 0.1–10-keV photon energy region", *J. Appl. Phys.*, **52**, p. 1509 (1981).
- [54] C. Yamanaka, Y. Kato, Y. Izawa, K. Yoshida, T. Yamanaka, T. Sasaki, M. Nakatsuka, T. Mochizuki, J. Kuroda and S. Nakai: "Nd-doped phosphate glass laser systems for laser-fusion research", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 9, p. 1639 (1981).
- [55] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka and C. Yamanaka: "Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression", *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 11, p. 1057 (1984).

- 
- [56] H. Takabe, M. Yamanaka, K. Mima, C. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Norimatsu and M. Takagi: "Scalings of implosion experiments for high neutron yeild", *Phys. Fluids*, **31**, 10, p. 2884 (1988).
  - [57] 錦野将元: "レーザー核融合プラズマにおける初期擾乱発生とその抑制に関する研究", PhD thesis, 大阪大学 (2001).
  - [58] L. Spitzer and R. Härm: "Transport phenomena in a completely ionized gas", *Phys. Rev.*, **89**, p. 977 (1953).
  - [59] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring and J. M. Soures: "Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light", *J. Appl. Phys.*, **66**, 8, p. 3456 (1989).
  - [60] H. Nakano, N. Miyanaga, K. Yagi, K. Tsubakimoto, T. Kanabe, M. Nakatsuka and S. Nakai: "Partially coherent light generated by using single and multimode optical fibers in a high-power nd:glass laser system", *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 5, p. 580 (1993).
  - [61] 林伸夫: "爆縮コアプラズマ診断用レーザーガスターゲットの開発", Bachelor these, 大阪大学 (2009).
  - [62] M. Takagi, T. Norimatsu, T. Yamanaka and S. Nakai: "Development of deuterated polystyrene shells for laser fusion by means of a density-matched emulsion method", *J. Vac. Scie. Technol.*, **9**, p. 2145 (1991).
  - [63] 越智義弘: "X線分光学的手法によるレーザー爆縮コアプラズマ診断に関する研究", PhD thesis, 大阪大学 (2000).
  - [64] I. Uschmann, E. Förster, K. Göbel and G. Hölzer: "X-ray reflection properties of elastically bent perfect crystals in Bragg geometry", *J. Appl. Cryst.*, **26**, p. 405 (1993).
  - [65] N. C. Woolsey, B. A. Hammel, C. J. Keane, C. A. Back, J. C. Moreno, J. K. Nash, A. Calisti, C. Mossé, L. Godbert, R. Stamm, B. Talin, C. F. Hooper, A. Asfaw, L. S. Klein and R. W. Lee: "Spectroscopic line shape measurements at high densities", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **58**, p. 915 (1997).
  - [66] N. C. Woolsey, B. A. Hammel, C. J. Keane, C. A. Back, J. C. Moreno, J. K. N. L. and A. Calisti, C. Mossé, R. Stamm, B. Talin, A. Asfaw, L. S. Klein and R. W. Lee: "Competing effects of collisional ionization and radiative cooling in inertially confined plasmas", *Phys. Rev. E*, **57**, p. 4650 (1998).
  - [67] S. P. Regan, J. A. Delettrez, R. Epstein, P. A. Jaanimagi, B. Yaakobi, V. A. Smalyuk, F. J. Marshall, D. D. Meyerhofer, W. Seka, J. D. A. Haynes, I. E. Golovkin and J. C. F. Hooper: "Characterization of direct-drive-implosion core conditions on OMEGA with time-resolved Ar K-shell spectroscopy", *Phys. Plasmas*, **9**, p. 1357 (2002).
  - [68] K. Bocksten: "Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma", *J. Opt. Soc. Am.*, **511**, p. 943 (1961).
  - [69] A. Calisti, F. Khelifaoui, R. Stamm, B. Talin and R. W. Lee: "Model for the line shapes of complex ions in hot and dense plasmas", *Phys. Rev. A*, **42**, p. 5344 (1990).
  - [70] R. C. Mancini, D. P. Kilcrease, L. A. Woltz and J. C. F. Hooper: "Calculational aspects of the Stark line broadening of multielectron ions in plasmas", *Comput. Phys. Commun.*, **63**, p. 314 (1991).



