九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

大型レーザーを用いた磁化プラズマ衝撃波の生成および衝撃波遷移領域の検証

前之園, 凱夫
九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻プラズマ・量子理工学メジャー

https://hdl.handle.net/2324/7178677

出版情報：Kyushu University, 2023, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

令和５年度

九州大学大学院 総合理工学府

総合理工学専攻

プラズマ・量子理工学メジャー

修 士 論 文

論文名

大型レーザーを用いた磁化プラズマ衝撃波の

生成および衝撃波遷移領域の検証

氏 名 前之園 凱夫

指導教員名 森田 太智 准教授

目次

第 1 章　序論 3

1.1　衝撃波 3
1.2　電磁流体中の Alfven 波 6
1.3　無衝突衝撃波 9
　1.3.1 超臨界準垂直無衝突衝撃波 10
1.4　反射イオンと粒子加速 12
1.5　レーザー宇宙物理学実験 13
1.6　研究目的 14

第 2 章　研究手法 15

2.1　実験方法 15
　2.1.1　ターゲット 16
　2.1.2　高出力レーザー装置 17
　2.1.3　計測方法 18
2.2　外部磁場印加装置 19
　2.2.1　パルス磁場発生回路 21
　2.2.2　全波整流型コッククロフト・ウォルトン回路 22
　2.2.3　スパークギャップスイッチ 23
2.3　自発光計測 25
2.4　レーザートムソン散乱計測 27
　2.4.1　協同・非協同レーザートムソン散乱 27
　2.4.2　協同レーザートムソン散乱光のスペクトル 31
　2.4.3　協同レーザートムソン散乱光スペクトルの理論式 34
　2.4.4　協同レーザートムソン散乱計測の計測分光器 37
2.5　磁場計測 39
　2.5.1　wavelet 変換 41
2.6　1D-PIC シミュレーション 42
　2.6.1　衝撃波の再現方法 44
2.7　磁化プラズマ中の無衝突衝撃波生成条件 46

第 3 章　解析結果 47

3.1　1D-PIC シミュレーションによる衝撃波の再現結果 47

3.2　外部磁場の有無による自発光計測結果の比較 49
3.3　協同レーザートムソン散乱によるプラズマパラメータの算出結果 53
3.3.1　窒素二流体と仮定した時の結果 56
3.3.2　アルミニウムと窒素の二流体と仮定した時の結果 62
3.4　磁場計測によるプラズマ波動の検出結果 68
3.4.1　磁場計測値の較正と座標変換 71
第 4 章　考察 75
4.1　反射イオンの確認 75
4.2　温度異方性 77
4.3　磁場計測によるプラズマ波動の検出結果の考察 80
第 5 章　結論および今後の展望 83
参考文献 84
謝辞 87

第1章　序論

1.1　衝撃波

流体中の物理量の変動は音速により伝わっていくが, ある流体が超音速で移動している場合，速度や質量密度，圧力，温度等の物理量がある境界面を境に不連続に変化する．その時に発生する波のことを衝撃波といい，物理量が不連続に変化する境界面のことを衝撃波面という．衝撃波の発生原理を図 1.1 に示す.

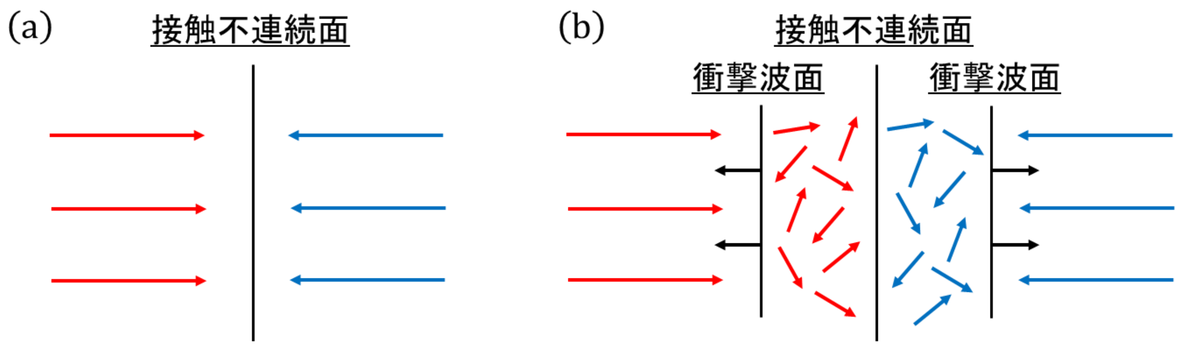


図 1.1　2 つの流体が超音速でぶつかり(a)，衝撃波面が左右に伝搬していく様子(b)．接触不連続面静止系と考えている.

次に，不連続に変化する物理量について，Rankine-Hugoniot の関係式を用いて説明する. 座標系は衝撃波面静止系とし, 上流の速度$\boldsymbol{v}_1$で衝撃波面に向かって流入し, 下流の速度 $\boldsymbol{v}_2$ で出ていくとする(図 1.2)．ここで，上流の指標を 1，下流の指標を 2 とする.

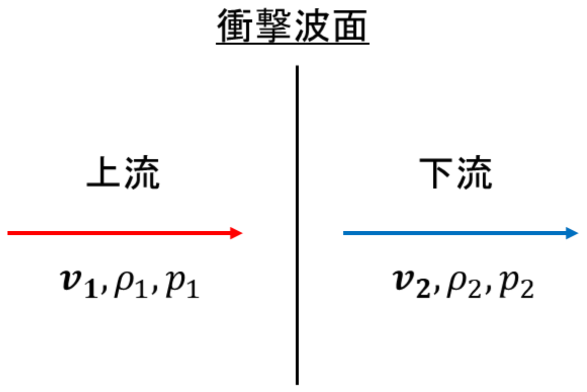


図 1.2　衝撃波面は系に静止しており，物質は上流から速度$\boldsymbol{v}_1$で流れ込み，下流に速度$\boldsymbol{v}_2$で流れ出ていく様子を表す.

衝撃波面は定常，等速度で伝搬していくものし，流体の密度をρ，圧力をp，温度T，単位質量当たりのエンタルピーをhとし，質量保存測，運動量保存則，エネルギー保存則から，上流と下流で式(1.1.1)-(1.1.3)のような関係式が得られる．

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \tag{1.1.1}$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 \tag{1.1.2}$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + h_1 = \frac{1}{2} v_2^2 + h_2 \tag{1.1.3}$$

流体を理想気体として考え，比熱比をγとすると，エンタルピーは，$h_i = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_i}{\rho_i}$ と書ける．したがって，式(1.1.3)は

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_2}{\rho_2} \tag{1.1.4}$$

となる．上記式より，上流の物理量v_1，p_1，ρ_1を与えると，下流の物理量v_2，p_2，ρ_2を求めることができる．この式(1.1.1), (1.1.2), (1.1.4)の関係式を Rankine-Hugoniot の関係式という．

上流の音速をa_1，上流の Mach 数をM_1とし

$$x = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2}, \quad y = \frac{p_2}{p_1}, \quad a_1^2 = \frac{\gamma p_1}{\rho_1}, \quad M_1 = \frac{v_1}{a_1} \tag{1.1.5}$$

とおき，式(1.1.2), (1.1.4)を式(1.1.5)を用いて書きかえると

$$M_1^2\left(1 - \frac{1}{x}\right) = \frac{y-1}{\gamma} \tag{1.1.6}$$

$$M_1^2\left(1 - \frac{1}{x^2}\right) = \frac{2(yx^{-1} - 1)}{\gamma - 1} \tag{1.1.7}$$

となる．$x \neq 1$，$y \neq 1$とし，上記 2 式をx，yについて解くと

$$x = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2 + 2} \tag{1.1.8}$$

$$y = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \tag{1.1.9}$$

と表せる．また，理想気体の状態方程式より

$$\frac{T_2}{T_1}=\frac{p_2\rho_1}{p_1\rho_2}=\frac{[2\gamma M_1^2-(\gamma-1)][(\gamma-1)M_1^2+2]}{(\gamma+1)^2M_1^2} \tag{1.1.10}$$

と表せる．つまり，上流と下流の物理量の比は，上流の Mach 数で求まる．

ここで，上流の Mach 数が十分大きい強い衝撃波の場合について考えてみる($M_1 \gg 1$)．この時，p_2/p_1，T_2/T_1はM_1に比例して大きくなるが，ρ_2/ρ_1は式(1.1.8)より

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}\cong\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \tag{1.1.11}$$

と近似できる．例として$\gamma=5/3$の時，式(1.1.11)より$\rho_2/\rho_1=4$となり，密度は 4 倍程度しか圧縮されないが，p_2/p_1，T_2/T_1はM_1^2に依存して大きくなる．つまり，M_1が大きくなると下流の温度や圧力は大きくなる[1].

1.2　電磁流体中での Alfven 波

電磁流体中では流体と磁場の相互作用により，Alfven 波や磁気音波など，様々な波動が生じる．磁場が存在しない時とは異なり，磁気流体中では非圧縮性の流体でも波が存在する．Alfven 波とは，磁場とプラズマが共に動き，磁力線に沿って伝播する横波である．以下，Alfven 速度の導出を行う．まず，ローレンツ力やマクスウェル方程式を考慮して電磁流体の基礎方程式を書き下すと

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0 \tag{1.2.1}$$

$$\rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\nabla}) v = -\boldsymbol{\nabla} p - \frac{1}{\mu} \boldsymbol{B} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}) \tag{1.2.2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{1.2.3}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{1.2.4}$$

となる. ここで, 流体は初め静止していると仮定し, 磁場$\boldsymbol{B_0}$, 密度ρ_0は一様である．次に，下記のような微小変動が加えられたとし

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(r，t) \tag{1.2.5}$$

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v_1}(r，t) \tag{1.2.6}$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B_0} + \boldsymbol{B_1}(r，t) \tag{1.2.7}$$

とする．式(1.2.1)~(1.2.4)に式(1.2.5)~(1.2.7)を代入し，ρ_1，v_1，B_1の微小量の 1 次の項のみ考慮して，基礎方程式を線形化すると

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \boldsymbol{v_1} = 0 \tag{1.2.8}$$

$$\rho_0 \frac{\partial \boldsymbol{v_1}}{\partial t} + a^2 \nabla \rho_1 + \frac{\boldsymbol{B_0}}{\mu} \times (\nabla \times \boldsymbol{B_1}) = 0 \tag{1.2.9}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B_1}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{v_1} \times \boldsymbol{B_0}) \tag{1.2.10}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B_1} = 0 \tag{1.2.11}$$

となる．

非圧縮性流体の質量保存則を表す連続の式は

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{v_1} = 0 \tag{1.2.12}$$

となる．ここで運動方程式(1.2.9)を式(1.2.13)のように書きかえる．

$$\rho_0 \frac{\partial \boldsymbol{v_1}}{\partial t} = -\nabla p_1 + \frac{1}{\mu}(\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{B_1} - \frac{1}{2\mu}(\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{B_1} + \boldsymbol{B_1} \cdot \boldsymbol{B_2})$$
$$= -\nabla \left(p_1 + \frac{1}{\mu}\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{B_1}\right) + \frac{1}{\mu}(\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{B_1} \tag{1.2.13}$$

次に，式(1.2.15)の左から$\boldsymbol{\nabla}$との内積をとり，式(1.2.11)，式(1.2.12)を考慮すると

$$\boldsymbol{\nabla}^2 \left(p_1 + \frac{1}{\mu}\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{B_1}\right) = 0 \tag{1.2.14}$$

となる．遠方で発散しないという条件を課し，ラプラシアンの中身を

$$p_1 + \frac{1}{\mu}\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{B_1} = 定数 \tag{1.2.15}$$

とする．式(1.2.15)を用いると式(1.2.13)は

$$\rho_0 \frac{\partial \boldsymbol{v_1}}{\partial t} = \frac{1}{\mu}(\boldsymbol{B_0} \cdot \boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{B_1} \tag{1.2.16}$$

と表せる．また，式(1.2.12)を用いると式(1.2.10)は

$$\frac{\partial \boldsymbol{B_1}}{\partial t} = (\boldsymbol{B_0} \cdot \nabla)\boldsymbol{v_1} \tag{1.2.17}$$

となる．図 1.3 のように$\boldsymbol{B_0}$の方向を Z 軸方向にとると，式(1.2.16)と式(1.2.17)から$\boldsymbol{B_1}$を消去し

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{v_1}}{\partial t^2} = \frac{B_0^2}{\mu\rho_0}\frac{\partial^2 \boldsymbol{v_1}}{\partial z^2} \tag{1.2.18}$$

が得られる．式(1.2.18)は z 方向に伝搬する波動方程式である．つまり位相速度は

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu\rho_0}} \tag{1.2.19}$$

で与えられる．v_Aを Alfven 速度といい，この波が Alfven 波である．

また、上流の速度と Alfven 波の速度v_Aの比をとったものを Alfven Mach 数といい式(1.2.20)と定義する．

$$M_A = \frac{v_1}{v_A} \tag{1.2.20}$$

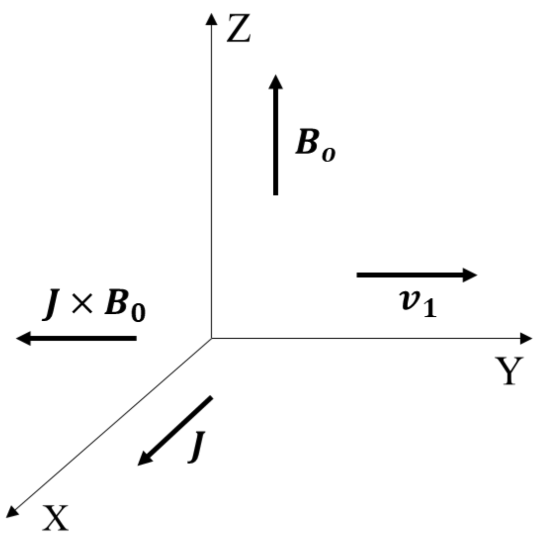


図 1.3　磁場$\boldsymbol{B_0}$が Z 軸方向，Y 軸方向に流体の運動が速度$\boldsymbol{v_1}$で起きている場合，$\boldsymbol{v_1} \times \boldsymbol{B_0}$方向に電場が生じ電流$\boldsymbol{J}$が流れる．また，この電流により$\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B_0}$方向に力が生じる．

1.3　無衝突衝撃波

衝撃波は流体中の粒子同士の衝突を介して形成される. 宇宙空間で観測される衝撃波はクーロン衝突がほとんど起きない希薄なプラズマ内で観測されている. つまり, 衝撃波遷移領域の厚みよりもクーロン衝突の平均自由行程の長さが非常に長く, このような粒子のクーロン衝突を介さずに起きる衝撃波のことを無衝突衝撃波という．例として，超新星残骸での無衝突衝撃波が挙げられる．宇宙空間でのプラズマ粒子のクーロン衝突における平均自由行程は，10^{19} cm 程度で，超新星残骸の衝撃波遷移領域の厚みは，10^{16} cm 以下であると観測結果より見積もられている[2].

無衝突衝撃波では, プラズマの集団的な運動による電磁場により粒子が散乱されていると考えられているが、無衝突衝撃波の構造や生成過程，エネルギーの散逸過程などは未解明のままである．　エネルギー散逸過程に関しては，非平衡プラズマが二流体不安定性で励起した電磁波動と荷電粒子との相互作用で散逸が起きると考えられているが，具体的な結論には至っていない.

1.3.1　超臨界準垂直無衝突衝撃波

図 1.4 は太陽風が地球の地磁気に衝突することで形成されるバウショックの二次元概念図である．斜めの青線は太陽風の磁場を示し，この磁場がバウショックに接触する付近で準垂直な衝撃波が発生している様子が分かる．超臨界準垂直衝撃波とは，背景磁場に対して準垂直(45°以上)に伝播する$M_A > 3$の衝撃波のことをいう[3]．上流から流入してきたイオンの一部は，イオンは衝撃波前面のポテンシャルを乗り越えることができず，反射される．反射されたイオンは背景磁場に沿って遠くまで上流に逃れることができず，上流イオンと相互作用して衝撃波遷移領域に図 1.5(a)に示すような foot，ramp，overshoot と呼ばれる構造を形成する．反射されたイオンの存在により，入射する電子が減速され，電子と流入または反射されたイオンとの間に速度差が生じ，Buneman 不安定性や変形二流体不安定性が励起される[3]．また, 磁場に対して垂直なイオンは, 流入および反射されたイオンによって加熱され, 衝撃波前面で温度異方性が生じる．数値シミュレーションから，変形二流体不安定性，電子温度異方性およびイオン温度異方性によって whisler 波とイオンサイクロトロン波が励起される可能性があると考えられている[4, 5]．図 1.5(b), (c)は(a)と同時間でのイオンの位相空間図を表し，(d), (e)は反射イオンの軌道を表したものである．(b)-(e)から遷移領域の厚みはジャイロ半径程度だと分かる．

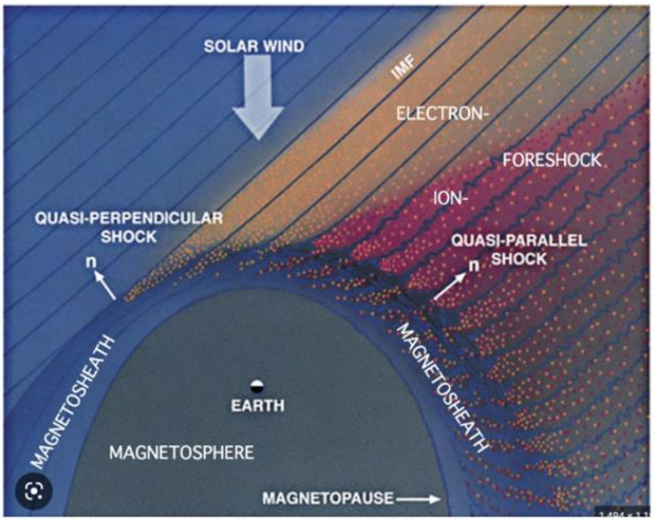


図 1.4　太陽風が地球の地磁気に衝突することで形成されるバウショックの二次元概念図．斜めの青線は太陽風の磁場を示し，この磁場がバウショックに接触する付近では衝撃波は準垂直となり，一致または逆向きとなる場合，準平行となる[3].

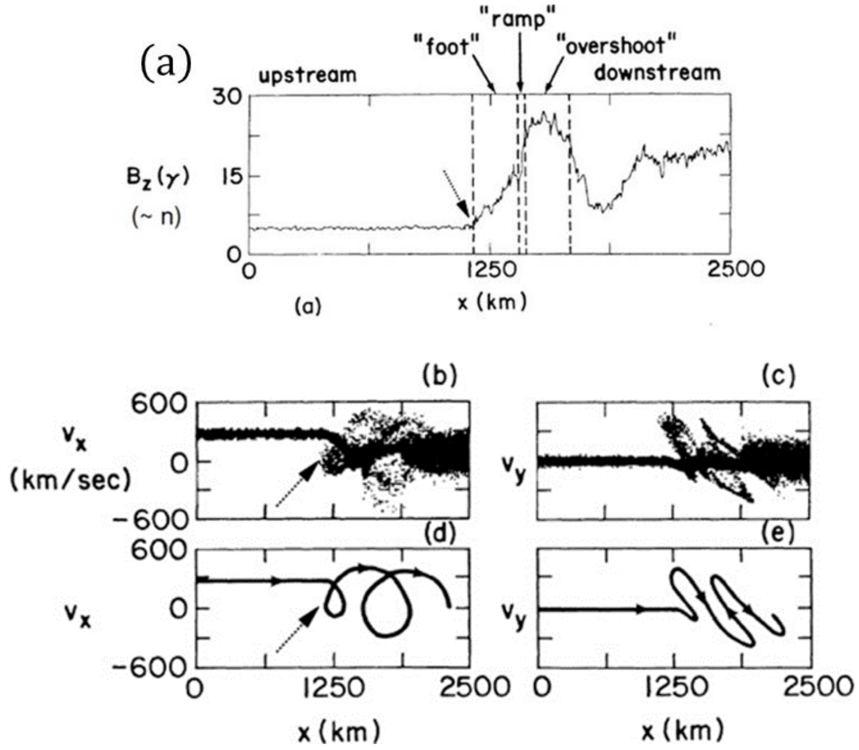


図 1.5　(a)は流体シミュレーションによる超臨界準垂直無衝突衝撃波遷移領域の空間構造(foot，ramp，overshoot を含めた点線の領域が遷移領域である).　(b), (c)は同じ時間でのイオンの位相空間図.　(d), (e)は反射イオンの軌道を表した図(ジャイロ半径と遷移領域をほぼ同じ大きさ)[6].

1.4　反射イオンと粒子加速

ここでは, 衝撃波遷移領域内における反射イオンの存在や粒子加速が起こる原因について述べる．図 1.6 は衝撃波遷移領域静止系での反射イオンが生成されるまでの概略図である。図 1.6 左は上流から流入してきたプラズマが衝撃波遷移領域内で減速している様子を示す. 電子とイオンの質量比は陽子の場合でも約 1800 である. よって慣性長が短く，質量が小さい電子は早く減速し，慣性長が長く，質量の大きいイオンは遅く減速するため遠くまで進むことができる．したがって，図 1.6 右のように衝撃波遷移領域内では上流側に電子, 下流側にイオンが偏っている状況になり，衝撃波遷移領域内に静電ポテンシャルが生じる．静電ポテンシャルが形成されることで，上流より流入してきたイオンはこの静電ポテンシャルを超えられず，反射イオンとして上流側に戻るため上流側のイオンの数密度が上昇する．これが foot 領域である．反射イオンが生成される条件として，$M_A > 3$の時であると知られており，この時のM_Aを臨界 Mach 数という[7].

反射イオンが存在すると, 後から入ってくる流入電子や流入イオンとの間で二流体不安定性が生じ whisler 波やイオンサイクロトロン波など電磁波動が励起される. この波動によって foot 領域が乱流状態になり，粒子が散乱される.

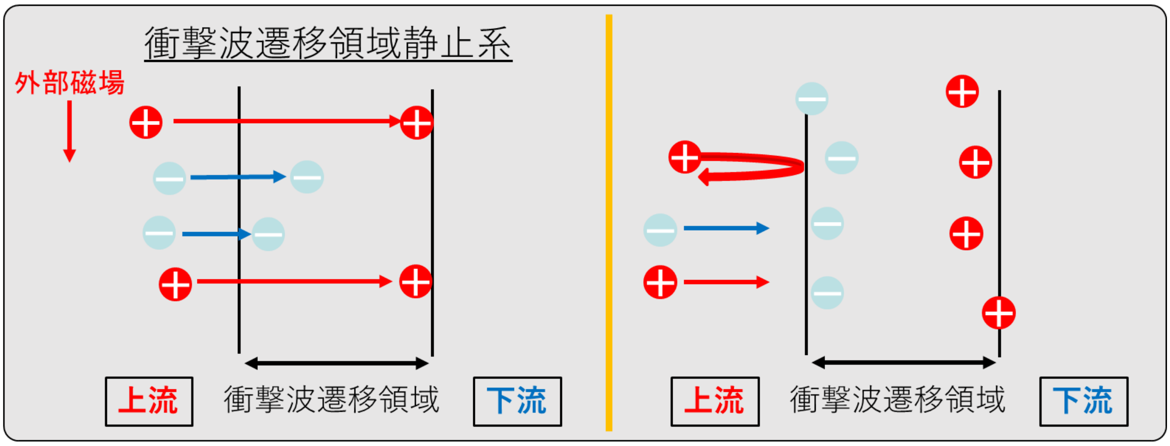


図 1.6　左：衝撃波遷移領域静止系で，電子とイオンの質量差により上流と下流で偏りが生じている．右：イオンと電子の偏りにより静電ポテンシャルが形成され，静電ポテンシャルを超えられず反射イオンが生成される.

1.5　レーザー宇宙物理学実験

レーザー宇宙物理学実験とは, 高出力レーザーによるアブレーションプラズマを用いて宇宙空間で起きるプラズマ現象を実験室で再現し, 様々な計測器を用いて未解明の物理を検証する手法で，比較的新しい宇宙物理の実験手法である．近年我々研究グループも独自の実験方法により, 磁化プラズマを伝搬する衝撃波の生成に成功している[8, 9]. 我々研究グループの長所として，衝撃波に対して比較的大きな空間的に一様なガスプラズマを生成することが可能である点や, ガス圧力, 外部磁場, レーザーエネルギーの組み合わせにより物理パラメータを制御できる点が挙げられる.

天体現象を研究する手法として数値シミュレーションや天体観測なども挙げられるが，それぞれメリットとデメリットがある．メリットについて，図 1.4 の比較的地球から近い現象(バウショックなど)の観測は局所的な計測ができ，地球から遠い現象(超新星残骸など)の観測は現象全体を捉えることができる．また，数値シミュレーションは任意の境界条件や物量を指定できる．一方，バウショックのような現象の観測は発生場所が近いため現象全体を捉えることが難しく, 超新星残骸のような現象の観測は発生場所が非常に遠いため空間解像度が悪く, プラズマの分布関数などの物理量を測定することができない．さらに，天体現象の起きているタイムスケールが長く，時間発展を追うことも困難である．数値シミュレーションだと実際の現象と同じパラメータでの 3 次元計算は計算時間と計算コストの問題から実行が厳しい．そのため，実験によって天体現象を再現し観測を行うことで，天体観測では困難な局所的な物理量とその現象の全体像を同時に取得することができ, 時間発展を追うことができる.

実際の超新星残骸の衝撃波遷移領域の厚みは10^{16} cm 以下であり, 粒子の数密度は$1\ \mathrm{cm}^{-3}$なのでこのようなパラメータを実験室で再現することは不可能である. これは地球の大きさが10^{9} cmであることや, 地上の実験で行える超高真空の窒素分子の密度が$2.4 \times 10^{8}\ \mathrm{cm}^{-3}$（$1 \times 10^{-6}$ Pa のとき）ということから天体現象のパラメータを完全に再現することが不可能である．そこで本実験では，Mach 数やプラズマ β といった無次元量を合わせることで，真空チャンバーに衝撃波遷移領域の厚み ~2.5 mm となるような無衝突衝撃波を再現した.

1.6　研究目的

レーザーを用いた無衝突衝撃波の生成実験は先行研究として, 数多く行われてきた．磁場を介さない静電衝撃波の生成実験[10, 11, 12]や Weibel 衝撃波(Weibel 不安定性が線形段階から非線形段階に成長することで強い磁場が生成され, それによりイオンが磁場による散乱を受け生成される衝撃波のこと)生成実験[13, 14, 15]などが挙げられる．また，近年，背景磁場を加味し，磁化プラズマ中での無衝突衝撃波の生成に成功したという報告もある[8, 9, 16, 17]．しかし，未だ臨界 Mach 数を超える無衝突衝撃波の生成，そして，実験的証拠となる衝撃波面前後での温度や圧力などの微細構造，粒子加速など完全に理解されていない．そこで本研究では，大阪大学レーザー科学研究所の激光 XII 号レーザーを使用して超臨界準垂直無衝突衝撃波を生成し，このような衝撃波に特徴的な微細構造(衝撃波遷移領域)を計測し，そしてそこで成長するプラズマ不安定性により励起されたプラズマ波動の直接計測を行うことを目標とする．

まず，真空チャンバーに 1 Torr の圧力の窒素ガスを充填し，4.4 T の外部磁場を印加した中で，アルミニウム薄膜にレーザーを照射した．アルミニウムプラズマからの放射光は窒素ガスを電離し，窒素プラズマとなり，アルミニウムプラズマがピストンとして押すことで，磁化窒素プラズマ中に衝撃波を生成した．

衝撃波遷移領域の構造を捉えるために，主に 3 つの計測を用いて行った．反射されたイオンが存在することで，foot-ramp 領域においてイオン二流体になり，不安定性が励起される．そこで，反射イオンの存在を確認するために，自発光計測と協同レーザートムソン散乱計測を行った．また，上記不安定性が励起されることで，遷移領域から伝搬するプラズマ波動(電磁波動)を確認するために，真空チャンバー中心から 10 cm ほど離した遠方で磁場計測を行った．

実験は，青山学院大学，大阪大学，富山大学，九州大学の共同研究として，大阪大学レーザー科学研究所で行われた．私は，実験時は協同レーザートムソン散乱計測と磁場計測を主に担当し，解析時は協同レーザートムソン散乱計測結果，磁場計測結果，自発光計測結果を主として行った．また実験比較の際に用いた PIC シミュレーションは，名古屋大学梅田隆行准教授，青山学院大学山崎了教授により行っていただいたものである．

第 2 章　研究手法

2.1　実験方法

真空チャンバー内に 1 Torr の窒素を満たし, 真空チャンバー中心付近にアルミニウム板ターゲット(5 mm × 5 mm，厚さ 2 mm)を設置する．ターゲットに高出力レーザー(激光XII号レーザー)を照射し，アルミニウムプラズマを生成する．このとき外部磁場印加装置(ヘルムホルツ型コイルを用いた電磁石)により外部磁場を与える[図 2.1(a)]．レーザーによって生成されたアルミニウムプラズマから発生する熱制動放射によって窒素が電離し，窒素プラズマが生成され，外部磁場によってその窒素プラズマが磁化される．アルミニウムプラズマがピストンの代わりとなり，磁化された窒素プラズマを押すことで無衝突衝撃波を生成する[図 2.1(b)].

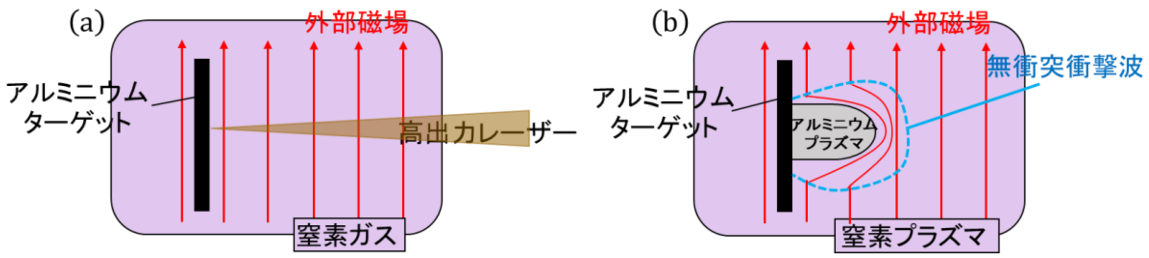


図 2.1　真空チャンバー上(z 軸正方向)から見た実験の模式図．(a)はレーザー照射前，(b)はレーザー照射後.

