

東京大学大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

平成 29 年度
修士論文

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における
自己組織化プラズマの空間構造の解明

2018 年 1 月 30 日提出
指導教員 西浦 正樹 准教授

47166089 管田 徹也

要旨

惑星磁気圏では高 β プラズマが安定に存在することが知られている．そこには高温プロトン等も存在し，地球の場合は Van Allen 帯として知られている．一方で，自然に倣った実験室磁気圏においても，高温電子は観測されているが，その空間分布や形成メカニズムについては不明である．本研究では磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における自己組織化する高 β プラズマの内部構造を実験的に解明することを目指して高温電子の観測を行った．

第 1 章では序論として研究背景，研究目的について説明する．研究背景には RT-1 における高 β プラズマの生成および高 β プラズマ中の電子，イオンの計測方法・結果について述べる．

第 2 章では RT-1 の概略と本研究に関連する主要な計測装置群について説明する．反磁性信号計測システムは，局所 β の最大値を見積もることができる．高温電子は β に主な寄与をしていると考えられるので，本研究で行った高温電子の計測結果の妥当性を確認する上で非常に重要である．また，現在開発中の非協同トムソン散乱計測システムについても説明する．

第 3 章では干渉計による電子密度の計測および電子密度分布への再構成に関して述べる．電子密度の再構成の精度向上を目的として，従来の 3 視線に 1 視線加えて計測を行い，どの程度精度が向上したかの評価を行う．

第 4 章では先の干渉計で計測された電子の中でも，特に X 線輻射を引き起こす keV オーダーの高温電子の存在領域を明らかにするために，本研究で新たに行った多視線 X 線計測に関して述べる．高温電子の実効温度・密度を求めるためのフィッティングによる解析方法と，得られた計測値を再構成することによって仮定した高温電子の温度・密度分布のモデル関数のフィッティングパラメーターを決定する解析方法について述べ，それぞれの結果について示す．

最後に第 5 章に本研究の結論をまとめた．

その他、本研究に関連した事項については付録 A にまとめた．

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	先進的核融合と惑星磁気圏のプラズマ	1
1.1.2	磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における高 β プラズマの生成	4
1.1.3	RT-1 プラズマの電子・イオン計測手法	5
1.2	研究目的	7
第 2 章	実験装置および計測機器	8
2.1	磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 の概要	8
2.2	反磁性信号計測システム	10
2.2.1	反磁性信号計測の原理	10
2.2.2	RT-1 に導入されている反磁性信号計測システム	12
2.3	非協同トムソン散乱計測システム	15
2.3.1	非協同トムソン散乱計測システムの導入経緯	15
2.3.2	非協同トムソン散乱計測の原理	16
2.3.3	開発中の非協同トムソン散乱計測システム	17
第 3 章	自己組織化する電子密度の空間分布	20
3.1	干渉計による電子密度計測	20
3.2	干渉計の計測視線および計測結果	22
3.3	電子密度分布の再構成	24
3.3.1	電子密度の再構成方法	24
3.3.2	電子密度の再構成結果	25
第 4 章	RT-1 の高 β プラズマ生成における高温電子の空間分布とその役割	28
4.1	高温電子による制動放射の原理	28

4.2	X 線の計測原理	32
4.3	RT-1 に導入した X 線計測システム	33
4.3.1	X 線計測システムのブロック図	33
4.3.2	半導体検出器の計測視線	35
4.3.3	X 線スペクトルのエネルギーの較正	36
4.3.4	フォトンカウント数の変換	39
4.4	パイルアップとその対策	40
4.5	RT-1 プラズマの高温電子の実効温度・密度の計測	45
4.5.1	半導体検出器によって計測された X 線スペクトル	45
4.5.2	高温電子の実効温度・密度の計測方法	45
4.5.3	高エネルギー電子の実効温度・密度の計測結果	46
4.5.4	高温電子の実効温度・密度の計測結果の解釈	49
4.6	高温電子の温度・密度分布の再構成	52
4.6.1	高温電子の温度・密度分布の再構成方法	52
4.6.2	高温電子の再構成結果	53
4.7	高温電子による制動 X 線放射の時間変化	61
4.7.1	データ収集ボードを利用した X 線信号波形の取得・解析方法	61
4.7.2	X 線エネルギー毎のフォトンカウントの時間変化	62
第 5 章	結論	64
付録 A	CdTe 検出器による計測の際の注意点	66
参考文献		70
謝辞		72
研究発表		74

第 1 章

序論

1.1 研究背景

1.1.1 先進的核融合と惑星磁気圏のプラズマ

1920 年代にイギリスの天文学者 Arthur Eddington は、恒星が核融合反応によってエネルギーを得ていることを示唆し、1939 年にアメリカの物理学者 Hans Bethe が恒星のエネルギーは水素の核融合反応によるものであることを理論的に示した。その後、人工太陽を地上に作ることを目的として核融合反応についての研究が各国で精力的に行われることとなった。現在、核融合エネルギーは長期的な安定供給と環境問題の克服を両立させるエネルギー源として期待されている。核融合反応による制御されていない膨大なエネルギーの放出は 1951 年の水爆実験によって実証されているが、核融合反応の制御は未だ開発研究の途上にある。陽子あるいは重陽子ビームを軽い原子から成るターゲットに衝突させても、そのエネルギーはターゲットの原子核を電離したり、弾性衝突によって失われ、核融合反応を起こす確率は無視できるほど小さい。エネルギー源のための核融合研究としては高温プラズマを用いた研究が主力である。

現在、国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor : ITER) の建設が進められており、エネルギー実用までの具体的なシナリオを提示する段階に近づいている。

ITER はエネルギー増倍率 (Q 値) >10 で 300-500 秒の長時間運転を達成できることに加え、 Q 値 $=5$ の場合に定常運転を目標としている。図 1.1 に ITER の概略図を、図 1.2 に建設中の ITER を示す。

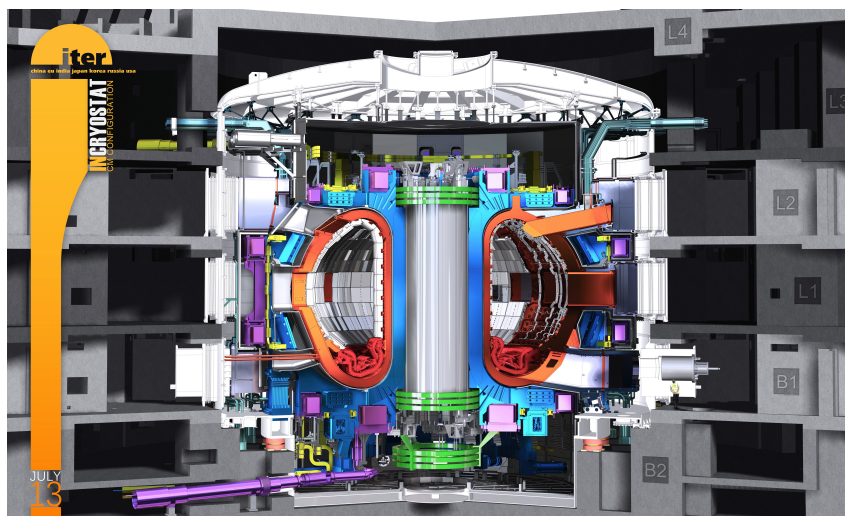


図.1.1: ITER の概略図 [1].



図.1.2: 建設中の ITER(2017 年 12 月 4 日時点)[1].

核融合反応は原子核同士が衝突して、質量数の大きい別の原子核を生成する反応のことをいう。核融合反応後に生成された原子核の質量の和は、衝突する前の 2 つの原子核の質量の和に比べてわずかに少なくなっている。相対性理論によれば、この質量欠損 Δm に相当する $(\Delta m)c^2$ のエネルギーが放出される。現在考えられている主な核融合反応は以下の式である [3].

重水素と重水素の核融合反応 (D-D 反応)

$$D + D = \begin{cases} T(1.01 \text{ MeV}) + p(3.03 \text{ MeV}) \\ {}^3\text{He}(0.82 \text{ MeV}) + n(2.45 \text{ MeV}) \end{cases} \quad (1.1)$$

重水素とトリチウムの核融合反応 (D-T 反応)

$$T + D \rightarrow {}^4\text{He}(3.52 \text{ MeV}) + n(14.06 \text{ MeV}) \quad (1.2)$$

ここに示した核融合反応は中性子を発生するために周辺機器が放射化する問題がある．中性子を発生しない安全な核融合反応として，先進的核融合の研究が注目されている．これは以下の式で表される．

$$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}(3.52 \text{ MeV}) + p(14.67 \text{ MeV}) \quad (1.3)$$

ただし，この反応を起こすためにはより高圧力のプラズマを閉じ込めなければならない．高圧力のプラズマを安定に閉じ込めるためには，閉じ込め磁場を強くしなくてはならないが，強磁場を発生するためには莫大なコストがかかる上，ミラー磁場中ではプラズマからの輻射エネルギー損失が大きくなり，効率が悪くなる．先進的核融合のためには，高いプラズマ圧力を低い磁場圧力で安定に閉じ込めなくてはならない．

プラズマの圧力と磁場圧力の比を β と呼び，以下の式で表される．

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} = \frac{(n_e T_e + n_i T_i)}{B^2/2\mu_0} \quad (1.4)$$

p はプラズマ圧力， B は閉じ込め磁場， n_e ， n_i ， T_e ， T_i はそれぞれ電子とイオンの密度，温度である． β はプラズマの閉じ込め効率を表すパラメータの 1 つであり，高い β であるほど低い磁場でプラズマ圧力を維持できるため，閉じ込め効率が良い．

自然界では惑星の磁気圏に高 β プラズマが存在していることが知られている．高 β の例として，ダイポール型の磁場配位を示す木星が挙げられる．実際に探査機 Voyager1,2 によって 1 を超える局所 β の観測が報告されている [4][5]．また，エネルギーが keV から MeV 領域の高エネルギープロトンが木星のコアに向かって密度がピークを持つ構造であることも観測された．一方，地球の磁気圏では図 1.3 に示すように，Van Allen 放射線帯が存在し，inner belt や outer belt，プラズマ圏など，異なる半径位置にリング状の構造を持つことが知られている．これらの構造を形作る粒子やエネルギーも異なることが分かっており，このような天体磁気圏を模した実験室磁気圏において粒子のエネルギーや構造を調べることで，自己組織化するプラズマの形成メカニズムが明らかにできるものと期待できる．

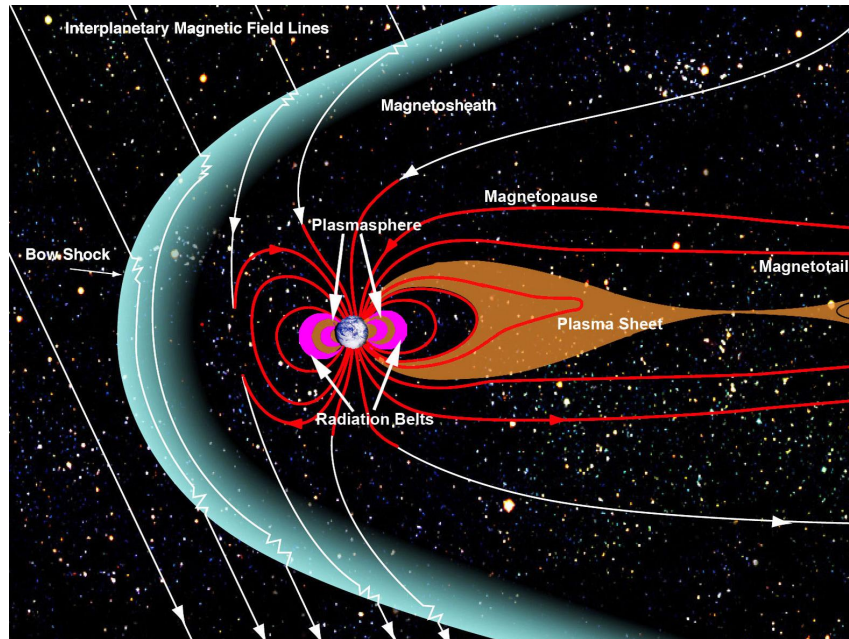


図.1.3: 地球の磁気圏 [2].

磁気圏型磁場配位における圧縮性の安定化効果がこの高 β プラズマ閉じ込めを実現させると考えられている [6][7]. また、惑星磁気圏に閉じ込められているプラズマがトロイダル方向に高速流を生じていることも観測されている [4][5]. この現象に関しては、二磁気流体緩和理論が提唱され、この高速回転流を利用した実験室磁気圏の高 β プラズマの生成実験が進められている [8][9][11].

1.1.2 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における高 β プラズマの生成

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1(Ring Trap 1) は、磁気浮上させた超伝導マグネットが発生するダイポール磁場中で高性能のプラズマ閉じ込めを実現する実験装置である．ダイポール磁場を用いたプラズマ研究は、木星磁気圏で観測される高速流を持つ高 β プラズマをヒントに提案された [6][7]. 磁気圏型プラズマ実験装置としては他に、MIT の LDX(Levitated Dipole eXperiment) がある [10]. ただし現在は実験を行っていない．惑星磁気圏に見られる内向き拡散と中心にピークした密度分布形成が実験室プラズマにおいても再現され、その現象は乱流揺動が内向きの逆勾配拡散を駆動すると報告している．ドイツのマックスプランクプラズマ物理研究所では、陽電子トラップとしてダイポール磁場を利用する研究が進められている．

自己組織化するプラズマが織り成す多様な物理現象は、十分に理解されたとはいいがたい．RT-1 では電子サイクロトロン共鳴加熱 (Electron Cyclotron Resonance Heating : ECRH) によってプラズマを生成しており、入射パワーの増強や最適化により電子の局所 β 値が 1 を超えるような高 β プラズマの安定な閉じ込めを実現している．図 1.4 は $r=0.45\text{m}$ を通過する干渉計の線平均電子密度に

対し、反磁性信号が変化する領域を示したものである。ECRH の入射手法の最適化により、従来の運転領域から密度、反磁性信号に比例するプラズマ圧力が共に拡大している。プラズマの平衡計算から得られた反磁性信号との関係を半経験則として用いると、局所電子 β が 1 を超えたことを示している。また、電子密度は ECRH の 8.2 GHz の遮断密度が上限値となっている。RT-1 プラズマ中には、keV オーダーの高温電子が高 β プラズマを維持されていることが実験から明らかになっている。

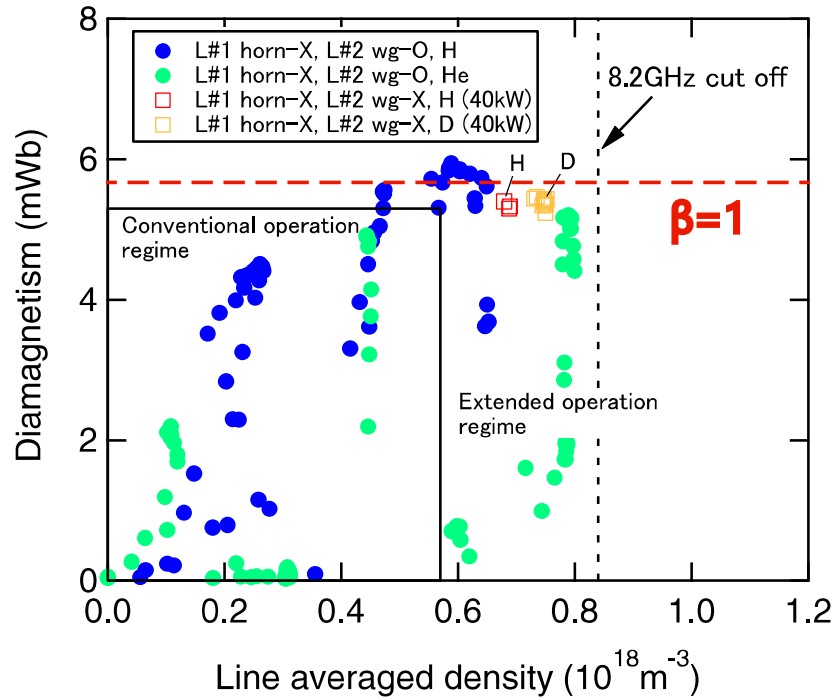


図1.4: 線平均電子密度と反磁性信号 (β) の関係 [12]. 反磁性信号 W_{dia} は局所 $\beta = 18 \times W_{\text{dia}}[\text{mWb}]$ の関係を使った [17].

1.1.3 RT-1 プラズマの電子・イオン計測手法

RT-1 プラズマの電子密度・温度のその空間分布に関する研究が精力的に行われている。干渉計と周辺の静電プローブ計測を組み合わせた電子密度再構成により、干渉計のみから行われる密度再構成よりも精度の高い分布が得られている (図 1.5)。RT-1 プラズマのイオンは、電子とのエネルギー緩和によって加熱されていると考えられている。イオンの β を上げるために、イオンサイクロトロン共鳴加熱 (Ion Cyclotron Resonance Heating : ICRH) の研究も進められてきた。磁気圏プラズマ全体のイオン温度と流速を可視化する技術として、コヒーレンス・イメージングシステム (CI システム) が開発され、RT-1 プラズマにおけるイオンの発光量・温度・流速の 2 次元計測が可能となった。その一例を図 1.6 に示す。ヘリウムプラズマに対し、その発光量、イオン温度、流速の分布をそれぞれ

れ示している．磁力線に沿って温度の高い領域が観測されている．また，得られたイオン温度分布を使い，各ドリフト速度 $V_{\text{curve}} + V_{\nabla B} + V_{\text{dia}} + V_{E \times B}$ を求め，観測したイオン流速と比較を行っている．観測されたイオン流速は $V_{\text{curve}} + V_{\nabla B} + V_{\text{dia}}$ よりも速い流れを持っているため， $V_{E \times B}$ が流れの駆動力になっている可能性を示唆する結果も得られている．

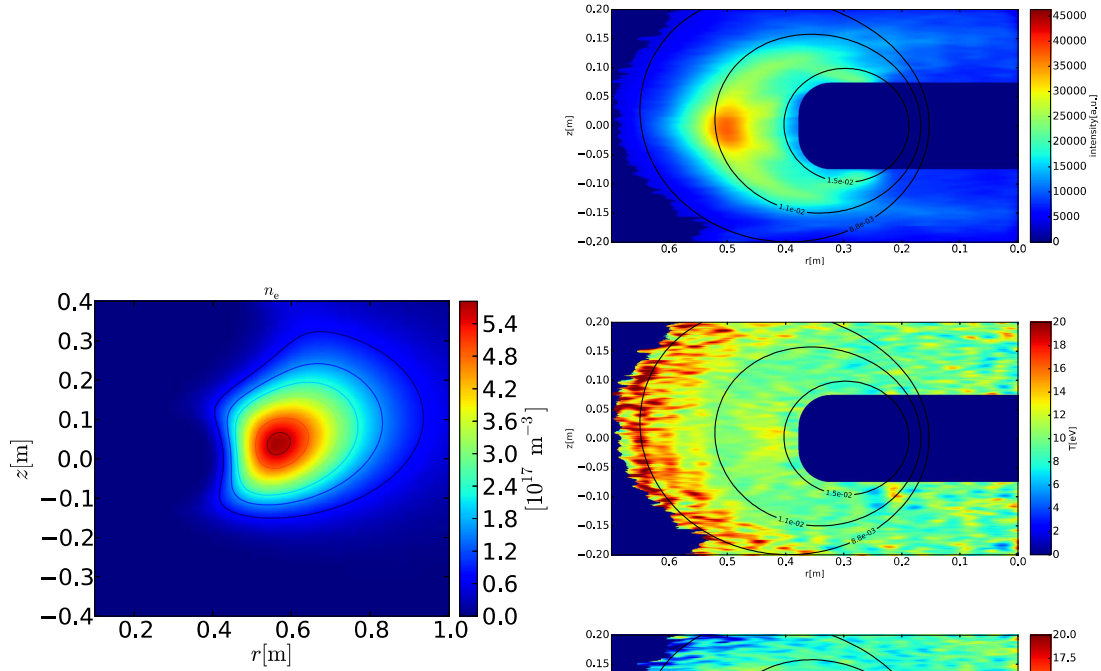


図.1.5: 干渉計と静電プローブを用いた電子密度再構成結果 [15].

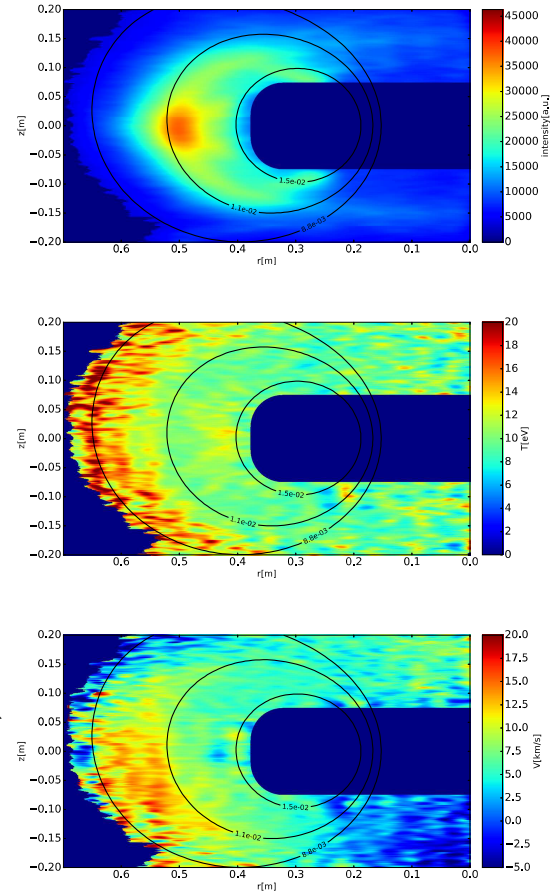


図.1.6: CI システムによる解析結果．上:He⁺ の発光量分布．中:He⁺ の温度分布．下:He⁺ の流速分布 [16].