- [71] H. Azechi and the Firex Project: "Present status of the FIREX programme for the demonstration of ignition and burn", *Plasma Phys. Control. Fusion*, **48**, p. B267 (2006).
- [72] J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, P. R. Woodruff, D. R. Welch, B. V. Oliver, T. A. Mehlhorn and R. B. Campbell: "Simulation of the ionization dynamics of aluminum irradiated by intense short-pulse lasers", *Proceedings of the Third Inertial Fusion Sciences and Applications Conference*, p. 457 (2003).
- [73] O. L. Landen, D. R. Farley, S. G. Glendinning, L. M. Logory, P. M. Bell, J. A. Koch, F. D. Lee, D. K. Bradley, D. H. Kalantar, C. A. Back and R. E. Turner: "X-ray backlighting for the national ignition facility (invited)", *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, p. 627 (2001).
- [74] R. B. Stephens, S. P. Hatchett, M. Tabak, C. Stoeckl, H. Shiraga, S. Fujioka, M. Bonino, A. Nikroo, R. Petrasso, T. C. Sangster, J. Smith and K. A. Tanaka: "Implosion hydrodynamics of fast ignition targets", *Phys. Plasmas* **12**, **12**, p. 056312 (2005).
- [75] C. Stoeckl, T. R. Boehly, J. A. Delettrez, S. P. Hatchett, J. A. Frenje, V. Y. Glebov, C. K. Li, J. E. Miller, R. D. Petrasso, F. H. Séguin, V. A. Smalyuk, R. B. Stephens, W. Theobald, B. Yaakobi and T. C. Sangster: "Hydrodynamics studies of direct-drive cone-in-shell, fast-ignitor targets on OMEGA", *Phys. Plasmas*, **14**, p. 112702 (2007).
- [76] F. J. Marshall, P. W. McKenty, J. A. Delettrez, R. Epstein, J. P. Knauer, J. A. F. V. A. Smalyuk, C. K. Li and R. C. M. R. D. Petrasso: "Plasma-density determination from X-ray radiography of laser-driven spherical implosions", *Phys. Rev. Lett.*, **102**, p. 185004 (2009).
- [77] J. A. King, K. Akli, B. Zhang, R. R. Freeman, M. H. Key, C. D. Chen, S. P. Hatchett, J. A. Koch, A. J. MacKinnon, P. K. Patel, R. Snavely, R. P. J. Town, M. Borghesi, L. Romagnani, M. Zepf, T. Cowan, H. Habara, R. Kodama, Y. Toyama, S. Karsch, K. Lancaster, C. Murphy, P. Norreys, R. Stephens and C. Stoeckl: "Ti  $K_{\alpha}$  radiography of Cu-doped plastic microshell implosions via spherically bent crystal imaging", *Appl. Phys. Lett.*, **86**, p. 191501 (2005).
- [78] 藤原隆史: "単色 X 線バックライトカメラを用いたレーザー爆縮コアプラズマの密度診断法の開発", Master's thesis, 大阪大学 (2008).
- [79] D. W. Phillion and C. J. Hailey: "Brightness and duration of x-ray line sources irradiated with intense 0.53- $\mu$ m laser light at 60 and 120 ps pulse width", *Phys. Rev. A*, **34**, p. 4886 (1996).
- [80] B. Yaakobi, P. Bourke, Y. Conturie, J. Delettrez, J. M. Forsyth, R. D. Frankel, L. M. Goldman, R. L. McCrory, W. Seka, J. M. Soures, A. J. Burek and R. E. Deslattes: "High X-ray conversion efficiency with target irradiation by a frequency tripled Nd : Glass laser", *Opt. Commun.*, **38**, p. 196 (1981).
- [81] S. Fujioka, A. Sunahara, K. Nishihara, N. Ohnishi, T. Johzaki, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, T. Ikegawa, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Azechi and T. Yamanaka: "Suppression of the rayleigh-taylor instability due to self-radiation in a multi-ablation target", *Phys. Rev. Lett.*, **92**, p. 195001 (2004).
- [82] T. Guo and Ch. Spielmann and B. C. Walker and C. P. J. Barty: "Generation of Hard x Rays by Ultrafast Terawatt Lasers", *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, p. 41 (2001).
- [83] M. Tanabe, H. Nishimura, N. Ohnishi, K. B. Fournier, S. Fujioka, A. Iwamae, S. B. Hansen, K. Nagai, F. Girard, M. Primout, B. Villet, D. Brebion and K. Mima: "Characterization of heat-wave propagation