2.1.1　ターゲット

本実験では, アルミニウムターゲット(5 mm × 5 mm, 厚さ 2 mm)を使用している．図 2.2 に示すように真空チャンバー内に設置の際，ターゲットの中心と真空チャンバーの中心を 20mm 離した．また，激光XII号レーザーが x, y 平面内に沿って角度 0°で入射するため，アルミニウムターゲットの角度を14°傾けることによって，衝撃波伝搬方向の窒素プラズマが激光XII号レーザーにより電離されず，空間的に一様な窒素プラズマ中に衝撃波を生成させることができる．

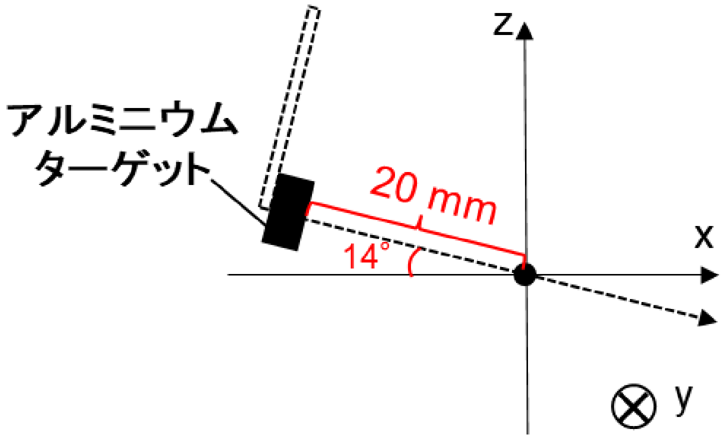


図 2.2　真空チャンバー座標上でのアルミニウムターゲットの設置位置を示した模式図.

2.1.2　高出力レーザー装置

本実験では，大阪大学レーザー科学研究所の激光XII号レーザーを使用した．パラメータは図 2.1 に示したように，波長 1053 nm，パルス幅 1.3 ns，集光径 2.8 mm である．激光XII号レーザーは合計 12 本あり，これらを任意に組み合わせて実験条件に合わせてレーザーを照射している．本実験では，激光XII号レーザー4 本同時照射し，アルミニウム板ターゲットに照射することでプラズマを生成している．激光XII号レーザーのパラメータは表 2.1 に示した通りとなる．出力エネルギー値は目安値であり実験によって多少変わる．

表 2.1　激光XII号レーザーのパラメータ

レーザーエネルギー	700 J/beam
パルス幅	1.3 ns
波長	1053 nm
レーザー集光径	2.8 mm
レーザー集光強度	3×10^{13} W/cm^2

2.1.3　計測方法

本実験では，自発光計測とレーザートムソン散乱計測，磁場計測(Bdot プローブ計測)の 3 つの計測を行った．図 2.3 は真空チャンバーを z 軸正方向から見た図である．図の y 軸に沿って自発光計測を行い(黄色)，2 方向でトムソン散乱計測を行った(緑色)．2 方向でトムソン散乱計測を行う理由として，外部磁場に対して，垂直方向と平行方向のプラズマ挙動を取得するためである．また，真空チャンバー座標の原点(x = 0, y = 0, z = 0)から 8.8 cm, 11.8 cm, 13.7 cm, 18.8 cm と距離を変えて磁場計測(青色)を行った．これら計測について 2.2-2.4 節で詳しく説明する．

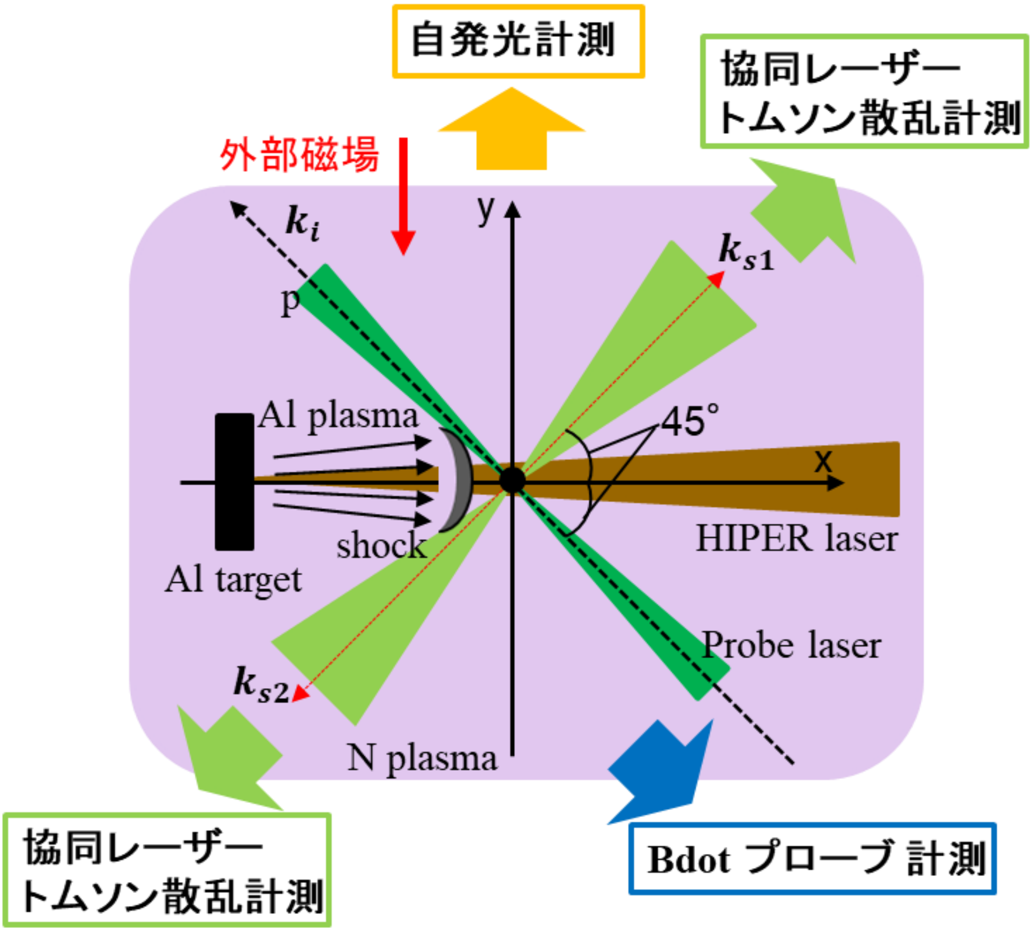


図 2.3　真空チャンバーを上(z 軸正方向)から見た模式図

2.2　外部磁場印加装置

本実験で使用した外部磁場印加装置は富山大学の竹崎太智助教により作成されたものである．外部磁場印加装置として楕円形のヘルムホルツ型コイルを使用した．図 2.4 は実際に真空チャンバー内に設置した際の模式図である．コイル外側の楕円の長軸は 14 cm，短軸は 9 cm，内側の長軸は 8 cm，短軸は 5 cm，また，縦幅 15 cm，横幅 11 cm，厚み 8 cm である．外部磁場印加装置のパラメータは表 2.2 に示した通りである．外部磁場は真空チャンバー座標系 y 軸に平行方向である．図 2.5(a)より高出力レーザータイミングで最も強い磁場を発生させることができ，図 2.5(b)より衝撃波伝搬方向に沿って一定の磁場を印加させることができる．2.2.1 節以降で実際のパルス磁場発生回路について説明する．

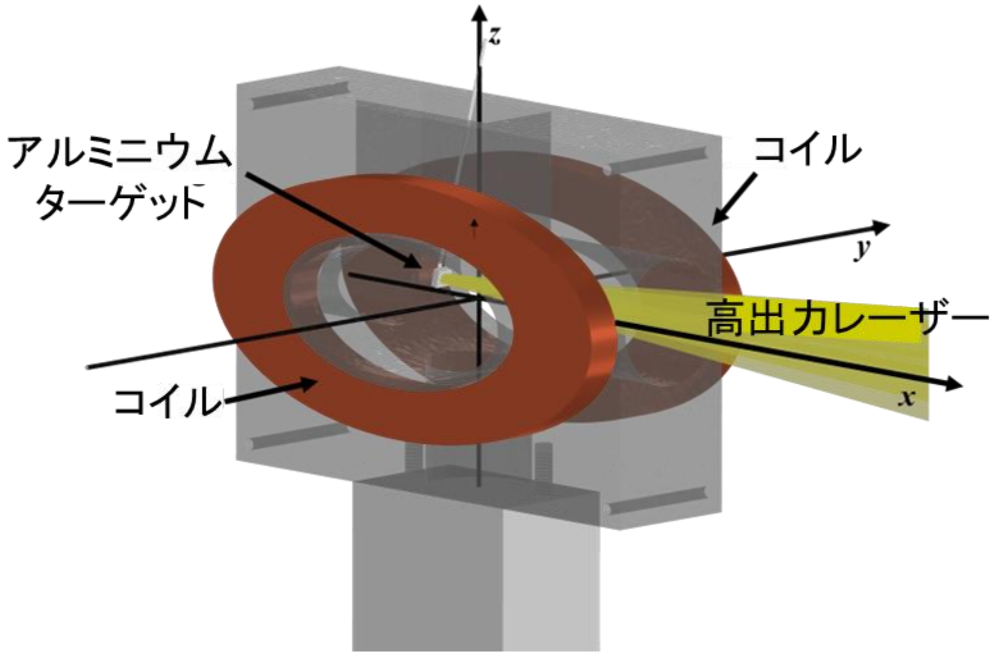


図 2.4　外部磁場印加装置

表 2.2　外部磁場印加装置のパラメータ

コイルの巻き数	50 巻き× 2
印加電圧	1.4 kV
コンデンサ容量	3 mF × 16
磁場強度	4.4 T
磁場継続時間	1 ms

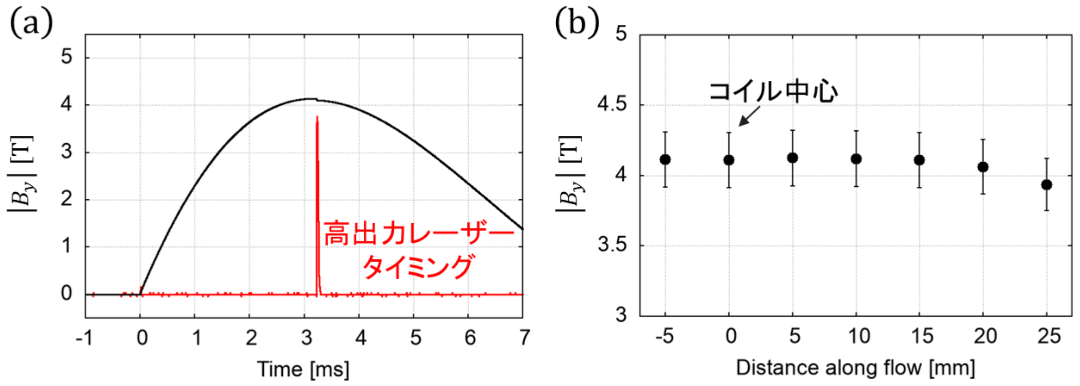


図 2.5　(a)はコイル中心での外部磁場の強さの時間変化(横軸は時間，縦軸は磁場強度)．(b)は外部磁場の空間分布(横軸は衝撃波伝搬方向，縦軸は磁場強度)．

2.2.1　パルス磁場発生回路

図 2.6 にパルス磁場発生装置の等価回路を示す．パルス電源回路は直流電源，キャパシターバンク，スイッチング素子であるスパークギャップスイッチ，およびコイル負荷で構成される．充電時には直流電源から充電抵抗 RC を介してキャパシターバンクが充電される．放電時にはパルサーからのトリガ放電によりスパークギャップスイッチが導通し，キャパシターバンクに蓄えられたエネルギーがコイル負荷に投入され，パルス磁場が発生する。放電部の回路はキャパシターバンクの静電容量 C，コイル負荷の抵抗 R およびインダクタンス L の RLC 直列回路とみなすことができ，その回路挙動は RLC 過渡応答により決定される．

図 2.7 にキャパシターバンクの外観を示す．キャパシターバンクはフィルムコンデンサ (Kyocera AVX FFLI6B3007K，静電容量 3 mF，定格電圧 800 V) を 2 直列×8 並列で接続することで，定格電圧 1.6 kV，容量 12 mF，充電エネルギー 15.4 kJ とした．

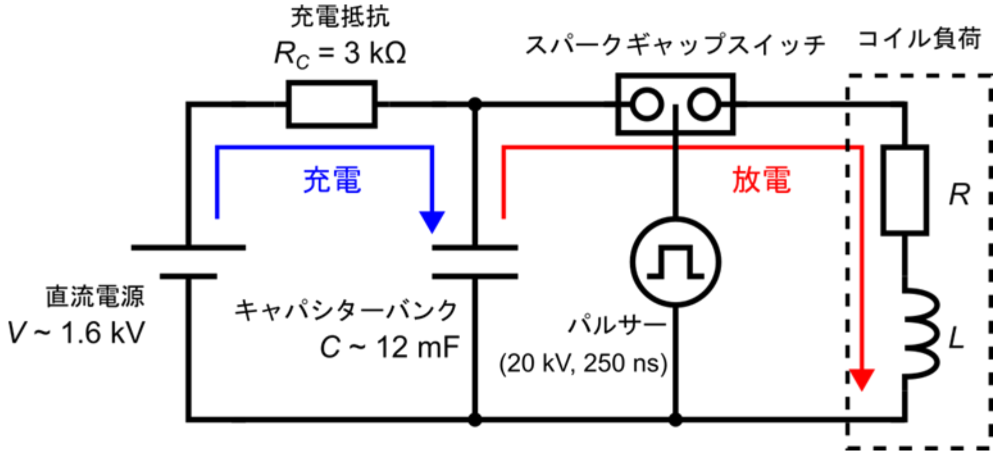


図 2.6　パルス磁場発生装置の等価回路

図 2.7　キャパシターバンクの外観

2.2.2　全波整流型コッククロフト・ウォルトン回路

キャパシターバンクの充電のための直流電源には，図 2.8 に示す全波整流型コッククロフト・ウォルトン (CW) 回路を使用した．図 2.9 に CW 回路の入出力波形を示す．商用電源 AC 100 V をスライドトランスにより所望の電圧へ調整する．絶縁トランス 2 台を用いてスライドトランスの出力である単相 2 線を単相 3 線へと変換することで，図 2.9(a) に示す位相が反転した交流電圧 Vin1, Vin2 を得る。この Vin1, Vin2 を CW 回路へと入力する．

一般的な CW 回路は半波整流型の昇圧回路であるが，全波整流として昇圧を行うことで，出力電流の向上を図るために開発されたのが全波整流型 CW 回路である (一般的な CW 回路を，中性線を対象に合わせ鏡とした回路と考えると良い)．説明の簡略化のため，Vin1 側のみでの動作原理を説明する．Vin1 が負の場合，ダイオード D1 を介してコンデンサ C1 に入力電圧の波高値 Vp が充電される．Vin1 が正になると，C1 と D3 を介して，C3 に Vp の 2 倍の電圧が充電される．Vin2 側も同様の動作が C2, D2, D4 を介して行われ，C3 が充電される．以降，この動作が段数 N 分だけ繰り返される。これより，出力電圧 Vout は以下の式で表される．

$$Vout = 2NVp \tag{2.2.1}$$

図 2.9(b) に CW 回路の出力電圧波形を示す．CW 回路の各コンデンサは静電容量 50 μF，定格電圧 350 V のフィルムコンデンサを使用し，段数 N = 6 とした．図 2.9(b) より，図 2.9(a) の波高値 Vp = 100 V の交流電圧が整流され，6 段分の直流電圧が出力されていることがわかる．

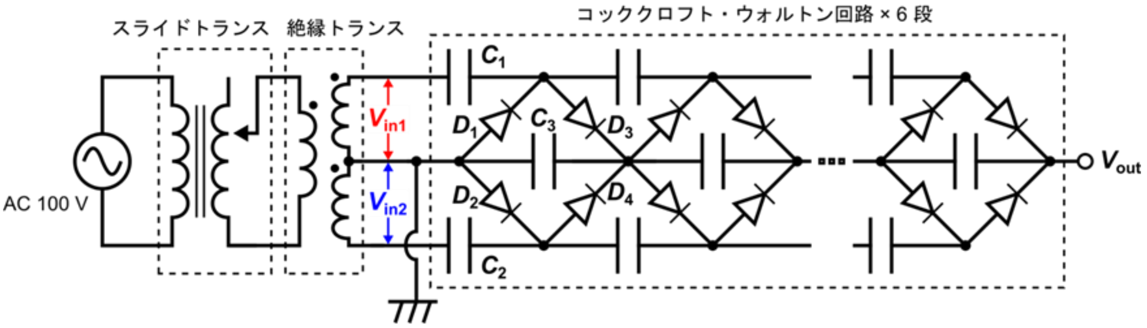


図 2.8　全波整流型コッククロフト・ウォルトン回路の等価回路図

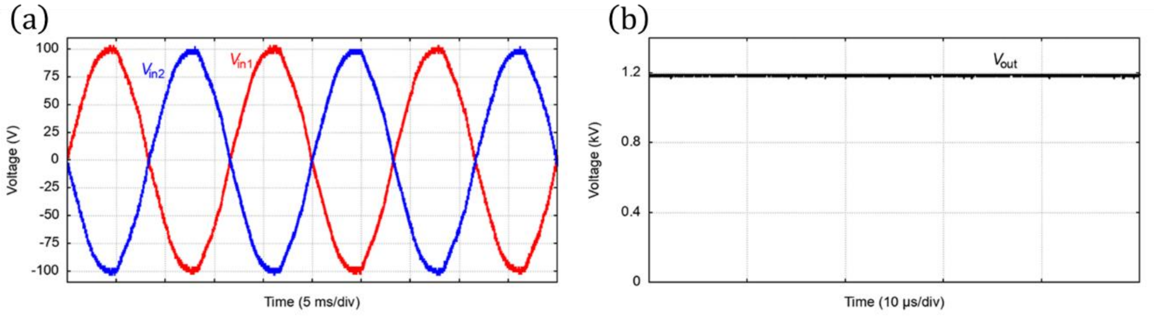


図 2.9　コッククロフト・ウォルトン回路の入出力波形.
(a)は入力電圧波形，(b)は出力電圧波形.

2.2.3　スパークギャップスイッチ

数テスラのパルス強磁場の発生には数 kA の大電流の放電が必要であり，スイッチング素子には高い定格容量が要求される．一般的なパワー半導体素子では定格容量の不足によりショット時の焼損が危惧されるため，本研究ではスパークギャップスイッチを用いて放電のスイッチングを行った.

図 2.10 に使用したスパークギャップスイッチの概要を示す．図 2.10(a)は外観図で，図 2.10(b)は概略図である．真鍮製の電極 (直径 ø30 mm) 2 つを平行平板電極として向かい合わせに配置する．その間に中間電極として電極サイズと同程度の穴が空いた平板を設置する．陽極-陰極間に電圧が印加された時，高抵抗によって分圧されることで，中間電極は陽極-陰極間の中間電位となる。中間電極の電位を外部に接続されたパルス放電回路で変動させ，陽極-陰極間の電界をひずませることで，陽極-陰極間の主放電が駆動される．スパークギャップスイッチの耐電圧・放電電圧はギャップ間距離で調整することができ，定格容量は電極の熱容量で決定されるため，非常に高い定格容量を持つ.

スパークギャップスイッチのトリガとなるパルス放電回路には，図 2.11 に示すサイラトロンパルサーを使用した．図 2.11(a) にサイラトロンパルサーの等価回路図を示す．スライドトランスとネオントランス (レシップ株式会社　α　NEON M-5) を使用して交流高電圧を発生し，ダイオードと抵抗からなる半波整流回路を介してコンデンサを充電する。スイッチング素子にはサイラトロン (TOSHIBA 2G22P) を使用した．サイラトロンのグリッド端子に入力する TTL 信号は遅延発生器により生成し，激光Ⅻ号レーザーと同期している.

図 2.11(b) はサイラトロンパルサーの出力波形を示す．最大電圧 20 kV，パルス幅 250 ns (FWHM) の出力を確認できる．パルス磁場発生回路の充電電圧は 1.6 kV であり，その電圧と比較して，サイラトロンパルサーの出力は十分に高い．
スパークギャップスイッチはパルス磁場発生回路の充電電圧で自爆放電しないように調整され，かつサイラトロンパルサーの放電電圧でトリガされるように調整される．

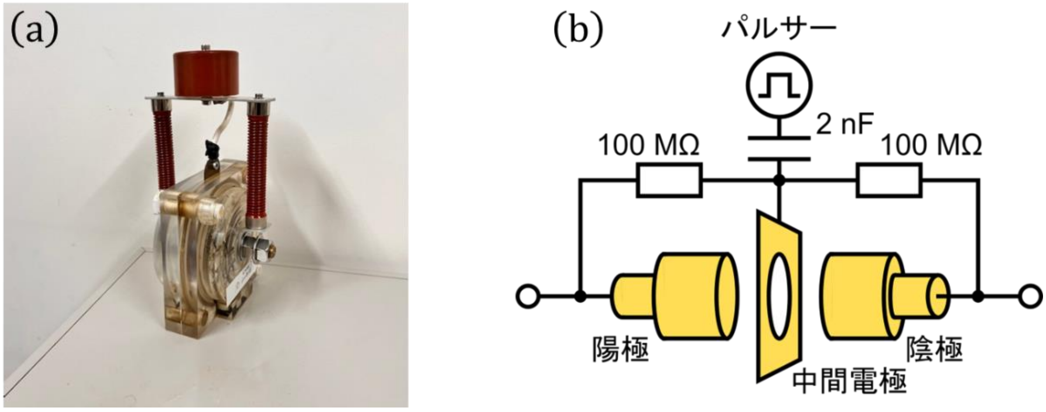


図 2.10　スパークギャップスイッチ．(a)は外観図，(b)は概略図．

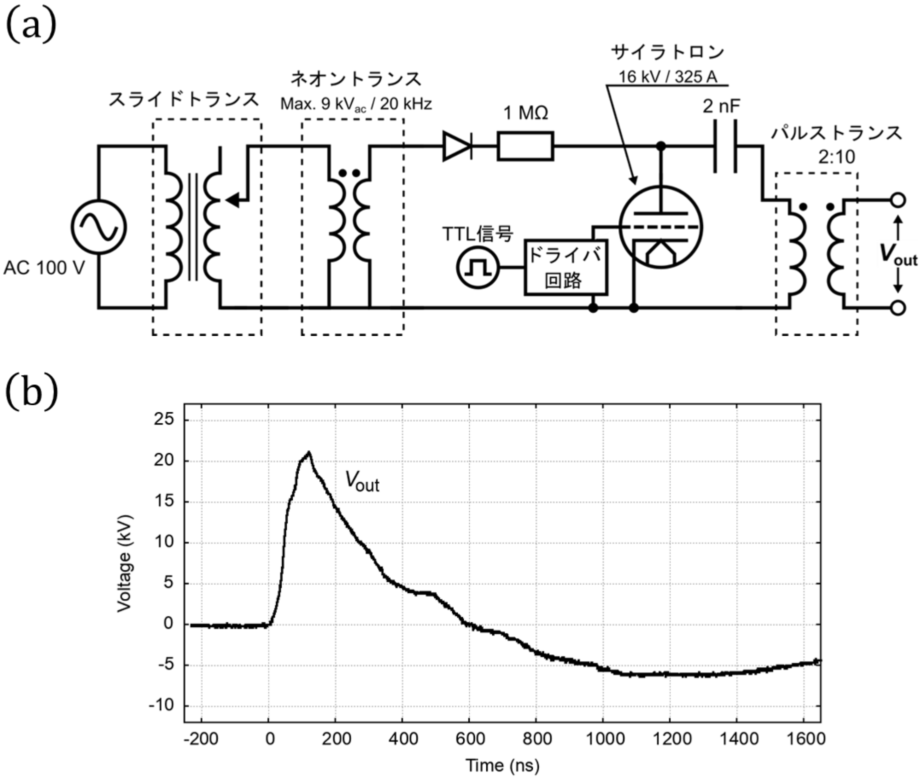


図 2.11　サイラトロンパルサー．(a)は等価回路図，(b)は出力波形．

2.3　自発光計測

自由電子がクーロン力により曲げられる際に, 電気双極子の加速度運動により発生する電磁波のことを制動放射という．そのうち Maxwell 分布に従う電子プラズマからの制動放射を熱制動放射という. 一般的にイオンは電子に比べてクーロン力の影響が弱いため，電子からの熱制動放射のみ考えることができる．本実験のようなレーザー宇宙プラズマ実験では，光子の平均自由行程が非常に長いため，光学的に薄い無衝突なプラズマを扱っており，プラズマの自発光は熱制動放射といえる．つまり，プラズマからの熱制動放射による発光強度を計測することで，プラズマの空間, 時間発展を計測することができる．熱的運動を行う電子が Maxwell 分布に従うため，単位振動数 ν，単位体積Vとすると，単位体積，単位時間あたりの熱制動放射エネルギーは以下のように表せる[18].

$$\varepsilon_\nu^{ff} = \frac{\partial W}{dVdtd\nu} = \frac{Z^2 e^6 n_e n_i}{3\sqrt{3} m c^3 \varepsilon_0^3 \pi^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2 m k_B T}} \times \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) g_{ff}(T,\ \nu) \tag{2.3.1}$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} \frac{Z^2 n_e n_i}{\sqrt{T}} \times \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) g_{ff}(T,\ \nu) \tag{2.3.2}$$

ここで，Z は平均価数，e は電気素量，m は電子の質量，c は光速，ε_0は真空の誘電率，k_Bはボルツマン定数，T は電子温度，h はプランク定数である．また，右辺の$g_{ff}(T,\ \nu)$は，ガウント因子といい電子の速度分布を平均化したものであり，式(2.3.3)で与えられる[19].

$$g_{ff}(T,\ \nu) = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \ln(b_{max}/b_{min}) \tag{2.3.3}$$

ここで，b_{min}とb_{max}は Rutherford 散乱に従う衝突径数の下限値と上限値である．
式(2.3.2)を振動数で積分すると

$$\int \varepsilon_\nu^{ff} d\nu = 1.4 \times 10^{-27} \frac{Z^2 n_e n_i}{\sqrt{T}} g_{ff}(T,\ \nu) \tag{2.3.4}$$

となる．振動数で平均化したガウント因子は$g_{ff}(T,\nu) \cong 1.2$となる．また，$n_e = \bar{Z} n_i$と近似できるため，この値を式(2.3.4)に代入すると

$$\int \varepsilon_\nu^{ff} d\nu \propto \frac{n_e^2}{\sqrt{T}} \tag{2.3.5}$$

と近似できる．

式(2.3.5)はn_e^2に比例し，$\sqrt{T}$に反比例するため，電子密度に強く依存する．つまり，熱制動放射をとらえることで，電子密度の空間，時間発展を追うことができる．

本実験では，二次元空間の発展を追うイメージング計測と，ターゲット法線軸上(衝撃波伝搬方向)の時間発展を追うストリーク計測を行った．各計測の視野や性能は，図 2.12，表 2.3-2.4 に示した通りである．

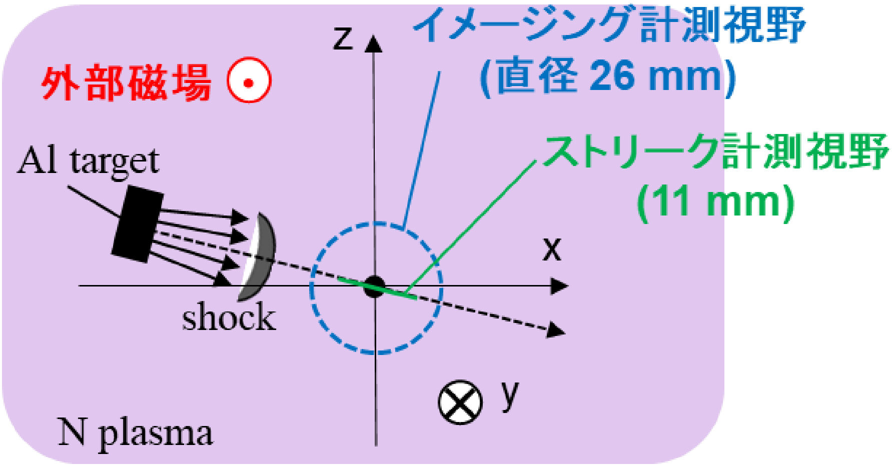


図 2.12　チャンバー座標におけるイメージング計測とストリーク計測の視野を表した模式図(黒破線はターゲット法線方向)

表 2.3　イメージング計測の視野と性能

計測視野	26 mm
視野の中心	チャンバー中心（x，y，z) = (0, 0, 0)
空間分解能	30 µm/pixel
計測タイミング	23-37 ns
ゲート幅	250 ps

表 2.4　ストリーク計測の視野と性能

計測視野	11 mm
視野の中心	チャンバー中心（x，y，z) = (0, 0, 0)
空間分解能	14.6 µm/pix
計測時間	−5 ns -95 ns

2.4　レーザートムソン散乱計測

衝撃波面近傍の局所情報を知るためには，プラズマの温度，密度を局所的に取得する必要がある．レーザートムソン散乱計測とは，電磁波(レーザー)をプラズマ中に集光照射し，振動・加速された荷電粒子の二次的な散乱光を分光計測することで散乱光スペクトルを取得し，その形状からプラズマの局所的な振る舞いを計測する手法である．レーザートムソン散乱計測の特徴は，非接触であるため，プラズマを乱すことなく計測ができる点が挙げられる．トムソン散乱と類似したもので，コンプトン散乱がある．量子力学的観点において，両現象は光子と荷電粒子の衝突であるが，トムソン散乱は衝突前後での荷電粒子の平均運動量変化が無視でき，コンプトン散乱は無視できない．電子は，イオンに比べて質量が非常に小さく振動されやすいため，電子からの散乱波のみを考える．トムソン散乱の入射波数$\boldsymbol{k_i}$，入射周波数ω_i，散乱波数$\boldsymbol{k_s}$，散乱周波数ω_sとすると，式(2.4.1)，(2.4.2)のようになる．

$$\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k_s} - \boldsymbol{k_i} \tag{2.4.1}$$

$$\omega = \omega_s - \omega_i \tag{2.4.2}$$

ここで，プラズマ波の波数は$\boldsymbol{k}$と周波数はωである．

2.4.1　協同・非協同レーザートムソン散乱

まず，プラズマ中の粒子群について考える．プラズマ中の粒子群にレーザーを入射させた時，入射レーザーの波長をλ_0，強度をI_0，散乱粒子の密度をn，散乱断面積をVとし,位置rでのθ方向の単位立体角当たりの散乱強度を$I(\lambda, \theta)$ とするし，その時の波長をλと$\lambda + d\lambda$とすると

$$\mathrm{I}(\lambda, \theta)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\lambda \propto I_0 nVd\Omega d\lambda \tag{2.4.3}$$

と表せる．式(2.4.3)の比例定数はそおれぞれの散乱粒子がθ方向の立体角に散乱する断面積の次元を持つ量である．電磁波散乱の微分断面積 $\sigma(\lambda, \theta)$とすると

$$\mathrm{I}(\lambda, \theta)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\lambda = I_0 n\sigma(\lambda, \theta)Vd\Omega d\lambda \tag{2.4.4}$$

となる．次に，プラズマ中の電子群について考える．位置r，時刻tでの電子密度を$n_e(r,t)$とし，時間平均密度を$\bar{n}_e(r)$，密度揺動を$\tilde{n}_e(r,t)$とすると，式(2.4.5)になる．

$$n_e(r,t) = \bar{n}_e(r) + \tilde{n}_e(r,t) \tag{2.4.5}$$

上記式よりトムソン散乱の散乱断面積 $\sigma(\lambda,\ \theta)$は，$\bar{n}_e(r)$には依存せず，$\tilde{n}_e(r,t)$にのみ依存することがわかる．$\tilde{n}_e(r,t)$は個々のイオンが電子群により遮蔽された状態で熱運動を行いそれに追随する電子群により散乱されるイオン項$\sigma_i(\lambda,\varphi)$と，電子の熱運動による電子項$\sigma_e(\lambda,\varphi)$に分けることができ，式(2.4.6)のように変形できる．

$$\sigma(\lambda_i,\theta)\ =\ \sigma_i(\lambda_i,\theta)\ +\ \sigma_e(\lambda_i,\theta) \tag{2.4.6}$$

トムソン散乱過程には協同トムソン散乱と非協同トムソン散乱の 2 種類の散乱がある．それぞれ計測できるプラズマのパラメータが異なり，協同トムソン散乱からはイオン温度，イオン密度などを計測し，非協同トムソン散乱からは電子温度，電子密度の計測が可能である．協同トムソン散乱と非協同トムソン散乱について図 2.13 に示す．また，協同散乱と非協同散乱を区別するものとして，式(2.4.7)のようにデバイ長の長さが関係し

$$\alpha = \frac{1}{|\boldsymbol{k}|\lambda_D} \tag{2.4.7}$$

となる．αは協同散乱と非協同散乱を区別するもので散乱パラメータという．

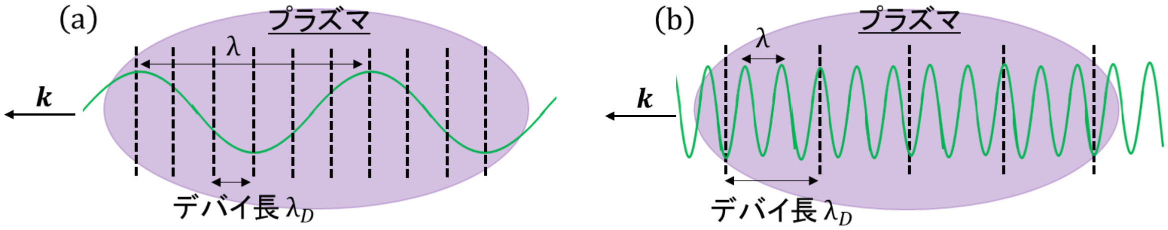


図 2.13　トムソン散乱電子により散乱を受ける．(a)は協同トムソン散乱(イオンと電子が集団的に運動)，(b)は非協同トムソン散乱(電子の熱運動による散乱)の様子を表した図.

