OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーに関する研究
Author(s)	岩脇, 智行
Citation	大阪大学, 2015, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/52172
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

博士学位論文

臨界密度プラズマ中を伝搬する
超高強度レーザーに関する研究

岩脇 智行

2015年1月

大阪大学大学院工学研究科

研究概要

本論文は筆者が大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻博士課程在学中に行った「臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーに関する研究」を纏めた物である.

近年の高強度レーザー技術の進歩は著しく, 比較的小型なテラワットクラスの出力を有するレーザーから数 kJ 以上の出力エネルギーを有するようなペタワットクラスの大型レーザーまで, 様々なレーザーが開発されている. このようなレーザーの出現によってレーザー核融合高速点火方式や宇宙物理, 産業医療分野への応用を目指した高エネルギー粒子線, 及び高輝度光源の実験的研究が可能となった.

レーザー核融合高速点火方式では爆縮によって生成される高密度なコアプラズマを超高強度なレーザー光によって強制的に追加熱する. 爆縮されたプラズマに対して超高強度レーザーを直接照射すると, レーザー光は様々な非線形相互作用を伴いながらコアプラズマ近傍まで伝搬し, 高エネルギーな高速電子ビームを発生させる. ある有限の広がり角を持つこの高速電子ビームはコロナプラズマ中を伝搬し, コアプラズマを追加熱する. 効率良くコアプラズマを追加熱するためには, レーザー光から高速電子ビームへの変換効率を高め, 且つ発生した高速電子の多くをコアプラズマまで届けることが求められる. そのためには, レーザー光は出来るだけコアプラズマの近くまで伝搬し, 且つ多くの高速電子を発生させることが望ましい. これまでに行われた実験において, レーザー光が相対論効果によって臨界密度の１０倍の電子密度を有するプラズマ領域まで到達し, 高密度且つ指向性の良い高速電子ビームが生成された. この実験事実は超高強度レーザーを爆縮プラズマに直接照射することによって追加熱を行うことが出来る可能性を示唆しているが, その詳しい物理機構に関しては充分に理解されていない.

このような背景のもと, 筆者はレーザーとプラズマとの相互作用が強い比較的高密度な臨界密度プラズマ領域における超高強度レーザーの伝搬に着目した. その結果, レーザー光が臨界密度プラズマまで到達した場合にプラズマチャンネル内に励起される強い磁場によって, 高速電子ビームの指向性が向上することが明らかとなった. 加えて, プラズマの流速が超高強度レーザーの伝搬に多大な影響を与えることが明らかとなった.

本論文は以下の６章で構成される.

第１章は序論であり, レーザー核融合高速点火方式に関して述べた. 加えて, これまでに報告された研究と本研究との関連を説明した.

第２章は「超高強度レーザーとプラズマとの相互作用」に関して本研究と関連の深い項目に関して述べた. 特に本論文中の議論に必須となるポンデラモーティブ力や相対論的臨界密度に関して, その詳細を記した. また, これまでに知られているレーザー光の伝搬速度や伝搬距離に関して, その導出課程や考慮すべき物理量を明確にすることに注意しながら解説した. 最後に, ここで示した伝搬速度と伝搬距離との関係を数値計算に起こすことによって, 密度勾配を持つプラズマ中を伝搬するレーザーパルスの伝搬距離を求めた.

第３章では「超高強度レーザーのコロナプラズマ中の伝搬距離と高速電子の角度広がり」に関

して述べた．ここでは, まず新しく開発した多方向電子エネルギースペクトロメーターに関して説明した．次にロチェスター大学において開発された角度フィルターによる屈折角測定装置に関して説明した．最後にこれらの計測器を用いてロチェスター大学は OMEGA EP 施設において行った実験に関して述べた．この実験によって, レーザー光が臨界密度まで伝搬することによって指向性の良い高速電子ビームが生み出される可能性が示された．また, この実験によって, これまで考えられていなかった現象がレーザー光の伝搬距離を縮めている可能性が示された．前者の検証を第４章に, 後者の考察を第５章に纏める．

第４章では「臨界密度プラズマから放出される指向性の良い高速電子」に関して述べた．ここでは, 前章において示された仮定を確認するために行った実験や２次元のシミュレーション, 追加計算に関して述べた．実験では低密度プラスチックフォームをプラズマ化させることによって一様な臨界密度プラズマを形成し, そこへ超高強度レーザーを照射した．その結果, 発生した高速電子は前章と同様に優れた指向性を示した．２次元の粒子シミュレーションにおいても同様の結果を得た．そこで, シミュレーションから得られた磁場分布を用いて追加計算を行った．その結果, プラズマチャンネル内に励起される数 100 MG の強さを持つ磁場が, 発生した高速電子の指向性を向上させていることが明らかとなった．

第５章は「臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度の異常低下」に関して述べた．ここでは, 第３章の結果を受け, 臨界密度プラズマ領域中を伝搬する超高強度レーザーの様子を, １次元, ２次元の粒子シミュレーションを用いて調べた．その結果, 背景プラズマの電子流速がレーザー光の伝搬に影響を与えることが明らかとなった．この影響はレーザー光先端領域において顕著に見られ, その領域におけるレーザー強度の低下に繋がる．そのため, レーザー光の伝搬が不安定となり, 伝搬速度が低下する．このような伝搬速度の低下は最終的にレーザーパルスの伝搬距離の短縮に繋がる．この影響を回避するためには, レーザー強度を充分に高める必要がある．

第６章はまとめであり, 本論文の総括とした．

目 次

第 1 章　序論 **1**
1.1　はじめに 1
1.2　核融合発電の概要 1
1.3　レーザー核融合 2
1.3.1　中心点火方式 2
1.3.2　高速点火方式 3
1.4　コロナプラズマ中での超高強度レーザーの伝搬に関する現状 5
1.5　超高強度レーザーが臨界密度プラズマ中を伝搬する際に発生する粒子線 5
1.6　本研究の目的 6
参考文献 8

第 2 章　超高強度レーザーとプラズマとの相互作用 **11**
2.1　はじめに 11
2.2　超高強度レーザーのプラズマ中における伝搬 11
2.2.1　電子の運動方程式とポンデラモーティブ力 11
2.2.2　相対論的なレーザー強度と異常透過 12
2.2.3　プラズマチャンネリングとポンデラモーティブ自己集束 14
2.2.4　相対論的自己集束 17
2.3　超高強度レーザーによって加速されるプラズマ中の電子 18
2.3.1　クイバー運動 18
2.3.2　磁場旋回加速 21
2.4　臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度と伝搬距離 23
2.4.1　伝搬速度 23
2.4.2　伝搬距離 27
2.5　まとめ 31
参考文献 32

第 3 章　超高強度レーザーのコロナプラズマ中での伝搬距離と高速電子の角度広がり **35**
3.1　はじめに 35
3.2　多方向電子エネルギースペクトロメーター 35
3.2.1　計測原理 36
3.2.2　開発 39
3.3　角度フィルターによる屈折角測定 42
3.4　実験 43
3.4.1　セットアップ 43

3.4.2 結果 44
3.5 検討 47
3.6 まとめ 50
参考文献 52

第 4 章 臨界密度プラズマから放出される指向性の良い高速電子 55
4.1 はじめに 55
4.2 臨界密度プラズマから放出される高速電子の観測 55
4.2.1 臨界密度プラズマの生成 55
4.2.2 超高強度レーザーが臨界密度プラズマから生成する高速電子 57
4.3 2D-PIC シミュレーションによって得られた高速電子の放出分布 58
4.3.1 条件 58
4.3.2 結果 60
4.4 磁場構造による電子指向性の向上 60
4.4.1 平板ターゲット 61
4.4.2 臨界密度プラズマ 63
4.5 検討 66
4.6 まとめ 67
参考文献 69

第 5 章 臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度の異常低下 71
5.1 はじめに 71
5.2 ドップラー効果を考慮した実効的な相対論的臨界密度の導出 71
5.3 臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度 74
5.3.1 シミュレーション条件 74
5.3.2 エネルギーバランスによって定まるレーザー光の伝搬速度 74
5.3.3 レーザー光先端領域における電子密度の上昇と電子プラズマ波の励起 . . . 75
5.3.4 レーザー光先端領域における高密度なプラズマ領域の出現と伝搬速度の異常低下 78
5.3.5 高密度なプラズマ領域の生成に関する多次元効果 84
5.4 伝搬距離 87
5.5 検討 89
5.6 まとめ 94
参考文献 96

第 6 章 総括 97

謝辞 101

研究業績 103

第1章　序論

1.1　はじめに

核融合発電はクリーンで, 且つ安全な次世代の発電方式の１つとしてその実現が期待されている. 本章ではまず本研究の背景として, 核融合エネルギーとレーザー核融合について説明し, 本研究との関連を述べる.

1.2　核融合発電の概要

核融合発電では核反応前後に生じる質量欠損よって放出されるエネルギーを電気エネルギーへと変換する. 質量欠損を Δm とすると放出されるエネルギーは $E = \Delta mc^2$ となる. 放出されたエネルギーはエネルギー保存則, 及び運動量保存則に基づき, 各粒子に分配される. 核融合発電に関連した研究において主に使用される DT 反応, 及び DD 反応は次のように表される.

$$\mathrm{D} + \mathrm{T} \rightarrow \alpha(3.5\mathrm{MeV}) + \mathrm{n}(14.1\mathrm{MeV}) \tag{1.2.1}$$

$$\mathrm{D} + \mathrm{D} \rightarrow {}^3\mathrm{He}(0.82\mathrm{MeV}) + \mathrm{n}(2.45\mathrm{MeV}) \tag{1.2.2}$$

$$\mathrm{D} + \mathrm{D} \rightarrow \mathrm{T}(1.01\mathrm{MeV}) + \mathrm{p}(3.03\mathrm{MeV}) \tag{1.2.3}$$

核融合発電ではこれらの反応によって生じたエネルギーを電気エネルギーへと変換する. これらの反応は２つの原子核を次式で表される距離まで接近させることによって引き起こされる.

$$r \sim 1.44 \times 10^{-13}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad [\mathrm{cm}] \tag{1.2.4}$$

ここで A_1, A_2 は核融合を起こす原子核の質量数である. この距離よりも２つの原子核が近づけば核力による引力が働き, 核融合反応が引き起こされる. 核融合反応によって発電に足るエネルギーを安定的に得るためには, 数多くの原子核が反応を起こす状態を維持する必要がある. そのため, 核融合発電に関連した研究においては高温, 且つ高密度なプラズマを一定時間閉じ込めることに重点が置かれている. 現在, このようなプラズマを閉じ込める手段として磁場閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式（レーザー核融合）が主に研究されている. トカマク型装置やヘリカル型装置に代表される磁場閉じ込め方式では強力な磁場によって燃料プラズマを比較的低密度 ($n \sim 10^{14}$ cm^{-3}), 且つ長時間 ($\tau = 1$ s) 閉じ込める. 一方, レーザー核融合では強力なレーザーを燃料に照射することによって超高密度 ($n \sim 10^{26}$ cm^{-3}) なプラズマを短時間 ($\tau \sim 1$ ps) 閉じ込める. 本研究は後者のレーザー核融合に関連する.

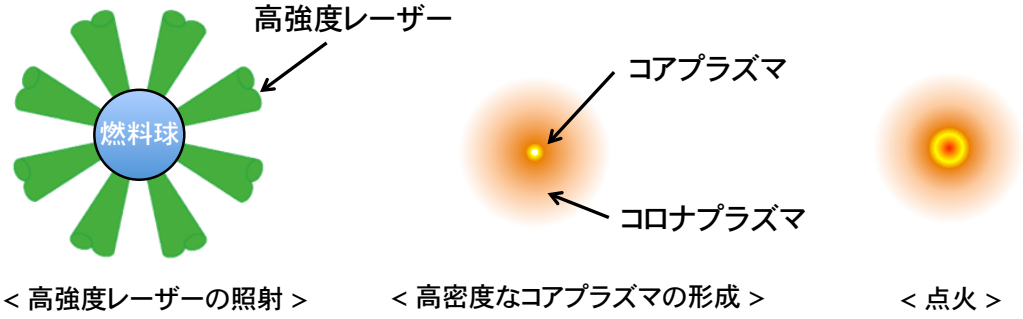

図 1.3.1: 中心点火方式の概要図

1.3　レーザー核融合

レーザー核融合では強力なレーザーを用いて高温 ($\sim 10^8$ ℃) 且つ高密度 ($\sim 10^{26}$ cm^{-3}) なプラズマを短時間 (~ 1 ps) 閉じ込める．現在までにレーザー核融合の中でも様々な方式が考案されてきた．ここでは本研究に関連の深い中心点火方式, 及び高速点火方式に関して取り上げる．

1.3.1　中心点火方式

図 1.3.1 に中心点火方式の概要図を示す．中心点火方式では, まず燃料が詰まったシェル構造を有する球体に対して高強度レーザーを球対称に照射する．高強度レーザーが照射されたその表面は瞬時に熱せられ, プラズマ化する．そのプラズマが外側へと噴出する際に生じる反作用は, 燃料球内部をその中心へと急激に圧縮する．この圧縮過程は爆縮と呼ばれる．爆縮された燃料球はやがてその中心において衝突し, 高密度なコアプラズマが形成される．加えて, その内向きの運動エネルギーはその中心において熱エネルギーへと変換され, その温度を上昇させる．このような過程を経て形成されたコアプラズマは等圧構造となる．すなわち, その中心はホットスパークと呼ばれる高温且つ低密度なプラズマであるのに対して, その周りは主燃料と呼ばれる低温且つ高密度なプラズマとなる．このような構造が形成されればコアプラズマ内のホットスパークにおいて核融合反応が多数生じる．その反応によって生成された α 粒子は周りの主燃料を加熱する．核融合反応は加熱された主燃料においても引き起こされ, やがてコアプラズマ全体を燃焼させる．これらの過程は点火 · 燃焼と呼ばれる．このような中心点火方式は現在までに精力的に研究され, 個別にではあるが点火に必要な温度と密度が達成されている [1, 2]．また近年では, 国立点火施設（米国）においてこれらを同時に達成し, 点火 · 燃焼を実現することを目標とした実験が進められている．現に 2014 年には燃料球に入射したエネルギーと等しいエネルギーを核融合反応によって得られるまでの段階に入った [3, 4]．しかし, 爆縮過程において誘発される流体力学的不安定性は燃料球表面のアブレーター材料を燃料に混合させる．この混合したアブレーター材料はその原子番号の高さ故に急激な放射冷却を引き起こし, 燃料の加熱を妨げる．そのため未だ点火に必要な密度と温度を同時に満たすには至っていない．

このような背景のもと, M. tabak 等によって新しいレーザー核融合の方式である高速点火方式が提案された [5]．

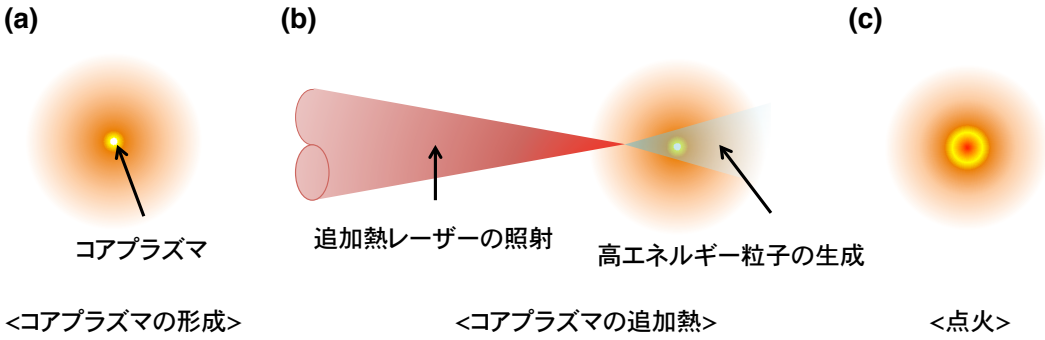

図 1.3.2: 高速点火方式の概要図

1.3.2　高速点火方式

図 1.3.2 に高速点火方式の概要図を示す. 高速点火方式ではまず図 1.3.2 (a) のように, 高密度なコアプラズマを爆縮によって形成する. 次に図 1.3.2 (b) のように形成されたコアプラズマに対して超高強度な追加熱レーザーを照射し, 高エネルギー粒子を発生させる. それらの粒子はコアプラズマを加熱し, 点火 · 燃焼に導く. このような高速点火方式の最大の特徴は爆縮と加熱の分離である. つまり爆縮によって燃料を加熱する必要がないため, 流体力学的不安定性を中心点火方式ほどに懸念する必要がない. また高速点火方式では高密度なプラズマを強制的に外部から加熱するため, 点火に必要なホットスパークが中心点火のそれに比べて小さくなる. そのため高速点火方式は中心点火方式に比べて高利得であると考えられている [6]. Atzeni 等は高速点火方式によって点火を引き起こすために必要な加熱ビームのパラメーターを求めた [7].

$$E_{ig} = 140 \left(\frac{\rho}{100\ \mathrm{g/cm^3}} \right)^{-1.85} \quad [\mathrm{kJ}] \tag{1.3.1}$$

$$W_{ig} = 2.6 \times 10^{15} \left(\frac{\rho}{100\ \mathrm{g/cm^3}} \right)^{-1} \quad [\mathrm{W}] \tag{1.3.2}$$

$$I_{ig} = 2.4 \times 10^{19} \left(\frac{\rho}{100\ \mathrm{g/cm^3}} \right)^{0.95} \quad [\mathrm{W/cm^2}] \tag{1.3.3}$$

E_{ig}, W_{ig}, 及び I_{ig} はそれぞれ加熱ビームのエネルギー, パワー, 強度である. ここでコアプラズマの密度を $\rho = 300\ \mathrm{g/cm^3}$ として上記の式に当てはめると, $E_{ig} = 18$ kJ, $W_{ig} = 0.7$ PW, $I_{ig} = 7.1 \times 10^{19}\ \mathrm{W/cm^2}$ と求まる. このように点火を引き起こすためには高強度な加熱ビームがコアプラズマに入射することが必要となる. そのコアプラズマは図 1.3.3 に示すような爆縮過程によって生じるコロナプラズマによって囲まれている. この図は 1 次元の流体シミュレーション (*LILAC* Code) によって得られた電子密度分布である. 爆縮に用いたレーザーの波長, 及びエネルギーは 351 nm, 23 kJ である. またここでは球対称爆縮を想定した. ここから例えば臨界密度の位置から加熱ビームが生成されるとすれば, 生成された加熱ビームは約 300 μm, そのコロナプラズマ中を伝搬することになる. そのため加熱ビームはコロナプラズマ中において古典的な衝突（多重散乱や制動放射など）や Weibel 不安定性によるフィラメント構造の形成とそのマージングといった現象等を受けるため, その伝搬が抑制される [8]. 加えて生成される高エネルギー粒子は有

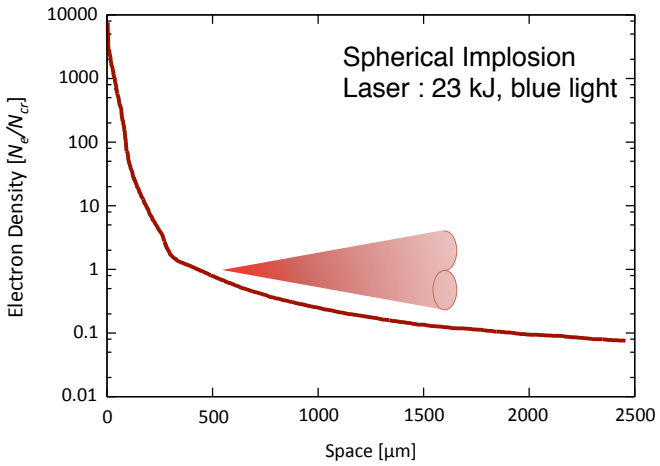

図 1.3.3: 爆縮プラズマ密度プロファイルの一例

限の広がり角を有するために, その全てがコアプラズマへの加熱ビームとして作用しない. 更に追加熱レーザーの全エネルギーが追加熱に有効な高エネルギー粒子のエネルギーへと変換されない. 従って, 追加熱レーザーから追加熱に有効な加熱ビームへの変換効率を高めることは重要な課題の一つである.

このような課題を克服すべくこれまでに様々な手法が精力的に研究されている [5, 9, 10, 11]. その一つが現在最も精力的に研究されているガイドコーンを用いる手法である. この手法では追加熱レーザーをコアプラズマ近傍までガイドするコーンを燃料ターゲットに備え付けることにより, 大部分のレーザーエネルギーをコアプラズマ近傍で高速電子の運動エネルギーへと変換する [9]. このようなガイドコーンを用いる手法以外にもダブルパルスのレーザー光を爆縮プラズマに照射する手法も古くから研究されている [5]. この手法では初めのパルス照射によってコロナプラズマ中にプラズマチャンネルを形成させる. その次のパルスは予め形成されたプラズマチャンネル中を伝搬し, コアプラズマ近傍で高速電子を発生させる. このように初めのパルスによって予め追加熱レーザーの通り道を確保することによって, コロナプラズマ中でのレーザーエネルギーの損失や高速電子の高エネルギー化を抑えることが出来ると考えられている. その他にも、シングルパルスのレーザー光を爆縮プラズマに照射する手法も盛んに研究されている [10, 11]. この手法ではガイドコーンやダブルパルスを用いる手法において重要視されている追加熱レーザーの通り道を確保することなく, 追加熱レーザーを爆縮プラズマに直接照射する. 照射されたレーザー光はコロナプラズマ中において相対論的自己集束やポンデラモーティブ自己集束などの現象によって, その強度を上昇させる. 強度が上昇したレーザー光は異常透過現象により臨界密度より更に高密度なプラズマ領域中へ侵入し, コアプラズマ近傍で高速電子を発生させる. この手法では追加熱レーザーや燃料ターゲットに求める条件が緩い. 更に, この手法では球対称爆縮が可能であるため高密度なコアプラズマを利用できる. これは点火に必要な加熱ビームのエネルギーやパワーを小さく抑える可能性に繋がる. 課題は, 如何にレーザー光を安定的にコアプラズマ近傍まで伝搬させ, 且つ如何に多くの加熱に有効な高速電子をコアプラズマに入射させるか, という点である.

1.4　コロナプラズマ中での超高強度レーザーの伝搬に関する現状

コロナプラズマ中での超高強度レーザーの安定的な伝搬に関しては, ダブルパルスを用いる手法, 及びシングルパルスを用いる手法, 共に重要な課題である. その為, 高速点火方式が提案されて以来, 盛んに研究が行われている. 特に近年は大出力レーザーを用いた実験的研究や３次元粒子シミュレーションを用いた大規模計算が行われるようになった. ダブルパルスを用いる手法では, 500 μm 以上の伝搬を３次元粒子シミュレーションによって再現し, 未臨界密度プラズマ中におけるプラズマチャンネルの形成時間やプラズマ温度に依存するレーザー光の透過率, 更には点火に必要な追加熱レーザーのスケーリングに至るまで詳細に議論されている [12]. また, ２次元粒子シミュレーションを用いた研究によって, mm スケールの未臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーには Bifurcation, self-correction, Hosing, Density pile up といった現象が複合的に作用することが明らかとなっている [13]. 実験では, 未臨界密度プラズマ中を伝搬する kJ クラスの超高強度レーザーの様子をプロトンバックライト法によって詳細に観測し, その伝搬速度やプラズマチャンネル壁で生じる表面波加速に関して議論されている [14]. シングルパルスを用いる手法では, 超臨界密度プラズマ中をレーザー光が 100 μm 以上伝搬し, 臨界密度の１０倍の電子密度を持つ領域までレーザー光が侵入したことが示されている [15]. このような特異な伝搬は臨界密度の 1/4 の電子密度を持つ位置にレーザー光を集光した場合に引き起こされる [16]. また, このような伝搬に伴って発生する高速電子ビームは指向性が優れている [17]. これらの結果はシングルパルスを用いる手法によって, コアプラズマを加熱し得ることを示唆している.

1.5　超高強度レーザーが臨界密度プラズマ中を伝搬する際に発生する粒子線

前節までで述べた核融合研究以外にも超高強度レーザーとプラズマとの相互作用を産業や医療へ応用しようとする試みも行われている. 例えば超高強度レーザーが未臨界密度プラズマ中を伝搬する際に生じる航跡場を用いて電子を加速するレーザー航跡場加速では, 従来の加速器に比べて３桁以上高い加速電場が得られるために, 加速器の高エネルギー化や小型化が期待されている [18]. その他にも超高強度レーザーが個体と相互作用する際に個体ターゲット裏面に発生する静電場によって, イオンを加速するターゲット法線シース加速 (TNSA) などの加速機構は, その加速電場の高さからコンパクトな加速器が実現できる可能性があるとして粒子線癌治療などの医療分野への応用が期待されている [19]. このような応用に関連した研究は近年, 次々と提案されてきている. なかでも臨界密度程度の高密度なプラズマ中を超高強度なレーザー光が伝搬する際に励起される強い電磁場が注目されている. 例えば, レーザー光先端領域において発生するポンデラモーティブ力はプラズマ中の電子を前方方向に押し込む. その為にその領域において電子密度の過不足が生じ, 強い静電場構造が生じる. その静電場によって加速される陽子のエネルギーは数 100 MeV を超えると考えられている [20]. その他にも, レーザー光がプラズマ中を伝搬する際に引き起こすクーロン爆発によってイオンを後方へ加速する機構 [21] や, レーザー光がプラズマ領域を透過する際に生じる急激な磁場の成長によってイオンを前方へ加速する機構 [22] などが考えられている.

1.6　本研究の目的

これまでに述べたようにプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーに関する研究は, 高速点火核融合やその他の産業 · 医療への応用を目指した研究に関連する. 高速点火核融合においてはこれまでの研究によって, 先に述べたような様々な現象が確認されると同時にそれらの手法の有効性が示されている. しかし、それらによって確認された現象はその要因が充分に理解されていない. 例えば, レーザー光のパルスが枝分かれして多数のプラズマチャンネルを形成する Bifurcation と呼ばれる現象は臨界密度近辺の密度領域において確認されるようになると報告されているが, その現象の発生要因に関しては詳しく理解されていない. また, 臨界密度の 1/4 の電子密度を有する位置にレーザー光を集光した場合に引き起こされる超臨界密度プラズマ中へのレーザー光の異常伝搬や, その際に発生する指向性の良い電子ビームに関しても, その要因の特定までには至っていない. そこで本論文では, レーザーの伝搬や発生する粒子の特性が劇的に変化するであろう臨界密度付近の高い電子密度を持つプラズマ中での超高強度レーザーの伝搬に関してより深く理解することを目的とした.

本論文は以下の 6 章で構成される.

第 2 章では「超高強度レーザーとプラズマとの相互作用」に関して述べた. 特に本研究と関連の深いポンデラモーティブ力や相対論的臨界密度に関して, その詳細を記述した. また, これまでに知られているレーザー光の伝搬速度や伝搬距離に関して, その導出課程や考慮すべき物理量を明確にすることに注意しながら解説した. 最後に, ここで示した伝搬速度と伝搬距離との関係を数値計算に起こすことによって, 密度勾配を持つプラズマ中を伝搬するレーザーパルスの伝搬距離を求めた. その結果, レーザーのパルス幅や強度、対象プラズマのスケール長に依存するレーザーパルスの伝搬距離を得た.

第 3 章では「超高強度レーザーのコロナプラズマ中の伝搬距離と発生する高速電子の角度広がり」に関して述べた. ここでは, まず新しく開発した多方向電子エネルギースペクトロメーターに関して述べた. 次にロチェスター大学において開発された角度フィルターによる屈折角測定に関して説明した. 最後にこれらの計測器を用いて行った実験に関して述べた. その実験結果は次の 2 点を示唆した.

1. レーザー光が臨界密度まで伝搬すると発生する高速電子ビームの指向性が向上する.

2. 未知の現象がレーザー光の伝搬距離に影響を与えている.

1. の検証実験及び考察を第 4 章にて、2. の考察を第 5 章にて行った.

第 4 章では「臨界密度プラズマから放出される指向性の良い高速電子」に関して述べた. ここでは, 前章が示した仮定を確認するために行った実験や 2 次元のシミュレーション, 追加計算に関して説明した. 実験では低密度プラスチックフォームをプラズマ化させることによって一様な臨界密度プラズマを形成し, そこへ超高強度レーザーを照射した. その結果, 発生した高速電子ビームは優れた指向性を示した. 2 次元の粒子シミュレーションにおいても同様の結果が得られた. そこで, シミュレーションから得られた磁場分布を用いて追加計算を行った. その結果, プラズマチャンネル内に励起される数 100 MG の強さを持つ磁場が, 発生した高速電子ビームの指向性を向上させていることが明らかとなった.

第 5 章は「臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度の異常低下」に関して述べた. ここでは, 第 3 章の結果を受け, レーザーとプラズマとの相互作用が強い高密度な臨界密度プラズ

マ領域を伝搬する超高強度レーザーの様子を, １次元, ２次元の粒子シミュレーションを用いて調べた. その結果, 背景プラズマの電子流速がレーザー光の伝搬に影響を与えることが明らかとなった. この影響はレーザー光先端領域において顕著に見られ, その領域におけるレーザー強度の低下に繋がる. そのため, レーザー光の伝搬が不安定となり, 伝搬速度が低下する. このような伝搬速度の低下は最終的にレーザーパルスの伝搬距離の短縮に繋がる. この影響を回避するためには, 相対論的プラズマ周波数がレーザー周波数に比べて充分に小さくなる必要がある.

第６章はまとめであり, 本論文の総括とした.

参考文献

[1] C. Yamanaka and S. Nakai, *Thermonuclear neutron yield of* 10^{12} *achieved with Gekko* XII *with green laser*, Nature **319**, 757-759 (1986)

[2] H. Azechi, T. Jitsuno, T. Kanabe, M. Katayama, K. Mima, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai, H. Nakaishi, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, P. A. Norrays, Y. Setsuhara, M. Takagi, M. Yamanaka and C. Yamanaka, *High-density compression experiments at ILE, Osaka*, Laser and Particle Beams **9**, 193-207 (1991)

[3] M. J. Edwards, P. K. Patel, J. D. Lindl, L. J. Atherton, S. H. Glenzer, S. W. Haan, J. D. Kilkenny, O. L. Landen, E. I. Moses, A. Nikroo, R. Petrasso, T. C. Sangster, P. T. Springer, S. Batha, R. Benedetti, L. Bernstein, R. Betti , D. L. Bleuel, T. R. Boehly, D. K. Bradley, J. A. Caggiano, D. A. Callahan, P. M. Celliers, C. J. Cerjan, K. C. Chen, D. S. Clark, G. W. Collins, E. L. Dewald, L. Divol, S. Dixit, T. Doeppner, D. H. Edgell, J. E. Fair, M. Farrell , R. J. Fortner, J. Frenje, M. G. Gatu Johnson, E. Giraldez, V. Yu. Glebov, G. Grim, B. A. Hammel, A. V. Hamza , D. R. Harding, S. P. Hatchett, N. Hein, H. W. Herrmann, D. Hicks, D. E. Hinkel, M. Hoppe, W. W. Hsing, N. Izumi, B. Jacoby, O. S. Jones, D. Kalantar, R. Kauffman, J. L. Kline, J. P. Knauer, J. A. Koch, B. J. Kozioziemski , G. Kyrala, K. N. LaFortune, S. Le Pape, R. J. Leeper, R. Lerche, T. Ma, B. J. MacGowan, A. J. MacKinnon, A. Macphee, E. R. Mapoles, M. M. Marinak, M. Mauldin, P. W. McKenty, M. Meezan, P. A. Michel, J. Milovich, J. D. Moody, M. Moran, D. H. Munro, C. L. Olson, K. Opachich, A. E. Pak, T. Parham, H.-S. Park, J. E. Ralph, S. P. Regan, B. Remington, H. Rinderknecht, H. F. Robey, M. Rosen, S. Ross, J. D. Salmonson, J. Sater, D. H. Schneider, F. H. Séguin, S. M. Sepke, D. A. Shaughnessy, V. A. Smalyuk, B. K. Spears, C. Stoeckl, W. Stoeffl, L. Suter, C. A. Thomas, R. Tommasini, R. P. Town, S. V. Weber, P. J. Wegner, K. Widman, M. Wilke, D. C. Wilson, C. B. Yeamans, and A. Zylstra, *Progress towards ignition on the National Ignition Facility*, Physics of Plasmas **20**, 070501 (2013)

[4] O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey, P. M. Celliers, C. Cerjan, E. L. Dewald, T. R. Dittrich, T. Döppner, D. E. Hinkel, L. F. Berzak Hopkins, J. L. Kline, S. Le Pape, T. Ma, A. G. MacPhee, J. L. Milovich, A. Pak, H.-S. Park, P. K. Patel, B. A. Remington, J. D. Salmonson, P. T. Springer and R. Tommasini, *Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion*, Nature **506**, 343-348 (2014)

[5] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry, and Rodney J. Mason, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Physics of Plasmas **1**, 1626 (1994)

[6] S. Atzeni, *Thermonuclear Burn Performance of Volume-Ignited and Centrally Ignited Bare Deutrium- Tritium Microshperes*, Journal of Applied Physics **34**, 1980-1992 (1995)

[7] S.Atzeni, *Inertial fusion fast ignitor : Igniting pulse parameter window vs the penetration depth of heating particles and the density of the precompressed fuel*, Physics of Plasmas **6**, 3316 (1999)

[8] 岡林篤紀、「高速点火核融合における高密度プラズマ中での MeV 電子による加熱機構に関する研究」、大阪大学大学院工学研究科、博士論文 (2013)

[9] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka and M. Zepf, *Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition*, Nature **412**, 798 (2001)

[10] Y. Kitagawa, Y. Sentoku, S. Akamatsu, W. Sakamoto, K. A. Tanaka, R. Kodama, H. Nishimura, Y. Inubushi, M. Nakai, T. Watari, T. Norimatsu and A. Sunahara, *Petawatt-laser direct heating of uniformly imploded deuterated-polystyrene shell target*, Physical Review E **71**, 016403 (2005)

[11] K. A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miyanaga, T. Norimatsu, A. Pukhov, A. Sunahara, K. Takahashi, M. Allen, H. Habara, T. Iwatani, T. Matusita, T. Miyakosi, M. Mori, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, S. Tohyama, H. Azuma, T. Kawasaki, T. Komeno, O. Maekawa, S. Matsuo, T. Shozaki, Ka Suzuki, H. Yoshida, and T. Yamanaka, *Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition*, Physics of Plasmas **7**, 2014 (2000)

[12] G. Li, R. Yan, C. Ren, J. Tonge and W. B. Mori, *Three-dimensional particle-in-cell simulations of laser channeling in fast ignition*, Physics of Plasmas **18**, 042703 (2011)

[13] G. Li, R. Yan, C. Ren, T.-L. Wang, J. Tonge and W. B. Mori, *Laser Channeling in Millimeter-Scale Underdense Plasmas of Fast-Ignition Targets*, Physical Review Letters **100**, 125002 (2008)

[14] L. Willingale, P. M. Nilson, A. G. R. Thomas, J. Cobble, R. S. Craxton, A. Maksimchuk, P. A. Norreys, T. C. Sangster, R. H. H. Scott, C. Stoeckl, C. Zulick, and K. Krushelnick, *High-Power, Kilojoule Class Laser Channeling in Millimeter-Scale Underdense Plasma*, Physical Review Letters **106**, 105002 (2011)

[15] A. L. Lei, A. Pukhov, R. Kodama, T. Yabuuchi, K. Adumi, K. Endo, R. R. Freeman, H. Habara, Y. Kitagawa, K. Kondo, G. R. Kumar, T. Matsuoka, K. Mima, H. Nagatomo, T. Norimatsu, O. Shorokhov, R. Snavely, X. Q. Yang, J. Zheng and K. A. Tanaka, *Relativistic laser channeling in plasmas for fast ignition*, Physical Review E **76**, 066403 (2007)

[16] T. Matsuoka, A. Lei, T. Yabuuchi, K. Adumi, J. Zheng, R. Kodama, K. Sawai, K. Suzuki, Y. Kitagawa, T. Norimatsu, K. Nagai, H. Nagatomo, Y. Izawa, K. Mima, Y. Sentoku and K. A. Tanaka, *Focus optimization of relativistic self-focusing for anomalous laser penetration into overdense plasmas (super-penetration)*, Plasma Physics and Controlled Fusion **50**, 105011 (2008)

[17] T. Tanimoto, A. L. Lei, T. Yabuuchi, H. Habara, K. Kondo, R. Kodama, K. Mima and K. A. Tanaka, *Hot Electron Spatial Distribution in the Presence of Laser Light Self-focusing in Over-dense Plasmas*, Journal of Physics: Conference Series **112**, 022095 (2008)

[18] 中新伸彦、「高出力レーザーによる電子加速とその応用: 強電磁場プローブ」、大阪大学大学院工学研究科、博士論文 (2011)

[19] H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham, T. Esirkepov, *Laser - plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets*, Nature **439**, 445 (2006)

[20] T. Schlegel, N. Naumova, V. T. Tikhonchuk, C. Labaune, I. V. Sokolov, and G. Mourou, *Relativistic laser piston model: Ponderomotive ion acceleration in dense plasmas using ultraintense laser pulses*, Physics of Plasmas **16**, 083103 (2009)

[21] Y. J. Gu, Q. Yu, Q. Kong, Z. Zhu, X. F. Li, C. Y. Chen, and S. Kawata, *Large quantity ion beam generation by persistent Coulomb explosion in a near-critical density plasma channel*, Physics of Plasmas **19**, 092308 (2012)

[22] Stepan S. Bulanov, Valery Yu. Bychenkov, Vladimir Chvykov, Galina Kalinchenko, Dale William Litzenberg, Takeshi Matsuoka, Alexander G. R. Thomas, Louise Willingale, Victor Yanovsky, Karl Krushelnick, and Anatoly Maksimchuk, *Generation of GeV protons from 1 PW laser interaction with near critical density targets*, Physics of Plasmas **17**, 043105 (2010)

第2章　超高強度レーザーとプラズマとの相互作用

2.1　はじめに

この章ではまず超高強度レーザーのプラズマ中の伝搬に関して特に重要な項目であるポンデラモーティブ力, 異常透過, プラズマチャンネリング, ポンデラモーティブ自己集束, 相対論自己集束についてまとめる. 次に, レーザー光が臨界密度程度の高密度プラズマ中を伝搬する際に引き起こされるクイバー運動, 磁場旋回（B loop）加速といった高速電子を生み出す機構に関して述べる. 最後にレーザー光がプラズマ中を伝搬する際の伝搬速度やその距離に関して解説する. 解説した伝搬速度と伝搬距離の関係を数値計算に起こすことによって, 密度勾配を持つプラズマ中を伝搬するレーザーパルスの伝搬距離を求めた.

尚、以下では特に断りのない限り単位系はCGS ガウスとし、c を光速とした。

2.2　超高強度レーザーのプラズマ中における伝搬

2.2.1　電子の運動方程式とポンデラモーティブ力

まずはじめに超高強度レーザーとプラズマとの相互作用に関して議論するために電子の運動方程式をポテンシャルを用いて表し, ポンデラモーティブ力を導く. 電場, 磁場はベクトルポテンシャル, スカラーポテンシャルを用いてそれぞれ次式のように表すことができる.