高温電子に関しては半導体検出器や CCD カメラによる X 線計測により，高温電子の実効温度が測定され，keV～数 10 keV の高温電子の存在が明らかになっている [19][20]．しかし，高 β を維持する高温電子の温度・密度の空間分布の詳細については明らかではない．

RT-1 における電子計測手法を表 1.1 に示す．全電子密度に対し，keV オーダーの高温電子密度の割合は小さいことが予想されるため，静電プローブ，干渉計，FM-CW レーダで計測された全電子密度からは高温電子密度の分布を求めるのは難しい．高温電子を直接計測できる方法としてはトムソン散乱計測や半導体検出器による X 線計測が考えられる．RT-1 プラズマは温度が高く，密度が低いと

いう特徴があり，開発中のトムソン散乱計測は高温電子を計測するには不向きであるため，高温電子を計測できる手法は X 線計測に限られている．

表.1.1: RT-1 における電子計測手法．

計測手法	計測値	計測可能な温度領域
半導体検出器 (本研究で多視線化)	温度・密度 (線積分値)	keV 以上 (検出器の素子に依存)
静電プローブ	温度・密度 (周辺の局所値)	数 10eV 程度
干渉計	密度 (線積分値)	-
ヘリウム分光	温度・密度 (線積分値)	数 10eV (イオンとエネルギー緩和する電子)
FM-CW レーダ	密度 (局所値)	-
トムソン散乱計測 (開発中)	温度・密度 (局所値)	数 10 eV～ 数 keV ($10^{17}[\text{m}^{-3}]$ 以上)

1.2 研究目的

本研究は，RT-1 においてダイポール磁場中に自己組織化する高 β プラズマの内部構造の解明を目的としている．特に磁気圏型装置のプラズマ閉じ込め領域や温度分布は明らかではない．電子に着目して以下の研究を展開する．

- (1) 干渉計を使った密度再構成手法により，電子密度分布を明らかにする．
- (2) 新たに半導体検出器による複数視線の X 線計測から，高温電子の温度，密度，電子圧力とそれらの空間構造を明らかにする．

本研究では干渉計から得られる電子密度の空間分布の周辺部の精度を上げるために，従来の 3 視線から周辺部に新たに干渉計の計測視線を 1 視線増やし，4 視線で計測する．制動放射による X 線から高温電子密度を求める際にも干渉計から得られる電子密度分布は必要である．また，高温電子が高 β プラズマを維持するためには不可欠であると考えられており，その空間分布を明らかにした．これらを明らかにすることで，磁気圏型先進核融合装置の基礎物理だけでなく，自然界の磁気圏の形成メカニズムに光を当てることができると考えられる．

第 2 章

実験装置および計測機器

2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 の概要

RT-1(Ring-Trap1) は木星などの天体惑星に見られるダイポール磁場中を発生させ、その中にプラズマを閉じ込める実験装置である。図 2.1 に RT-1 の垂直方向の断面図を、図 2.2 に RT-1 の赤道面での断面図を示す。直径 2m の真空容器の内部には、ダイポール磁場を発生させるリング状の超電導磁石 (本研究では浮上コイルと呼ぶ) が配置されている。浮上コイルは Bi-2223 高温超電導材を 2160 巻きにして、ステンレスケースの中に入れてある。ステンレスケースの外半径は 0.375m, 内半径は 0.18m である。ステンレス鋼製のコイルケース内部には、励磁用の給電部 (電流リード) や超伝導体を励磁するための永久電流スイッチ (PCS), 温度センサー, 冷却ヘリウム流路 (トランスファーチューブ) 等が配置されている。

プラズマ実験に先立ち、浮上コイルは装置下部のメンテナンスポートにおいて 20K 以下まで冷却された後、外部電源を使用した直接給電により励磁され、永久電流モードとなる。励磁を終えた浮上コイルは午前中に再冷却され、午後の実験では冷却系 (2 本のトランスファーチューブ) およびコイル計測・制御系 (3 本の計測ピン) から分離され、昇降機を用いて装置赤道面 (図 2.1 のコイルの位置) まで上昇させる。これらの一連の操作は真空容器の内部で実施される。真空容器の上部には大気側に常伝導体の吊り上げコイルが据え付けてあり、3 つのレーザーセンサーにより、赤道面に浮上コイルが安定して位置するように吊り上げコイルの電流をフィードバック制御している。地磁気による不正磁場を補正するために、RT-1 の外周部に補正コイルを設けている。(図 2.3) 浮上コイルと吊り上げコイルに流れる電流によって図 2.1 のように磁気面が上方に引き伸ばされて Null 点を持つようなセパラトリクス配位が形成される。プラズマ実験前には 2.45GHz のマグネトロンにより 300 kW, 1 Hz を入射してヘリウムプラズマによる放電洗浄を実施し、Q マス (四重極型質量分析計) によって不純物レベルが低い状態を確認後、プラズマ実験を開始している。

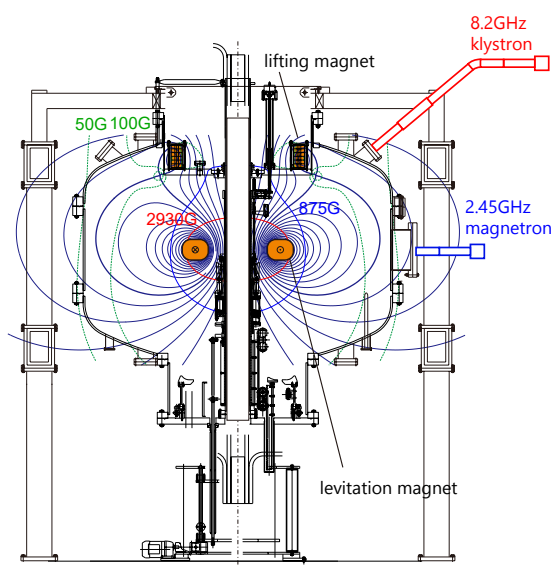


図.2.1: RT-1 の垂直方向の断面図.

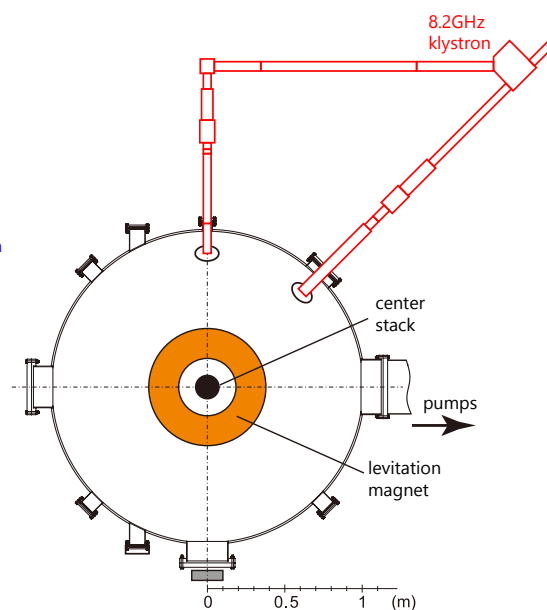


図.2.2: RT-1 の赤道面での断面図.

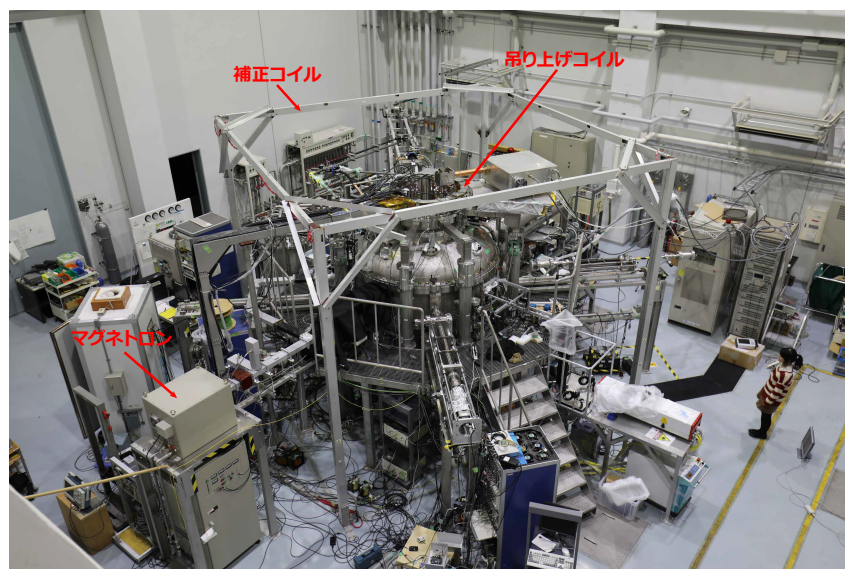


図.2.3: RT-1 の外観.

RT-1 では、複合分子ポンプ (TG2400) 2 台を用いて、真空容器内の圧力は 10^{-6} Pa 前半程度まで到達させることが出来る。現在行われていないが、高真空状態で電子銃から電子を閉じ込め磁場中に導入する純電子プラズマの長時間閉じ込め実験も可能である。RT-1 でのプラズマ生成は ECRH のための 8.2 GHz のクライストロン (最大出力 100 kW, 放電時間 1s), 2.45 GHz のマグネトロン (最大出力 20kW, 放電時間 2s), ICRF のための RF 電源 (周波数帯 2~4MHz, 最大出力 10kW 程

度) によって行われている。8.2 GHz のクライストロンは 2017 年 6 月 30 日に故障したため、現在は 2.45 GHz のマグネトロンによってプラズマを生成している。プラズマ実験中の真空容器内の様子を図 2.4 に示す。

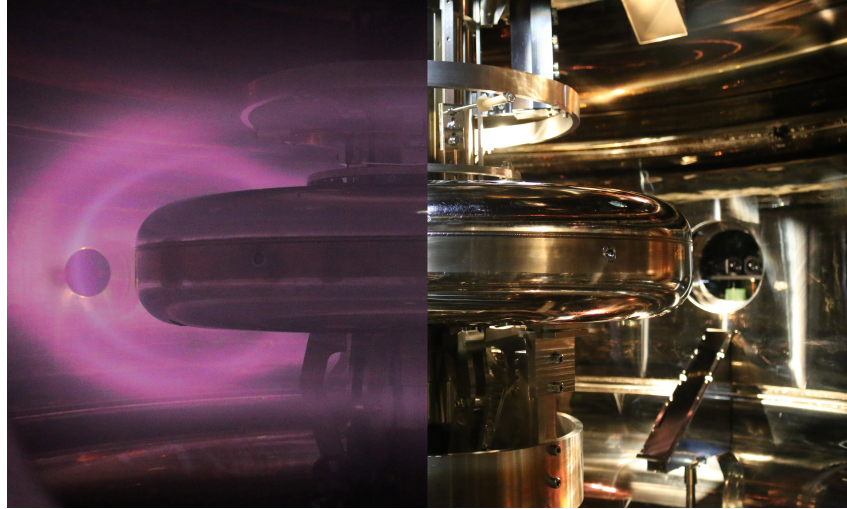


図.2.4: RT-1 の真空容器内部。プラズマ生成時 (左側) と真空時 (右側)。中央に浮上コイルがあり、その周辺を磁力線に沿った明るいプラズマが観測されている。

浮上コイルには熱絶縁が施されており、無冷却状態で約 6 時間連続のプラズマ実験を実施することが可能である。その間の電流減衰は 1 % 以下である。プラズマ実験終了後は、浮上コイルはメンテナンスポートに回収され、消磁後に一晩再冷却を経て翌日のプラズマ実験が可能となる。

2.2 反磁性信号計測システム

2.2.1 反磁性信号計測の原理

プラズマが平衡状態である場合、MHD 方程式 (2.1) を元にプラズマの平衡と磁束密度の変化を計算することができる。これは圧力勾配の力とローレンツ力との間で均衡が保たれていることを意味する。

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

RT-1 プラズマを上から赤道面上で輪切りにした場合の圧力勾配 ∇p および反磁性電流 J_e の関係を模式図にしたものを図 2.5 に示す。反磁性電流が生み出す磁束の変化 (反磁性信号) をフラックスループにより計測することで、MHD 方程式から導かれる Grad-Shafranov 方程式を解き、反磁性信号とプラズマ圧力 (β) を関係付けることが出来る。先行研究では RTEQ コードによりプラズマの平

衡計算を行い，その妥当性を実験的に検証している [17].

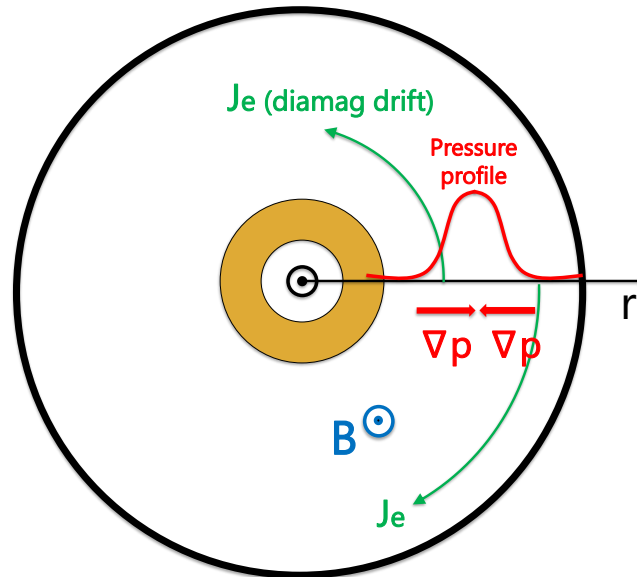


図.2.5: 赤道面上での RT-1 プラズマの電子圧力分布に伴い発生する反磁性電流の模式図.

プラズマの反磁性信号は，フラックスループにより計測する．RT-1 の真空容器の側面に，トロイダル方向に周回するフラックスループが設置されている．図 2.6 に反磁性信号計測システムのブロック図を示す．計測された磁束の変化は絶縁アンプで信号を調節し，WE7000 データ収集システム（横河計測 株式会社）に保存される．保存された磁束の変化は数値積分され反磁性信号の時間変化を得る．

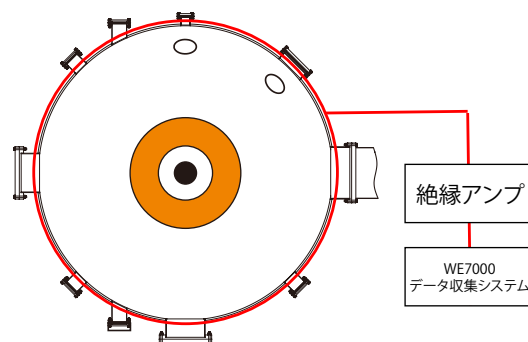


図.2.6: 反磁性信号計測システムのブロック図.

2.2.2 RT-1 に導入されている反磁性信号計測システム

図 2.7 に RT-1 におけるフラックスループの設置位置を示す。フラックスループは 4 本あり、それぞれの半径位置は $r=1.01$ m, 垂直位置は $z=\pm 0.20$ m と $z=\pm 0.36$ m である。図 2.8 に 4 本のフラックスループで計測された反磁性信号 (Wb の物理量) を示す。本研究では 4 本のフラックスループで計測された反磁性信号の平均値 (図 2.8 の赤線) を取り扱う。プラズマの上下方向の非対称性が弱いため、 $z=\pm 0.20$ m の対はほぼ同じ信号強度になり、 $z=\pm 0.36$ m では非対称性から信号強度の差が大きくなる。

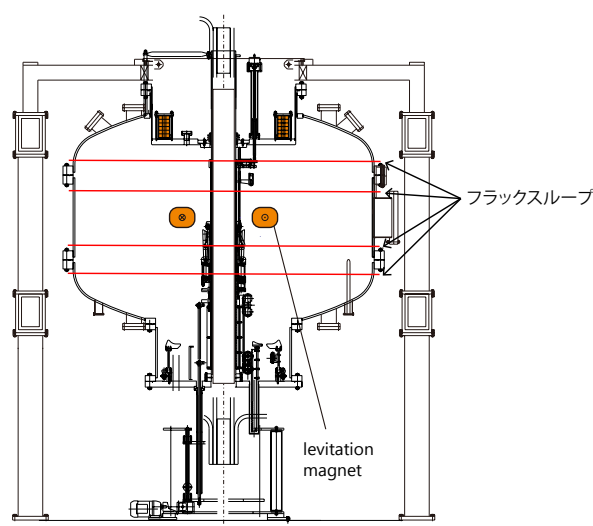


図 2.7: RT-1 におけるフラックスループの設置位置 [17].

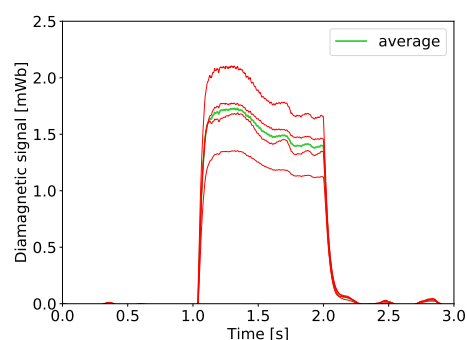


図 2.8: 4 本のフラックスループで計測された反磁性信号とその平均値。

反磁性信号とプラズマ圧力 p との関係を知るために、予めプラズマの圧力分布を仮定し、その圧力分布を元に平衡計算を行い、フラックスループの位置での磁束変化とプラズマ圧力関係を求めている。先行研究では仮定した圧力分布の妥当性について、半径方向に並べたホール素子列により磁場変化を計測している [17]。また、プラズマ圧力が磁気圧力に近くなると磁気面の変形が生じることから、真空磁気面を使うことができなくなる。その場合、プラズマの平衡計算から得られた変形した磁気面形状を使う必要がある。低いプラズマ圧力から徐々に圧力が高くなっていく場合の平衡計算例を図 2.9 に示す。反磁性信号の大きさによって磁気面の変形している様子が分かる。

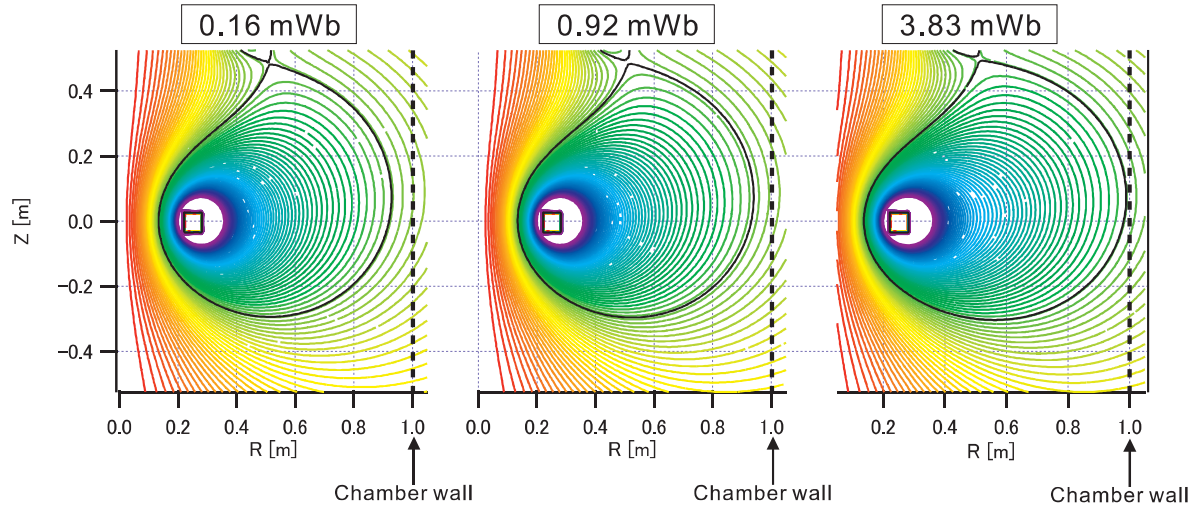


図.2.9: プラズマの平衡計算の結果 [17]. 反磁性信号が高くなると磁気面が半径方向に張り出す傾向が分かる.

反磁性信号とプラズマ圧力の関係を、予めプラズマ圧力分布を仮定した平衡計算により半径実験として求めた。関係式は式 (2.2) のように表される [17].

$$\beta_{\text{local,max}} = 18W_{\text{dia}} \quad (2.2)$$

ここで、 $\beta_{\text{local,max}}$ は局所 β の最大値を % で、反磁性信号 W_{dia} は mWb の単位である。 $\beta_{\text{local,max}} \sim 1$ 近傍では反磁性信号の非線形性から、式 (2.2) は過小評価となる傾向を示すが、概ね $\beta_{\text{local,max}}$ を示すと考えてよい。 β 体積平均した $\beta_{\text{volume,average}}$ については局所 β の 1/10 程度になっている。

表 2.1 に入力 ECH パワーと He ガス圧を変化させた時の反磁性信号を示す。反磁性信号は入力 ECH パワーと He ガス圧を変化させることで 1 mWb から 2 mWb まで変化させている。IF は干渉計を (節 3.2 を参照)、SD は半導体検出器を (節 4.3.2 を参照) 示している。IF4 は IF1, IF2, IF3 と、SD3 は SD1, SD2 と別のプラズマを計測している。入力 ECH パワーと He ガス圧の条件と合わせているが、完全に同じプラズマは再現出来ないため、反磁性信号の値は異なっている。

表.2.1: 入力 ECH パワーと He ガス圧を変化させた時の反磁性信号.

条件番号	入力 ECH パワー [kW]	He ガス圧 [mPa]	反磁性信号 (SD1,SD2,IF1,IF2,IF3) [mWb]	反磁性信号 (SD3,IF4) [mWb]
1	18	0.5	2.07	2.04
2	14	0.5	1.74	1.87
3	18	0.7	1.31	1.37
4	12	0.7	1.04	1.17

表 2.1 の条件番号 2 の放電波形を示す．図 2.10, 図 2.11, 図 2.12, はそれぞれ ECRH の入力パワー, 干渉計で計測した線積分電子密度 3 視線, 4 つのフラックスループで計測した反磁性信号の平均値である．

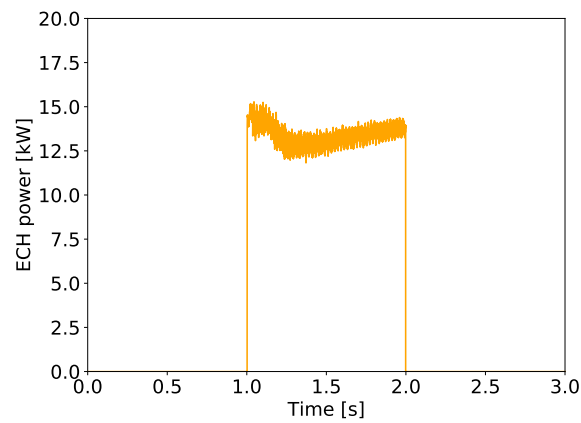


図.2.10: 入力 ECRH の時間変化.

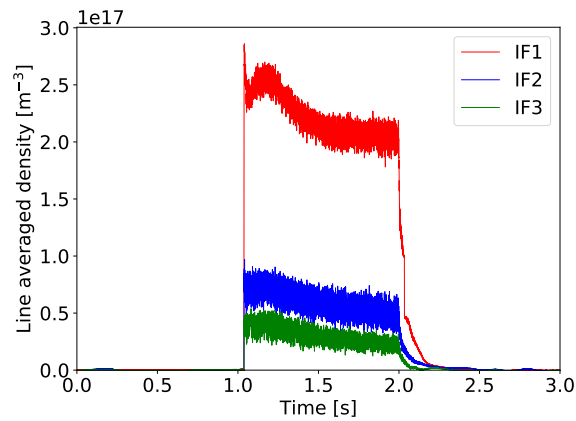


図.2.11: 干渉計の時間変化.

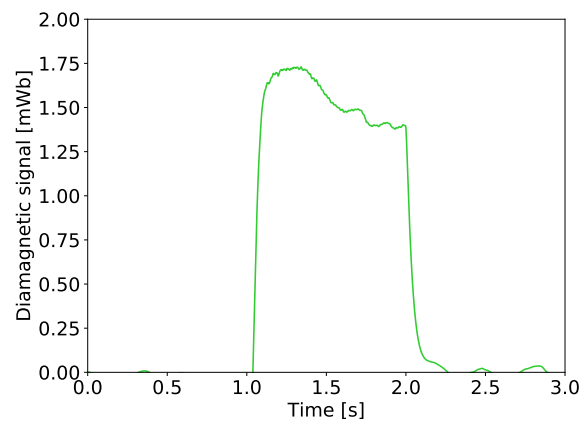


図.2.12: 反磁性信号の時間変化.

2.3 非協同トムソン散乱計測システム

2.3.1 非協同トムソン散乱計測システムの導入経緯

RT-1 では電子密度は干渉計から、周辺の電子密度は静電プローブ、高エネルギー電子は後述の X 線計測が担っている。しかし、高エネルギー電子以外にも電子は存在し、その局所温度と密度は密度再構成の妥当性を確認するうえでも重要である。そこで、本節では局所電子温度・密度の計測が可能な非協同トムソン散乱計測の設計と検討について述べる。

2.3.2 非協同トムソン散乱計測の原理

非協同トムソン散乱計測はプラズマ中にレーザー光を入射し、プラズマの電子とレーザーの電場の相互作用によって発生する散乱光から局所的な電子温度・密度を計測する手法である。図 2.13 にトムソン散乱におけるレーザーの入射ベクトル \mathbf{k}_i 、散乱光受光ベクトル \mathbf{k}_s 、その差ベクトル \mathbf{k} の関係を図示する。散乱光を計測することで電子の速度ベクトル \mathbf{v} の \mathbf{k} 方向の成分を計測することが出来る。通常は電子の速度分布は等方的であるため、 v_{para} 、 v_{perp} の異方性は計測できないが、RT-1 プラズマの場合は高温低密度であるため、異方性が計測される可能性もある。

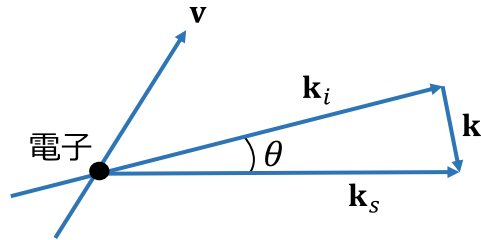


図.2.13: トムソン散乱におけるレーザーの入射ベクトル \mathbf{k}_i 、散乱光受光ベクトル \mathbf{k}_s 、その差ベクトル \mathbf{k} の関係 [13].