- through laser-driven Ti-doped underdense plasma”, *High Energy Density Phys.*, **6**, p. 89 (2010).
- [84] M. Tanabe, H. Nishimura, S. Fujioka, K. Nagai, N. Yamamoto, Z.-Z. Gu, C. Pan, F. Girard, M. Primout, B. Villette, D. Brebion, K. B. Fournier, A. Fujishima and K. Mima: “Titanium dioxide nanofiber-cotton targets for efficient multi-keV x-ray generation”, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, p. 051505 (2008).
- [85] T. Ando, S. Fujioka, H. Nishimura, T. Aota, N. Ueda, M. Shimomura, H. Sakaguchi, Y. Yasuda, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Nishihara, A. Sunahara, M. Murakami, N. Miyanaga, Y. Izawa, K. Mima: “Optimum laser pulse duration for extreme ultraviolet radiation from laser-produced tin plasmas”, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, p. 151501 (2006).
- [86] S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Nakai, H. Azechi, K. Nishihara and T. Yamanaka: “First observation of density profile in directly laser-driven polystyrene targets for ablative rayleigh–taylor instability research”, *Phys. Plasmas*, **10**, p. 4784 (2003).
- [87] 田中基裕: “レーザー爆縮コアプラズマ密度の X 線画像による時間空間分解計測”, Master’s thesis, 大阪大学 (2004).
- [88] H. S. Park, D. M. Chambers, H. K. Chung, R. J. Clarke, R. Eagleton, E. Giraldez, T. Goldsack, R. Heathcote, N. Izumi, M. H. Key, J. A. King, J. A. Koch, O. L. Landen, A. Nikroo, P. K. Patel, D. F. Price, B. A. Remington, H. F. Robey, R. A. Snavely, D. A. Steinman, R. B. Stephens, C. Stoeckl, M. Storm, M. Tabak, W. Theobald, R. P. J. Town, J. E. Wickersham and B. B. Zhang: “High-energy  $K_{\alpha}$  radiography using high-intensity, short-pulse lasers”, *Phys. Plasmas*, **13**, p. 056309 (2006).
- [89] H. S. Park, B. R. Maddox, E. Giraldez, S. P. Hatchett, L. T. Hudson, N. Izumi, M. H. Key, S. L. Pape, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, P. K. Patel, T. W. Phillips, B. A. Remington, J. F. Seely, R. Tommasini, R. Town, J. Workman and E. Brambrink: “High-resolution 17 – 75 keV backlighters for high energy density experiments”, *Phys. Plasmas*, **15**, p. 072705 (2008).
- [90] N. L. Kugland, C. G. Constantin, P. Neumayer, H. K. Chung, A. Collette, E. L. Dewald, D. H. Froula, S. H. Glenzer, A. Kemp, A. L. Kritcher, J. S. Ross and C. Niemann: “High  $K_{\alpha}$  x-ray conversion efficiency from extended source gas jet targets irradiated by ultra short laser pulses”, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, p. 241504 (2008).
- [91] J. Workman and G. A. Kyrala: “X-ray yield scaling studies performed on the OMEGA laser”, *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, p. 678 (2001).
- [92] J. Workman and G. A. Kyrala: “Scaling of x-ray K-shell sources from laser-solid interactions”, *Proc. SPIE*, **4504**, p. 168 (2001).
- [93] R. Kauffman: “Handbook of Plasma Physics”, chapter 3, p. 111, Elsevier Science (1991).
- [94] J. Denavit and D. W. Phillion: “Laser ionization and heating of gas targets for long-scale-length instability experiments”, *Phys. Plasmas*, **1**, p. 1971 (1994).
- [95] K. B. Fournier, C. Constantin, J. Poco, M. C. Miller, C. A. Back, L. J. Suter, J. Satcher, J. Davis and J. Grun: “Efficient multi-keV X-ray sources from Ti-doped aerogel targets”, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, p. 165005 (2004).
- [96] C. Constantin, C. A. Back, K. B. Fournier, G. Gregori, O. L. Landen, S. H. Glenzer, E. L. Dewald and M. C. Miller: “Supersonic propagation of ionization waves in an underdense, laser-produced plasma”,