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla\phi \tag{2.2.1}$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \tag{2.2.2}$$

これらの方程式を冷たい電子の運動方程式,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla\right)\mathbf{p}_e = -e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B}\right) \tag{2.2.3}$$

に代入すれば,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla\right)\mathbf{p}_e = -e\left[-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla\phi + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times (\nabla \times \mathbf{A})\right] \tag{2.2.4}$$

となる.

ここで $\mathbf{p}_e$, $\mathbf{u}_e$ はそれぞれ電子の運動量, 流速である. これらはローレンツ因子 γ, 及び電子の質量 m_e を用いて次の関係にある.

$$\mathbf{p}_e = \gamma m_e \mathbf{u}_e \tag{2.2.5}$$

ただし, ローレンツ因子は次のように定義される.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \mathbf{u}_e^2/c^2}} \tag{2.2.6}$$

$$= \sqrt{1 + \frac{\mathbf{p}_e^2}{m_e^2 c^2}} \tag{2.2.7}$$

(2.2.4) 式の両辺に γm_e を掛け, ベクトル公式 $(\mathbf{p}_e \cdot \nabla)\mathbf{p}_e = \nabla p_e^2/2 - \mathbf{p}_e \times (\nabla \times \mathbf{p}_e)$ を用いると,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\mathbf{p}_e - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right) - \mathbf{u}_e \times \left[\nabla \times \left(\mathbf{p}_e - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)\right] = \nabla\left(e\phi - m_e c^2 \gamma\right) \tag{2.2.8}$$

ここで, ローレンツ因子の勾配が次のように与えられることを用いた.

$$\nabla\gamma = \frac{1}{\gamma m_e^2 c^2} \nabla\left(\frac{p_e^2}{2}\right)$$

次に正準運動量 Φ を用いて (2.2.8) 式を表すと, 次の二つの式になる.

$$\mathbf{p}_e = \frac{e}{c}\mathbf{A} + \nabla\Phi \tag{2.2.9}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = e\phi - m_e c^2 (\gamma - 1) \tag{2.2.10}$$

ここから (2.2.9) 式を時間微分, (2.2.10) 式を空間微分し, 両式をまとめると, 冷たい電子の流体力学的な運動方程式が求まる.

$$\frac{\partial \mathbf{p}_e}{\partial t} = \frac{e}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + e\nabla\phi - m_e c^2 \nabla\gamma \tag{2.2.11}$$

右辺第 1 項はレーザー光のベクトルポテンシャルからの寄与を表す. 第 2 項はプラズマ中の荷電分によって働く力である. 第 3 項はポンデラモーティブ力である. ここからポンデラモーティブ力は電子のローレンツ因子が大きい領域から小さい領域へ向かって働く力であることがわかる. 尚, レーザー強度が充分に弱い場合, この右辺第 3 項は次式で表されるポンデラモーティブ力としてよく知られた型へ帰着する.

$$\mathbf{f}_p = -\frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\nabla\frac{< E^2 >}{8\pi}$$

ただし, ω_L, E はそれぞれレーザーの周波数, 及び電場であり, ω_p はプラズマ周波数である.

2.2.2　相対論的なレーザー強度と異常透過

次に異常透過について議論する. そのために波動方程式をポテンシャルを用いて表す. (2.2.1), (2.2.2) 式をアンペールマクスウェルの式に適用すれば,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\nabla\phi = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}$$

ここでベクトル公式

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$$

を上式に代入し, クーロンゲージ ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) を採ればポテンシャル表示の波動方程式が導出される.

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi + \frac{4\pi e}{c} n_e \mathbf{u}_e \tag{2.2.12}$$

ただしイオンは静止ししていると仮定し, $\mathbf{j} = -en_e\mathbf{u}_e$ とした.

次に (2.2.11) 式からレーザー偏光方向の電子の運動を考えると, レーザー光のベクトルポテンシャルと電子の流速は次の関係にあることがわかる.

$$\mathbf{u}_e = \frac{e}{\gamma m_e c} \mathbf{A} \tag{2.2.13}$$

ここでレーザーの偏光方向を x とする. x 方向のプラズマの荷電分離を無視し, 偏光方向の波動方程式に上式を代入すれば次式となる.

$$\left(\nabla_{\parallel}^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{4\pi e^2 n_e}{\gamma m_e} \right) A_x = 0 \tag{2.2.14}$$

ここでレーザーのベクトルポテンシャルが $\mathbf{A} = A_0 \exp[i(k\mathbf{r} - \omega_L t)]\mathbf{e}_x$ として与えられた場合, (2.2.14) 式から次の分散関係式が導かれる.

$$c^2 k^2 - \omega_L^2 + \omega_p^2/\gamma = 0 \tag{2.2.15}$$

ここでレーザー強度が充分に弱く左辺第 3 項のローレンツ因子が $\gamma \sim 1$ となる状況を想定すれば, 良く知られた非相対論的な光の分散関係式となる ($c^2k^2 - \omega_L^2 + \omega_p^2 = 0$) . そこで非相対論的な光の分散関係式から得られる古典的な臨界密度 N_c を用いて, (2.2.15) 式から得られる相対論的臨界密度 N_{cr} を表すと,

$$N_{cr} = \gamma N_c \tag{2.2.16}$$

このように相対論的臨界密度は古典的臨界密度の γ 倍となる. 以降, N_c 以下の電子密度を有するプラズマを未臨界密度 (Underdense) プラズマ, N_c 以上の電子密度を有するプラズマを超臨界密度 (Overdense) プラズマと呼ぶ.

次にそのローレンツ因子とレーザー強度の関係を導く. レーザー強度が充分に高く, 且つレーザー偏光方向の流速が他方向の流速よりも十分に速いと考えた場合, (2.2.7)、(2.2.11) 式よりローレンツ因子は次のように表せる.

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{eA_0}{m_e c^2} \right)^2}$$

ただし, ここでレーザー光が直線偏光であるとし, 時間平均を行った. このローレンツ因子は (2.2.11)、(2.2.16) 式からわかるように相対論効果を象徴している. それらの効果が現れ始めるためには $\gamma > 1$ となることが必要となる.

では, このような相対論効果が現れ始める閾レーザー強度を求める. そこで次の規格化ベクトルポテンシャル $\mathbf{a}$ を導入する.

$$\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{A}}{m_e c^2}$$

これを用いてローレンツ因子を表すと,

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{1}{2}a_0^2} \tag{2.2.17}$$

ここから規格化ベクトルポテンシャルの大きさが 1 を超えると相対論効果が現れることがわかる. 規格化ベクトルポテンシャルとレーザー強度の関係は, レーザー強度とポインティングベクトルの関係が $I = c|E^2|/8\pi$, レーザーの電場と規格化ベクトルポテンシャルの関係が $E = (m_e c\omega_L/e)a$ であることを用いて次のように表される.

$$a = \sqrt{\frac{2}{\pi c}}\left(\frac{e}{m_e c^2}\right)\lambda\sqrt{I} \tag{2.2.18}$$

$$= 0.89 \times 10^{-9}\lambda_{\mu m}\sqrt{I\ [\mathrm{W/cm^2}]} \tag{2.2.19}$$

ここで I, $\lambda_{\mu m}$ はそれぞれレーザー光の強度と波長である. ここから $a = 1$ となる閾レーザー強度は次のように求まる.

$$I_{th} = 1.37 \times 10^{18}/\lambda_{\mu m}\ \ [\mathrm{W/cm^2}] \tag{2.2.20}$$

以上からローレンツ因子とレーザー強度の関係は閾レーザー強度 I_{th} を用いて,

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{1}{2}\frac{I}{I_{th}}} \tag{2.2.21}$$

と表すことができる. すなわち 10^{18} W/cm^2 を超える超高強度なレーザー光がプラズマ中を伝搬する際に相対論的な現象が伴うことがわかる.

ここで (2.2.16) 式で表される相対論的臨界密度に関して振り返る. 相対論的臨界密度は古典的な臨界密度の γ 倍となっていた. この γ は電子のローレンツ因子であった. 強度の低い非相対論的なレーザーがプラズマに侵入すると, プラズマ中の電子はレーザーのベクトルポテンシャルに比例した速度で振動する. レーザーの強度が高くなり, そのベクトルポテンシャルが大きくなると, 次第にその振動速度は光速に近づく. 更に (2.2.20) 式で表される閾値を超えるまでレーザーの強度が高くなると, その強度上昇は (2.2.6), (2.2.13) 式で表されるように電子の速度ではなく, その有効質量 ($m_e^* = \gamma m_e$) を増大させる. そのためレーザーのベクトルポテンシャルによって振動する電子の応答が緩慢になり, 臨界密度が上昇する. これが (2.2.16) 式の意味するところである. 従って, 低強度レーザーでは侵入することが出来ない高密度なプラズマ中をも超高強度レーザーであれば侵入, 伝搬することが可能となる. このような現象は Relativistic Induced Transparency (RIT), もしくは異常透過と呼ばれており, シングルパルスを用いた高速点火核融合 [1] や重イオン加速 [2] への応用に関与する.

2.2.3　プラズマチャンネリングとポンデラモーティブ自己集束

レーザー強度と電子のローレンツ因子との関係は (2.2.21) 式によって表され, 相対論効果が顕著になり始める閾レーザー強度は (2.2.20) 式によって与えられた. このような閾強度を超える超高強度レーザーがプラズマ中を伝搬すると, (2.2.11) 式の右辺第 3 項によって表されるポンデラモーティブ力が有効となる. 一般的にレーザー光は図 2.2.1(a) に示したようにレーザービームの中心

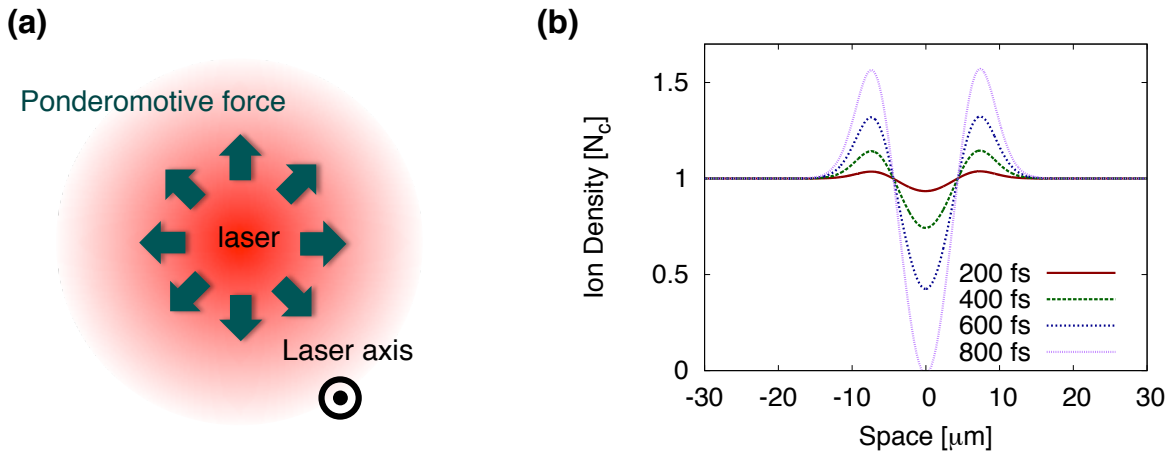

図 2.2.1: (a) レーザー半径方向に働くポンデラモーティブ力. 一般的にレーザー光はビーム中心でその強度を最大とするため, ポンデラモーティブ力はビームの中心から外側へ向かって働く. (b) (2.2.28) 式に基づいて計算されたプラズマチャンネルの時間発展. 赤, 緑, 青, 紫線はそれぞれレーザー光が入射されてから 200, 400, 600, 800 fs 経過した際のイオン密度分布を表している.

でその強度を最大とする. (2.2.21) 式からレーザーの強度が高ければ電子のローレンツ因子も高くなることがわかる. 加えて, (2.2.11) 式からポンデラモーティブ力はローレンツ因子の勾配によって与えられることがわかる. これらからポンデラモーティブ力はレーザービームの半径方向に働くことがわかる. レーザー光のポンデラモーティブ力によって電子が排出されれば, そこには荷電分離が生じる. その荷電分離によって電子とイオンとの間に静電場が発生する. この静電場はレーザービーム中のイオンをも徐々にその外側へと排出し, やがてその中を真空とする. このようにレーザービームによってビーム中の電子やイオンがその外側へと排出される現象をプラズマチャンネリングと呼ぶ.

次にこのプラズマチャンネリングに関してその密度分布の時間発展を評価する. そのために下記の四つの式を用いてプラズマチャンネルの様子を調べる [3].

$$\frac{\partial \mathbf{p}_e}{\partial t} = \frac{e}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + e\nabla\phi - m_e c^2 \nabla\gamma \tag{2.2.22}$$

$$\nabla^2\phi = 4\pi e^2(n_e - Zn_i) \tag{2.2.23}$$

$$M_i\frac{\partial v_i}{\partial t} = -Ze\nabla\phi - \frac{T_i}{n_{i0}}\nabla n_i \tag{2.2.24}$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + n_{i0}\nabla v_i = 0 \tag{2.2.25}$$

(2.2.22) 式は (2.2.11) 式と同様に冷たい電子の流体的な運動方程式である. (2.2.23) 式はガウスの法則の微分形であり, 荷電分離によって生じる静電ポテンシャルを表している. (2.2.24) 式はイオンの運動方程式である. ただし, ここでは対流項, 及び温度勾配を無視した. (2.2.25) 式は簡略化されたイオンの連続の方程式である. ここで, Z, n_i, M_i, v_i, n_{i0}, T_i はそれぞれイオンの価数, 密度, 質量, 流速, 初期密度, 温度である. まず, (2.2.25) 式の時間微分と (2.2.24) 式の空間微分から次式

が導かれる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{T_i}{M_i}\nabla^2\right)\frac{n_i}{n_{i0}} = \frac{Ze}{M_i}\nabla^2\phi \tag{2.2.26}$$

次に (2.2.22) 式においてポンデラモーティブ力によって生じた荷電分離は常に静電場によって打ち消される状況を想定し, 加えてレーザーによる高い周波数をもつ運動を無視すると, 次の関係式が得られる.

$$\nabla\gamma = \frac{e}{m_e c^2}\nabla\phi \tag{2.2.27}$$

(2.2.27) 式を (2.2.26) 式に代入し, (2.2.17) 式を用いると, プラズマチャンネリングにおけるイオンの波動方程式が得られる.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{T_i}{M_i}\nabla_\perp^2\right)\frac{n_i}{n_{i0}} = Z\frac{m_e}{M_i}c^2\nabla_\perp^2\left(1+\frac{1}{2}a^2\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.2.28}$$

この方程式を解く事によってプラズマチャンネルの時間発展を知ることができる. 半径方向のベクトルポテンシャルを $a = a_0\exp(-r^2/R_0^2)$ とし, 上式を数値計算によって解いた結果を図 2.2.1(b) に示す. この計算におけるレーザー強度, スポットサイズ (半径), プラズマ密度, イオン種, イオン温度はそれぞれ 10^{19} W/cm^2, 5 μm, N_c ($\lambda = 1$ μm), プロトン, 10 keV とした. 尚, 計算には円筒座標系を用いた. 図中の赤, 緑, 青, 紫線はそれぞれレーザー光が入力されてから 200, 400, 600, 800 fs 経過した時刻におけるイオン密度分布である. レーザー光の中心は 0 μm に位置しており, その位置においてイオン密度が最も低下する. 中心から半径方向へ遠ざかると徐々にイオン密度が上昇し, やがて背景密度よりも高いプラズマ密度を持つ領域に到達する. そのような密度の高い領域はプラズマ壁 (Plasma wall) と呼ばれる. この計算に用いた条件では紫線の中心でイオン密度が 0 となっていることから, プラズマチャンネルが形成されるまでに約 800 fs 必要であることがわかる.

ここで (2.2.27) 式の制約に関して考察する. この制約はレーザー光のポンデラモーティブ力が常に静電場によって打ち消される状況を想定している. しかし, 実際はそのポンデラモーティブ力が荷電分離によって打ち消されない程強い場合も想定される. 具体的にそのような閾値は (2.2.27) 式を空間微分し, (2.2.23) 式を用いることによって次のように求めることができる.

$$n_e = \frac{m_e c^2}{4\pi e^2}\nabla^2\gamma \tag{2.2.29}$$

ここで, レーザーの半径方向のベクトルポテンシャルを $a = a_0\exp(-r^2/R_0^2)$ と置けば, その閾値が背景電子密度, スポット径, レーザー強度を用いて求められる. 例えば, 背景電子密度が臨界密度であり, スポット径が 5 μm であった場合, 必要なレーザー強度は 10^{22} W/cm^2 と求めることができる. 従って, 臨界密度プラズマ中におけるプラズマチャンネルの形成に関して議論する場合, レーザー光のスポット径が数 μm 以上, 強度が 10^{22} W/cm^2 以下であれば, (2.2.28) 式を適用することができる.

このような半径方向に生じた密度揺動は伝搬するレーザー光を集束させる. これは (2.2.15) 式で表される分散関係式から理解することができる. この分散関係式からプラズマの屈折率 η は,

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma}\frac{N_e}{N_c}} \tag{2.2.30}$$

と求まる. ただし, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m_e}$ とした. プラズマチャンネルが形成されることによって図 2.2.1 (b) で示されたように, レーザー中心軸上で電子密度が低下し, 半径方向に進むにつれて電子密度が上昇する. このような密度分布をもっていた場合, (2.2.30) 式からレーザーの中心軸において屈折率が最大となり, 半径方向に向かってその屈折率が低下する. そのため, 光の位相速度 c/η はレーザーの中心軸で最小となり, 半径方向に向かってその位相速度が上昇する. その結果, レーザー光の等位相面が中心軸に向かい, レーザー光が集束する. このような現象はポンデラモーティブ自己集束と呼ばれる [4]. プラズマチャンネル中をレーザー光が安定的に自己集束しながら伝搬するために必要な条件はレーザーのパワーによって与えられる. その閾パワー P_{cr} はベッセル関数の積分型によって与えられるが, 数値計算の結果から電子密度の二次関数によって次のように近似される [5].

$$P_{cr} = 1.87 - 3.63\frac{N_e}{N_c} + 4.54\left(\frac{N_e}{N_c}\right)^2 \quad [\mathrm{GW}] \tag{2.2.31}$$

ポンデラモーティブ自己集束ではレーザー光のポンデラモーティブ力によって図 2.2.1(b) で示されるような密度揺動が発生し, そのためにレーザー光が自己集束する. ここから, ポンデラモーティブ力以外の他の力によって同様のプラズマチャンネルが形成されればレーザー光が自己集束すると想像できる. 詳細は省くが, その他の力として圧力が挙げられる. レーザー光が伝搬するに従ってレーザー光の中心軸においてプラズマの温度が上昇し, その領域における圧力が上昇する. そのためにレーザービームが伝搬する領域の電子密度が低下し, プラズマチャンネルが形成される. レーザー光は先と同様の原理でプラズマチャンネルによって集束する. このような現象は熱的な自己集束と呼ばれる [6].

2.2.4　相対論的自己集束

ポンデラモーティブ自己集束や熱的な自己集束はレーザーが存在する領域の電子密度が低下し, プラズマの屈折率が上昇するために引き起こされた. ここで (2.2.30) 式によって表される屈折率を振り返ると, プラズマの屈折率は電子密度の他に電子のローレンツ因子にも依存していることがわかる. ここで, 電子のローレンツ因子は (2.2.21) 式からレーザーの強度に依存しており, レーザーの強度が上昇すれば電子のローレンツ因子も上昇する. ローレンツ因子が上昇すれば (2.2.30) 式から屈折率が上昇する. 屈折率が上昇すれば, 図 2.2.2 に示すように光の位相速度が低下する. そのため最もレーザー強度が高いレーザー光の中心軸において位相速度が最低となる. 従って, レーザー光は集束し, 小さなスポット径のままプラズマ中を長距離伝搬することが可能となる.

このような相対論的自己集束の閾値はレーザー光のパワーによって与えられる. 対象とするプラズマの電子密度が臨界密度よりも十分に低い場合, その閾パワー P_{th} は次のように与えられる [7].

$$P_{th} > 17\left(\frac{N_c}{N_e}\right) \quad [\mathrm{GW}]$$

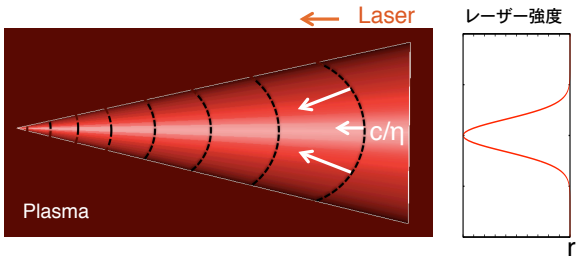

図 2.2.2: 相対論的自己集束現象の概念図．レーザー中心軸上において最大強度をとるレーザービームがプラズマ中を伝搬すると，プラズマの屈折率が相対論効果からビーム中心において最大となる．そのため位相速度がビーム中心において最低となり，集束現象が起きる．

2.3　超高強度レーザーによって加速されるプラズマ中の電子

2.3.1　クイバー運動

前節ではレーザーがプラズマに及ぼす力を巨視的に捕らえることによってその運動の様子やレーザーの振る舞いに関して述べた．本節ではレーザーがプラズマに及ぼす力を微視的に捕らえることによって，個々の電子が加速される様子に関して述べる．

まず超高強度なレーザー光がプラズマ中を伝搬するとレーザー光の直接的な力によってプラズマ中の電子はレーザー光の伝搬方向へと加速されることを示す．

$$\frac{d\mathbf{P}_e}{dt} = -e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_e}{c} \times \mathbf{B}\right) \tag{2.3.1}$$

(2.3.1) 式は単一電子の運動方程式である．強度の弱いレーザー光であれば，レーザーの電場によって振動する電子の速度は光速に比べて充分に小さいために，右辺第 2 項は無視される．レーザーの強度が (2.2.20) 式で表される閾値よりも高くなると，レーザーの電場によって振動する電子の速度が光速に近づくために右辺第 2 項が無視できなくなる．初め，電子はレーザー光の電場によって速度を与えられるので，簡単に電子の速度方向が電場と平行であるとする．すると，その電子は右辺第 2 項によって $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ の方向に力を受ける．この方向はレーザーの伝搬方向と一致している．そのために超高強度なレーザー光は電子をその電場方向に振動させるだけではなく，その伝搬方向へと加速させる．

このような加速を受ける電子の振る舞いは超高強度なレーザー光が電子に寄与する力を解析することによって知ることができる [8]．そのためにまず，レーザー光のベクトルポテンシャルを $\mathbf{A} = A_0 \sin(k_L z - \omega_L t)\mathbf{e}_x$，電磁場を $\mathbf{E} = -(1/c)(\partial \mathbf{A}/\partial t)$，$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ とおく．ここで，規格化ベクトルポテンシャルを用いて電磁場を改めると，

$$\mathbf{E} = \frac{m_e c}{e}\omega_L a_0 \cos(k_L z - \omega_L t)\mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{B} = \frac{m_e c}{e}\omega_L a_0 \cos(k_L z - \omega_L t)\mathbf{e}_y$$

これらを (2.3.1) 式に代入すると，x 及び z 方向に働く力を次のように求めることができる．

$$\frac{dp_{ex}}{dt} = \left(\frac{p_{ez}}{\gamma} - m_e c\right)\omega_L a_0 \cos(k_L z - \omega_L t) \tag{2.3.2}$$

$$\frac{dp_{ez}}{dt} = -\frac{p_{ex}}{\gamma}\omega_L a_0 \cos(k_L z - \omega_L t) \tag{2.3.3}$$

ここで, (2.2.7) 式を自乗し, 時間微分を行うと,

$$\gamma\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{(m_e c)^2} p_{ex}\frac{dp_{ex}}{dt} + \frac{1}{(m_e c)^2} p_{ez}\frac{dp_{ez}}{dt}$$

この式に (2.3.2), (2.3.3) 式を代入し, 時間積分を行うと,

$$\gamma = \left(\frac{p_{ez}}{m_e c}\right) + 1 \tag{2.3.4}$$

ただし, $t = 0$ において $\gamma = 1$ とした. この式を (2.2.7) 式に代入すれば,

$$\left(\frac{p_{ex}}{m_e c}\right)^2 = 2\left(\frac{p_{ez}}{m_e c}\right) \tag{2.3.5}$$

ここで, 位相項を $\phi = k_L z - \omega_L t$ と置くと, 位相項の時間微分は (2.3.4) 式を用いて,

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\omega_L}{m_e c}\left(\frac{p_{ez}}{\gamma} - m_e c\right) \tag{2.3.6}$$

$$= -\frac{\omega_L}{\gamma} \tag{2.3.7}$$

(2.3.6) 式を (2.3.2) 式に代入し, t で積分すると,

$$\frac{p_{ex}}{m_e c} = -a_0 \sin\phi \tag{2.3.8}$$

これを (2.3.5) 式に代入すれば,

$$\frac{p_{ez}}{m_e c} = \frac{1}{2} a_0^2 \sin^2\phi \tag{2.3.9}$$

次に x を ϕ で微分すると (2.3.7), (2.3.8) 式から,

$$\begin{aligned}\frac{dx}{d\phi} &= \frac{dx}{dt} \Big/ \frac{d\phi}{dt} \\ &= v_{ex} \Big/ \left(-\frac{\omega_L}{\gamma}\right) \\ &= -\frac{c}{\omega_L}\left(\frac{p_{ex}}{m_e c}\right) \\ &= \frac{a_0}{k_L}\sin\phi\end{aligned}$$

これを積分すると,

$$x = \frac{a_0}{k_L}\left(1 - \cos\phi\right) \tag{2.3.10}$$

ただし, $t = 0$ において $x = 0$ とした. z についても同様に求めると,

$$z = \frac{a_0^2}{4k_L}\left(\frac{1}{2}\sin 2\phi - \phi\right) \tag{2.3.11}$$

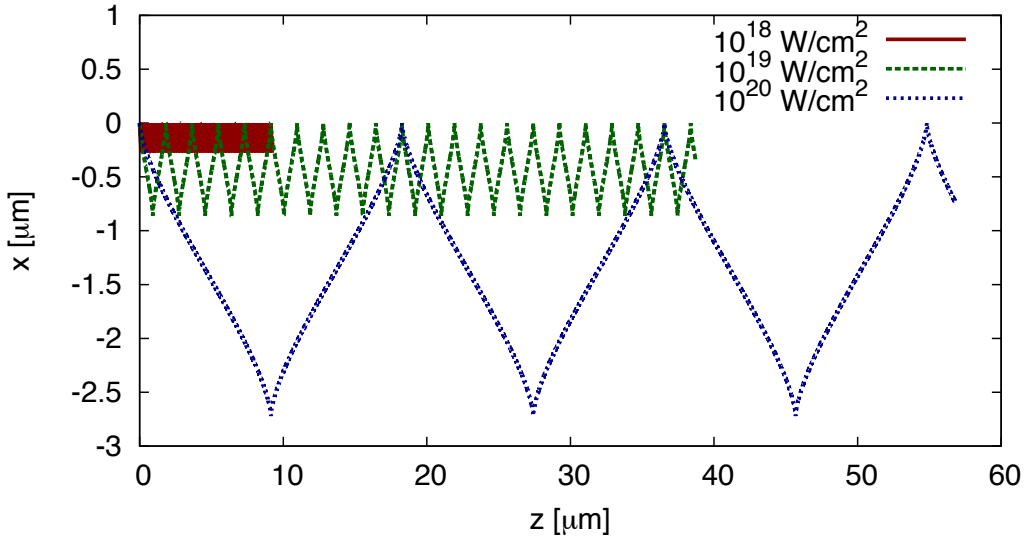

図 2.3.1: 超高強度レーザーによって運動する電子の軌跡. $z = 0$ μm に位置した電子が 200 fs の間に運動した軌跡をレーザー強度別に表した. 赤, 緑, 青線のレーザー強度はそれぞれ 10^{18}, 10^{19}, 10^{20} W/cm^2 である. 尚, レーザーの波長は 1 μm である.

(2.3.11) 式を z について時間微分し, (2.3.4), (2.3.7), (2.3.9) 式を用いると

$$v_{ez} = c\frac{a_0^2}{4}\frac{1-\cos 2\phi}{\frac{1}{2}a_0^2\sin^2\phi + 1} \tag{2.3.12}$$

ここで v_{ez} に関して簡単に時間積分を行う. すなわち $\langle\cos 2\phi\rangle = 0$, $\langle\sin^2\phi\rangle = 1/2$ を用いると,

$$\langle v_{ez}\rangle = \frac{a_0^2}{a_0^2+4}c \tag{2.3.13}$$

ここから超高強度レーザーの電磁場によって運動する単一電子はその伝搬方向に (2.3.13) 式で表される速度を持つことがわかる. また, その速度はレーザーの強度が上昇するにつれて光速に近づく.

図 2.3.1 は初め $z = 0$ μm , $x = 0$ μm に位置した電子が 200 fs の間, このような力を受けた場合に辿る軌跡をレーザー強度別に示した結果である. 赤, 緑, 青線はそれぞれレーザー強度が 10^{18}, 10^{19}, 10^{20} W/cm^2 である場合である. まずここから電子の軌跡が周期性を持ち, その周期はレーザーの強度が高くなるにつれて大きくなることがわかる. これは (2.3.10), (2.3.11) 式で表されるように電子の軌道が周期性を持ち, その振幅が a_0 もしくは a_0^2 に比例するためである. また同じ 200 fs の作用を受けた電子でも z 方向へ進む距離が大きく異なっていることがわかる. これは (2.3.12) 式で表されるように z 方向への速度がレーザー強度に依存するためである. このように超高強度な

レーザー光によって振動する電子は図 2.3.1 で表されるような周期的な運動を伴いながら, (2.3.13) 式で表される平均的な速度をもって z 方向へ進む.

2.3.2　磁場旋回加速

超高強度なレーザー光がプラズマ中を伝搬すると, レーザー光の半径方向にポンデラモーティブ力が働きプラズマチャンネルが形成される. レーザー光は形成されたプラズマチャンネル内を安定的に伝搬する. プラズマ中の電子は超高強度レーザーの電磁場によってその伝搬方向へ加速される. 加速された電子はプラズマチャンネル中に電流を発生させる. その電流はアンペールの法則によって次式で表される軸対称な磁場 B_r を形成する.

$$B_r = \frac{2\pi}{c} e N_e v_e r \tag{2.3.14}$$

$$= 302 \left(\frac{v_e}{c}\right) \left(\frac{N_e}{N_c}\right) r_{\mu m} \quad [\mathrm{MG}] \tag{2.3.15}$$

ここで v_e は電子流速, r はレーザー光の中心軸からの距離を表す. ところで, レーザーによって加速された電子の一部は半径方向に働くポンデラモーティブ力や静電場の影響, レーザー光の集束状況によって半径方向へ散乱される. このように散乱された電子は図 2.3.2(a) で示すようにプラズマチャンネル中の磁場を横切る. その際に電子に働くローレンツ力は電子をプラズマチャンネル内に引き戻す. ここで, 相対論的なエネルギーを持つ電子のラーマ半径が次式で表されることに着目する.

$$r_L = \frac{m_e c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{eB} \tag{2.3.16}$$

$$= 17 \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{B\ [\mathrm{MG}]} \quad [\mu m] \tag{2.3.17}$$

(2.3.13) 式を参考にプラズマチャンネル内に流れる電子の流速が $v_e \sim c$ であるとする. ここから例えば $r_{\mu m} = 2$, $N_e = N_c$ のプラズマチャンネルを考えると, (2.3.15) 式から発生する磁場の強さは最高で 600 MG と求まる. このような磁場中を運動する 5 MeV ($\gamma \sim 10$) の電子のラーマ半径は, (2.3.17) 式から $r_L \sim 0.3$ μm と求まる. この半径はプラズマチャンネルの半径よりも充分に小さい. そのため, このような条件において散乱された 5 MeV の電子は図 2.3.2(a) のようにプラズマチャンネル内に引き戻される. ここで仮にプラズマチャンネル中の電子密度が $N_e = 0.1\ N_c$ であったとする. すると, 発生する磁場の強さは最高で 60 MG となる. この磁場中を運動する 5 MeV の電子のラーマ半径を同様に求めると $r_L \sim 3$ μm となり, プラズマチャンネルの半径と同程度となるため, 先と同様な磁場による引き戻しは期待できない. つまり, このような磁場による引き戻しが有効になるためには対象プラズマ密度が臨界密度程度である必要がある.

さて, このような軸対称磁場によってプラズマチャンネル中へ引き戻された電子は再びレーザー光から作用を受ける [9]. その際は, ある運動量を初期値として有しているため, 前項において行った解析を同様に行うことは難しい. そこで, ここではこのような初期値を持つ電子が再びレーザー光から作用を受けた場合に得るエネルギーを数値計算によって求めた. 数値計算における更新方程式は (2.3.2), (2.3.3) 式である. 図 2.3.2(b) は入射レーザー強度を 5×10^{19} W/cm^2, レーザー波長を 1 μm とした場合の結果である. また, レーザー光の波数は対象プラズマの電子密度を臨界密

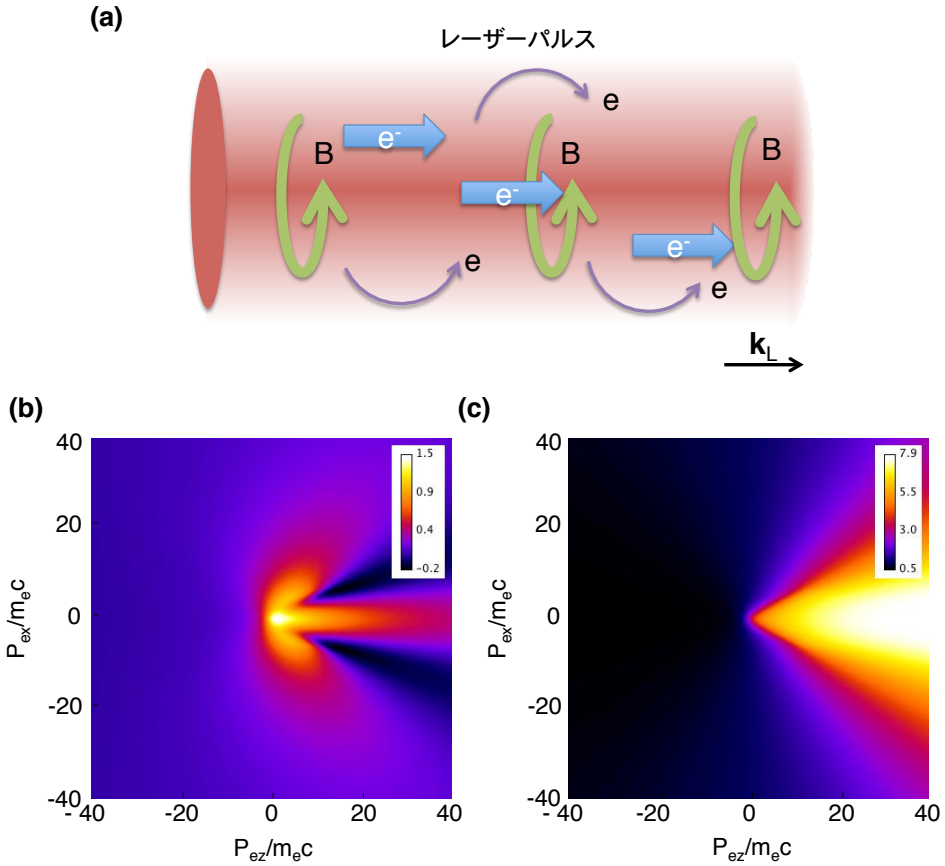

図 2.3.2: (a) 磁場旋回加速の原理．超高強度なレーザー光がプラズマ中を伝搬するとプラズマチャンネルが形成される．そのプラズマチャンネル中の電子はレーザーによって前方方向へ加速させる．加速された電子によって生み出される電流はアンペールの法則によって軸対称な磁場を発生させる．その磁場はプラズマチャンネルを抜けようとする電子を引き戻す．引き戻された電子は再度レーザー光によって加速される．(b) 初期運動量を持った電子が新たにレーザー光からの作用を受けることによって得るエネルギーの分布．ただし，そのエネルギーは $m_e c^2 \sqrt{1 + \frac{1}{2}\frac{I}{I_{th}}}$ によって規格化されている．(c) 1 周期のレーザーが初期運動量を持った電子に作用する時間．ただし，その時間はレーザーの周期によって規格化されている．

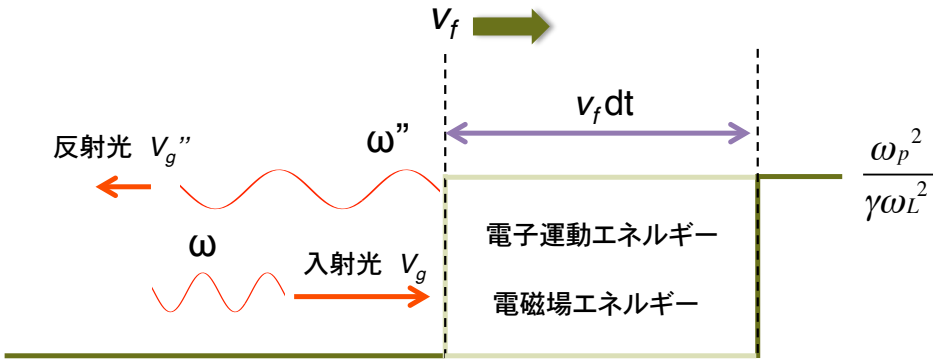

図 2.4.1: レーザー光先端領域におけるエネルギーバランス. 先端領域に入るエネルギーと出るエネルギー, 電子の運動エネルギーや電磁場のエネルギーとして蓄えられるエネルギーのバランスを評価することによってレーザー光の伝搬速度を得ることができる.

度とし, (2.2.15), (2.2.21) 式から得られる値を用いた. 横軸, 縦軸は初期運動量を表し, 各位置での値は新たにレーザーから作用を受けることによって得たエネルギーを表している. 尚, この数値は電子が新たに得たエネルギーを $m_e c^2\sqrt{1+I/(2I_{th})}$ で割った値である. この結果から新たにレーザーから作用を受けることによって, 電子は更にエネルギーを得ることがわかる. 特に, x 方向の運動量が小さく, 且つ z 方向の運動量が正である場合, 得られるエネルギーが大きくなる. これは図 2.3.2(c) で表される作用を受ける時間から理解することが出来る. 初めにレーザー光の伝搬方向と平行な z 方向に運動量を持つと, レーザー光から作用を受ける時間が長くなる. そのために電子は新たにレーザーからエネルギーを得やすくなる. その反対に z 方向の運動量が負である場合, 図 2.3.2(c) から作用を受ける時間が短いことがわかる. そのために (b) に示されるように電子はレーザーからエネルギーを得にくくなる. その他に, (b) 中に僅かながらレーザーから作用を受けることによって電子のエネルギーが低下する領域が見受けられる. これは電子が持つ初期運動量がレーザーによって与えられるであろうそれと真逆であるために, 電子の運動量がレーザーによって抑えられるためである. このように, 一度レーザー光の波から逃げた電子が, 初期運動量を有する状態で再びレーザー光から作用を受けることによって電子はレーザーから更にエネルギーを得る. これは図 2.3.1 において示される常にレーザー光の波に乗っている電子からは考えられない効果である.