入射したレーザーは熱運動をしている電子によって散乱される。入射前は単一の波長を持つが、電子の熱運動によってドップラー広がりに応じた波長広がりを持つようになる。散乱光は広がった波長を持つ。電子温度が高くなるほど散乱光の波長は広がり、この広がりから電子温度を、散乱光の強度から電子密度を計測することが出来る。散乱光強度はレーザーのパワーの揺らぎ、光軸の経時変化、検出器の感度の変化によっても変わるため、電子密度の絶対値を決める場合は較正実験が必要となる。RT-1 では較正実験はプラズマの代わりに、窒素からのラマン散乱光を計測することにより較正を行う。90 度散乱の場合の散乱形状因子 $S(\lambda)$ は式 (2.3) のように書ける [13].

$$\begin{aligned}
 S(\lambda) &= \frac{d^2\sigma}{r_e^2 d\Omega_s} \frac{1}{\lambda_i d(\frac{1}{\lambda_s})} \\
 &= \left(1 - \frac{1}{x^2}\right)^2 \frac{[2K_2(x)]^{-1} \omega_r^2}{\sqrt{1 - 2\omega_r \cos\theta + \omega_r^2}} \times \exp \left[-x \sqrt{1 + \frac{(\omega_r^2 - 1)}{2\omega_r(1 - \cos\theta)}} \right] \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

ただし、

$$x = m_0 c^2 / T \quad (2.4)$$

である．また， $K_2(x)$ は第 2 種ベッセル関数であり， $x \gg 1$ の時，

$$[2K_2(x)]^{-1} \approx \left[\frac{x}{2\pi} \right]^{1/2} e^x \left[1 + \frac{15}{8x} \right] \quad (2.5)$$

である．

図 2.14 に式 (2.3) の電子温度 T_e が 1, 2, 10, 20 keV の場合の散乱光の強度スペクトルの計算結果を示す．温度が高いほどスペクトルは広がり，相対論効果によりスペクトルは短波長側にシフトし，レーザー波長に対し非対称的な形状となる様子が分かる．RT-1 での計測ターゲットとするプラズマパラメータは電子密度が $10^{17} \sim 10^{18} [\text{m}^{-3}]$ ，電子温度が数 eV～数 10 keV であるため，ポリクロメータのフィルター波長は最適なものを選定する必要がある．

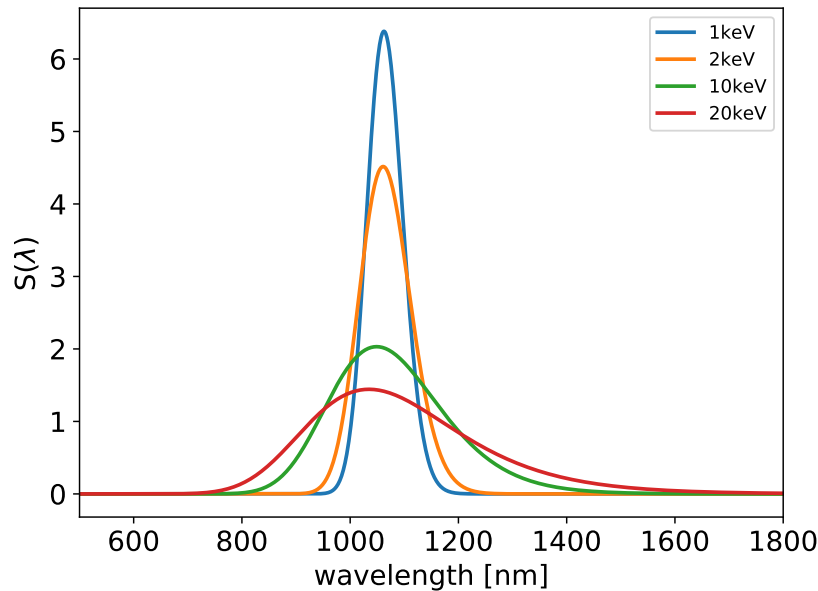


図.2.14: 非協同トムソン散乱による相対論的效果を考慮した散乱光の強度スペクトル．

2.3.3 開発中の非協同トムソン散乱計測システム

現時点ではシステムの構築はほぼ完了し，ラマン散乱の信号を検出したが，プラズマ実験での散乱光受光には至っていない．RT-1 のトムソン散乱計測システムの概要を図 2.15 に示す．入射レーザーは $z=0$ の赤道面上の $r=450\text{mm}$ を通過し，入射レーザーに対して 90 度の方向に散乱する光を 6 枚のレンズで集光する．集光された散乱光は光ファイバーを経由してポリクロメーターで波長毎の光強度を計測する．トムソン散乱計測では，電子の散乱断面積が非常に小さいため，散乱光は極めて微弱である．特に RT-1 は比較的密度が低いため，トムソン散乱計測は容易ではないと考えられる．そこで RT-1 ではエネルギーが 0.8 J の高エネルギーレーザーを使用し，散乱長を 60mm 確保している．

電子温度が $10^{17}[\text{m}^{-3}]$ 以上であれば，計測可能なための光子数の目安である 10000 個の光子を得ることが出来る．

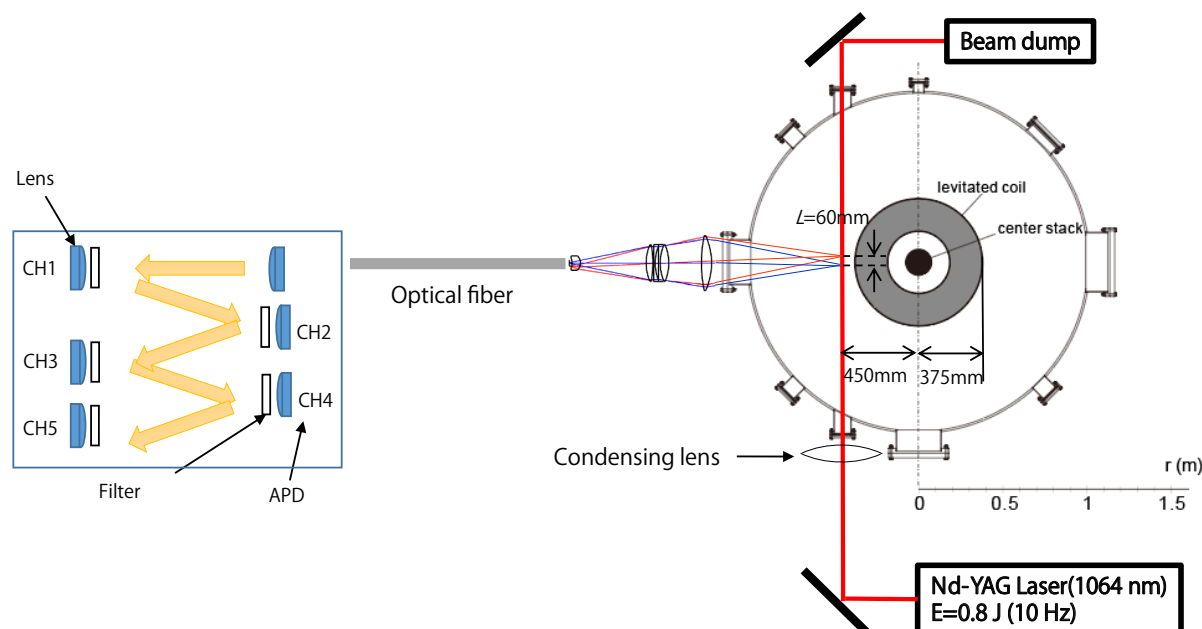


図.2.15: RT-1 のトムソン散乱計測システムの概要．

トムソンの散乱スペクトルは電子温度と電子密度の異なる 2 つのパラメータがあるため，トムソン散乱スペクトルから電子温度を求めるためには，最低でも 2 チャンネル以上の検出器で散乱信号を検出する必要がある．図 2.16 に 10 eV, 100 eV, 20 keV のトムソン散乱スペクトルとポリクロメーターの各 CH の検出効率を示している．Nd-YAG レーザーの波長 1064nm を使い，バンドパスフィルターとアバランシェフォトダイオード (APD) の検出効率を図示している．図 2.17 にポリクロメーターの各 CH の検出効率の波長に対して積分した光子数を各電子温度に対して求めた．100 eV 以下では CH1 のみ散乱光が検出されるため，少なくとも 100 eV 以上の電子でなければ計測できない．温度が高ければより多くのチャンネルで散乱光を検出できるが，その分 1 チャンネルあたりで検出される光子数は減少するので，検出できる温度の上限はプラズマ密度や APD のノイズレベル等に制限される．

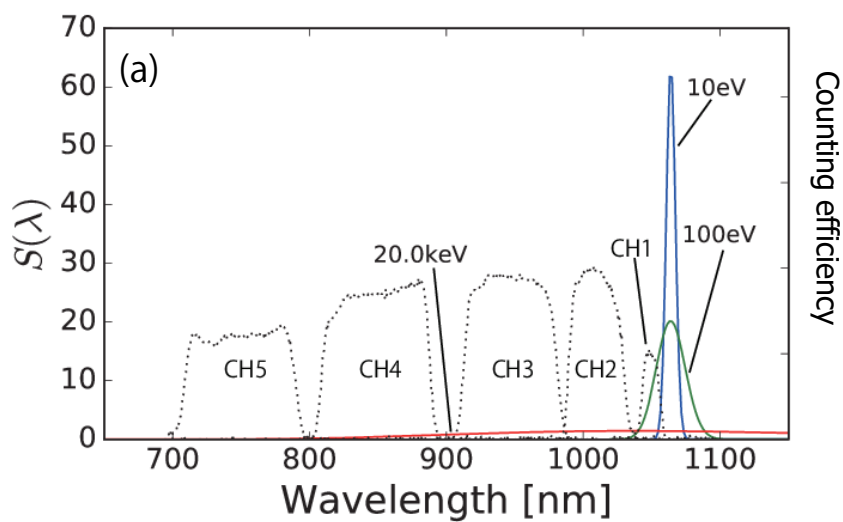


図.2.16: 10 eV, 100 eV, 20 keV のトムソン散乱のスペクトルとポリクロメーターの各 CH の検出効率.

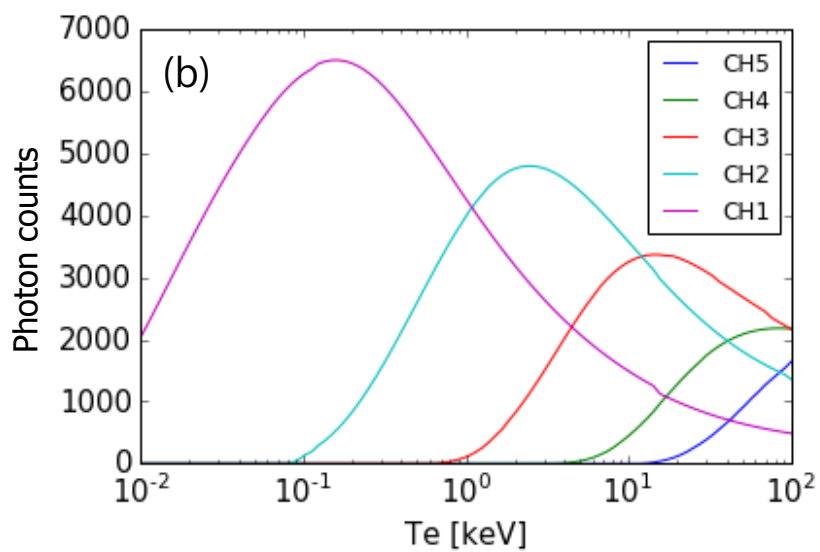


図.2.17: ポリクロメーターの各 CH で検出される電子温度毎の光子数. ([18] を参考に計算を行った.)

第 3 章

自己組織化する電子密度の空間分布

3.1 干渉計による電子密度計測

RT-1 ではミリ波干渉計 3 台で電子密度を計測している．ここでは Mach-Zehnder 干渉計を使っている．プラズマ中を通過したミリ波と真空中 (=ケーブル中) のミリ波は位相差を持ち，その干渉信号からプラズマ中の電子密度を見積もることが出来る．得られた電子密度は光路上の電子密度の線積分値になる [13]．RT-1 では 3 台の干渉計を導入し，密度分布を得ている．

図 3.1 に干渉計のブロック図を示す．干渉計は複数台を同時に使用するため，互いに干渉を起こさないようにそれぞれの干渉計の PLO の出力周波数は少しずつ変えてある．位相同期発振器 (Phase Locked Oscillator : PLO) から出力された 18.752 GHz の信号は 2WAY divider により 2 つの異なる経路に分岐される．プラズマ中に送信される信号は，75 MHz の信号をミキサによって合成した後，逡倍器により周波数を 4 倍の 75.308 GHz に変換し，送信側のホーンアンテナからプラズマ中に入射する．受信側のホーンアンテナで受信された信号は，分岐されたもう一方の信号と合成し，その差周波数である 300MHz の中間周波数 (IF) 信号となる．この IF 信号を，局部発振器 (Local Oscillator Unit : LOU) から出力される 300MHz の基準信号と合成することで，プラズマ中を通過した電磁波との間に発生する位相差 $\Delta\phi$ を検出する．

次に，この位相差とプラズマ密度の関係を導く．Maxwell 方程式と荷電粒子の運動方程式から，Cold プラズマの波動の分散関係式を導くことができる [27]．プラズマ中の屈折率 N は，電子密度 n_e を用いて

$$\begin{aligned} N &= \left(1 - \frac{\omega_e}{\omega_c}\right)^{1/2} \\ &= \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

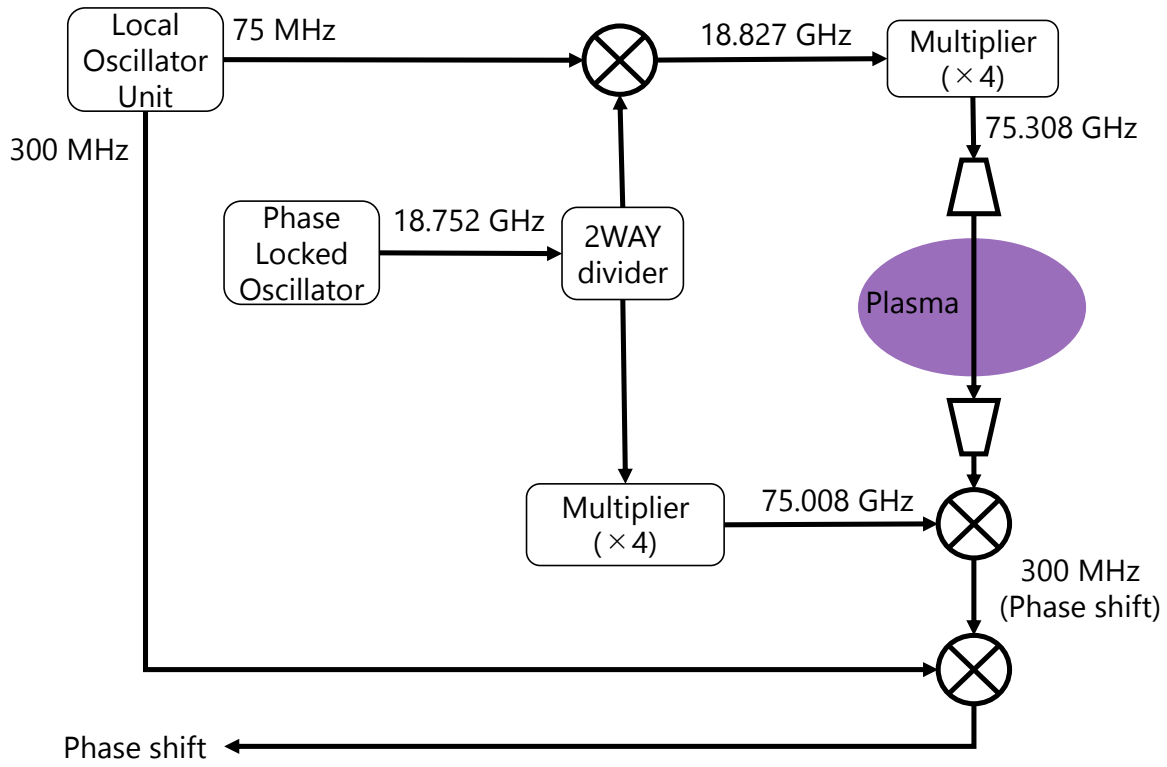


図.3.1: 干渉計のブロック図.

と表せる. ここで n_c はプラズマ中の周波数 ω を持つ入射電磁波の遮断 (cut off) 密度

$$n_c \equiv \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \quad (3.2)$$

である. この時, 位相差 $\Delta\phi$ は,

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \int (k_p - k_0) dl \\ &= \int (N - 1) \frac{\omega}{c} dl \\ &\approx -\frac{\omega}{2cn_c} \int n_e dl \end{aligned} \quad (3.3)$$

と表せるため, 観測された $\Delta\phi$ から電子密度の線積分値を求めることが出来る.

位相は 2π の不確定性を持つため, 位相変化が 2π を超えるとフリンジジャンプが生じる [14]. フリンジジャンプが生じると位相変化をそのまま密度値に算出することができないため, 信号波形からフリンジジャンプが起こっている箇所を特定し, 修正する必要がある. $2\pi(1 \text{ フリンジ})$ の位相差を生じ

る線積分電子密度は，3.3 の左辺 $=2\pi$ とすると，

$$\int n_e dl = 7.46 \times 10^6 f \text{ [m}^{-2}] \quad (3.4)$$

となる．RT-1 の干渉計の場合， $f=75\text{GHz}$ を代入して

$$\int n_e dl = 5.6 \times 10^{17} \text{ [m}^{-2}] \quad (3.5)$$

が 1 フリンジである．

3.2 干渉計の計測視線および計測結果

図 3.2 及び図 3.3 に干渉計の計測視線を示す．水平方向に IF1($r=450\text{mm}$) と，垂直方向に IF2($r=620\text{mm}$)，IF3($r=700\text{mm}$)，IF4($r=840\text{mm}$) の計 4 視線での計測を行った． r は各計測視線に対してコイルの中心から降ろした垂線の長さである．高温電子の密度が周辺に偏在しているため，周辺密度の精度向上を目的として，従来の IF1～3 に加え，IF4 の位置を新たに追加した．

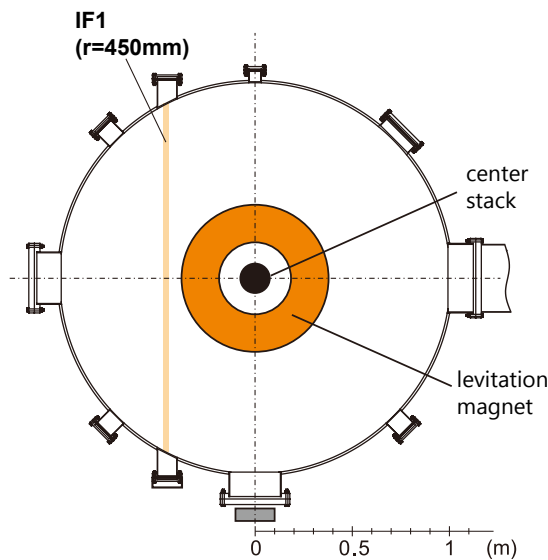


図.3.2: 干渉計の計測視線 (水平方向).

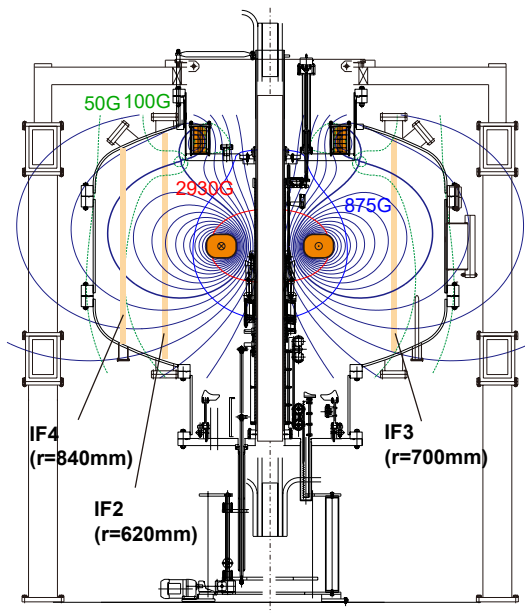


図.3.3: 干渉計の計測視線 (垂直方向).

干渉計が計測する値は線積分電子密度なので，線平均電子密度を求めるには光路長を決定する必要がある．光路長は「入射ミリ波とプラズマ存在領域の重なる長さ」であるが，静電プローブ計測に

よってセパトロクス外にもプラズマが存在することが分かっている [15]. そこで真空壁と接する磁気面 ($\psi = 0.006$) の内部をプラズマ存在領域とした. 表 3.1 に各計測視線における光路長を示す. y は水平方向の視線の座標であり, コイルの中心から水平方向の視線に垂線を降ろした点を y 軸の原点としている.

表.3.1: 各計測視線における光路長.

計測視線	光路長 [mm]
IF1	$y=-893\sim 893$
IF2	$z=-320\sim 550$
IF3	$z=-287\sim 480$
IF4	$z=-220\sim 400$

図 3.4 に干渉計の各視線で得られた線平均電子密度の計測結果を示す. ガス圧や ECH 入力パワーを変えることによって異なる 4 つの反磁性信号の条件で計測を行った. IF4 のみ水平方向の計測視線であることに注意する必要があるが, どの条件でも浮上コイルから離れていくに従い, 半径方向に密度は低下している事がわかる.

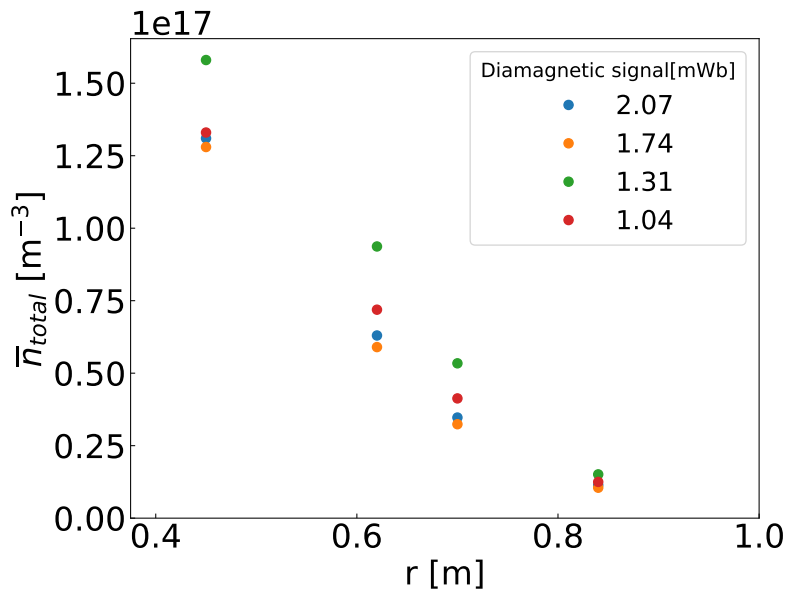


図.3.4: 干渉計の各視線における線平均電子密度.