$\boldsymbol{k}$はプラズマ中の揺動の波数を表し，λ_Dはデバイ長を表す．波数$\boldsymbol{k}$は$\boldsymbol{k_i}$，$\boldsymbol{k_s}$で決まり，デバイ長はプラズマの温度，プラズマの密度で決まる．ここで，デバイ長について説明する．デバイ長は

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} = 7.43\times\ 10^3\sqrt{\frac{T_e\ [\mathrm{eV}]}{n_e\ [\mathrm{m}^{-3}]}}\ [\mathrm{m}] \tag{2.4.8}$$

となる．ε_0は真空の誘電率，k_Bはボルツマン定数，T_eは電子温度，n_eは電子密度，eは電気素量である．デバイ長とは，プラズマ中で構成する荷電粒子が動いて電場を遮蔽する現象（デバイ遮蔽）において，その遮蔽が有効になる長さのスケールのことを言う．非協同トムソン散乱と協同トムソン散乱はデバイ長λ_Dとプラズマ中の揺動の波数kの大小関係によって分類できる．$\alpha > 1$の場合[図 2.13(a)]，プラズマ中の揺動の波長$\left(\sim\frac{1}{|\boldsymbol{k}|}\right)$がデバイ長より長くなるため，イオンと電子の集団運動によって散乱される協同トムソン散乱に分類される．また，$\alpha < 1$の場合[図 2.13(b)]，デバイ長より，プラズマ中の揺動の波長が短くなるため，自由電子の熱運動によって散乱される非協同トムソン散乱に分類される[20, 21]．協同トムソン散乱と非協同トムソン散乱の分類条件は式(2.4.9)に示した通りもう 1 つあり，図 2.8 を参照して説明する．図 2.14(a)はイオン音波に対して電子プラズマ波のラウダウ減衰の影響が大きくなりイオン音波が立たず非協同散乱となる．一方，図 2.14(b)はラウダウ減衰の影響が小さい場合で，$\alpha > 1$，$\alpha > (\frac{ZT_e}{3T_i} - 1)^{-\frac{1}{2}}$という条件下でイオン音波が立ち協同散乱となる．つまり，プラズマパラメータによる協同散乱となる条件式は

$$\alpha > 1, \quad \alpha > (\frac{ZT_e}{3T_i} - 1)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.4.9}$$

となる．

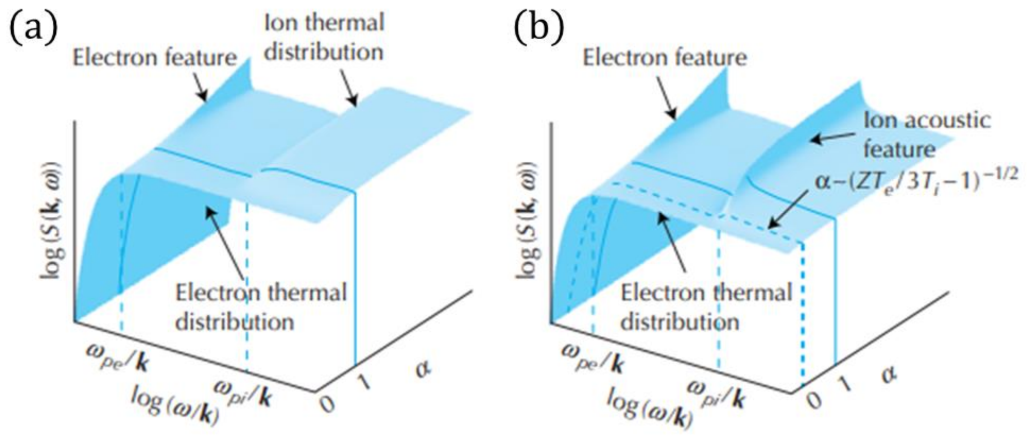


図 2.14　イオン項と電子項の散乱スペクトルの関係性を示す．(a)はラウダウ減衰が大きい場合($Z = 1, {}^{T_e}/_{T_i} = 0.1$)で，イオン音波が立たず非協同散乱となっている．(b)はラウダウ減衰が小さい場合($Z = 10, {}^{T_e}/_{T_i} = 1$)で，イオン音波が立ち協同散乱となっている．

図 2.15 に示すように，式(2.4.9)をみたす場合は，イオン音波の共鳴が見えているため，協同トムソン散乱として解析を行うことができる．

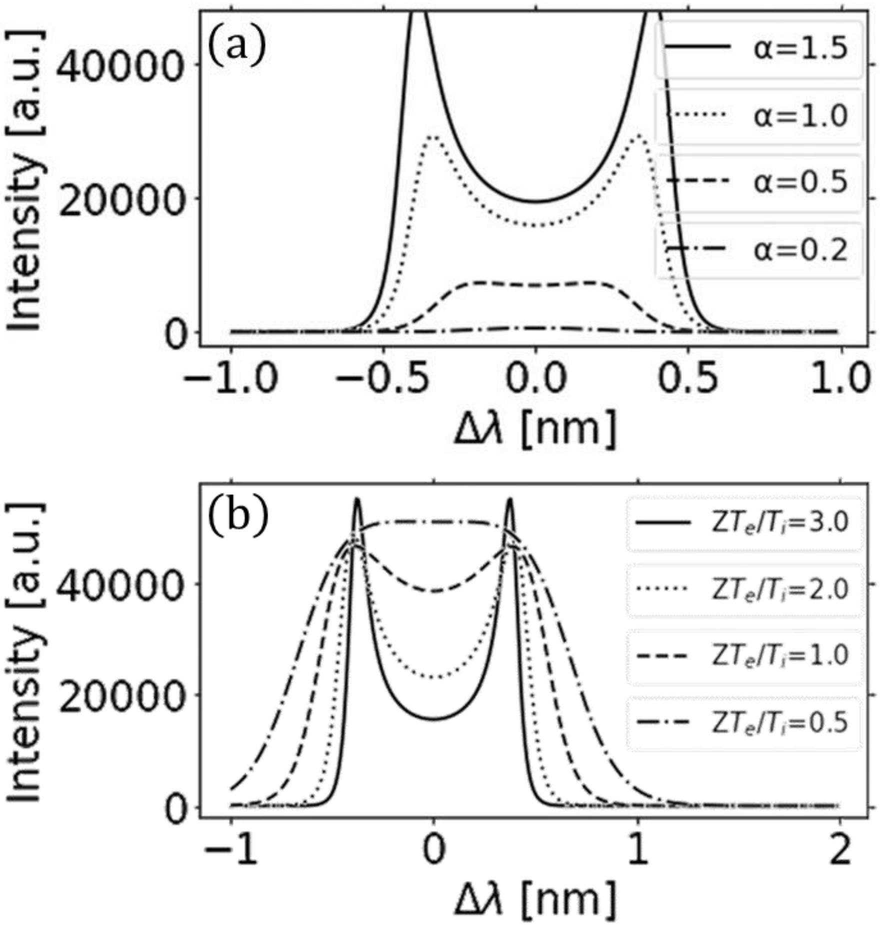


図 2.15　(a)は α 値によるスペクトル形状の変化(T_e = 230 eVと固定したもの)．(b)は式(2.4.9)の右式右辺の$^{ZT_e}/_{T_i}$値によるスペクトル形状の変化.

2.4.2　協同レーザートムソン散乱光のスペクトル

協同レーザートムソン散乱光スペクトルから, プラズマの電子温度, イオン温度, 流速度, 価数, イオン電子間の速度を取得できる. 実際に分光計測すると図 2.16 のようになる. 横軸は波長, 縦軸は強度であり, イオン項, 電子項ともに 2 つのピークが存在し, 両者の質量差の影響により電子の周波数が大きいため, 電子項の方が入射波長から離れている.

電子項のピーク間の距離は電子密度, ピーク幅は電子温度に依存する. イオン項に関しては複雑であり, ピーク間の距離, 谷の深さは価数, 電子温度, イオン温度に依存し, ピークの幅は電子温度に依存する.

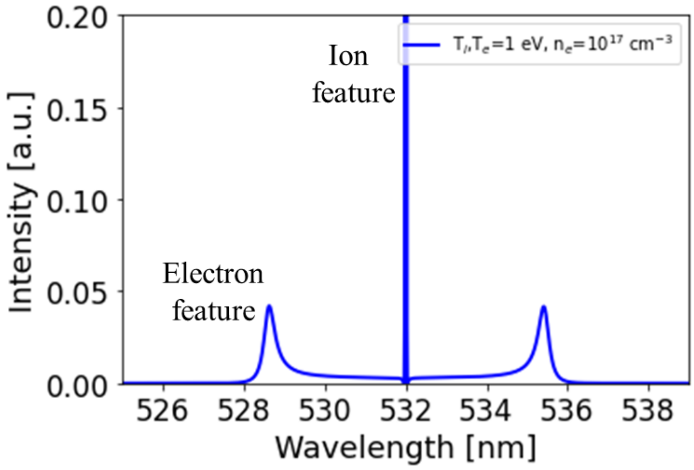


図 2.16　協同トムソン散乱計測スペクトル. 波長 532 mm 付近にあるピークがイオン項, 両脇にあるピークが電子項である.

図 2.17 はプラズマの分散関係を示している. 協同散乱波のスペクトルがダブルピークになる理由は, 式(2.4.1)より正負のプラズマ波の波数$\boldsymbol{k}$が存在し, その$\boldsymbol{k}$と, 入射波ベクトル$\boldsymbol{k_i}$から 2 つの散乱波ベクトルに対する共鳴($\boldsymbol{k_s}$, ω_s)が存在するためである. したがって, この二つの散乱波ベクトル$\boldsymbol{k_s}$により協同レーザートムソン散乱計測ではダブルピークになる. 各分散関係の式は, 以下の通りである[20].

プラズマ中の電磁波
$$\omega^2 = {\omega_p}^2 + c^2k^2 \tag{2.4.10}$$
イオン音波の分散関係
$$\omega^2 = k^2\left(\frac{k_BT_e}{m_i} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{k m_i}\right) \tag{2.4.11}$$
電子プラズマ波の分散関係
$$\omega^2 = {\omega_p}^2 + \frac{3}{2}k^2{v^2}_{th} \tag{2.4.12}$$

ここで, ω_pはプラズマ周波数, cは光速 (3 × 10^8 m/s), kは波数, γ_iはイオンの比熱比, m_iはイオン質量, v_{th}は電子熱速度である.

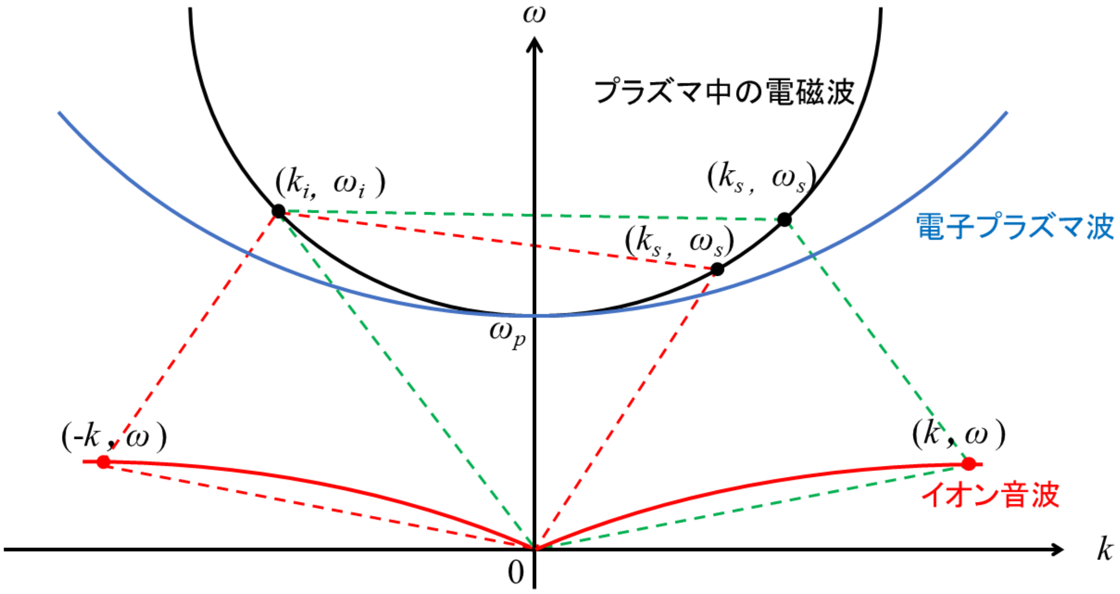


図 2.17　プラズマ中の電磁波，イオン音波，電子プラズマ波の分散関係

ここで，電子プラズマ波について説明する．電子プラズマ波は，主に電子の振動や集団的な運動に起因する. 波数が大きくなるにつれて波の位相速度が電子の熱速度に近づき，この時，波と相互作用する粒子の数が多くなり，波は粒子にエネルギーを与えてラウダウ減衰が起きる．ラウダウ減衰の影響により，トムソン散乱スペクトルの形状が変わる.

続いて, トムソン散乱スペクトルが対称になる場合と非対称になる場合について説明する[23]. 図 2.18 はラウダウ減衰とトムソン散乱スペクトルの関係を表している．縦軸は左図と右図で異なり，それぞれ減衰強度と散乱強度である．横軸はイオンの位相速度と熱速度との比なので，周波数と考えることができる．図 2.18(a)は，電子とイオンの Maxwell 分布の頂点が同じであるため，電子のラウダウ減衰の効果が左右対称に効き, 図 2.18(b)のようにイオン項が左右対称なスペクトルになる. 一方，図 2.18(c)はイオンと電子の Maxwell 分布の頂点が異なる．この場合，電子のラウダウ減衰の効果が左右で異なるため，図 2.18(d)のようにイオン項が左右非対称なスペクトルになる．したがって，イオン項が左右非対称なスペクトルになる要因は二流体プラズマが存在しているからである. 速度の異なるイオン二流体と電子の速度分布を図 2.19 に示す．電子も二成分存在するが，熱速度が非常に大きいため, その重ね合わせで示している. 一流体中では, 電子とイオンに速度差はないが, 電子の速度分布の広がりが大きいため, それぞれのイオンに対してもう片方の電子

のラウダウ減衰の効果が効いてくる．したがって，電子のラウダウ減衰の効果が左右で異なるため，右のような左右非対称なイオン項スペクトルになる．

本実験では，左右非対称なスペクトルが得られたため，二流体構造になっていると考える．結果については第 3 章で説明する．

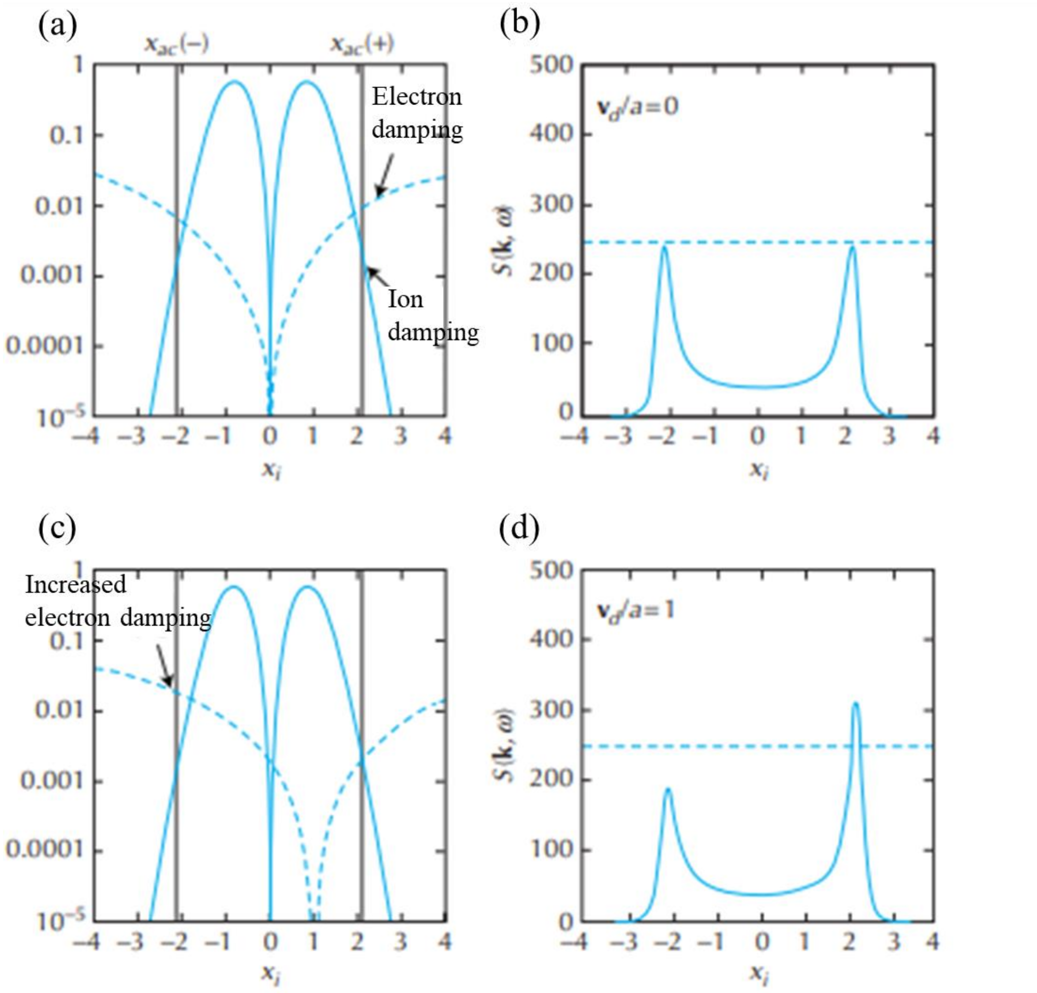


図 2.18　(a), (c)は電子(破線)とイオン(実線)の Maxwell 分布と
ラウダウ減衰との関係性，(b), (d)はそれぞれのトムソン散乱スペクトルを表す
[23].

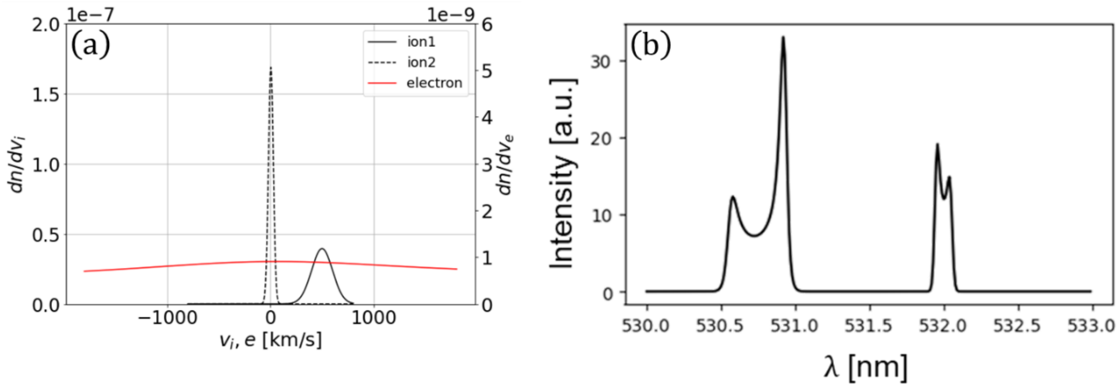


図 2.19　(a)は横軸はイオンと電子の速度，縦軸を数密度とした速度の異なるイオン二流体と電子の速度分布，(b)は横軸は波長，縦軸を強度としたイオン項スペクトルを表す．

2.4.3　協同レーザートムソン散乱スペクトルの理論式

協同レーザートムソン散乱計測の解析では，イオン温度，電子温度，電子密度，価数を理論関数の変数とし，これらのパラメータを実測値とフィッティングして最適解を求める．電子項からは電子温度と電子密度，イオン項からはイオン温度と価数のパラメータとして，最適な値を算出する．使用された理論関数は，以下のようになる[24].

$$S(\boldsymbol{k},\omega) = \frac{2\pi}{k}\left[\left|1-\frac{\chi_e}{1+\chi_e+\chi_i}\right|^2 f_e\left(\frac{\omega}{k}\right)+\left|\frac{\chi_e}{1+\chi_e+\chi_i}\right|^2 Z_i f_i\left(\frac{\omega}{k}\right)\right] \tag{2.4.13}$$

右辺第一項は電子項，第二項はイオン項を表す．χ_i，χ_eはイオンと電子の電気感受率，Z_iはイオンの平均価数，f_i，f_eは一次元 Maxwell 分布関数である．

続いて，イオンと電子の感受率の求め方を説明する．添え字jは電子とイオンを指す．

$$f_i = \sum_j n_j\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{(v - v_{kj})^2}{2{v_{thj}}^2}\right) \tag{2.4.14}$$

$$\chi_j = \frac{q^2}{m\varepsilon_o k}\int\frac{\partial f_i/\partial v}{\omega - kv}dv \tag{2.4.15}$$

式(2.4.14)を式(2.4.15)に代入し，$\lambda_D = v_{the}/\omega_{pe}$とすると，式(2.4.16)，(2.4.17)のようになる．

$$\chi_i = \frac{1}{(k\lambda_D)^2}(\frac{Z^2 n_i T_e}{n_e T_i})w(\xi) \tag{2.4.16}$$

$$\chi_e = \frac{1}{(k\lambda_D)^2}(\frac{n_e T_e}{n_e T_e})w(\xi) \tag{2.4.17}$$

ここで$\xi_j = \omega/\sqrt{2}kv_{thj}$，$\zeta = v/\sqrt{2}v_{thj}$と置くと$w(\xi)$は式(2.4.18)のようになる．

$$w(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int \frac{\zeta \exp(-\zeta^2)}{\zeta - \xi} d\zeta \tag{2.4.18}$$

これを留数定理で展開すると式(2.4.19)のようになる[19,25].

$$w(\xi) = 1 - 2\xi e^{-\xi^2}\int_0^{\xi} e^{-\zeta^2} d\zeta + i\pi^{1/2}\xi e^{-\xi^2} \tag{2.4.19}$$

$$\varepsilon = 1 + \chi_i + \chi_e \tag{2.4.20}$$

実際には式(2.4.21)で示されるガウシアン関数で畳み込み積分を行った関数 $D(k, \omega)$により, 実測のトムソン散乱スペクトルを最小二乗法によりフィッティングし評価する事でプラズマパラメータを取得している．

$$D(k,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S\left(\boldsymbol{k},\ \omega - \omega'\right)\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} exp\,(-\frac{\omega'^2}{2\sigma^2})d\omega' \tag{2.4.21}$$

本来，電子項計測も同時に行い電子温度と電子密度をイオン項とは別に算出することが可能である。しかし本実験では，イオン項のみの計測であるため，フィッティン時に電子密度は固定し，電子密度の計算は，フィッティング後のトムソン散乱光とレイリー散乱光(中性粒子と光の弾性衝突により生じる)の強度比から式(2.4.22)より算出した．真空チャンバーに密度n_0の窒素を充填した時のレイリー散乱光強度をI_R，トムソン散乱光強度をI_T，窒素原子 1 個当たりのレイリー散乱の散乱断面積をσ_R，電子 1 個当たりのトムソン散乱断面積をσ_T，イオン項のみ$S(\boldsymbol{k},\omega)$を ω で積分したものとした時，電子密度は

$$n_e = n_0 \frac{I_T}{I_R}\frac{\sigma_R}{\sigma_T}\frac{E_R}{E_T}\frac{1}{S(k)} \tag{2.4.22}$$

となる[23, 25]．ここで，$\frac{\sigma_R}{\sigma_T}$はレーザー波長が 532 nm の時，真空チャンバー内に窒素を充填したとすると，$\frac{\sigma_R}{\sigma_T} = 7.6 \times 10^{-3}$である[20, 21, 22]．イオン平均価数はプラズマの衝突輻射モデルを想定した FLYCHK コードから電子密度と電子温度により求めた[26].

次にプラズマ速度の算出方法を説明する．プラズマ中の自由電子は熱運動しており，トムソン散乱スペクトルはプローブレーザー波長(532 nm)からドップラーシフトしている．散乱スペクトルのシフト量からプラズマドリフト速度を算出することができる．

粒子群の速度分布が Maxwell-Boltzman 分布に従っているとし，熱速度をv_{th}，ドリフト速度をv_dとすると

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th}} \exp\left[-(\frac{v - v_d}{v_{th}})^2\right] \tag{2.4.23}$$

となる．式(2.4.13)に代入すると

$$S(\boldsymbol{k}, \omega) \propto \exp\left[-\left\{\frac{(\omega - \Delta\omega)/_{k}}{v_{th}}\right\}^2\right] \tag{2.4.24}$$

と表すことができる．周波数のシフト量を$\Delta\omega(= \boldsymbol{v_d} \cdot \boldsymbol{k})$とし代入した．

次に，入射波長と散乱波長との差を$\Delta\lambda$とすると

$$\omega = \omega_i - \omega_s = 2\pi c(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda}) \cong 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \tag{2.4.25}$$

なので

$$\Delta\omega \cong 2\pi c \frac{\Delta(\Delta\lambda)}{\lambda_0^2} \tag{2.4.26}$$

となる．$\Delta(\Delta\lambda)$はドップラーシフト量である．$\Delta\omega(= \boldsymbol{v_d} \cdot \boldsymbol{k})$と式(2.3.26)より

$$\Delta(\Delta\lambda) = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \times \overrightarrow{v_d} \cdot \vec{k} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} |\boldsymbol{v_d}| \cdot |\boldsymbol{k}| \cos\alpha \tag{2.4.27}$$

と表せる．角度 α はプラズマフロー方向と高出力レーザー軸とのなす角であり，2.1.3 節より本実験では α=14°なので

$$\Delta(\Delta\lambda) = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \times v_d \left(2 \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\sin\frac{\theta}{2}\right)\right) = 2\lambda_0 \frac{v_d}{c} \sin\frac{\theta}{2} \tag{2.4.28}$$

となる．したがって，ドリフト速度は

$$v = \frac{c}{2\left(\sin\frac{\theta}{2}\right)\lambda_i}\Delta(\Delta\lambda) \tag{2.4.29}$$

となる．角度θは入射波ベクトル$\boldsymbol{k_i}$と散乱波ベクトル$\boldsymbol{k_s}$とのなす角である[27, 28].