- Phys. Plasmas, **12**, p. 063104 (2005).
- [97] C. A. Back, J. Grun, C. Decker, L. J. Suter, J. Davis, O. L. Landen, R. Wallace, W. W. Hsing, J. M. Laming, U. Feldman, M. C. Miller and C. Wuest: "Efficient multi-keV underdense laser-produced plasma radiators", Phys. Rev. Lett., **87**, p. 275003 (2001).
- [98] C. A. Back, J. Davis, J. Grun, L. J. Suter, O. L. Landen, W. W. Hsing and M. C. Miller: "Multi-keV x-ray conversion efficiency in laser-produced plasmas", Phys. Plasmas, **10**, p. 2047 (2002).
- [99] K. B. Fournier, J. H. Satcher, M. J. May, J. F. Poco, C. M. Sorce, J. D. Colvin, S. B. Hansen, S. A. MacLaren, S. J. Moon, J. F. Davis, F. Girard, B. Villette, M. Primout, D. Babonneau, C. A. Coverdale and D. E. Beutler: "Absolute x-ray yields from laser-irradiated germanium-doped low-density aerogels", Phys. Plasmas, **16**, p. 052703 (2009).
- [100] F. Girard, J. P. Jadaud, M. Naudy, B. Villette, D. Babonneau, M. Primout, M. C. Miller, R. L. Kauffman, L. J. Suter and D. J. Davis: "Multi-keV x-ray conversion efficiencies of laser-preexploded titanium foils", Phys. Plasmas **12**, p. 092705 (2005).
- [101] G. Hu, S. Liu, J. Zheng, C. Wu, J. Li, S. Wu, J. Y. Zhang, J. Yang, G. Yang, R. Yi, H. Du, Y. Huang, X. Hu and Y. Ding: "Efficient K-shell x-ray sources produced with titanium foils", Phys. Plasmas, **14**, p. 033103 (2007).
- [102] D. Babonneau, M. Primout, F. Girard, J. P. Jadaud, M. Naudy, B. Villette, S. Depierreux, C. Blancard, G. Faussurier, K. B. Fournier, L. Suter, R. Kauffman, S. Glenzer, M. C. Miller, J. Grün and J. Davis: "Efficient multi-keV X-ray sources from laser-exploded metallic thin foils", Phys. Plasmas, **15**, p. 092702 (2008).
- [103] N. Miyanaga, M. Nakatsuka, H. Azechi, H. Shiraga, T. Kanabe, H. Asahara, H. Daido, H. Fujita, K. Fujita, Y. Izawa, T. Jitsuno, T. Kawasaki, H. Kitamura, S. Matsuo, K. Mima, N. Morio, M. Nakai, S. Nakai, K. Nishihara, H. Nishimura, T. Sakamoto, K. Shigemori, K. Sueda, K. Suzuki, K. Tsubakimoto, H. Takabe, S. Urushihara, H. Yoshida, T. Yamanaka and C. Yamanaka: "The GEKKO XII-HIPER (High Intensity Plasma Experimental Research) system relevant to ignition targets", The proceedings of the 18th International Conference on Fusion Energy, No. IAEA-CN-77, Sorrento, Italy, IAEA (2001).
- [104] S. H. Glenzer, C. A. Back, K. G. Estabrook, B. J. MacGowan, D. S. Montgomery, R. K. Kirkwood, J. D. Moody, D. H. Munro and G. F. Stone: "Electron temperature and density measurements in laser-produced large-scale-length gas-bag plasmas by x-ray spectroscopy", Phys. Rev. E, **55**, p. 927 (1997).
- [105] N. Ohnishi, M. Nishikino and A. Sasaki: J. Phys. IV, **133**, p. 1193 (2006).
- [106] F. Girard, M. Primout, B. Villette, P. Stemmler, L. Jacquet, D. Babonneau and K. B. Fournier: "Titanium and germanium lined hohlraums and halfraums as multi-keV x-ray radiators", Phys. Plasmas, **16**, p. 052704 (2009).
- [107] D. Li and Y. Xia: "Fabrication of titania nanofibers by electrospinning", Nano Lett., **3**, p. 555 (2003).
- [108] C. Pan, Z. Z. Gu, K. Nagai, Y. Shimada, K. Hashimoto, T. Birou and T. Norimatsu: "SnO<sub>2</sub> target with controllable microstructure and thickness for generating extreme ultraviolet light", J. Appl. Phys., **100**, p. 016104 (2006).