3.3 電子密度分布の再構成

3.3.1 電子密度の再構成方法

先に述べたように干渉計は線積分計測であるため、得られた多視線計測データを使い、密度分布を再構成する必要がある。ここでは密度分布を磁束関数として仮定することで局所密度を再構成する。電子密度を再構成するためのモデル関数として式 (3.6) を仮定した。

$$n_e(r, z) = n_0 \times \exp \left(-a \left(\frac{\psi(r, z) - \psi(r_{max}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \right) \left(\frac{B(r, z)}{B_0(r, z)} \right)^{-b} \quad (3.6)$$

$\psi(r, z)$: 位置 (r, z) における磁気面関数

$\psi(1, 0)$: 真空壁 ($r=1.0\text{m}$, $z=0.0\text{m}$) での磁気面関数

$B(r, z)$: 位置 (r, z) での磁場の大きさ

$B_0(r, z)$: $\psi(r, z)$ 上の $z=0\text{m}$ を満たす点での磁場の大きさ

n_0, a, b, r_{max} : フィッティングパラメーター

フィッティングパラメータを求める際は真空磁気面を使用している。

$\exp \left(-a \left(\frac{\psi(r, z) - \psi(r_{max}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \right)$ の部分は磁気面に対し垂直方向の分布を決めており、 $\psi(r_{max}, 0)$ で最大値を持つガウス関数である。a はピーキングの度合いを表している。 $\left(\frac{B(r, z)}{B_0(r, z)} \right)^{-b}$ の部分は磁気面に対し平行方向の分布を決めており、b は電子の磁気ミラー軌道効果の強さを表している [15][21]。

次にフィッティングパラメーター $n_0, a, b, r_{max, n}$ の決定方法について述べる。i 番目の干渉計から得られた線積分電子密度を $n_{IF, i}$ 、モデルから得られた線積分電子密度を $n_{model, i}$ としたとき、各視線の誤差を式 (3.7)、それらの平均値を式 (3.8) のように定義する。

$$\text{error}_{IF, i} = \left(\frac{n_{IF, i} - n_{model, i}}{n_{IF, i}} \right)^2 \quad (3.7)$$

$$\text{error}_{IF} = \frac{1}{I} \sum_i^I \text{error}_{IF, i} \quad (3.8)$$

error_{IF} が最小となるフィッティングパラメーターを大域的最適化手法の一つである微分進化法を用いて求めた。局所的最適値が多い問題でも比較的解をうまく求めることが出来る手法として知られている。

3.3.2 電子密度の再構成結果

干渉計 4 視線の計測結果から密度再構成を行った結果を図 3.5 に示す．この時のプラズマは表 2.1 の条件番号 2 である．干渉計の各視線で得られた計測および各視線の誤差は表 3.2 の通りである．各視線の式 3.8 で定義される誤差は変数の有効数字程度かそれ以下まで収束しており，このフィッティングパラメータセットは解の一つである，用いたモデル関数も問題ないと考えてよい．

再構成結果は $r_{\max}=0.53$ m であり，その場所での電子密度は $2.6 \times 10^{17}[\text{m}^{-3}]$ であった．また，密度再構成結果から磁場に捕捉されたミラー粒子の影響で浮上コイルの強磁場領域 ($r < 0.2$ m) に電子は侵入していないことが分かる．放電条件によってこのミラー効果の影響は変化し，電子密度分布の形状も変わってくる．ただし，($r < 0.45$ m) 強磁場領域では計測値が存在しないため，今回用いたモデル関数と求めたフィッティングパラメータセットの誤差がその強磁場領域に押し込められている可能性も残っている．

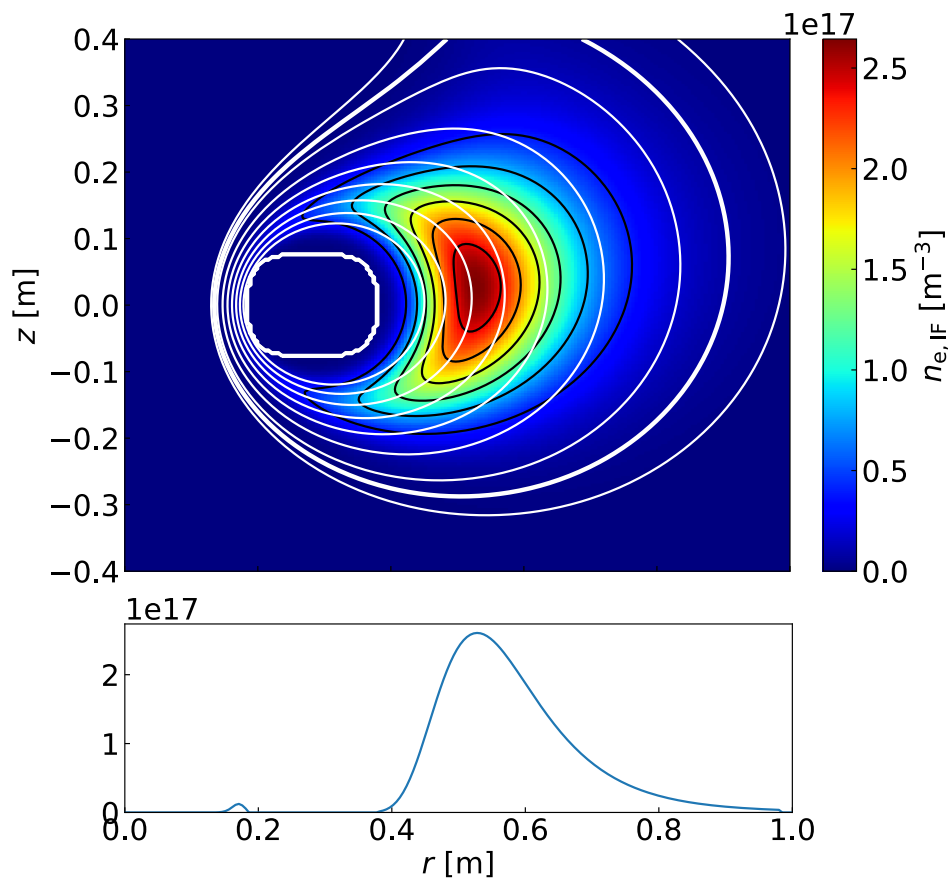


図.3.5: 電子密度の再構成結果.

表.3.2: 干渉計で計測した線積分密度.

計測視線	$n_{\text{IF},i}[\text{m}^{-2}]$	$\text{error}_{\text{IF},i}$
IF1	2.06×10^{17}	2.97×10^{-32}
IF2	5.01×10^{16}	0(変数の精度以下)
IF3	2.53×10^{16}	0(変数の精度以下)
IF4	6.48×10^{15}	2.94×10^{-32}

表.3.3: 全電子密度の再構成完了時のフィッティングパラメーター.

フィッティングパラメーター	値
n_0	25.99×10^{16}
a	6.348
b	0.989
r_{max}	0.5277

IF4 を導入したことによってどの程度周辺密度の精度が向上したのかを確かめるために, IF1,2,3 で再構成した時の IF4 の計測値と再構成完了時の IF4 の計測視線上での線積分値を比較した. その結果を 3.4 に載せる. IF1,2,3 で再構成した場合, 反磁性信号が大きい時には IF4 の計測値とのずれが 30% 程度であった. すなわち IF4 を導入したことによって, 周辺部の電子密度分布の精度が大きく向上するという結果が得られた.

表.3.4: IF1,2,3 の計測値で再構成した場合の結果

表 2.1 で示した 条件番号	各干渉計で計測した $n_{\text{IF},i}$			
	IF1	IF2	IF3	IF4
1	2.10×10^{17}	5.36×10^{16}	2.53×10^{16}	7.07×10^{15}
2	2.06×10^{17}	5.01×10^{16}	2.53×10^{16}	6.48×10^{15}
3	2.54×10^{17}	7.96×10^{16}	4.16×10^{16}	9.35×10^{15}
4	2.14×10^{17}	6.11×10^{16}	3.22×10^{16}	7.73×10^{15}

モデル関数から得られた $n_{\text{model},i}$			
IF1	IF2	IF3	IF4
2.10×10^{17}	5.36×10^{16}	2.53×10^{16}	5.26×10^{15}
2.06×10^{17}	5.01×10^{16}	2.53×10^{16}	5.74×10^{15}
2.54×10^{17}	7.96×10^{16}	4.16×10^{16}	9.48×10^{15}
2.14×10^{17}	6.11×10^{16}	3.22×10^{16}	8.26×10^{15}

各干渉計での誤差 $\text{error}_{\text{IF},i}$ (0 は変数の精度以下)			
IF1	IF2	IF3	IF4
0	0	0	0.0654224571397
0	0	0	0.0131546616957
0	0	0	0.000204870871455
0	0	0	0.00465022378691

第 4 章

RT-1 の高 β プラズマ生成における高温電子の空間分布とその役割

4.1 高温電子による制動放射の原理

電子は加速・減速運動をする際に電磁波を放射する．この現象を制動放射という．プラズマ中の電子は図 4.1 のようにイオン近傍を通過時、制動放射により、X 線を放出する．

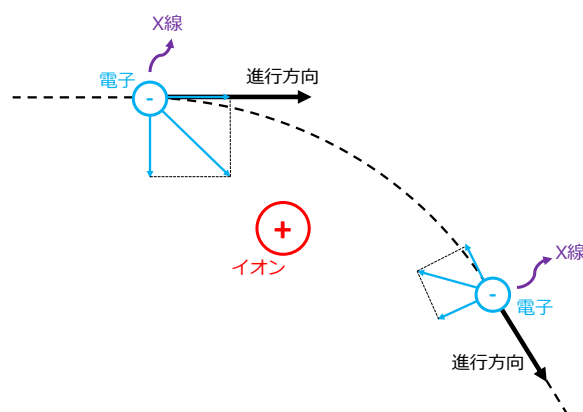


図.4.1: イオン近傍通過時の電子の制動放射.

制動放射の放射パワーの角度分布は進行方向に平行な加速度を受ける場合と垂直な加速度を受ける場合で異なる．進行方向に平行な加速度を受ける場合は式 (4.1) で，進行方向に垂直な加速度を受ける場合は式 (4.2) で書ける．

$$\frac{dP_{a\parallel v}}{d\Omega} = \frac{q^2 a^2}{16\pi^2 \varepsilon_0 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - (v/c) \cos \theta)^5} \quad (4.1)$$

$$\frac{dP_{a\perp v}}{d\Omega} = \frac{q^2 a^2}{16\pi^2 \varepsilon_0 c} \frac{(1 - (v/c) \cos \theta)^2 - (1 - (v/c)^2) \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - (v/c) \cos \theta)^5} \quad (4.2)$$

q : 電気素量

a : 電子が受ける加速度

ε_0 : 真空中の誘電率

c : 光速

(4.3)

図 4.2 に θ と ϕ の定義を示す. \mathbf{n} は電子から見た観測方向へのベクトルである.

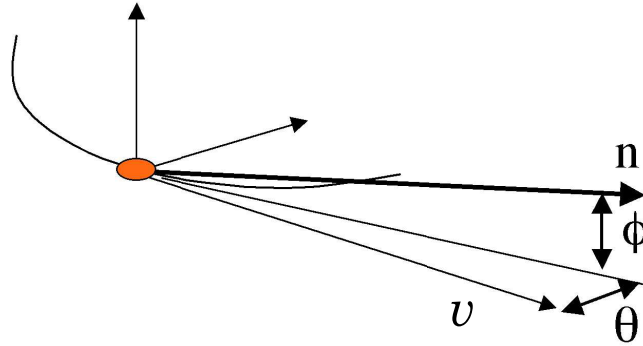


図.4.2: 放射場の角度定義.

図 4.3 に電子が進行方向に対して垂直方向に加速された時の、図 4.4 に電子が進行方向に対して平行方向に加速された時の放射パワーの角度依存性をそれぞれ示す。また、図 4.5 に電子のエネルギーに対する v/c を示す。加速器では光速に近い電子が運動し、進行方向に対して垂直方向に磁場による横方向の加速を受けているため、図 4.4f のように進行方向に対して前方に強い指向性を持つ X 線を放射する。これを特にシンクロトロン放射と呼ぶ。本研究で計測した電子温度 2~40 keV は v/c の値は 0.1~0.4 であり、図 4.3b, 図 4.3c, 図 4.4b, 図 4.4c のような放射異方性がある。ただし RT-1 プラズマ中の電子は等方運動をするため、高温プラズマ中で電子は等方的に X 線を放射すると考えてよい。

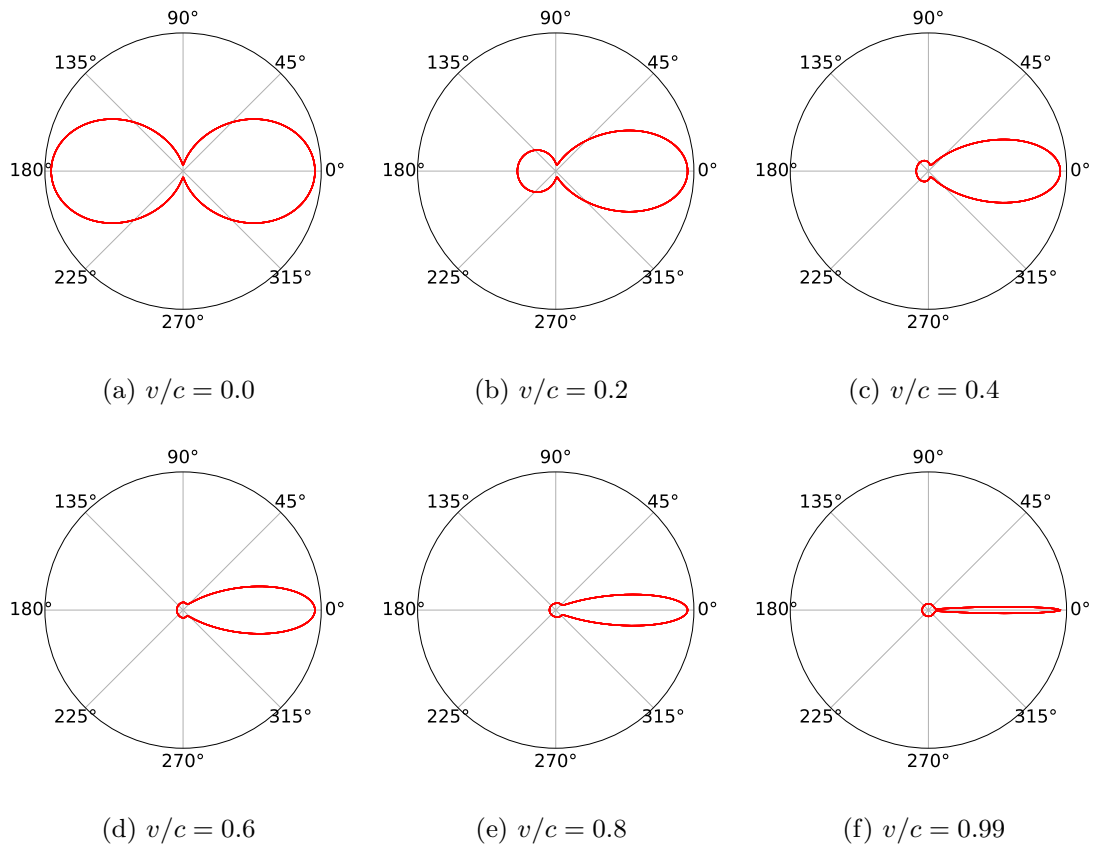


図.4.3: 電子が垂直方向に加速された時の放射パワーの角度依存性.

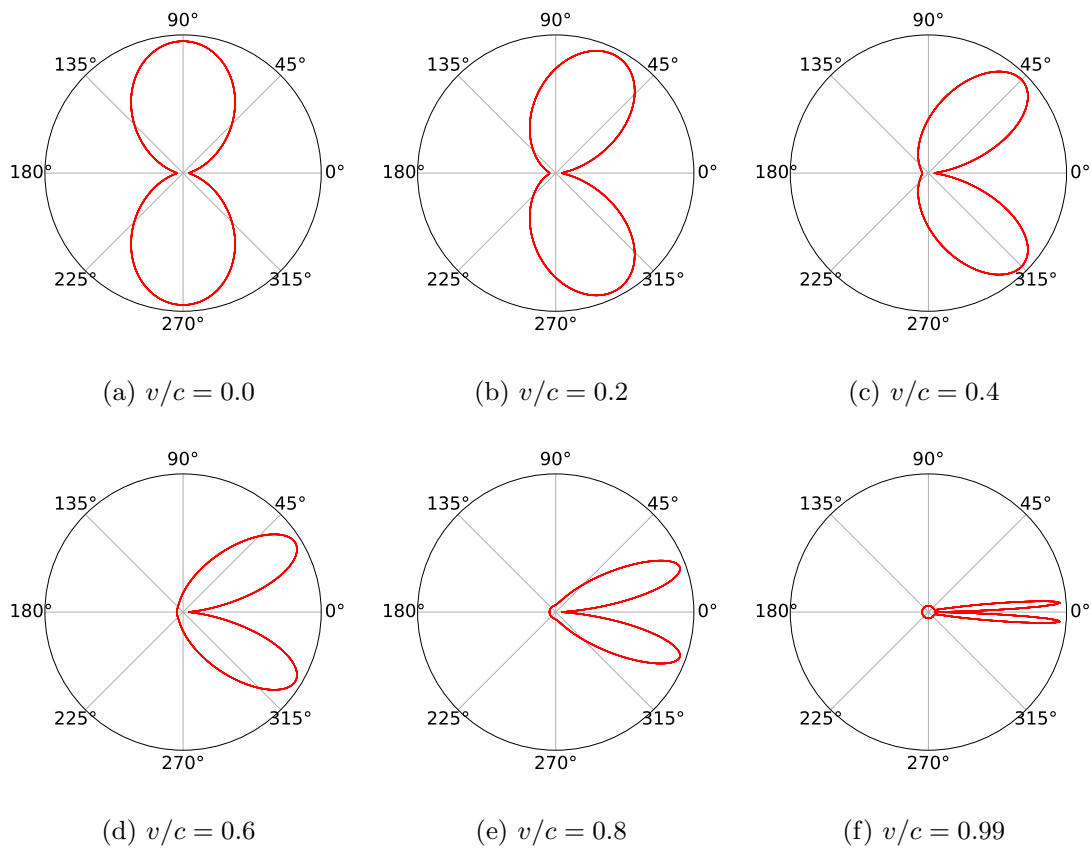
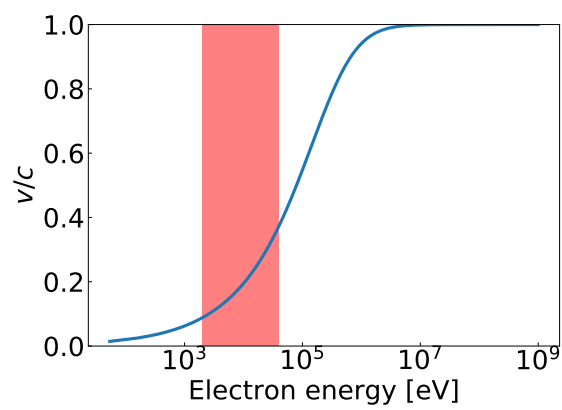


図.4.4: 電子が平行方向に加速された時の放射パワーの角度依存性.

図.4.5: 電子のエネルギーに対する v/c . 本研究で計測した電子温度 2~40 keV を赤い領域で示した.

4.2 X線の計測原理

半導体結晶に入射した荷電粒子 (光子の場合は, 相互作用で生成した高速二次電子) は, そのエネルギーに正確に比例した多くの電子・正孔対を生成し, 電子と正孔は結晶中の電場に沿って速やかに電極に到達してパルス信号を作る. 以下にそのプロセスについて述べる.

1. 放射線に有感な半導体の領域内に荷電粒子が入射し, 電離作用によって, その飛跡に沿って多くの電子・正孔対が生成する.
2. 生成した電子は結晶内の電場によって陽極 (n^+ 層) へと移動し, 正孔は陰極 (p^+ 層) へ移動する. 十分に高い電場中では, 生成した全ての電子と正孔は結晶中の不純物などに捕獲されることなく電極に集められ, 吸収したエネルギーに比例した大きさ (パルス波高) の信号が作られる.
3. いくつかの価電子帯準位からいくつかの伝導体準位にわたって電離作用が生じるため, 個々の放射線の電離過程ではそれぞれ少し異なったエネルギーが吸収される. また, 生成した電子がより高いエネルギーをもつときは, さらに電子・正孔対を生成する.
4. $E(\text{eV})$ なるエネルギーが有感領域内で吸収されて, N 個 ($= E/\epsilon$) の電子・正孔対が生成し, $Q(\text{Coulomb}) = 1.602 \times 10^{-19} N$ の電荷信号が生じる. ϵ は 1 個の電子・正孔対を生成するのに要する平均のエネルギー (eV) として定義される.

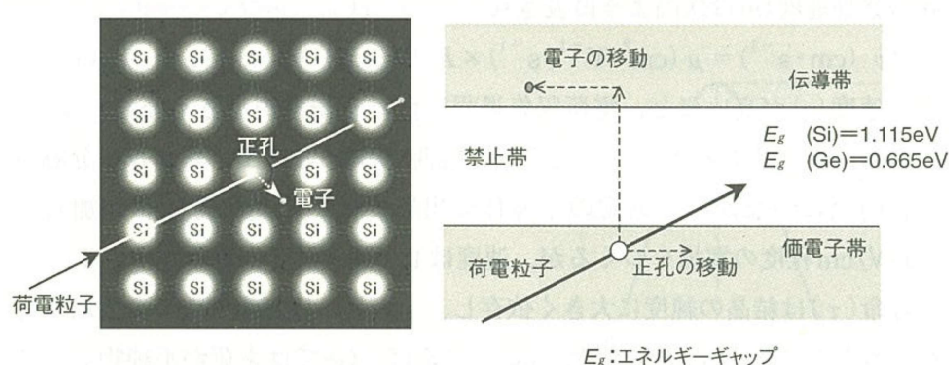


図.4.6: 半導体中における電子・正孔対の生成 [26].

現在, Si と Ge およびいくつかの種類の化合物半導体が放射線検出器として使われているが, 半導体自体の物理的特性によって, 検出できるエネルギー領域やエネルギー分解能は決まる. その特徴を表 4.1 にまとめた.

表.4.1: 検出器として使われる半導体の物理的特性 [26].

半導体	原子番号 (Z)	密度 (g/cm^3)	E_g (eV)	ϵ (eV)	$\mu(cm^2V^{-1}s^{-1})$		寿命 $\tau(s)$	
					電子	正孔	電子	正孔
Si	14	2.33	1.12	3.61	1500	480	3×10^{-3}	3×10^{-3}
Ge	32	5.32	0.665	—	3900	1900	1×10^{-3}	1×10^{-3}
GaAs	31, 33	5.31	1.43	4.27	8500	420	1×10^{-7}	1×10^{-7}
CdTe	48, 52	—	1.5	4.43	1000	80	1×10^{-6}	1×10^{-6}
HgI ₂	80, 53	7.70	2.1	4.15	100	4	1×10^{-7}	1×10^{-8}

本研究では Si 検出器を主に利用した。(CdTe の特性に関しては付録 A で説明する。) Si は原子番号 (Z=14) が低いので, エネルギーが数 10keV 以上の光子に対しては光電効果の確率が低くなり, 光子スペクトルでは全エネルギー吸収ピークが小さい. 禁止帯幅が割合大きい (1.12 eV) ので熱雑音は低く, 室温で動作させることもできる.

プレーナー型の p 型シリコン結晶の片面にリチウム (Li) を拡散し, Li イオンを結晶内部にドリフトすることによって電荷補償タイプの真性領域 (空乏層: 有感領域) がつくられる. これは旧世代の Ge 検出器である Ge(Li) 検出器とほぼ同じ製法によるものであり, Si(Li) 検出器とも表される. この方法によって空乏層厚さが 5mm 以上の Si 検出器をつくることのできるため, 数 10 keV 以下の低エネルギー X 線のスペクトル測定によく使われる.

真空容器外に検出器を設置するため, 真空境界は低エネルギー X 線透過率の高い真空窓を用いる必要がある. 標準的に使用される真空窓の材質はベリリウムである. ベリリウムは毒性が非常に強く摂取は致死性の肺炎の原因となるため, 素手で触ったり居室や実験室の空気中に長時間開放して置いてはならない. 保管時は密閉して金庫等の人が触れない場所に保存する必要がある.