2.4　臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度と伝搬距離

2.4.1　伝搬速度

超高強度なレーザー光が臨界密度付近の電子密度を有するプラズマ中を伝搬する際の伝搬速度や伝搬距離は対象とする系内のエネルギーバランスを考えることによって知る事ができる [10]. 図 2.4.1 に考えるべきエネルギーを示した. レーザー光が一様な密度分布を有するプラズマに侵入すると, プラズマ中の電子は (2.2.21) 式で表されるようにそのローレンツ因子を上昇させる. そのためにレーザー光先端領域では超高強度なレーザー光が存在する領域と存在しない領域の境界にお

いて, 相対論的なプラズマ周波数の不連続面が形成される. このような不連続性は (2.2.14) 式からレーザーの伝搬に直接的に影響を及ぼすことがわかる。つまり、(2.2.14) 式をこのようなステップ関数状のプラズマ周波数のもとで解くと, その一般解には境界面からの反射光が含まれる. そこでこの不連続面をレーザー光と同じ速さでプラズマ中を伝搬する鏡であると仮定する. すると, 鏡が受ける入射レーザーの周波数や波長は鏡が相対論的な速度で移動しているために静止している観測者から見たそれらとは異なる. 一般的にある座標系 Θ から見て z 方向に伝搬する周波数 ω, 波数 k の光を, 座標系 Θ から z 方向に相対論的な速度 v_f で進む別の座標系 Θ' から観測した場合, 観測される周波数 ω' および k' はローレンツ変換の結果, 次のようなドップラーシフトを起こす.

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1-\beta_f/\beta_\phi}{\gamma_f(1-\beta_r^2)} \tag{2.4.1}$$

$$\frac{k'}{k} = \frac{1-\beta_f\beta_\phi}{\gamma_f(1-\beta_f^2)} \tag{2.4.2}$$

ここで, $\beta_f = v_f/c$, $\gamma_f = 1/\sqrt{1-\beta_f^2}$, $\beta_\phi = \omega/(kc)$ である. 相対論的な速度で移動する鏡から見れば入射するレーザー光の周波数, 及び波数は ω', k' となる. 光が鏡によって反射される際には鏡の系における周波数, 波数を変化させない. そのため反射された光は入射される方向と逆方向に, 鏡からみて (2.4.1), (2.4.2) 式で表される周波数, 波数をもって伝搬する. そのために静止した観測者が見る反射光の周波数 ω'', 波数 k'' を知るためには先に行ったローレンツ変換をもう一度行う必要がある.

$$\frac{\omega''}{\omega} = \frac{1+\beta_f-2\beta_f/\beta_\phi}{1-\beta^2} \tag{2.4.3}$$

$$\frac{k''}{k} = \frac{1+\beta^2-2\beta_f\beta_\phi}{1-\beta^2} \tag{2.4.4}$$

ここで示した ω'', k'' はローレンツ変換によって得られた相対論的な速度で移動する鏡によって反射された光の周波数, 及び波数を示している. ただし, ドップラーシフトを起こした反射光はプラズマ中を伝搬するために (2.2.15) 式で表される分散関係式に従う. そのため, 静止した観測者から見た反射光の光の波数は次のように修正される.

$$k'' = \frac{1}{c}\sqrt{\omega''^2 - \frac{\omega_p^2}{\gamma}} \tag{2.4.5}$$

このようなドップラーシフトを考慮すればこの鏡によるレーザー光の反射率を見積もることが出来る. 一般的に光の反射率 R はポインティングベクトル S の比として, $R = S_r/S_i$ と定義される. 以降, 添字 i 及び r はそれぞれ入射光, 反射光を表す. そのポインティングベクトルは次のように定義される.

$$S = \frac{4\pi}{c^2}\left|\mathbf{E}\times\mathbf{B}\right| = \frac{4\pi}{c}k\omega\left|\mathbf{A}\right|^2 \tag{2.4.6}$$

ここでレーザー光が鏡によって反射される際にベクトルポテンシャルの振幅は変化しないと仮定すると, 反射率は入射光, 及び反射光の周波数, 波数を用いて次のように表される.

$$R = \frac{k_r \omega_r}{k_i \omega_i} \tag{2.4.7}$$

また, このポインティングベクトルから, この鏡に流れ込むエネルギーフラックスを求めることが出来る.

$$S = S_i - S_r = \frac{c}{4\pi}\left(\epsilon^{1/2}E^2 - \epsilon''^{1/2}E''^2\right) \tag{2.4.8}$$

ここで求めたエネルギーフラックスは図 2.4.1 に示したように鏡の奥におけるプラズマのエネルギーを上昇させる. 電子の運動エネルギーと電磁場によるエネルギーが考えるべきエネルギーであるとすると, 鏡の奥における単位体積当たりのプラズマのエネルギー U は,

$$U = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{2\pi}{c^2}B^2 + n_e m_e c^2(\gamma - 1) \tag{2.4.9}$$

$$= \frac{1}{2}\epsilon_0\left[(1+\epsilon_i)E_i^2 + (1+\epsilon_r)E_r^2 + E_\parallel^2\right] + n_e m_e c^2(\gamma - 1) \tag{2.4.10}$$

ここで誘電率 ϵ は (2.2.15) 式から次のように導かれる.

$$\epsilon = 1 - \frac{1}{\gamma}\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{2.4.11}$$

また $E_\parallel$ は伝搬方向の電磁場である. この電磁場に関して一般的な解を得る事は難しい. しかし, 前節のプラズマチャンネルの時間発展を導出した際に用いた (2.2.27) 式で表される仮定, すなわちレーザー光のポンデラモーティブ力に釣り合う静電場が励起されるという仮定を用いることによって, この電場を類推することができる. レーザー光の規格化ベクトルポテンシャルを $a = a_0 \sin(k_i x)$ とし, 電子のローレンツ因子を時間平均を考慮せずに $\gamma = \sqrt{1+a^2}$ とする. このような条件の元では伝搬方向のポンデラモーティブ力は $2k_i$ の周期を持ち, $4k_i$ の毎にその力の方向を反転させる. このようなポンデラモーティブ力によって励起される静電場のエネルギーを評価するためには, ポンデラモーティブ力として次に表される平均的な値を用いればよい.

$$m_e c^2 \langle \nabla\gamma \rangle = m_e c^2 \frac{4}{\lambda}\int_0^{\frac{\lambda}{4}} \nabla\gamma dx = m_e c^2 \frac{2k_i}{\pi}\left(\sqrt{1+\frac{1}{2}a_0^2} - 1\right) \tag{2.4.12}$$

この力が伝搬方向の静電場を励起すると考えると, その電場は次のように求められる.

$$E_\parallel = \frac{m_e c^2}{e} k_i \frac{2}{\pi}\left(\sqrt{1+a_0^2} - 1\right)^2 \tag{2.4.13}$$

ここで, 鏡の奥へ流れ込むエネルギーフラックス S の全てが鏡の奥のプラズマのエネルギーを上昇させるために使われるとすると $S = v_f U$ となる. ここからレーザー光の伝搬速度 v_f を (2.4.7), (2.4.9), (2.4.13) 式を用いて表すと,

$$\frac{v_f}{c} = \frac{\epsilon_i^{1/2}(1-R)}{\frac{1+\epsilon_i}{2} + (1+\epsilon_r)\left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_r}\right)^{1/2}\frac{R}{2} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{ck_i}{\omega_i}\frac{2}{\pi}\right)^2\left(\frac{\sqrt{1+a_0^2}-1}{a_0}\right)^2 + \frac{n_e(\gamma-1)m_e c^2}{\epsilon_0(E_i^2+E_r^2)}\right]\left(1+\left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_r}\right)^{1/2}R\right)} \tag{2.4.14}$$

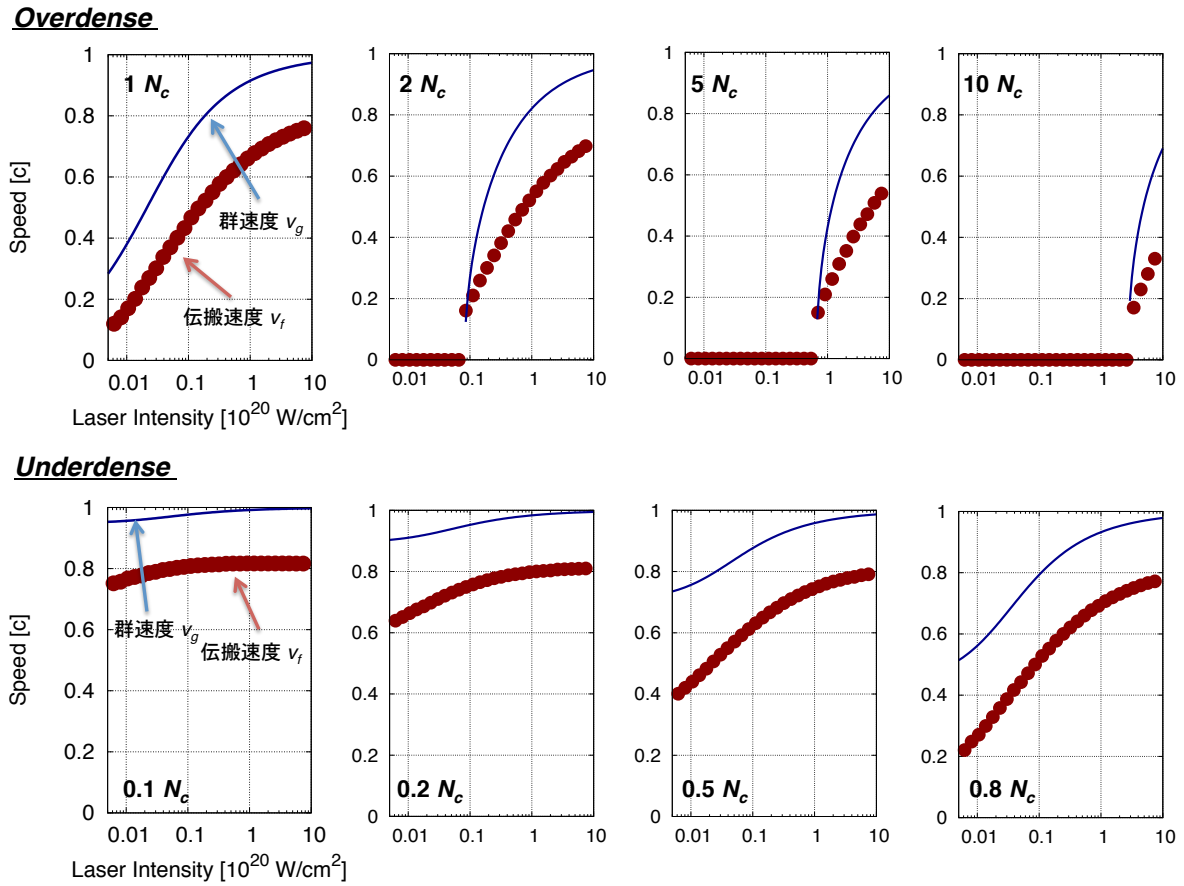

図 2.4.2: レーザー強度とプラズマ電子密度に依存するレーザー光の伝搬速度を赤丸で, 群速度を青線で示した. 上段は超臨界密度プラズマ, 下段は未臨界密度プラズマとした. ここからレーザーの伝搬速度はレーザーの群速度に比べて 0.2 c から 0.4 c 程度遅いことがわかる. 加えて, 対象プラズマの電子密度と相対論的臨界密度が近くなればレーザー光の群速度と伝搬速度の差が小さくなることがわかる.

ただし反射率 R を (2.4.7) 式から次のように変形できることを用いた.

$$R = \left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon_i}\right)^{1/2} \left(\frac{E_r}{E_i}\right)^2 \tag{2.4.15}$$

このように超高強度なレーザー光がプラズマ中に侵入した際に作るプラズマ周波数の不連続面におけるエネルギーバランスを考慮することによって (2.4.14) 式で表されるレーザー光の伝搬速度を得ることができる. 以降, このようなエネルギーバランスによって定まる伝搬速度 v_f を移動鏡速度 (Moving mirror speed) と呼ぶ.

(2.4.14) 式で表されるレーザー光の伝搬速度に関する式は右辺に伝搬速度 v_f に依存する物理量があるために, この式から直ちに v_f を求めることができない. そこでレーザー光の強度や対象プラズマの電子密度によって変化するレーザー光の伝搬速度を評価するために, (2.4.14) 式を数値計算によって求めた. その結果を図 2.4.2 に赤丸として示した. また図中の青線は (2.2.15) 式から次

のように求められる光の群速度 v_g である.

$$\frac{v_g}{c} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma\omega_L^2}} \tag{2.4.16}$$

尚、そのローレンツ因子には (2.2.21) 式を用いた. 以下にその計算手順を示す.

1. 評価したいプラズマの電子密度, レーザーの強度, レーザーの波長を設定する.
2. 適当な伝搬速度 v_{f1} を設定する.
3. 設定した伝搬速度 v_{f1} を (2.4.3) 式に適応し, 不連続面から反射される光の周波数 ω'' を求める.
4. 求めた周波数 ω'' を, (2.4.5), (2.4.11) 式に適応し反射光の波数 k'', 誘電率 ϵ_i, ϵ_r を求める.
5. (2.4.7) 式に周波数, 波数を代入し, レーザーの反射率 R を求める.
6. (2.2.18) 式から波数に依存するベクトルポテンシャルを入射光, 及び反射光に対して求め, $\gamma = \sqrt{1 + (a_r^2 + a_i^2)/2}$ としてローレンツ因子を求める.
7. 3. から 6. によって求められた値を (2.4.14) 式に代入し, 伝搬速度 v_{f1} に対する伝搬速度 v_{f2} を求める.
8. v_{f1} と v_{f2} の差が充分に小さくなるまで 2. から 7. の手順を繰り返す.
9. v_{f1} と v_{f2} の差が充分に小さくなる v_{f1} を与えられた条件における移動鏡速度 v_f とする.

図 2.4.2 を求める際には v_{f1} を 0 から c まで 0.01 c ずつ大きくしながら計算を行った. 尚, レーザーの波長は 1 μm と設定した. 図 2.4.2 の上段は対象プラズマの電子密度が臨界密度以上である超臨界密度プラズマの場合を示している. 左から対象プラズマの電子密度はそれぞれ 1, 2, 5, 10 N_c である. 尚, (2.2.16), (2.2.21) 式で表される相対論的臨界密度が対象プラズマの電子密度と一致するために必要なレーザー強度は左からそれぞれ 0.0, 8.3×10^{18}, 6.6×10^{19}, 2.7×10^{20} W/cm^2 である. まずここから相対論的臨界密度と対象プラズマの電子密度が近い領域においては, レーザー光の伝搬速度と群速度は近い値となることがわかる. レーザー強度がそれよりも高くなれば, レーザー光の群速度の方が伝搬速度よりも速くなり, その差は ~ 0.2 c まで広がることがわかる. このようなレーザー光の群速度と伝搬速度の差は図 2.4.2 の下段に示したように対象プラズマが臨界密度以下である未臨界密度プラズマにおいても確認できる. 下段の図は対象プラズマの電子密度を 0.1, 0.2, 0.5, 0.8 N_c とした場合の結果である. いずれの結果においてもレーザー光の伝搬速度は群速度に比べて ~ 0.2 c 程度遅い.

2.4.2　伝搬距離

このようなレーザー光の伝搬速度と群速度はレーザー光の伝搬距離を求める際に重要となる [10]. レーザー光がプラズマ中を伝搬する際, その伝搬速度 v_f はレーザー光の群速度 v_g よりも遅い. レーザー光の伝搬速度はその先端領域におけるエネルギーバランスによって定められていた.

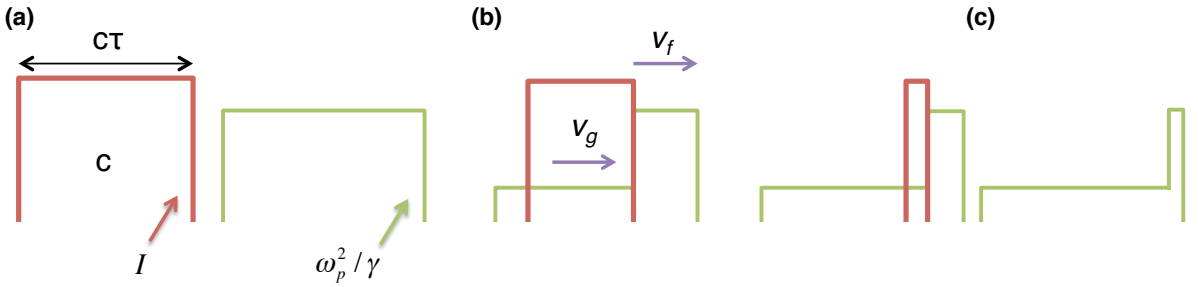

図 2.4.3: レーザーパルスの伝搬距離に関する概念図. 赤及び緑線はレーザー強度, 相対論的なプラズマ周波数を示している. (a) 一様なプラズマ領域に侵入する一様強度をもつ長さ $c\tau$ のレーザーパルスがプラズマ中を伝搬すると, (b) レーザー光先端は伝搬速度 v_f で伝搬するのに対してパルス内部はレーザー光の群速度 v_g で伝搬する. そのためにレーザー光がプラズマ中を伝搬するに従ってレーザーパルスの長さは短くなる. (c) 群速度 v_g で伝搬するレーザー光の後尾がその先端位置に追いつけばレーザー光の伝搬が停止する.

一方, レーザー光の群速度は (2.4.16) 式の通りである. 群速度はレーザー光が伝搬している領域におけるプラズマ周波数, 及びローレンツ因子が変化しない限り一定である. 従って図 2.4.3(a) のように空間的に周波数が一様なプラズマに対して, 一定強度をもつ長さ $c\tau$ のレーザーが入射する状況を考えると, (b) に示すようにパルス内のレーザー光は群速度 v_g で進むのに対して, レーザー光先端は移動鏡速度 v_f でプラズマ中を伝搬する. そのためにレーザー光がプラズマ中を伝搬するに従って, そのパルス幅は短くなる. 最終的にレーザー光の後尾がその先端に追いつけば (c) のようにその伝搬が終了する. このような伝搬を考えると、その伝搬距離 l は次のように表される.

$$l = \frac{v_f v_g}{v_g - v_f}\tau \tag{2.4.17}$$

このようにレーザー光の伝搬距離に関して評価する際にはレーザー光の伝搬速度や群速度が重要となる.

しかし, (2.4.17) 式からレーザー光の伝搬距離がどのような物理量に依存しているのかわかりづらい. そこでレーザー光のエネルギーは電子の加熱のみに消費されると仮定した場合の伝搬距離が求められている [11]. スポット半径 R, 規格化ベクトルポテンシャル a_0, パルス幅 τ のレーザー光のエネルギー ε_L は,

$$\varepsilon_L = c\tau\pi R^2 K m_e c^2 N_c \left\langle a_0^2 \right\rangle$$

一方, 長さ d, 半径 R のプラズマチャンネル中の電子を平均的に ϵ_e まで加熱するために必要なエネルギー ε_e は,

$$\varepsilon_e = \epsilon_e N_e \pi R^2 d$$

ここでプラズマチャンネル内の電子が平均的に $a_0 m_e c^2$ まで加熱されるとし, $\varepsilon_L = \varepsilon_e$ となるために必要なプラズマチャンネルの長さ d を求めると,

$$d = Kc\tau \frac{a_0}{2}\frac{N_c}{N_e} \tag{2.4.18}$$

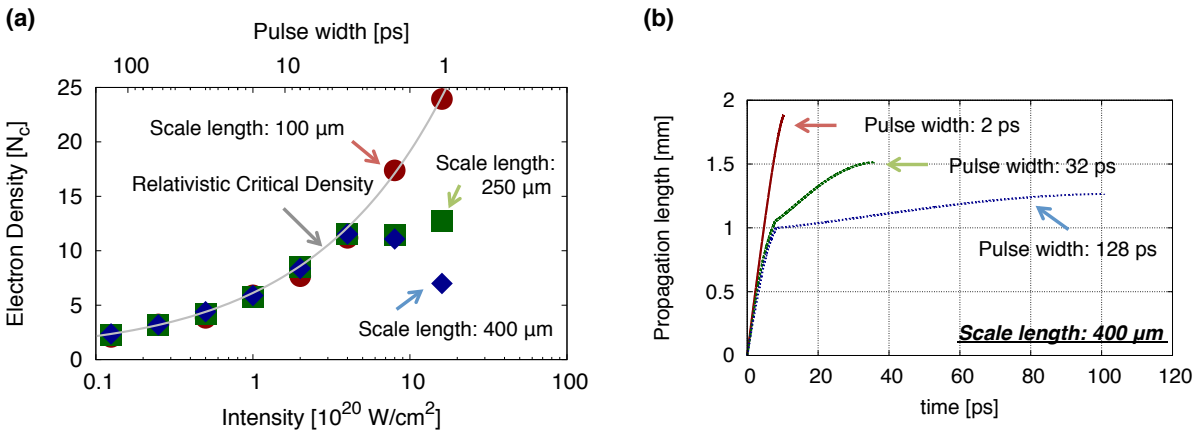

図 2.4.4: (a) レーザーのパルス幅と強度の積を固定した場合に得られるレーザー光の伝搬距離を，レーザー光が到達した最高電子密度を用いて表した結果．対象プラズマの密度分布は $100N_c\exp(-z/L)$ とし，計算では 0.1 N_c から 100 N_c までの領域を使用した．縦軸は 10^{18} W/cm^2 以上の強度を持つレーザー光が伝搬した最も高い電子密度として定義した．レーザー光の時間波形はガウシアン型とし，10^{18} W/cm^2 以上の強度を計算に使用した．横軸は最高レーザー強度，及びパルス幅 (FWHM) である．赤丸，緑四角，青菱形はそれぞれ対象プラズマのスケール長 L がそれぞれ 100, 250, 400 μm とした場合の結果である．灰線は (2.2.16), (2.2.21) 式で表されるレーザー強度に依存する相対論的臨界密度を表している．(b) プラズマの密度スケール長が 400 μm である場合の計算時間に対するレーザー光の伝搬距離．伝搬距離は電子密度 0.1 N_c の位置からレーザー光先端までの距離とした．その先端は 10^{18} W/cm^2 以上のレーザー強度を有する最も深い位置とした．赤，緑，青線はそれぞれレーザーパルス幅を 2, 32, 128 ps とした場合の結果である．レーザー光の最高強度とパルス幅の積を一定としている．赤，緑，青線の最高レーザー強度はそれぞれ 8.00×10^{20}, 5.00×10^{19}, 1.25×10^{19} W/cm^2 である．

ここで K はレーザーパルスの時間波形に依存するパラメーターであり，ガウシアンパルスの場合は $K=0.27$，矩形波の場合は $K=0.25$ である．このように表される伝搬距離はレーザー光のパルス幅やベクトルポテンシャル，電子密度に依存することがわかる．ここから例えばレーザーエネルギーに制限のある環境においてレーザー光を出来るだけ長く伝搬させることを考える．(2.4.18) 式からレーザーのベクトルポテンシャルが高ければ，伝搬距離が長くなることがわかる．そのため，レーザー光のスポット径は出来るだけ小さい方が望ましい．このようにスポット径を固定した場合，レーザーのパルス幅 τ と強度 I の積を一定にすればレーザーエネルギーが固定される．つまりパルス幅を f 倍にすればレーザー強度は $1/f$ 倍となる．ここからパルス幅を f 倍にすればベクトルポテンシャルは $1/\sqrt{f}$ 倍されることがわかる．この関係を (2.4.18) 式に適応すると，パルス幅を f 倍することによって伝搬距離が $\sqrt{f}$ 倍されることがわかる．従って，このモデルからはパルス幅の長いレーザー光がプラズマ中を長距離伝搬すると言える．

ここまで，対象プラズマの密度形状が一様である場合の伝搬距離に関して述べた．高速点火核融合への応用を考える上では密度勾配を持ったプラズマ中での伝搬距離に関しても考察する必要がある．そこで (2.4.17) 式で表されるモデルを数値計算に適応し，そのようなプラズマ中での伝搬距離に関して評価する．(2.4.17) 式は先に述べたようにレーザー光先端位置における伝搬速度 v_f と

レーザーパルス内部の群速度 v_g を知ることができればレーザー光の伝搬距離 l を得ることができるというものであった. レーザーパルス内部のエネルギーフラックスは群速度 v_g で流れるが, その先端は反射や電子加熱等の影響によって強制的に伝搬速度 v_f までその速度を低下させる. その伝搬速度や群速度は図 2.4.2 を求めたようにレーザー光の強度や背景電子密度が既知であれば得ることができる. そこで, レーザー光が伝搬する空間を微小な格子点によって表す. 各格子点上に電子密度を設定すれば, 密度勾配のあるプラズマを表すことも可能となる. レーザーパルス強度の時間発展は格子ガスオートマン法を用いて計算した. つまり各格子点上にエネルギーフラックスを与え, それぞれのフラックスがそれぞれの群速度で隣の格子点に流れるとした. ただし, パルス先端は群速度ではなく伝搬速度でプラズマ領域に侵入するとした. 以下にその計算手法を述べる.

1. １次元空間に並んだ格子点を用意し, プラズマの電子密度分布をその格子点に与える.
2. レーザーパルスのエネルギーフラックスをその境界条件から入れる.
3. 格子点上におけるレーザー強度, 及び電子密度からその点上における光の群速度を求める.
4. 求めた群速度から微小時間 dt の間に, その格子点上の光が進む距離を求める.
5. 進む距離から格子点上のエネルギーフラックスを線形補間によって求める.
6. 2. から 5. の手順を繰り返す事によってレーザーパルス強度の時間発展を求める.

- ただし, レーザー光先端位置では群速度の代わりに (2.4.14) 式で表される移動鏡速度を用いた. また, この先端位置よりも奥では強制的にそのレーザー強度をゼロにした.

このような計算を行うことによって (2.4.17) 式が意味する計算を行うことができる. 図 2.4.4(a) はレーザーのパルス幅と強度の積を固定した場合に得られるレーザー光の伝搬距離を示している. 尚, その伝搬距離はレーザー光が到達した最も高い電子密度を用いて表している. 対象プラズマの電子密度分布は $100N_c\exp(-z/L)$ として表されるとした. 計算は 0.1 N_c から 100 N_c までの領域で行った. レーザーパルスの時間波形は $I_0\exp(-t^2/\tau^2)$ とし, カットオフ強度を 10^{18} W/cm^2 とした. 横軸のレーザー強度は I_0 を, パルス幅は τ を表している. 縦軸は 10^{18} W/cm^2 以上の強度を持つレーザー光が伝搬した最も高い電子密度として定義した. 赤丸, 緑四角, 青菱形はそれぞれ対象プラズマのスケール長 L がそれぞれ 100, 250, 400 μm とした場合の結果である. 灰線は (2.2.16), (2.2.21) 式から得られる相対論的臨界密度を示している. まずここから, 赤丸で示されるようにプラズマのスケール長が短い場合, レーザー光は相対論的臨界密度まで伝搬することが可能となる. そのためにレーザーのパルス幅が短い方が (強度が高い方が) より高密度なプラズマ領域まで侵入することができる. 緑四角で表されるようにプラズマのスケールが長くなると, パルス幅が短いレーザー光ではその相対論的臨界密度まで到達することが出来なくなる. これはレーザー光がその位置に到達するよりも前に, パルス後尾がその先端に追いつくためである. ここで示したスケール長においてもパルス幅が短い方がより高密度な領域まで侵入している. しかし, 青菱形で表されるように更にプラズマのスケール長が長くなると, その関係は崩れる. つまり 1 ps のレーザーパルスの伝搬距離は 2, 4, 8 ps のそれよりも短い. これはプラズマのスケール長に対してパルス幅が短すぎるためである. 次にこのような伝搬に関して詳しく観察するために, レーザー光先端位置の時間発展を図 2.4.4 (b) に示す. ただし, プラズマのスケール長は 400 μm である. 赤, 緑, 青線はそ

れぞれパルス幅を 2, 32, 128 ps とした場合の結果である．それぞれに対応する強度は 8.00×10^{20}, 5.00×10^{19}, 1.25×10^{19} W/cm^2 である．先端位置は電子密度 0.1 N_c の位置から先端までの距離とした．その先端は 10^{18} W/cm^2 以上のレーザー強度を有する最も深い位置とした．まず赤線からパルス幅が短く強度の高いレーザー光は, 停止するまでほぼ一定の速度で伝搬することがわかる．その速度はここから 0.63 c と求められる．しかし, レーザー光のパルス幅が長く且つ強度が低くなると, レーザー光の伝搬は伝搬距離 1 mm を境にその様子が変化する．図中の緑線から, レーザー光の伝搬距離が 1 mm 以内である場合の伝搬速度は 0.48 c であったのに対して, それよりも深い領域での伝搬速度は 0.06 c であった．これは伝搬距離 1 mm に対応する電子密度が 1.2 N_c であるために生じる．つまりパルス幅が長く且つ強度の低いレーザーが超臨界密度プラズマ中を伝搬すると, レーザー光先端位置における相対論的臨界密度と背景電子密度が常に拮抗する．そのためにレーザー光の伝搬速度が急激に低下する．このような伝搬速度の低下は青線で示すようにパルス幅の長さを更に長くし, 且つ強度を更に低くした場合に顕著に見られる．

このように数値計算によって密度勾配のあるプラズマ中におけるレーザー光の伝搬距離を計算することができる．一様な電子密度を有する未臨界密度プラズマ中におけるレーザー光の伝搬距離を長くするためには (2.4.18) 式からレーザーのパルス幅を長くすれば良い．しかし、超臨界密度プラズマ領域を含む密度勾配を有するプラズマでは単にパルス幅を伸ばすのみでは伝搬距離を伸ばす事は出来ない．プラズマのスケール長に応じた適切なレーザーパルス幅 (強度) が存在するはずである．

2.5　まとめ

本章では本論文の主題である超高強度レーザーのプラズマ中における伝搬に関して, 主に背景電子密度が臨界密度付近である場合に重要となる基礎理論をまとめた．まずレーザーがプラズマに及ぼす力や, プラズマの状態変化がレーザーに及ぼす影響に関して述べた．次にレーザー光がプラズマ中を伝搬する際に個々の電子に働く力に関して詳しく解析することによって, レーザーによって加速される電子の様子を述べた．最後にレーザー光の伝搬速度や伝搬距離に関して取り上げた．レーザー光の伝搬速度はその先端位置におけるエネルギーバランスによって定められる．その伝搬速度は数値計算の結果, 群速度に比べて $\sim 0.2\ c$ 程度遅いということがわかった．このような伝搬速度と群速度を数値計算に用い, 密度勾配のあるプラズマ中におけるレーザー光の伝搬距離に関して調べた．その結果, レーザーエネルギーに制約のある環境下において, レーザー光をより高密度なプラズマ領域まで伝搬させるためには, 対象プラズマの密度スケール長に応じたレーザー光のパルス幅 (強度) を選択するべきであることがわかった．

参考文献

[1] K. A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miyanaga, T. Norimatsu, A. Pukhov, A. Sunahara, K. Takahashi, M. Allen, H. Habara, T. Iwatani, T. Matusita, T. Miyakosi, M. Mori, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, S. Tohyama, H. Azuma, T. Kawasaki, T. Komeno, O. Maekawa, S. Matsuo, T. Shozaki, Ka Suzuki, H. Yoshida, T. Yamanaka, *Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition**, Physics of Plasma **7**, 2014 (2000)

[2] Aakash A. Sahai, Frank S. Tsung, Adam R. Tableman, Warren B. Mori, Thomas C. Katsouleas, *Relativistically induced transparency acceleration of light ions by an ultrashort laser pulse interacting with a heavy-ion-plasma density gradient*, Physical Review E **88**, 043105 (2013)

[3] G. Li, R. Yan, C. Ren, J. Tonge, W. B. Mori, *Three-dimensional particle-in-cell simulations of laser channeling in fast ignition*, Physics of Plasma **18**, 042703 (2011)

[4] P. Kaw, G. Schmidt, and T. Wilcox, *Filamentation and trapping of electromagnetic radiation in plasmas*, Physics of Fluids **16**, 1522 (1973); F. S. Felber, *Selftrapping of intense optical beams in plasmas*, Physics of Fluids **23**, 1410 (1980)

[5] Baifei Shen and M. Y. Yu, *Relativistic channeling by intense laser pulse in overdense plasmas*, Physical Review E **68**, 026501 (2003).

[6] V. K. Tripathi and L. A. Pitale, *Filamentation of a laser beam in a collisional plasma*, Journal of Applied Physics **48**, 3288 (1977); R. S. Craxton and R. L. McCrory, *Hydrodynamics of thermal selffocusing in laser plasmas*, Journal of Applied Physics **56**, 108 (1984)

[7] GuoZheng Sun, Edward Ott, Y. C. Lee, Parvez Guzdar, *Selffocusing of short intense pulses in plasmas*, Physics of Fluid **30**, 526 (1987); P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, G. Joyce, *Propagation and Guiding of Intense Laser Pulses in Plasmas*, Physical Review Letters **69**, 2200 (1992)

[8] 中新伸彦、「高出力レーザーによる電子加速とその応用: 強電磁場プローブ」、大阪大学大学院工学研究科、博士論文 (2011)

[9] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations*, Physics of Plasmas **5** 1880 (1998)

[10] S. Guérin, P. Mora, J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, *Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers*, Physics of Plasmas **3**, 2693 (1996)

[11] L. Willingale, P. M. Nilson, A. G. R. Thomas, S. S. Bulanov, A. Maksimchuk, W. Nazarov, T. C. Sangster, C. Stoeckl, and K. Krushelnick, *High-power, kilojoule laser interactions with near-critical density plasma*, Physics of Plasmas **18**, 056706 (2011)

第3章　超高強度レーザーのコロナプラズマ中での伝搬距離と高速電子の角度広がり

3.1　はじめに

本章ではコロナプラズマを模擬したプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬距離と, その際に放出される高速電子ビームの角度広がりとの関係を述べる. まず初めに高速電子ビームの角度広がりやエネルギースペクトルを同時に観測することができる多方向電子エネルギースペクトロメーターに関して述べる. 次にレーザー光の伝搬の様子を観測する角度フィルターによる屈折角測定に関して説明する. 実験はこれらの計測器を用いて, ロチェスター大学の OMEGA EP 施設において行った. その際に超高強度レーザーのパルス幅と伝搬距離に関して調べるために, 10 ps と 100 ps のパルス幅を用いた. 尚, 両パルス幅におけるレーザーエネルギーは共に 1 kJ である. その結果, パルス幅を 100 ps とした場合の伝搬距離は 10 ps の場合に比べて長く, 臨界密度以上のプラズマ領域まで到達した. また 100 ps の際に得られた高速電子ビームの広がり角は 10 ps の際に得られたそれよりも小さいことがわかった.

3.2　多方向電子エネルギースペクトロメーター

多方向電子エネルギースペクトロメーター (MCESM) はターゲットから放出される電子のエネルギースペクトルをいくつもの角度から同時に観測することができる [1]. 図 3.2.1 にその概要を示す. 図 3.2.1 はロチェスター大学の OMEGA 施設において使用している MCESM である. MCESM は駆動部, 計測部, アライメント棒によって構成される. 駆動部は OMEGA 施設内の真空チャンバーポートに常設されている駆動装置 (TIM) と連結し, MCESM の出し入れや計測部のアライメントを担う. アライメントは計測部の前面にアライメント棒を取り付けることによって行う. このアライメント棒の先端がターゲットチャンバーセンター (tcc) に位置するように駆動装置を調節することによって, 計測部をアライメントする. 計測部は 5 つのコリメーター, 5 対の磁石, 及び 1 枚の Imaging Plate (IP) によって構成される. これらのコリメーターや磁石, IP はノイズを軽減するために SUS 製の箱によって囲われている. その箱の前面, 側面, 背面の厚みはそれぞれ 15, 3, 10 mm である. 尚, その箱の前面には高さ 5 mm, 幅 280 mm のスリットが開けられている. ターゲットから放出された高速電子はまず初めに計測部前面に開けられたこのスリットを通り抜ける. その次にコリメーターを通ることによってその発散が抑えられる. コリメーターを通過した高速電子は磁石によってその進行方向が曲げられ, 検出器である IP に到達する.

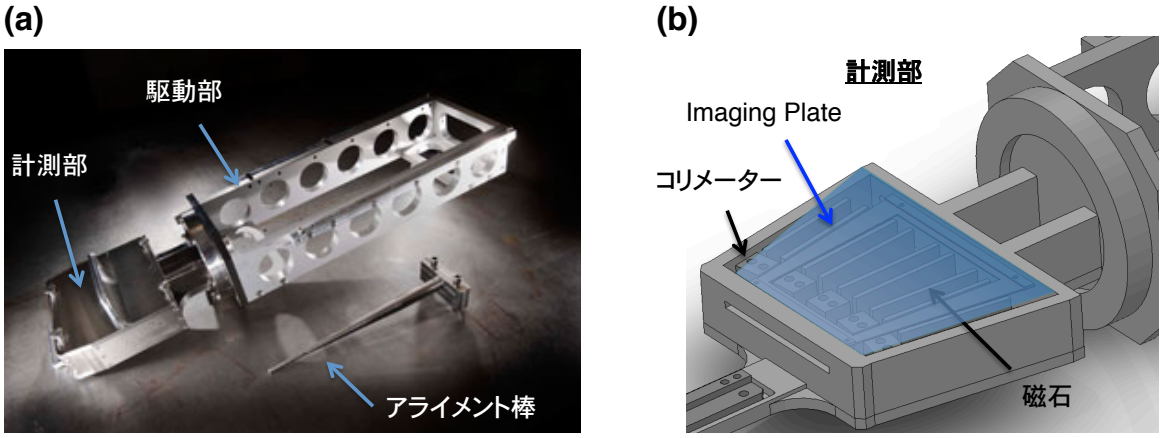

図 3.2.1: (a) OMEGA 施設において使用するために開発した多方向電子エネルギースペクトロメーター．これは駆動部, 計測部, アライメント棒によって構成されている．駆動部は真空チャンバーポートに予め取り付けられた駆動装置 (TIM) と連結し, 計測部を所定の位置まで運ぶ．計測部に取り付けたアライメント棒の先端が tcc に合うように計測部のアライメントを行う．(b) 計測部の概要．計測部は５つのコリメーターと５対の磁石，１枚の Imaging Plate によって構成される．ノイズを抑えるために計測部は SUS 製の箱によって囲われている．ターゲットから放出された高速電子はその箱に開けられたスリットを通り抜ける．スリットを通り抜けた高速電子はコリメーターを通過した後, 磁石によってエネルギー分解され, 検出器である IP に入射する．

3.2.1　計測原理

コリメーターを通過した高速電子はその発散が抑えられ，２枚の磁石によって作られる定磁場領域に侵入する．その磁場は高速電子の進行方向に対して垂直にかけられている．そのような磁場領域を通過するとローレンツ力が高速電子に働く．そのため高速電子の進行方向が変化する [2]．以下にその詳細を示す．

電子は自身の速度方向に対して垂直にかけられた磁場中をラーマ運動する．このような運動を記述する運動方程式は電子の遠心力とローレンツ力の釣り合いを考えることによって次のように求められる．

$$\frac{m_e v_e^2}{r_L} = e\frac{v_e}{c}B$$

ただし, この方程式は非相対的なラーマ運動を表す式である．そこで上式を相対論的な領域へと拡張するために有効質量 m_e^* を導入する．

$$m_e^* = \gamma m_e \tag{3.2.1}$$

有効質量を用いてラーマ運動の運動方程式を再載すると,

$$\frac{m_e^* v_e^2}{r_L} = e\frac{v_e}{c}B \tag{3.2.2}$$

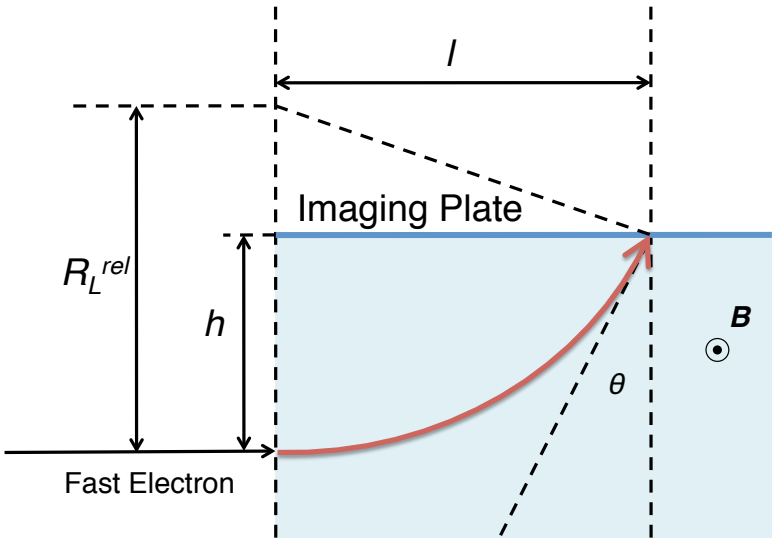

図 3.2.2: ESM 内の磁場領域における高速電子の運動. 磁場領域に侵入した高速電子はローレンツ力によってその軌道が曲げられる. 曲げられた電子は検出器である IP に入射する.