2.4.4　協同レーザートムソン散乱計測の計測分光器

実際に使用した計測分光器について説明する．この計測分光器は以前から使われてきているものであり実績がある[8, 9, 21]．計測器には，プラズマからの散乱光とは別に入射レーザー(プローブレーザー)によるノイズとなる迷光が入ってくる．そこでノイズを遮断するために，分光器の入り口に太さ 100 - 200 μm のスリットを置く．スリットを通った散乱光は，分光器内の回折格子によって波長分解され，レンズで集光された光を ICCD カメラで計測する．

入射光の偏光方向に対して散乱光をどの方向で取得するのか重要になる．古典的電子半径を r_e，入射電場を E_i とすると θ 方向への散乱強度 P は式(2.4.30)のように表せる．

$$\frac{dP}{d\theta} = {r_e}^2\sin^2\theta c\varepsilon_0|E_i|^2 \tag{2.4.30}$$

θは入射波ベクトル$\boldsymbol{k_i}$と散乱波ベクトル$\boldsymbol{k_s}$とのなす角であり，式(2.4.28)より，$\theta = 90°$の時に散乱強度が最大となることがわかる．したがって，プローブレーザーの入射電場を縦偏光(z 方向)で入射した時は，散乱光をそれに垂直(xy 平面上)方向で計測し，トムソン散乱強度が少しでも高い状態で取得する[29].

本実験では，図 2.20 に示した分光器を使用した．1^{st} スリットから入ってきた散乱光は 3 枚の回折格子(1^{st}，2^{nd}，3^{rd})によって 3 回波長分解され，ICCD カメラで計測する．このように複数の回折格子を用いて波長分解を繰り返す事で高波長分解能となる．しかし，プローブレーザーの反射光などが迷光となり，トムソン散乱光が迷光で見えなくなる可能性がある．そこで，迷光を除去するために太さ 200 μm のノッチフィルター(物理的に遮断するもの)を使用した．

トムソン散乱計測の入射光として固体レーザーである Nd : YAG レーザー (プローブレーザー，continuum 社製)を使用した．本レーザーも比較的高強度レーザーとして知られ，そのパラメータを表 2.5 に示す．プローブレーザーは緑色帯波長 532 nm で，プローブレーザーは，図 2.3 のようにトムソン散乱光とプローブレーザーの入射光との角度が 90°になるように角度 45°で真空チャンバー座標の原点の位置

に集光(集光レンズ：f = 1000 mm)させた．また，プローブレーザーのパラメータは，表 2.5 のようにパルス幅 10 ns で，レーザーエネルギー310 J である．

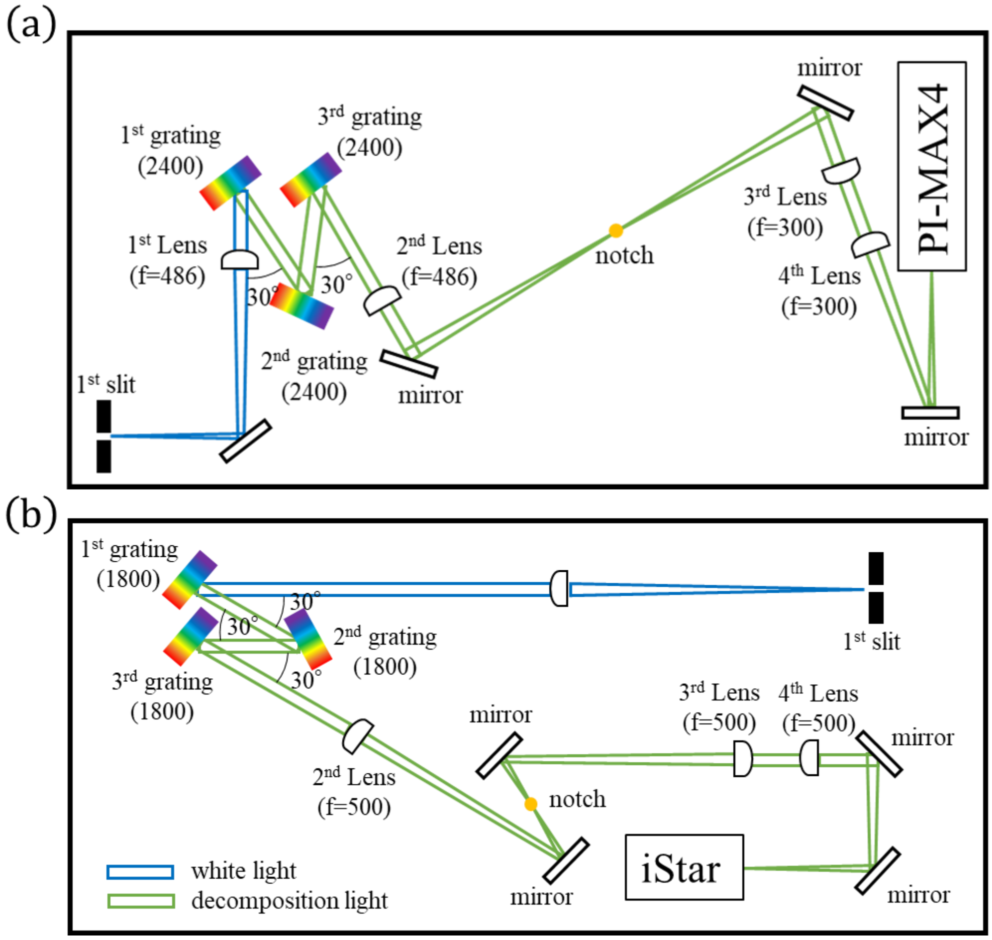


図 2.20　トムソン散乱計測の際に使用した計測分光器

(a)は$\boldsymbol{k_{s1}}$方向のトムソン散乱計測用の分光器で ICCD カメラ(PI-MAX4，Princeton Instruments 社製)を使用して散乱光を取得する．(b)は$\boldsymbol{k_{s2}}$方向のトムソン散乱計測用の分光器の模式図で ICCD カメラ(iStar，Andor 社製)を使用して散乱光を取得する．

表 2.5　プローブレーザーのパラメータ

レーザーエネルギー	310 J/beam
パルス幅	10 ns
波長	532 nm
レーザー集光径	100 μm
レーザー集光強度	394.7 GW/cm^2

2.5　磁場計測

外部磁場印加装置から 8.8-18.8 cm 離れた場所に小型の磁場計測器(Bdot プローブ)[27]を配置し，そのコイルを貫く磁束の強度変化を誘導起電力として計測した．この方法により，外部磁場の時間変動を計測することが可能である．図 2.21 は実際に使用した Bdot プローブである．先端が真空チャンバーの中心を向くように真空チャンバー内に設置したものが，図 2.22 である．プローブの先端(図 2.23)は，ポリイミド樹脂で作られたキューブに，ポリイミドで被覆された銅線のツイストペアを直行する 3 軸それぞれについて 5 回巻いている．それぞれの軸ペアに対して，50Ω の負荷をかけ，差動アンプ内(図 2.23)で電圧(共通誘導電圧)を引き算して最終的な信号を取得している[30].

本実験では，磁場計測を行う際に，真空チャンバー中心からプローブの先端までの距離を変化させながら計測を行った(計測位置：18.8 cm，13.7cm，11.3 cm，8.8 cm)．各点での位置関係は表 2.6 に示した通りである．

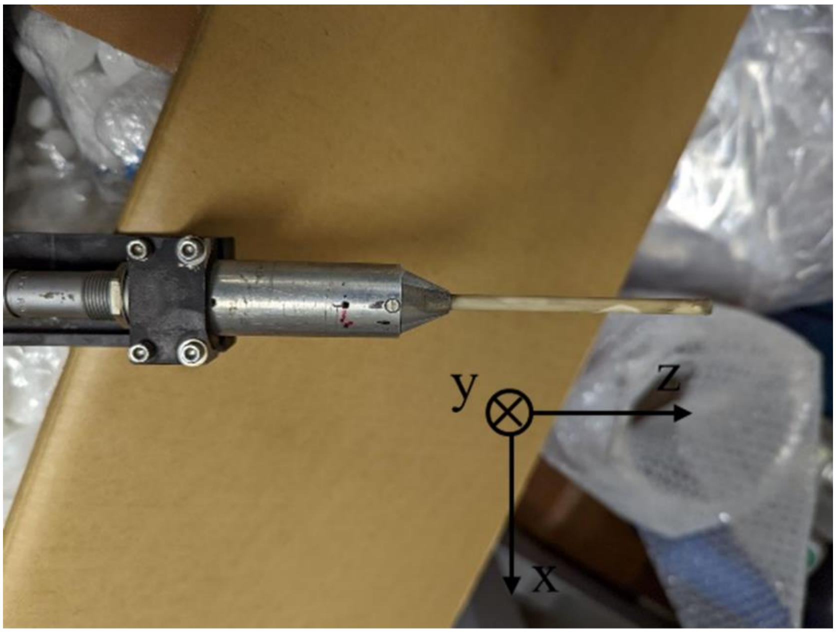


図 2.21　実験で使用した Bdot プローブ

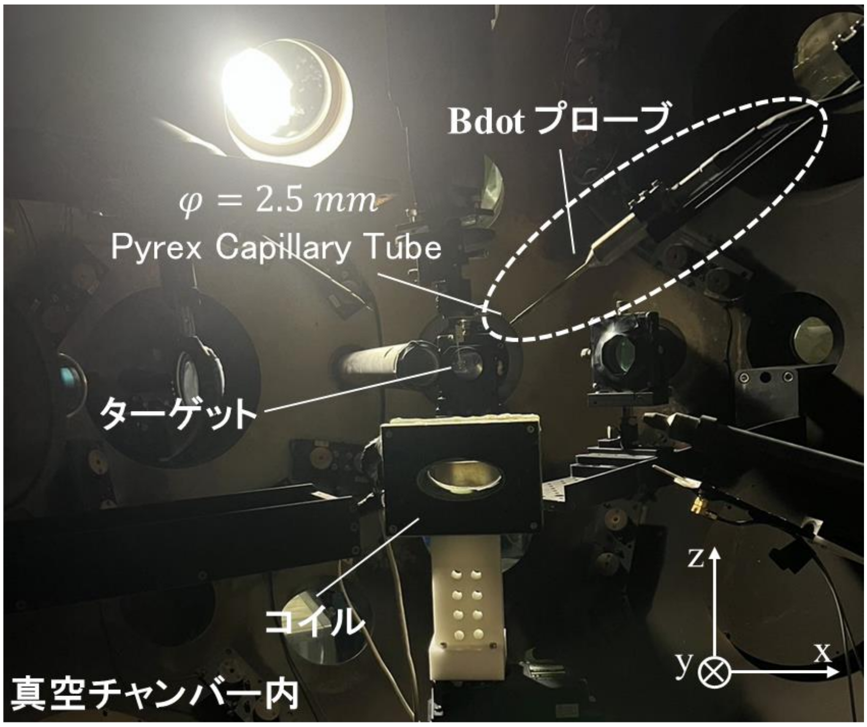


図 2.22　Bdot プローブ(白点線)を真空チャンバー内に設置した様子

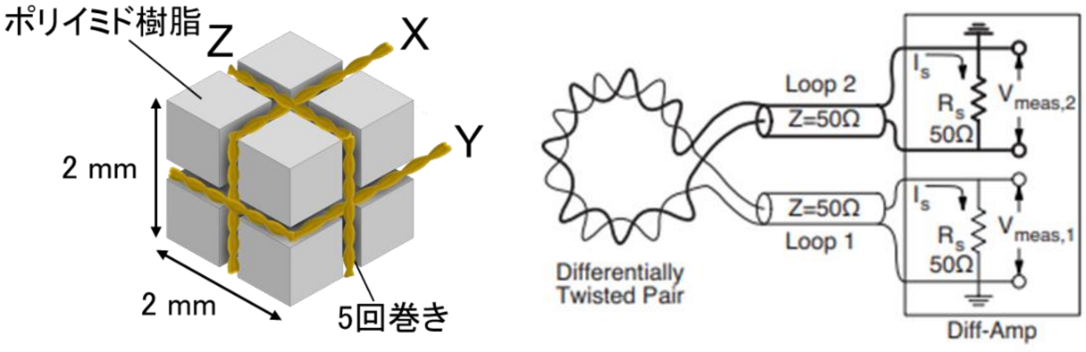


図 2.23　左：プローブ先端，右：差動アンプの回路図[30]

表 2.6　Bdot プローブ計測の位置関係

位置 [cm]	真空チャンバー内座標 [cm]
18.8	(x, y, z) = (12.1,　-11.7,　8.5)
13.7	(x, y, z) = (8.9,　-8.5,　6.2)
11.3	(x, y, z) = (7.3,　-7.0,　5.1)
8.8	(x, y, z) = (5.7,　-5.5,　4.0)

2.5.1　wavelet 変換

Bdot プローブ計測により得られたデータは，wavelet 変換により周波数解析を行う．wavelet 変換とは，マザーウェーブレット関数を基底関数とし，自在にスケール，シフトしながら元の波動を再構築し，周波数解析を行う手法である．Fourier 変換で周波数特性を求める際にどの時間でどのくらいの周波数がどれだけの振幅を持っているかは分かるが，どの時間に発生しているのかは分かりにくい．しかし，この変換においてはそれが可能である．また，窓 Fourier 変換という窓関数を用いて Fourier 変換を行うものがあり，この場合は特定の時間で見ることが可能である．しかし，窓幅を周波数に合わせて固定する必要があるため，広い周波数領域の解析には向かない．wavelet 変換では，基底関数の拡大縮小を行うため，広い周波数領域の解析が可能である．本研究で用いた関数は Morlet 関数である．Morlet 関数の式は以下の通りである．

$$\psi(t) = A \cdot e^{\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right)} \cdot e^{i\omega_0 t} \tag{2.5.1}$$

ここで，Aは正規化定数，σはガウス関数の標準偏差，ω_0は正弦波角周波数である．

Morlet 関数は，ガウス関数が時間方向の広がりを持ち，正弦波が周波数方向で振動する形状をしている．したがって，信号の局所的な時間と周波数の構造を同時に解析するのに適している．

2.6 1D-PIC シミュレーション

本実験結果と比較するためにプラズマ第一原理計算法として知られているParticle-in-cell(PIC)シミュレーションを用いた．本シミュレーションは名古屋大学梅田隆行准教授, 青山学院大学山崎了教授により行っていただいたものである[31].

PIC シミュレーションは, 個々の荷電粒子の運動方程式(2.6.1), (2.6.2)およびマクスウェル方程式(2.6.3)-(2.6.6)を連立して解くことにより，プラズマの振る舞いを一貫して再現するシミュレーション手法である.

$$\frac{d\boldsymbol{p_j}}{dt} = q_j(\boldsymbol{E} + \frac{\boldsymbol{v}_j}{c} \times \boldsymbol{B}) \tag{2.6.1}$$

$$\frac{d\boldsymbol{x}_j}{dt} = \boldsymbol{v}_j \tag{2.6.2}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 4\pi\rho \tag{2.6.3}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{2.6.4}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.6.5}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{J} \tag{2.6.6}$$

この運動方程式における添え字jは，各超粒子に割り当てられた粒子番号を指す．超粒子とは，位相空間で近い位置にある粒子群を 1 つの粒子と見なしたもので，密度，位置，運動量の情報を持つ．粒子の個々の動きをすべて追跡することは不可能なので, これらの超粒子を多数使用してプラズマ環境を再現する．また，c : 光速，$\boldsymbol{J}$: 電流密度ベクトル，ρ : 電荷密度，$\boldsymbol{x_j}$: 粒子の位置，$\boldsymbol{p_j}$: 粒子の運動量，$\boldsymbol{v_j}$: 粒子の速度，t : 時間，$\boldsymbol{E}$: 電場，$\boldsymbol{B}$: 磁場とする．式(2.6.3)と式(2.6.4)は初期値を求める際に使用され，それ以外の式は系の時空間の進化を求める際に解く．まず，式(2.6.1)-(2.6.2)を用いて，粒子の速度および位置の更新を行う．次に，更新された粒子の位置からグリッド毎に電荷密度と電流密度を導出する. 次に, 式(2.6.3)-(2.6.6)を用いて, 電磁場の更新を行う. 最後に，グリッド上の電磁場を粒子の位置での値に変換する．この一連の計算を繰り返し行う.

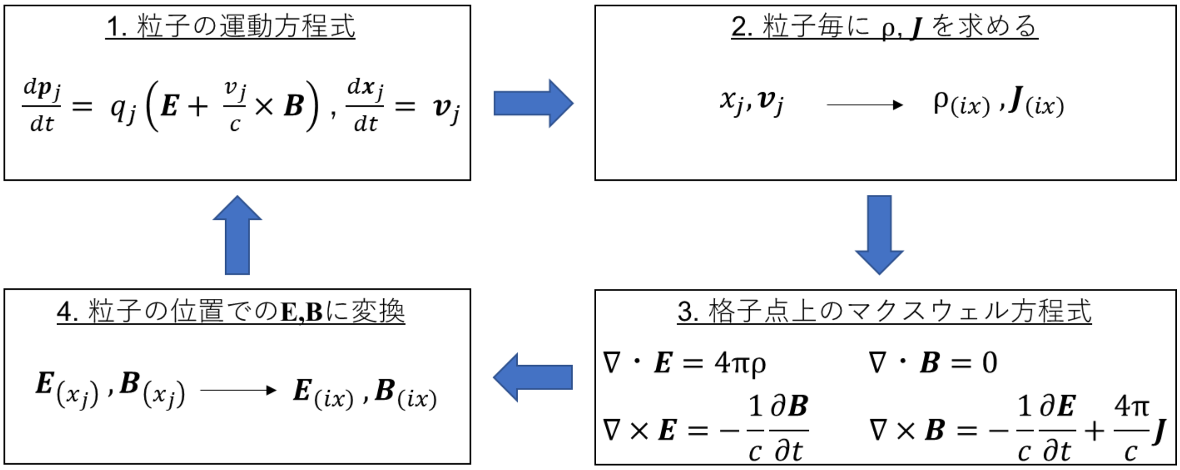


図 2.24　PIC シミュレーションのフローチャート

2.6.1　衝撃波の再現方法

ここでは，PIC シミュレーションによる衝撃波の再現方法について説明する．図 2.25 はシミュレーションの概略図である．初めに，磁化されたイオン価数 3 のガスプラズマ(窒素プラズマ)に速度 800 km/s を持ったイオン価数 10 のターゲットプラズマ(アルミニウムプラズマ)を注入する．このような価数の値に設定する理由は，実験条件と同様な条件で PIC シミュレーションを行うためである[8]．そうすることで，アルミニウムプラズマが窒素プラズマを押し，窒素プラズマ中に衝撃波を生成させることができる．$t = 0$の時，静止した窒素プラズマを置き，$x = 0$の位置から速度 800 km/s のアルミニウムプラズマを 1.3 ns の間注入する(実験時のレーザーの照射時間と同じ)．境界条件は，$x = 0$で解放境界，$x = L$で反射境界とし，イオンと電子の質量比は実際と同じにした．ただし，計算コストを抑えるために数値実験で使用される真空誘電率ε_0を実際の値より 100 倍大きく設定した．これにより，光速とプラズマ周波数は実際の値の 1/10 になる．しかし，Alfven 速度，プラズマβ，慣性長は実際の値と同じに設定されている．また，速度や電磁場は 3 次元の成分を持つが全ての物理量は 1 次元(x 座標)のみに依ると仮定した．従来，レーザーアブレーションプラズマ(アルミニウムプラズマ)では，Bierman battery 効果に起因するレーザープラズマ相互作用により自己生成磁場が生成される[31]．したがって本シミュレーションでは，式(2.6.7)のようにアルミニウムプラズマによる自己生成磁場の強度を設定した[31]．

$$B \approx \frac{T_e}{eV_d\varphi} \approx \left(\frac{T_e}{10^3\ \mathrm{eV}}\right)\left(\frac{V_d}{10^2\ \mathrm{km/s}}\right)^{-1}\left(\frac{\varphi}{1\ \mathrm{mm}}\right)^{-1} \tag{2.6.7}$$

ここで，eは電気素量，V_dはアルミニウムプラズマのドリフト速度，T_eは電子温度，φは高出力レーザーの集光径である．これにより自己生成磁場の典型的な大きさは約$10\ \mathrm{T}$と見積もれる．また，アルミニウムプラズマと窒素プラズマの初期パラメータは表 2.7 に示した通りである．

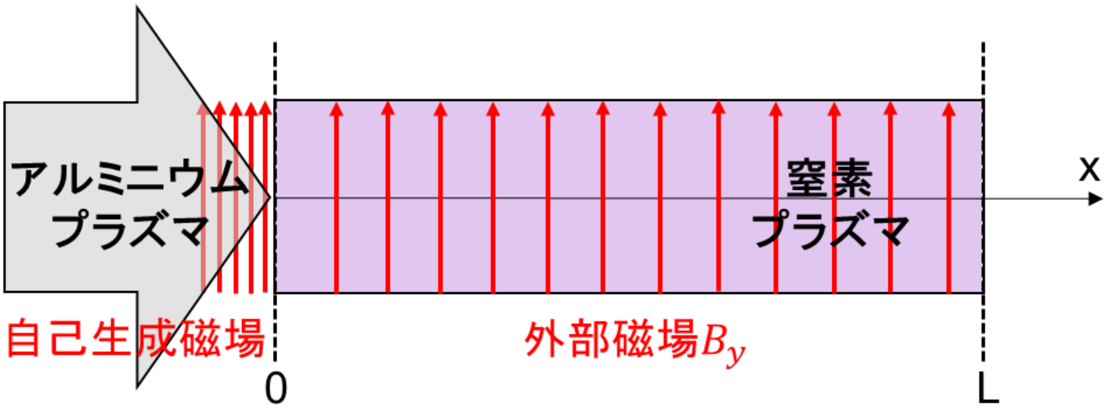


図 2.25　PIC シミュレーションの概略図

表 2.7　初期パラメータ

	アルミニウムプラズマ	窒素プラズマ
B_y [T]	10	3.6
m_i/m_e	49572	25704
T_e [eV]	30	6
Z	6	3
N_e [cm^{-3}]	6×10^{18}	2.4×10^{17}
v [km/s]	800	0

2.7　磁化プラズマ中の衝撃波生成条件

ここでは，超臨界準垂直無衝突衝撃波生成条件として必要な反射イオンの生成の条件について説明する．1.3.1 節で述べたが超臨界準垂直無衝突衝撃波の特徴として，反射イオンの存在が上げられる．そこで反射イオンの生成の条件として，Alfven Mach 数が臨界マッハ数を超える必要があり

$$M_A = \frac{v_{ej}}{v_A} > 3 \tag{2.7.1}$$

を満たす必要がある．v_{ej}はプラズマのイジェクタ(レーザーアブレーションプラズマ)速度である．

本実験は，1 Torr の窒素ガスを使用しているため，式(1.2.19)より，Alfven 速度は約 103.9 km/s と見積もれる．また，本実験で生成させるレーザーアブレーションプラズマの速度は約 500-1000 km/s なので式(2.7.1)よりM_Aは約 4.8-9.6 と見積もれることができ，式(2.7.1)を満たす．

次に，無衝突になるような状況にするための条件について説明する．本実験では磁化プラズマ中で粒子の衝突やクーロン衝突がほとんど起きない無衝突プラズマ中で衝撃波を生成することを試みている．したがって，衝撃波遷移領域の厚みよりイオン同士のクーロン衝突における平均自由行程λ_{ii}が十分長くなる必要がある．また衝撃波遷移領域の厚みは外部磁場を印加した際，イオンのジャイロ半径r_g程度であるため，光速をc，イオンの電荷をq_i，とすると

$$\lambda_{ii} = \frac{m_i^2 v_{ej}^4}{4\pi q_i^4 n_i ln\Lambda} \tag{2.7.2}$$

$$r_g = \frac{m_i c v_{ej}}{q_i B} \tag{2.7.3}$$

となる．lnΛはクーロン対数といい約 10 程度である．したがって，無衝突となる条件は

$$\lambda_{ii} > r_g \tag{2.7.4}$$

となる．

本実験の条件を当てはめると$\lambda_{ii} = 3.3$ cm，$r_g = 0.21$ cm と見積もれるため式(2.7.4)を満たす．以上より，本実験は無衝突衝撃波を生成するための条件を十分満たしていると言える．

第 3 章　解析結果

3.1　1D-PIC シミュレーションによる衝撃波の再現結果

ここでは，シミュレーションによる実験と同等な衝撃波の再現結果について説明する．図 3.1，図 3.2 にシミュレーションで得られた各時間における電子速度，イオン速度，磁場強度，電子密度の空間図を示す．また，図 3.1，図 3.2 の青色はアルミニウム，橙色は窒素を意味する．

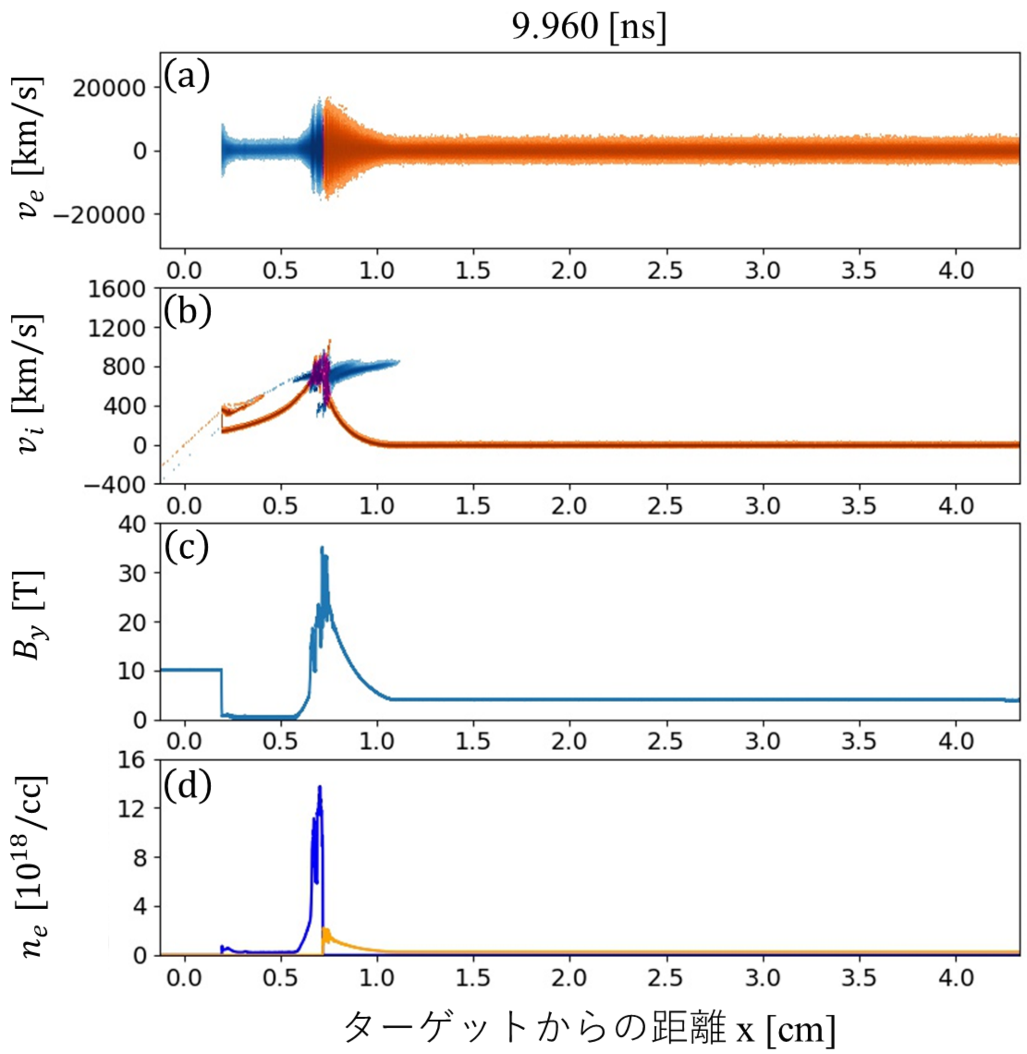


図 3.1　t = 9.96 ns の空間図(横軸は空間距離，縦軸は(a)電子速度，(b)イオン速度，(c)磁場強度，(d)電子密度)

図 3.1 より，t = 9.96 ns では密度上昇などの変化はなく，反射が起き始める前だということが分かる．

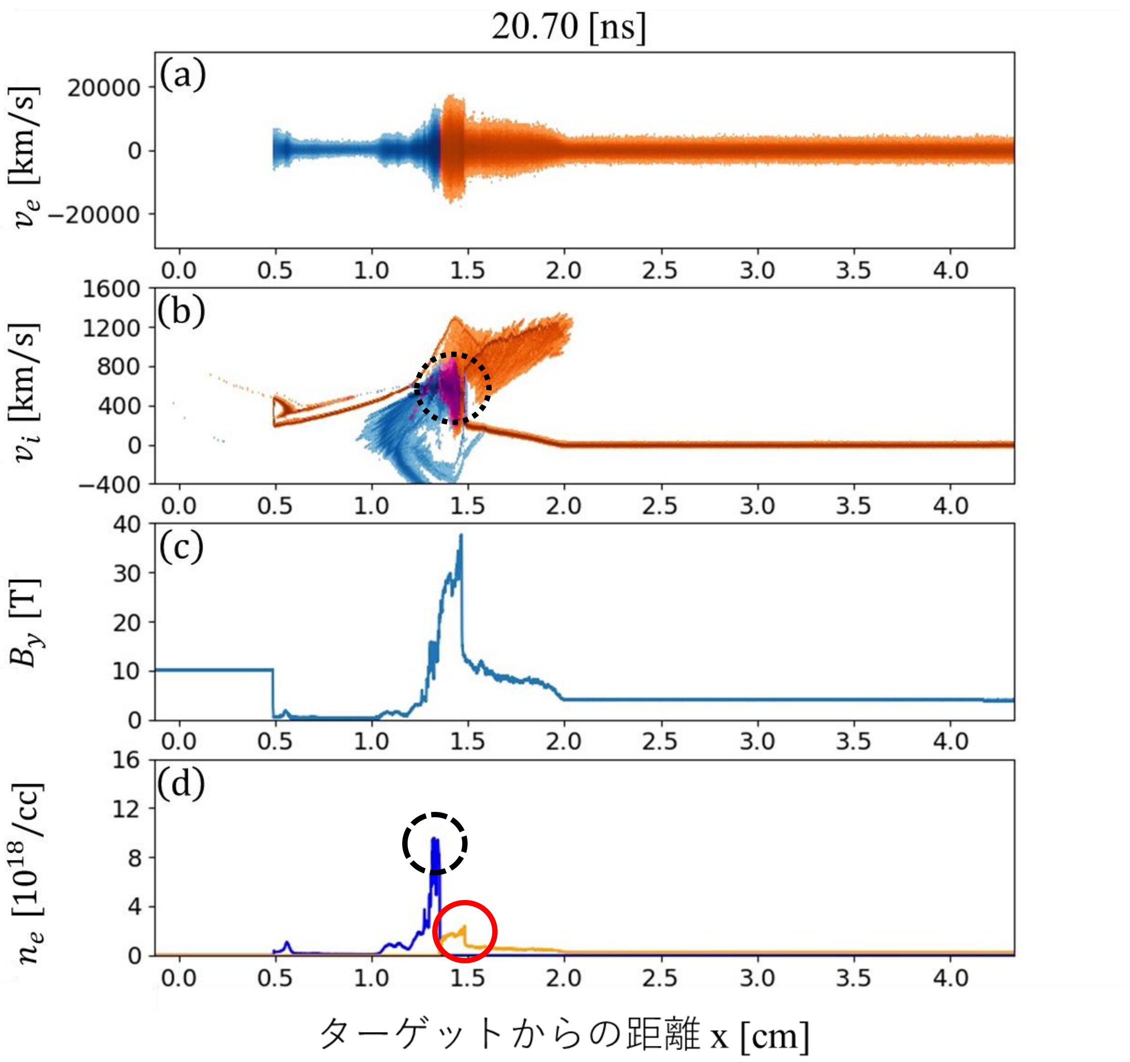


図 3.2　t = 20.70 ns の空間図(横軸は空間距離，縦軸は(a)電子速度，(b)イオン速度，(c)磁場強度，(d)電子密度)