## 謝辞

本研究を進めるにあたりまして、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を頂きました西村博明教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて昼夜問わず熱心な御指導、御鞭撻を頂きました藤岡慎介助教に心からの感謝の意を表します。

本論文の作成にあたり終始きめ細やかで有益な御指導、御助言を頂きました宮永憲明教授、伊藤利道教授に心から謝意を表します。

本研究は、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにて行われたものであり、素晴らしい研究の場を提供して頂きましたセンター長の疇地宏教授、前センター長の三間罔興名誉教授、元センター長の井澤靖和名誉教授に深く感謝いたします。

大学院および学部在学中に講義などを通じましてご指導頂きました森田清三教授、谷口研二教授、栖原敏明教授、尾崎雅則教授、片山光浩教授、杉野隆教授、八木哲也教授、森勇介教授、大森裕教授、近藤正彦教授、朝日一教授、斗内政吉教授、伊瀬敏史教授、藤井彰彦准教授、森伸也准教授、松岡俊匡准教授に謝意を表します。

高効率・高エネルギー X 線発生実験において、御協力、御助言を頂きました Lawrence Livermore National Laboratory の Kevin B. Fournier 博士、東北大学の西直文准教授、Commissariat a l' Energie Atomique, DAM-Ile-de の Frederic Girard 博士、Michel Primout 博士、Bruno Villette 博士、Didier Brebion 博士、日本原子力研究所の岩前敦博士、東京工業大学の長井圭治准教授、中華人民共和国東南大学の Zhong-Ze Gu 教授、Chao Pan 氏、財団法人神奈川科学技術アカデミーの藤嶋昭博士に感謝の意を表します。

単色 X 線サンプリングストリークカメラの開発につきまして、御協力、御助言を頂きました、光産業創成大学院大学の藤田和久准教授、ドイツエナ大学の Ingo Uschmann 博士と Eckhart Förster 教授に深く感謝いたします。

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおきまして御指導、御助言を頂きました白神宏之教授、乗松孝好教授、實野孝久教授、猿倉信彦教授、田中和夫教授、児玉了祐教授、中井光男准教授、長友英夫准教授、坂和洋一准教授、重森啓介准教授、門野敏彦准教授、羽原英明准教授、村上匡且准教授、本間啓史助教、古賀真由子助教に感謝の意を表します。

実験の遂行にあたり御協力頂きました前川治技官、島田京子技術補佐員、ほか PDT グループの方々に感謝いたします。実験におけるターゲット製作に御協力を頂きました兼安裕実氏、細川仁美氏、永田みず穂氏、鈴木由美子氏に感謝いたします。また、レーザー運転にご尽力を頂きました漆原新治技官、川崎鉄次技官、ほか GOD グループの方々に感謝いたします。

研究を進めるにあたり活発な議論，御協力，激励を頂きました犬伏雄一博士，砂原淳博士，城崎知至博士，中村浩隆博士，越智義浩博士，尾崎典雅博士，藤村猛君，井澤友策博士，境家達弘博士，渡利威士博士，藤田雅之博士，島田義則博士，弘中陽一郎博士，大谷一人博士，細田裕計君，有川安信君，城下明之君，李明篤君，斉藤寛君，木村友亮君，宮西宏併君，遠藤恭君，實井辰也君に感謝致します。

最後に，同じ研究室で親身なる討論，激励，御協力を頂きました山本則正博士，大島慎介博士，青田達也博士，甲斐健師博士，岡野泰彬博士，Zhang Zhe 博士，佐藤英児氏，保田ゆづり氏，奥野知晴氏，落合正幸氏，上田修義氏，安藤強史君，蔵山寛人君，下村将史君，阪口広和君，石丸裕基君，藤井亮君，中井優貴君，藤原隆史君，植田達君，林伸夫君，松岡祐司君，藤井雄太君，大平真司君に心から感謝いたします。

博士後期課程在学中に経済的な援助を頂きました大阪大学グローバル COE プログラム「次世代電子デバイス教育研究開発拠点」，関西エネルギー・リサイクル科学研究振興財団に深く感謝致します。