このように相対論的な効果が有効質量に代表される. 尚, 有効質量を用いずに (2.3.1) 式からラーマ運動に関する運動方程式を求めた結果は (3.2.2) 式と一致する. さて, 次に (3.2.2) 式から得られるラーマ半径 r_L を電子の運動エネルギー E_k, 及び磁場の強さ B を用いて表す. そこで (2.2.6) 式で表されるローレンツ因子の定義を (3.2.2) 式に用いると,

$$r_L = \frac{m_e c^2}{eB}\sqrt{\left(\frac{E_k}{m_e c^2}+1\right)^2 - 1} \tag{3.2.3}$$

ただし, 特殊相対性理論の定義から $E_k = (\gamma - 1)m_e c^2$ であることを用いた. ここからラーマ半径は磁場の強さが強くなれば単調に減少し, 電子の運動エネルギーが大きくなれば単調に増加することがわかる. 電子エネルギーの分解にはこのようなラーマ半径と電子の運動エネルギーの関係を利用している.

次にこのような原理を用いて電子スペクトロメーターを設計することを考える. その際に重要となるパラメーターに関して図 3.2.2 に示す. コリメーターを通過した電子は磁場領域に入射し, ラーマ運動する. IP は電子が入射する位置から h 離れた位置に, 電子の初期進行方向と平行に設置されている. 磁場によってラーマ運動した電子はその IP に入射し, 信号を残す. 先に述べたように電子の運動エネルギーが大きくなればそのラーマ半径も大きくなる. そのために磁場領域の入り口から計った IP 上の位置 l は電子の運動エネルギー E_k に対応する. このような位置 l とエネルギー E_k の関係を導くために, まず r_L と l との関係を図 3.2.2 から求める. すると簡単に次のように求まる.

$$l = \sqrt{R_L^{rel^2} - \left(R_L^{rel} - h\right)^2} \tag{3.2.4}$$

この関係から l が実数を持つためには $R_L^{rel} > h/2$ を満たす必要がある. ここから電子スペクトロ

メーターにおける観測下限エネルギー E_{min} を求めることができる.

$$\frac{E_{min}}{m_e c^2} = \sqrt{\left(\frac{eB}{m_e c^2}\right)^2 \frac{h}{2} + 1} - 1 \tag{3.2.5}$$

電子のエネルギーが充分に高く, $R_L^{rel} > h/2$ の条件を満たす場合, (3.2.3), (3.2.4) 式から IP 上の位置 l に対応する電子の運動エネルギー E_k を得ることができる.

$$E_k = m_e c^2 \left[\sqrt{\left(\frac{l^2 + h^2}{2h}\right)^2 \left(\frac{eB}{m_e c^2}\right)^2 + 1} - 1 \right] \tag{3.2.6}$$

このように電子の入射位置から IP までの距離 h, 及び磁場の強さ B を設定すれば, 観測したい電子のエネルギーに対応する l を知ることができる.

あるエネルギーの電子１つが IP 上の位置 l に角度 θ で入射すると, そのエネルギーに応じた信号量 $S(E)/\cos\theta$ を IP 上に残す [2, 3]. IP 上に残った信号はフェーディング現象によって時間の経過とともにその信号量を減少させる. その減衰率 $f(t)$ は実験的に次のように求められている.

$$f(t) = 0.16\exp[-(\mathrm{In2}/0.56)t] + 0.21\exp[-(\mathrm{In2}/11)t] + 0.63\exp[-(\mathrm{In2}/1991)t] \tag{3.2.7}$$

ただし, t は IP 上に信号が乗ってから IP を読み取るまでの時間 [min] を表す. また, IP は散乱光などの光による信号の減衰を防ぐため, 一般的にアルミニウム箔によって囲われた状態で電子を観測する. そのため, 入射した全ての電子が IP 上に信号を残すとは限らない. そこで IP 上の信号から電子の個数を算出するためにはアルミニウム箔の透過率 η を考慮する必要がある.

$$\eta(E) = \frac{25}{1 + \exp\left[5.6\left(2.7\frac{\tau}{R(E)\cos\theta} - 0.57\right)\right]} \tag{3.2.8}$$

ただし, $R(E)$, E, τ はそれぞれ電子のアルミニウムに対する飛程 $[g/cm^2]$, 電子のエネルギー [MeV], アルミニウム箔の厚さ [cm] である [5]. 尚, 式中の $\cos\theta$ は電子の箔に対する斜入射の効果を表している. またその飛程は次のように求められている.

$$R(E) = 0.57E\left(1.0 - \frac{0.98}{1.0 + 3.1E}\right) \ [\mathrm{g/cm^2}]$$

信号が載った IP は専用の読み取り装置によって２次元の数値データに変換される. 読み取りは IP を $\Delta l \times \Delta l$ 毎の微小な領域に区切り, その領域に含まれる信号の合計値を出力する. 読み取り装置から得られた信号量 I_{PSL}, 感度 $S(E)$, 透過率 $\eta(E)$, 及びフェーディング率 $f(t)$ を用いて電子の個数 $N(E)$ は次のように表わされる.

$$N(E) = \frac{\cos\theta}{\eta(E) f(t) S(E)} I_{PSL}$$

エネルギースペクトルにおける個数は慣習的に単位エネルギー, 単位立体角当たりの個数 $[d^2N/(dEd\Omega)]$ として表される. そのような標記に統一するとその個数は上式から次のように求まる.

$$\frac{d^2N(E)}{d\Omega dE} = \frac{1}{\Delta E \Delta\Omega} \frac{\cos\theta}{\eta(E) f(t) S(E)} I_{PSL} \tag{3.2.9}$$

ここで $\Delta\Omega$ はコリメーターが覗く立体角である. ΔE は IP を読み取る際に定める Δl やその位置 l によって定まるエネルギー幅である.

以上のような原理に基づき IP 上における信号から電子のエネルギースペクトルが算出される.

表 3.1: MCESM の仕様

チャンネル数	5
角度分解能	5°
コリメーター長	20 mm
コリメーター直径	1.4 mm
コリメーター中心から IP までの距離	10 mm
tcc からコリメーターまでの距離	367 mm or 375 mm
磁石とコリメーターとの間の距離	5 mm
磁場の強さ	0.475 T
磁石の長さ	49 mm or 80 mm
観測下限	0.2 MeV
観測上限	30 MeV or 45 MeV

3.2.2　開発

表 1 に開発した MCESM の主なパラメーターを示す．この MCESM は前項にて解説した電子スペクトロメーター (ESM) を５つ搭載している．その５つの ESM は同一平面内に並べられ, いずれも tcc の方向を向いている．それぞれの ESM によって計測される電子スペクトルの角度方向は 5° づつ異なっている．長さ 20 mm のコリメーターはタングステンによって作られている．continuous-slowing-down approximation (CSDA) range [4] によれば 1GeV 程度までのエネルギーを持つ電子がこのタングステンによって止められる．従って MeV クラスの高速電子を取り扱う実験においてはコリメーターの穴を通過した電子のみが磁場領域に到達する．各 ESM が捕らえる立体角はこれまでに開発されたシングルチャンネルの ESM と同等の $\sim 10^{-5}$ sr である [2]．観測下限は 0.2 MeV である．観測上限は磁石の長さによって異なり, 30 MeV もしくは 45 MeV である．

図 3.2.3 はこのような MCESM を用いて実験を行った際に得られるデータの例である．検出器である IP は計測部を構成する磁石やコリメーターと接触しているため, 得られたデータ上にそれらの影を映し出す．２枚の磁石と１つのコリメーターによって構成された１つの ESM がそれぞれ異なった角度方向からエネルギースペクトルを観測している．点線内で囲まれた領域に磁石が配置され, その間に電子による信号が確認できる．$-10°$, 及び 10° の位置における磁石の長さはその他の磁石よりも短く設計されている．このような短い磁石を選択することによって爆縮をともなった実験においても他の計測器や高強度レーザーと干渉することなく観測することが可能となる．短い磁石の長さは 49 mm であり, その際に観測される電子の観測上限は (3.2.6) 式から 16 MeV と求められる．ここで, 得られたデータを注視すると白丸で囲まれた磁石の外側の領域にも信号が確認できる．その信号は磁石間に現れた信号から連続しているため, 電子による信号であると考えられる．しかし, そこは磁石領域から外れているために, その信号のエネルギーや個数を (3.2.6) 式や (3.2.9) 式を使って評価することが出来ない．そこでこのような磁石領域から外れた電子に関してもそのエネルギーや個数を評価できるようにするために, 磁場中の電子の運動を数値計算によって求めた．図 3.2.4(a) に長さ方向の磁石の磁場分布を示す．磁石の中心 $x = 0$ mm 近辺では一定の磁場が得られているが, $x = \pm$ 20 mm 近辺から外側に向かってその強さが低下する．加えて磁石の外側においても微弱な磁場が存在する．このような磁場の不均一性や漏れは磁石の外側において観測された電子のみならず, 低エネルギー側で観測された電子のエネルギーや個数

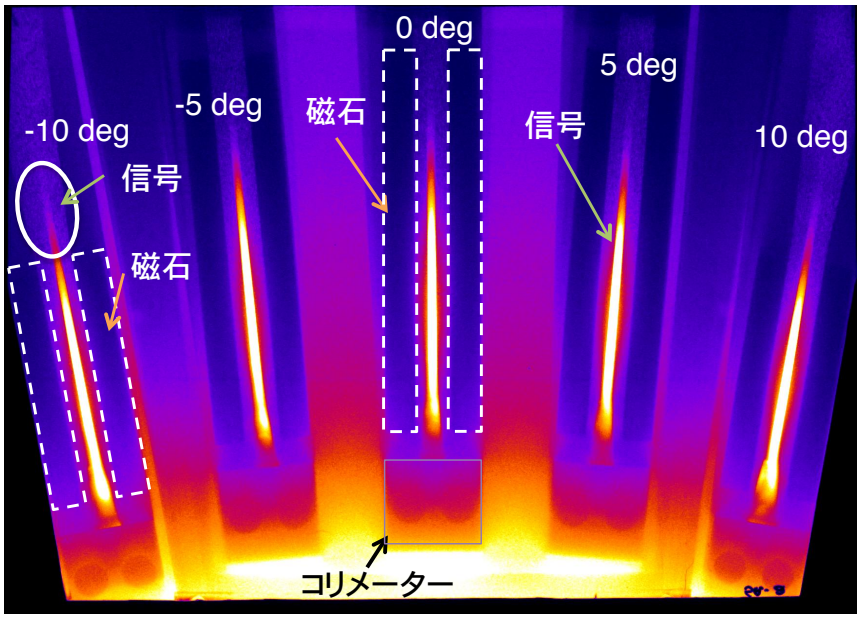

図 3.2.3: MCESM によって観測された信号の例．２枚の磁石と１つのコリメーターによって構成された１つの ESM が, それぞれ異なった角度方向から高速電子のエネルギースペクトルを観測する．点線内で囲まれた領域に磁石が配置され, その間に電子による信号が確認できる．$-10°$, 及び $10°$ の位置における磁石の長さはその他の磁石よりも短く設計されている．

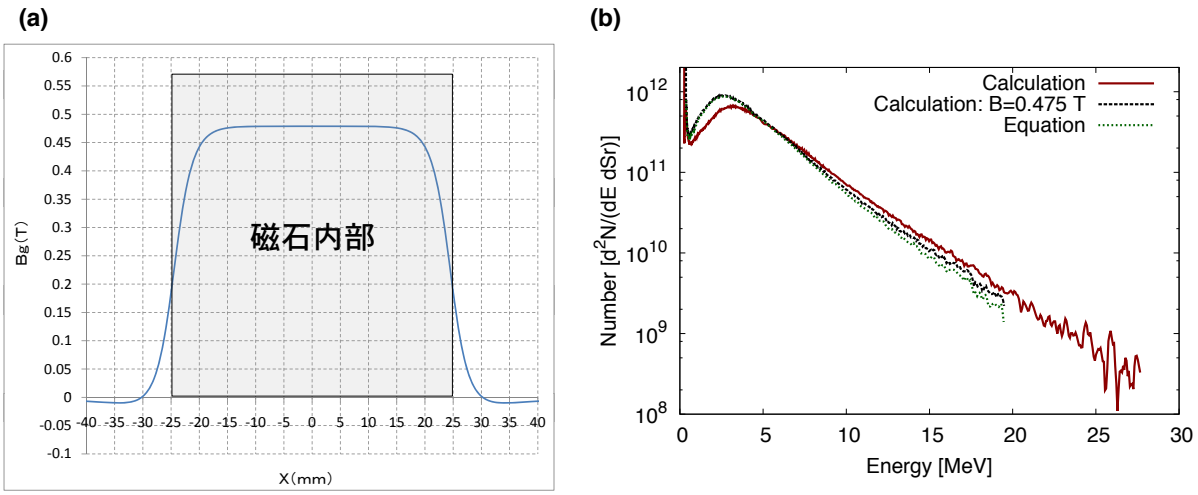

図 3.2.4: (a) 長さ 49 mm の磁石の長さ方向の磁場分布．中心 $x = 0$ mm 近辺では一定の磁場が得られているが, $x = \pm$ 20 mm 近辺からその強さは低下する．加えて磁石の外側においても微弱な磁場が存在する．(b) 各手法によって得られたエネルギースペクトル．緑点線は (3.2.9), 及び (3.2.6) 式から得られた結果である．黒実線は磁石に挟まれた領域における磁場の強さを一定とした場合を数値計算によって求めた結果である．赤実線は不均一磁場を数値計算に適応して求めた結果である．

にも影響を及ぼす．数値計算は次の手順によって行った．

1. ある運動エネルギーを持つ電子を図 3.2.2 と同様に IP と平行に入射させる．
2. 電子が存在する位置における磁場の強さを図 3.2.4(a) から求める．
3. 求められた磁場の強さや電子の速度を (2.3.1) 式に適応し, その時刻における電子に働くローレンツ力を求める．
4. 求められた力から電子の速度や位置を更新する．
5. 2. から 4. の手順を微小な時間間隔で繰り返し計算し, 電子が IP に到達すれば計算を終了する．
6. 到達した電子のエネルギーに対する IP の入射位置 l 及び角度 θ を記憶する．

ここで行った計算では微小な時間間隔を $1/(1000\omega_{rc})$ とした．ただし, ω_{rc} は (3.2.2) 式から得られるサイクロトロン周波数である．加えて, IP 上の位置 l に対応する電子のエネルギー E を精確に求めるため, 電子のエネルギーを 0 MeV から 1keV づつ上昇させ, 50 MeV まで上記の計算を行った．このような計算を行うことによって IP の位置 l に対応する電子のエネルギー E と入射角度 θ を求めることができる．次に IP の位置を微小な区間 Δl に分割し, その区間におけるエネルギー幅 δE, 平均的なエネルギー $\langle E \rangle$, 及び平均的な入射角 $\langle \theta \rangle$ を求める．微小な区間の中心位置を改めて IP 上の位置 l と取り直せば, その位置 l における ΔE, $\langle E \rangle$, $\langle \theta \rangle$ を求めることができる．このよ

うにして求めた l と $\langle E \rangle$ の関係を (3.2.6) 式の代わりに用い, $\langle \theta \rangle$, δE 及び $\langle E \rangle$ を (3.2.9) 式における θ, ΔE 及び E として用いれば, 磁石領域の外部において観測された信号の解析や磁場の不均一性を考慮した電子スペクトルの解析を行うことができる.

図 3.2.4(b) は $-10°$ の位置において観測された信号を 3 つの方式によって解析した結果である. 緑点線は磁場を定磁場とした場合に得られる解析解を用いて得たスペクトルである. この方式はこれまでに開発された ESM の解析に頻繁に使用されている [2]. 黒点線は上記の数値計算によって求められた結果である. ただし, 磁石内部に一定の磁場 (0.475 T) が掛けられた状況を想定した. これらの 2 線から数値計算が解析解をよく再現していることがわかる. 赤実線は不均一な磁場を用いて磁石の外側における信号に関しても解析した結果である. ここからまず赤実線と緑点線を比べると, 赤実線の比較的低エネルギーな領域の電子数が緑点線のそれに比べて 20%程低いことがわかる. これは磁石の領域外にその磁場が漏れているためである. また逆に高エネルギーな領域では赤実線の方が 20%程度高いことがわかる. これは磁石内の磁場が一定では無く, その両側においてその強さが低下しているためである. 最後に, このような数値計算によって磁石外部の信号に関しても解析することが可能となり, 短い磁石においても最大で 30 MeV 程度までの解析をすることが可能となった.

3.3　角度フィルターによる屈折角測定

角度フィルターを用いた屈折角測定 (AFR) はプラズマ密度分布を計測するためにロチェスター大学の OMEGA 施設において開発された [6]. この計測器を用いると, 1.4×10^{21} /cm^3 までの高密度なプラズマを計測することができる. 加えて, その視野が 3 mm × 3 mm と広いため, 大きなプラズマの全体像を観測することができる. この手法の特徴は図 3.3.1(a) に示される角度フィルターである. プラズマによって屈折を受けたプローブ光がこのフィルターによって部分的に遮られることによって, フィルターを通過した光は屈折角の情報を得ることができる. 図 3.3.1(b) はこのような角度フィルターを用いた光学系の配置図である. まずプローブ光は $f/25$ の広がり角をもって tcc に到達する. プローブ光の波長, エネルギー, パルス幅, tcc における径はそれぞれ 263 nm, 20 mJ, 10 ps, ∼3.5 mm である. tcc において生成されたプラズマを通過することによってプローブ光はその密度に応じた屈折角 θ_{ref} を伴なう.

$$\theta_{ref} = \frac{\lambda_p}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} \tag{3.3.1}$$

ここで, λ_p, ϕ はプローブ光の波長, プローブ光がプラズマ中を伝搬するために変化する位相である. α は図 3.3.1(b) 中の x または y 方向を表す. ただし, この図を参考に $\theta_{ref} = \theta_{tot} - \theta_o$ である.

プラズマによって屈折を受けたプローブ光はその後, 2 枚のレンズを用いて観測位置まで転送される. 角度フィルターはイメージングレンズの焦点に設置されている. このフィルターはプローブ光からの直接光を遮断し, 且つプラズマによって屈折を受けた光を部分的に遮る. 屈折を受けた光が到達するこのフィルター面内の位置はその屈折角を反映する. その角度とフィルター中心からの距離 r との関係は図 3.3.1(b) から次のように求められる.

$$r = \theta_{ref} \left[\frac{d_s f}{d_1 + d_s - f} \right] \tag{3.3.2}$$

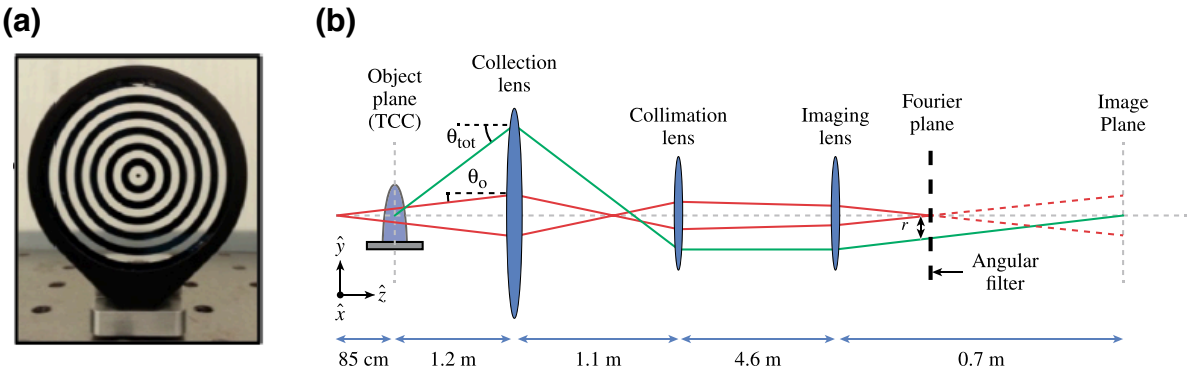

図 3.3.1: (a) 角度フィルター．プラズマを通過することによって曲げられた光をこのフィルターによって部分的に遮る．(b) 光学系の配置図．tcc において生成されたプラズマを通過した光はその密度に応じた角度を持って集光レンズに入射する．その後, その光は 2 枚のレンズを用いて観測位置まで転送される．角度フィルターはイメージングレンズの焦点に設置されている．この角度フィルターはプローブからの直接光を遮断し, 加えてプラズマによって曲げられた光を部分的に遮る．フィルターを通過した光を観測することによってプラズマによって曲げられたプローブ光の角度を見積もることができる．

ただし, d_s, d_1 はそれぞれプローブ光の点光源から tcc までの距離, tcc からコレクションレンズまでの距離である．図 3.3.1(a) のような円対称のフィルターがプローブ光を部分的に遮ることによって, 透過するプローブ光の屈折角を求めることができる．また f はコレクションレンズの焦点距離である．結像面には CCD カメラが設置されており, フィルターを通過したプローブ光を観測する．CCD の視野は ∼5 mm × ∼5 mm, 分解能は 5 μm である．観測するプローブ光の像はフィルターを通過するために, 屈折角の情報を持つ．その屈折角からプラズマ密度を算出する．

屈折角からプラズマ密度への変換はプラズマを通過することによって生じるプローブ光の位相変化 ϕ が電子密度 $n_e(x, y, z)$ を用いて次のように表されることを用いる．

$$\phi(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_p n_{cr}} \int_{-\infty}^{\infty} n_e(x, y, z) \mathrm{d}z \tag{3.3.3}$$

ここから $\partial\phi/\partial\alpha$ を求め (3.3.1) 式に代入することにより, 屈折角とプラズマ密度の関係を導く．

3.4　実験

3.4.1　セットアップ

図 3.4.1 に実験セットアップを示す．前節で述べた二つの計測器を用いてロチェスター大学のレーザーエネルギー研究所 OMEGA EP 施設において実験を行った．実験ではまずコロナプラズマを模擬したプラズマを生成するために, 二本の高強度レーザーをプラスチック平板に照射した．高強度レーザーのエネルギー, 波長, スポット径, 強度, パルス幅はそれぞれ 1 kJ/beam, 351 nm, 800 μm, 5×10^{13} W/cm^2, 1 ns である．またプラスチック平板の厚さと大きさはそれぞれ 125 μm,

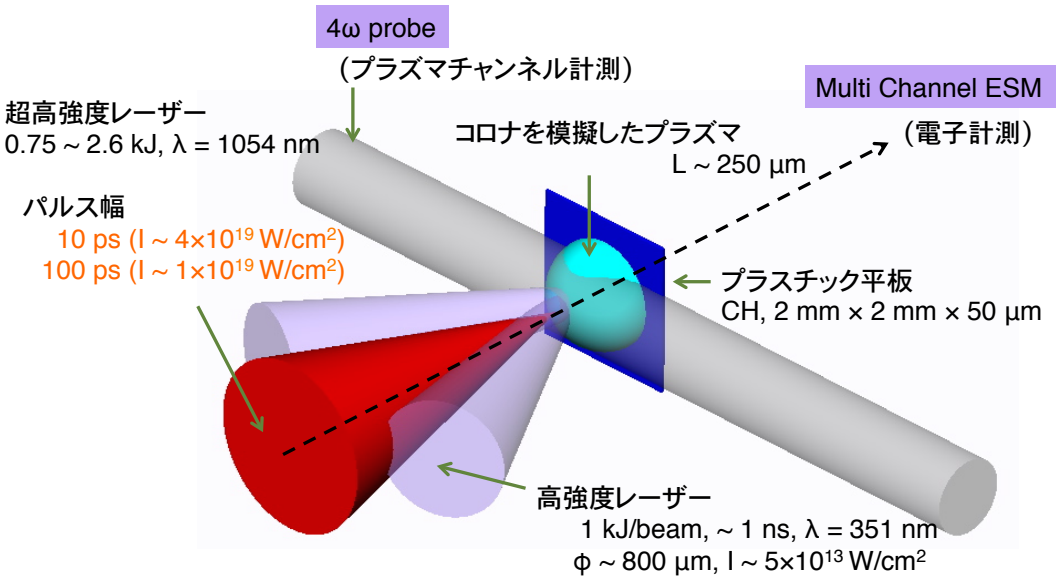

図 3.4.1: 実験セットアップ. 高強度レーザーをプラスチック平板に照射することにより生成されるアブレーションプラズマに対して超高強度レーザーを照射した. レーザー光の伝搬の様子は 4ω プローブによって, 生成される高速電子の特性は MCESM によって観測される.

2 mm × 2 mm である. このような照射によってプラスチック平板の表面はプラズマ化し, その外側に向かって吹き出す. アブレーションによって生じたプラズマはスケール長 250 μm 程度の大きなプラズマを形成する. 超高強度レーザーはその形成されたプラズマに対して照射される. 超高強度レーザーのエネルギー, 波長, スポット径はそれぞれ ~1 kJ, 1054 nm, ~25 μm である. このようなレーザーをプラズマの密度が $N_c/4$ となる位置に集光した [16]. またパルス幅に依存する超高強度レーザーの伝搬距離に関して評価するために, 10 ps と 100 ps のパルス幅を用いた. その際のレーザー強度はそれぞれ, ~3×10^{19} W/cm^2, ~$2\times$ 10^{18} W/cm^2 である. 計測器は前節に記述した MCESM, 及び AFR を用いた. MCESM は超高強度レーザーの軸上に設置され, $-10°$, $-5°$, $0°$, $5°$, $10°$ の角度方向から生成された高速電子を計測する. プローブ光は超高強度レーザーに対して垂直に入射し, 形成されたプラズマを通過する.

3.4.2　結果

まず図 3.4.2(a) に AFR によって得られた初期プラズマの観測結果を示す [7, 8]. 位置 $Y = 0.0$ μm に設置されたプラスチック平板から吹き出したプラズマはアブレーションによってその外側へ向かって膨張する. プラズマ, 及び角度フィルターを通過したプローブ光は CCD 上に縞模様を作る. 縞模様の各位置は, その位置に対応する屈折角 θ を持つ. その屈折角に対応する電子密度は (3.3.1), (3.3.3) 式から求められる. ここで, 形成されるプラズマはターゲット法線方向に対して軸対称であると仮定し, (3.3.3) 式に Abel の逆変換を行うことにより電子密度を算出する. その計算結果は図 3.4.2(b) 中の赤点によって示されている. この図はターゲット表面からの距離に対する電子密度を表している. この結果からプラズマのスケール長が 250 μm 程度であることが評価で

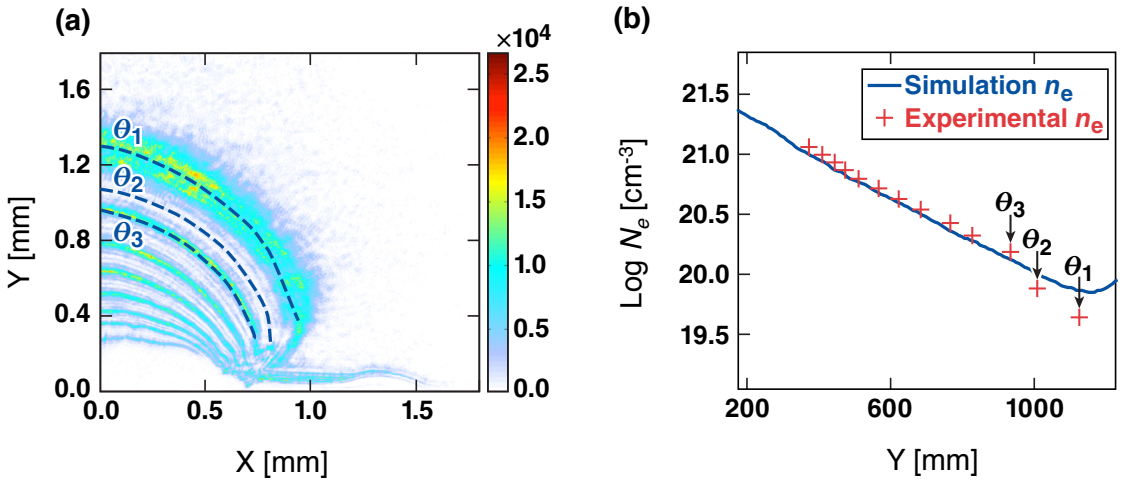

図 3.4.2: (a) AFR によって観測された初期プラズマ密度分布．それぞれの縞模様がプラズマによって曲げられたプローブ光の屈折角 θ に対応し，その角度から電子密度を算出する．(b) ターゲット表面からの距離 Y に対する電子密度．青実線は流体シミュレーションから得られた結果，赤点は屈折角 θ から見積もられる電子密度である．

きる．尚，この結果は図中の青実線によって示される 2 次元の流体シミュレーション (*DRACO*) によって得られた結果と同等であった．このようなプラズマに対して超高強度レーザーを照射した際に得られた結果を図 3.4.3 に示す [7, 8]．

図 3.4.3(a)(b)(c) はパルス幅 10 ps の超高強度レーザーのピーク強度が，密度 10^{19} cm^{-3} のプラズマ領域に到達してから 15, 78, 218 ps 経過した後のプラズマチャンネルの様子を示している．これらの結果からレーザー光は 0.6 N_c 程度の領域まで到達したことがわかる．図 3.4.3(d)(e)(f) はパルス幅 100 ps の超高強度レーザーのピーク強度が，密度 10^{19} cm^{-3} のプラズマ領域に到達してから 18, 65, 180 ps 経過した後のプラズマチャンネルの様子を示している．ここからレーザー光が臨界密度以上の領域まで伝搬したことがわかる．また，臨界密度付近でプラズマの自発光が確認されている．これはプラズマチャンネルが臨界密度プラズマまで到達した場合にのみ確認された．

次に図 3.4.4 に MCESM によって得られた観測結果を示す．(a) はパルス幅 10 ps，エネルギー 1243 J，強度 3×10^{19} W/cm^2 のレーザーを照射した際に得られたスペクトルである．青色の結果はレーザー軸上で観測されたスペクトル，黄及び緑色の結果はレーザー軸から 5° 離れた角度方向から観測されたスペクトル，赤及び黒色の結果はレーザー軸から 10° 離れた角度方向から観測されたスペクトルである．どの角度方向においても数 MeV 付近のエネルギーを持つ電子が多く観測されている．また，これらのスペクトルから求められる傾き電子温度は 3 ∼ 4 MeV と見積もられる．尚，傾き電子温度は電子スペクトルを指数関数型であると想定し，関数 $N_e(E) = a\exp(-E/b)$ を用いてフィッティングした際に得られる b の値である．(b) はパルス幅 100 ps，エネルギー 964 J，強度 2×10^{18} W/cm^2 のレーザーを照射した際に得られたスペクトルである．これらのスペクトルから求められる傾き電子温度は 1 ∼ 2 MeV と見積もられた．これはパルス幅 10 ps の場合に比べて 2 MeV 程度低い．

これらのスペクトルから各角度方向に放出された電子数を評価する．この評価によって発生した高速電子ビームの角度広がりを見積もる．図 3.4.4(c) はレーザー軸からの角度に対する高速電子の

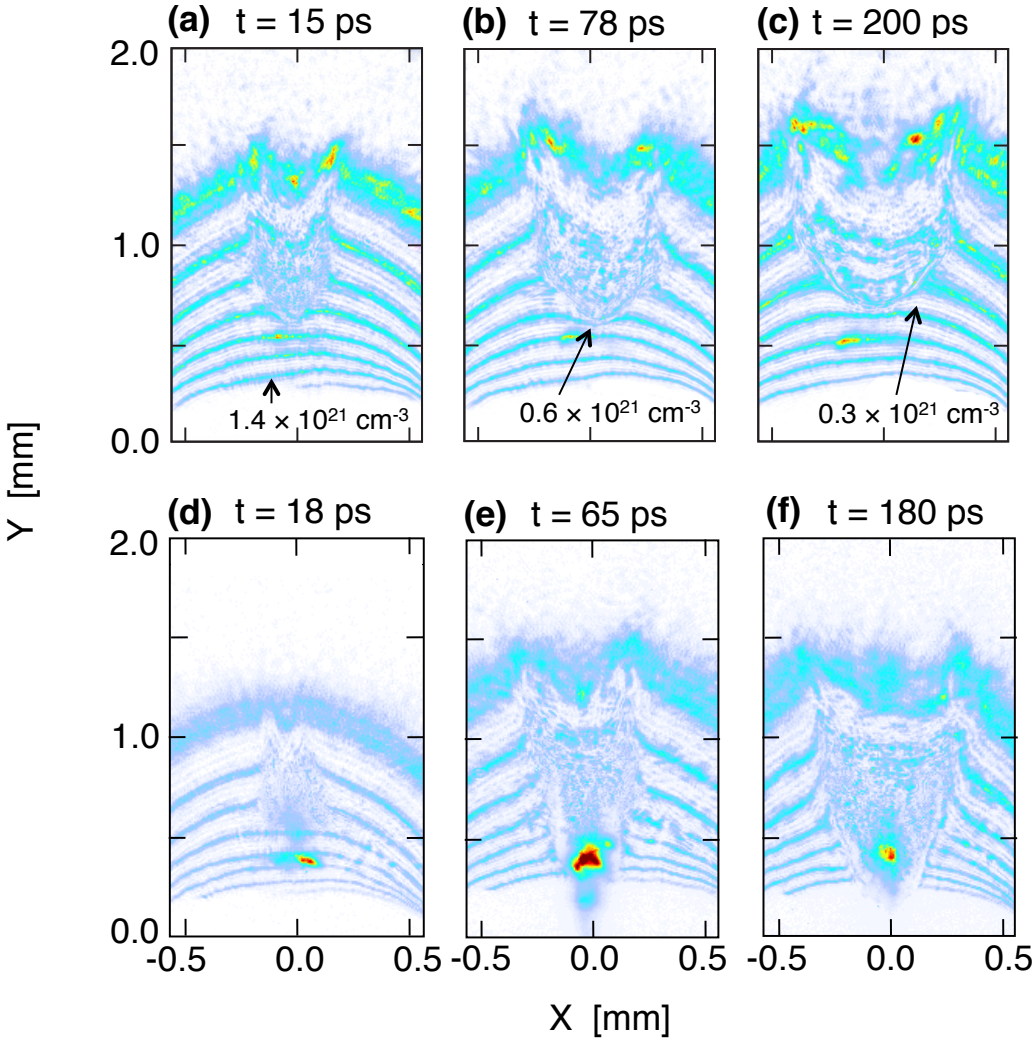

図 3.4.3: (a)(b)(c) パルス幅 10 ps の超高強度レーザーのピーク強度が, 密度 10^{19} cm^{-3} のプラズマ領域に到達してから 15, 78, 218 ps 経過した後のプラズマチャンネルの様子. レーザー光は 0.6 N_c 程度のプラズマまで到達した. (d)(e)(f) パルス幅 100 ps の超高強度レーザーのピーク強度が, 密度 10^{19} cm^{-3} のプラズマ領域に到達してから 65, 113, 180 ps 経過した後のプラズマチャンネルの様子. レーザー光が臨界密度を超える領域まで伝搬した. 臨界密度付近でプラズマの自発光が確認された.

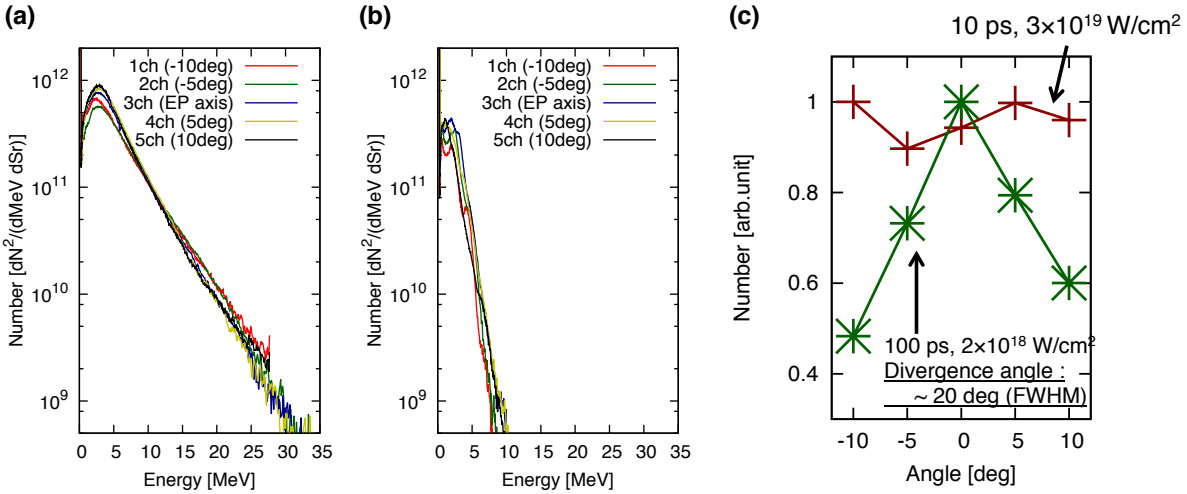

図 3.4.4: (a) パルス幅 10 ps の超高強度レーザーを照射した際に得られた電子のエネルギースペクトル. 傾き電子温度は 3 ∼ 4 MeV であった. (b) パルス幅 100 ps の超高強度レーザーを照射した際に得られた電子のエネルギースペクトル. 傾き電子温度は 1 ∼ 2 MeV であった. (c) 電子の放出角度分布. パルス幅が 10 ps の場合を赤線で, 100 ps の場合を緑線で示している. パルス幅が 100 ps であった場合, 発生した高速電子ビームに 20° (FWHM) 程度の指向性を確認できる. 尚, 縦軸は各ショットでの最大値で規格化した.