図 3.2(b)，(c)より，窒素中の磁場が強くなりイオンが反射し始めているのが分かる．図 3.2(b)の x = 1.3 cm 付近(点線)にアルミと窒素の境界面ができ，図 3.2(d)より，x = 1.3 cm 付近(破線)と x = 1.5cm 付近(実線)で電子密度が上昇しているのが分かる．つまり，x = 1.5 cm 付近で衝撃波遷移領域(foot-ramp 領域)ができ始めているといえる．この x = 1.2-1.5 cm を実験で計測すると反射窒素が存在する foot-ramp 領域，もしくはアルミニウムと窒素が混ざり合っている下流領域が高密度領域として見えると考える．次節では，これらの領域を実験で計測した結果について述べていく．

3.2　外部磁場の有無による自発光計測結果の比較

本実験は，アルミニウムプラズマが窒素プラズマを押すことで衝撃波の生成を試みている．図 3.3 は外部磁場の有無による t = 31 ns，33 ns，35 ns のイメージング計測の結果である．図の黒破線に沿って $x = -20\mathrm{mm}$ の位置にターゲットが設置されている．図の黒破線はターゲットの法線軸で，ターゲット面は14°傾けられている．

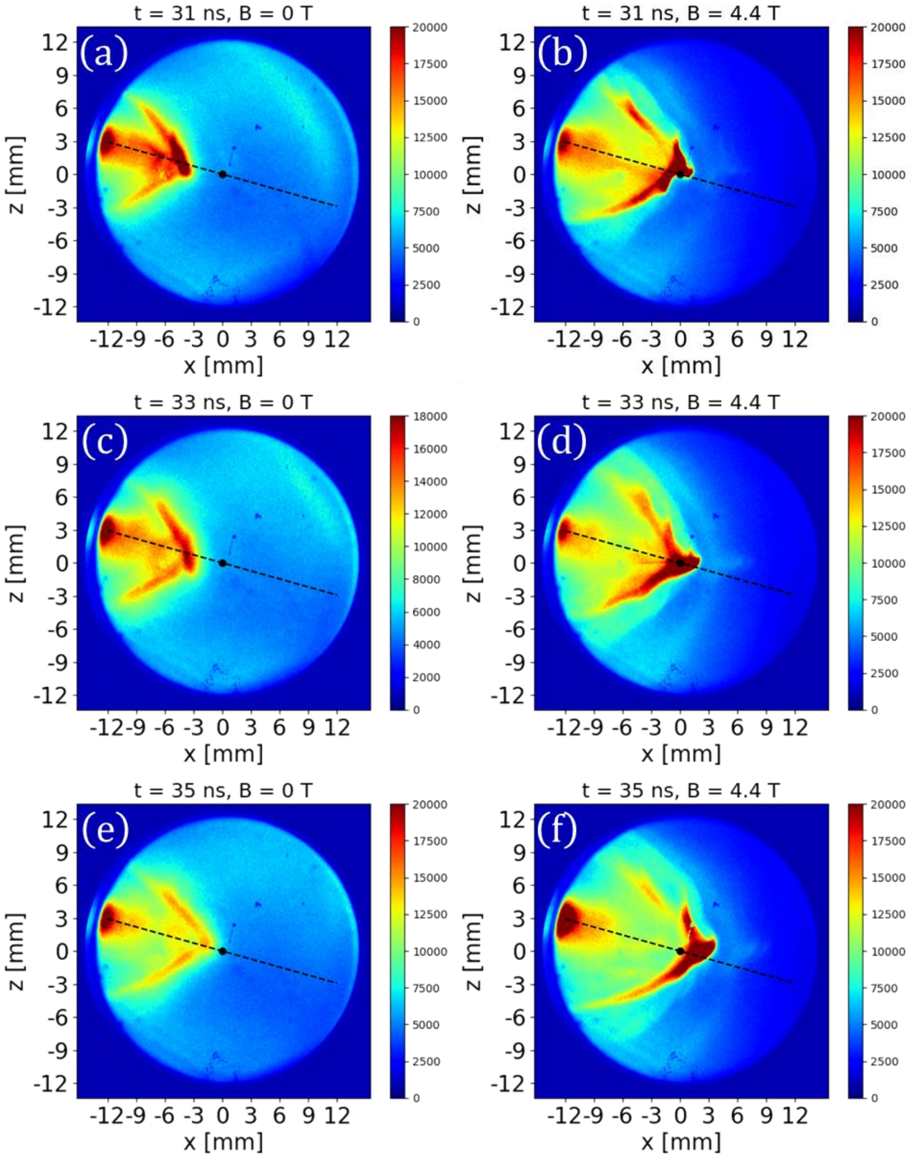


図 3.3　外部磁場の有無によるイメージング計測の結果．縦軸，横軸ともに原点をチャンバー中心にとり，それぞれ真空チャンバー座標軸(x, z)に平行である($B_y = 0$ T [(a), (c), (e)]，$B_y = 4.4$ T [(b), (d), (f)]).

次に，図 3.3(a)-(f)のターゲット法線軸に沿ったプラズマの発光強度の空間分布を図 3.4 に示す．

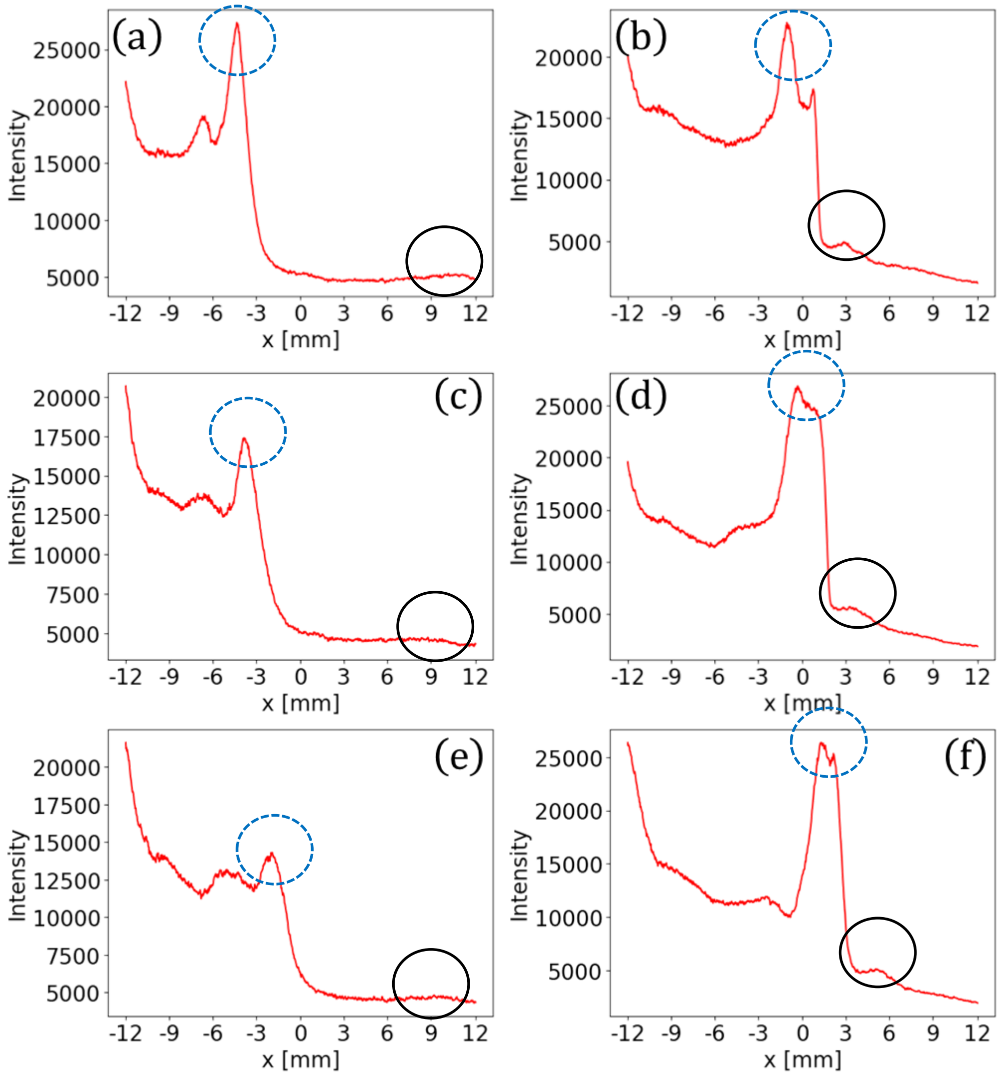


図 3.4　図 3.3 のターゲット法線軸に沿って切り取った結果．横軸はターゲット法線軸，縦軸は発光強度である(B_y = 0　T [(a), (c), (e)]，B_y = 4.4　T [(b), (d), (f)])．青点線は輝度が最も高い所を指し，黒線はそれより前方にわずかに発光強度が上昇している所．両者の黒線を比較したところ，外部磁場の有無で変化していることが分かる．

輝度が最も高い位置よりも，前方にわずかに輝度が上昇している部分がある．外部磁場をかけなかった時の結果では，t = 31 ns では x = 8 mm 付近，t = 33 ns では x = 10 mm 付近までプラズマが広がっていることが分かる(t = 35 ns では視野に入りきれず見えていない)．一方，外部磁場をかけた時の結果で

は，t = 31 ns では x = 3 mm 付近，t = 33 ns では x = 4 mm 付近，t = 35 ns では x = 5mm 付近までプラズマが広がっている．

次に，ターゲット法線軸上の時空間発展を追ったストリーク計測の結果を図 3.5 に示す．

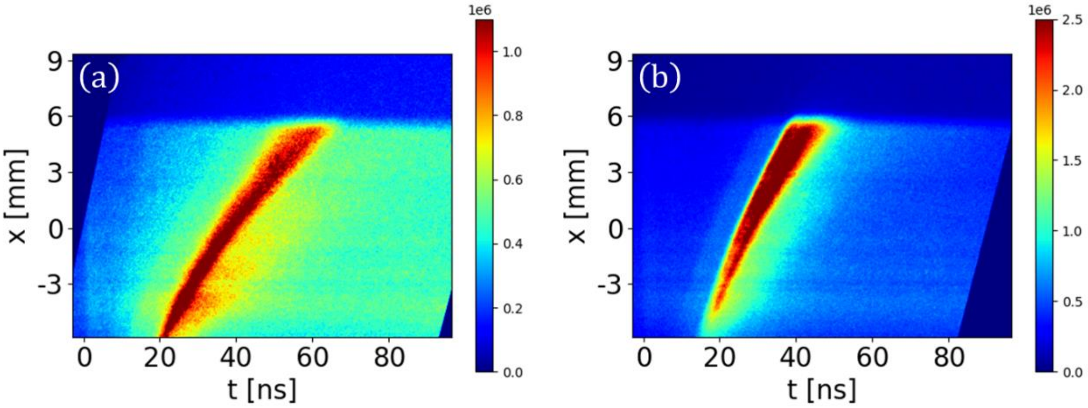


図 3.5　外部磁場の有無によるストリーク計測の結果．縦軸はチャンバー中心を原点とし，チャンバー座標軸(x)に平行，横軸は計測時間である((a)は$B_y = 0$ T，(b)は$B_y = 4.4$ T)．

この結果からも輝度が最も高い位置よりも前方にわずかに輝度が上昇している部分が確認できる．この部分の速度を見積もると，図 3.6 のようになった．

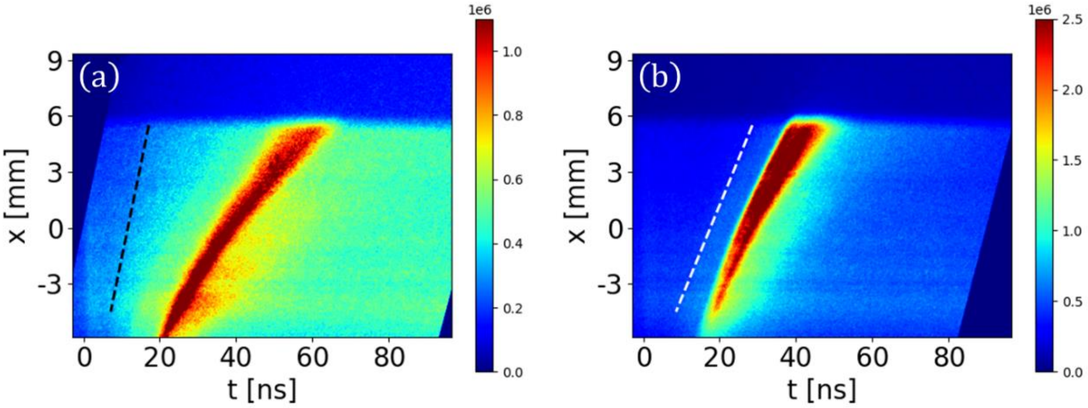


図 3.6　輝度が最も高い位置よりも前方の輝度が上昇している部分での速度(黒破線：$v =$ 1000 km/s，　白破線：$v =$ 500 km/s)．

外部磁場がない場合[図 3.6(a)]は，前方の輝度が上昇している部分の速度は約 1000 km/s ，外部磁場(4.4 T)を印加した場合[図 3.6(b)]は，約 500 km/s となり，輝度が最も高い位置も同じく約 500 km/s という結果が得られた．図 3.7 は流体シミュレーションによる衝撃波遷移領域の空間構造を示しており，これらの結果から，輝度が最も高い所は図 3.7①の ramp 領域と②の下流領域の二つの解釈が可能である．

まず，輝度が最も高い所が ramp 領域の場合，衝撃波が 500 km/s で伝搬し，反射粒子が弾性衝突するため図 3.6(a)のように 1000 km/s で跳ね返ると考えることができる．また，外部磁場を印加すると，反射粒子は磁場の影響で上流まで戻らずジャイロ運動するため，図 3.6(b)のような見え方になる．したがって，輝度が高い所が ramp 領域でその前方の輝度が高い所が foot 領域だと解釈することができる．

一方，輝度が最も高い所が下流領域の場合，下流領域が約 500 km/s で伝搬し，その前方の輝度が上昇している所が foot-overshoot 領域全て含めた領域だと考えることができる．

3.3 節では，この輝度が高い所の物理量を協同レーザートムソン散乱計測により求めた結果を示し詳しく見ていく．

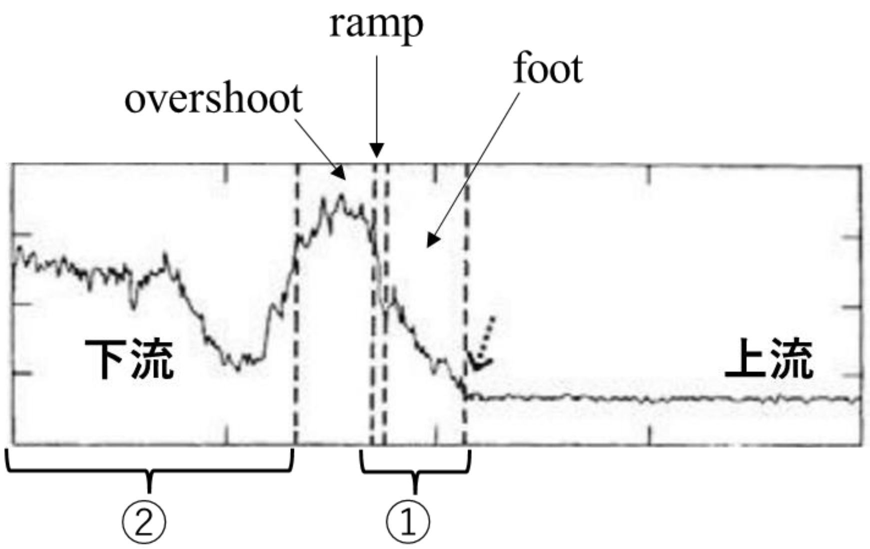


図 3.7　流体シミュレーションによる無衝突衝撃波遷移領域の空間構造(foot, ramp, overshoot)[5]．二流体構造となっている所は，衝撃波遷移領域(foot-ramp 領域(図の①))または，下流領域(アルミニウムと窒素が混ざり合っている領域(図の②))

3.3　協同レーザートムソン散乱によるプラズマパラメータの算出結果

本節では, 前節で議論したイメージング計測結果から確認した発光強度が最も高い位置について協同レーザートムソン散乱計測の結果を踏まえて議論する．2.1.4 節で示した図をもう一度図 3.8 に示す．また，今回は簡単のため，2 方向の計測結果についてそれぞれ$\boldsymbol{k}_{\perp}$, $\boldsymbol{k}_{||}$と呼ぶことにする．

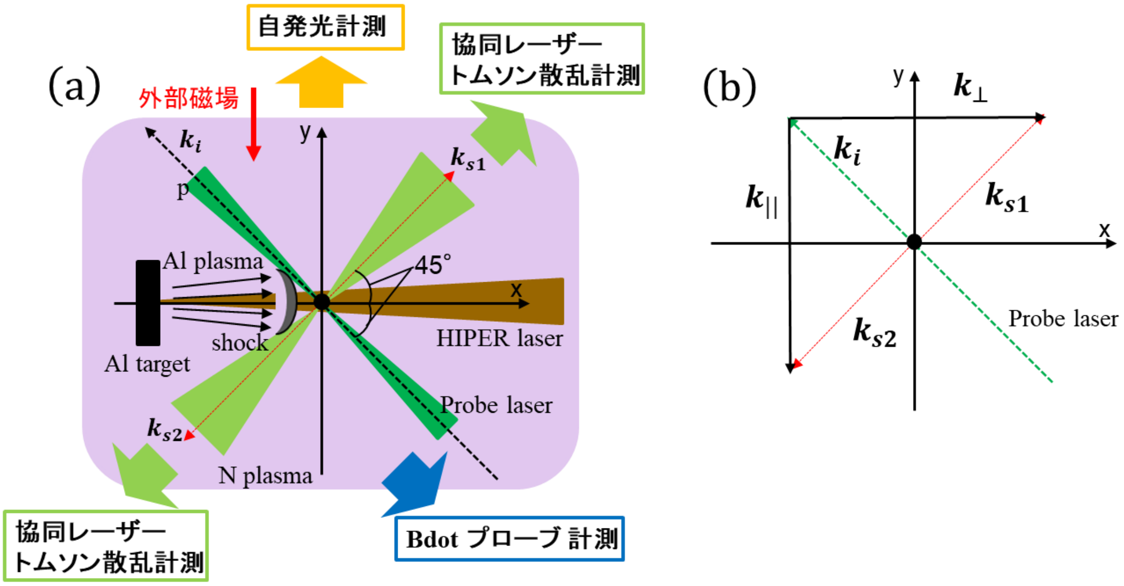


図 3.8　(a)は真空チャンバーを上(z 軸正方向)から見た模式図．Probe laser を真空チャンバー中心に集光させ$\boldsymbol{k}_{s1}$と$\boldsymbol{k}_{s2}$の 2 方向(黄緑色)のトムソン散乱計測を行った．また，y 軸正方向で自発光計測を行った．(b)はトムソン散乱計測の計測方向を示した模式図．$\boldsymbol{k}_{s1}$と$\boldsymbol{k}_{s2}$の 2 方向のトムソン散乱計測をすることでそれぞれの波数ベクトル$\boldsymbol{k}_{\perp}$, $\boldsymbol{k}_{||}$の方向の物理量を計測した．添え字の⊥と||はそれぞれ外部磁場に対して平行方向と垂直方向という意味．

はじめに，トムソン散乱の解析手順について 2.3.3 節で触れたが再度説明する．プラズマの温度，流速度をパラメータとし，最小二乗法によって実際に得られたスペクトルをフィッティングする．電子密度はフィッティング後に得られる理論関数から式(2.3.22)を用いて計算する． この算出された電子密度を初期値とし再度フィッティングを行う．この一連の流れを繰り返し行い，初期値として入力した電子密度と式(2.3.13)から得られる計算値が一致するまで繰り返し，一致した時の各パラメータの値を最終値としている．

実際に行った計測ではICCDカメラを使用した．ICCDカメラに到達した散乱光は光電効果により一次光電子に変換される．変換された一次光電子はマイクロチャンネルプレート(MCP)内を壁面との衝突を繰り返しながら進み，電子が増倍される．増倍された電子はその後再度光子に変換され，最終的にCCDセンサーで計測される．MCP内には電圧が印加されており一次光電子を加速させることにより電子の増倍率を決定している．統計誤差の評価はこの増倍された光電子数で算出している．式(3.2.1)にχ^2の計算式を示す．

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i - D(k,\omega)_i}{\sigma_i} \right)^2 \tag{3.3.1}$$

y_iは実測値，$D(k,\omega)_i$は理論値，σ_iは統計誤差，添え字iはi番目のデータ点という意味である[32]．最適化処理は式(3.2.1)を自由度 f で割った値によってフィッティングの妥当性を評価する．

$$\chi^2/_f = \sum_i \left(\frac{y_i - D(k,\omega)_i}{\sigma_i} \right)^2 \Big/ f \tag{3.3.2}$$

ここで，自由度 f はデータ点からフィッティングパラメータ数を引いた値と定義する．

3.1 節で議論した通り，計測している所は，foot-ramp 領域では上流で静止した窒素イオンと反射イオンによる窒素二流体，下流領域では，すぐ後方に窒素プラズマを押す役割となっているアルミニウムプラズマが存在しているため，反射されずに静電ポテンシャルを超えていく窒素イオンとアルミイオンとの二流体になっていると考える．したがって，窒素二流体とアルミニウムと窒素の二流体の両方を仮定して解析を進めていく(図 3.7).

窒素二流体と仮定し解析を行う際は，図 3.9(a)のように上流で静止しているイオンと速度を持った反射イオンの二流体存在していると仮定している．電子の速度分布も二つ存在するが，熱速度が非常に大きいため，その重ね合わせで示している．また，アルミニウムと窒素の二流体と仮定し解析を行う際は，図 3.9(b)のように共に速度を持っているアルミニウムイオンと窒素イオンが存在していると仮定している．電子の速度分布は先ほどと同様な考えである．一流体中では，電子とイオンに速度差はないが，電子の速度分布の中心が各イオンの速度分布の中心からずれるため，それぞれのイオンに対してもう片方の電子

のラウダウ減衰の効果が効いてくる．したがって，電子のラウダウ減衰の効果が左右で異なるため，左右非対称なイオン項スペクトルを表現できる．

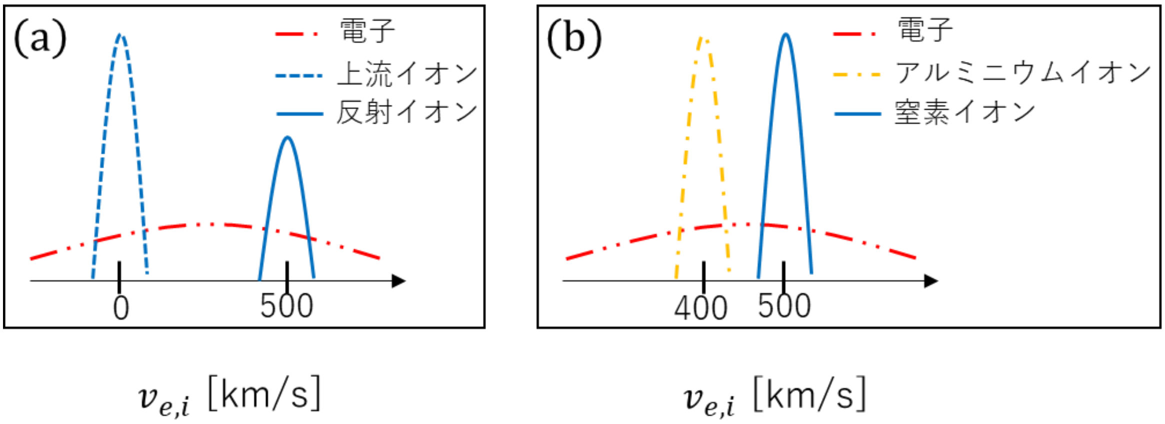


図 3.9　速度分布の簡略図で，(a)は窒素二流体と仮定した場合，(b)はアルミニウムと窒素の二流体と仮定した場合である．

3.3.1　窒素二流体と仮定した時の結果

ここでは，窒素二流体と仮定した時の結果について説明する．この解析は，上流窒素と反射窒素の窒素二流体と仮定したものである．つまり，衝撃波の遷移領域における foot-ramp 領域(図 3.7①)を計測しているという想定である．$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向は外部磁場に垂直方向の計測なので反射窒素は遠くまで反射されずその場に溜まっていき，加熱や密度上昇などが起こると考えられる．$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向と$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測の結果を図 3.10 と図 3.11 に示す．

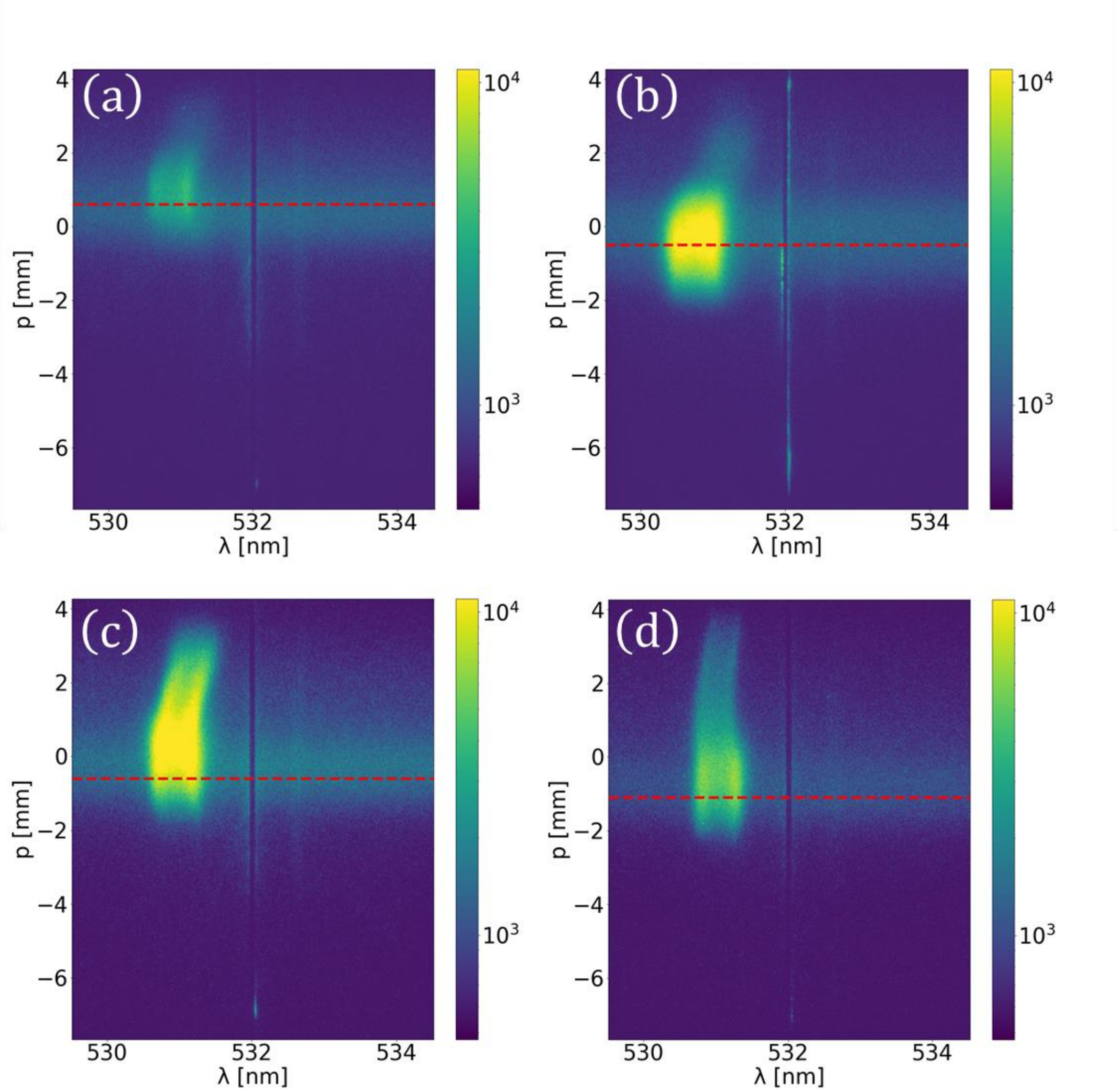


図 3.10　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向のトムソン散乱計測(横軸は波長，縦軸はプローブレーザー軸)．(a)31.0 ns，(b)32.5 ns，(c)34.5 ns，(d)37.5 ns