本研究の一部は，日本学術振興会の特別研究員（平成21年度）として行ったものであり，経済的な援助を頂きました日本学術振興会に篤く感謝致します。

最後に素晴らしい勉学の機会を与えて下さいました両親，ならびに研究生活を支えて下さいました全ての方々に心から感謝致します。



## 研究業績

### 学術誌発表論文（査読有り）

1. Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Naofumi Ohnishi, Kevin B. Fournier, Shinsuke Fujioka, Atsushi Iwamae, Stephanie B. Hansen, Keiji Nagai, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Didier Brebion, and Kunioki Mima  
*“Characterization of heat-wave propagation through laser-driven Ti-doped underdense plasma”*  
 High Energy Density Physics Vol. 6, pp. 89 – 94 (2010).
2. Shinsuke Fujioka, Hideaki Takabe, Norimasa Yamamoto, David Salzmann, Feilu Wang, Hiroaki Nishimura, Yutong Li, Quanli Dong, Shoujun Wang, Yi Zhang, Yong-Joo Rhee, Yong-Woo Lee, Jae-Min Han, Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Yuto Nakabayashi, Gang Zhao, Jie Zhang, and Kunioki Mima  
*“X-ray Astronomy in the Laboratory with a Miniature Compact Object Produced by Laser-Driven Implosion”*  
 Nature Physics, Vol. 5, pp. 821 – 825 (2009).
3. Shinsuke Fujioka, Norimasa Yamamoto, David Salzmann, Feilu Wang, Yutong Li, Quanli Dong, Shoujun Wan, Yi Zhang, Yong-Joo Rhee. Rhee, Yong-Woo Lee, Jae-Min Han, Duck-Hee Kwon, Jiayong Zhong, Gang Zhao, Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Yuto Nakabayashi, Jie Zhang, Hiroaki Nishimura, Hideaki Takabe, and Kunioki Mima  
*“Laboratory spectroscopy of silicon plasmas photo-ionized by mimic astrophysical compact object”*  
 Controlled Fusion Vol. 51, pp. 124032-1 – 124032-4 (2009).
4. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, Hiroaki Nishimura, Hiroyuki Shiraga, Hiroshi Azechi, and Kunioki Mima  
*“Monochromatic x-ray sampling streak imager for fast-ignitor plasma observation”*  
 Review of Scientific Instruments Vol. 79, Issue 10, pp. 10E908-1 – 10E908-3 (2008).
5. Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Shinsuke Fujioka, Keiji Nagai, Norimasa Yamamoto, Zhong-Ze Gu, Choa Pan, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Didier Brebion, Kevin B. Fournier, Akira Fujishima, and Kunioki Mima  
*“Titanium-dioxide nano-fiber-cotton targets for efficient multi-keV x-ray generation”*  
 Applied. Physics Letters Vol. 93, Issue 5, pp. 051505-1 – 051505-3 (2008).

## 国際会議プロシーディングス論文（査読有り）

1. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, Nobuo Hayashi, Hiroaki Nishimura, Takeshi Fujimura, Mitsuo Nakai, Keiji Nagai, Hirofumi Homma, Hiroyuki Shiraga, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, and Kunioki Mima  
*“High-speed monochromatic x-ray imager for electron temperature mapping of fast igniter plasmas”*  
 Journal of Physics: Conference Series (in press).
2. Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Shinsuke Fujioka, Keiji Nagai, Atushi Iwamae, Naofumi Ohnishi, Kevin B. Fournier, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Mike Tobin, and Kunioki Mima  
*“Supersonic heat wave propagation in laser-produced underdense plasma for efficient x-ray generation”*  
 Journal of Physics: Conference Series Vol. 112, pp. 022076-1 – 022076-4, (2008).
3. Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Shinsuke Fujioka, Hiroki Ishimaru, Yuichi Inubushi, Keiji Nagai, Hiroyuki Shiraga, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, and Kunioki Mima  
*“Monochromatic X-Ray Sampling Imager for Laser-Imploded Core Plasma Observation with Highly Spatial, Temporal, and Spectral Resolutions”*  
 Plasma and Fusion Research: Regular Articles Vol. 2, pp. S1017-1 – S1017-4 (2007).

## 国際会議発表

1. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, Nobuo Hayashi, Hiroaki Nishimura, Takeshi Fujimura, Mitsuo Nakai, Keiji Nagai, Hirofumi Homma, Hiroyuki Shiraga, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, and Kunioki Mima  
*“High-speed monochromatic x-ray imager for electron temperature mapping of fast igniter plasmas”*  
 6th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, San Francisco, California, USA, 6-12 September 2009.
2. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, Hiroaki Nishimura, Hiroyuki Shiraga, Hiroshi Azechi, and Kunioki Mima  
*“Time-resolved two-color monochromatic x-ray imagers for fast-ignitor plasmas”*  
 50th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, American Physical Society, Dallas, Texas, USA, November 17-21, 2008.
3. Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Shinsuke Fujioka, Naofumi Ohnishi, Kevin B. Fournier, Stephanie B. Hansen, Keiji Nagai, Atsushi Iwamae, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Didier Brebion, and Kunioki Mima  
*“Electron temperature measurements in Ti-doped aerogel targets for efficient multi-keV x-ray generation”*

The 13th International Workshop on Radiative Properties of Hot Dense Matter, Santa Barbara, California, USA, November 10-14, 2008.

4. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, Hiroaki Nishimura, Hiroyuki Shiraga, Hiroshi Azechi, and Kunioki Mima  
 “Monochromatic x-ray imagers for fast igniter plasma with highly spatial, temporal, and spectral resolutions”  
 17th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Albuquerque, New Mexico, USA, May 11-15 2008.
5. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, and Hiroaki Nishimura  
 “Ultrafast, monochromatic x-ray imager for high-density plasma”  
 1st Global COE Student Conference on Innovative Electronic Topics SCIENT2008, Osaka Japan, July 31st - Aug 1st 2008.
6. Minoru Tanabe, Takashi Fujiwara, Shinsuke Fujioka, and Hiroaki Nishimura  
 “Monochromatic x-ray sampling camera for high-density plasma diagnostics”  
 1st Global COE International Symposium Electronic Devices Innovation EDIS2008, Osaka, Japan, Jan 21-22 2008.
7. Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Shinsuke Fujioka, Keiji Nagai, Atsushi Iwamae, Naofumi Ohnishi, Kevin B. Fournert, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villet, Didier Brebion, Mike Tobin, and Kunioki Mima  
 “Supersonic heat wave propagation in laser-produced underdense plasma for efficient x-ray generation”  
 5th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, Kobe, Japan, 9-14 September 2007.
8. Minoru Tanabe, Shinsuke Fujioka, Hiroki Ishimaru, Yuichi Inubushi, Hiroaki Nishimura, Keiji Nagai, Myongdok Lee, Hiroyuki Shiraga, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, Kunioki Mima, Ingo Uschmann, Echhart Förster, Kevin B. Fournier, Mike Tobin, John F. Davis, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villet, Didier Brebion, Atsushi Iwamae, and Atsushi Sakaue  
 “X-ray spectroscopic diagnostics for laser-imploded core plasmas with high spatial and temporal resolutions”  
 16th International Toki Conference Advanced Imaging and Plasma Diagnostics, Ceratopia Toki, Gifu, Japan, 8 December 2006.

## 国内学会発表

1. 田辺稔, 藤原隆史, 藤岡慎介, 林伸夫, 西村博明, 藤村猛, 中井光男, 白神宏之, 疇地宏  
 「塩素化ガス封入シェルターゲットを用いた爆縮コアプラズマの電子温度診断」  
 日本物理学会 2009 年秋季大会, 熊本大学黒髪キャンパス, 2009 年 9 月 27 日

2. 田辺稔, 藤原隆史, 藤岡慎介, 林伸夫, 西村博明, 藤村猛, 中井圭治, 長井圭治, 白神宏之, 疇地宏, 三間罔興  
「高速点火核融合プラズマの温度マッピング用時間分解単色 X 線カメラの開発」  
日本物理学会第 64 回年次大会, 立教大学, 2009 年 3 月 27 日
3. 田辺稔, 西村博明, 藤岡慎介, 長井圭治, 山本則正, Zhong-Ze Gu, Chao Pan, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Didier Brebion, Kevin B. Fournier, 藤嶋明, 三間罔興  
「二酸化チタンナノコットターゲットを用いた高効率 X 線バックライト光源の開発」  
日本物理学会 2008 年秋季大会, 岩手大学上田キャンパス, 2008 年 9 月 20 日
4. 田辺稔, 西村博明, 藤原隆史, 藤岡慎介, 白神宏之, 疇地宏, 三間罔興  
「高速点火プラズマ診断のための高時間・空間分解単色 X 線画像法の開発」  
第 7 回核融合エネルギー連合講演会, 青森市民ホール, 2008 年 6 月 21 日
5. 田辺稔, 藤原隆史, 藤岡慎介, 西村博明, 白神宏之, 疇地宏, 三間罔興  
「高速点火核融合プラズマ診断用の単色 X 線サンプリングストリークカメラの開発」  
日本物理学会 2008 年春期大会, 近畿大学, 2008 年 3 月 24 日
6. 田辺稔, 藤原隆史, 藤岡慎介, 西村博明, 白神宏之, 乗松孝好, 疇地宏, 三間罔興  
「高速点火核融合プラズマ診断用の超高速 X 線分光画像計測法開発」  
プラズマ・核融合学会第 24 年会講演会, イーグレひめじ, 2007 年 11 月 28 日
7. 田辺稔, 西村博明, 岩前敦, 藤岡慎介, 大西直文, 長井圭治, Kevin B Fournier, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Didier Babonneau, Mike Tobin, 三間罔興  
「低密度ターゲットを用いたレーザー駆動プラズマ中の超音速的熱波伝搬」  
日本物理学会第 62 回年次大会, 北海道大学, 2007 年 9 月 23 日
8. 田辺稔, 石丸裕基, 藤岡慎介, 犬伏雄一, 西村博明, 白神宏之, 長井圭治, 乗松孝好, 疇地宏, 三間罔興  
「爆縮コアプラズマの時間・空間分解単色 X 線画像計測法開発」  
日本物理学会 2007 年春期大会, 鹿児島大学, 2007 年 3 月 20 日
9. 田辺稔, 犬伏雄一, 石丸裕基, 藤岡慎介, 西村博明, 長井圭治, 乗松孝好, 白神宏之, 疇地宏, 三間罔興  
「単色 X 線サンプリングストリークカメラを用いた爆縮コアプラズマ診断」  
プラズマ・核融合学会第 23 年会講演会, 筑波大学, 2006 年 11 月 30 日
10. 田辺稔, 西村博明, 犬伏雄一, 藤岡慎介, 長井圭治, 三間罔興, Kevin B. Fournier, John Davis, Mike Tobin, Frederic Girard, Michel Primout, Bruno Villette, Didier Brebion, 岩前敦, 坂上篤志  
「レーザー生成亜臨界密度プラズマ中の超音速熱波伝搬」  
日本物理学会秋期大会, 千葉大学, 2006 年 9 月 23 日
11. 田辺稔, 西村博明, 犬伏雄一, 藤岡慎介, 藤田雅之, 三間罔興  
「レーザー誘起サブピコ秒 X 線光源の開発」  
第 52 回応用物理学関係連合講演会, 武蔵工業大学世田谷キャンパス, 2006 年 3 月 24 日
12. 田辺稔, 西村博明, 藤岡慎介, 犬伏雄一, 藤田雅之, 竹内康樹, 井澤友策, 三間罔興  
「レーザー誘起サブピコ秒 X 線光源の開発」