個数である. 尚, その個数はコアプラズマの加熱に効果的であると考えられている 1 MeV から 10 MeV までのエネルギー帯に含まれる電子の数とした [9]. 尚, その放出角を比較するために縦軸は各ショットでの最大値で規格化した. 図 3.4.4(c) の赤線からパルス幅 10 ps, 強度 3×10^{19} W/cm^2 のレーザーを照射した際に放出される高速電子は角度に対して一様に分布していることがわかる. 一方, パルス幅 100 ps, 強度 2×10^{18} W/cm^2 のレーザーを照射した際に放出される高速電子の角度分布から, 発生した高速電子はレーザー軸上に指向性を持つことがわかる. この放出分布から見積もられる放出角は 20° (FWHM) である. この角度は同様の強度を持つレーザーを平板ターゲットに照射した際に放出される高速電子の放出角 (66° (FWHM)) に比べ 3 分の 1 程度小さい [10].

3.5　検討

実験によって得られた結果をまとめると次のようになる.

1. レーザーのパルス幅を 100 ps とした時の方が 10 ps とした時に比べて, レーザー光はプラズマ中を長距離伝搬し, 且つ臨界密度以上のプラズマ領域まで侵入した.

2. レーザーのパルス幅を 100 ps とした場合, 放出される高速電子はレーザー軸上に指向性がみられた.

3. レーザーのパルス幅が 10 ps の場合, レーザー光は 0.6 N_c の密度を有するプラズマまで伝搬した.

まず 1. に関しては (2.4.18) 式から理解することが出来る. つまり伝搬距離はレーザー光のパルス幅とベクトルポテンシャルの積に比例する. そのため対象プラズマが未臨界密度であり, 且つレーザーのエネルギーが固定されている本実験の場合, その伝搬距離はパルス幅が長い方がより長くなる.

次に 2. に関しては 1. の結果, 及びこれまでに行われた実験結果からその要因を推測することが出来る. その推測はレーザー光のパルス幅が長いためでなく, レーザー光が高密度なプラズマ中を伝搬したがために, 生成される高速電子に指向性が現れたというものである. このような推測はこれまでに行われた実験結果も説明する [10, 11]. つまり密度勾配のあるスケール長 100 μm のプラズマに対してパルス幅 500 fs, 強度 $\sim 4 \times 10^{18}$ W/cm^2 の超高強度レーザーを照射する実験において, その集光位置が $N_c/4$ の位置である場合, 本実験と同様に発生する高速電子の指向性が向上した. しかし, その要因は特定されていない. その候補としてここではレーザー光の集光位置や背景電子密度, パルス幅, 強度, プラズマのスケール長を挙げる. まず本実験において両パルス幅における集光位置は $N_c/4$ と同一としたが高速電子の指向性に違いが見られたので, 集光位置はその候補から外れる. パルス幅に関しては 100 ps, 及び 500 fs のパルス幅をもったレーザーから同様に指向性の良い高速電子が得られているので, パルス幅もその候補から外れる. プラズマのスケール長に関しては 250 μm, 及び 100 μm のプラズマから同様に指向性の良い高速電子が得られているので, スケール長もその候補から外れる. すると残るはレーザーの強度と背景電子密度である. 強度の観点からみれば, 高速電子の指向性が向上した実験におけるレーザー強度は本実験, これまでの実験共に 10^{18} W/cm^2 程度であるために違いが見られない. 指向性が確認できなかった本実験におけるレーザー強度が 3×10^{19} W/cm^2 であるので, レーザー強度の違いがその指向性の要因と考えることができる. 背景電子密度の観点から考えれば, 本実験においては超臨界密度プラズマ領域まで伝搬した際に指向性が向上した. これまでの実験からは直接観測はされていないが超臨界密度プラズマ領域までレーザー光が伝搬した際に指向性が向上したと考えられる. ここからレーザー光が臨界密度を超えた超臨界密度プラズマ領域まで伝搬することが, その指向性の要因と考えることができる. これら二つの要因を特定するためには, 本実験において高速電子の指向性が確認されなかった強度のレーザー光が, 超臨界密度プラズマ中を伝搬する際に発生する高速電子を観測すれば良い. その高速電子に指向性が確認できれば, その要因は背景電子密度にある. 指向性が確認できなければ, その要因はレーザー強度にある. その要因の候補を一つに絞れば, その物理機構に関して理解が進むだろう. そこで次章において, そのような強度のレーザー光を一様な密度を有する臨界密度プラズマもしくは超臨界密度プラズマに直接照射し, 放出される高速電子の指向性に関して調べ, その物理機構に関して調べた. 以降の検討は第 4 章に譲る.

最後に 3. に関しては第 2 章に示した伝搬距離に関するモデルを用いて説明することが出来ない. まず (2.4.18) 式を導出したモデルに基づいて本実験におけるレーザー光の伝搬距離を評価する. このモデルでは全てのレーザーエネルギーがプラズマチャンネル中の電子を $a_0 m_e c^2$ まで加熱するために消費されるとしている. プラズマチャンネルの半径を R, 長さを d とし, プラズマの密度勾配が $N_0 \exp(x/L)$ $(x \leq 0)$ として表される状況を考える. このようなプラズマチャンネル中に含まれる総電子数 N_t は $N_t = R^2\pi \int_{-\infty}^{0} N_0 \exp(x/L) dx$ となる. その電子のエネルギーが ε となるために必要なエネルギー E は $E = \varepsilon N_t$ となる. ここから E は具体的に次のように求まる.

$$E = \varepsilon R^2 \pi N_0 L$$

ここで (2.4.18) 式と同様に $\varepsilon = a_0 m_e c^2$ (~ 2.4 MeV) とする. プラズマチャンネルの径がレーザーのそれと同一であるとすれば $R = 13$ μm となる. スケール長は 250 μm であるので, $L = 250$ μm

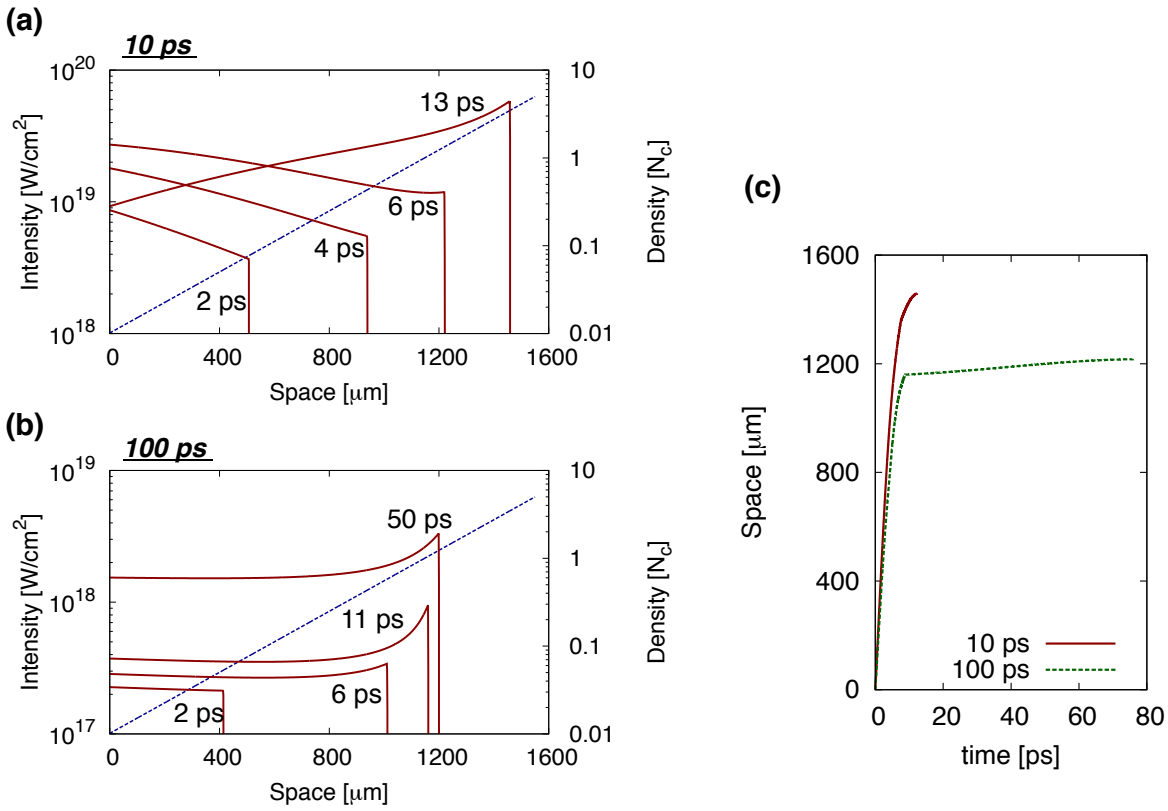

図 3.5.1: (a) パルス幅 10 ps の超高強度レーザーをスケール長 250 μm のプラズマに照射した際のレーザー強度の時間発展. (b) パルス幅 100 ps の超高強度レーザーをスケール長 250 μm のプラズマに照射した際のレーザー強度の時間発展. (c) レーザー光先端位置の時間発展. 赤実線, 緑点線はそれぞれパルス幅 10 ps, 100 ps の結果を示している.

となる．レーザー光が 0.6 N_c まで伝搬したことを考慮すれば, $N_0 = 0.6\ N_c$ となる．これらの値を代入し, エネルギー E を求めると $E \sim 23$ J となる．この値は投入エネルギー ∼1 kJ に対してあまりにも小さい．仮に電子のエネルギー ε を MCESM の実験結果から $\varepsilon = 3$ MeV とし, 且つ $N_0 = 10\ N_c$ とした場合でさえ $E \sim 600$ J となるため, E は投入エネルギーに比べて小さい．つまり, このようなモデルによってレーザー光の伝搬距離を求めると, それは超臨界密度プラズマ領域まで到達していることになり, 実験結果と矛盾する．

この結果は図 2.4.4 を求めた際に行った数値計算においても同様である．図 3.5.1 にその計算によって得られた結果を示す．計算では (a)(b) 中の青点線に示すように指数関数型の密度分布を有するスケール長 250 μm のプラズマに対してパルス幅 10 ps, 100 ps のレーザーを入射した．プラズマの最高密度を 5 N_c, 最低密度を 0.01 N_c とした．パルス幅 10 ps, 100 ps のレーザーの最高強度はそれぞれ 2×10^{18}, 3×10^{19} W/cm^2 とした．またレーザー強度の時間発展はガウス型とし, 初期強度はいずれの場合においても最高強度の 10%とした．図 3.5.1(a) はパルス幅が 10 ps の場合に得られた結果である．計算を始めてから 2 ps 経過した時点で, レーザー光先端は 0.1 N_c の密度に到達する．4 ps 経過した時点で, レーザー光先端は 0.5 N_c の密度に到達する．この密度は実験によって得られた最終的な伝搬距離に相当する．この時点で消費されたレーザーエネルギーは全体の 2%である．実験に使用されたレーザーのエネルギーは ∼1 kJ であるので, その消費されるエネルギーは ∼ 20 J と求められる．このエネルギーは先に求めた $E \sim 23$ J と同程度である．レーザー光はその後も更に伝搬を続け, 6 ps には臨界密度に到達する．13 ps 経過した際には 3 N_c の位置まで伝搬し, 15 ps 経過すると伝搬が停止した．図 3.5.1(b) はパルス幅が 100 ps の場合に得られた結果である．計算を始めてから 2 ps 経過した時点で, レーザー光先端の位置における電子密度は 0.05 N_c 程度である．6 ps 経過した時点で, レーザー光先端は 0.5 N_c の密度に到達する．この時点で消費されたレーザーエネルギーは全体の 1%である．その後も更に伝搬を続け, 11 ps には臨界密度に到達する．50 ps 経過した際には 1.2 N_c まで伝搬し, 80 ps 経過すると伝搬が停止した．(c) はこれら二つの条件におけるレーザー光先端位置の時間発展である．赤実線, 緑点線はそれぞれパルス幅が 10 ps, 100 ps の結果である．これらの結果から明らかに 10 ps の方が 100 ps に比べてより深いプラズマ領域まで光が伝搬していることがわかる．しかし, この結果は実験と矛盾している．つまり, ここで得られた実験結果を説明するためにはこれまでに述べた現象のみでは不十分であるということがわかる．そこで第 5 章において, 1 次元, 及び 2 次元の粒子シミュレーションを用いて臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬速度に関して詳しく調べた．その結果, 伝搬速度が異常に低下する新しい現象を発見した．このような伝搬速度の低下は伝搬距離を著しく短くする．その詳細は第 5 章に譲る．

3.6　まとめ

コロナプラズマを模擬したプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬距離と, その際に放出される高速電子ビームの角度広がりとの関係を調べた．これまでの研究から, レーザー光の集光位置に依存してその伝搬距離が変化することが知られている．そこで本実験では, これまでの研究から最も高密度なプラズマ領域までレーザー光が伝搬すると考えられている集光位置 $(1/4N_c)$ を採用し, レーザー光の伝搬距離や高速電子ビームの角度広がりのパルス幅依存性を調べた．実験では 10 ps 及び 100 ps のパルス幅を用いた．その際のレーザーエネルギーはいずれも ∼1 kJ とした．レーザーの伝搬距離や伝搬の様子に関しては角度フィルターによる屈折角測定 (AFR), 発生

した高速電子の特性は多方向電子スペクトロメーター (MCESM) を用いて観測した.

その結果, まずレーザーのパルス幅を 100 ps とした時の方が 10 ps とした時に比べて, レーザー光はプラズマ中を長距離伝搬し, 且つ臨界密度以上のプラズマ領域まで侵入した. この結果は (2.4.18) 式からレーザー光の伝搬距離がレーザー光のパルス幅とベクトルポテンシャルの積に比例することを考えると妥当な結果である. ただし, これは対象プラズマが未臨界密度プラズマである場合に限る.

次にレーザーのパルス幅を 100 ps とした際に放出される高速電子ビームに指向性が確認された. この指向性の要因に関して, これまでの研究と本実験の結果から推測した. つまり, これまでの研究によって指向性の良い高速電子ビームが得られた実験条件と本実験の条件を照らし合わせることによって, その要因の候補を二つに絞った. その二つは背景電子密度とレーザー強度である. 伝搬するプラズマ密度が臨界密度以上である場合やレーザー強度が $\sim 10^{18}$ W/cm^2 である場合に指向性の良い高速電子が得られている. この要因を一つに絞るためには本実験において高速電子の指向性が確認されなかった強度のレーザー光を臨界密度プラズマに照射し, 生成される高速電子の放出分布を観測すれば良い. この実験の詳細や高速電子ビームの指向性向上に関する物理機構に関しては次章で述べる.

最後にレーザーのパルス幅が 10 ps である場合, レーザー光は 0.6 N_c 程度の密度を有する位置までしか伝搬しなかった. この結果は, これまでに考えられている主なレーザー光の伝搬距離を表すモデルからは考えられない. つまり, 実験に用いたレーザーの強度やパルス幅ではレーザー光は超臨界密度プラズマ領域まで到達するはずである. レーザー光先端領域におけるエネルギーバランスを考慮した伝搬モデルでは, パルス幅 10 ps のレーザー光が 0.5 N_c まで到達するために必要なエネルギーは ∼20 J であった. これは全体のレーザーエネルギーの ∼2%に相当する. 更に, この伝搬モデルではレーザー光は超臨界密度プラズマ中を伝搬し, 最終的に 3 N_c の領域まで到達した. その他に, レーザー光の消費エネルギーから伝搬距離を求めるモデルを用いても, パルス幅 10 ps のレーザー光が 0.6 N_c の領域まで到達するために必要なエネルギーは全体の ∼2%に相当する 23 J 程度であった. また, このモデルから考えられるレーザー光が到達する最高電子密度は 10 N_c を超えた. これらのモデルを用いた結果は実験結果と矛盾している. つまり, 実験結果を説明するためにはこれらのモデルによって考慮されている現象のみでは不十分である. そこで第 5 章において, 1 次元, 及び 2 次元の粒子シミュレーションを用いて臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬速度や伝搬距離に関して詳しく調べた.

参考文献

[1] T. Iwawaki, H. Habara, T. Tanimoto, N. Nakanii, K. Shimada, T. Yabuuchi, K. Kondo, and K. A. Tanaka, *Development of multi-channel electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **81**, 10E535 (2010)

[2] 藪内俊毅、「超高強度レーザー生成高速電子伝搬に及ぼす自己励起電場及び磁場の影響に関する研究」、大阪大学大学院工学研究科、博士論文 (2007)

[3] K. A. Tanaka, T. Yabuuchi, T. Sato, R. Kodama, Y. Kitagawa, T. Takahashi, T. Ikeda, Y. Honda, and S. Okuda, *Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **76**, 013507 (2005)

[4] National Institute of Standards and Technology, Physical Means. Laboratory, ESTAR, http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html

[5] E. J. Kobetich, and R. Latz, *Energy Deposition by Electron Beams and δ Rays*, Physical Review **170**, 391 (1968)

[6] D. Haberberger, S. Ivancic, S. X. Hu, R. Boni, M. Barczys, R. S. Craxton, and D. H. Froula, *Measurements of electron density profiles using an angular filter refractometer*, Physics of Plasmas **21**, 056304 (2014)

[7] S.Ivancic, D. Haberberger, H. Habara, T. Iwawaki, K. Anderson, R. S. Craxton, D.H. Froula, D. D. Meyerhofer, C. Stoeckl, K. Tanaka, and W. Theobald, *Channeling of Multi-kJ High-Intensity Laser Beams in an Inhomogeneous Plasma*, submitted to Physical Review Letters (2014)

[8] S. Ivancic, D. Haberberger, W. Theobald, K.S. Anderson, D.H. Froula, D.D. Meyerhofer, K. Tanaka, H. Habara, and T. Iwawaki, *Optical Probe Measurements of a Plasma Channel for Fast Ignition*, Bulletin of the American Physical Society **58**, 373 (2013), available online at http://meetings.aps.org/Meeting/DPP13/Session/YO5.7

[9] 岡林篤紀、「高速点火核融合における高密度プラズマ中での MeV 電子による加熱機構に関する研究」、大阪大学大学院工学研究科、博士論文 (2013)

[10] T. Tanimoto, A. L. Lei, T. Yabuuchi, H. Habara, K. Kondo, R. Kodama, K. Mima and K. A. Tanaka, *Hot Electron Spatial Distribution in the Presence of Laser Light Self-focusing in Over-dense Plasmas*, Phys.: Conf. Ser. **112**, 022095 (2008)

[11] 陰岩直哉、「レーザー光自己集束時における高速電子発生のプラズマ密度依存性の研究」、大阪大学大学院工学研究科、修士論文 (2009)

[12] N. M. Naumova, J. Koga, K. Nakajima, T. Tajima, T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, F. Pegoraro, *Polarization, hosing and long time evolution of relativistic laser pulses*, Physics of Plasmas **8**, 4149 (2001)

第4章　臨界密度プラズマから放出される指向性の良い高速電子

4.1　はじめに

本章では前章によって示唆された結果を確認するために行った実験やシミュレーション, 追加計算に関して述べる. まず初めに実験の詳細を述べる. 実験では相互作用するプラズマ密度を制御するために, 極低密度なプラスチックフォームを用いた. このプラスチックフォームをイオン化することによって一様な臨界密度プラズマを生成し, そこへ強度 3×10^{19} W/cm^2 のレーザーを照射した. 放出された高速電子ビームの空間分布は Imaging Plate (IP) によって検出される. その結果, 一般的な超高強度レーザーと個体との相互作用によって発生する高速電子ビームの放出角よりも狭い放出角が得られた. ここから指向性の良い高速電子ビームを生み出す要因はレーザー光が伝搬するプラズマの電子密度であることがわかった. この結果は 2 次元の粒子 (2DPIC) シミュレーションによっても同様に観測された. そこで, この指向性の良い高速電子を生み出す機構に関して調べるために, 2DPIC シミュレーションから得られた結果に着目して追計算を行った. 具体的にはレーザー光が臨界密度プラズマ中を伝搬する際にプラズマチャンネル内に励起される強い磁場に着目した. 追計算ではその磁場内での電子の運動を計算し, プラズマチャンネルを抜けた電子の放出分布を観測した. その結果, プラズマチャンネル内の磁場によって電子の指向性が向上することがわかった. 以下, これらの詳細を述べる.

4.2　臨界密度プラズマから放出される高速電子の観測

4.2.1　臨界密度プラズマの生成

本実験では密度制御されたプラズマを生成するために, 図 4.2.1(a) に示すターゲットを用いた. このターゲットはポリミドチューブ, プラスチックフォーム, 銅薄膜によって構成される. ポリミドチューブの長さ, 内径, 肉厚はそれぞれ 300 μm, 254 μm, 20 μm である. また, 銅薄膜の厚さは 0.7 μm である. プラスチックフォームの密度は 5 mg/cc と 20 mg/cc の二通りを用いた. プラスチックフォームは図 4.2.1(b) に示されるような 100 nm 程度の細かな編み目構造によって形成されている. 尚, このフォームの組成式は $C_{15}H_{20}O_6$ である. ポリミドチューブ内に詰められたこのプラスチックフォームをイオン化することによって密度制御されたプラズマが生成される. イオン化は図 4.2.1(c) に示すようにポリミドチューブに貼付けられた銅薄膜に高強度レーザーを照射することによって行う. この高強度レーザーと個体との相互作用は高輝度 X 線を生成し, プラスチックフォームを加熱, プラズマ化させる. このようなプラズマ化は 1 次元の放射流体シミュレーションである $CHIC$ コードを用いて確認した. 図 4.2.2(a) はシミュレーションのセットアップである. 長さ 400 μm のプラスチックフォームに 0.5 μm 厚の銅薄膜が付けられている. プラスチッ

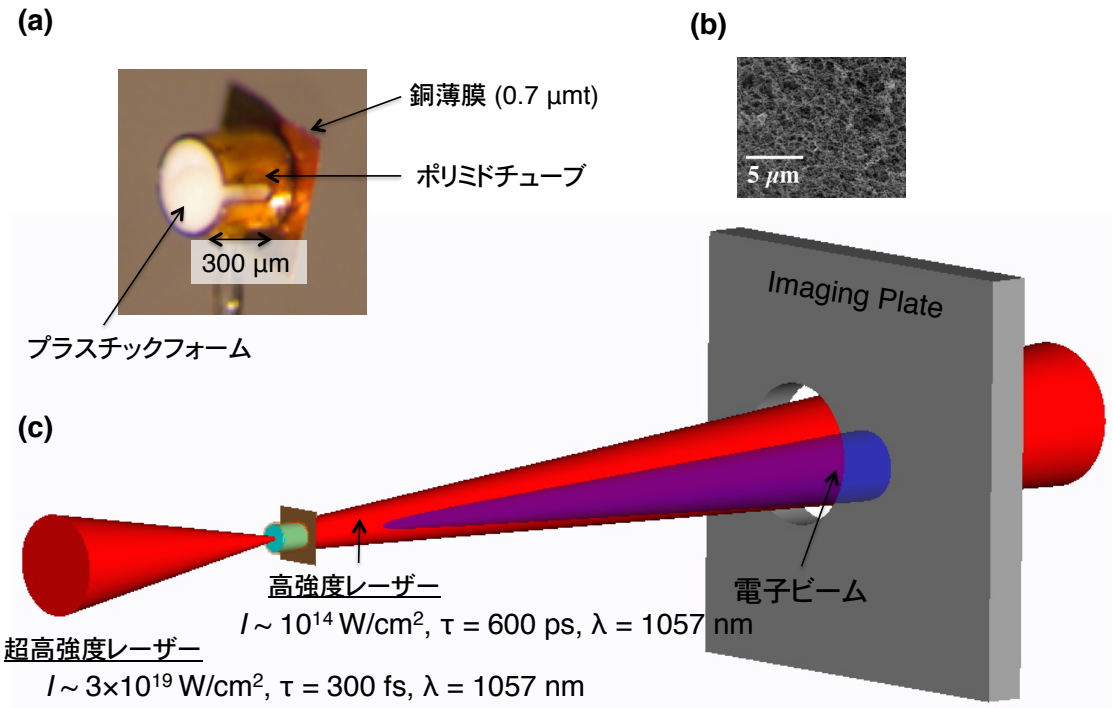

図 4.2.1: (a) 使用したターゲット．長さ 300 μm のポリミドチューブ内に極低密度なプラスチックフォームが詰められている．そのフォームは銅薄膜と高強度レーザーとの相互作用によって発生する高輝度 X 線によって加熱され, プラズマ化する．(b) プラスチックフォームの構造．100 nm 程度の細かな編み目構造が確認できる．このような構造によって極低密度なプラスチックフォームが形成される．(c) 実験セットアップ．高強度レーザーはプラスチックフォームをイオン化させるために銅薄膜に照射される．超高強度レーザーはその反対側から照射される．超高強度レーザーとターゲットは高強度レーザーに対して 7° 傾けられている．発生した高速電子の放出分布は IP によって検出される．

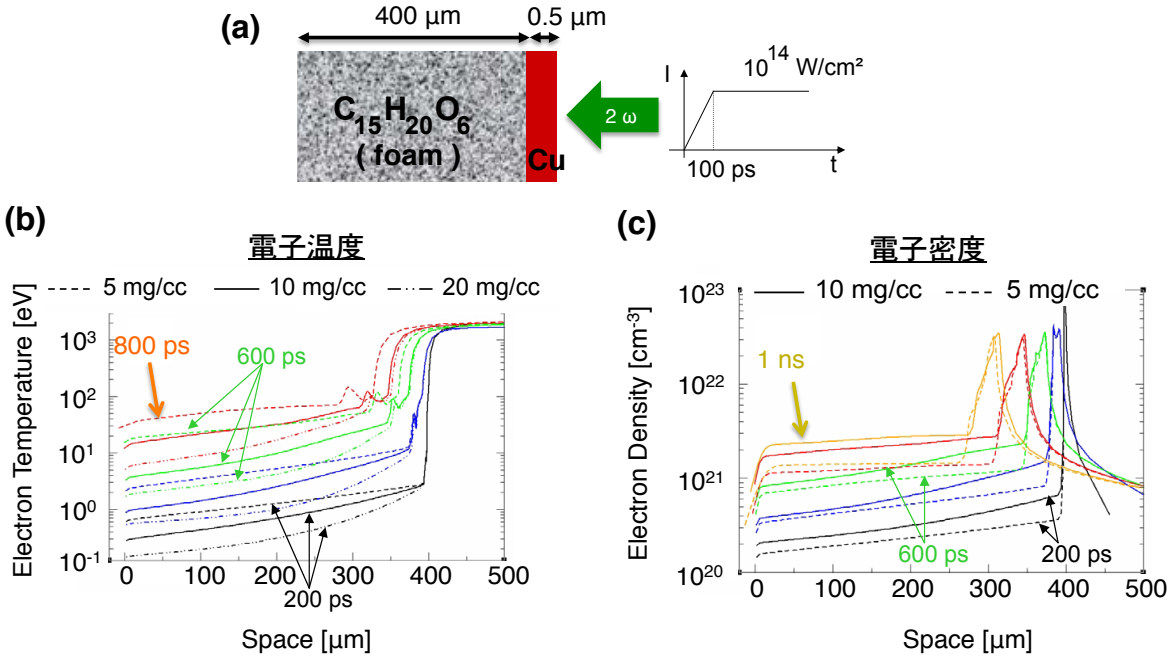

図 4.2.2: (a) シミュレーションセットアップ. 0.5 μm 厚の銅薄膜に強度 10^{14} W/cm^2 のレーザーを照射することによって高輝度な X 線を発生さる. その X 線は長さ 400 μm のプラスチックフォームを加熱する. (b) 電子温度の時間発展. レーザーの照射から 800 ps 経過するとフォームの電子温度は 10 eV から数 10 eV まで加熱される. (c) 電子密度の時間発展. レーザーの照射から 1 ns 経過すると空間的に一様な密度制御されたプラズマが形成される.

クフォームの密度は 5 mg/cc, 10 mg/cc, 20 mg/cc の三通りである. 銅薄膜は波長 529 nm の高強度レーザーの照射によって高輝度 X 線を発生させる. レーザー強度は 100 ps かけて線形的に上昇し, その後は一定強度 (10^{14} W/cm^2) となる. このような照射によってフォームは図 4.2.2(b) に示されるように加熱される.

照射から 200 ps 経過した後のその温度は 1 eV にも満たないが, 800 ps 経過した後のその温度は例えば 5 mg/cc のフォームであれば数 10 eV まで加熱される. このような加熱に伴い, フォームはプラズマ化する. 図 4.2.2(c) はその時間発展を示している. ここから例えば 5 mg/cc のフォームを用いれば照射から 800 ps 経過した後に, 一様な臨界密度プラズマが形成されることがわかる. このシミュレーションを元に実験的に一様な臨界密度プラズマを形成した. 実験ではエネルギー 60 J, パルス幅 600 ps, 波形ガウシアン, 波長 1057 nm, 強度 10^{14} W/cm^2 のレーザーを銅薄膜に照射した. 生成したプラズマの電子密度は X-ray radiography によって確認した. つまり, 5 mg/cc のフォームは $1N_c$ のプラズマに, 20 mg/cc のフォームは 4 N_c のプラズマになることを確認した [1].

4.2.2　超高強度レーザーが臨界密度プラズマから生成する高速電子

前項の手法によって空間的に一様な $1N_c$ のプラズマ, $4N_c$ のプラズマを生成することができる. このようなプラズマに対して超高強度レーザーを照射し, 発生した高速電子ビームの放出分布を

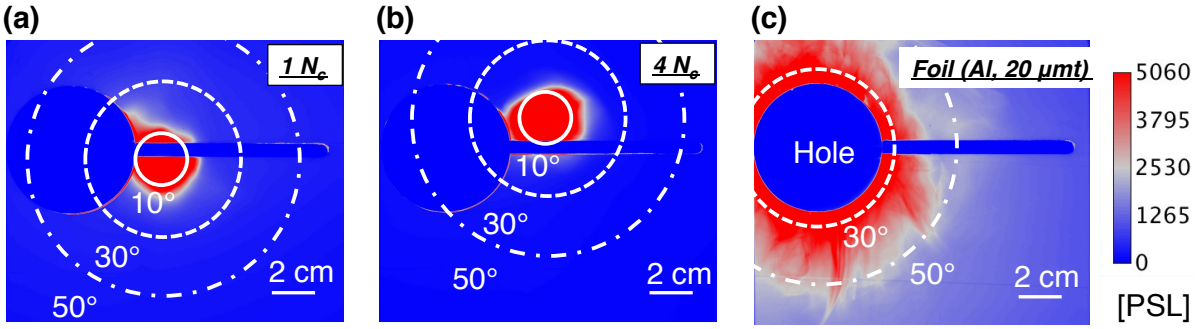

図 4.2.3: IP によって計測された電子ビームの放出分布．それぞれのターゲットは (a) $1N_c$ のプラズマ．(b) $4N_c$ のプラズマ．(c) 厚さ 20 μm のアルミニウム平板である．$1N_c$ のプラズマ，及び $4N_c$ のプラズマから放出される電子ビームは平板から放出されるそれよりも指向性が良い．

計測した．実験はエコールポリテクニーク 高強度レーザー応用研究所 ELFIE 施設 (仏国) において行った．超高強度レーザーの波長，強度，パルス幅，スポット径はそれぞれ 1057 nm, 3×10^{19} W/cm^2, 300 fs, 10 μm である．このようなレーザーをターゲットに対して垂直に照射した．ただし，図 4.2.1(c) のように電子ビームと高強度レーザーの光路が被らないように高強度レーザーはターゲットと超高強度レーザーに対して 7° 傾けられている．発生した高速電子の放出分布はターゲットから 13.5 cm 離れた位置に設置した IP によって観測される．尚，IP には高強度レーザーの光路を確保するために直径 6 cm の穴が開けられている．

図 4.2.3 は IP によって観測された電子 ($\geq$45 keV) の放出分布である．(a), (b), (c) のそれぞれのターゲットは $1N_c$ プラズマ，$4N_c$ プラズマ，厚さ 20 μm のアルミニウム平板 (1 mm 四方) である．この結果から $1N_c$ プラズマと $4N_c$ プラズマから放出される電子は，平板から放出される電子よりも指向性が良いことがわかる．尚，平板ターゲットの場合，超高強度レーザーの軸は IP 上の Hole の中心に位置している．また，超高強度レーザーは平板ターゲットに対して垂直に入射した．これらの結果をガウス分布関数を用いてフィッティングし，放出された電子の放出角を評価した．その結果，$1N_c$ プラズマ，$4N_c$ プラズマ，平板から発生した電子ビームの放出角はそれぞれ 11 $\pm$ 2° (FWHM), 10 $\pm$ 3° (FWHM), 45 $\pm$ 6°(FWHM) と求められた．この結果から，$1N_c$ のプラズマ，$4N_c$ のプラズマから放出される電子ビームの放出角は平板から放出されるそれよりも 1/4 程度小さいことがわかった．この結果は前章において示唆された指向性の良い高速電子ビームを生成する要因が，レーザーの強度ではなくレーザー光が伝搬するプラズマの電子密度であることを示している．

4.3　2D-PIC シミュレーションによって得られた高速電子の放出分布

4.3.1　条件

前節から得られた実験結果を詳しく理解するために 2 次元の粒子 (2DPIC) シミュレーションである *FISCOF* コードを用いて計算を行った [2]．図 4.3.1 にシミュレーションに用いた初期電子密度分布を示す．まずアルミニウム平板ターゲットを模擬したシミュレーションでは (a) のよう

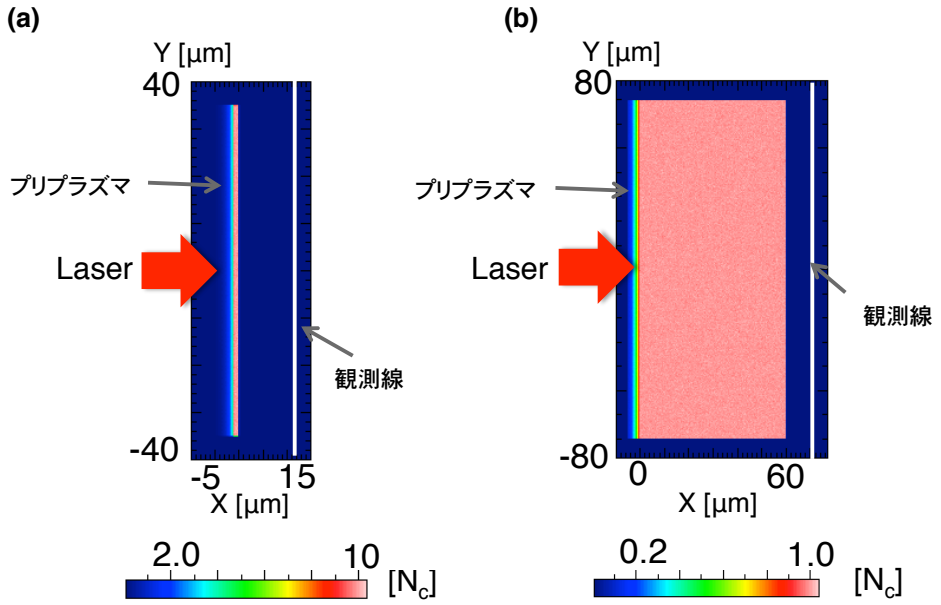

図 4.3.1: (a) 平板ターゲットを模擬したシミュレーションに用いたプラズマの初期電子密度分布. 80 μm × 25 μm のシミュレーションボックス中に 70 μm × 1 μm, 10 N_c のプラズマを設置した. そのプラズマにはスケール長 1 μm のプレプラズマが加えられている. (b) 臨界密度プラズマを模擬したシミュレーションに用いたプラズマの初期電子密度分布. 160 μm × 80 μm のシミュレーションボックス中に 140 μm × 60 μm, 1 N_c のプラズマを設置した. そのプラズマにはスケール長 2 μm のプレプラズマが加えられている.

に, 80 μm × 25 μm のシミュレーションボックス中に 70 μm × 1 μm, 10 N_c のプラズマを設置した. そのプラズマにはスケール長 1 μm のプレプラズマを付け加えた. プレプラズマの最高電子密度, 及び最低電子密度を 5.0 N_c, 0.1 N_c とした. 臨界密度プラズマを模擬したシミュレーションでは (b) のように, 160 μm × 80 μm のシミュレーションボックス中に 140 μm × 60 μm, 1 N_c の臨界密度プラズマを設置した. このプラズマには $CHIC$ シミュレーションの結果を反映させるためにスケール長 2 μm のプレプラズマを付け加えた. そのプレプラズマの最高電子密度, 及び最低電子密度を 1.0 N_c, 0.1 N_c とした. このプラズマの長さは実験に使用したプラズマの長さに比べて明らかに短い. しかし, シミュレーションを行った結果, レーザーは 40 μm 程度までしか伝搬しなかったため, この長さのプラズマを用いたとしても充分に実験の様子を再現していると考えられる. これらのプラズマに対して最高強度 3×10^{19} W/cm^2, パルス幅 300 fs (HWHM, Gaussian) の超高強度レーザーを照射した. 尚, このレーザーの波長, スポットサイズ, 初期強度はそれぞれ 1 μm, 7 μm (HWHM, Gaussian), 1.5×10^{17} W/cm^2 とした. レーザー光の入射位置はいずれのターゲットにおいてもプレプラズマの裾 (0.1 N_c のプラズマ) から 5 μm 離れた位置とした. このようなプラズマとレーザーとの相互作用によって発生する高速電子はプラズマ裏面から 10 μm 離れた位置に設置した線を横切る際に観測される.