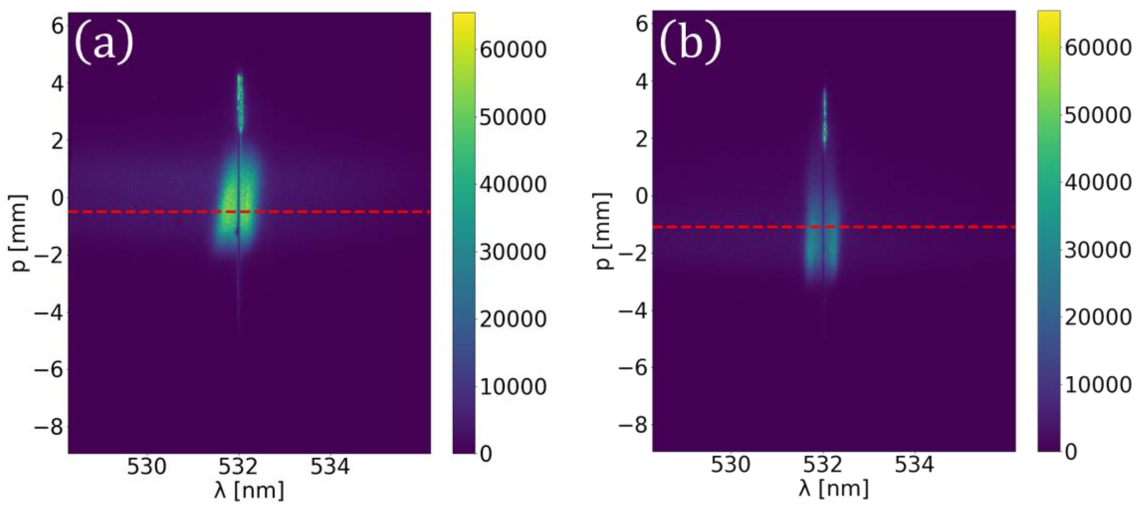


図 3.11　$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測(横軸は波長，縦軸はプローブレーザー軸)．(a)32.5 ns，(b)37.5 ns

図 3.10 より，t = 31.0 ns ではプラズマが高速で運動し，ドップラーシフトしているのが分かる. 時間が進むにつれてトムソン散乱のドップラーシフト量も小さくなってきていることから, 衝撃波が伝搬し流速が遅くなっている. また, 2.3.2 節で説明した通り，左右非対称なスペクトルになっており，二流体構造になっていると考えられる．図 3.10，図 3.11 の赤破線の部分でフィッティングした結果を図 3.12, 図 3.13 に示す. ここでの横軸は$\Delta\lambda = \lambda - 532$ nm である．

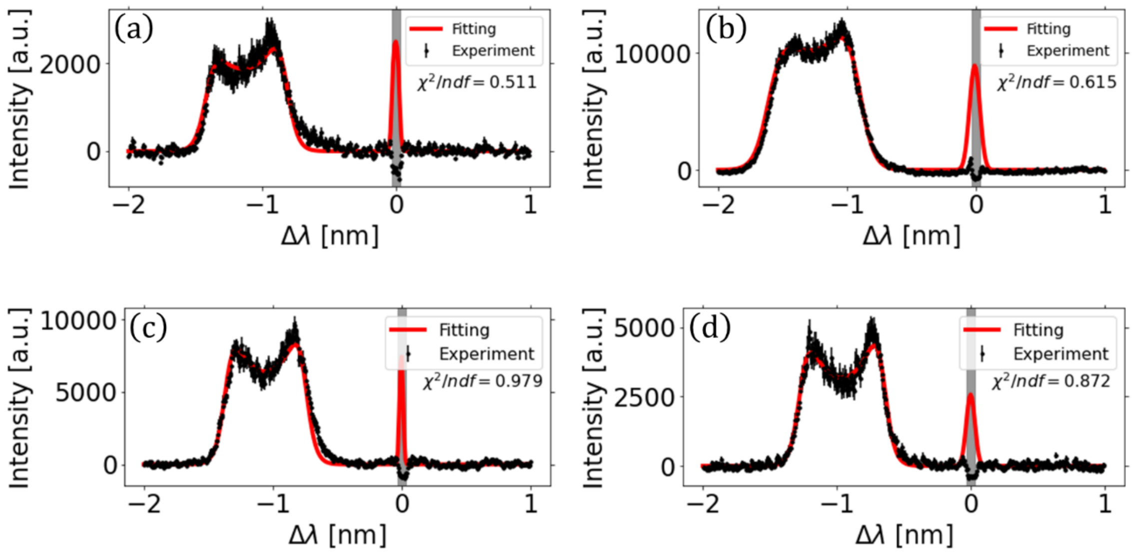


図 3.12　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向のトムソン散乱光のフィッティング結果((a)　t = 31　ns，p = 0.6　mm，(b)t = 32.5　ns，p = −0.5　mm，(c)　t = 34.5　ns，p = −0.6　mm，(d)　t = 37.5　ns，p = −1.1　mm)．また入射するプローブレーザー波長(532 nm)はノッチフィルターを入れ迷光除去している(図のグレーの領域)．

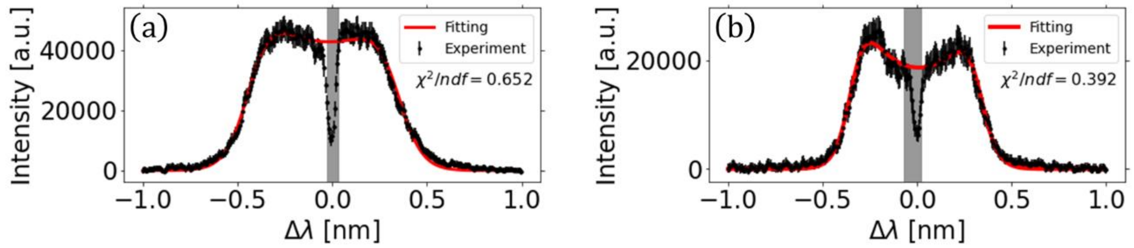


図 3.13　$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱光のフィッティング結果((a)t = 32.5　ns，p = −0.5　mm，(b)t = 37.5　ns，p = −1.1　mm)．また，入射するプローブレーザー波長(532　nm)はノッチフィルターを入れ迷光除去しているのでフィッティング時は除いた　(図のグレーの領域)．また，フィッティングの際に，密度は$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向で得られた結果を使用した．

図 3.12，図 3.13 より左右非対称なスペクトルになっており，二流体構造になっていることが明らかである．次に，図 3.12(a)-(d)，図 3.13(a), (b)それぞれで算出されたパラメータのプローブレーザー光軸(p 軸)に沿った空間分布を図 3.14-3.16 に示す．

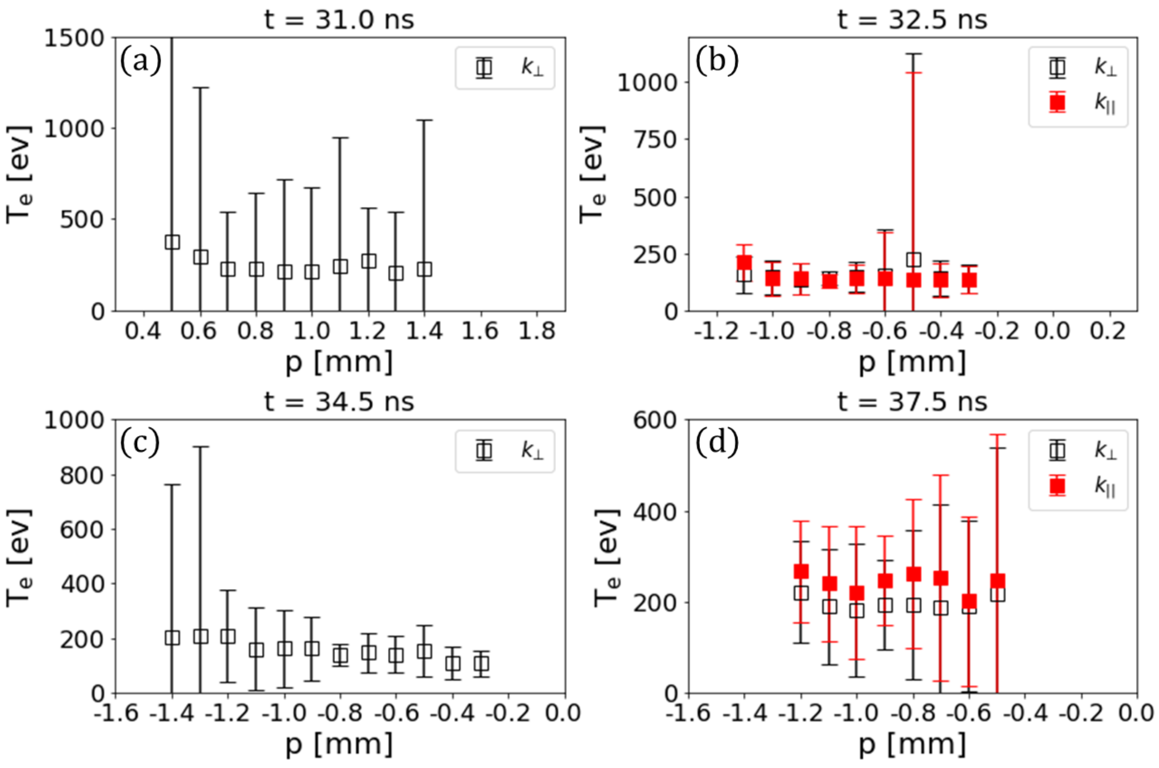


図 3.14　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測により得られた電子温度の空間分布((a)　t = 31　ns，p = 0.6　mm，(b)t = 32.5　ns，p = −0.5　mm，(c)　t = 34.5　ns，p = −0.6　mm，(d)　t = 37.5　ns，p = −1.1　mm).

図 3.14 より，電子温度の誤差が大きいことが分かり，結果から詳しく議論することは難しい．これは，イオンと比べて電子の速度分布がかなり広がっているため，電子の速度分布が少し変化したぐらいでは，スペクトルの決定精度には効かない．本実験では電子項は計測していないが，将来的には，電子項を計測することで，より正確に電子温度を決定することができる．

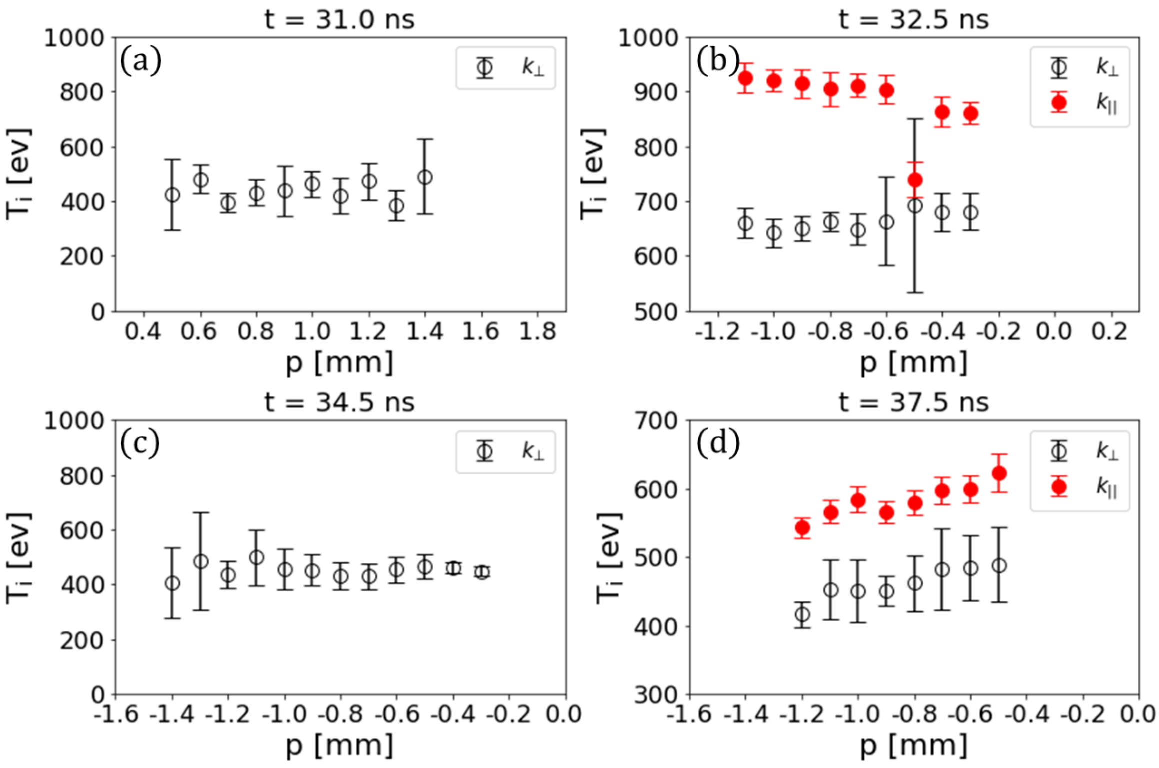


図 3.15　$\boldsymbol{k}_\perp$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測により得られた反射成分のイオン温度の空間分布((a) $t = 31$ ns，$p = 0.6$ mm，(b)$t = 32.5$ ns，$p = -0.5$ mm，(c) $t = 34.5$ ns，$p = -0.6$ mm，(d) $t = 37.5$ ns，$p = -1.1$ mm).

図 3.15 より，反射成分のイオン温度が高くなっていることが分かる．衝撃波反射面で見られる特徴の一つである，$\boldsymbol{k}_\perp$方向での加熱については，4.2 節で詳しく議論する．

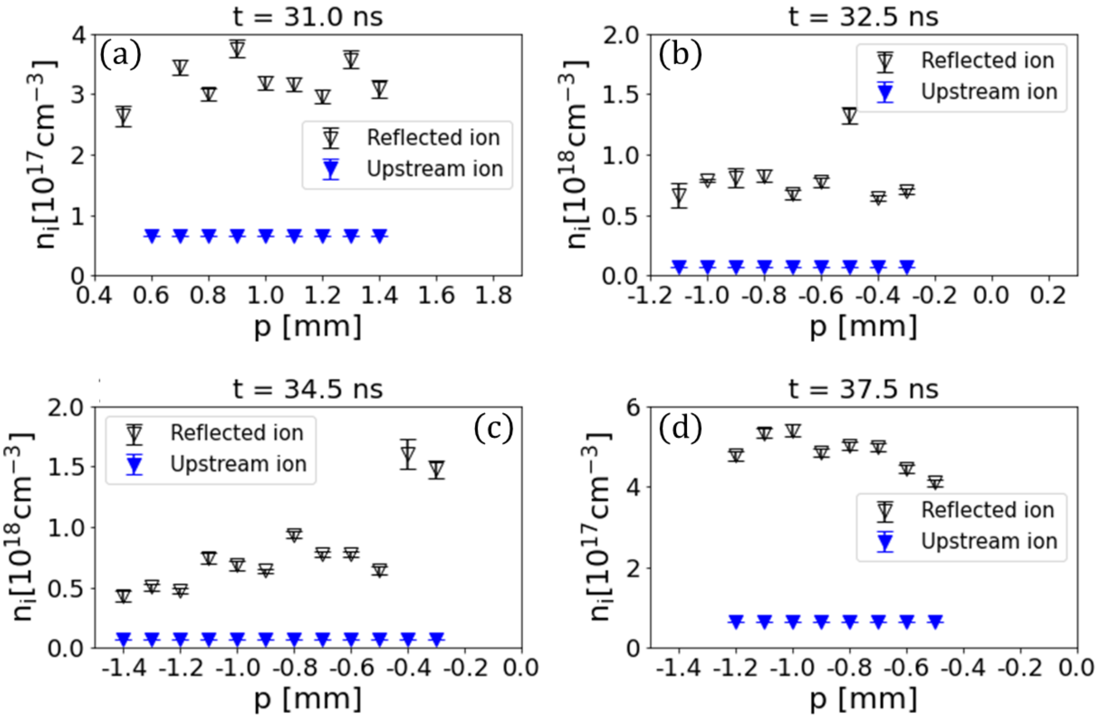


図 3.16　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向のトムソン散乱計測により得られた反射成分と上流成分のイオン密度の空間分布((a) $\mathrm{t = 31\ ns}$, $\mathrm{p = 0.6\ mm}$, (b)$\mathrm{t = 32.5\ ns}$, $\mathrm{p = -0.5\ mm}$, (c) $\mathrm{t = 34.5\ ns}$, $\mathrm{p = -0.6\ mm}$, (d) $\mathrm{t = 37.5\ ns}$, $\mathrm{p = -1.1\ mm}$).

上流のイオン密度の初期値は，1 Torr の窒素ガスが電離したとして，$6.4 \times 10^{16}\ \mathrm{cm^{-3}}$と固定している．図 3.16 より，反射イオンの密度は上流イオンの密度に比べて 5-10 倍程度高い傾向が見られる．この結果の妥当性については 4.1 節で詳しく議論する．

3.3.2　アルミニウムと窒素の二流体と仮定した時の結果

ここでは, アルミニウムと窒素の二流体と仮定した時の結果について説明する．この解析は，衝撃波遷移層のすぐ後ろ側の下流領域(アルミニウムと窒素が混ざり合った領域)を計測しているという想定である．図 3.10，図 3.11 の赤破線の部分でアルミニウムと窒素の二流体と仮定した時のフィッティングした結果を図 3.17，図 3.18 に示す．ここでの横軸は$\Delta\lambda = \lambda - 532$ nm である．

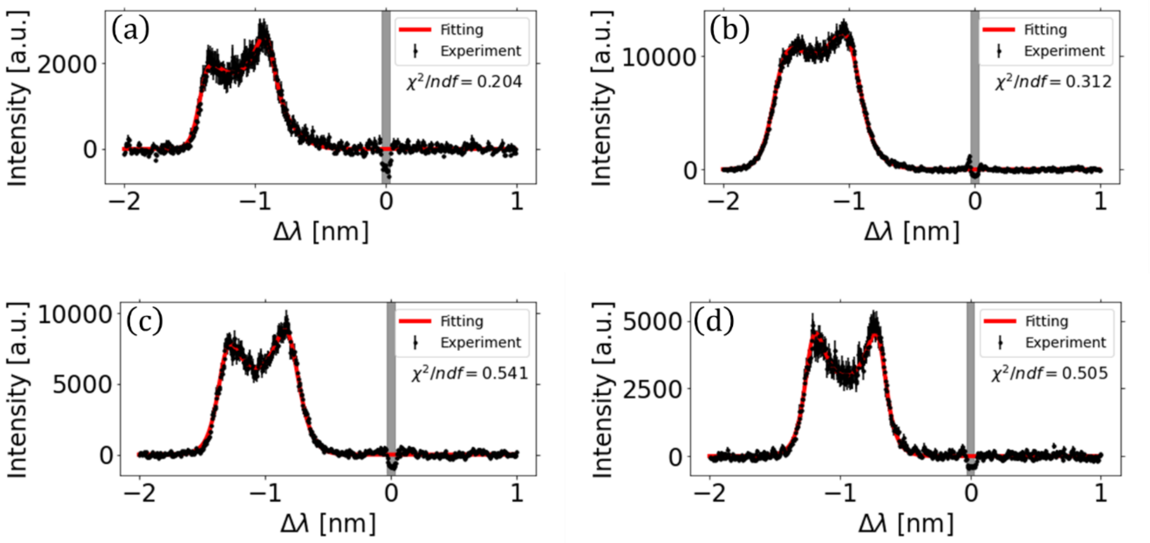


図 3.17　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向のトムソン散乱光のフィッティング結果((a) t = 31 ns，p = 0.6 mm，(b)t = 32.5 ns，p = −0.5 mm，(c) t = 34.5 ns，p = −0.6 mm，(d) t = 37.5 ns，p = −1.1 mm)．また入射するプローブレーザー波長 532 nm まわりはノッチフィルターを入れ迷光除去している(図グレー)．

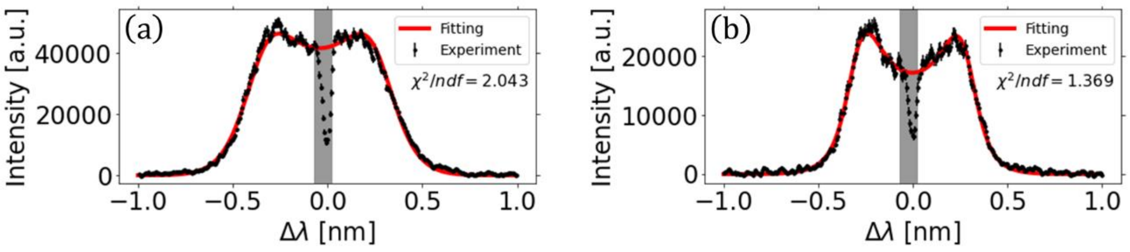


図 3.18　$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱光のフィッティング結果((a)t = 32.5 ns，p = −0.5 mm，(b)t = 37.5 ns，p = −1.1 mm)．また，入射するプローブレーザー波長 532 nm まわりはノッチフィルターを入れ迷光除去しているのでフィッティング時は除いた (図グレー)．また，フィッティングの際に，密度は$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向で得られた結果を固定値として使用した．

式(3.3.1)より，χ^2 を求めた値も図に載せている．結果としてχ^2 の値は小さく，χ^2/f~1であり，フィッティングは妥当である．また，α = 1.0-2.0 であり，協同散乱のパラメータである．

窒素二流体と仮定して解析した時は，上流窒素は静止しているものとして仮定しているため，真空チャンバー内に充填しておいた 1 Torr の窒素ガスと同じイオン密度として固定し，フィッティングを行った．一方，今回は窒素とアルミそれぞれのイオン密度が未知数である．未知数がさらに一つ増えると解析が困難なため，アルミと窒素のイオン密度の比を 1 つのパラメータとし，また，アルミニウムと窒素の二種類の電子温度に決定精度がなかったため，電子温度は一つとしてフィッティングを行った．次に，図 3.17(a)-(d)，図 3.18(a), (b)それぞれ算出されたパラメータのプローブレーザー光軸(p 軸)に沿った空間分布を図 3.19-3.20 に示す．

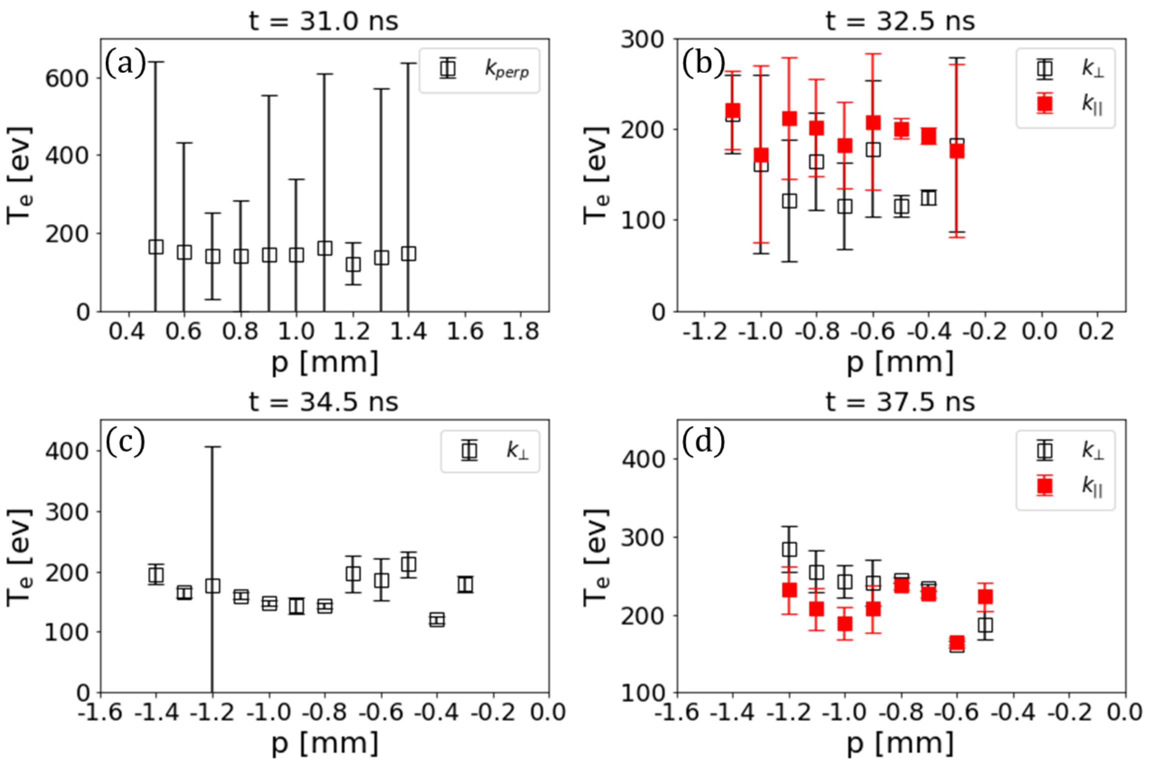


図 3.19　$\boldsymbol{k}_\perp$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測により得られた電子温度の空間分布((a) t = 31 ns，p = 0.6 mm，(b)t = 32.5 ns，p = −0.5 mm，(c) t = 34.5 ns，p = −0.6 mm，(d) t = 37.5 ns，p = −1.1 mm).

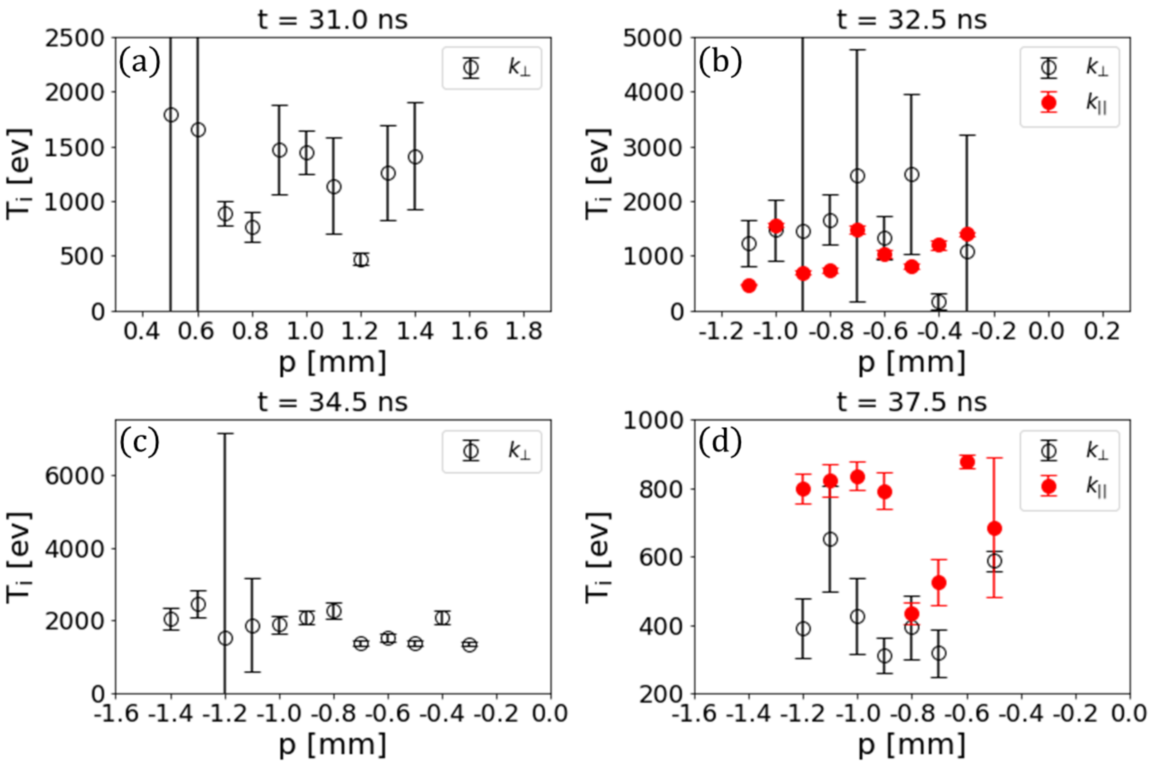


図 3.20　$\boldsymbol{k}_\perp$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測により得られたアルミニウムのイオン温度の空間分布((a)　t = 31　ns，　p = 0.6　mm，　(b)t = 32.5　ns，　p = −0.5　mm，　(c)　t = 34.5　ns，　p = −0.6　mm，　(d)　t = 37.5　ns，　p = −1.1　mm).

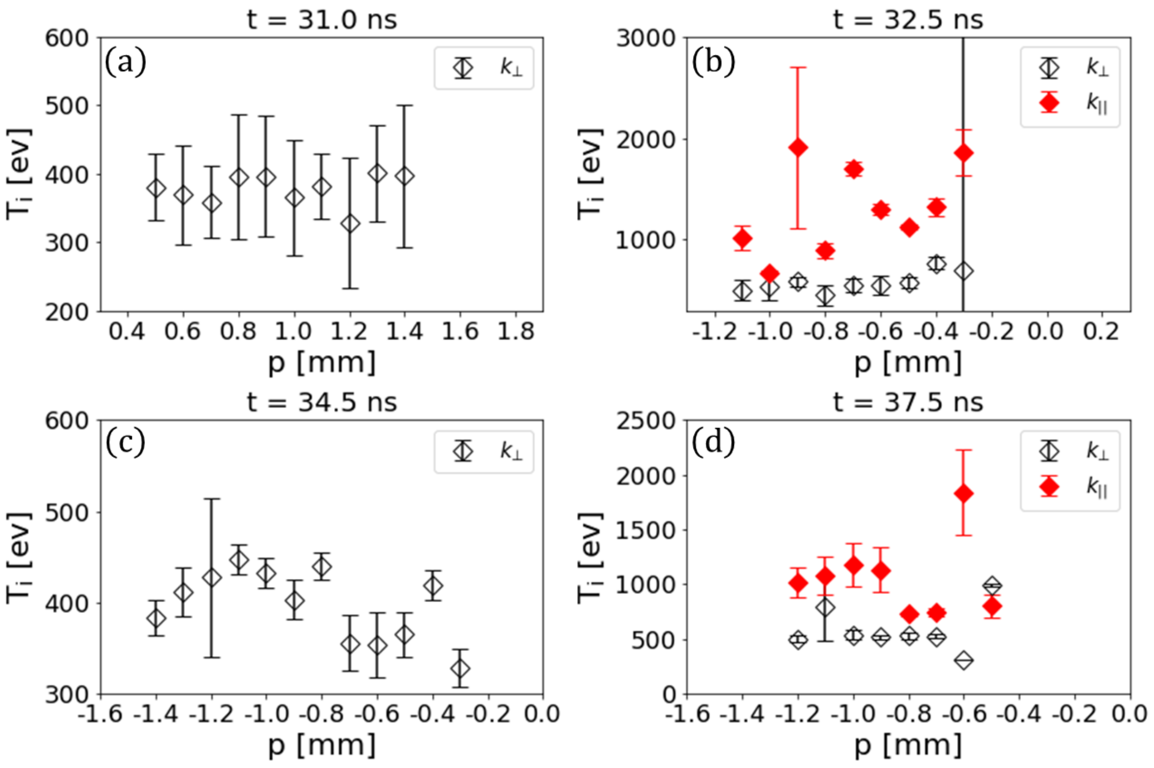


図 3.21　$\boldsymbol{k}_\perp$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向のトムソン散乱計測により得られた窒素のイオン温度の空間分布((a)　$t = 31$　ns，$p = 0.6$　mm，(b)$t = 32.5$　ns，$p = -0.5$　mm，(c)　$t = 34.5$　ns，$p = -0.6$　mm，(d)　$t = 37.5$　ns，$p = -1.1$　mm).