4.3 RT-1 に導入した X 線計測システム

4.3.1 X 線計測システムのブロック図

図 4.7 に X 線計測システムのブロック図を示す. X 線計測システムは半導体検出器, バッファアンプ, ADMCA がインストールされた PC, トリガー回路, CosmoZ で構成されている. 青枠で囲った箇所は計測視線の数 n だけ存在する. プラズマからの X 線を計測する半導体検出器は, カウント数や半導体検出器の設定値の情報等が含まれる計測結果を PC に送り, Shaping Pulse をバッファアンプ回路に送る. PC は ADMCA を用いて計測結果を表示や保存を行ったり, 半導体検出器の設定

値を変更したりする。バッファアンプ回路は半導体検出器の出力インピーダンスが $1M\Omega$ 、CosmoZ の入力インピーダンスが $50M\Omega$ なのでインピーダンス整合を行う目的で導入してある。CosmoZ は時間毎の Shaping Pulse を波形を高速サンプリングレートで取得する。取得したデータは後で後述する解析コードを用いて波高分析を行い、エネルギー毎のフォトンカウント数の時間変化を求めることが出来る。トリガー回路はプラズマ放電のタイミングを半導体検出器と CosmoZ に通知する役割を担っている。

図 4.8 に RT-1 に設置した半導体検出器の写真を示す。差動排気用フレキシブルチューブは写真外でロータリーポンプとターボ分子ポンプと接続されている。PX4 等の電子回路が格納されている箱はマイクロ波のノイズを防ぐためにアルミホイルで覆っている。

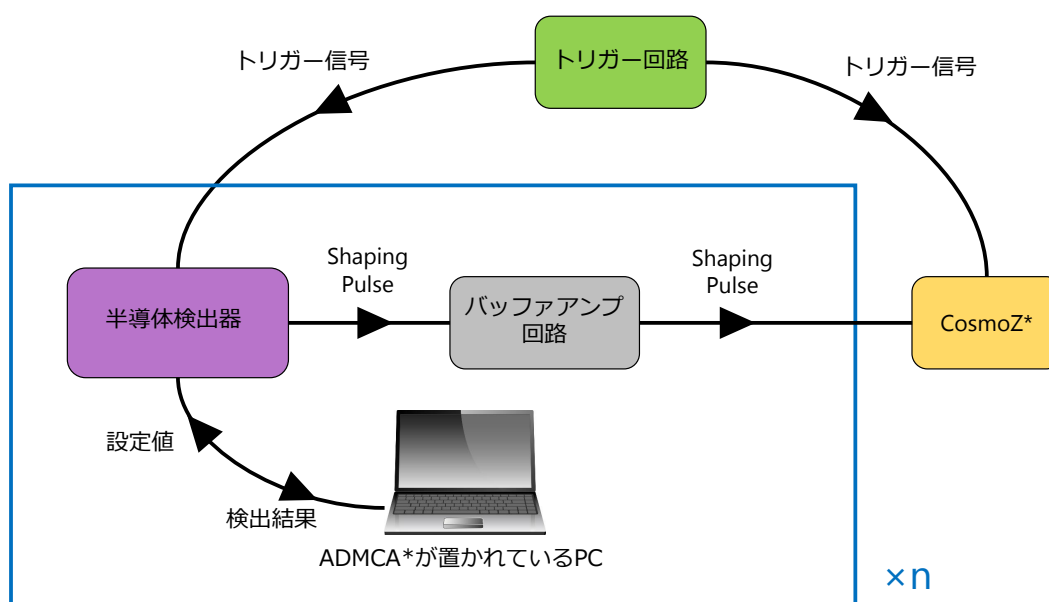


図.4.7: X 線計測システムのブロック図。ADMCA:スペクトル取得・解析ソフトウェア (Amptek 社)。CosmoZ:データ収集ボード (特殊電子回路株式会社)。

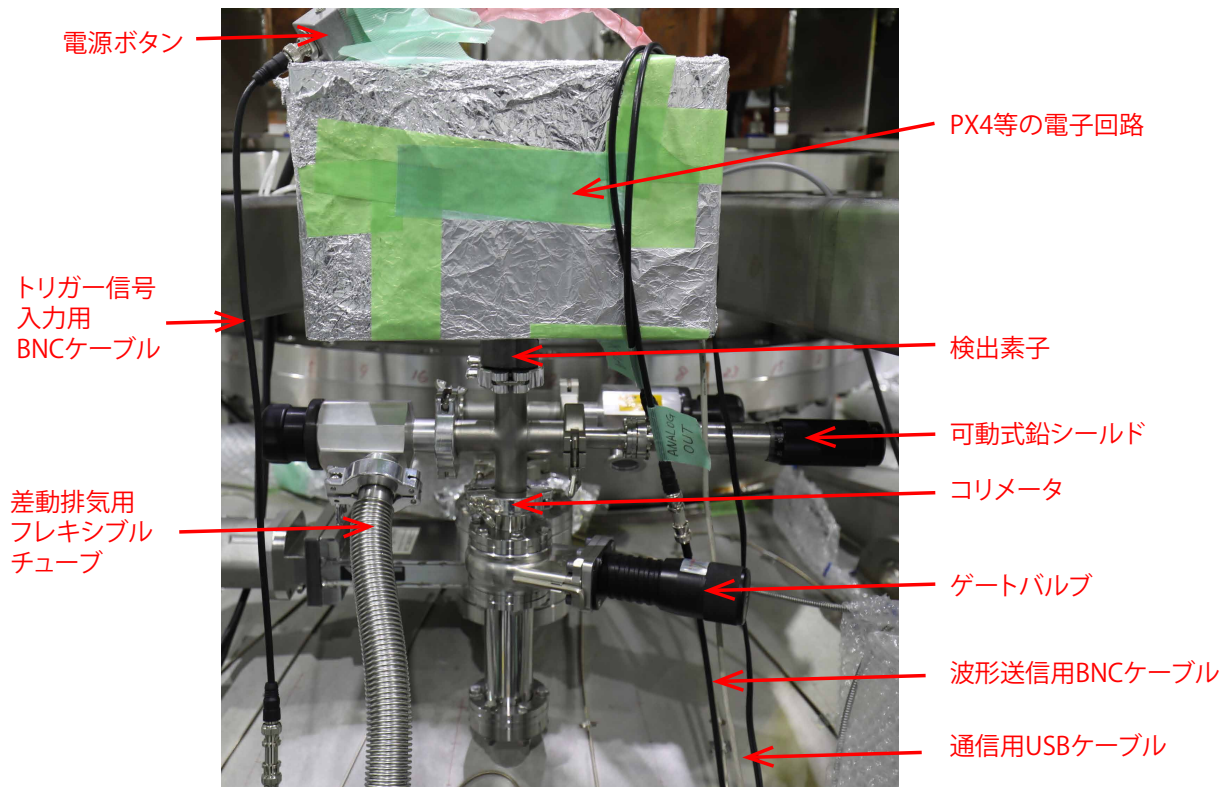


図.4.8: RT-1 に設置した半導体検出器の写真

4.3.2 半導体検出器の計測視線

図 4.9 に半導体検出器 (Semiconductor Detector : SD) の計測視線を示す．垂直方向に SD1($r=600\text{mm}$), SD2($r=720\text{mm}$), SD3($r=840\text{mm}$) の 3 視線計測を行った．実験で使用した Si 半導体検出器は 2 台しかないので，SD2 と SD3 を実験中に入れ替えることで 3 視線を確保している．半導体検出器が計測する値は線積分電子密度なので，線平均電子密度を求めるには光路長で割る必要がある．高エネルギー電子の存在領域は $r=1.0\text{m}$ の真空壁と接する磁気面内 ($\psi = 0.006$) であると仮定した．

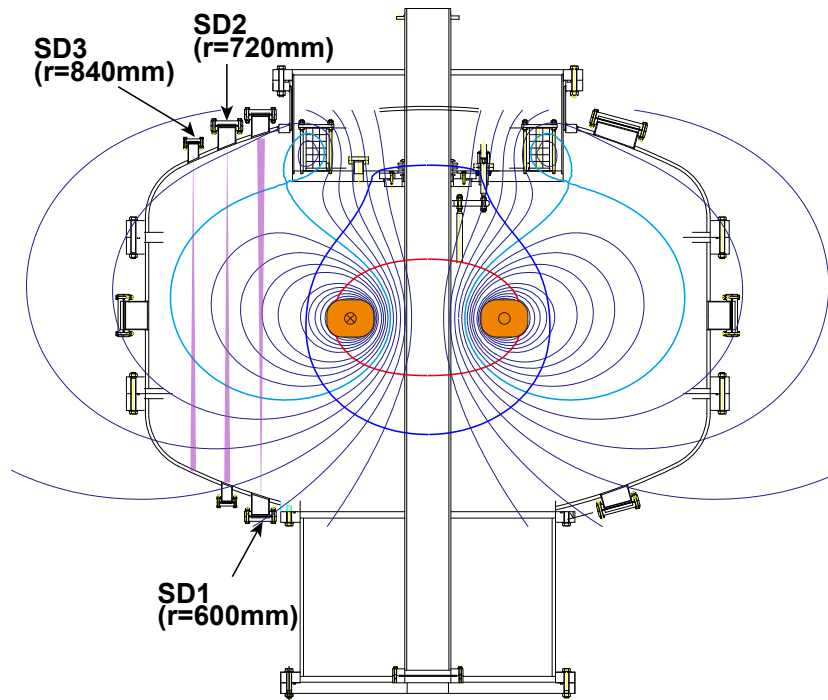


図.4.9: 半導体検出器の垂直方向の計測視線.

4.3.3 X 線スペクトルのエネルギーの較正

ADMCA によって保存された X 線スペクトルは横軸が波高値をチャンネル数 1024 で分割したチャンネル, 縦軸が半導体検出器が検出したフォトン数になっている. 横軸はフォトンのエネルギー, 縦軸は計測時間, チャンネルのビン幅, 半導体検出器の計測視野内の体積, プラズマが検出素子を見込む立体角検出素子のエネルギー毎のフォトン検出効率を考慮して, 較正する必要がある.

本研究では ^{241}Am 線源の既知の光電ピークを使って波高値に対するエネルギーの較正を行った. 図 4.10 に Si 半導体検出器で計測した ^{241}Am のガンマ線スペクトルを示す. ^{241}Am のガンマ線スペクトルは 3 つの既知のピーク (13.95, 17.74, 59.54 keV) を持つ. MCA のチャンネルとフォトンエネルギーが式 (4.4) のような線形性を持つので, 図 4.11 に ^{241}Am のガンマ線スペクトルの 3 つの既知のピークを使って MCA のチャンネルをフォトンエネルギーに較正した結果を示す. 較正係数 a, b は preamp のゲインによって変化するので, ゲイン毎に較正係数を求める必要がある.

$$E_x = aN_{ch} + b \quad (4.4)$$

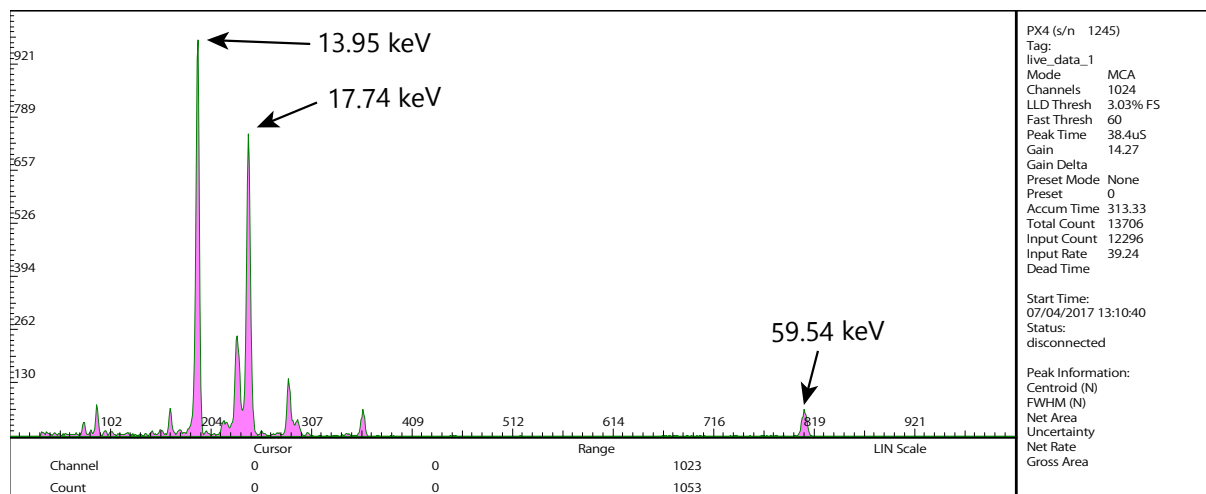
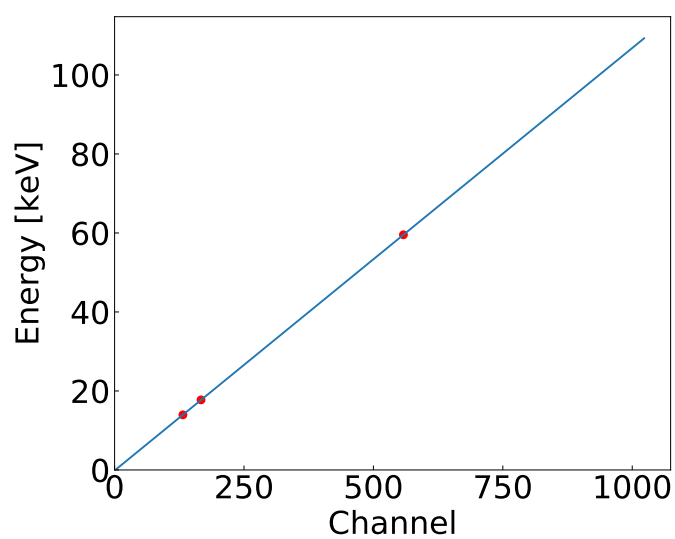
図.4.10: ^{241}Am のガンマ線スペクトル.図.4.11: ^{241}Am の光電ピークによる較正.

表 4.2 に ^{241}Am のピークに対応する Si 検出器の各ゲイン毎のチャンネル数を, 表 4.3 に ^{241}Am のピークに対応する CdTe 検出器の各ゲイン毎のチャンネル数を載せる.

表.4.2: ^{241}Am の光電ピークに対応する Si 検出器の各ゲイン毎のチャンネル数 (2017 年 7 月 4 日に測定).

Gain	^{241}Am の各ピークに対応するチャンネル		
	13.95 keV	17.74 keV	59.54 keV
9.84	132	167	558
11.82	158	205	672
14.27	191	243	808
17.46	232	295	984
20.90	278	353	-
25.10	333	423	-
30.31	403	511	-
34.73	462	586	-
41.59	552	702	-
49.93	662	843	-

表.4.3: ^{241}Am の光電ピークに対応する CdTe 検出器の各ゲイン毎のチャンネル数 (2017 年 6 月 4 日に測定).

Gain	^{241}Am の各ピークに対応するチャンネル		
	13.95 keV	17.74 keV	59.54 keV
20.90	55	70	231
25.10	67	84	277
30.31	81	102	335
34.73	93	117	386
41.59	111	140	462
49.93	133	168	555
60.30	162	205	672

4.3.4 フォトンカウント数の変換

プラズマ中の電子の速度分布がマクスウェル分布である場合、計測されるフォトンカウント数 N_{measure} は式 4.5 のように書ける [22].

$$N_{\text{measure}} = \frac{N(n_{e,\text{high}}, T_e)}{\Delta t \Delta E \Delta \Omega \Delta V \Delta \epsilon(E_x)} = n_{e,\text{high}} n_i Z_{\text{eff}}^2 \frac{\exp\left(-\frac{E_x}{T_e}\right)}{E_x \sqrt{T_e}} \quad (4.5)$$

$n_{e,\text{high}}$: 高温電子密度 [m^{-3}]

n_i : イオン密度 [m^{-3}]

Z_{eff} : 有効核電荷

E_x : フォトンのエネルギー [eV]

T_e : 高温電子温度 [eV]

Δt : 計測時間 [s]

ΔE : bin 幅 [eV]

ΔV : 計測視野内のプラズマ体積 [m^{-3}]

$\Delta \Omega$: プラズマが検出素子を見込む立体角 [sr]

$\epsilon(E_x)$: 検出素子のフォトン検出効率

(4.6)

Δt はプラズマ放電が 1 秒である場合、蓄積したショット数に対応する。 ΔE は式 (4.4) の係数 a に対応する。

ΔV と $\Delta \Omega$ に関しては以下の近似をおき、図 4.12 のように求めた。

- ・実際の検出素子は正方形であるが、それと面積が同じ円に近似している。
- ・計測視野と磁気面が交わる面を計測視線に垂直な平面に近似している。
- ・各座標のプラズマの検出素子を見込む立体角は、プラズマ中心から検出素子を見込む立体角に近似している。

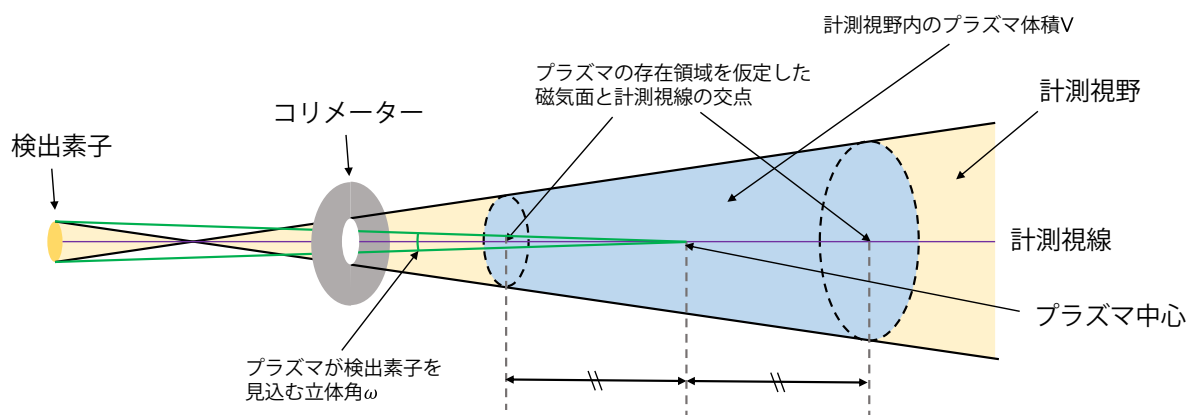


図.4.12: 計測視野内のプラズマ体積とプラズマが検出素子を見込む立体角.

また, $\epsilon(E_x)$ を図 4.13 に示す.

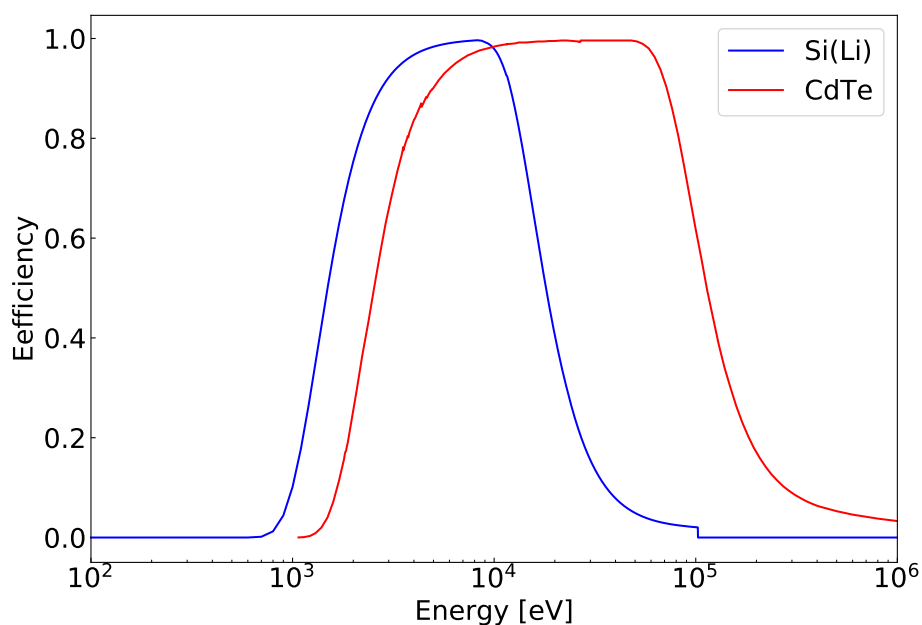


図.4.13: 検出素子毎の光子検出効率 [25].

4.4 パイルアップとその対策

X 線の波高分析に関連した波形処理について, 特性 X 線、ピーキングタイム、パイルアップに関して述べる.

PX4 で検出した光子はエネルギーに対応した電気信号に変換される. Shaping amplifier は

計測精度を向上するために信号のノイズを除去し、理想的な信号波形にする．そのやり方 (Shaping Type) には色々な種類があるが、PX4 は「Trapezoidal」を採用している [23]．

図 4.14 に Shaping amplifier の出力波形を示す．波形の高さが検出された光子エネルギーに対応しており、Peaking Time を長くすると光子エネルギー分解能が向上する．Peaking Time は ADMCA で設定することが出来る．

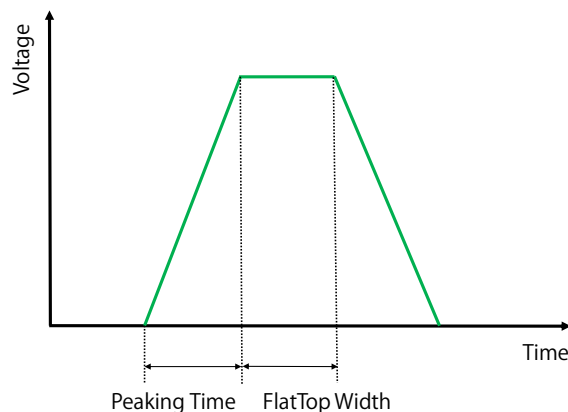


図.4.14: Shaping amplifier の出力波形．

図 4.15 に RT-1 プラズマの高エネルギー電子から放射される X 線スペクトルを示す．Peaking Time は 38.4 [us]，FlatTop width は 1.6 [us] である．エネルギー分解能が高いと図 4.15 のように真空容器に含まれている Cr や Fe の K_{α} 線や K_{β} 線を分離し、検出することが出来る．Cr の K_{α} 線や K_{β} 線は 5.41 keV, 5.95 keV, Fe の K_{α} 線や K_{β} 線は 6.40 keV, 7.06 keV である．しかし 5 keV 以下の領域の光子カウント数が減少している様子が見られる．これは後述するパイルアップイベントが多数発生したからだと考えられる．

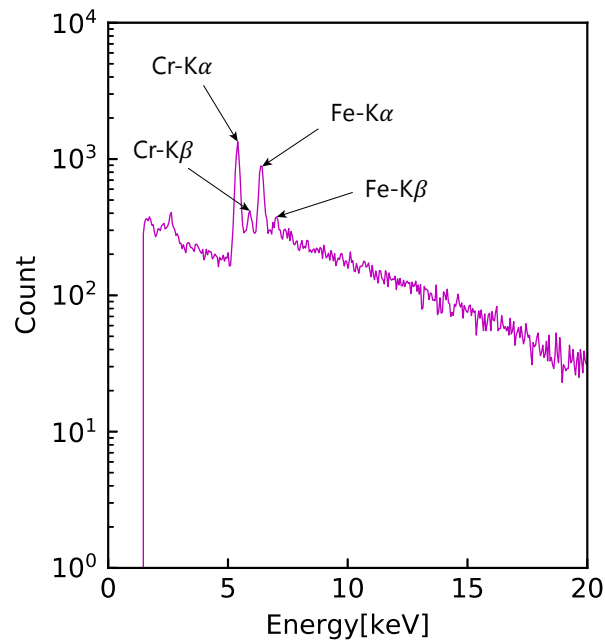


図.4.15: プラズマ中からの X 線スペクトルと特性 X 線 (Cr,Fe).

図 4.16 にパイルアップイベントの様子を示す．一番左のパルスは時間的に孤立した信号なので正しい波高を計測することが出来る．

真ん中の部分的に重なり合っている 2 つのパルスは，パルスの足し合わせのピーク間に谷がある形状なので 2 つのパルスとしてカウントされる．

左のパルスは正しい波高を持っているが，右の波高は実際の波高よりも大きい値を計測してしまう．一番右のパルスは大部分が重なり合っているためにパルスの足し合わせに谷は存在しないため，実際の波高よりも大きい波高を持つ 1 つのパルスとして誤ってカウントされてしまう．

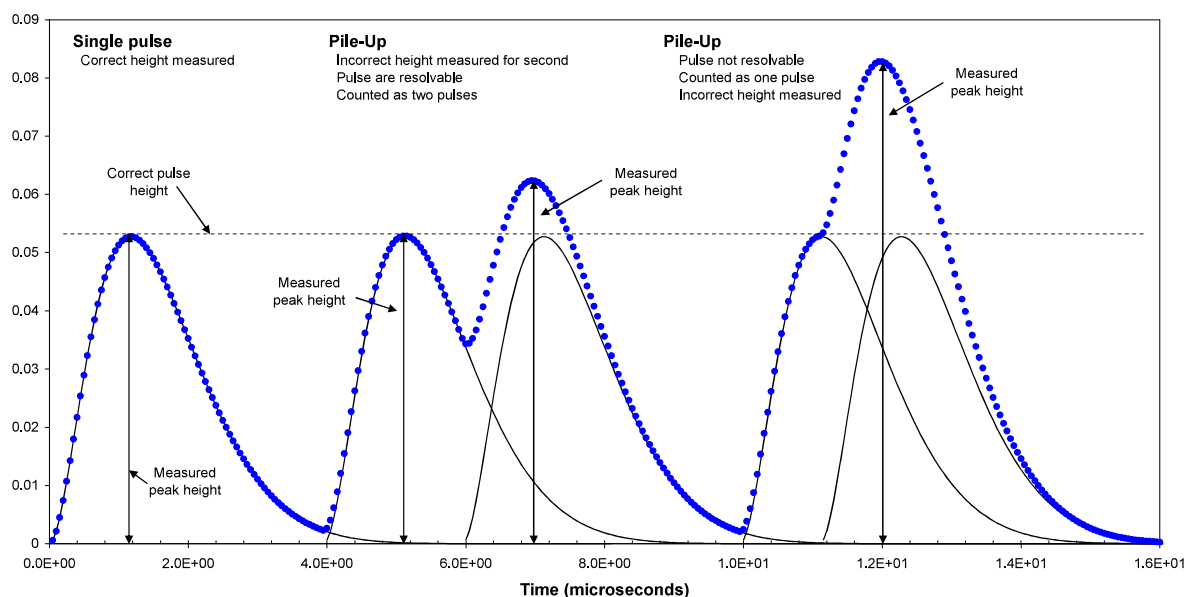


図.4.16: パイルアップイベントの様子. 黒の実線が個々のパルスで, 青のドット点がパルスの足し合わせを表している [23].

本研究ではパイルアップイベントで生じるパルスを除く設定をしている. 図 4.15 の低エネルギー側はカウント数が多いため, パイルアップイベントが多数生じた結果, カウント数が減少している. このことは X 線スペクトルを解析する際に問題となるので, エネルギー分解能を犠牲にし, パイルアップイベントをなるべく抑制するために peaking time を 0.8 [us] 程度に短く設定してある. これは ADMCA で設定することが出来る.

検出する X 線光子のカウント数を制限するために, 新たに鉛のコリメーターを製作した. コリメータにより計測視野を制限し, 空間分解能を向上させるとともに, 不要な光子カウントも制限することでパイルアップの抑制にも効果がある.