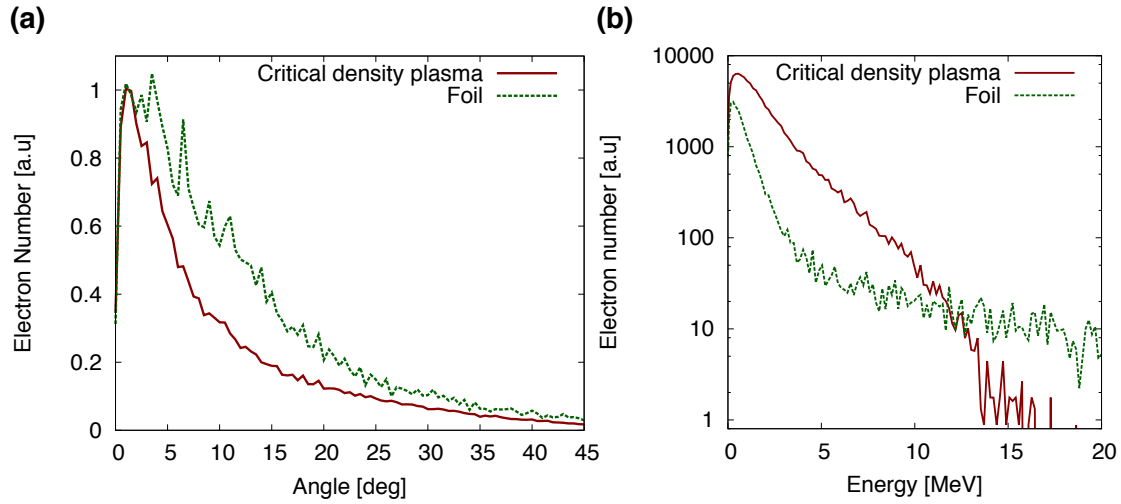

図 4.3.2: 2DPIC シミュレーションによって得られた (a) 電子の放出分布と (b) エネルギースペクトル. 赤実線は臨界密度プラズマを, 緑点線は平板をターゲットとしてシミュレーションを行った結果. 尚, これらの電子はいずれもターゲット裏面から 10 μm 離れた線を横切った際に観測された.

4.3.2　結果

図 4.3.2 にシミュレーション結果を示す. 赤実線は臨界密度プラズマを, 緑点線は平板をターゲットとしてシミュレーションを行った結果である. (a) は電子の放出分布を, (b) は電子のエネルギースペクトルを示している. 尚, 放出分布は 45 keV 以上のエネルギーを持つ電子を観測した. この結果から, 臨界密度プラズマから放出される電子は平板から放出される電子に比べてその指向性が良いことがわかる. 図 4.3.2(a) から臨界密度プラズマがターゲットである場合の電子ビームの放出角は 10° (FWHM), 平板がターゲットである場合の電子ビームの放出角は 25° (FWHM) と見積もることができる. この結果は実験結果と同様の傾向を示している. 特に臨界密度プラズマから放出される電子ビームの放出角はその値が 10° (FWHM) であるので, 実験値 11 $\pm$ 2° (FWHM) と良く一致している. また, 図 4.3.2(b) に示される電子のエネルギースペクトルから, これらの相互作用によって MeV クラスのエネルギーを持つ高速電子が数多く生成されていることがわかる. 加えて, 臨界密度プラズマから放出される電子の方が平板から放出される電子よりも, その量が明らかに多いことがわかる. 以上のように 2 次元の PIC シミュレーションにおいても超高強度レーザーが臨界密度プラズマ中を伝搬する際に放出する電子ビームは指向性が良いことが確認できた. そこで次にシミュレーションによって与えられる物理量に関して考察することによって, その機構を明らかにする.

4.4　磁場構造による電子指向性の向上

実験と 2 次元の粒子シミュレーションの結果は共に臨界密度プラズマから放出される電子ビームの放出角が狭いことを示した. そこで, ここでは放出角の狭い電子ビームを生み出す機構に関し

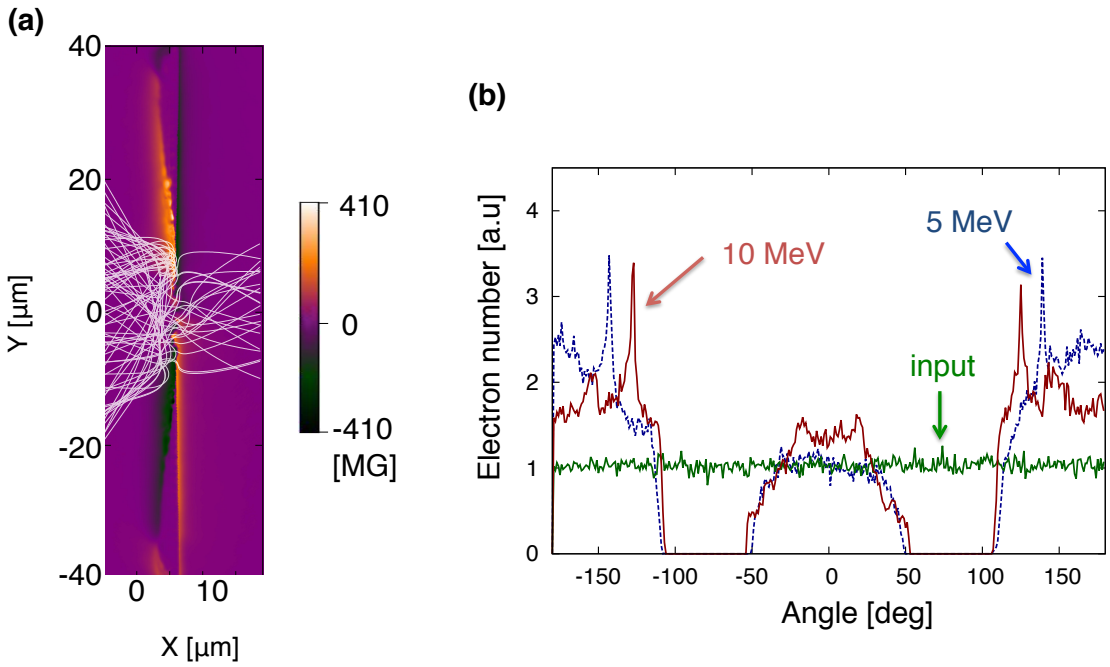

図 4.4.1: (a) 時刻 600 fs における Z 方向の磁場分布．その強さは 400 MG に達する．5 MeV のエネルギーを持った電子の多くは白線で示すようにその磁場によって散乱される．(b) シミュレーションの境界条件において計測された電子の角度分布．横軸はレーザー軸からの角度, 縦軸は電子数を表している．緑線は入力した電子の角度分布である．赤実線, 青点線はそれぞれ 10 MeV, 5 MeV のエネルギーをもつ電子を入力した場合の結果である．

て考察すべく, シミュレーションによって得られた物理量を参照し, 追計算を行う．参照する物理量は, 高速電子に対してコリメーター [3, 4, 5] とも散乱体 [6, 7] ともなり得ると磁場とした．

4.4.1　平板ターゲット

図 4.4.1(a) にシミュレーションから得られた典型的な Z 方向の磁場分布を示す．その時刻は 600 fs である．尚, 入射レーザー光の最高強度が臨界密度プラズマに到達する時刻は 400 fs である．レーザー光は X 軸上を左から右に向かって伝搬している．初期電子密度分布は図 4.3.1(a) の通りである．このターゲット表面に形成される磁場はその表面を流れる電子によって発生する [8]．つまり, レーザーと相互作用を起こす領域においては高速電子が発生するために電子が枯渇する．そのため, 周りからその領域に電子が流れ込む．流れ込む電子は図 4.4.1(a) のようにターゲット表面に磁場を発生させる．そのようにして発生したターゲット表面の磁場は 400 MG に達する．この表面磁場は高速電子がターゲットを抜ける際に励起するターゲット裏面の磁場よりも強い．

このような磁場が電子の運動に及ぼす影響を調べるために試験電子を導入する．試験電子は図 4.4.1(b) の緑線で示すように, 角度に対して一様な分布を持つ．尚, この角度 θ は試験電子の X 方向の速度 v_{ex}, 及び Y 方向の速度 v_{ey} を用いて $\theta = \mathrm{atan}(v_{ey}/v_{ex})$ として定義される．このような試験電子はソースから磁場分布に入射される．そのソースの X 方向の位置は初期電子密度

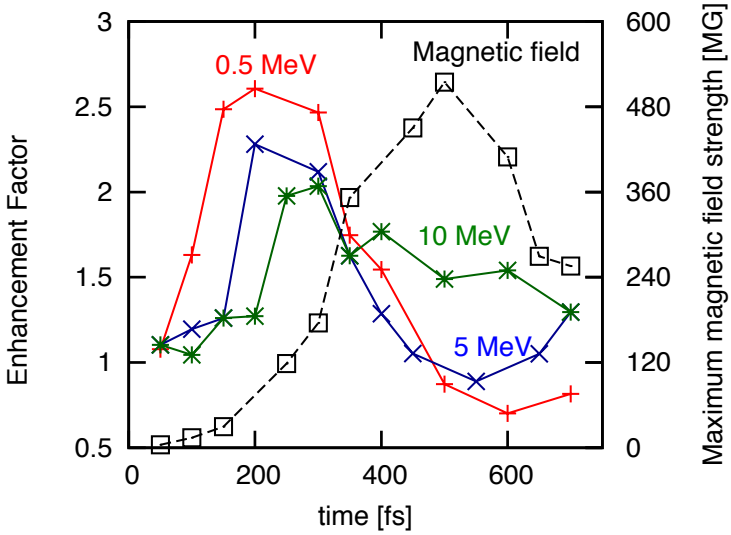

図 4.4.2: 平板ターゲットの EF, 及び表面磁場の時間発展. 赤, 青, 緑の実線はそれぞれ電子のエネルギーが 0.5, 5.0, 10 MeV である場合の EF を表している. 黒点線は磁場の強さを表している. 時刻 300 fs まではどの EF も 1 以上である. それ以降, それらは低下していき, 時刻 600 fs においては 10 MeV 以外の EF は 1 を下回る. 尚, レーザーの最高強度が臨界密度地点に到達する時刻は 400 fs である.

が臨界密度である位置とした. またレーザースポットサイズを参考に Y 方向のソースの長さを 10 μm とした. 尚, そのソースの中心は $Y = 0$ μm である. 磁場中の電子の運動はローレンツ力 $\mathbf{F} = -e(\mathbf{v_e}/c \times \mathbf{B})$ を用いて計算した. 図 4.4.1(a) 中の白線は 5 MeV のエネルギーを持つ試験電子の軌跡を示している. 大部分の電子が表面磁場によって後方に散乱されている様子が伺える. 電子がシミュレーションの境界条件に到達するとその電子が進む方向が記憶され, 図 4.4.1(b) に示すような各エネルギー毎の角度分布が得られる. 尚, 縦軸の電子数は入力値によって規格化されている. (b) 中の青点線で示される 5 MeV のエネルギーを持つ電子の角度分布では, $-20° \sim 20°$ の電子数は入力値に対して違いがない. しかし, $-100° \sim -50°$ 及び $50° \sim 100°$ の電子数は減少し, $-180° \sim -100°$ 及び $100° \sim 180°$ の電子数が増大している. このような傾向は赤実線で示される電子のエネルギーが 10 MeV の場合においても同様に確認できる. これら後方に散乱された電子はターゲット表面に流れる電子と同様にその表面磁場を強化する. その結果, ますます電子が後方に散乱されやすくなり表面磁場が成長する. 電子のエネルギーが 10 MeV である場合, $-20° \sim 20°$ の電子数が入力値に対して若干増加した. これは電子のエネルギーが充分に高いため, 電子が表面磁場領域を突破し, 裏面磁場によるコリメーションを受けるためである.

ここで磁場によるコリメーションの効果を評価するために "Enhancement factor (EF)" を導入する. この値は $-45° \sim 45°$ における電子数の最大値である. 尚, その電子数は先と同様に入力値によって規格化されているものとする. つまり, この値が 1 以上であればその磁場はコリメーターとして働き, この値が 1 以下であればその磁場は散乱体として働くと見なす. 図 4.4.1(b) の赤実線によって示される 10 MeV の電子では, その値は 1.5 となる. 一方, 青点線によって示される 5 MeV の電子では, その値は 1.0 となる. ここからこの磁場によるコリメーション効果は高エネル

ギーな電子に対して現れることがわかる．図 4.4.2 に EF, 及び磁場の時間発展を示す．図中の赤, 青, 緑の実線はそれぞれ電子のエネルギーが 0.5, 5.0, 10 MeV である場合の EF を表している．どの EF も時刻 200 ∼ 300 fs において最大となる．一方, 磁場の強さは 500 fs において最強となる．これらの EF からコリメーション効果は 300 fs までの時間帯においてどのエネルギー帯の電子に対しても有効であり, 特に低いエネルギーの電子に対して顕著であることがわかる．しかし, この効果は 300 fs を境に弱まる．特に低いエネルギーの EF は磁場が強くなるに従って顕著に低下する．つまり磁場が強くなる 300 fs 以降の時間帯において, この磁場は 10 MeV 程度の高いエネルギーの電子に対してはコリメーター, 数 MeV 以下の低いエネルギーの電子に対しては散乱体として働く．この結果は (2.3.17) 式によって表されるラーマ半径の違いによって理解することができる．電子のエネルギーが高く且つ背景磁場が弱いと, ラーマ半径は大きくなる．例えば, 300 MG の磁場中における 0.5 MeV, 10 MeV の電子のラーマ半径はそれぞれ 0.1 μm, 1.1 μm である．そのため電子のエネルギーが充分に高ければ, 表面磁場領域を抜け, 裏面磁場によるコリメーション効果を受けることができる．

4.4.2　臨界密度プラズマ

次にターゲットが臨界密度プラズマである場合に関して, 前項と同様に評価する．図 4.4.3(a) にシミュレーションによって得られた典型的な Z 方向の磁場分布を示す．その時刻は 600 fs である．尚, 入射レーザー光の最高強度が臨界密度プラズマ領域に到達する時刻は 400 fs である．レーザー光は X 軸上を左から右に向かって伝搬している．初期電子密度分布は図 4.3.1(b) の通りである．この磁場は左から右に向かってプラズマチャンネル中を伝搬する電子流によって形成されている．プラズマチャンネル壁を流れる帰還電流はその外側へ漏れる磁場を中和する [9].

5 MeV の試験電子による軌跡は図 4.4.3(a) 中の白線によって示される．試験電子の入力ソースは $X = 0$ μm に位置する．この位置は一様な臨界密度プラズマ領域の入り口に相当する．Y 方向の位置は平板ターゲットの場合と同様である．この図から平板ターゲットの場合と異なり, 多くの電子が磁場領域に絡み付きながら前方方向へ伝搬することがわかる．ところで 2DPIC シミュレーションによって得られた超高強度レーザーの伝搬距離は 40 μm であった．そのため試験電子の入力ソースは臨界密度プラズマ領域の入り口に局在するのではなく, むしろ伝搬によって形成されたプラズマチャンネル全体に存在するはずである．そこで入力ソースの位置が磁場の中心 ($X = 15$ μm) である場合に関して評価した．図 4.4.3(b) の磁場は図 4.4.3(a) の磁場と同じである．図 4.4.3(b) 中の白線は入力ソースの位置を $X = 15$ μm とした場合の試験電子の軌跡を表している．尚, この電子のエネルギーは 5 MeV である．ここから後方に進もうとする電子が磁場によって前方方向へ引き込まれていることがわかる．引き込まれた電子の一部は先と同様に磁場に絡み付きながら前方方向へガイドされる．その他は引き戻されるものの, 磁場に絡めずにプラズマチャンネルの外へ逃げる．このような傾向は図 4.4.3(c) においても確認できる．図中の赤実線, 緑点線はそれぞれ入力ソースの位置が $X = 0$ μm, $X = 15$ μm である場合に得られた電子の角度分布である．尚, これらの角度分布は図 4.4.1(c) と同様に, シミュレーションの境界条件に到達した電子の進行方向を記憶することによって求められる．図中の緑実線は試験電子の初期角度分布である．まずここから平板ターゲットの場合に比べて明らかに前方へ進む電子の個数が多いことがわかる．ソースの位置が $X = 0$ μm である場合, 後方へ進む電子 ($-180° \sim -130°$ 及び $130° \sim 180°$) は入力値の 2 倍程度である．しかし, ソースの位置がプラズマチャンネルの中央 ($X = 15$ μm) である

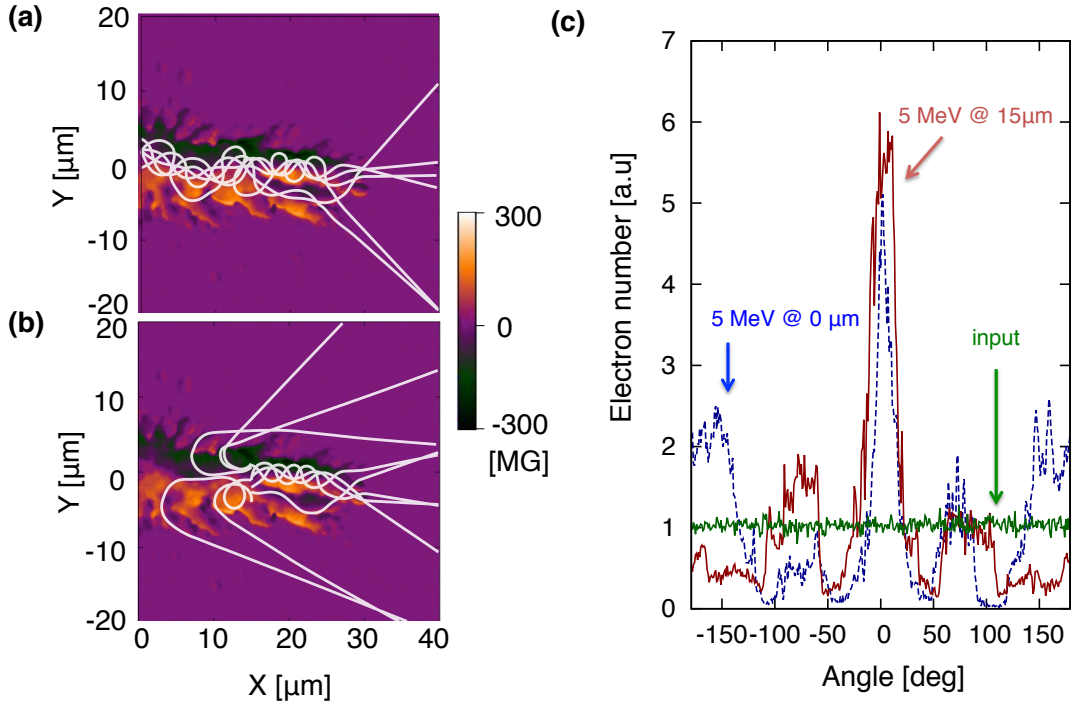

図 4.4.3: (a)(b) 時刻 600 fs においてプラマズチャンネル内に励起される磁場の様子. その強さは最大で 300 MG. 尚, レーザーの最大強度が臨界密度プラズマ領域に到達する時刻は 400 fs. それぞれの白線は試験電子のソースの位置が $X = 0$ μm の場合 (a) と $X = 15$ μm の場合 (b) である. 両条件ともに試験電子のエネルギーは 5 MeV である. 入力ソースの位置が $X = 0$ μm である場合, 電子が磁場に絡み付きながら前方方向へガイドされる. 入力ソースの位置が $X = 15$ μm である場合, 後方に進もうとしている電子が磁場によって前方方向へ引き込まれる. シミュレーションの境界条件にこれらの電子が到達すると, その電子の進行方向が記憶される. (c) シミュレーションの境界条件に到達した 5 MeV の電子の角度分布. ソースの位置が $X = 0$ μm である場合を青点線, $X = 15$ μm である場合を赤実線で示している. 緑実線は試験電子の初期角度分布を示している. 赤実線と青点線を比べるとソースの位置が $X = 15$ μm となることによって, $-180° \sim -130°$ 及び $130° \sim 180°$ の成分がレーザー軸に近い角度方向に移行していることがわかる. また, $X = 0$ μm の場合に比べて $X = 15$ μm の場合の方が電子数の最大値も高いことがわかる.

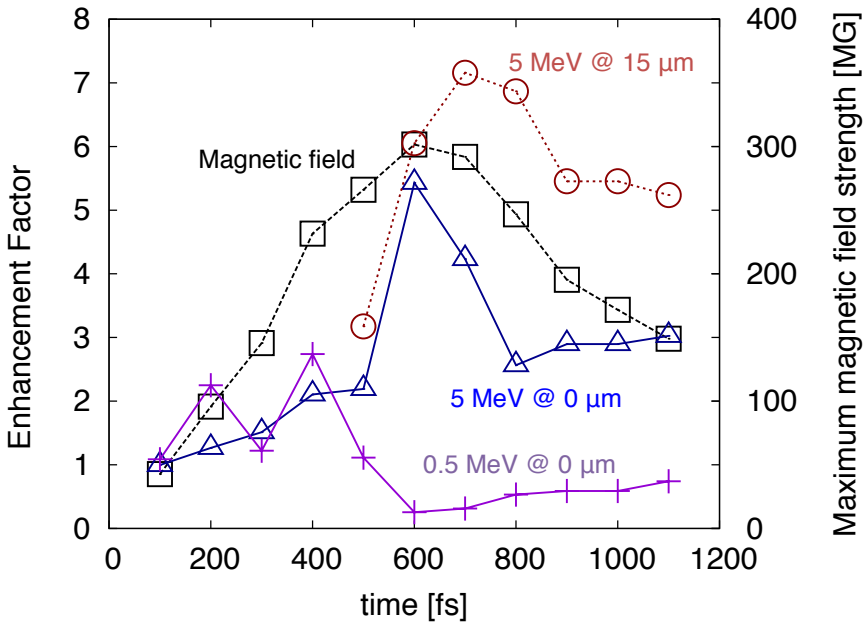

図 4.4.4: EF 及び最高磁場強度の時間発展. 紫, 青実線はそれぞれ電子のエネルギーが 0.5 MeV, 5 MeV の EF を示している. その際の入力ソースの位置は $X = 0$ μm である. 赤点線は電子のエネルギーが 5 MeV, 入力ソースの位置が $X = 15$ μm の際に得られた EF である. 紫実線によって示される低エネルギー電子の傾向は図 4.4.2 の場合と同様である. 青実線によって示される 5 MeV の EF は高いコリメーション効果を示している. 入力ソースの位置が $X = 15$ μm である場合, その効果は更に強くなる. 黒点線は磁場の強さを示している. 尚, 入射レーザー光の最高強度が臨界密度プラズマ領域に到達する時刻は 400 fs である.

場合, その成分が解消される. その結果, レーザー軸上における電子数が上昇する.

図 4.4.4 に EF, 及び磁場の時間発展を示す. 図中の青, 紫実線はそれぞれ電子のエネルギーが 0.5 MeV, 5.0 MeV である場合の EF である. 尚, これらの入力ソースの位置は $X = 0$ μm である. 入力ソースの位置が $X = 15$ μm, エネルギーが 5.0 MeV である場合の EF は赤点線によって示される. 400 fs までの時間帯においては全ての EF が 1 を超えている. 低エネルギー電子 (0.5 MeV) の EF は 600 fs 以降に 1 を下回る. 一方, 高エネルギー電子 (5.0 MeV) の EF はそれ以降も 1 以上を保っている. 平板ターゲットの場合に顕著であった表面磁場が, 臨界密度プラズマの場合ほぼ確認されなかった ($\sim$ 10 MG). そのため一旦電子がプラズマチャンネル内に侵入すると, すぐさまその磁場に捕獲される. プラズマチャンネル内に励起される磁場の強さは図 4.4.4 中の黒点線から数 100 MG である. この磁場中を運動する 0.5 MeV のエネルギーを持つ電子のラーマ半径は (2.3.17) 式から 0.1 μm 程度であり, プラズマチャンネルの径 ($\sim$ 10 μm) に比べて明らかに小さい. そのため時刻 600 fs の磁場によって, 0.5 MeV の電子は全体の 42%が捕獲されたままプラズマチャンネル内に閉じ込められた. 閉じ込められずに磁場に絡み付いた電子は直ぐさま発散し, 結局は大きな角度を伴ってプラズマチャンネルを抜ける. 一方, 電子のエネルギーが充分に高い場合, 電子は磁場に絡み付きながらガイドされる. その結果, 優れたコリメーション効果を受ける.

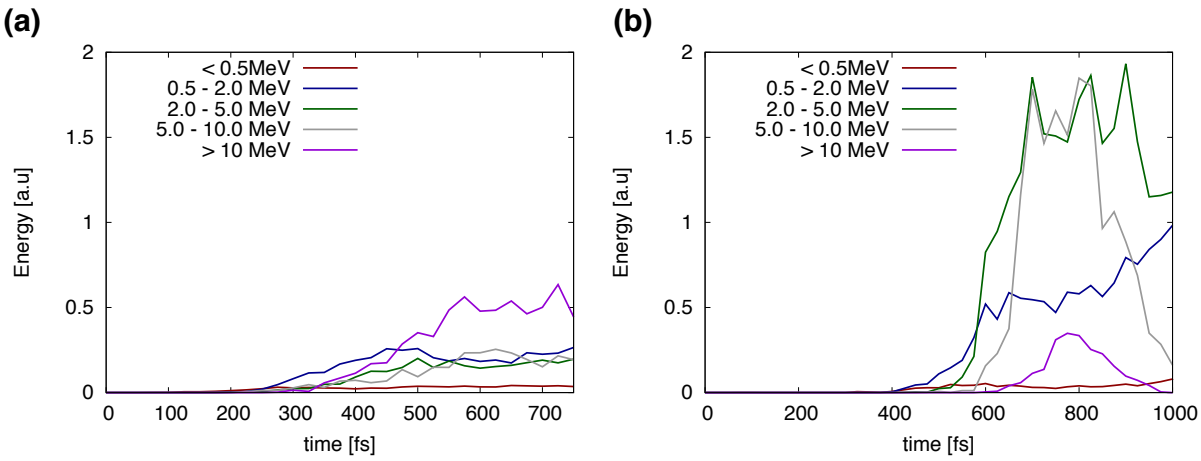

図 4.5.1: 単位時間当たりに観測線を通過する電子のエネルギー. 赤, 青, 緑, 灰, 紫の線はそれぞれの電子のエネルギー帯が < 0.5, $0.5 \sim 2.0$, $2.0 \sim 5.0$, $5.0 \sim 10.0$, > 10.0 MeV である. 平板ターゲットの結果は (a), 臨界密度プラズマの結果は (b) に示されている. 平板ターゲットの場合, 高エネルギーな電子がターゲットを抜けて観測された. 一方, 臨界密度プラズマの場合, 磁場によるコリメーションを受けた数 MeV 以上のエネルギーを持つ電子が数多く観測された.

以上の評価からターゲットが臨界密度プラズマである場合, プラズマチャンネル内に励起された磁場が数 MeV 以上のエネルギーを持つ電子に対してコリメーターとして働くことがわかった.

ところで, このような磁場による散乱やコリメーションを受けた電子はプラズマ領域を伝搬し, 真空領域を隔てて観測される. 一般的に電子がプラズマ領域から真空領域に抜ける際にはシースポテンシャルが働き, 電子ビームの温度以下の電子はプラズマ領域から抜けることが出来ない [10]. ここで図 4.3.2(b) から電子ビームの温度は 2.3 MeV と見積もられる. このシースポテンシャルによる効果と先に評価した磁場による効果を合わせて考えると, 磁場によって指向性が上昇した電子のみが真空領域を抜けると考えられる. それ故に図 4.2.3(a)(b) や図 4.3.2(a) で示されるような指向性の良い電子ビームが観測されたと考えられる.

4.5　検討

これまでの追計算によって, 電子ビームの発散は磁場の強さや形状, 電子のエネルギーが密接に関連していることがわかった. 平板ターゲットの場合はその表面磁場が, 臨界密度プラズマの場合はプラズマチャンネル内に励起される磁場が電子ビームの発散に影響を与えた. ここで電子ビームの主要成分はレーザー光の最高強度がそれぞれのターゲットに到達した後に, つまり時刻 400 fs 以降に発生すると想定する. すると, 平板ターゲットからは高エネルギーな電子 (∼10 MeV) が多くターゲットを抜けて観測されるはずである. 一方, 臨界密度プラズマからは数 MeV 以上のエネルギーを持った指向性の良い電子が数多く観測されるはずである. このような推測は PIC シミュレーションから得られる図 4.5.1 を用いて確認することができる. 図 4.5.1 は単位時間当たりに観測線を通過する電子のエネルギーを示している. (a), (b) はターゲットが平板, 臨界密度プラズマである場合の結果である. これらの結果は五つのエネルギー帯毎に表示されている. 図中の赤, 青,

緑, 灰, 紫の線に対応する電子のエネルギー帯はそれぞれ < 0.5, $0.5 \sim 2.0$, $2.0 \sim 5.0$, $5.0 \sim 10.0$, > 10.0 MeV である．ここからまず平板ターゲットの場合, 10 MeV 以上の高いエネルギーを持つ電子が観測線に数多く到達していることがわかる．一方, 臨界密度プラズマの場合, 数 MeV 以上の電子が観測線に数多く到達していることがわかる．更に, その数 MeV 以上の電子のエネルギーフラックスは平板ターゲットのそれに比べて数倍高いことがわかる．これらの結果は先に示した磁場中の電子の挙動によって説明される．

これまでに行った評価からプラズマチャンネル内に励起される強い磁場が数 MeV 以上のエネルギーを持つ電子の指向性を向上させることがわかった．ここから逆に, 数 MeV 以上のエネルギーを持つ電子の指向性を向上させるためには, 前節の追計算で用いたような強い磁場構造があればよいと考えられる．図 4.4.3(a)(b) が示す磁場はプラズマチャンネル内を流れる電流よって励起されている．この点を確認するべく, この時刻におけるプラズマチャンネル内の電子流速を評価したところ, $\sim 0.2\ c$ と求まった．この値と背景電子密度 N_c, プラズマチャンネルの半径 5 μm を (2.3.15) 式に用いると, その磁場の最大値は ∼300 MG と求まる．これはすなわち, 励起される磁場はプラズマチャンネル内を流れる電流によって形成され, その強さや構造は (2.3.15) 式によって表すことが出来ることを意味している．ここで超高強度レーザーが異常透過現象によってコロナプラズマ中の更に高密度なプラズマ領域を伝搬している状況を想定する．このような状況ではこれまでの研究から相対論的自己集束現象によってそのスポット径が小さくなると考えられている [11]．そこで例えばレーザー光がその回折限界をもって 10 N_c のプラズマ領域まで伝搬するとした場合, (2.3.15) 式中の N_e, $r_{\mu m}$ はそれぞれ 10 N_c, 0.5 μm となる．仮にプラズマチャンネル内の電子流速が先のシミュレーションと同等の 0.2 c であったとすると, 励起される磁場の強さは最高で ∼300 MG となり, 前節で確認した磁場と同等の強さをもつ磁場が励起されることになる．その際に励起される磁場は電子ビームをピンチする構造である．以上からレーザー光が更に高密度なプラズマ領域を伝搬する際にも指向性の良い電子ビームが得られると考えられる．これは図 4.2.3(b) に示された結果から部分的にではあるが確認することができる．

4.6　まとめ

第 3 章によって示唆された指向性の良い高速電子ビームの発生要因を調べるために, 10^{19} W/cm^2 程度の強度を有するレーザー光を $1N_c$ プラズマ, $4N_c$ プラズマに照射し, 発生する電子ビームの放出分布を観測した．その結果, 電子ビームの角度広がりはいずれの場合においても 10° 程度と見積もられた．この広がり角は平板ターゲットから放出される電子ビームのそれ ($\sim 45°$) よりも 1/4 程度小さかった．この結果から第 3 章によって示唆された指向性の良い高速電子ビームを生み出す要因はレーザー光が伝搬するプラズマの電子密度であることがわかった．$1N_c$ プラズマ, 及び平板ターゲットとレーザー光との相互作用を 2 次元の粒子シミュレーションによって計算したところ, 実験と同様の傾向を得た．そこで, その物理機構に関して詳しく理解するために, 粒子シミュレーションから得られた磁場を用いて追計算を行った．その結果, プラズマチャンネル内を流れる電子によって形成される磁場構造が高速電子ビームの指向性を向上さることがわかった．このような構造は, 対象プラズマが更に高密度である場合にも同様に形成され得る．現に, $4N_c$ プラズマから放出される電子ビームは $1N_c$ プラズマから得られるそれと同等の角広がりであった．

以上の結果は高速点火方式におけるシングルパルスを用いた手法を考える上で有益な結果である．つまり, 超臨界密度プラズマ中を伝搬する追加熱レーザーによって形成されるプラズマチャン

ネル内には, 本章において示したような強い磁場構造が形成され得る. その磁場構造は MeV クラスの高輝度な指向性の良い高速電子ビームを生み出す. このような高速電子ビームは高密度なコアプラズマを効果的に加熱するだろう.

参考文献

[1] S. Chen, F. Filippi, J. Fuchs, S. Baton, M. Nakatsutsumi, C. Rousseaux, T. Iwawaki, K. Morita, H. Habara, and K. A. Tanaka, *to be submitted to* Physics of Plasma.

[2] H. Sakagami and K. Mima, Proc. of 2nd Int. Conf. Inertial Fusion Sciences and Applications, Kyoto, 2001, 380-383 (Elsevier, 2002)

[3] R. Kodama, Y. Sentoku, Z. L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T. E. Cowan, R. R Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M. H. Key, Y. Kitagawa, K. Kondo, T. Matsuoka, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P. A. Norreys, T. Norimatsu, R. A. Snavely, R. B. Stephens, M. Tampo, K. A. Tanaka and T. Yabuuchi, *Plasma devices to guide and collimate a high density of MeV electrons*, Nature **432**, 1005 - 1008 (2004)

[4] S. Kar, A. P. L. Robinson, D. C Carroll, O Lundh, K. Markey, P. McKenna, P. Norreys, and M. Zepf, *Guiding of Relativistic Electron Beams in Solid Targets by Resistively Controlled Magnetic Fields*, Physical Review Letters **102**, 055001 (2009)

[5] R. H. H. Scott, C. Beaucourt, H.-P. Schlenvoigt, K. Markey, K. L. Lancaster, C. P. Ridgers, C. M. Brenner, J. Pasley, R. J. Gray, I. O. Musgrave, A. P. L Robinson, K. Li, M. M. Notley, J. R. Davies, S. D. Baton, J. J. Santos, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolaï, G. Malka, V. T. Tikhonchuk, P. McKenna, D. Neely, S. J. Rose, and P. A. Norreys, *Controlling Fast-Electron-Beam Divergence Using Two Laser Pulses*, Physical Review Letters **109**, 015001 (2012)

[6] A. Debayle, J. J. Honrubia, E. d'Humiéres, and V. T. Tikhonchuk, *Divergence of laser-driven relativistic electron beams*, Physical Review E **82**, 036405 (2010)

[7] V. M. Ovchinnikov, D. W. Schumacher, M. McMahon, E. A. Chowdhury, C. D. Chen, A. Morace, and R. R. Freeman, *Effects of Preplasma Scale Length and Laser Intensity on the Divergence of Laser-Generated Hot Electrons*, Physical Review Letters **110**, 065007 (2013)

[8] H. Habara, K. Adumi, T. Yabuuchi, T. Nakamura, Z. L. Chen, M. Kashihara, R. Kodama, K. Kondo, G. R. Kumar, L. A. Lei, T. Matsuoka, K. Mima, and K. A. Tanaka, *Surface Acceleration of Fast Electrons with Relativistic Self-Focusing in Preformed Plasma*, Physical Review Letters **97**, 095004 (2006)

[9] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation*, Physical Review Letters **76**, 3975 (1996)

[10] H. Habara, K. Ohta, K. A. Tanaka, G. R. Kumar, M. Krishnamurthy, S. Kahaly, S. Mondal, M. K. Bhuyan, R. Rajeev, and J. Zheng, *Direct, Absolute, and In Situ Measurement of Fast Electron Transport via Cherenkov Emission*, Physical Review Letters **104**, 055001 (2010).

[11] A. L. Lei, A. Pukhov, R. Kodama, T. Yabuuchi, K. Adumi, K. Endo, R. R. Freeman, H. Habara, Y. Kitagawa, K. Kondo, G. R. Kumar, T. Matsuoka, K. Mima, H. Nagatomo, T. Norimatsu, O. Shorokhov, R. Snavely, X. Q. Yang, J. Zheng and K. A. Tanaka, *Relativistic laser channeling in plasmas for fast ignition*, Physical Review E **76**, 066403 (2007).