図 3.19，図 3.20，図 3.21 より，アルミニウムと窒素ともに，電子温度とイオン温度では特徴的な変化は見られなかった．本研究では，窒素プラズマ中に生じる衝撃波の構造を調べているので，4 章では窒素の物理量に着目し，結果について詳しく見ていく．

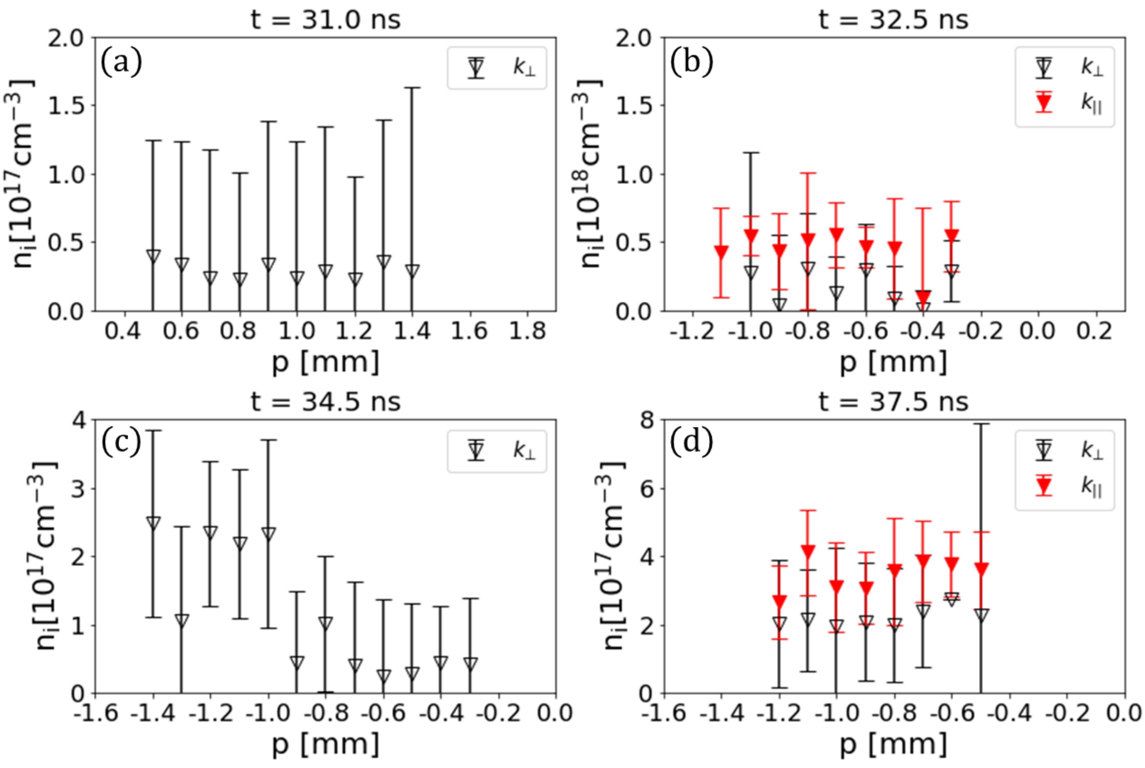


図 3.22　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向のトムソン散乱計測により得られたアルミニウムのイオン密度の空間分布((a)　t = 31　ns，　p = 0.6　mm，　(b)t = 32.5　ns，　p = −0.5　mm，　(c)　t = 34.5　ns，　p = −0.6　mm，　(d)　t = 37.5　ns，　p = −1.1　mm).

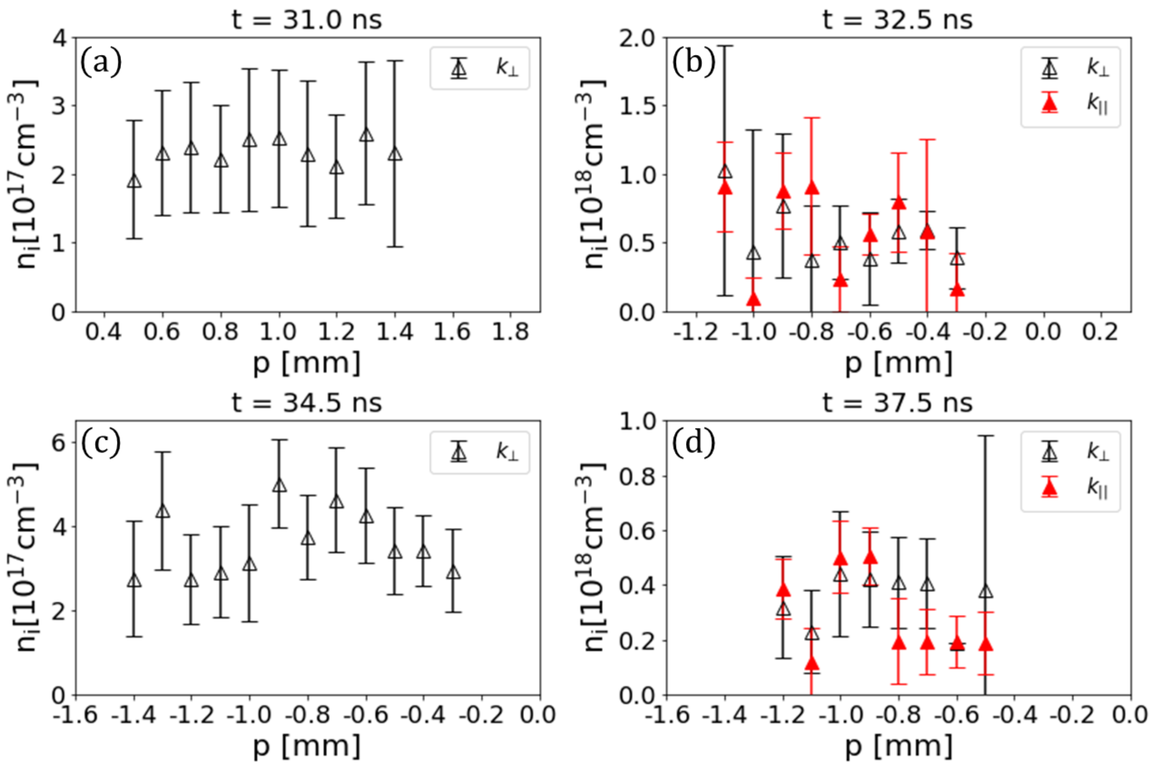


図 3.23　$\boldsymbol{k}_\perp$方向のトムソン散乱計測により得られた窒素のイオン密度の空間分布((a) $t = 31$ ns, $p = 0.6$ mm, (b)$t = 32.5$ ns, $p = -0.5$ mm, (c) $t = 34.5$ ns, $p = -0.6$ mm, (d) $t = 37.5$ ns, $p = -1.1$ mm).

図 3.22，図 3.23 より，窒素のイオン密度の方がアルミニウムのイオン密度よりも大きいという結果になった.

3.4　磁場計測によるプラズマ波動の検出結果

本節では，磁場計測の結果について説明する．磁場計測は真空チャンバー中心からプローブの先端位置(計測位置)まで 8.8 cm，11.3 cm，13.7 cm，18.8 cm と距離を変えながら計測を行った．図 3.24 は，真空チャンバー中心から 11.3 cm の位置で計測した際に得られた結果である．真空チャンバー内に窒素ガスを 1 Torr 充填し，図 3.24(a)-(c)は外部磁場を印加していない結果($B_y = 0$ T)，(d)-(f)は外部磁場を y 軸正方向に印加した結果($B_y = 4.4$ T)，図 3.24(g)-(i)は外部磁場を y 軸負方向に印加した結果($B_y = -4.4$ T)である．また，図 3.21(a), (d), (g)は x 軸，図 3.24(b), (e), (h)は y 軸，図 3.24(c), (f), (i)は z 軸である(各軸の定義は 2.4 節の図 2.4 に示した通り).

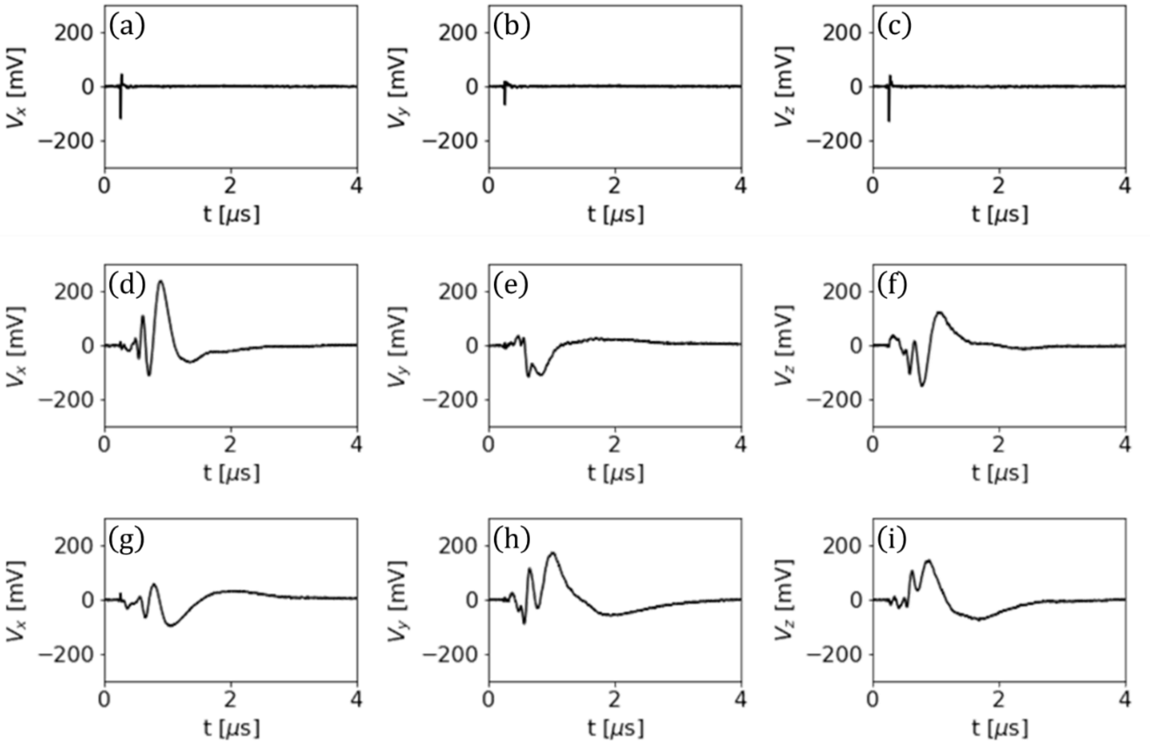


図 3.24　磁場計測で得られた誘導起電力の時間変化．縦軸は誘導起電力，横軸は計測時間である($B_y = 0$ T [(a)，(b)，(c)]，$B_y = 4.4$ T [(d), (e), (f)], $B_y = -4.4$ T [(g), (h), (i)]).

これらの結果から, 外部磁場の印加の有無で明らかに波形が異なることが確認できた. したがって外部磁場を印加したことにより, 磁力線に沿ってプラズマ波動が伝搬してきていることが分かる.

ここで，Bdot プローブとターゲットとの関係図を図 3.25，図 3.26 に示す.

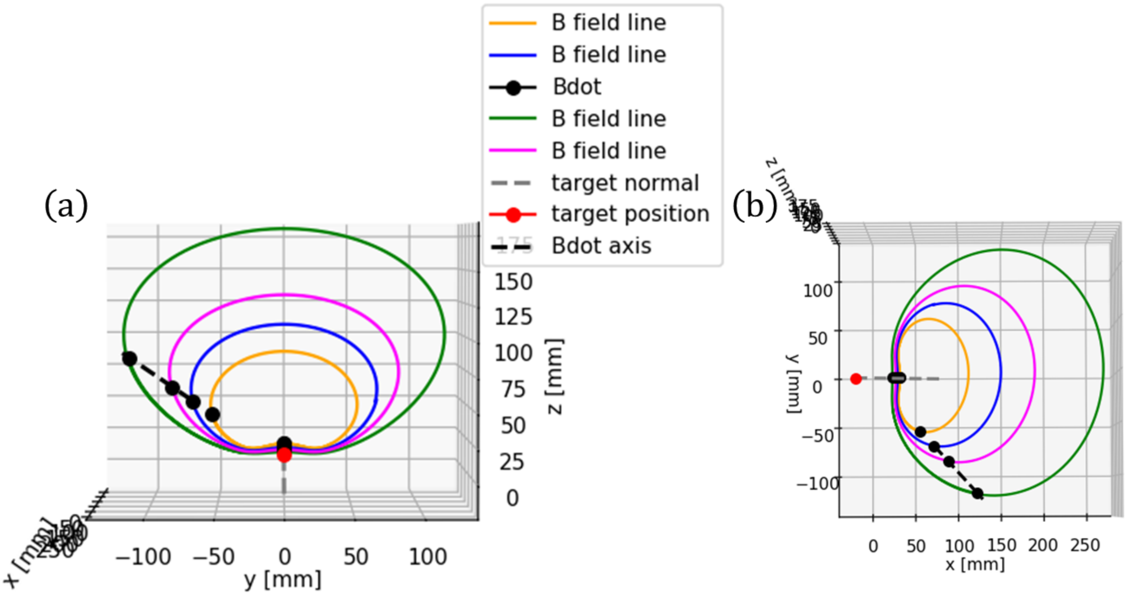


図 3.25　コイルの作る磁力線のうち Bdot probe の計測位置を通る磁力線．(a) は真空チャンバー座標軸 x 軸正方向，(b)は z 軸正方向から見ている．オレンジの線は 8.8 cm，青の線は 13.7 cm，ピンクの線 は 11.3 cm，緑の線は 18.8 cm の位置にプローブを設置した．赤丸はターゲットの位置，黒の点線は Bdot プローブの位置.

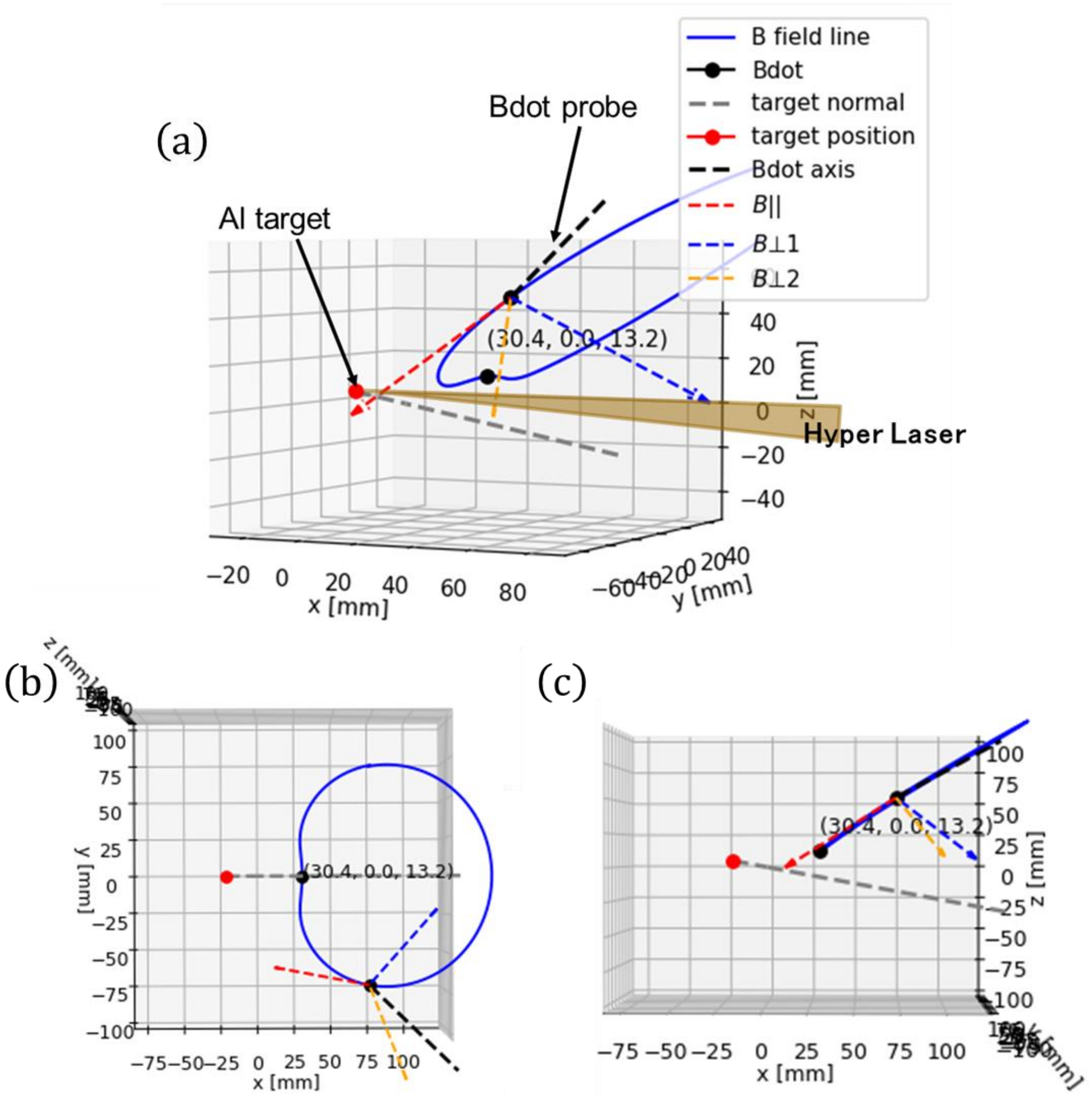


図 3.26　13.7 cm の位置に設置した Bdot プローブとターゲットの関係図．(a)は真空チャンバー斜めから見た図，(b)は真空チャンバー上から見た図，(c)は真空チャンバー横から見た図．赤丸はターゲットの位置，黒の点線は Bdot プローブの位置，赤，青，黄の点線はそれぞれ磁力線に対して平行成分($B_{||}$)と 2 つの垂直成分($B_{\perp 1}$, $B_{\perp 2}$)である．座標系は真空チャンバー座標軸である．

3.4.1　磁場計測値の較正と座標変換

磁場計測によって得られたデータは誘導起電力の時間変化である. 解析を行うにあたり，計測により得られた値を変位磁場に変換する必要がある．用いた式は以下のとおりである[27].

$$aNg\frac{d}{dt}B(t) = \left[1 + \tau\frac{d}{dt}\right]V(t) \tag{3.4.1}$$

式(3.4.1)の両辺を計測開始時間から積分することで，誘導起電力の変位から変位磁場に変換することができる．aはプローブ内部のコイルの断面積，Nはコイルの巻き数，gはゲイン，τは緩和パラメータである．各パラメータの値は表 3.1 に示す.

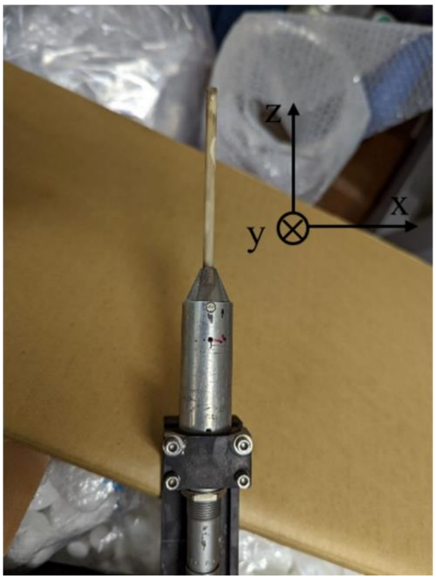
表 3.1 較正パラメータ

	X-axis	Y-axis	Z-axis
a $[mm^2]$	2.74 ± 0.01	3.36 ± 0.01	2.76 ± 0.01
τ [ns]	47 ± 1	49 ± 1	52 ± 1
g	0.5	0.5	0.5
N	4	4	4

図 3.27(a)は 2.4 節で説明した通り，Bdot プローブの x,y,z 軸(Bdot プローブ軸)の定義を表したものである．図 3.27(b)のように probe は真空チャンバーに差し込む方向から見て右回りに23°傾いて設置したため，回転行列をかける．生データの磁場ベクトルを$\boldsymbol{B} = (B_x,\ B_y,\ B_z)$とし，回転後の磁場ベクトルを$\boldsymbol{B}' = (B_{x\prime},\ B_{y\prime},\ B_{z\prime})$とすると，式(3.4.2)のように回転行列をかけて変換する.

$$\begin{pmatrix} B_{x\prime} \\ B_{y\prime} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \tag{3.4.2}$$

(a)



(b)

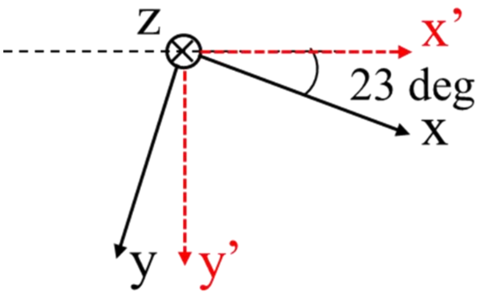


図 3.27　(a)は Bdot プローブの軸の定義を表している．z 軸正方向が真空チャンバー中心方向である．(b)は真空チャンバーに差し込む方向から見て右回り 23°傾いて設置したのでその時の Bdot プローブの軸を表す．破線は座標変換後の軸を表す．

ここから真空チャンバー座標系で考えていくため，Bdot プローブ軸を真空チャンバー座標系に変換を行う．図 3.28 の実線は真空チャンバー座標系での Bdot プローブ軸，破線は磁力線軸を表している．真空チャンバー座標軸に変換後の単位ベクトルを$\boldsymbol{P} = (x_p,\ y_p,\ z_p)$，真空チャンバー座標の単位ベクトルを $\mathbf{X}$=$(X,\ Y,\ Z)$とし，真空チャンバーz 軸周りの極座標を$(r,\ \theta,\ \varphi)$とすると，なので，式(3.4.3)のように回転行列をかけて変換する．

$$\begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ z_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin\varphi & \cos\theta\cos\varphi & -\sin\theta\cos\varphi \\ \cos\varphi & \cos\theta\sin\varphi & -\sin\theta\sin\varphi \\ 0 & -\sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \tag{3.4.3}$$

ここで，本実験での真空チャンバー座標系から見た Bdot プローブの位置は，$\theta = 63.2$ deg，$\varphi = -43.9$ degなので，真空チャンバー座標軸に変換後の単位ベクトルは以下のようになる．

$$\begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ z_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin\varphi & \cos\theta\cos\varphi & -\sin\theta\cos\varphi \\ \cos\varphi & \cos\theta\sin\varphi & -\sin\theta\sin\varphi \\ 0 & -\sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \tag{3.4.4}$$

プラズマ波動は磁力線に沿って伝搬してくると考える．したがって磁力線に沿った軸に変換する必要がある．

磁力線軸の単位ベクトルを$\boldsymbol{b} = (b_{||}, b_{\perp 1}, b_{\perp 2})$とすると，磁力線軸での変位磁場$\boldsymbol{B}'' = (B_{||}, B_{\perp 1}, B_{\perp 2})$は以下の式で求まる．

$$\begin{aligned} B_{||} &= (\boldsymbol{b}_{||} \cdot \boldsymbol{x_p})B_{x'} + (\boldsymbol{b}_{||} \cdot \boldsymbol{y_p})B_{y'} + (\boldsymbol{b}_{||} \cdot \boldsymbol{z_p})B_{z'} \\ B_{\perp 1} &= (\boldsymbol{b}_{\perp 1} \cdot \boldsymbol{x_p})B_{x'} + (\boldsymbol{b}_{\perp 1} \cdot \boldsymbol{y_p})B_{y'} + (\boldsymbol{b}_{\perp 1} \cdot \boldsymbol{z_p})B_{z'} \\ B_{\perp 2} &= (\boldsymbol{b}_{\perp 2} \cdot \boldsymbol{x_p})B_{x'} + (\boldsymbol{b}_{\perp 2} \cdot \boldsymbol{y_p})B_{y'} + (\boldsymbol{b}_{\perp 2} \cdot \boldsymbol{z_p})B_{z'} \end{aligned} \tag{3.4.5}$$

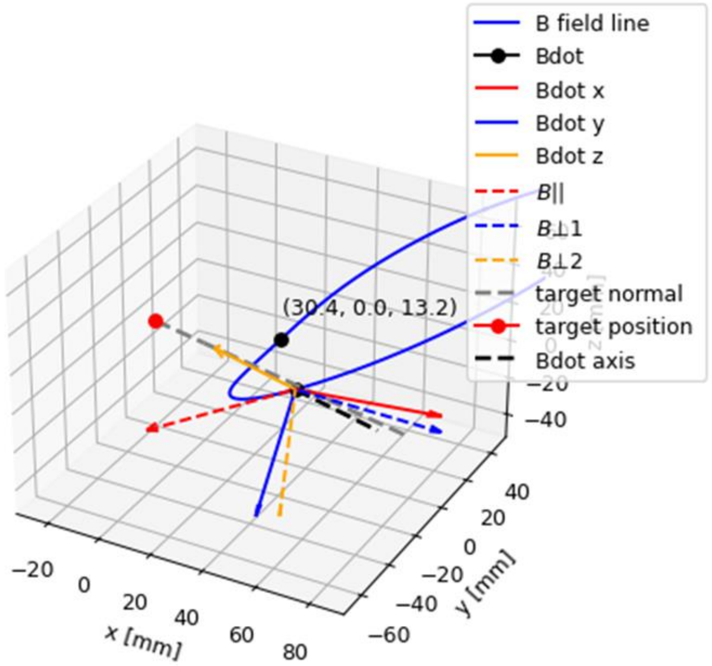


図 3.28　実線は Bdot プローブ軸，破線は磁力線軸を表している．

座標変換後の変位磁場の時間変化を図 3.29 に示す．

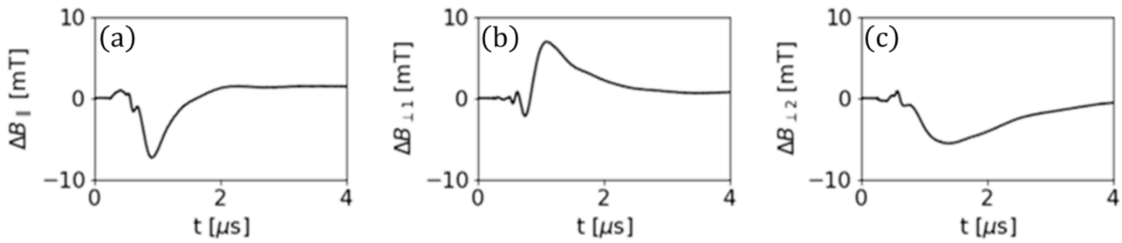


図 3.29　較正後の変位磁場の時間変化．縦軸は変位磁場，横軸は計測時間である．(a)は磁力線に対して平行成分($B_{||}$)，(b)は垂直成分($B_{\perp 1}$)，(c)は垂直成分($B_{\perp 2}$)である．

次に Wavelet 変換を行い，時間とともに周波数が変化する様子をとらえた．図 3.30 は外部磁場を y 軸正方向に 4.4 T 印加させたものである．周波数が低いものほど遅く伝わっているため，時間が経過するにつれて周期が長くなっていることが分かる．

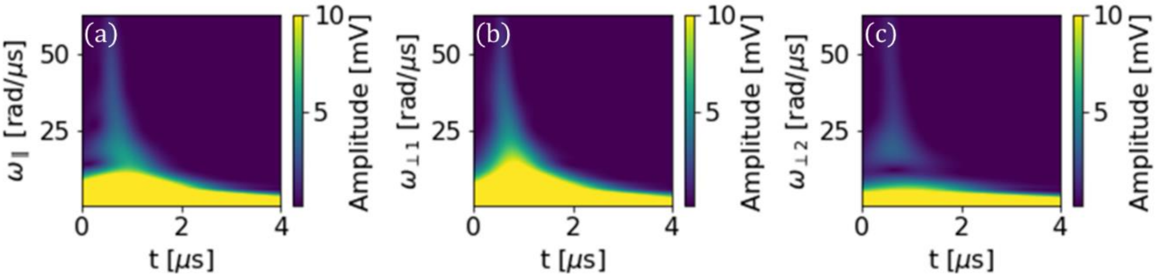


図 3.30　周波数の時間変化．(a)は磁力線に対して平行成分($\omega_{||}$)，(b)は垂直成分($\omega_{\perp 1}$)，(c)は垂直成分($\omega_{\perp 2}$)である．

第 4 章　考察

4.1　反射イオンの確認

ここでは, 窒素二流体と仮定した時の解析結果から反射イオンがどの程度存在しているかについて詳しく見ていく．まず，反射イオンの密度と上流イオンの密度を図 4.1 に示す.