プラズマ・核融合学会第22年会講演会，タワーホール船堀，2005年12月1日

## 研究会・シンポジウム発表

1. 田辺稔，藤原隆史，藤岡慎介，林伸夫，西村博明，藤村猛，中井光男，長井圭治，白神宏之，疇地宏，三間罔興  
「レーザー駆動高速点火核融合プラズマ診断用単色X線サンプリングカメラの開発」  
画像計測研究会2009，核融合科学研究所，2009年9月3日
2. 田辺稔，西村博明，藤岡慎介，長井圭治，山本則正，Zhong-Ze Gu，Chao Pan，Frederic Girard，Michel Primout，Bruno Villette，Didier Brebion，Kevin B. Fournier，藤嶋明，三間罔興  
「低密度二酸化チタンナノファイバーコットンターゲットを用いた高効率X線源の開発」  
2009年レーザー研シンポジウム，大阪大学銀杏会館，2009年4月23日
3. 田辺稔，西村博明，藤岡慎介，大西直文，Kevin B. Fournier，岩前敦，長井圭治，Frederic Girard，Michel Primout，Bruno Villette，Didier Brebion，三間罔興  
「チタンドープエアロジェルを用いたレーザー駆動プラズマ中のイオン化熱波の伝搬」  
平成20年度研究会「プラズマ分光診断と原子分子素過程の最先端」，核融合科学研究所，2009年1月16日
4. 田辺稔，藤原隆史，藤岡慎介，西村博明，白神宏之，疇地宏，三間罔興  
「高速点火核融合プラズマ診断用の超高速二次元単色カメラの開発」  
2008年レーザー研シンポジウム，大阪大学銀杏会館，2008年4月17日
5. 田辺稔，西村博明，藤原隆史，藤岡慎介，白神宏之，疇地宏，三間罔興  
「レーザー高速点火核融合プラズマ診断用単色X線サンプリングストリーク画像法の開発」  
第9回X線結像光学シンポジウム，中部大学名古屋キャンパス6階大ホール，2007年11月3日  
(招待講演)

## 受賞

1. 大阪大学レーザー研シンポジウム2009ベストポスタープレゼンテーション賞，2009年4月24日
2. 1st Global COE Student Conference on Innovative Electronic Topics (SCIENT2008) Student Presentation Award. "Ultrafast, Monochromatic X-ray imager for High-density Plasma" August 1, 2008.
3. 1st Global COE International Symposium Electronic Devices Innovation (EDIS2008) Certificate of Student Paper Award. "Monochromatic x-ray sampling camera for high-density plasma diagnostics" January 22, 2008.