第5章　臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度の異常低下

5.1　はじめに

第3章の実験結果をこれまでに考えられてきたレーザー光の伝搬距離を表すモデルによって説明することができなかった．これはこのモデルに考慮されていない現象がその伝搬距離に影響を与えているためである．加えて, 前章の結果から, 臨界密度プラズマ中を超高強度レーザーが伝搬した場合, そこから放出される高速電子ビームの指向性は良いということがわかった．これはシングルパルスを用いる高速点火核融合にとって有意義な結果である．

このような背景から臨界密度付近の電子密度を有するプラズマ中におけるレーザー光の伝搬に関して調べた．第2章で述べた通り超高強度なレーザー光がプラズマ中を伝搬する際, その先端領域において相対論的プラズマ周波数の不連続面が形成される．これは電子のローレンツ因子の不連続性に起因する．このような不連続性によって生じるポンデラモーティブ力はその不連続面に位置するプラズマを前方へ押し込む．そのため不連続面において局所的に電子密度や電子流速の上昇が引き起こされる．電子流速が相対論的な速度にまで上昇したプラズマから見れば, 入射レーザー光の周波数やベクトルポテンシャルがドップラー効果によって低下する．このような低下は (2.2.16), (2.2.21) 式によって表される相対論的臨界密度を低下させる．その相対論的臨界密度の低下が著しければ, 不連続面におけるプラズマが実効的に超臨界密度プラズマとして入射レーザー光に対して作用する．このような実効的な超臨界密度プラズマの発生は先端領域におけるレーザー強度を著しく低下させる．その結果, レーザー光の伝搬速度及び伝搬距離が著しく低下する．本章ではこのような効果に関して調べた結果を述べる．

5.2　ドップラー効果を考慮した実効的な相対論的臨界密度の導出

まず初めにドップラー効果を考慮した実効的な相対論的臨界密度を導出する．考える座標系は１次元とする．ある座標系 Θ から x 軸方向に伝搬する光を観測するとその周波数は ω, 波数は k であった．この時, 座標系 Θ からみて x 軸方向に相対論的な速度 v_r で進む座標系 Θ' からこの光を観測した際の, その光の周波数 ω', 及び波数 k' を求める．座標系 Θ の空間, 及び時間を (x,t), 座標系 Θ' の空間, 及び時間を (x',t') とする．特殊相対性理論から光の位相は座標系に依らない．従って,

$$\omega t - kx = \omega' t' - k' x' \tag{5.2.1}$$

x', 及び t' はローレンツ変換によって次のように表される．

$$x' = \gamma_r (x - \beta_r ct) \tag{5.2.2}$$

$$t' = \gamma_r (t - \beta_r x/c) \tag{5.2.3}$$

ここで β_r, γ_r はそれぞれ $\beta_r = v_r/c$, $\gamma_r = 1/\sqrt{1-\beta_r^2}$ と定義される．(5.2.1) 式に (5.2.2), (5.2.3) 式を代入し, 纏めると,

$$\omega t - kx = (\omega'\gamma_r + k'\gamma_r\beta_r c)t - (\omega'\gamma_r\beta_r/c + k'\gamma_r)x$$

t, x は互いに独立であることから,

$$\omega = \omega'\gamma_r + k'\gamma_r\beta_r c\ , \quad k = \omega'\gamma_r\beta_r/c + k'\gamma_r$$

座標系 Θ における位相速度を $v_\phi = \omega/k$ とし, 上式を纏めると座標系 Θ' から観測する光の周波数 ω', 及び波数 k' が次のように求まる．

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1-\beta_r/\beta_\phi}{\gamma_r(1-\beta_r^2)} \tag{5.2.4}$$

$$\frac{k'}{k} = \frac{1-\beta_r\beta_\phi}{\gamma_r(1-\beta_r^2)} \tag{5.2.5}$$

ただし, $\beta_\phi = v_\phi/c$ である．また光の位相速度 v_ϕ は光の分散関係式から $v_\phi = c/\sqrt{1-N_e/(\gamma_f N_c)}$ と定義される．尚, γ_f は座標系 Θ からみた電子のローレンツ因子である．

一方, 座標系 Θ におけるプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの波動方程式は次の通りである．

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\omega_p^2}{\gamma_f}\right]\mathbf{A}(\phi) = 0 \tag{5.2.6}$$

ここで, レーザーと相互作用するプラズマが x 方向に相対論的な流速 v_r で移動しているとるすと, そのプラズマが受けるレーザーの周波数や波数はドップラー効果により (5.2.4), (5.2.5) 式となる．従って, そのようなプラズマ中でのレーザーの伝搬は (5.2.6) 式によって表すことができない．そこで, このようなプラズマの静止系を座標系 Θ' と捕らえ, 座標系 Θ' での波動方程式を求める．これはマクスウェル方程式がローレンツ不変であることを考慮すれば (5.2.6) 式から直ちに次式のように求まる．

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x'^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t'^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\omega_p'^2}{\gamma_f'}\right]\mathbf{A}'(\phi') = 0 \tag{5.2.7}$$

ここで, 座標系 Θ' でのレーザーの位相が $\phi' = \omega' t' - k' x'$ と表されるとすると, (5.2.7) 式から次の分散関係式が得られる．

$$-k'^2 + \frac{\omega'^2}{c^2} - \frac{\omega_p'^2}{\gamma_f' c^2} = 0 \tag{5.2.8}$$

ここで (5.2.4), (5.2.5) 式を上式に代入し, $k = 0$ とおくと,

$$\omega^2\frac{(1-\beta_r/\beta_\phi)^2}{1-\beta_r^2} = \frac{\omega_p'^2}{\gamma_f'} \tag{5.2.9}$$

ところで, 座標系 Θ' においてもプラズマ周波数は電子密度と電子質量を用いて次のように表される.

$$\omega_p'^2 = \frac{4\pi e^2 n_e'}{m_e'}$$

ここで, ローレンツ収縮による電子密度の変調 $n_e' = \gamma_r n_e$ と電子質量の変調 $m_e' = \gamma_r m_e$ を考慮すれば, 座標系 Θ' におけるプラズマ周波数は結局次のように表される.

$$\omega_p'^2 = \omega_p^2$$

そこで上式を (5.2.9) 式に代入し, プラズマ周波数を電子密度に書き換えればドップラー効果を含めた相対論的臨界密度 N_{ec} を求めることが出来る.

$$N_{ec} = \gamma_f' \frac{(1-\beta_r/\beta_\phi)^2}{1-\beta_r^2} N_c \tag{5.2.10}$$

上式から N_{ec} はレーザー光の位相速度やプラズマの流速に依存することがわかる. γ_f' に関しては, 仮にプラズマ中の電子の運動がレーザーの偏光方向のみであり, 且つそのレーザーが直線偏光である場合, γ_f' はレーザーの規格化ベクトルポテンシャル a_0' を用いて $\gamma_f' = \sqrt{1+a_0'^2/2}$ と表される. レーザーの規格化ベクトルポテンシャルはローレンツ変換によって $a_0'/a_0 = (1-\beta_r/\beta_\phi)/(1+\beta_r)$ と表すことができる. ここから結局 γ_f' は次のように表すことができる.

$$\gamma_f' = \sqrt{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1-\beta_r/\beta_\phi}{1+\beta_r}\right)^2 a_0^2} \tag{5.2.11}$$

上式から対象プラズマが相対論的な速度を有していた場合, レーザーがプラズマに及ぼす相対論的な効果もそのプラズマの流速やレーザーの位相速度に依存することがわかる.

図 5.2.1 は (5.2.10), (5.2.11) 式を用いてプラズマの流速に対する実効的な相対論的臨界密度を示した結果である. レーザー強度は 10^{19} W/cm^2 であり, 赤実線, 緑破線, 青点線はそれぞれプラズマの電子密度が 1.5, 1.0, 0.5 N_c の場合を示している. この図からまずプラズマの流速が上昇するに伴ってその実効的な相対論的臨界密度が低下することがわかる. また, プラズマの電子密度が低い程その密度低下は著しい. ここで実効的な相対論的臨界密度が背景電子密度よりも低くなるプラズマ流速を求めると, 電子密度が 1.5 N_c の場合は 0.2 c, 1.0 N_c の場合は 0.3 c, 0.5 N_c の場合は 0.5 c と求めることができる. これはすなわち, プラズマの流速がそれ以上速くなると, そのプラズマはレーザーに対して超臨界密度プラズマとして作用することを意味している. また, 対象プラズマが超臨界密度プラズマとして作用するために必要な流速は電子密度が高い程遅くなる. 従って, 対象プラズマの密度が (2.2.16), (2.2.21) 式によって表される相対論的臨界密度よりも低い場合でも, 対象プラズマが相対論的な流速を有している場合, そのプラズマは入射する超高強度レーザーに対して超臨界密度プラズマとして作用し得る. 特にレーザー光がプラズマ中を伝搬する際, 相対論的プラズマ周波数の不連続面に位置するプラズマは常にポンデラモーティブ力によって前方へ押し込まれる. そのために先端領域におけるプラズマの電子密度や流速は局所的に上昇する. 仮に上昇したプラズマ領域が実効的に入射レーザーに対して超臨界密度プラズマとして作用すれば, そのプラズマはレーザーの伝搬に影響を及ぼすことになると予想される. そこでそのような現象を確認するために 1 次元, 及び 2 次元の粒子シミュレーションを行った. その詳細を以降で述べる.

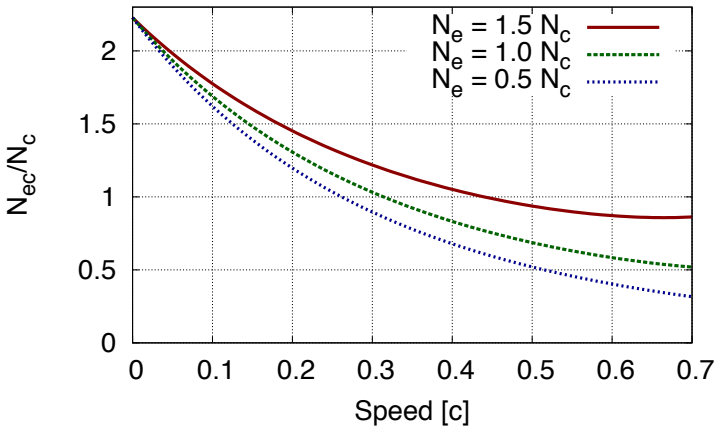

図 5.2.1: プラズマの流速に依存する実効的な相対論的臨界密度. ただし, レーザー強度は $I = 10^{19}$ W/cm^2 とした. 赤実線, 緑破線, 青点線はそれぞれ電子密度が 1.5, 1.0, 0.5 N_c の場合を示している. 例えば電子密度が 1.0 N_c の場合, プラズマの流速が 0.3 c を超えると N_{ec} が 1.0 N_c を下回る. そのため, その対象プラズマは入射レーザーに対して超臨界密度プラズマとして作用する.

5.3　臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬速度

5.3.1　シミュレーション条件

まず (5.2.10), (5.2.11) 式を用いて実効的な相対論的臨界密度がどの程度変化するのか確認するために $FISCOF$ コードを用いて 1 次元粒子 (1D PIC) シミュレーションを行った [1]. シミュレーションでは大きなプラズマに対して超高強度レーザーを入射させつづけ, その伝搬の様子を観測した. プラズマは一様な密度分布を持ち, その電子密度は古典的な臨界密度 (1.0 N_c) とした. また, その長さを 500 μm とした. プラズマ中のイオンは陽子を想定し, その温度は電子温度と同様に 10 keV とした. 真空領域はプラズマの手前に 100 μm 設けた. メッシュ幅は 0.044 μm とし, 各粒子は 1 メッシュあたり 100 個づつ配置されている. 波長 1 μm のレーザーは真空領域からプラズマ領域に向かって照射される. その強度の立ち上がり時間は 10 fs であり, その後は常に一定 (10^{19} W/cm^2) のレーザーが入射され続ける.

5.3.2　エネルギーバランスによって定まるレーザー光の伝搬速度

図 5.3.1(a) にレーザーがプラズマ領域にさしかかってから 100 fs 経過した時刻におけるレーザーの強度 (赤線) と相対論的プラズマ周波数 (緑線) の空間分布を示した. 尚, これらはレーザーの周期で時間平均されている. プラズマは 0 μm 以上の領域に設置されており, レーザーは左側から入射されている. この時刻までにレーザー光は臨界密度プラズマ中を 15 μm 伝搬した. レーザー光が伝搬する領域ではプラズマ中の電子のローレンツ因子が上昇するために, 相対論的プラズマ周波数が低下する. そのため, レーザー光の先端領域においてプラズマ周波数の不連続面が形成され

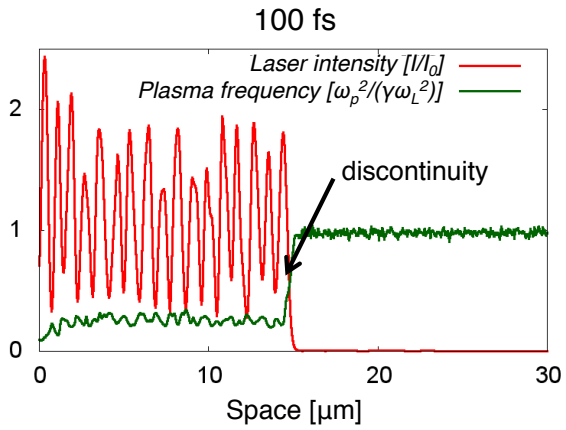

図 5.3.1: レーザーがプラズマ領域にさしかかってから 100 fs 経過した時刻におけるレーザー強度 (赤線) と相対論的プラズマ周波数 (緑線) の空間分布．レーザー光が伝搬する領域では電子のローレンツ因子が上昇するため, 相対論的プラズマ周波数が低下する．そのためレーザーの先端領域でプラズマ周波数の不連続面が形成される．

る．このような不連続面は第２章で解説したようにレーザー光を反射させる．レーザー光を反射させる不連続面はレーザーの伝搬と共にプラズマ深部へ侵入する．そのため反射される光はドップラー効果によってその周波数が変化する．

このような現象を伴いながら伝搬するレーザー光の伝搬速度はシミュレーション結果から 0.42 c と求められた．これは $N_e = N_c$, $\gamma = 2.2$ ($I = 10^{19}$ W/cm^2) を (2.4.16) 式に代入することによって得られる群速度 $v_g = 0.73\ c$ よりも明らかに遅い．なぜならば, (2.4.14) 式を導いたようにレーザーの伝搬速度は先端領域におけるエネルギーバランスによって定まるためである [2]．図 2.4.2 を導いた際と同様に (2.4.14) 式から伝搬速度 (移動鏡速度) を求めると, それは 0.45 c となる．これはシミュレーションから得られた値と同等である．

5.3.3　レーザー光先端領域における電子密度の上昇と電子プラズマ波の励起

レーザー光が臨界密度プラズマ中を伝搬する際, その先端においてプラズマ周波数の不連続面が形成されるために, 入射光が反射される．入射光が反射されるということはその不連続面において電子がその反作用によって前方方向へ押されるということを意味している．図 5.3.2(a) はその際に起こる現象を表した模式図である．レーザー光が不連続面において反射されるために不連続面における電子はレーザーのポンデラモーティブ力によって前方方向へ押される．しかし, 電子が押されることによって発生する静電場は押された電子をその場に引き留める．そのため, このポンデラモーティブ力と静電場による力が釣り合う状態まで不連続面の電子密度が上昇する．

次にこのポンデラモーティブ力に関してより詳しく調べると，その力は時間変動することがわかる．ある境界において急激にレーザー光のベクトルポテンシャルが低下する状況を想定する．このような状況はレーザー光の規格化ベクトルポテンシャルを $a(x,t) = a_0(x)\sin\omega t$ とすることによって表現できる．そのようなベクトルポテンシャルによって電子のローレンツ因子は, $\gamma = \sqrt{1 + a(x,t)^2}$ と表される．このローレンツ因子からポンデラモーティブ力 $-m_e c^2 \nabla\gamma$ を求め

ると, 次のように表される.

$$f_p = -\frac{m_e c^2}{4}\frac{1}{\gamma(x,t)}\frac{\partial a_0^2(x)}{\partial x}\left(1-\cos 2\omega t\right) \tag{5.3.1}$$

ただし, $\gamma(x,t) = \sqrt{1+a_0^2(x)/2-(a_0^2(x)/2)\cos 2\omega t}$ である. ここからレーザー光先端領域に働くポンデラモーティブ力が 2ω の周期を持つことがわかる. 尚, レーザーの強度が (2.2.20) 式によって表される閾値よりも低い場合, この力は次のように近似される.

$$f_p = -\frac{m_e}{4}\frac{\partial v_{os}^2(x)}{\partial x}\left(1-\cos 2\omega t\right) \tag{5.3.2}$$

ただし, v_{os} はレーザーの偏光方向に振動する電子の速度である. これは超高強度レーザーが個体と相互作用する際に高速電子を生成する $J\times B$ 加速を表す式である [3]. 従って, レーザー光先端領域においても本質的に $J\times B$ 加速と同じ現象が引き起こされることがわかる. そのためレーザー光が伝搬するに伴って不連続面よりも更に深い領域において, その電子温度が上昇する. ただし, 個体の場合とは異なり $J\times B$ 加速が起こるプラズマ周波数の不連続面は相対論的な速度で移動している. そのため, より精確にこの不連続面に働く力を記述するならば, (5.3.1) 式をその不連続面の座標系で表す必要がある.

$$f_p = -\frac{m_e c^2}{4}\frac{1}{\gamma'(x',t')}\frac{\partial a_0'^2(x')}{\partial x'}\left(1-\cos 2\omega' t'\right) \tag{5.3.3}$$

ただし, $\gamma'(x',t') = \sqrt{1+a_0'^2(x')/2-(a_0'^2(x')/2)\cos 2\omega' t'}$ である. ここから先端領域に働くポンデラモーティブ力は (5.3.3) 式のように表され, その周期が $2\omega'$ であることがわかる.

さて, (5.3.3) 式によって表される周期的な力が不連続面におけるプラズマを前方に押し込む. そのため不連続面における静電場もまた周期的な励起を繰り返す. この電場の振動は先に示したプラズマ深部の電子温度の上昇に相まってレーザー光の伝搬速度よりも速い群速度を持つ電子プラズマ波を励起する. このような電子密度と流速の上昇, プラズマ深部への電子プラズマ波の伝搬はシミュレーショ上で確認できる. 図 5.3.2(b) は時刻 100 fs における電子密度分布と伝搬方向の電子流速分布を示している. ただし, これらの値はレーザーの周期で時間平均されている. レーザー光の先端は 14.5 μm であり, その付近で電子密度や流速が上昇している. 尚, その際の電子密度と流速はそれぞれ $1.32\pm 0.02\ N_c$, $0.09\pm 0.00\ c$ であった. また図 5.3.2(c) は時刻 100 fs における伝搬方向の電子流速分布の瞬間値を表している. この図から振幅が $\sim$0.03 c の電子プラズマ波を確認することが出来る. この電子プラズマ波の群速度は波源の周波数をポンデラモーティブ力の周期である $2\omega'$ とすることによって求められる. すなわち, 分散関係式が $4\omega'^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_{th}^2/2$ となることを用いて, その群速度は次のように表すことができる.

$$v_{gL} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\left(\frac{\omega_p}{\omega'}\right)v_{th}\sqrt{\left(\frac{2\omega'}{\omega_p}\right)^2-1} \tag{5.3.4}$$

ここで, シミュレーション条件やその結果を用いると, 上式は結局 $v_{gL}\sim v_{th}$ となる. ただし, v_{th} は $v_{th}=\sqrt{2T_e/m_e}$ で表される熱速度である. ここからレーザーの伝搬速度を超えるために必要な電子温度は 50 keV と見積もることができる. このような温度はレーザーがプラズマ中を伝搬する際に加速される電子や不連続面に周期的にかかるポンデラモーティブ力によって瞬時に達成される. そのため電子プラズマ波はレーザー光よりも速くプラズマ深部へと伝搬する.

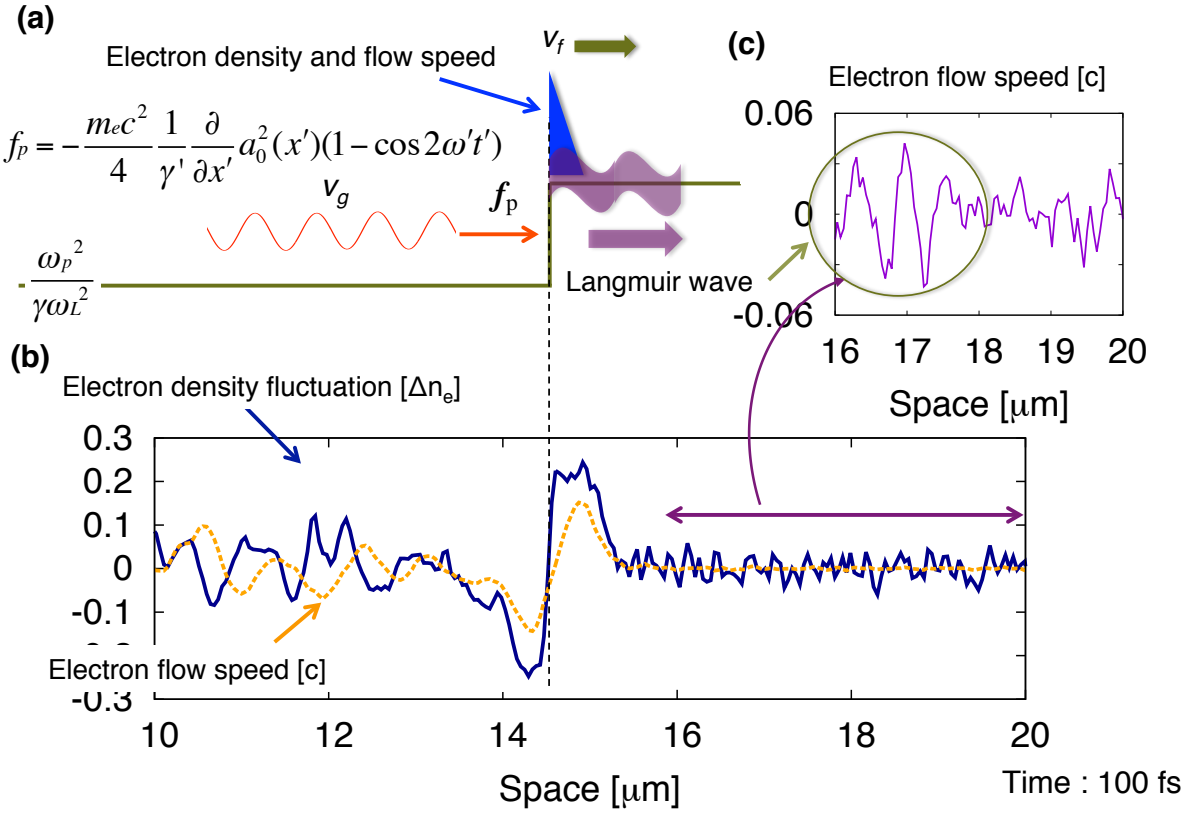

図 5.3.2: (a) プラズマ周波数の不連続面において起こる現象の模式図．不連続面で光が反射されることから不連続面はポンデラモーティブ力を受ける．そのため不連続面において電子密度や流速が上昇する．加えて, そのポンデラモーティブ力は周期的である．そのため不連続面に周期的な電場が伝搬方向に励起され, プラズマ深部に電子プラズマ波が励起される．(b) シミュレーションによって得られた時刻 100 fs における電子密度分布と伝搬方向の電子流速分布．15 μm 付近で電子密度と流速の上昇が確認できる．(c) 時刻 100 fs におけるプラズマ深部の電子流速．ただしこの分布は瞬間値．周期的なポンデラモーティブ力によって不連続面が押されるためにプラズマ深部に電子プラズマ波が励起される．

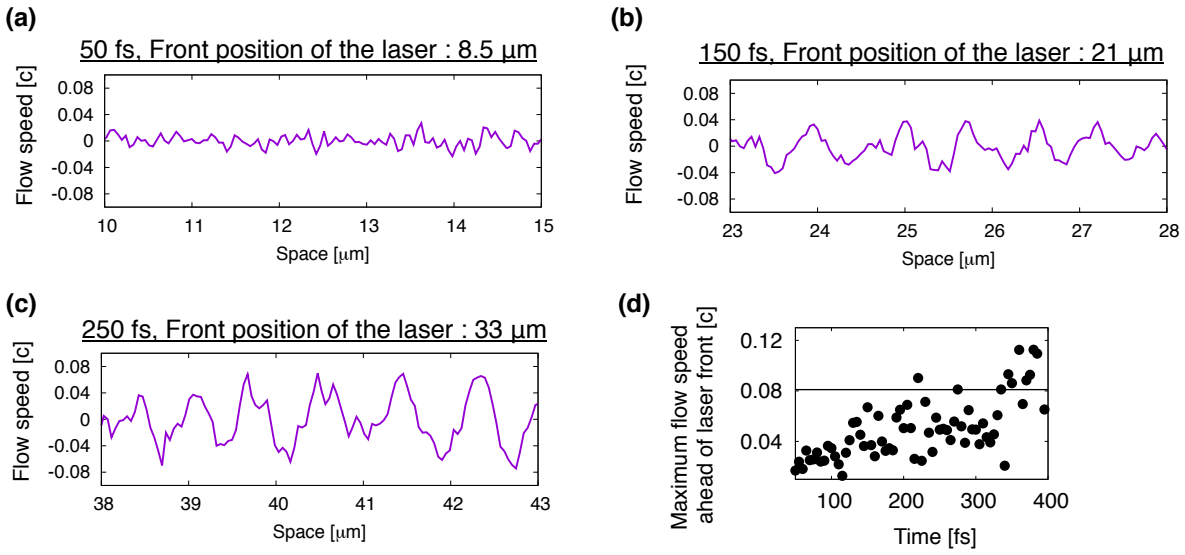

図 5.3.3: (a) (b) (c) はそれぞれ時刻 50, 150, 250 fs でのプラズマ深部の電子流速の様子. 尚, これらのレーザー光先端の位置はそれぞれ 8.5, 21, 33 μm である. (d) レーザー光先端位置から 1∼2 μm 離れた領域で観測した電子流速の最大値の時間発展. 伝搬が進むにつれてその流速が上昇している. 実線は不連続面において密度上昇したプラズマが Overdense プラズマに切り替わる閾速度.

では, このような状況において不連続面のプラズマが先に示した実効的な相対論的臨界密度に対してどのような関係にあるのかという点について調べる. 観測された不連続面の電子密度と流速はそれぞれ $1.32 \pm 0.02\ N_c$, $0.09 \pm 0.00\ c$ であった. また, 不連続面までのプラズマ領域における平均的な電子密度とローレンツ因子はそれぞれシミュレーションの結果から $0.95\ N_c$, 4.1 と見積もられた. これらの値からプラズマ領域中でのレーザーの位相速度を求め, その位相速度と電子流速を (5.2.10), 及び (5.2.11) 式に当てはめると, 不連続面における実効的な相対論的臨界密度が $1.70 \pm 0.02\ N_c$ と求められる. この値は不連続面における電子密度 ($1.32 \pm 0.02\ N_c$) に比べて高い. 従って, その領域におけるプラズマは入射レーザーに対して未臨界密度プラズマであることがわかる. そのためレーザー光は密度上昇したプラズマ中に侵入し, その領域におけるプラズマ周波数を低下させながら伝搬することが可能となる. 尚, この不連続面におけるプラズマが超臨界密度プラズマとして振る舞うためには, その流速が $0.17\ c$ を超える必要がある.

5.3.4　レーザー光先端領域における高密度なプラズマ領域の出現と伝搬速度の異常低下

先に示したように周期的なポンデラモーティブ力によって励起される電子プラズマ波の群速度は熱速度程度であり, その速度は容易にレーザー光の伝搬速度を超える. しかし, 不連続面から遠ざかるに従ってプラズマ深部の電子温度は低下する. そのため, 不連続面の近くから次第に電子プラズマ波のエネルギーが蓄積されていく. 蓄積されたエネルギーはその振幅に現れる. 図 5.3.3(a) (b) (c) はそれぞれ時刻 50, 150, 250 fs でのプラズマ深部における電子流速の様子を示している. ただし, これらのレーザー光先端の位置はそれぞれ 8.5, 21, 33 μm である. 電子プラズマ波のエネ

ルギーが時間と共に蓄積されていくため, 電子流速の振幅が時間と共に大きくなる. つまり, レーザー光が伝搬するプラズマは時間と共にその電子流速を上昇させていく. そのような速度上昇したプラズマに対してもレーザー光のポンデラモーティブ力は同様の力でその不連続面を押し込む. その結果, 不連続面における電子流速はポンデラモーティブ力によって上昇する流速と電子プラズマ波の振幅との足し合わせとなる. そのため電子プラズマ波の振幅が大きいプラズマ中をレーザー光が伝搬する際, 不連続面におけるプラズマの電子流速はプラズマ深部の電子流速の状態によって加速, 及び減速を周期的に受ける. 先に示したように先端領域において密度上昇したプラズマの電子流速は 0.09 c であった. また, この領域が超臨界密度プラズマとして作用するために必要な電子流速は 0.17 c であった. ここから, プラズマ深部の電子流速が 0.08 c を超えるとその領域におけるプラズマが入射レーザー光に対して超臨界密度プラズマとして作用し始めると考えられる. 図 5.3.3(d) はレーザー光先端位置から 1∼2 μm 離れた領域で観測した電子流速の最大値の時間発展を示している. この領域における電子流速は周期的なポンデラモーティブ力によって時間と共に上昇する. 図中の実線はレーザー光先端におけるプラズマが超臨界密度になる閾速度を表している. ここから, 350 fs 以降でプラズマ深部の電子流速がその閾値を超えることがわかる. 従って, 350 fs 以降において, レーザー光先端におけるプラズマは超臨界密度プラズマとして入射レーザー光に作用する.

このように先端領域におけるプラズマが超臨界密度プラズマとして入射レーザー光に対して作用すれば, 相対論的プラズマ周波数の不連続面に加えて, この領域のプラズマ自体もまたレーザー光を反射させる. このような現象は反射された光のスペクトルシフトを観測することによって確認できる. そこで相対論的な速度をもつ反射体とそのスペクトルシフトに関する式を導出する. 相対論的な速度をもつ反射体が観測する光の周波数 ω', 及び波数は k' は (5.2.4), (5.2.5) 式によって表された. ここで (5.2.4), (5.2.5) 式を導出した際と同じ状況を想定する. 反射体は反射の前後において, 自身の座標系 Θ' からみた光の周波数, 及び波数を変化させない. つまり, 座標系 Θ' における反射光の位相は $\phi' = \omega' t' + k' x'$ である. ここで新たに座標系 Θ' に対して x 方向に相対論的な速度 $-v_r$ で進む座標系 Θ'' を設ける. その座標系 Θ'' は結局, 座標系 Θ と同一であるので, 座標系 Θ'' における光の周波数 ω'' を求めれば, 相対論的な速度で移動する反射体によって反射された光の観測値を得ることができる. (5.2.1) 式と同様に特殊相対論から光の位相は座標系に依らないので,

$$\omega' t' + k' x' = \omega'' t'' + k'' x''$$

座標系 Θ' から座標系 Θ'' へのローレンツ変換は符号に注意して,

$$x'' = \gamma_r (x' + \beta_r c t') \ , \quad t'' = \gamma_r (t' + \beta_r x'/c)$$

これを上式に代入し, x' 及び t' が互いに独立であるという条件から,

$$\omega' = \omega'' \gamma_r + k'' \gamma_r \beta_r c \ , \quad k' = \omega'' \gamma_r \beta_r / c + k'' \gamma_r \tag{5.3.5}$$

ここで, 座標系 Θ' における位相速度 v'_ϕ が,

$$\frac{v'_\phi}{v_\phi} = \frac{1 - \beta_r/\beta_\phi}{1 - \beta_r \beta_\phi}$$

と表されることを用いて (5.3.5) 式を纏めれば, 相対論的な速さで移動する反射体によって反射さ

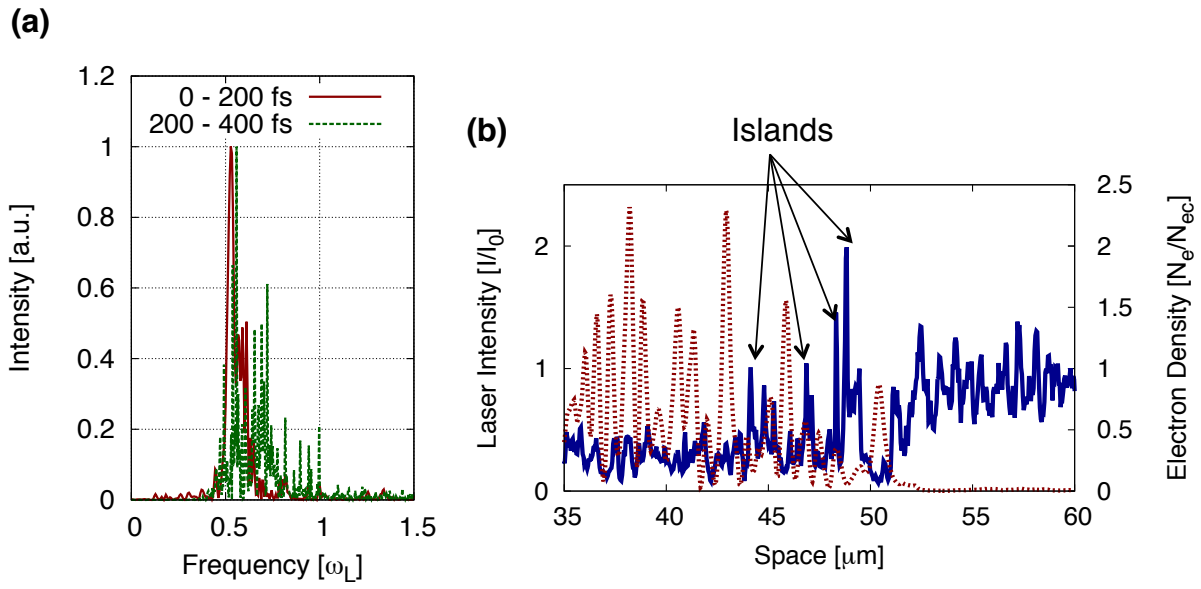

図 5.3.4: (a) 反射光スペクトル．赤実線は時刻 0 fs から 200 fs までの, 緑点線は時刻 200 fs から 400 fs までの観測結果である．0.72 ω に対応する反射体の速度は 0.19 c となり, 先端領域が超臨界密度プラズマとなる閾速度 0.17 c と近い値を示している．また, 0.53 ω に対応する反射体の速度は 0.42 c であり, 速い時間帯 (0∼300 fs) における伝搬速度 0.42 c と一致する．(b) 時刻 400 fs における実効的な相対論的臨界密度で規格化された電子密度 (青実線) とレーザー強度 (赤点線) の空間分布．実効的に超臨界密度プラズマとなった微小な領域 (島) がレーザー光先端領域において多数形成されている．

れた光の観測値が次のように求まる．

$$\frac{\omega''}{\omega} = \frac{1+\beta_p^2-2\beta_p/\beta_\phi}{1-\beta_p^2} \tag{5.3.6}$$

ここで β_r を β_p と改めた．β_p は反射体の速度 v_p を用いて $\beta_p = v_p/c$ と表される．

図 5.3.4(a) は反射された光のスペクトル分布を示している．赤実線, 緑点線の観測時間は 0 fs から 200 fs まで, 200 fs から 400 fs までである．ここでまず赤実線に関して, そのスペクトルは 0.53 ω にそのピークを持つ．この周波数を (5.3.6) 式に当てはめ, β_p を逆算すると $\beta_p = 0.42$ となる．これはレーザー光の伝搬速度 (移動鏡速度) である 0.42 c と一致する．この結果は不連続面が実際にレーザー光を反射させていることを示している．加えて, レーザー光の反射は主にその不連続面において起こることを示している．一方, 緑点線には 0.5 ω 付近のピークとは別に, 0.72 ω 付近にもピークが確認できる．この周波数を (5.3.6) 式に当てはめ, β_p を逆算すると $\beta_p = 0.19$ となる．この値は先端領域が超臨界密度プラズマとなる閾速度 0.17 c に近い．この結果は先端領域におけるプラズマの流速が上昇したために, そのプラズマが超臨界密度プラズマとなって入射レーザーを反射していることを示唆している．

図 5.3.2(b) から, 実効的に超臨界密度プラズマとなる密度上昇したプラズマの厚みがレーザーの波長程度であることがわかる．このような入射光の波長程度の厚さを持つ超臨界密度プラズマ

にレーザー光が入射する場合, トンネル効果によって一部のレーザーエネルギーはそのプラズマ領域を通過する. 通過したレーザーは更にその奥まで伝搬し, 相対論効果によってその領域のプラズマ周波数を低下させる. プラズマ周波数の低下はプラズマ周波数の不連続面を生み出すため, その位置においてもまたポンデラモーティブ力が働く. そのために電子密度や電子流速が局所的に上昇したプラズマ領域が形成される. その領域における流速が閾速度を超えた場合もまた同様に, その領域のプラズマが入射レーザーに対して超臨界密度プラズマとして作用する. その結果, レーザー光はまた別の超臨界密度プラズマによって反射される. このような機構が連続的に繰り返されることによって, レーザー光の伝搬が阻害される. 図 5.3.4(b) は時刻 400 fs における実効的な相対論的臨界密度によって規格化された電子密度 (青実線) とレーザー強度 (赤点線) の空間分布を示している. 先端位置における密度上昇したプラズマから派生した微小な超臨界密度プラズマ領域が 47 μm 近傍に多数形成されている. このような超臨界密度プラズマが多数形成されている領域においてレーザー強度が緩やかに低下している. 以降, このような微小な超臨界密度プラズマ領域を島 (island) と呼ぶ.

次に, このような島の出現がレーザーの伝搬に対してどのような影響を与えるのか評価する. 一般的に, このような波長以下のポテンシャルが波に及ぼす影響を調べる際には, Dirac のデルタ関数型ポテンシャル散乱に関する式が用いられる [4]. 島の座標系におけるレーザーのベクトルポテンシャルが $a'(x',t') = a'(x')\exp(i\omega' t')$ である場合, それは (5.2.7) 式を考慮することによって次のように表される.

$$\left[\frac{d^2}{dx'^2} + \kappa^2 + g\delta(x')\right] a'(x') = 0. \tag{5.3.7}$$

ここで, κ^2 と g はそれぞれ $\gamma_r \ll \gamma_b$ 且つ $\gamma_i' \sim \gamma_i$ の条件のもと, $\kappa^2 = \omega'^2/c^2 - \omega_{eb}^2/(c^2\gamma_b)$, $g = \lambda_{pi}'(\omega_{ei}^2/\gamma_i - \omega_{eb}^2/\gamma_b)/c^2$ と表される. ω_{eb}, 及び γ_b は背景プラズマのプラズマ周波数とローレンツ因子である. ω_{ei}, λ_{pi}', 及び γ_i' はそれぞれ島のプラズマ周波数, 厚さ, ローレンツ因子である. κ は島に入射する光の波数に相当し, g は背景プラズマからみた島のポテンシャルの高さに相当する. 島に入射する手前側のベクトルポテンシャルが $a'(x') = \exp(i\kappa x') + \rho\exp(-i\kappa x')$, 島を抜けた後のベクトルポテンシャルが $a'(x') = \tau\exp(i\kappa x')$ であるとした場合, 光の透過率 T と反射率 R はそれぞれ次のように求められる.

$$T = \frac{4\kappa^2}{4\kappa^2 + g^2} \tag{5.3.8}$$

$$R = \frac{g^2}{4\kappa^2 + g^2} \tag{5.3.9}$$

このようにして得られた透過率と反射率を数値計算に用いることによってレーザー光の先端位置を求めた. 以下はその手順である.

1. PIC シミュレーションから各時刻における電子密度, ローレンツ因子, 及び電子流速の空間分布を読み込む.
2. これらの数値データから実効的な相対論的臨界密度によって規格化された電子密度の空間分布を求める.
3. 2. において求められた分布に対して真空領域からレーザー光が入射される状況を想定する.

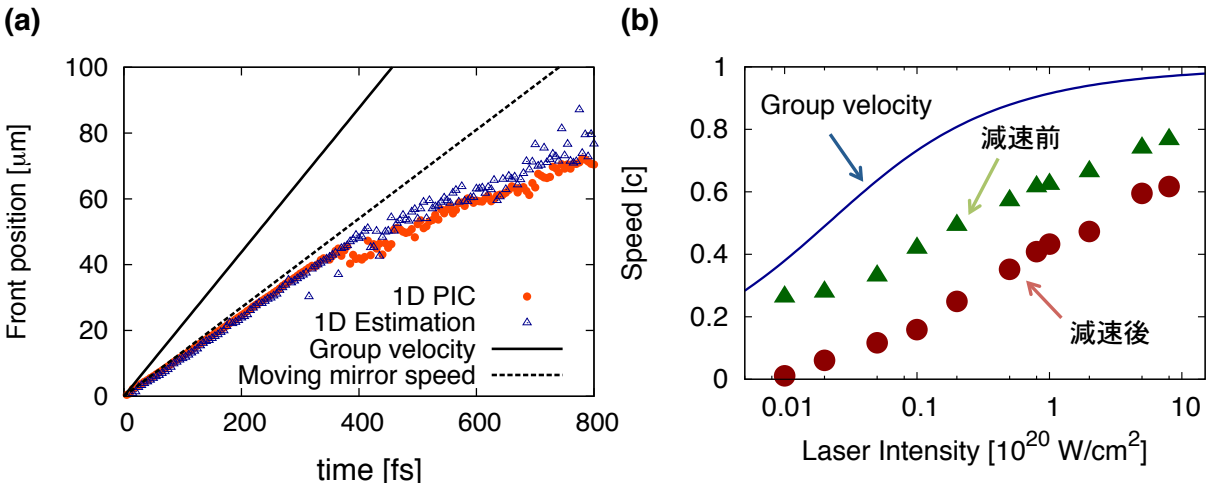

図 5.3.5: (a) レーザー光先端位置の時間発展. 実線, 破線はそれぞれ群速度 $v_g = 0.73\ c$, 移動鏡速度 ($0.45\ c$) からの予測値. 赤丸は 1DPIC シミュレーションから得られた結果を, 青三角は数値計算によって島の影響を評価した結果を示している. 尚, レーザー光先端位置は入射レーザー強度を維持する最も深い位置と定義した. (b) 臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の各速度とレーザー強度との関係. 緑三角, 赤丸はそれぞれ 1DPIC シミュレーションから得られた島の影響によって減速する前後の伝搬速度を示している. 尚, 青線はレーザー光の群速度を示している.