PHITS(Particle and Heavy Ion Transport code System) を用いて X 線を遮蔽するコリメータの設計を実施した. PHITS はあらゆる物質中での様々な放射線挙動を核反応モデルや核データなどを用いて模擬するモンテカルロ計算コードである. 図 4.17 に PHITS によるシミュレーション結果を示す. シミュレーションは (x,y,z) の直交座標系を用いている. 円筒形の鉛コリメータは $z=10\text{--}12\text{ cm}$ に $\phi 40\text{ mm}$ の鉛の円柱の軸上に, $\phi 4\text{ mm}$ の穴を空けた場合である. $z=15\text{ cm}$ の位置から $-z$ 方向に $0\text{--}200\text{ keV}$ の光子を放射させている. 厚み 2 cm の鉛で十分に X 線を遮蔽出来ることがシミュレーション結果から分かった.

図 4.18 が今回製作した X 線遮蔽のための鉛コリメータである. 検出する光子カウント数を調整できるように複数種類の穴の大きさのコリメータを製作した.

また, 製作した鉛コリメータは図 4.19 に示すように, NW25 のフランジにはめ合わせられるように

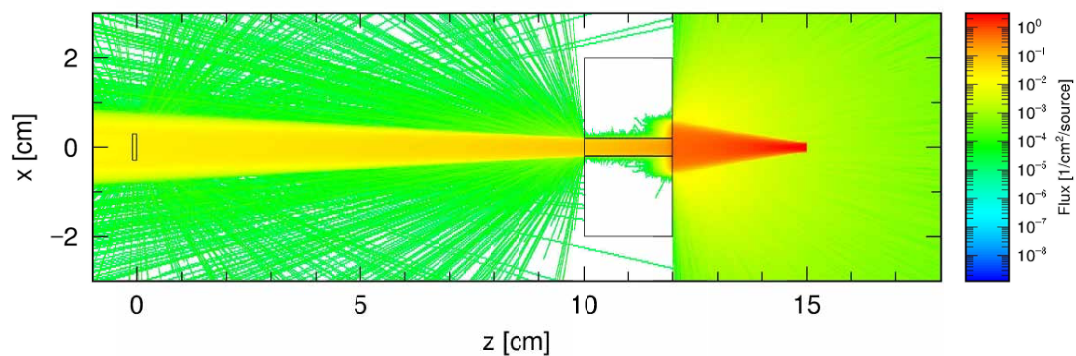


図.4.17: Phits によるコリメータの X 線遮蔽のシミュレーション.

加工してある．これにより，コリメータの変更が容易になった．

図.4.18: X線遮蔽のための鉛コリメータ (左から $\phi 10$, $\phi 8$, $\phi 6$).

図.4.19: NW25 のフランジにはめ合わせた鉛コリメータ.

4.5 RT-1 プラズマの高温電子の実効温度・密度の計測

4.5.1 半導体検出器によって計測された X 線スペクトル

較正前の X 線スペクトルを図 4.20(y 軸: N_{measure}) に, 較正後の X 線スペクトルを図 4.21(y 軸: N) に示す. 解析に使用する範囲は Si の検出効率を考慮して有効なカウントの範囲 (3~11 keV) であり, 5~8 keV のデータは Cr や Fe の特性 X 線が混在しているため, 解析には使用していない. 解析に使用しない範囲を図 4.21 のグレーのハッチング領域に示した.

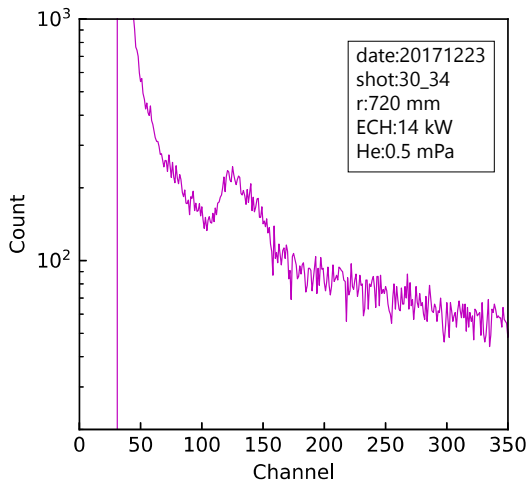


図.4.20: 較正前の X 線スペクトル.

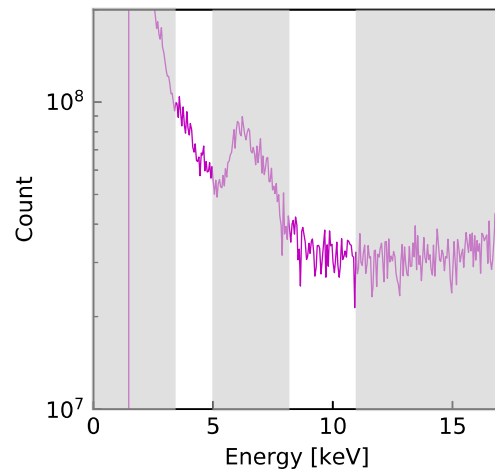


図.4.21: 較正後の X 線スペクトル.

4.5.2 高温電子の実効温度・密度の計測方法

図 4.21 は計測視野内に存在する様々な高温電子温度・密度領域からの X 線が足しあわされたスペクトルになっている. 計測したスペクトルから局所的な高温電子温度・密度を求めるには, 4.6.1 項で説明する高温電子の温度・密度分布の再構成を行う必要がある. ここでは単一の温度・密度を持つ高温電子が放射する X 線フォトンカウント数の式において, $n_{e,high}$, T_e をフィッティングパラメータとしてフィッティングを行うことで, 高温電子の実効温度・密度を求める方法を説明する. ここでプラズマは準中性条件 ($n_e = \sum n_i Z_i$) を満たし, 1 価のイオンのみが存在すると仮定し, 有効各電荷 $Z_{\text{eff}} = 1$ とした.

図 4.22 に較正を行った X 線スペクトルに対して式 (4.5) でフィッティングした結果を示す. 3~5 keV の領域の計測値に対してフィッティングを行い, 実効温度 $\bar{T}_e = 5.395[\text{keV}]$, 実効密度 $\bar{n}_{e,high} = 9.03 \times 10^{14}[\text{m}^{-3}]$ が得られた.

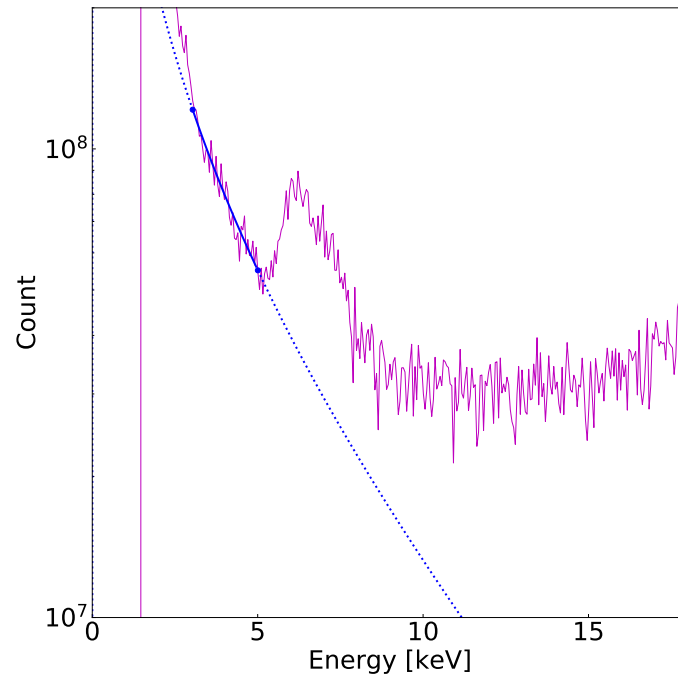


図.4.22: X 線スペクトルと式 (4.5) のフィッティング結果. 実効温度 $\bar{T}_e = 5.395[\text{keV}]$, 実効密度 $\bar{n}_{e,high} = 9.03 \times 10^{14}[\text{m}^{-3}]$ が得られた.

4.5.3 高エネルギー電子の実効温度・密度の計測結果

項 4.5.2 で説明した方法を用いて, 高温電子の実効温度・密度を求めた. ただし, 8~12 keV はフィッティングを行うのにはフォトンカウントが少ないので, 3~5 keV のエネルギー帯のフォトンカウントに対してのみ解析を行った.

図 4.23 に計測視線に対する高温電子密度, 図 4.24 に計測視線に対する高温電子温度, 図 4.25 に計測視線に対する高温電子圧力を示す. 条件は表 2.1 で示した 4 つ条件の結果を載せてある. 反磁性信号の増加に伴って, 高温電子密度に関しては SD1,SD2,SD3 で計測されたは増加している. 高温電子温度に関しては SD3 のみが増加傾向にある. 高温電子圧力に関してはプラズマ閉じ込め領域の周辺部を計測している視線ほど大きな増加傾向にあることが分かる.

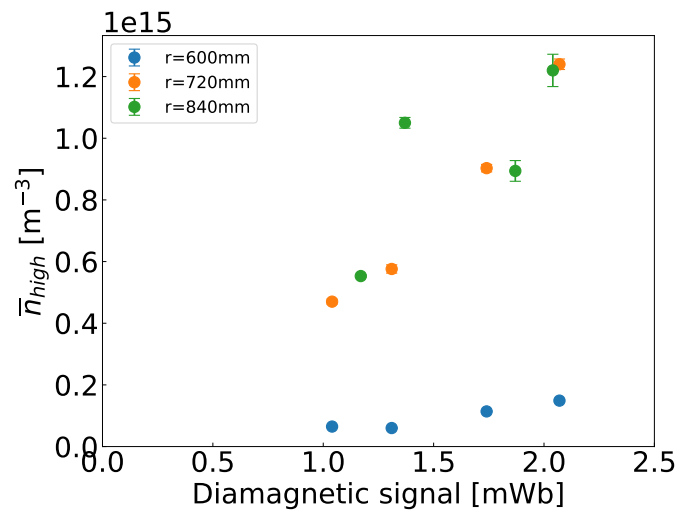


図.4.23: 反磁性信号に対する高温電子密度.

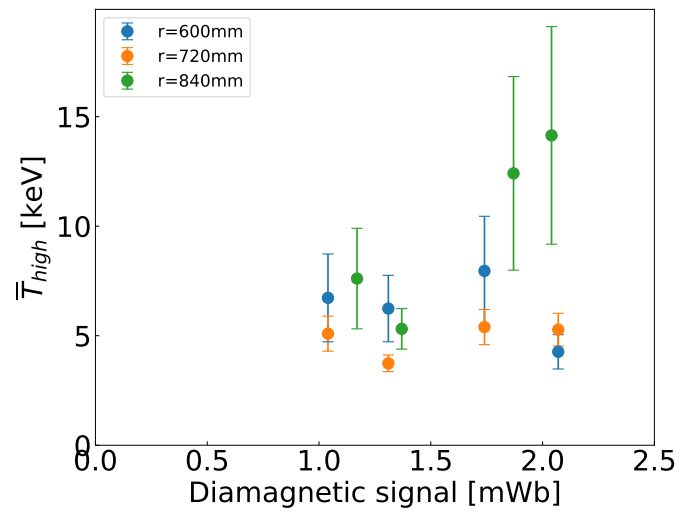


図.4.24: 反磁性信号に対する高温電子温度.

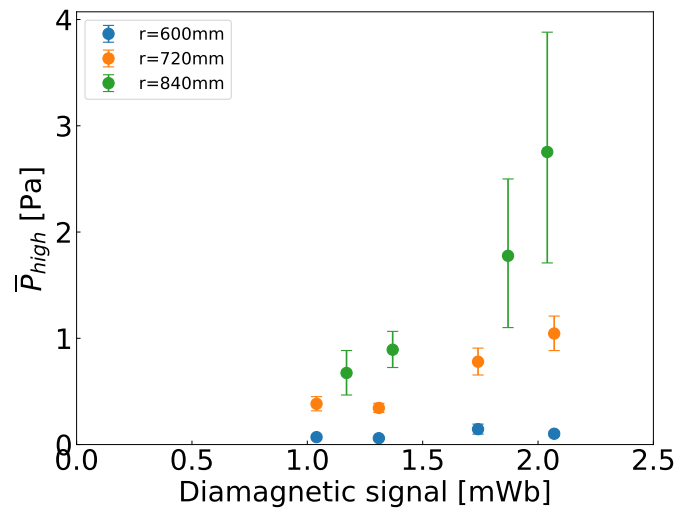


図.4.25: 反磁性信号に対する高温電子圧力.

図 4.26 に半径位置に対する高温電子密度, 図 4.27 に半径位置に対する高温電子温度, 図 4.28 に半径位置に対する高温電子圧力を示す. エラーバーは省略してある. 高温電子密度に関しては SD2,SD3 は同じ程度であり, SD1 に比べて大きい値を持つ. 高温電子温度に関しては SD2 が一番小さいという結果になった. 高温電子圧力に関しては周辺部にいくほど大きく, 反磁性信号に影響を与えやすいことが分かる. 周辺ほどフラックスループに近づくため, 反磁性信号の感度が上がることから説明がつく.

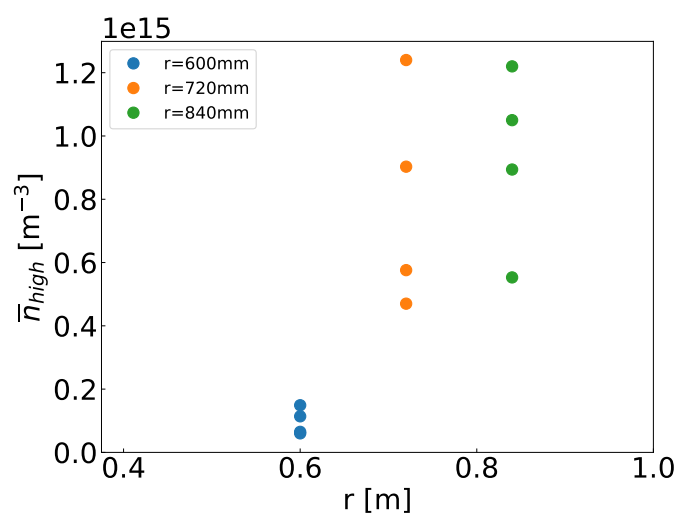


図.4.26: 各計測視線における高温電子密度.

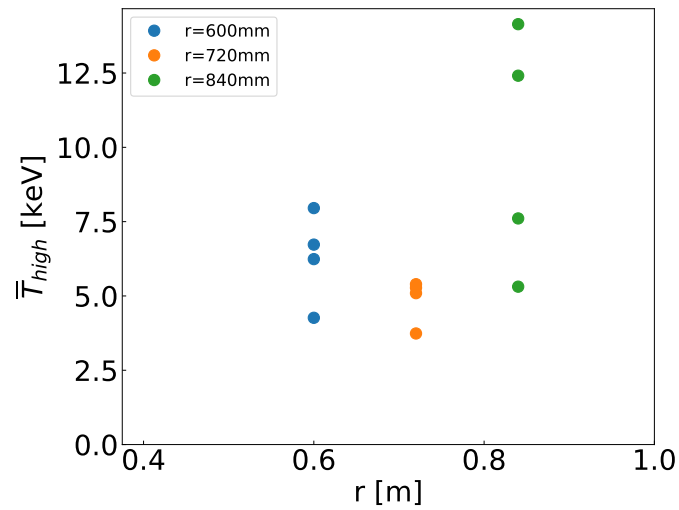


図.4.27: 各計測視線における高温電子温度.

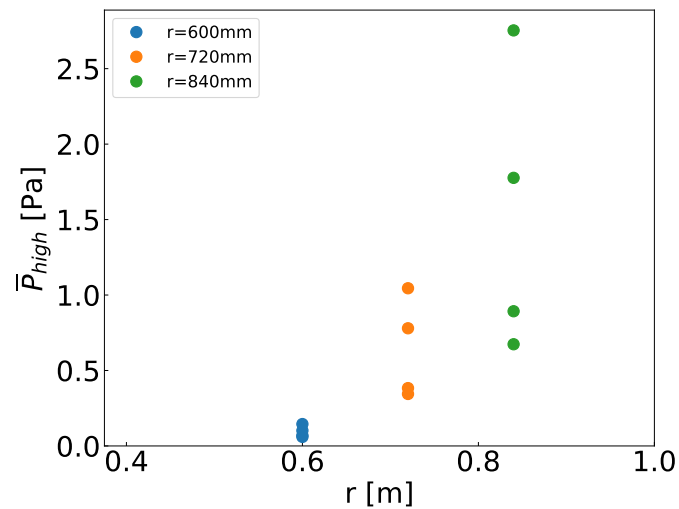


図.4.28: 各計測視線における高温電子圧力.

4.5.4 高温電子の実効温度・密度の計測結果の解釈

実際の計測では単一の温度・密度をもつ高温電子のみが存在するわけではなく、様々な温度・密度をもつ高温電子からの X 線スペクトルが得られるため、実効温度はフィッティングを行うフォトンのエネルギーの範囲によって変化することが予想される。この項ではそのずれがどの程度なのかを仮想計算を行うことで評価する。

計測視線上で密度が均一の 5~6 keV の電子が存在すると仮定して、それらの電子が放射する X 線

スペクトルを図 4.29 に、計測視線上で密度が均一の 1~10 keV の電子が存在すると仮定して、それらの電子が放射する X 線スペクトルを図 4.30 に示す。図 4.29 で光子エネルギーの領域 3~5 keV と 10~15 keV でフィッティングを行うと、4.9 keV, 5.0 keV というほぼ等しい電子温度が得られたのに対し、図 4.30 では、4.9 keV と 6.7 keV という異なる電子温度が得られた。このように大きく異なる温度を持つ高温電子から得られる X 線スペクトルを解析する際には、フィッティングを行う場所によって実効温度は変化することに注意する必要がある。

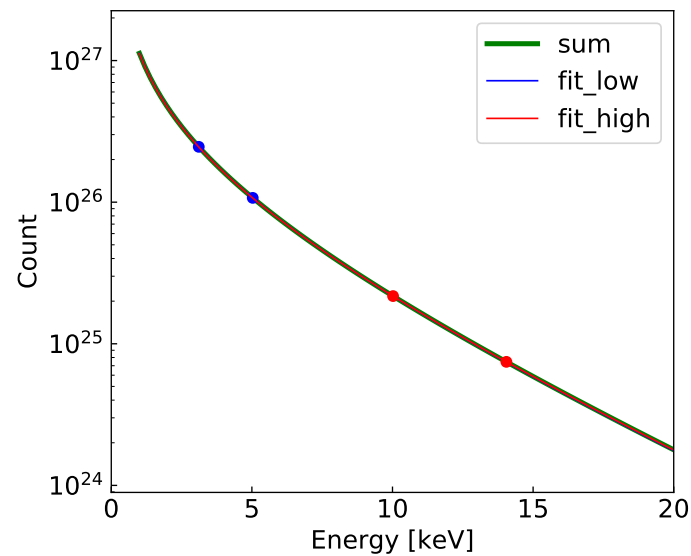


図.4.29: 5~6keV の電子が放射する X 線スペクトルに対する光子エネルギーが 3~5 keV と 10~15 keV の領域でのフィッティング。それぞれで実効温度 4.9 keV, 5.0 keV が得られた。

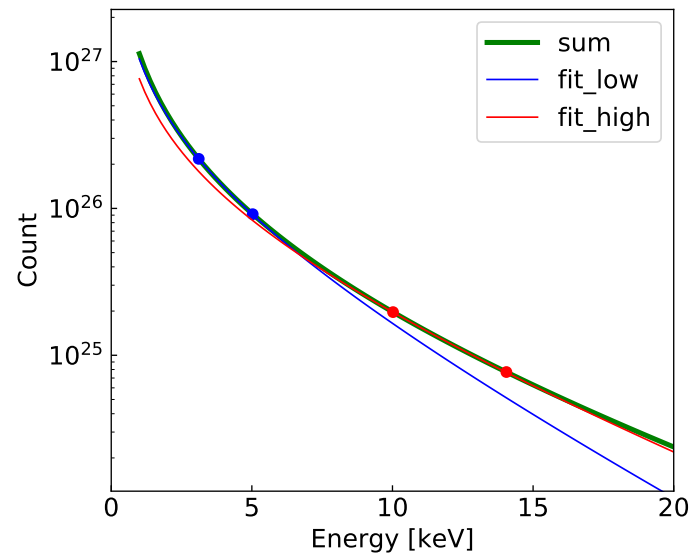


図.4.30: 1~10keV の電子が放射する X 線スペクトルに対する光子エネルギーが 3~5 keV と 10~15 keV の領域でのフィッティング. それぞれで実効温度 4.9 keV と 6.7 keV が得られた.

前項の結果は 5~8 keV の光子を放射する高温電子 (高温電子の中では比較的温度の低い成分) のみの限定的な情報であり, 8~12 keV の光子を放射する高温電子 (高温電子の中では比較的温度の高い成分) の情報は含まれていないことに注意する.

4.6 高温電子の温度・密度分布の再構成

4.6.1 高温電子の温度・密度分布の再構成方法

計測された X 線スペクトルは様々な温度・密度の高温電子が放射する X 線の積分値であるため、局所温度・密度分布を求めるには得られた計測データを再構成する必要がある。高温電子密度のモデル関数は、干渉計の計測結果を再構成した時と同様に、次のように書き表す。

$$n_{e,\text{xray}}(r, z) = n_0 \times \exp \left(-a_n \left(\frac{\psi(r, z) - \psi(r_{\text{max},n}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \right) \left(\frac{B(r, z)}{B_0(r, z)} \right)^{-b_n} \quad (4.7)$$

高温電子温度に関しては、磁場に平行な温度成分を T_{\parallel} 、磁場に垂直な温度成分を T_{\perp} とした時、電子温度 $T_{e,\text{xray}} = \sqrt{T_{\parallel}^2 + T_{\perp}^2}$ が磁気面上で一定であると考え、モデル関数を次のように書き表す。

$$T_e(r, z) = T_0 \times \exp \left(-a_T \left(\frac{\psi(r, z) - \psi(r_{\text{max},T}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \right) \quad (4.8)$$

$\psi(r, z)$: 位置 (r, z) における磁気面関数

$\psi(1, 0)$: 真空壁 ($r=1.0\text{m}$, $z=0.0\text{m}$) での磁気面関数

$B(r, z)$: 位置 (r, z) での磁場の大きさ

$B_0(r, z)$: $\psi(r, z)$ 上の $z=0\text{m}$ を満たす点での磁場の大きさ

$n_0, a_n, b_n, r_{\text{max},n}$

$T_0, a_T, r_{\text{max},T}$: フィッティングパラメーター

高温電子がマクスウェル分布に従っている場合、モデル関数 $n_{e,\text{xray}}(r, z)$, $T_{e,\text{xray}}(r, z)$ および $n_{e,\text{IF}}(r, z)$ を用いると、任意の点 (r, z) に存在する高温電子が放射する X 線フォトンカウント数のモデル関数は次のように書ける。

$$N(r, z) = n_{e,\text{xray}}(r, z) n_{e,\text{IF}}(r, z) Z_{\text{eff}}^2 \frac{\exp \left(-\frac{E_x}{T_e(r, z)} \right)}{E_x \sqrt{T_e(r, z)}} \quad (4.9)$$

次にフィッティングパラメーターの決定方法について説明する。i 番目の半導体検出器のフォトンエネルギー j が放射するフォトンカウント数 $N_{\text{xray},i,j}$, X 線フォトンカウント数のモデル関数から得られたフォトンカウント数 $N_{\text{model},i,j}$ とした時、各視線の誤差を式 (4.10), それらの平均値を式 (4.11) のように定義する。

$$\text{error}_{\text{xray},i} = \frac{1}{J} \sum_j \left(\frac{N_{\text{xray},i,j} - N_{\text{model},i,j}}{N_{\text{xray},i,j}} \right)^2 \quad (4.10)$$

$$\text{error}_{\text{xray}} = \frac{1}{I} \sum_i^I \text{error}_{\text{xray},i} \quad (4.11)$$

$\text{error}_{\text{xray}}$ が最小となるフィッティングパラメーターを大域的最適化手法の一つである微分進化法を用いて求めた．局所的最適値が多い問題でも比較的解をうまく求めることが出来る手法として知られている．

4.6.2 高温電子の再構成結果

この項では高エネルギー電子の再構成結果を載せる．計測したプラズマの条件は 2.1 の条件番号 2 である．解析に用いた計測値は光子エネルギー領域で 3～5 keV と 8～9keV を使用した．ただし，SD3 に関しては 8～9keV の領域のカウントが少なかったので 3～5 keV の領域のみ使用した．図 4.31，図 4.32，図 4.33，にそれぞれ SD1，SD2，SD3 の計測値とモデル関数から求めた光子カウント数を，表 4.4 に各計測視線における誤差を載せる．

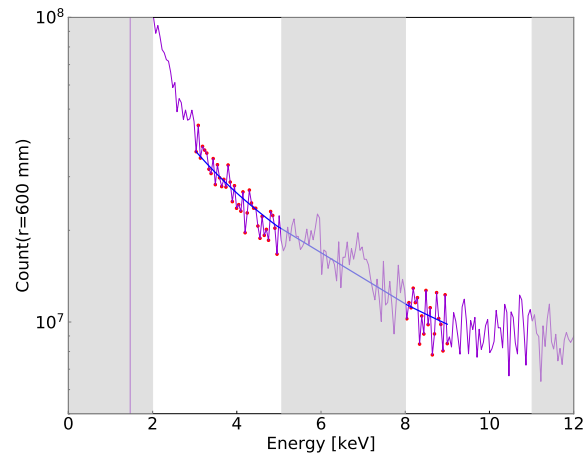


図.4.31: SD1 の計測値とモデル関数から求めた光子カウント数.