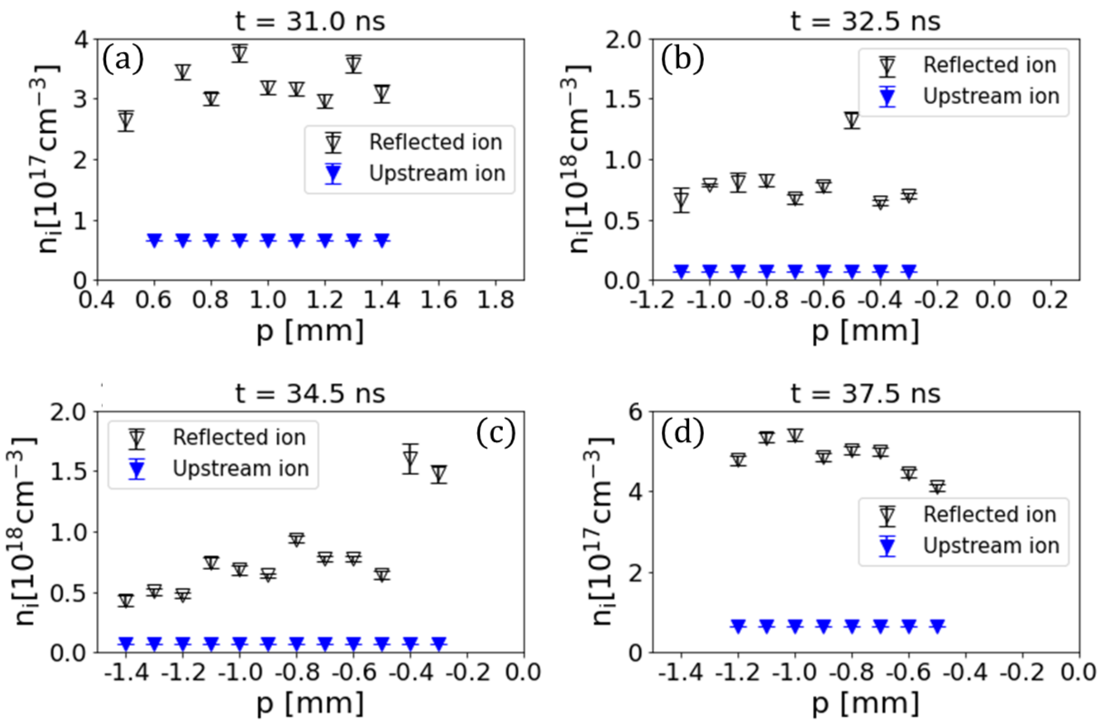


図 4.1　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向のトムソン散乱計測により得られたイオン密度の空間分布((a) t = 31 ns，(b)t = 32.5 ns，(c) t = 34.5 ns，(d) t = 37.5 ns)

上流イオンの密度は初期値として6.4×10^{16} cm^{-3}と固定している．図 4.1 より，反射イオンの密度は上流イオンの密度に比べて 5-10 倍程度高い傾向が見られる．3.1 節より，foot-ramp 領域(図 3.2 の x = 1.5 cm 付近)の電子密度は上流窒素と比べて 2 倍程度密度上昇が見られるため，シミュレーションと比較すると，実験結果は高い密度を示している．

シミュレーション結果から foot-ramp 領域より下流領域の密度上昇の方が高いという結果が得られている．本実験のトムソン散乱計測は，輝度が最も高い所(密度が最も高い)を計測しているため，反射イオンが存在する foot-ramp 領域が最も輝度が高い所(密度が高い)と考えると，そこより下流側にさらに発光強度が高い位置が見えていてもおかしくない．しかし，反射イオンがラ

ーモア運動して再び反射されるような状況が起こると，先ほどよりも圧縮され，密度がさらに高くなるため，その場合，下流領域は拡散して見えていないだけの可能性も考えられる．また，$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向は外部磁場に垂直方向の計測なので反射イオンは遠くまで反射されずその場に溜まっていき，密度上昇などが起こると考えられるが，結果として急激な密度上昇を確認することはできなかった．したがってこの結果からは，レーザートムソン散乱計測で foot-ramp 領域を見ている可能性は低いと考える．

4.2　温度異方性

超臨界準垂直無衝突衝撃波では，外部磁場に対して垂直方向で粒子にかかるローレンツ力が大きく影響してくるため，反射されたイオンはその場で溜まり，実効的な温度異方性($T_{\perp} > T_{||}$)が発生する．これがプラズマ不安定性の励起源となり，波動が励起される．

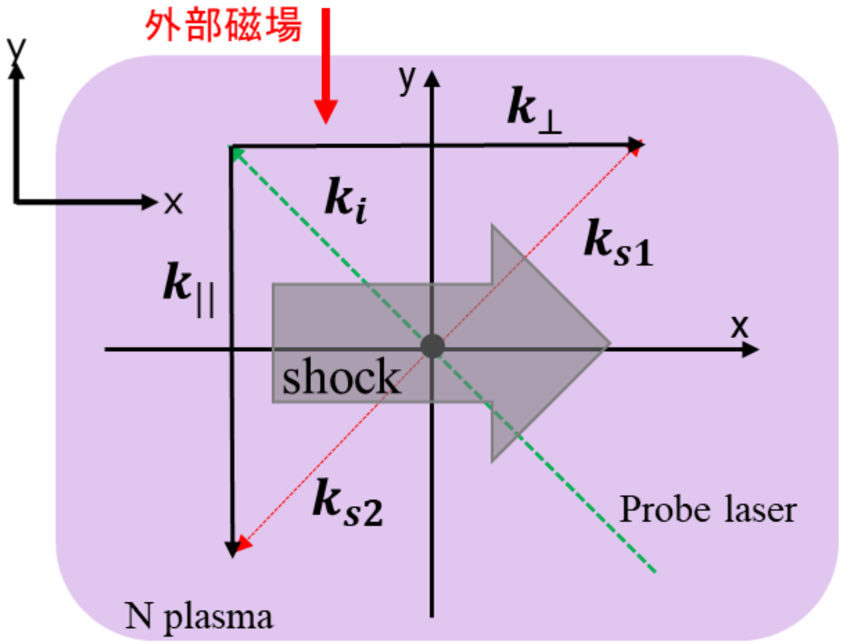


図 4.2　外部磁場の向きとトムソン散乱計測を行っている方向の相関図

はじめに，foot-ramp 領域を見ていると仮定した時の$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向で温度に異方性が生じているか t = 32.5 ns と t = 37.5 ns を用いて解析を行った．結果を図 4.3 に示す．

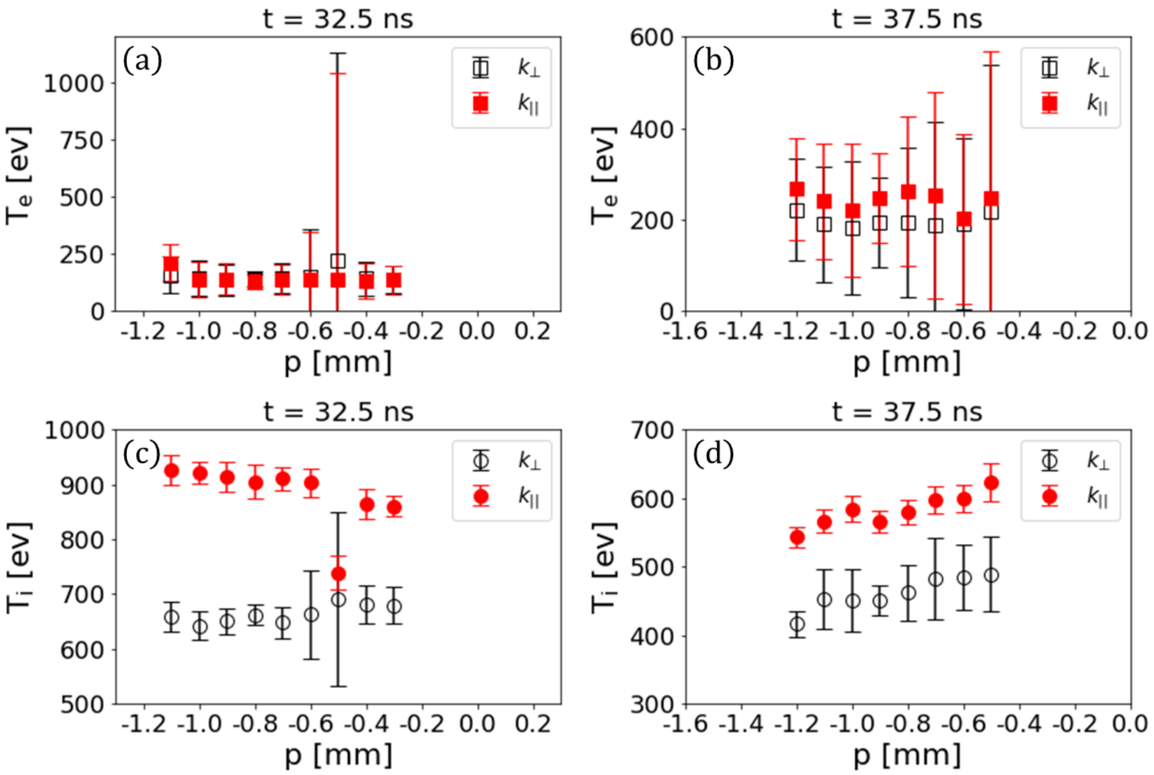


図 4.3　$\boldsymbol{k}_\perp$方向(黒)，$\boldsymbol{k}_{||}$方向(赤)のトムソン散乱計測により得られた電子温度((a), (b))とイオン温度((c), (d))の空間分布

電子温度は誤差が大きくこの結果から温度異方性の議論をするのは難しい．3 章でも話した通り，2 方向での電子項の計測が必要である．一方イオン温度に関しては，$\boldsymbol{k}_{||}$方向の温度が高くなっている傾向がある．外部磁場に対して垂直方向で粒子にかかるローレンツ力が大きく影響してくるため，反射されたイオンはその場で溜まり，実効的な温度異方性($T_\perp > T_{||}$)が発生するという考えとは異なる結果となった．したがって，この結果からは，反射イオンが存在している foot-ramp 領域を実験で見ていると解釈することはできない．

次に，下流領域を見ていると仮定した時の$\boldsymbol{k}_\perp$方向，$\boldsymbol{k}_{||}$方向で温度に異方性が生じているか t = 32.5 ns と t = 37.5 ns を用いて解析を行った．結果を図 4.4 に示す．

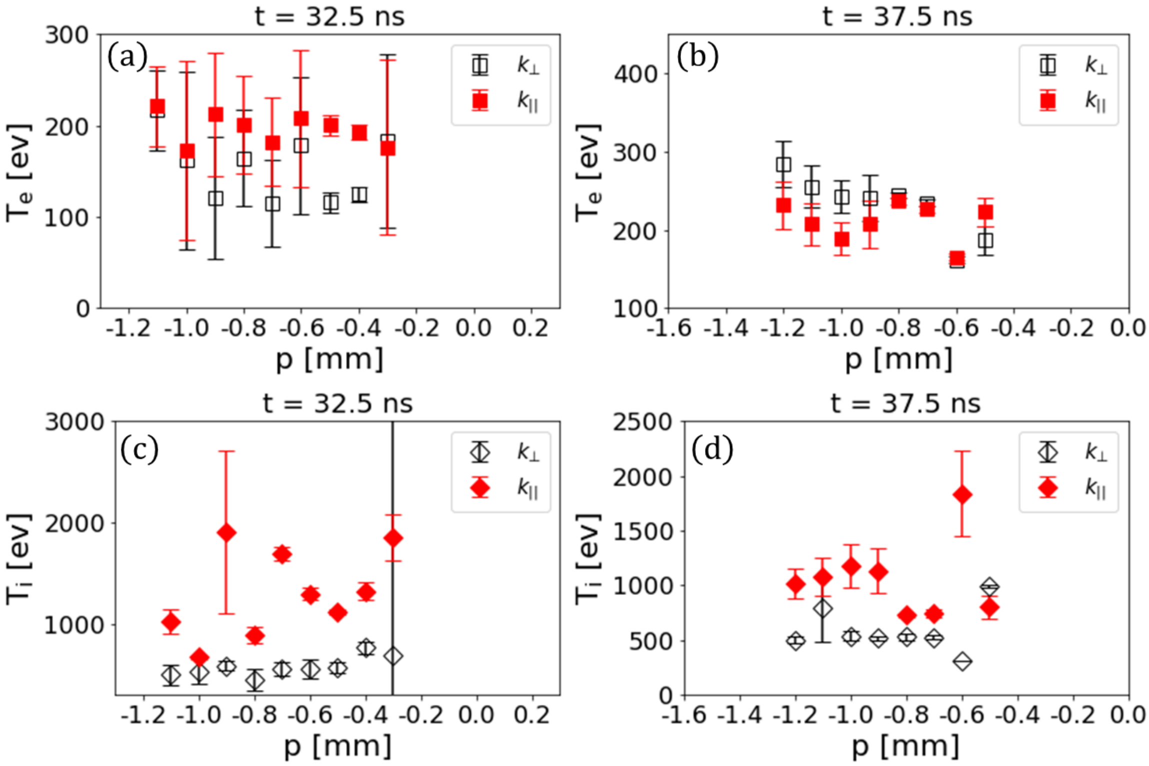


図 4.4　$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向(黒)，$\boldsymbol{k}_{||}$方向(赤)のトムソン散乱計測により得られた電子温度((a), (b))とイオン温度((c), (d))の空間分布

先程と同様，電子温度は誤差が大きくこの結果から温度異方性の議論をするのは難しい．3 章でも話した通り，2 方向での電子項の計測が必要である．また，イオン温度に関して，$\boldsymbol{k}_{||}$方向が$\boldsymbol{k}_{\perp}$方向より数倍程度高い結果となった．

また，電子項を測り電子温度と電子密度を精度良く見積もることができれば，イオン項の解析をする際にフィッティングパラメータを減らすことができるため，双方でより精度の良いパラメータを得ることができ，議論しやすくなると考える．

4.3　磁場計測によるプラズマ波動の検出結果の考察

図 4.5 は縦軸が磁場強度，横軸がコイルの中心からプローブの先端まで磁力線に沿った距離とした磁力線上の各位置での磁場強度を表したものである．式(4.3.1)と図 4.5 の関係から波の群速度v_g (km/s)を求めた．式(4.3.1)は whistler 波の分散関係を示す．

$$k = \frac{\omega}{v_c}\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} - \frac{\omega_{ci}^2}{\omega(\omega + \omega_{ci})}} \tag{4.3.1}$$

次に，コイルの中心からプローブの先端までの磁力線に沿った距離を L とすると Bdot プローブで計測する時間は式(4.3.2)で求める．

$$t_{(\omega)} = \int_0^L \frac{dx}{v_{g(\omega)}} \tag{4.3.2}$$

これらの結果よりωとtの関係にし，図 4.6(b)にプロットした．

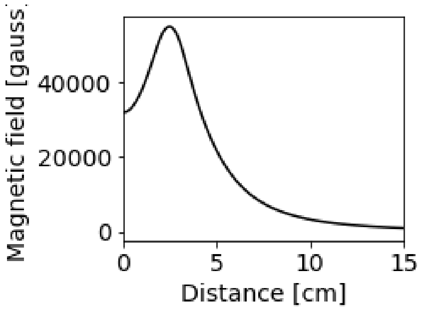


図 4.5　コイルの中心からプローブの先端までの磁力線上の各位置での磁場強度

図 4.6 は図 3.31 と同様の結果に波の群速度から whistler 波の分散関係を仮定し，図に点線として加えたものである．磁力線に沿った各位置から whistler 波の分散関係を計算で求め，その分散関係から得られる群速度で振動が伝わるとし各時間に計測される周波数をプロットしたものである．

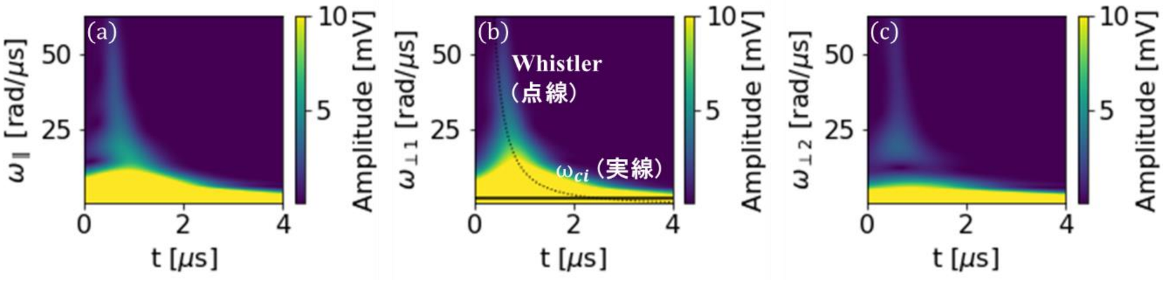


図 4.6　whistler 波の分散関係を仮定しプロットしたもの．(a)は磁力線に対して平行成分($B_{||}$)，(b)は垂直成分($B_{\perp 1}$)，(c)は垂直成分($B_{\perp 2}$)である．

実験結果の振幅の最大値の時間変化は，whistler 波の分散関係に近い結果となった．次に，磁力線に対して平行成分($B_{||}$)，垂直成分($B_{\perp 1}$)，垂直成分($B_{\perp 2}$)それぞれの位相と位相差を計算した結果を図 4.7 に示す．

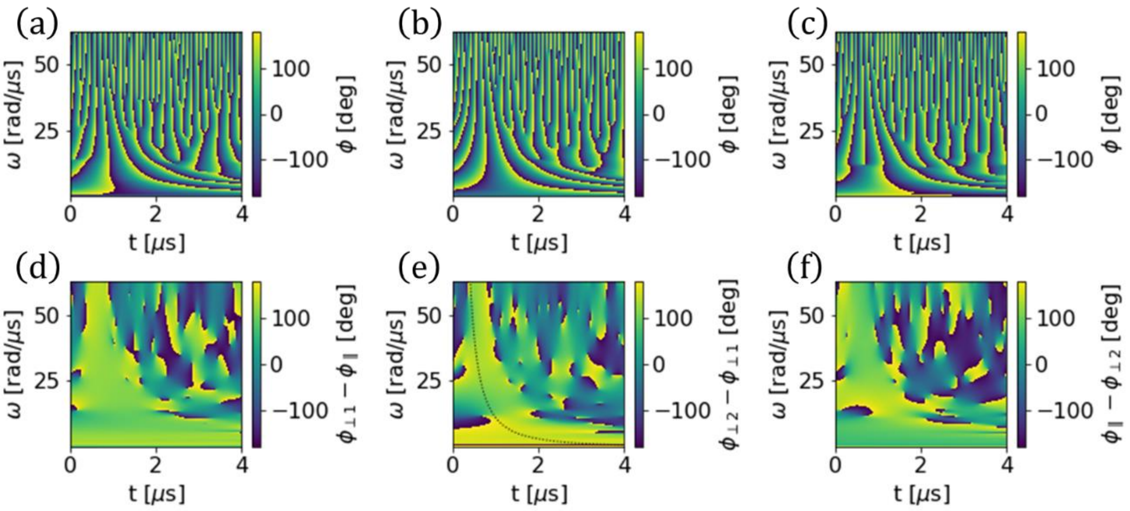


図 4.7　(a)-(c)は各成分の位相を計算したもので，(d)-(f)はそれぞれで位相差を計算したものである．(a)は磁力線に対して平行成分($\varphi_{||}$)，(b)は垂直成分($\varphi_{\perp 1}$)，(c)は垂直成分($\varphi_{\perp 2}$)の位相である．(d)は垂直成分($\varphi_{\perp 1}$)と平行成分($\varphi_{||}$)，(e)は垂直成分($\varphi_{\perp 2}$)と垂直成分($\varphi_{\perp 1}$)，(f)は平行成分($\varphi_{||}$)と垂直成分($\varphi_{\perp 2}$)の位相差である．

whistler 波は横波で右回り偏向という特徴があるため，垂直成分の位相差について詳しく調べた(図 4.8).

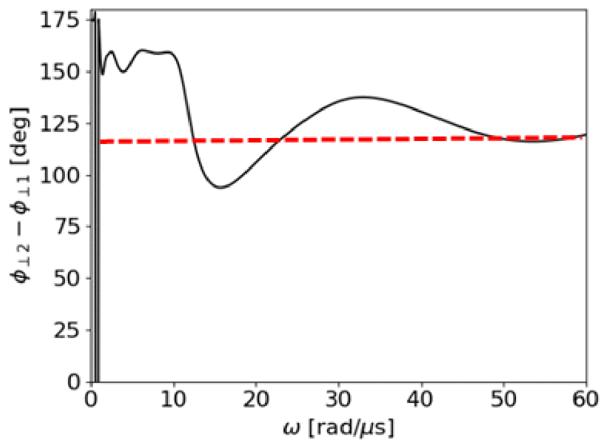


図 4.8　垂直成分($\varphi_{\perp 2}$)と垂直成分($\varphi_{\perp 1}$)の位相差($\varphi_{\perp 2} - \varphi_{\perp 1}$).
赤点線は 120°ライン

位相差をみると，磁力線に対して垂直二成分で差が生じ，$\varphi_{\perp 2}$が$\varphi_{\perp 1}$より 120°程度速い右回り楕円偏向という結果となった．したがってこの結果から whistler 波が励起されている可能性がある．つまり，衝撃波遷移領域(foot-ramp 領域)で反射イオンと，後から入ってくる流入電子や流入イオンとの間で二流体不安定性が生じ，波動が励起されている可能性がある．

第 5 章　結論および今後の展望

自発光計測の結果より，真空チャンバー原点付近に見える輝度が高い所は，foot-ramp 領域，または下流領域の 2 つの可能性があることが分かった．自発光計測のみでは判断が難しいため,トムソン散乱計測によりその位置での居所的な物理量を見積もった．

レーザートムソン散乱計測では，foot-ramp 領域については反射窒素と上流窒素の窒素二流体，下流領域についてはアルミと窒素の二流体とし，それぞれ解析を行った．窒素二流体と仮定した時の結果から反射窒素のイオン密度は上流窒素に比べて 5-10 倍程度で実験結果から得られたスペクトルを表現できることが分かった．また，両方の解析結果から，イオン温度の温度異方性がなく，電子温度に関しては誤差が大きく議論することができなかった．これは，イオンに比べて電子の速度分布がかなり広がっているため，電子の速度分布が少し変化したぐらいでは，スペクトルの決定精度には効かないからである．また，シミュレーションの結果から，foot-ramp 領域よりも下流側にあるアルミニウムと窒素の混ざり合った領域の密度が高いことが確認できた．一連の結果から，反射イオンの密度が高すぎる点とイオン温度異方性が確認できなかった点から，foot-ramp 領域を見ているとは考えにくく，下流領域を見ている可能性の方が高いと考える．今回は電子項の計測ができていないが，より正確に電子温度を決定し，イオン項の解析を行う際にもフィッティングパラメータを減らし，決定精度が上げるために，今後の展望として電子項の計測を外部磁場に対して垂直方向と平行方向で行う必要がある．

続いて，磁場計測の結果(図 3.25)より，磁場を印加したことにより励起された波動には磁力線に沿って伝わる波であることが分かり，プラズマ波動の検出に成功した．周波数解析や位相差からこの波は whistler 波と考えても大きく逸脱しない結果を得ることができた．つまり衝撃波遷移領域で波動を励起させる不安定性が成長していると予想できる．今回は磁力線に対して一点計測のみだったが，今後の展望として，プラズマ波動のより詳細な情報を得るために磁力線に沿って多数の位置で磁場計測する必要がある．

以上より，レーザートムソン散乱計測で下流領域を捉えることができたことで，その前方に foot-overshoot 領域があり，そこで不安定性が成長し波動励起が起こり，その波を Bdot プローブで計測できたと言える．また，2.6 節より$M_A > 3$の衝撃波が生成できていることから，本研究では，超臨界準垂直無衝突衝撃波の生成に成功し，衝撃波構造を捉えることができたと考える．

参考文献

[1] 坂下志郎・池内了, 宇宙流体力学」培風館, (1996).

[2] https://apod.nasa.gov/apod/ap140712.html

[3] Andre Balogh Rudolf A. Treumann, Physics of Collisinless Shocks.

[4] Shuichi Matsukiyo and Manfred Scholer, “Modified two-stream instability in the foot of high Mach number quasi-perpendicular shocks.” J. Geophys. Res. 108, 1459, (2003).

[5] Yamazaki et al.AIP Advances, 9, 125010 (2019).

[6] Wu et al., “MICROINSTAMILITIES ASSOCIATED WITH A HIGH MACH NUMBER, PERPENDICULAR BOW SHOCK,” Space Sci. Rev., (1984).

[7] M. Hoshino, “Progress of Theretical Physics Supplement,” No.143,149, (2001)

[8] Yamazaki, R., et al., ”High-power laser experiment forming a supercritical collisionless shock,” Phys. Rev. E. 105, 025203 (2022).

[9] Matsukiyo, S., et al., “High-power laser experiment on developing supercritical shock propagating in homogeneously magnetized plasma of ambient gas origin,” Phys. Rev. E 106, 025205 (2022).

[10] T. Morita et al., “Collisionless shock generation in high-speed counterstreaming plasma flows by a high-power laser,” Phys. Plasma 17, 122702 (2010).

[11] Y. Sakawa et al., “Collisionless electrostatic shock generation usinghigh-energy laser systems,” Adv. Phys.: X 1, 425 (2016).

[12] D. Yuan et al., “Formation and evolution of a pair of collisionless shocks in counter streaming flow,” Sci. Rep. 7, 42915 (2017).

[13] C. K. Li, et al., “Collisionless Shocks Driven by Supersonic Plasma Flows with Self-Generated Magnetic Fields,” Phys. Rev. Lett 123, 055002 (2019).

[14] W. Fox et al., “Filamentation Instability of Counterstreaming Laser-Driven Plasma,” Phys. Rev. Lett. 111, 225002 (2013).

[15] C. M. Huntington et al., “Observation of magnetic field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows,” Nat. Phys. 11, 173 (2015).

[16] D.B. Schaeffer et al., “Direct Observations of Particle Dynamics in Magnetized Collisionless Shock Precursors in Laser-Produced Plasmas,” Phys. Rev. Let. 122, 245001 (2019).

[17] C. Niemann, “Observation of collisionless shocks in a large current-free laboratory plasma,” Res. Lett. 41, 7414 (2014).

[18] 森田太智, “はじめてみよう!高エネルギー密度プラズマ計測　5. レーザー宇宙プラズマ計測,” Journal of Plasma and Fusion research, vol. 92, No. 3, 218-220, (2016).

[19] 海老沢研, “2014 年度新潟大学理学部物理学科「プラズマ物理学特論」講義ノート,” 25-34, (2014).

[20] 山本直嗣,富田健太郎,真島周他,レーザートムソン散乱法による小型マイクロ波放電型イオンエンジンにおけるプラズマ状態の測定, (2010).

[21] プラズマ・核融合学会 編, プラズマ診断の基礎と応用, コロナ社, (2006).

[22] F. F. Chen, “Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Third Edition,” springer international publishing Switzerland, (2016).

[23] D. H. Froula, S. H. glenzer, N. C. Luhmann Jr, et al, “Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation second edition” Academic Press, 104-108, (2011).

[24] T. Morita et al., “Detection of current-sheet and bipolar ion flows in a self-generated anti-parallel magnetic field of laser-produced plasmas for magnetic reconnection research,” Phys. Rev. E 106, 055207 (2022).

[25] Principles of Plasma Diagnostics Second Edition,I.H.Hutchinson.

[26] FLYCHK at IAEA, https://www-amdis.iaea.org/FLYCHK/, (2023).

[27] 栗田 知明, “修士論文　イオンエンジンのグリッド損耗評価数値解析ツールのためのプラズマパラメーター計測技術の実証,” 九州大学, (2010).

[28] Marine Propellers and Propulsion, John Carlton.

[29] I.H.Hutchinson, ”principles of plasma Diagnostics second edition,” Cambridge university press, 296-300, (2002).

[30] E. T. Everson et al., ”Design, construction, and calibration of a three-axis, high-frequency magnetic probe (B-dot probe) as a diagnostic for exploding plasmas,” Rev. Sci. Instrum. 80, 113505 (2009).

[31] T. Umeda, R. Yamazaki, “Full particle-in-cell simulation of the interaction between two plasmas for laboratory experiments on the generation of magnetized collisionless shocks with high-power lasers,” Phys. Plasma 26, 032303 (2019).

[32] 児島拓仁，“修士論文　協同トムソン散乱計測によるレーザー駆動磁気リコネクション中の電流シートとアウトフロー計測,” 九州大学，(2021).

謝辞

本研究は他大学との共同研究ということもあり多くの方々に感謝申し上げます．研究内容に関する助言や，学会発表資料の作成など基礎から丁寧にご指導いただいた指導教員である森田太智准教授に深く感謝致します．普段の研究生活やミーティング等で的確にご指導いただいた山本直嗣教授に深く感謝致します．また，大内田映子秘書，宮本朋子秘書には阪大出張や学会参加に関する手続きなどで大変お世話になりました．深く感謝致します．

2 年間互いに励まし合った研究室の同期である金定功樹氏，古場健斗氏，手島洸樹氏，村本裕耶氏には，日々他愛もない話で盛り上がるなど彼らのおかげでとても楽しい研究生活を送ることができました．また，博士課程の胡泽丰氏，OB の伊藤寛晟氏，枝澤友也氏，白木僚氏，稲富泰紀氏，川戸大誠氏，山下裕也氏，植永一汰氏，Nathan Schilling 研究員，後輩の尾川知也氏，桂直幹氏，肥田愛蘭氏，濱崎渉氏，松本遼太郎氏，池田有杜氏，緒方祐也氏，黒田智弘氏，松井里樹氏のおかげでとても有意義な研究生活を送ることができました．

本研究を遂行するにあたって，実験施設の提供や実験準備など多方面からご協力していただいた，坂和洋一准教授をはじめとする大阪大学レーザー科学研究所の職員の皆様に深く感謝致します．青山学院大学の山崎了教授，九州大学の松清修一教授には実験結果の解釈や解析方法など様々な面でご指導していただきました．富山大学の竹崎太智助教には実験を行うにあたって欠かせない外部磁場印加装置の設計，設置をしていただき大変お世話になりました．北海道大学の富田健太郎准教授にはトムソン散乱計測について丁寧にご指導していただきました．皆様には深く感謝致します．

本研究に関わってくださった協同研究者の方々の青山学院大学田中周太助教，塩田珠里氏，矢倉彰真氏，近藤颯氏，下田仁菜氏，森田愛子氏，OB の佐藤雄飛氏，OG の城所佑奈氏，大阪大学の蔵満康浩教授，江頭俊輔氏，鈴木悠斗氏，花野正浩氏，OB の前田亘佑氏，Adam 氏，核融合科学研究所の境健太郎助教，北海道大学 Y. M. Pan 氏，九州大学の諌山翔伍助教，忍田昂太郎氏，中山学氏，佐藤弓真氏，高橋佳夏氏，OB の東力也氏，高橋健太氏には実験を行うにあたって多くの時間ご協力いただきました．また，ここでは紹介しきれなかった方も含めて本研究に関わってくださった共同研究者の方々に深く感謝致します．

最後に，25 年間近くで支えてくださった両親をはじめとする家族に心より感謝の意を表して，謝辞と致します．