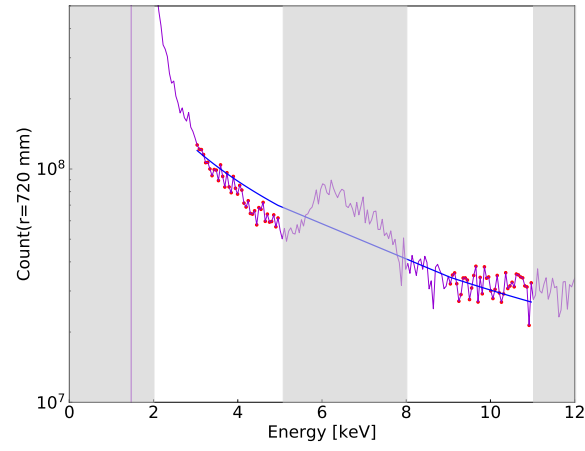


図.4.32: SD2 の計測値とモデル関数から求めたフォトンカウント数.

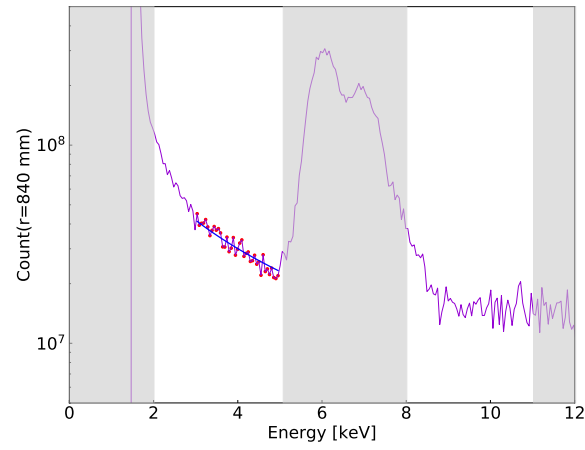


図.4.33: SD3 の計測値とモデル関数から求めたフォトンカウント数.

表.4.4: 各計測視線における誤差.

計測視線	$\text{error}_{\text{xray},i}$
SD1	0.0134
SD2	0.0182
SD3	0.0052

表.4.5: 高温電子の再構成完了時のフィッティングパラメーター.

フィッティングパラメーター	値
n_0	1.88×10^{15}
a_n	44.81
b_n	1.774
$r_{\max,n}$	0.774
T_0	39.984×10^3
a_T	18.32
$r_{\max,T}$	0.735

図 4.34 に全電子密度の再構成結果を, 図 4.35 に高温電子密度の再構成結果を示す. 全電子密度は $r=0.55$ m 付近にピークを持つのに対して, 高温電子は $r=0.78$ m 付近にピークを持ち, 高温電子は全電子密度に比べ, 周辺部に局在していることが分かった.

表 3.3 と表 4.5 を比較すると, 高温電子の方が全電子に比べてミラートラップの効果を表す b が大きい. これは全電子に比べて, 高温電子は温度の異方性が大きいことを示している. また, 高温電子の方は全電子に比べてピーキングの度合いを表す a が大きい. 以上のことから, 高温電子は全電子に比べてより局在化していることが分かった.

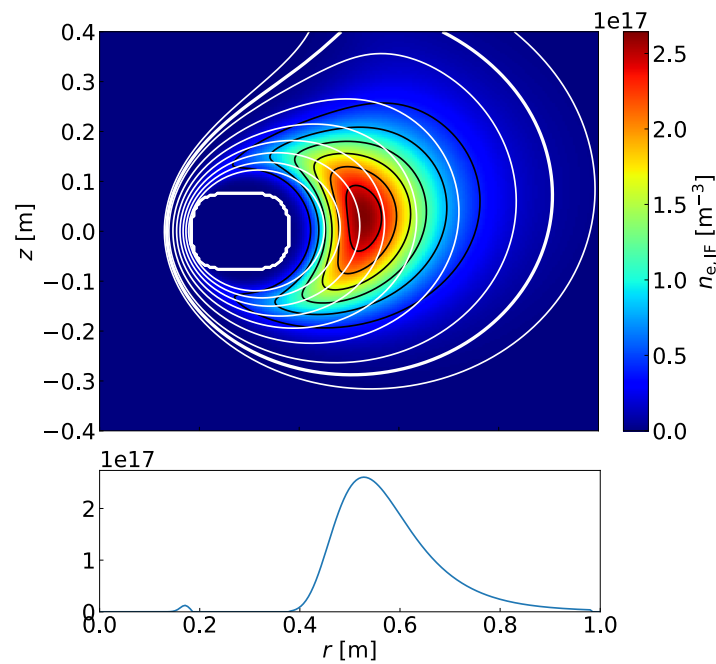


図.4.34: 全電子密度の再構成結果.

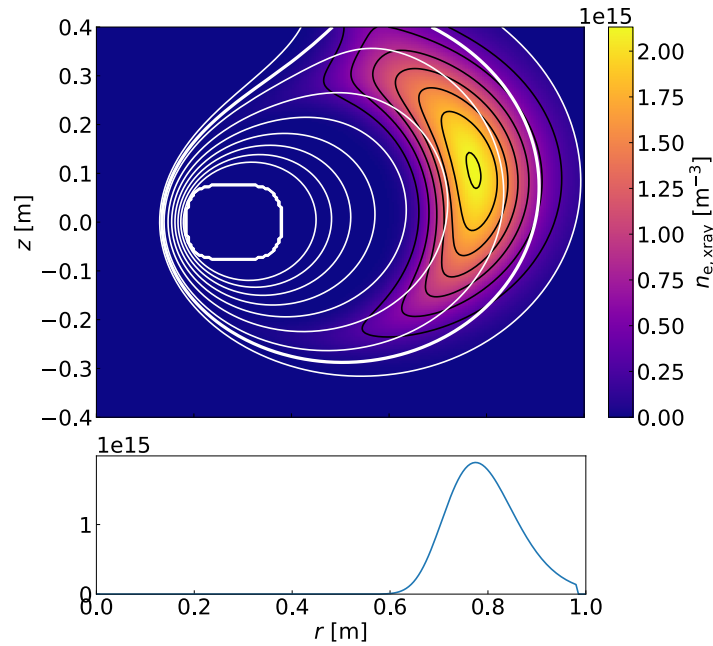


図.4.35: 高温電子密度の再構成結果.

高温電子がプラズマ閉じ込め領域の周辺部に局在している理由について考察してみる．図 4.36 で示した赤の実線が電子サイクロトロン共鳴層，赤の点線が 2 次の電子サイクロトロン共鳴層である．式 (4.12) は R 波のカットオフ周波数をサイクロトロン周波数とプラズマ周波数で表現した式である [27]．

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 \right]^{1/2} \quad (4.12)$$

入射する 2.45 GHz のマイクロ波，干渉計から求めた電子密度と真空磁場を代入して計算すると，R 波のカットオフ層は図 4.34 の黄色の実線で表される．2.45 GHz のマイクロ波は大部分が共鳴面に至らず，図 4.36 の黄色の線で囲った部分のみを加熱する．生成された高温電子は磁力線に沿って運動することでプラズマ閉じ込め領域の周辺部に局在化するような構造を持つと考えられる．このことを検証するためには，入射したマイクロ波の軌道計算と加熱吸収計算を行う必要がある．高温電子がプラズマ閉じ込め領域の周辺部に局在しているという事実はこのような RT-1 装置固有の現象であるという理由以外に，地球の磁気圏が Van allen 放射線帯のようなリング状の構造を生成する解明すべき物理的なメカニズムを示唆している可能性も考えられる．

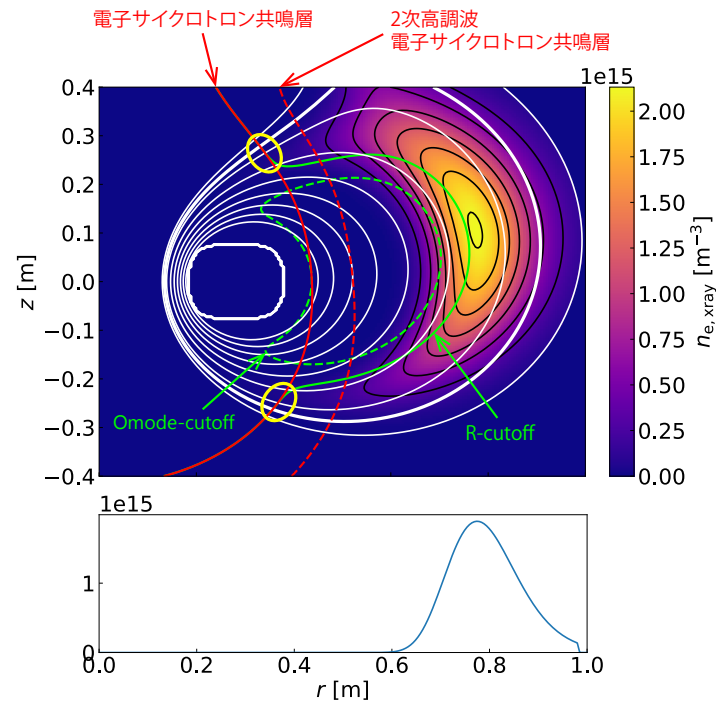


図.4.36: 高温電子密度の再構成結果. 電子サイクロトロン共鳴層と R-cutoff 層 (干渉計から求めた電子の密度分布と真空磁場の強度分布から計算) を示した

図 4.35 に全電子密度に対する高温電子密度の比を, 図 4.35 に $z=0$ における全電子密度と高温電子密度を示す. 高温電子密度はピーク値で全電子密度の 1 割程度であった. また, 全電子密度の体積平均は 7.12×10^{16} , 高温電子の体積平均は 6.67×10^{14} であった. すなわち, プラズマ閉じ込め領域内の (高温電子密度の和)/(全電子密度の和) は 0.94 % と, 高温電子密度は全電子密度よりおよそ 2 桁少ないということが分かった.

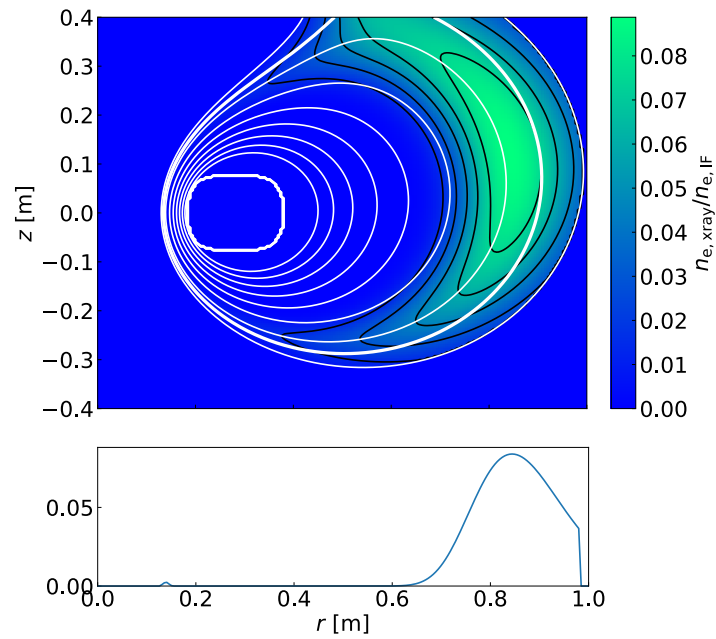


図.4.37: 全電子密度に対する高温電子密度の比.

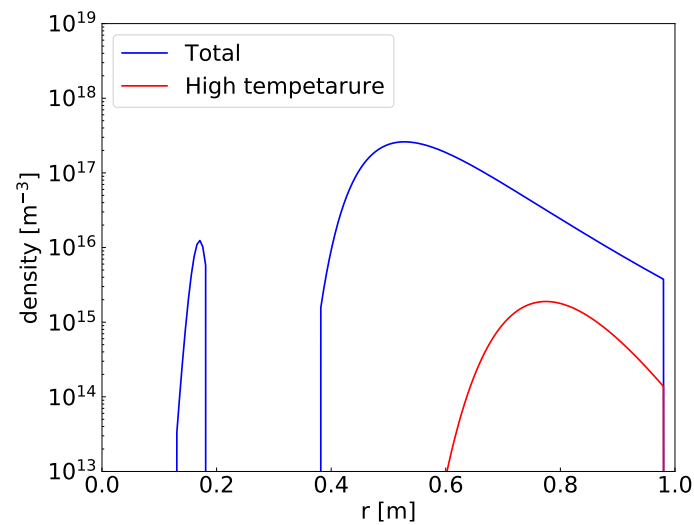
図.4.38: $z=0$ における全電子密度と高温電子密度.

図 4.39 に高温電子温度の分布を示す．本研究では，計測された X 線スペクトルから光子のエネルギーは最大で約 40 keV であると見積もり，少なくとも 40 keV の電子がプラズマ中に存在すると考え，電子温度分布の最大値 T_0 が最大 40 keV までの範囲で再構成を行った．高温電子温度の体積平均値は 30.5 keV であった．

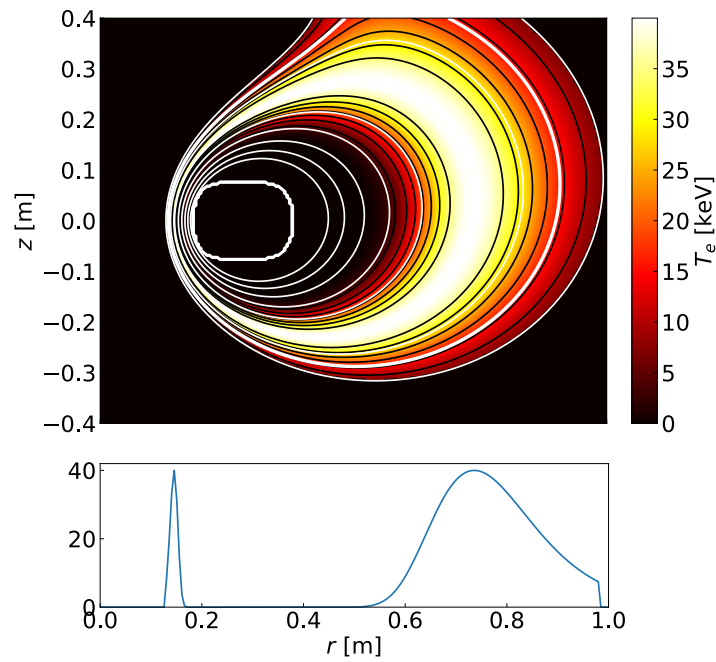


図.4.39: 高温電子温度の再構成結果.

図 4.40 に高温電子温度の分布と高温電子密度の分布から求めた高温電子圧力の分布を，図 4.41 に高温電子圧力の分布と真空磁場強度の分布から求めた局所 β の分布を示す．局所 β の最大値は 0.28 程度であった．

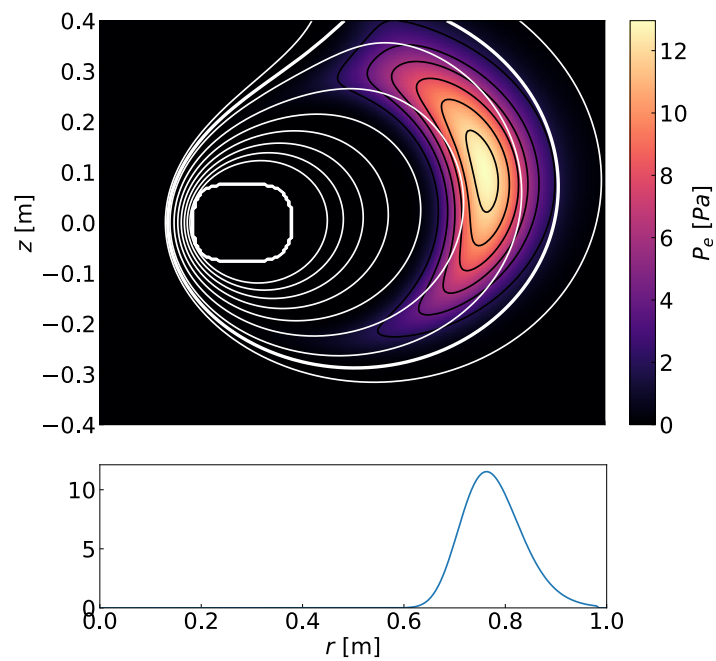
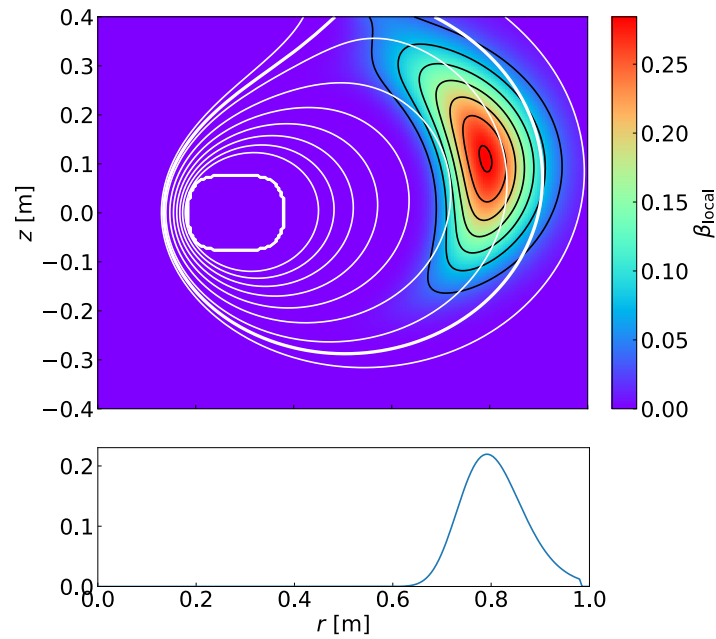


図.4.40: 高温電子圧力の分布.

図.4.41: 局所 β の分布.

2.1 の条件番号 2 では反磁性信号がおよそ 1.8 mWb であり，半経験則である式 (2.2) から局所 β の最大値を求めると，0.324 程度である．これは高温電子の再構成から求めた局所 β の最大値と近い値になった．異なる 2 つの計測器で得られた計測結果の絶対値が大きく変わらないことから，本研究で行った計測値の再構成結果は十分に信頼できると言える．

さらに高温電子の β への寄与について考えてみる．高温電子密度は全電子密度のおよそ 0.01 倍であり，高温電子温度は全電子温度が 30 eV 程度と仮定するとおよそ 1000 倍である．以上のことから圧力は高温電子は全電子に比べて 10 倍であり，RT-1 プラズマの β には高温電子が主に寄与していると言える．

4.7 高温電子による制動 X 線放射の時間変化

4.7.1 データ収集ボードを利用した X 線信号波形の取得・解析方法

この節ではデータ収集ボードを利用した X 線信号波形の取得・解析方法について説明する。図 4.7 で示すように半導体検出器は Shping Pulse を CosmoZ(データ収集ボード) に送信している。CosmoZ に送信された信号を図 4.42 に示す。Shaping Pulse のピークの電圧値が光子のエネルギーに対応しているので、自作の解析コードによってピーク検知を行い、その電圧値がいくつあるかをカウントすることで、X 線スペクトルを求める。この方法を波高分析と言う。

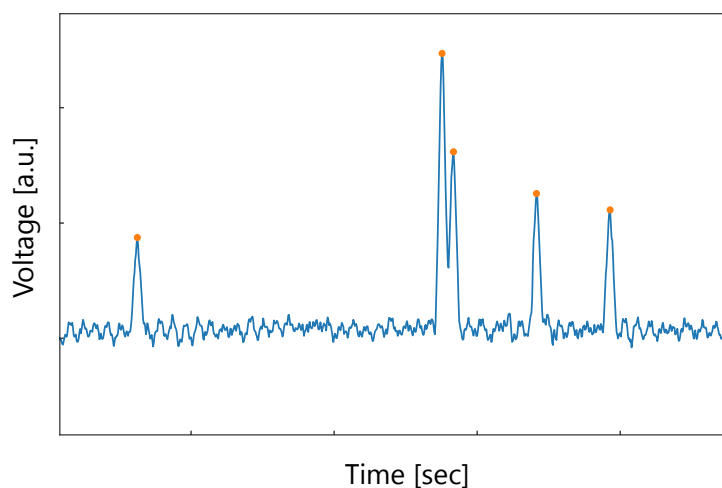


図.4.42: データ収集ボードによって取得した信号。

PX4 による波高分析で得られた X 線スペクトル (赤色) と自作の解析コードによって CosmoZ に送信された信号を波高分析することで得られた X 線スペクトル (青色) を図 4.43 に示す。どちらもプラズマ放電中の全時間領域で検出される X 線スペクトルである。2つの X 線スペクトルはほぼ一致しており、自作の解析コードによる波高分析は正しく行えていることが分かる。

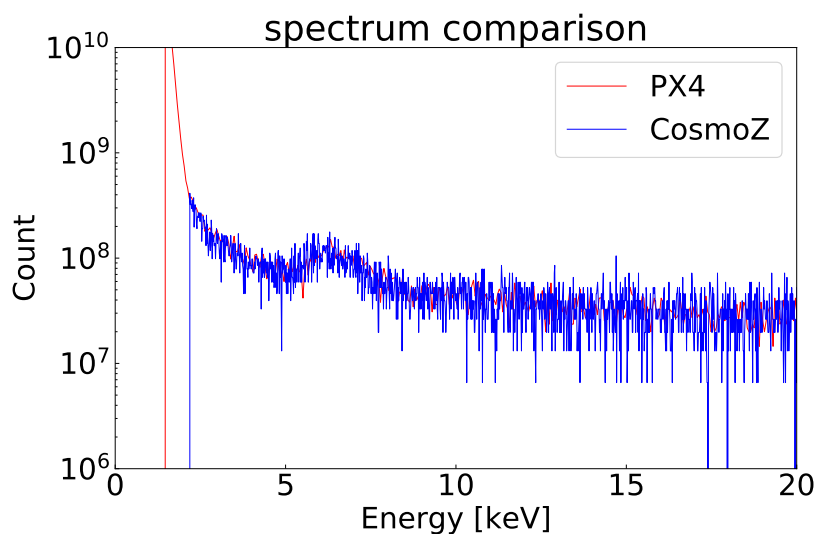


図.4.43: ADMCA に送られる検出結果と，CosmoZ に送信された信号のプラズマ放電中の全時間領域で波高分析した結果の比較．

4.7.2 X 線エネルギー毎のフォトンカウントの時間変化

Shaping Pulse の「ピークが発生した時間」と「ピークに対応するフォトンエネルギー」というデータセットから，任意のエネルギー帯のフォトンカウントの時間変化を求めることが出来る．表 2.1 の条件番号 2 における X 線フォトンカウントの時間変化を図 4.44 に示す．x 軸が時間，y 軸がエネルギー，z 軸がフォトンカウント数を表す．プラズマ放電中に keV オーダーの X 線を検出している様子が分かる．

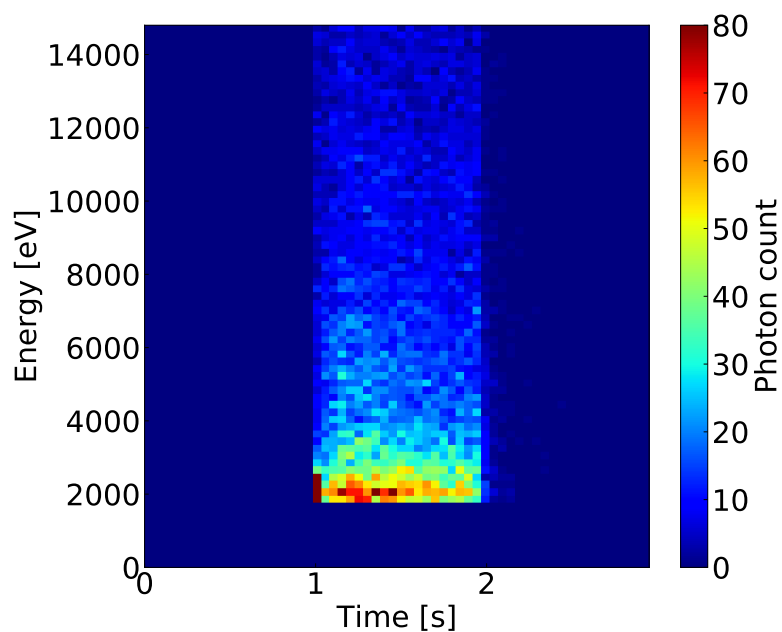


図.4.44: X 線フォトンカウントの時間変化.

図 4.44 の中でも特に 3~5 keV のフォトンカウント数に注目し、反磁性信号の時間変化との比較を行った。その結果を図 4.45 に示す。フォトンカウント数と反磁性信号の時間変化には強い相関があることが分かった。

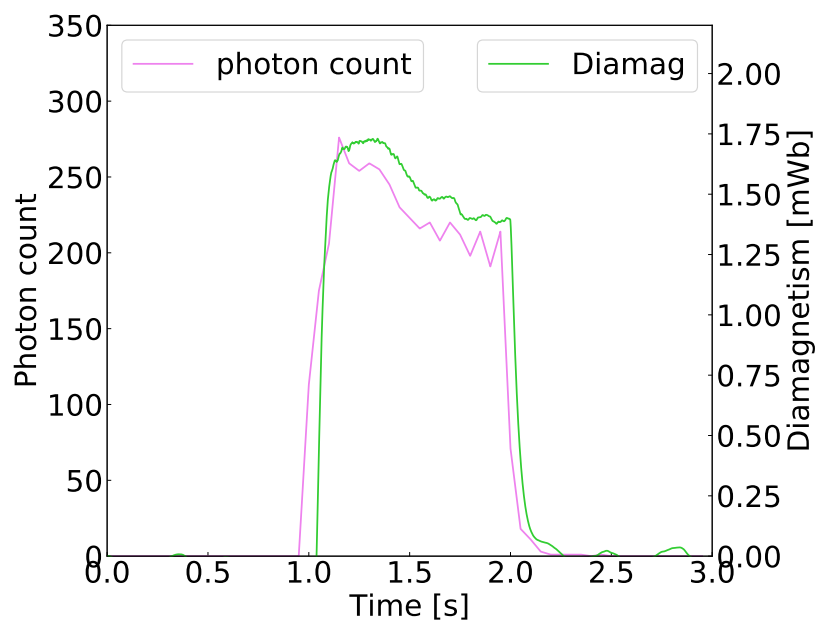


図.4.45: X 線フォトンカウント (3~5 keV) と反磁性信号の時間変化.

第 5 章

結論

本研究はダイポール磁場中に自己組織化する高ベータプラズマの内部構造の解明を目的として研究を進めた。特に磁気圏型装置のプラズマ閉じ込め領域や温度分布は明らかではなかった。そこで電子に着目して以下の 2 課題について研究を展開した。

1. 干渉計を使った密度再構成手法により、電子密度分布を明らかにする。
2. 新たに半導体検出器による複数視線の X 線計測から、高温電子の温度、密度、電子圧力とそれらの空間構造を明らかにする。

課題 1 に関して、干渉計から得られる電子密度の線積分値の再構成を行い、電子密度の空間分布を求めた。プラズマ閉じ込め領域の周辺部の電子密度の計測精度を上げるために、従来の 3 視線から新たに周辺部に 1 視線追加して計測を行った。反磁性信号の依存性を調べた結果、反磁性信号が大きいプラズマでは、従来の 3 視線による再構成と比較して IF4 の計測値とのずれが 30% 程度生じていた。従って、IF4 の導入により周辺部の電子密度分布の解析精度を向上させることができた。実験では、電子の局所 β が 0.3 程度について解析を行ったが、 $\beta \sim 1$ 程度になると更に周辺部の計測の重要度は増すものと考えられる。

課題 2 に関して、新たに半導体検出器による複数視線の X 線計測を行った。干渉計から求めた全電子密度がプラズマ閉じ込め領域の比較的内側にピークを持つものに対して、高温電子は周辺部に偏在しているという結果が得られた。

X 線計測システムを用いて計測し、密度・温度の再構成結果から局所 β の最大値が、反磁性信号から見積もった局所 β の最大値と近い値となった。反磁性信号から見積もる局所 β には、プラズマの平衡計算を行う際に圧力分布を仮定する必要がある。今回の実験ではその分布形状が異なっていた可能性も考えられる。X 線から得られた局所 β は妥当であると考えてよい。

高温電子の β への寄与について考えてみる。高温電子密度は電子密度のおよそ 0.01 倍であり、低

温成分を含めた電子温度が 30 eV 程度と仮定すると高温電子はおよそ 1000 倍であるため、高温電子圧力は全電子圧力に比べて 10 倍になる。RT-1 プラズマの高 β を維持する主要因は半径外側に偏在する高温電子であることを実験的に明らかにした。

高温電子の放出するフォトンカウント数の時間変化を取得するために、高速データ収集ボードを用いた。その結果、フォトンカウント数と反磁性信号の時間変化には強い相関があることが分かった。

課題 1,2 に対するそれぞれの結果の妥当性を確認することを目的として、トムソン散乱計測システムの設計検討をした。計測できる電子温度の下限は 100 eV、上限はプラズマ密度や APD のノイズレベルによって制限されることが分かった。

以上、磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における自己組織化するプラズマに関して以下のことが明らかになった。

- 干渉計計測において周辺視線を追加したことにより、プラズマ閉じ込め装置周辺部の電子密度分布の精度が向上できることを示した。
- 電子密度がプラズマ閉じ込め領域の比較的内側にピークを持つものに対して、高温電子は半径方向外側の周辺部に局在していることを実験的に明らかにした。
- X 線計測から、高温電子の圧力分布を得た。その結果は反磁性信号計測から得られた結果から判断して妥当であった。
- RT-1 のように、磁気圏型装置においては高ベータプラズマに寄与しているのは高温電子成分であり、全電子のおよそ 10 倍の圧力を持っている。

付録 A

CdTe 検出器による計測の際の注意点

CdTe 検出器は Si 検出器では計測できないような高エネルギーの電子を計測できる。しかし、高エネルギーのは RT-1 の真空壁 (SUS10mm) や検出素子周りの真空部品を透過してしまう。図 A.1 に CdTe 素子の検出効率と PHITS で計算した SUS10mm の透過率を示す。100 keV 以上のフォトンになると数 10% が透過することが分かる。検出器は計測視野内のプラズマ以外から来るフォトンも同時に計測してしまうので、それらを遮蔽する必要がある。PHITS の計算によって、厚み 20mm の鉛であれば 100 keV オーダーのフォトンであっても十分に遮蔽できることが分かった。

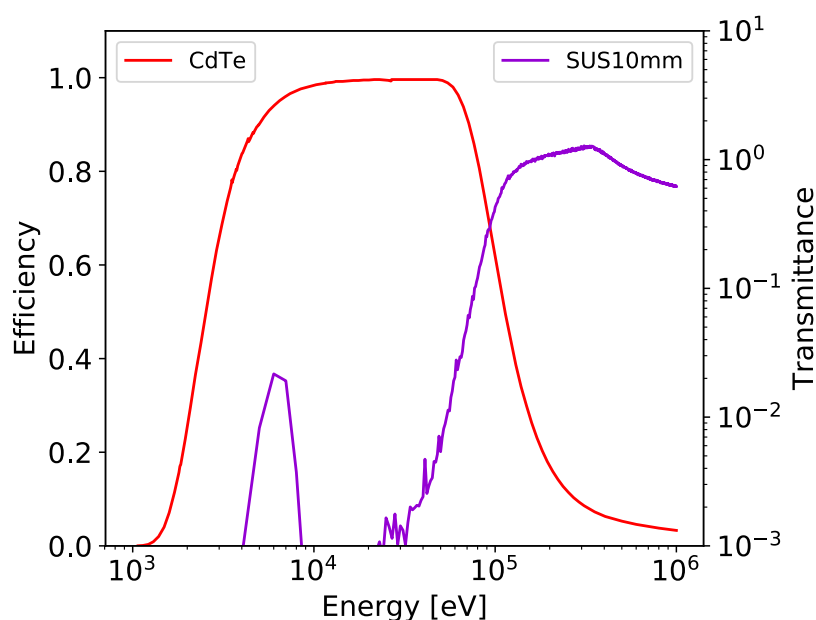


図.A.1: CdTe の検出効率と PHITS で計算した SUS10 mm の透過率。

本研究では厚み 20mm の鉛のシールドを製作し、図 A.2, 図 A.3 のように検出素子の周りを覆った。

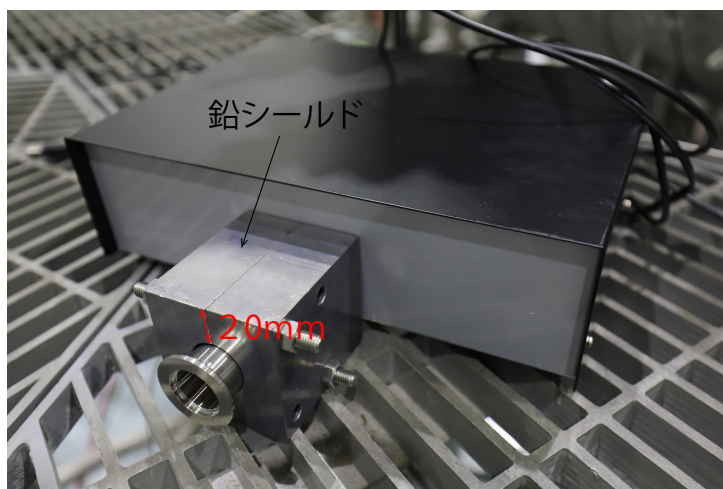


図.A.2: CdTe 検出器と鉛シールド.

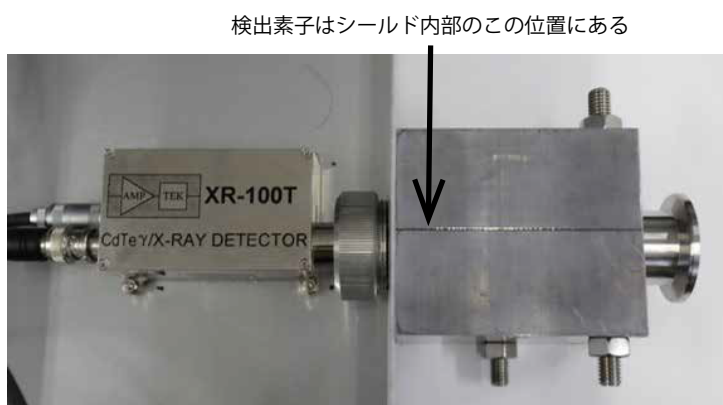


図.A.3: CdTe 検出器と鉛シールド.

図 A.4 に CdTe 検出器によって計測された X 線スペクトルを示す。Si 検出器では計測できないような高いエネルギーのフォトンを実測できることを確認した。ただし、50 200 keV にかけて X 線スペクトルに山があるのが分かる。この形状は明らかに制動放射によるものではない。他のプラズマ条件だと山のピークのカウンタ数は変わったが山のピークのエネルギーは 120 keV 付近でほとんど変わらなかった。

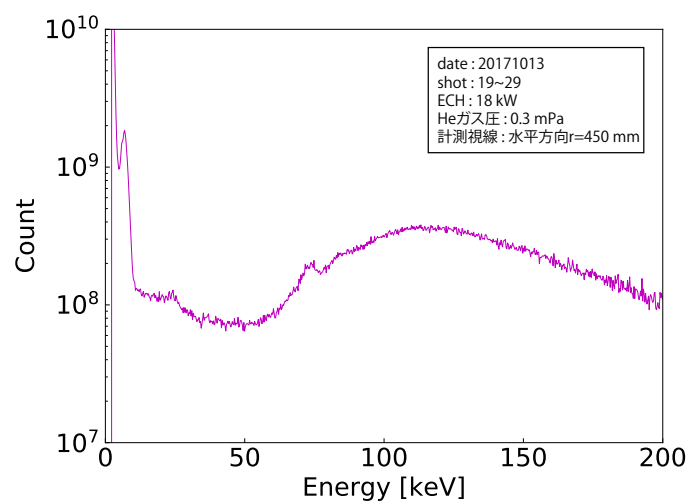


図.A.4: CdTe 検出器によって計測された X 線スペクトル.

図 A.5 に PHITS で計算した CdTe 素子内のコンプトン散乱によって生じたフォトンを示す．体系としておいた CdTe は実際に用いている検出素子と同じ厚みにした．コンプトン散乱によって生じたフォトンには 130 keV 付近にピークを持っており，実際に CdTe 検出器で計測された X 線スペクトルに非常に近い形状をしている．よって，図 A.4 に示した山の発生原因として CdTe 素子内で起きたコンプトン散乱を計測しているのではないかと考えられる．仮にコンプトン散乱によるものだとすると，コンプトン散乱は 50 keV あたりから発生しているため，50 keV 以上の制動放射による X 線フォトンカウントを正確に見積もるのは困難である．

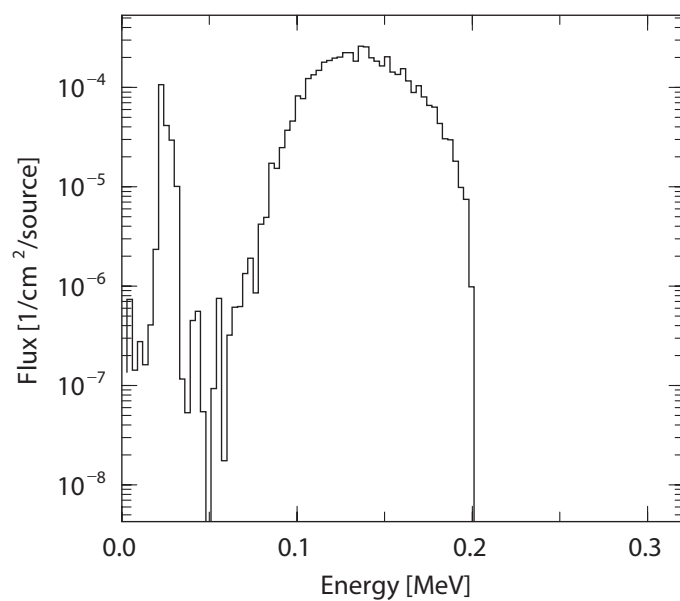


図.A.5: PHITS で計算した CdTe 素子内のコンプトン散乱によって生じた光子.

参考文献

- [1] ITER HP, <https://www.iter.org> (2018 年 1 月 10 日)
- [2] NASA HP, <https://www.nasa.gov/> (2018 年 1 月 24 日)
- [3] 宮本健朗, 核融合のためのプラズマ物理, サイエンス・カルチャー (2012)
- [4] S.M.Krimigis, *et al.*, Science **206**, 977 (1979).
- [5] L.J.Lanzerotti, *et al.*, Science **257**, 1518 (1992).
- [6] A.Hasegawa, Comments Plasma Physics Controlled Fusion **1**, 147 (1987)
- [7] A.Hasegawa, L.Chen, and M.E.Mauel, Nuclear Fusion **30**, 2045 (1990)
- [8] S.M.Mahajan, and Z.Yoshida, Physical Review Letters **81**, 4863 (1998)
- [9] Z.Yoshida and S.M.Mahajan, Journal of Mathematical Physics **40**, 5080 (1999)
- [10] A.C.Boxer, *et al.*, Nature Physics **6**, 207-212 (2002)
- [11] Z.Yoshida and S.M.Mahajan, Physical Review Letters **88**, 095001 (2002)
- [12] M.Nishiura, *et al.*, Nuclear Fusion **55**, 053019 (2015)
- [13] I.H.Hutchinson, 'Principles of Plasma Diagnostics Second Edition', Cambridge University

Press(2002)

- [14] T.Akiyama, Journal of Plasma and Fusion Research **87**, No.7 465-470(2011)
- [15] 中塚正崇, 東京大学大学院修士論文 (2017)
- [16] 高橋典生, 東京大学大学院修士論文 (2017)
- [17] 矢野善久, 東京大学大学院博士論文 (2010)
- [18] T,Minami, *et al.*, Review of Scientific Instrum. **81**, 10D532(2010)
- [19] H.Saitoh, *et al.* Plasma and Fusion Research **4**, 050(2009)
- [20] H.Saitoh, *et al.* Nuclear Fusion **51**, 063034(2011)
- [21] H.Saitoh, *et al.* Physics of Plasmas **21**, 082511(2014)
- [22] J. E. Rice, K. L. Chamberlain, PHYSICAL REVIEW **A38**, 1461(1988)
- [23] AMPTEK Inc. HP, <http://amptek.com/> (2018 年 1 月 5 日), Glossary of important terms
- [24] AMPTEK Inc. HP, <http://amptek.com/> (2018 年 1 月 5 日), PX4 User Manual
- [25] AMPTEK Inc. HP, <http://amptek.com/> (2018 年 1 月 5 日), Amptek Efficiency Package
- [26] 富永洋, 野口正安, '放射線応用計測 基礎から応用まで', 日刊工業新聞社 (2004)
- [27] D.G.Swanson, 'PLASMA WAVES Second Edition', Academic Press(2012)

謝辞

本論文を作成するにあたり、西浦先生、吉田先生、釧持さん、川面さん、高橋さん、中塚さん、白幡君、中村さん、桂君には大変お世話になりました。研究室生活において若林さん、大野さん、Hamdiさん、佐藤さん、秘書の北山さんにも大変お世話になりました。吉田・西浦研究室の皆様に深く感謝致します。研究室以外の多くの方々にも様々な形で協力して頂きました。この場を借りて心より御礼申し上げます。

特に西浦先生には非常に感謝しております。実験はもとより、実験準備、データ解析方法、学会発表の準備などあらゆる面で大変お世話になりました。お忙しい中、時には朝早くから夜遅くまで丁寧に指導して頂いたおかげで滞りなく研究を進めることが出来ました。自分1人では解決できないような壁にぶつかった時は、西浦先生の正確な鋭い直観力に幾度も救われました。研究の面だけではなく、私生活でも大変お世話になりました。とても充実した修士生活を過ごし、2年間でここまで成果を上げることが出来たのは西浦先生のおかげです。西浦先生から学ばせて頂いたことを忘れずにこれからの人生を歩んでいく所存です。2年間本当にありがとうございました。

吉田先生には RT-1 の開発経緯から実験中に注意すべき点、これまで先人が行ってきた研究など非常に幅広く教えて頂きました。また、実験中や毎週のミーティングで度々助言を下さったり、研究の方針を示して頂きました。吉田先生の本質を突いた言葉は、自分の研究を改めて見直すきっかけとなり、それによって新たな発見や気づきを得ることが出来ました。研究以外でも、とても示唆に富んだお話を頂き、非常に感銘を受けました。ありがとうございました。

釧持さんには実験作業を手伝って頂きました。釧持さんの手際の良さには非常に感銘を受けました。また、Python でのバイナリデータの読み込みのコードを作成して頂いたのは非常に助かりました。私生活でも非常に手厚いご支援をして頂きました。おかげで充実した学生生活を送ることが出来ました。ありがとうございました。

秘書の北山さんには事務手続きで大変お世話になりました。何度かこちらのミスでご迷惑をおかけすることもありましたが、その度に速やかに対応して頂きました。研究生活を滞りなく送れたのは北山さんのおかげです。ありがとうございました。

川面さんは4カ月ほどという短い間ではありましたが、研究室に入ったばかりで右も左も分からない

自分に対して優しく丁寧に教えて下さいました。おかげでスムーズに修士生活を始めることが出来ました。ありがとうございました。

若林さん、大野さん、ハムディーさん、佐藤さんは研究分野は違い、実験で直接の関わりはありませんでしたが、ミーティングで研究内容を進捗を聞かせて下さいました。日常生活でも様々なサポートをして頂きました。ありがとうございました。

高橋さんには謙虚さを持つ大切さを教えて頂きました。度々慢心する自分を叱って頂き、自らを戒めるきっかけを与えて下さいました。研究面や就活、生活面に関しても親身になって相談に乗って頂きました。特に Python を使った解析コードの開発では様々なアドバイスを頂いたおかげで研究をスムーズに進めることが出来ました。また、結果を出すことに強いこだわりを持つ姿勢も大変参考になりました。ありがとうございました。

中塚さんには西浦研究室直属の先輩ということで、実験に関して色々なこと教えて下さったり、自分の計測器の取り付け等を手伝って頂きました。中塚さんの手先の器用さは非常に感銘の受けるものでした。また、本研究で行っている再構成に関しては中塚さんが採用していた方法を倣っているため、中塚さんの研究が非常に参考になりました。ありがとうございました。

同期の白幡君には共に研究を進めていく仲間として非常にお世話になりました。白幡君が何度か助言をしてくれたおかげで解決した問題がいくつもありました。また、研究に対するストイックな姿勢はとても刺激になりました。さらに、自分が腐ることなく研究に打ち込み続けることが出来たのは息抜きに卓球に付き合ってくれたおかげです。頻繁に誘い過ぎて困らせたのは反省しています。楽しい修士生活を送れたのは白幡君のおかげです。ありがとうございました。

後輩の中村さん、桂君にも研究面や生活面でのお世話になりました。それほど先輩らしいことは出来ず、むしろ2人から学ぶことの方が多い1年間でしたが、2人のおかげでとても楽しい日々を送ることが出来ました。ありがとうございました。

日本原子力研究開発機構の吉本さん、小川さんにはお世話になりました。吉本さんには夏季実習で、身の回りの世話から JPARK の案内まで幅広くお世話になりました。小川さんには PHITS コードの使用法をとても分かりやすく親切に教えて頂きました。お二人のおかげでとても充実した2週間を過ごし、研究室に戻ってからも学んだことを自分の研究に役立たせることが出来ました。ありがとうございました。

UTSIP で来た Jain 君、Manika さんには貴重な経験をさせてもらいました。2人ともとても優秀でどんな問題もあっという間に解決してしまう能力の高さにはとても感銘を受けました。研究生の韓君には中国のことについて色々教えてもらいました。3人ともありがとうございました。

最後に、柏で2年間学ぶことを経済的に支援してくれた両親に心から感謝申し上げます。ありがとうございました。

研究発表

1. 管田徹也, 西浦正樹, 吉田善章, 川面洋平, 釧持尚樹, 山田一博, 舟場久芳, 中塚正崇, 高橋典生, 白幡亘佑
 ”磁気圏プラズマ閉じ込め装置 RT-1 におけるトムソン散乱計測装置の開発”
 プラズマ・核融合学会 第 33 回 年会, 29aP21, 東北大学青葉山キャンパス (2016.11.30)
2. 管田徹也, 西浦正樹, 釧持尚樹, 吉田善章, 川面洋平, 舟場久芳, 山田一博, 齋藤晴彦, 高橋典生, 中塚正崇, 白幡亘佑
 ”磁気圏プラズマ装置 RT-1 におけるトムソン散乱計測装置の開発”
 第 6 回 ICRH 加熱研究会「ICRF 加熱装置の高性能化と将来応用」, 核融合科学研究所 (2016.12.27)
3. 管田徹也, 西浦正樹, 吉田善章, 齋藤晴彦, 川面洋平, 高橋典生, 中塚正崇, 釧持尚樹, 山田一博, 舟場久芳
 ”磁気圏プラズマ装置 RT-1 における高温電子からの軟 X 線スペクトル計測”
 日本物理学会 第 72 回年次大会, 2885, 大阪大学豊中キャンパス (2017.3.17)
4. T.Sugata, M.Nishiura, Z.Yoshida, N.Kenmochi, S.Katsura, K.Nakamura
 ”X-ray observation from RT-1 magnetospheric plasmas”
 59th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, BP11.11, Milwaukee, Wisconsin, USA(2017.10.23)
5. 管田徹也, 西浦正樹, 吉田善章, 釧持尚樹, 桂将太郎, 中村香織
 ”実験室磁気圏プラズマにおける高エネルギー電子の閉じ込め領域とプラズマ圧力への寄与”
 Plasma Conference 2017, 21P-5, 姫路商工会議所 (2017.11.21)

6. (発表予定)

管田徹也，西浦正樹，吉田善章，釧持尚樹，中村香織，桂将太郎

”実験室磁気圏プラズマにおける高エネルギー電子の閉じ込め領域とプラズマ圧力への寄与”

日本物理学会 第 73 回年次大会，2573，東京理科大学野田キャンパス (2018.3.22)