4. レーザー光が島に到達すると, その島に対応する κ^2 及び g を算出する.

5. これらの κ^2, g を (5.3.8), (5.3.9) 式に代入し透過率 T, 及び反射率 R を求める.

6. 全空間において T, 及び R を求め, その時刻におけるレーザー強度分布を算出する.

7. 2. から 6. の手順を各時刻毎に行い, レーザー光の先端位置の時間発展を求める.

図 5.3.5(a) はレーザー光先端位置の時間発展を示す. 尚, レーザー光先端位置は入射レーザー強度を維持する最も深い位置と定義した. 青三角は先に示した数値計算によって島の影響を評価した結果を表している. この結果は 1DPIC シミュレーションから得られた結果 (赤丸) とよく一致している. 従って, レーザー光の伝搬は島に影響されることがわかる.

さて, ここでシミュレーション結果に関して考察する. 図中の実線, 点線はそれぞれ群速度, 移動鏡速度から予測される先端位置の時間発展である. まず時刻 350 fs 付近までの先端位置は 1DPIC, 数値計算, 移動鏡速度のいずれの結果もほぼ同程度であることがわかる. この結果は図 5.3.1, 及び第 2 章で述べた通りレーザー光の伝搬速度がその先端領域におけるエネルギーバランスによって定まることを示している. しかし, 時刻 350 fs 付近から 1DPIC の結果を見るとレーザー光の伝搬が不安定となり始めることがわかる. この時刻は先に示したレーザー光先端位置における密度上昇したプラズマが入射レーザー光に対して実効的に超臨界密度プラズマとして作用し始める時刻である. そのような超臨界密度プラズマは島を形成し, レーザー光の更に深いプラズマ領域への侵入を阻害する. そのため, レーザー光は時刻 350 fs までのように安定的した伝搬をすることが出来なくなる. このような島による阻害はその後も引き続き引き起こされる. その結果, それ以降の

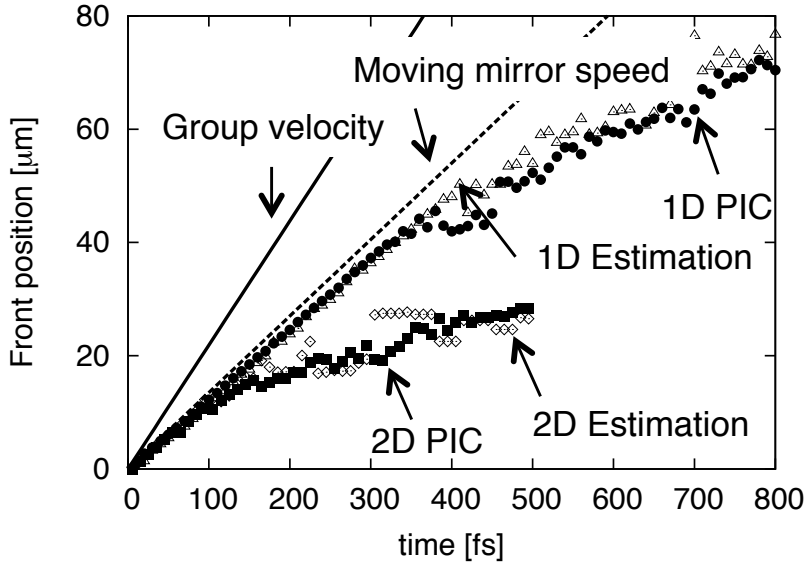

図 5.3.6: レーザー光先端位置の時間発展. 実線, 破線はそれぞれ群速度 $v_g = 0.73\ c$, 移動鏡速度 $(0.45\ c)$ から予測される結果. 丸, 三角, 四角, 菱形はそれぞれ 1DPIC, 1D 評価, 2DPIC, 2D 評価によって得られた結果である. 尚, レーザー光先端位置は入射レーザー強度を維持する最も深い位置と定義した.

レーザー光先端位置は移動鏡速度による予測値とかけ離れる. これは, レーザー光の伝搬速度や伝搬距離に関して第２章で示したエネルギーバランスによるモデルを適応することが出来なくなることを意味している. レーザー光は島によって阻害を受けながらも, 徐々に更に深いプラズマ領域に侵入する. これはレーザー光と相互作用するにつれて, 島内の電子温度が上昇するためである. 電子温度の上昇は実効的な相対論的臨界密度 N_{ec} を上昇させ, 最終的に島を消滅させる. このような先端領域における島の生成と消滅のバランスが 400 fs 以降におけるレーザー光の伝搬速度を定める. 図中の 1DPIC の結果から時刻 400 fs 以降におけるレーザー光の伝搬速度は $0.16 \pm 0.01\ c$ と求められた. この速度は移動鏡速度 $0.45\ c$ に比べて $0.3\ c$ 程度遅い.

このような島による伝搬速度の異常低下は入射レーザー強度を変化させても同様に観測された. 図 5.3.5(b) はレーザー強度に対する３つの速度を示している. まず青実線はレーザー光の群速度である. 緑三角は 1DPIC シミュレーションによって観測された異常減速が起こる前の伝搬速度, すなわち移動鏡速度である. この結果は図 2.4.2 において数値計算によって求めた結果と同等である. 赤丸は 1DPIC シミュレーションによって観測された異常減速が起こった後の伝搬速度である. この結果から臨界密度プラズマ中を伝搬する $10^{18} \sim 10^{21}\ \mathrm{W/cm^2}$ の強度を有するレーザー光の伝搬速度は島の影響によって $0.2 \sim 0.3\ c$ 減速することがわかる. 尚, その減速した後の伝搬速度 v_s は赤丸を適当な関数を用いてフィッティングした結果, $v_s = \exp[-\{5 - \log(I/10^{20}\ \mathrm{W/cm^2}\}^2/30]c$ として表されることがわかった.

5.3.5　高密度なプラズマ領域の生成に関する多次元効果

より現実的な振る舞いは 2 次元粒子 (2DPIC) シミュレーションによって確認することができる. シミュレーションに用いたレーザーのスポットサイズは 7 μm (Gaussian) とした. プラズマの厚み, 幅はそれぞれ 80 μm, 30 μm とした. プラズマ領域手前の真空領域の長さは 10 μm とした. その他の条件は 1DPIC シミュレーションの場合と同じである. 10^{19} W/cm^2 の強度を持つレーザー光が臨界密度プラズマ中を伝搬する. シミュレーションから得られたレーザー光の先端位置を図 5.3.6 中の四角に示した. 図 5.3.6 中の丸, 三角, 実線, 点線は図 5.3.5 のそれぞれと同じである.

まずここから 2DPIC によって得られた伝搬速度は時刻 50 fs までは 1DPIC と同じであったが, 減速が起こるタイミングが 1DPIC よりも早いことがわかる. この減速の要因を調べるため, 1DPIC の場合と同様にレーザー光の先端位置を数値計算によって求めた. ただし, 計算にはレーザースポットの中心軸上の分布を使用した. その結果を菱形 ($\diamond$) として図 5.3.6 中に示す. この結果は 2DPIC によって直に得られた結果 (■) と良く一致した. 従って, 2DPIC シミュレーションにおいても同様に島の生成と消滅がレーザー光の伝搬に影響を与えていると考えられる. 加えて, 計算結果が 2DPIC によって直に得られた結果と良く一致したので, この早い減速に関して, 計算に使用したパラメーターを観察することで考察することができる. 先に述べたように, 島の形成にはレーザー光先端領域における密度上昇したプラズマの電子密度と流速が重要であった. そこでレーザーの伝搬速度が異常に低下する時刻よりも前でそれらの値を調べると, その位置の電子密度と流速はそれぞれ $1.42 \pm 0.03\ N_c$, $0.15 \pm 0.01\ c$ と求められた. 1 次元の場合と比較すると, その電子密度は 10%程度しか上昇していないにも関わらず, その流速は 2 倍程 2DPIC の方が速い. この速度を (5.2.10), (5.2.11) 式に適用し, 実効的な相対論的臨界密度を求めると $N_{ec} = 1.31 \pm 0.00\ N_c$ と求められる. これらは, レーザー光がプラズマ領域にさしかかった直後からその先端領域は既に超臨界密度プラズマとして作用していたことを意味している. その結果 1DPIC に比べて早い時刻において島が生成されたと考えられる. 尚, この先端領域におけるプラズマの流速の違いは, 多次元効果による電流と帰還電流の空間的な分離によって説明することができる [5].

図 5.3.7(a) (b) はそれぞれ時刻 40 fs, 50 fs における実効的な相対論的臨界密度によって規格化された電子密度分布を表している. また, これらの時刻に対応したレーザー強度分布は図 5.3.7(c), (d) によってそれぞれ示されている. 図 5.3.7(a) 及び (b) から $X = 4$ μm 及び $X = 6$ μm において細かな超臨界密度プラズマ領域が確認できることから, 確かに早い時刻において島が発生していることがわかる. 加えて, 図 5.3.7(a) では $X = 2.5$ μm 近辺に二つの島が確認された. これは図 5.3.7(c) から確認できるようにレーザー光がその先端領域においてフィラメント状に分裂したためと考えられる. つまり, レーザーパルスが三つのフィラメントに分裂すると, それらのフィラメントはそれらの強度に応じた速度でそれぞれプラズマ中を伝搬する [6]. それぞれのフィラメントの先端位置においてもまた同様にポンデラモーティブ力が働き, 密度上昇したプラズマ領域が形成される. その領域も実効的に超臨界密度プラズマとなれば, 同様に島を発生させる. 図 5.3.7(a) 中の $X = 2.5$ μm 近辺に発生した島はその際に発生したものである. これら三つの島は後追するレーザーエネルギーの伝搬を阻害する. そのため, 図 5.3.7(c) 中の $X = 5$ μm 近辺で観測されるようなレーザー強度の断絶が生じ, 先端領域に充分なエネルギーが供給されなくなる. レーザー強度が低下した先端領域のレーザーパルスもまたその強度に応じてプラズマ中を更に伝搬するが, 図 5.3.7(b) で示すようにその伝搬は更に次の島を形成する. このような現象が繰り返されることによって, レーザー光は安定的にプラズマ中を伝搬することが出来なくなり, 最終的にその伝搬速度は 0.42 c から $0.14 \pm 0.01\ c$ まで低下する. この減速後の速度は 1DPIC のそれ ($0.16 \pm 0.01\ c$)

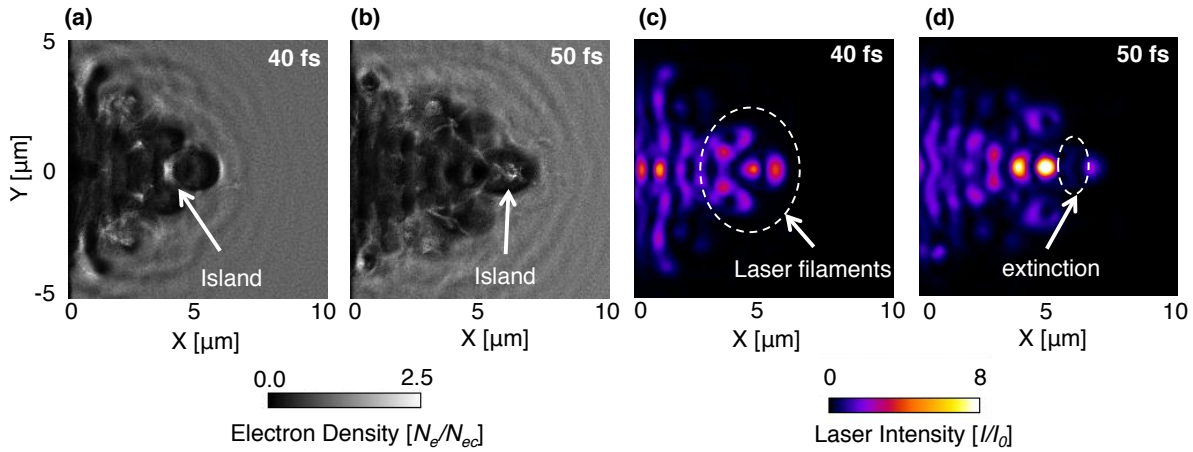

図 5.3.7: 時刻 40 fs (a), 50 fs (b) における実効的な相対論的臨界密度によって規格化された電子密度分布．40 fs では $X = 4$ μm 付近に, 50 fs では $X = 6$ μm 付近に島が形成されている．時刻 40 fs (c), 50 fs (d) におけるレーザー強度分布．40 fs ではレーザー光先端領域においてレーザー光がフィラメント状に割れ始めた．50 fs では島の出現によってレーザーエネルギーが断絶されている領域が確認できる．

と同程度である．

図 5.3.8(a) に減速後の伝搬速度を示した．赤丸, 緑四角はそれぞれ 2DPIC, 1DPIC から得られた結果である．まず 10^{19} W/cm^2 までのレーザー強度においては, 次元による減速後の伝搬速度の違いは 10%程度であった．それ以上の強度 (5×10^{19} W/cm^2) においては, この違いは 30%程度まで増加した．この強度において, 1DPIC では起こりえない Snaking 現象 [7] を 2DPIC 上で確認した．そのため 2DPIC での伝搬速度が 1DPIC に比べて極端に減速した．減速後の伝搬速度は 2DPIC の場合においてもレーザー強度に対して単調に増加する．図 5.3.8(b) は減速するまでに必要な時間を示している．赤丸, 緑四角はそれぞれ 2DPIC, 1DPIC から得られた結果である．まず 10^{18} W/cm^2 のレーザー強度においては, 次元によるその時間の違いは 10%程度であった．それ以上の強度から, その差は顕著となる．これは先に示した通り密度上昇した領域における電子流速の違いによって島が発生する時刻に違いが生じるためである．その違いはレーザー強度が高くなるにつれて大きくなるものの, 減速に必要な時間はレーザー強度に対して単調に増加する．

以上から 2DPIC においても 1DPIC と同様に伝搬速度の異常低下が確認された．では, このような島による阻害を軽減するためにはどのようにすればよいか．これまでに述べたように先端領域において密度上昇したプラズマ領域の電子密度が (5.2.10), (5.2.11) 式によって表される実効的な相対論的臨界密度 N_{ec} よりも高ければ島が生成される．従って, 簡単に島の発生を抑えることを考えるのならば, この実効的な相対論的臨界密度を上昇させれば良い．そのためには (5.2.11) 式から簡単にレーザーのベクトルポテンシャル, すなわちレーザー強度を上昇させれば良いと推測される．この推測はこれまでに示した結果から確認することができる．図 5.3.8(b) はレーザー強度に対する減速するまでに必要な時間を示していた．ここからその時間はレーザー強度に対して単調に増加することがわかる．従って, レーザー強度を高くすることによって島による影響を軽減出来る．そこでレーザー強度を 10^{21} W/cm^2 として 2DPIC シミュレーションを用いてその伝搬を

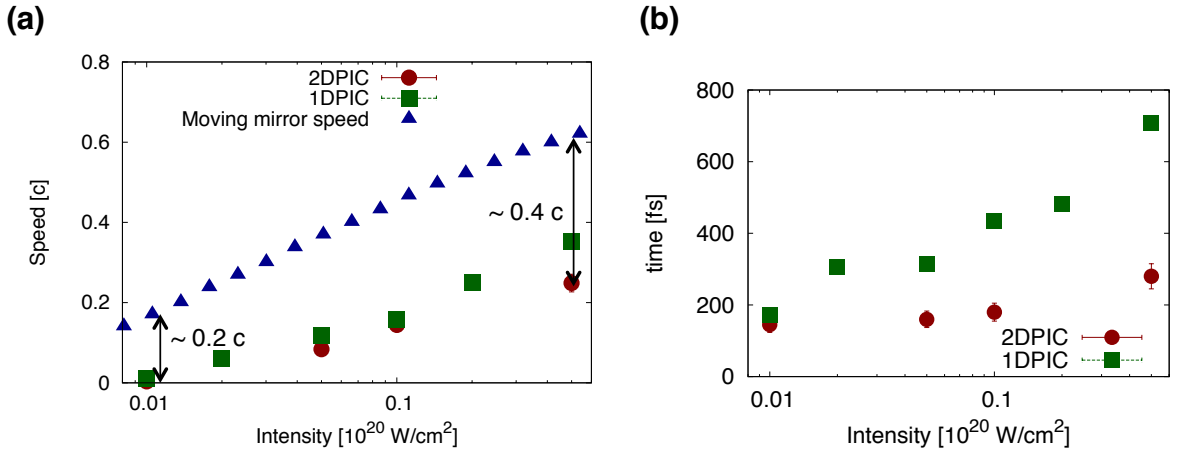

図 5.3.8: 異常低下した後の伝搬速度 (a), 異常低下する時刻 (b) をレーザー強度に対して示した. 赤丸, 緑四角はそれぞれ 2DPIC, 1DPIC から得られた結果である. 青三角は移動鏡速度を表す.

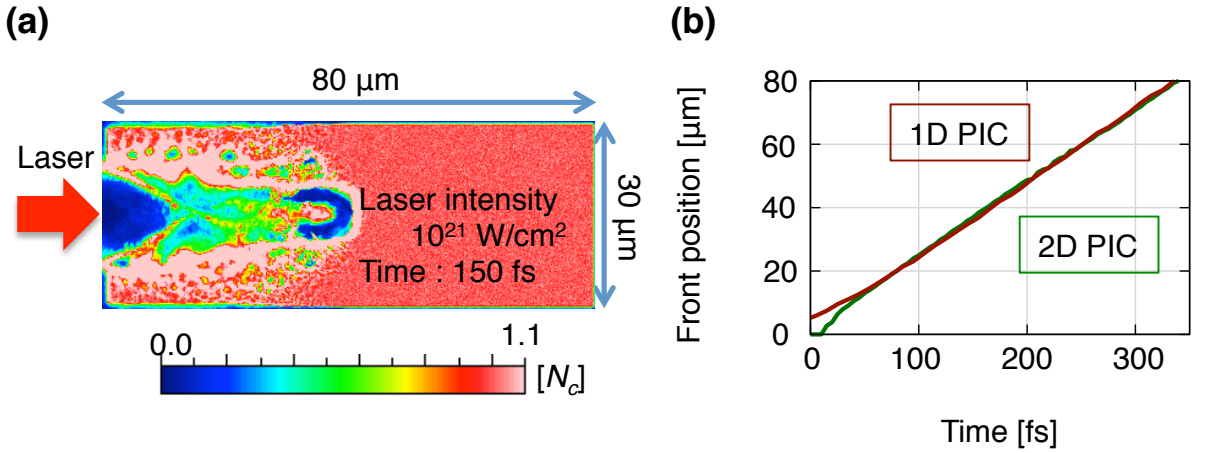

図 5.3.9: (a) レーザー強度を 10^{21} W/cm^2 とした場合のプラズマチャンネリングの様子. 観測時刻は 150 fs. スポットサイズ 7 μm のレーザーが一本のプラズマチャンネルを形成していることがわかる. (b) レーザー強度を 10^{21} W/cm^2 とした際のレーザー光先端位置の時間発展. 赤線, 緑線はそれぞれ 1DPIC, 2DPIC によって得られた結果である.

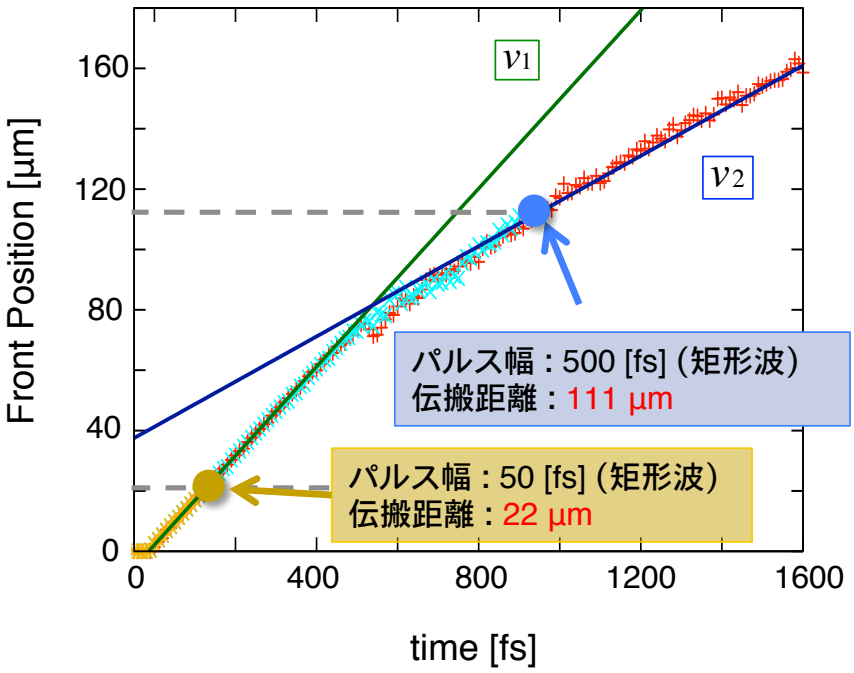

図 5.4.1: 一様な臨界密度プラズマに対して強度 2×10^{19} W/cm^2 のレーザーを照射した際に得られたレーザー光先端位置の時間発展. 赤, 青, 黄色はそれぞれパルス幅を半無限, 500 fs, 50 fs とした場合の結果である. v_1, v_2 の傾きが減速前後の伝搬速度を表している.

計算した. 図 5.3.9(a) は時刻 150 fs において得られたレーザー光の伝搬に伴ってプラズマ中に形成されたプラズマチャンネルの様子を示している. ここから, レーザー光は安定的にプラズマ領域を伝搬し, 一本のプラズマチャンネルを形成していることがわかる. 更に図 5.3.9(b) ではその際に得られたレーザー光先端位置の時間発展を示している. 赤線, 緑線はそれぞれ 1DPIC, 2DPIC によって得られた結果である. 尚, それぞれの場合の入射レーザー強度はともに 10^{21} W/cm^2 である. この図から 1 次元の場合も 2 次元の場合も少なくても 300 fs までは同じ伝搬速度でレーザー光が伝搬していることがわかる. 以上から, 島による伝搬の阻害を軽減するためにはレーザー強度を充分に高め, $N_{ec} \gg N_e$ とすれば良い.

5.4　伝搬距離

これまでに述べたようにレーザー光の伝搬速度はその先端領域において発生する島によって減速した. このような伝搬速度の低下はレーザーパルスの伝搬距離に影響を及ぼし得る. なぜならば, (2.4.17) 式において表されるようにレーザーパルスの伝搬距離 l は, パルス先頭の伝搬速度 v_f, 及びパルス内部の群速度 v_g を用いて,

$$l = \frac{v_f v_g}{v_g - v_f} \tau \tag{5.4.1}$$

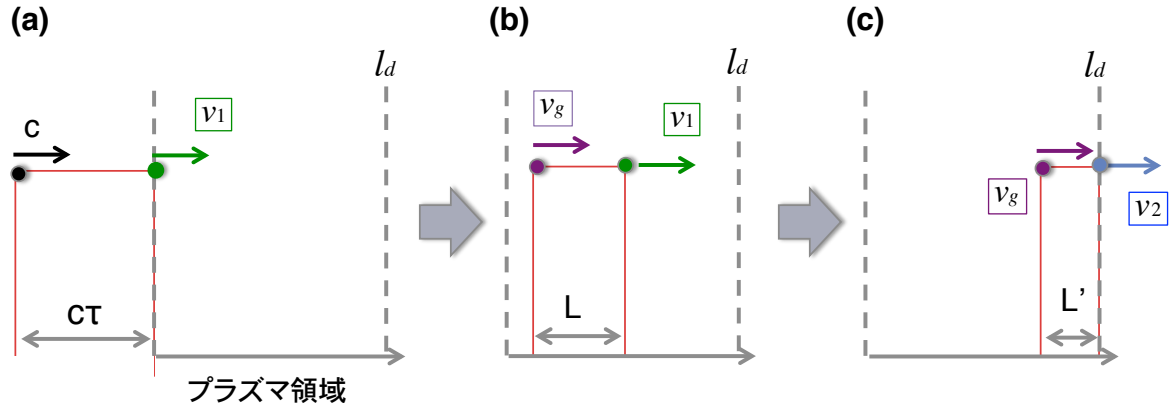

図 5.4.2: 伝搬速度が減速した後も伝搬し続けるレーザーパルスの伝搬距離．(a) パルス長 $c\tau$ のレーザーがプラズマ領域に侵入すると，その先端は伝搬速度 v_1 でプラズマ中へ侵入する．(b) パルス先端は伝搬速度 v_1 で伝搬するのに対して，パルス内部は群速度 v_g で伝搬する．そのため，プラズマ中を伝搬するに従って，そのパルス長 L が縮む．(c) パルス先端が伝搬速度の異常低下を引き起こす位置 l_d に到達する場合，それ以降の先端の伝搬速度を v_2 とする．尚，パルス内部は (b) と同様に群速度 v_g で伝搬する．このような伝搬が続きパルス長 L' が $L' = 0$ となった位置を伝搬距離とする．

として表されるためである．先に述べた伝搬速度の低下は上式の v_f に変更を要求する．しかし，パルス内部の群速度に関しては変化しない．そこで，この式を導出したモデルを用いて，異常減速が起こった後の伝搬距離に関して評価する．そのために 1DPIC シミュレーションにおいて強度 2×10^{19} W/cm^2 のレーザー光を臨界密度プラズマに入射させた．

図 5.4.1 はレーザー光先端位置の時間発展を示している．まず赤色はレーザー光を入射し続けた場合の結果である．これまでに示したように，伝搬速度の低下が 500 fs 付近において確認できる．500 fs 以前においてはエネルギーバランスによって定まる速度 v_1 でプラズマ中を伝搬するが，500 fs 以降においては島による阻害がその伝搬速度を低下させる．ここでは，その低下した後の伝搬速度を v_2 とする．黄，青色はそれぞれレーザー光のパルス幅が 50 fs, 500 fs である場合の結果である．ここからまず，パルス幅が有限の場合であっても，辿る軌跡はパルス幅が半無限の場合 (赤色) とほぼ同一であることがわかる．パルス幅が 50 fs の場合は伝搬速度が v_1 の状態でその伝搬が停止する．その伝搬距離はシミュレーションの結果から 22 μm であった．この結果を (5.4.1) 式から得られる伝搬距離と比較する．シミュレーションから得られた伝搬速度 v_1 は 0.49 c であった．これを (5.4.1) 式中の v_f に代入する．v_g に関しては光の分散関係式から $v_g/c = \sqrt{1 - 1/\gamma}$ である．(2.2.21) 式から得られる γ を用いると，$v_g = 0.81\ c$ である．以上を用いて求められ伝搬距離 l は 19 μm である．この結果はシミュレーション結果 (22 μm) に近い値である．従って，レーザー光の伝搬距離は (5.4.1) 式を用いて表すことができると考えられる．

パルス幅が 500 fs の場合は伝搬速度が v_1 から v_2 に減速した後に停止する．このような伝搬を (5.4.1) 式を導いた際と同様のモデルを用いて表す．図 5.4.2 にそのモデルを示した．まず (a) パルス長 $c\tau$ のレーザーがプラズマ領域に侵入することを想定する．(b) そのようなパルスの先端は伝搬速度 v_1 でプラズマ中に侵入する．一方，パルス内部のレーザー光はその群速度 v_g で伝搬する．

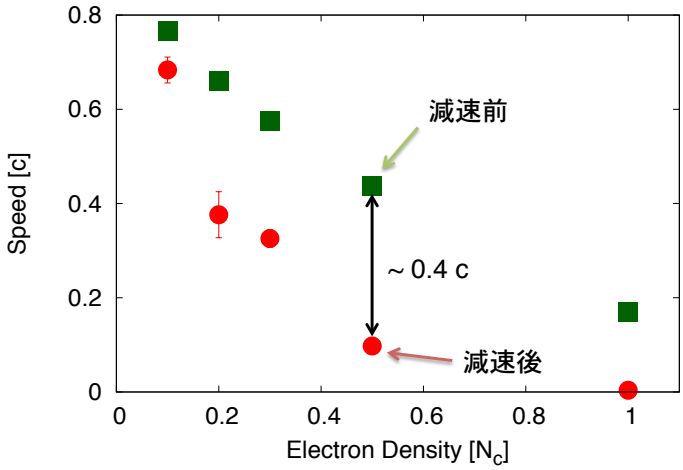

図 5.5.1: 強度 10^{18} W/cm^2 のレーザーを一様なプラズマに対して照射した際に得られる伝搬速度. 緑四角, 赤丸はそれぞれ伝搬速度が異常低下する前後の結果を示している. 対象プラズマの電子密度が 0.5 N_c である場合, その前後の速度差は ~ 0.4 c である.

v_1 は第 2 章で示したように先端領域におけるエネルギーバランスによって定められる. そのため常に $v_1 < v_g$ となる. この条件は, レーザー光がプラズマ中を伝搬するにしたがって, そのパルス長 L を縮めることを意味している. このような伝搬によって $L = 0$ となった位置を伝搬距離 l とすることによって (5.4.9) 式が導かれる. (c) パルス幅が充分に長い場合, パルス先端がある位置 l_d に到達すると伝搬速度の異常減速が引き起こされる. そこでそれよりも深い位置における先端位置の伝搬速度を v_1 から v_2 $(v_1 > v_2)$ に切り替える. 尚, パルス内部は先と同様に群速度 v_g で伝搬するとする. このような伝搬においてもレーザー光がプラズマ中を伝搬するに従って, そのパルス長 L' を縮める. 伝搬が進み $L' = 0$ となる位置を伝搬距離 l とする. このようなモデルによって異常減速を受けた後の伝搬距離は l_d を用いて次のように求められる.

$$l = \frac{v_g(v_1 - v_2)}{v_1(v_g - v_2)} l_d + \frac{v_g v_2}{v_g - v_2}\tau \tag{5.4.2}$$

この式にシミュレーションから得られた数値を代入する. すなわち, $v_1 = 0.49$ c, $v_2 = 0.25$ c, $l_d = 81$ μm である. するとパルス幅 500 fs の伝搬距離は 1.1×10^2 μm と求まる. これはシミュレーション結果から得られた伝搬距離 (111 μm) に一致する. 以上から異常減速を受けた後のレーザー光の伝搬距離は (5.4.2) 式を用いて表すことができると考えられる. 尚, この減速を考慮せずに伝搬速度として v_1 のみを採用し, (5.4.1) 式からパルス幅 500 fs の伝搬距離を求めると, $l = 1.9 \times 10^2$ μm となる. この結果はシミュレーション結果から得られた伝搬距離 (111 μm) と大きく異なる.

5.5　検討

これまでに述べたようにレーザー光の伝搬速度はその先端領域において発生する島の影響によって減速した. その島の発生は (5.2.10), (5.2.11) 式から導かれるドップラー効果を考慮した実効的な相対論的臨界密度 N_{ec} が背景電子密度を下回ると発生する. これまでは臨界密度プラズマ中で

の伝搬を考えていたため, その背景電子密度は比較的高密度であった. そのため, この実効的な相対論的臨界密度 N_{ec} があまり変化しない状況においても島が出現した. しかし, この N_{ec} は比較的電子密度の低い領域においても発生し得る. (5.2.10) 式中の β_ϕ は先端領域に入射するレーザー光の位相速度である. その位相速度は分散関係式から,

$$\beta_\phi = 1/\sqrt{1 - \frac{N_e}{N_c \gamma_f}}$$

と求められる. ここから背景電子密度が充分に小さい場合, $\beta_\phi \sim 1$ となる. ここで電子流速 β_r が充分に光速に近い場合を考える ($\beta_r \sim 1$). すると $\beta_r/\beta_\phi \sim 1$ となる. これを (5.2.11) 式に代入すれば $\gamma_f' \sim 1$ となる. また, これらを (5.2.10) 式に代入すれば $N_{ec} \sim 0$ となる. 従って, 背景電子密度が低い場合においても位相速度, 及び先端位置の電子流速が充分に光速に近い場合, 島は発生し得る.

そこで 2DPIC シミュレーションを用いて, 未臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の伝搬に関して調べたところ, 図 5.3.6 と同様な伝搬速度の異常低下を観測した. 図 5.5.1 はその際に得られた減速前後の伝搬速度を背景電子密度に対して示している. シミュレーションに用いたレーザー光の強度は 10^{18} W/cm^2 である. プラズマ領域の幅, 長さはそれぞれ 40 μm, 140 μm である. その領域に一様な未臨界密度プラズマを配置した. その密度は 0.1 N_c から 1.0 N_c までである. その他の条件は前節に示した通りである. 図中の緑四角, 赤丸はそれぞれ異常減速が起こる前後の伝搬速度を示している. ただし, 減速前の伝搬速度は図 2.4.2 を求めた際に行った数値計算によって求めた. 尚, この数値計算の結果と PIC シミュレーションの結果が一致することは図 5.3.5(a) で示した通りである. ここからまず対象プラズマの電子密度が臨界密度以下であっても伝搬速度が減速することがわかる. その減速前後の速度差は対象プラズマの電子密度が 0.5 N_c の際に最大 ($\sim 0.4\ c$) となる. このような伝搬速度の減速は前節で示した通り, その伝搬距離に影響する. つまり減速を受けることによってその伝搬距離は短くなる.

ここで, 第 3 章に示したレーザー光の伝搬距離について振り返る. 第 3 章ではコロナプラズマを模擬したスケール長 250 μm のプラズマを形成し, そこへ 10 ps, 100 ps のパルス幅を持つ超高強度レーザーを照射した. 10 ps のパルスは 0.6 N_c のプラズマ領域までレーザー光が侵入したのに対して, 100 ps のパルスは臨界密度を超えた超臨界密度プラズマ領域までレーザー光が侵入した. この結果に関して考察すべく, (2.4.14) 式によって定まる伝搬速度を用いて数値計算を行ったところ, 10 ps のパルスも超臨界密度プラズマ領域まで伝搬し, 最終的に 3 N_c の位置で停止した. この結果は実験結果と矛盾する. そのため, この実験結果を説明するためにはこの数値計算には考慮されていない新しい効果を考える必要があった. そこで本章に示したように臨界密度プラズマ中を伝搬するレーザー光の様子を調べたところ, レーザー光先端領域から派生する島状の高密度なプラズマ領域がレーザー光の伝搬を阻害することがわかった. その阻害は伝搬速度の低下, 及び伝搬距離の低下を引き起こす. そのような島による阻害は対象プラズマが未臨界密度である場合にも起きることは図 5.5.1 において示したところである.

そこで, これまでに得られた伝搬速度の異常低下を簡易的に第 3 章にて行った数値計算に取り込むことによって実験結果を説明することを試みる. 以下はこの異常減速を取り入れるために行った操作である.

- 異常減速が引き起こされるまでに必要な時間を無視した.

図 5.3.8 (b) に示されるように, 実験に用いたレーザー強度におけるこの時間は数 100 fs 程度である. これは明らかにパルス幅 (10 ps) に対して短いため, この必要な時間を無視した.

- 減速した後の伝搬速度を (2.4.14) 式によって表される伝搬速度からある一定値 v_m を引いた値とした. ただし, 伝搬速度が負の値となる場合, その速度を 0 とした.

  図 5.3.5 (b) に示されるように, 対象プラズマの電子密度が臨界密度である場合, 減速前後の速度差はレーザー強度にあからさまに依存せず, $\sim 0.3\ c$ 程度である. 一方, その速度差は図 5.3.8 (b) に示されるように, 対象プラズマの電子密度に依存する. このような密度依存を密度勾配のある今回の計算に逐次導入することは現実的ではない. そこで, v_m を適当なパラメーターとして与え, 実験結果を再現する v_m を求めることとした. この v_m を求めることによって, 実験結果からレーザー光先端の伝搬速度を知ることができる.

第３章にて行った計算同様, プラズマのスケール長 L を 250 μm とし, その密度分布は $N_0\exp(x/L)$ $(x < 0)$ として表されるとした. 最大電子密度, 最低電子密度は 5.0 N_c, 0.01 N_c である. レーザー強度の時間発展は $I_0\exp(-t^2/\tau^2)$ の関数によって表されるものとし, 最高強度の 10%以上を計算した. それぞれのパルス幅における最高レーザー強度は実験値と同一とした. 尚, レーザー光先端位置は最高強度の 10%以上のレーザー強度を有する最も深い位置とした.

図 5.5.2 にこのような数値計算を行った結果を示す. (a), (b) はそれぞれレーザーのパルス幅を 10 ps, 100 ps とした場合に得られる伝搬距離の時間発展である. 伝搬距離は電子密度が 0.01 N_c の位置からレーザー光先端までの距離とした. 青点線, 緑破線, 赤実線はそれぞれ v_m を 0.2 c, 0.5 c, 0.6 c として計算を行った結果を示している. 両者共に $v_m = 0.2\ c$ の場合, レーザー光は臨界密度プラズマまで到達する. $v_m = 0.5\ c$ の場合, パルス幅 10 ps のレーザー光は臨界密度プラズマまで到達するが, パルス幅 100 ps のレーザー光は 0.5 N_c のプラズマ領域までしか到達しない. $v_m = 0.6\ c$ の場合, 両者共に臨界密度プラズマまで到達しない. (c) にレーザー光が最終的に到達する電子密度を v_m に対して示した. ここからパルス幅が 10 ps である場合, v_m が 0.5 c 以下であればレーザー光は超臨界密度プラズマ中まで伝搬する. この計算と実験結果を一致させるためには v_m が 0.6 c となることが求められる. つまり $v_m = 0.6\ c$ の際にレーザー光は 0.6 N_c のプラズマまで伝搬する. 一方, パルス幅が 100 ps である場合, v_m が 0.3 c 以下であればレーザー光は超臨界密度プラズマ中まで伝搬する. ここから, この計算と実験結果を一致させるためには v_m は 0.3 c 以下であることが求められる.

以上の結果から伝搬速度の低下を用いて第３章において行った実験の結果を説明するためには, パルス幅 10 ps の場合は 0.6 c, パルス幅 100 ps の場合は $0.0 \sim 0.3\ c$, 移動鏡速度に比べて遅くなる必要がある. これは実験に用いたレーザー強度 ($\sim 3 \times 10^{19}$ W/cm^2) では図 5.3.8 に示した通り, 島の発生にかかる時間がレーザーパルス幅に比べて充分に短いために生じる. 島の発生にかかる時間がレーザーパルス幅と比べて同等, もしくは長い場合, 第５章３節５項に示した通り, レーザー光は島を発生させることなく移動鏡速度でプラズマ中に侵入する. しかし, 一度島を発生させてしまえばレーザー強度が高い程, その伝搬速度の低下は著しくなる. これは減速後の伝搬速度を衝突モデルを用いることによって定性的に理解することができる. 図 5.3.6 中の 2DPIC の結果から２次元の場合においてもレーザー光の伝搬速度が移動鏡速度に比べて遅くなることがわかった. ここで減速後の先端位置の時間発展を注意深く観察すると, その先端は停止と進行を繰り返しているように伺える. そこでレーザー光がその先端領域において島を形成し, 消滅させるまでにかかる平均的な時間を t_1 とする. その時間, レーザー光の伝搬は停止するとする. レーザー光が島を消滅

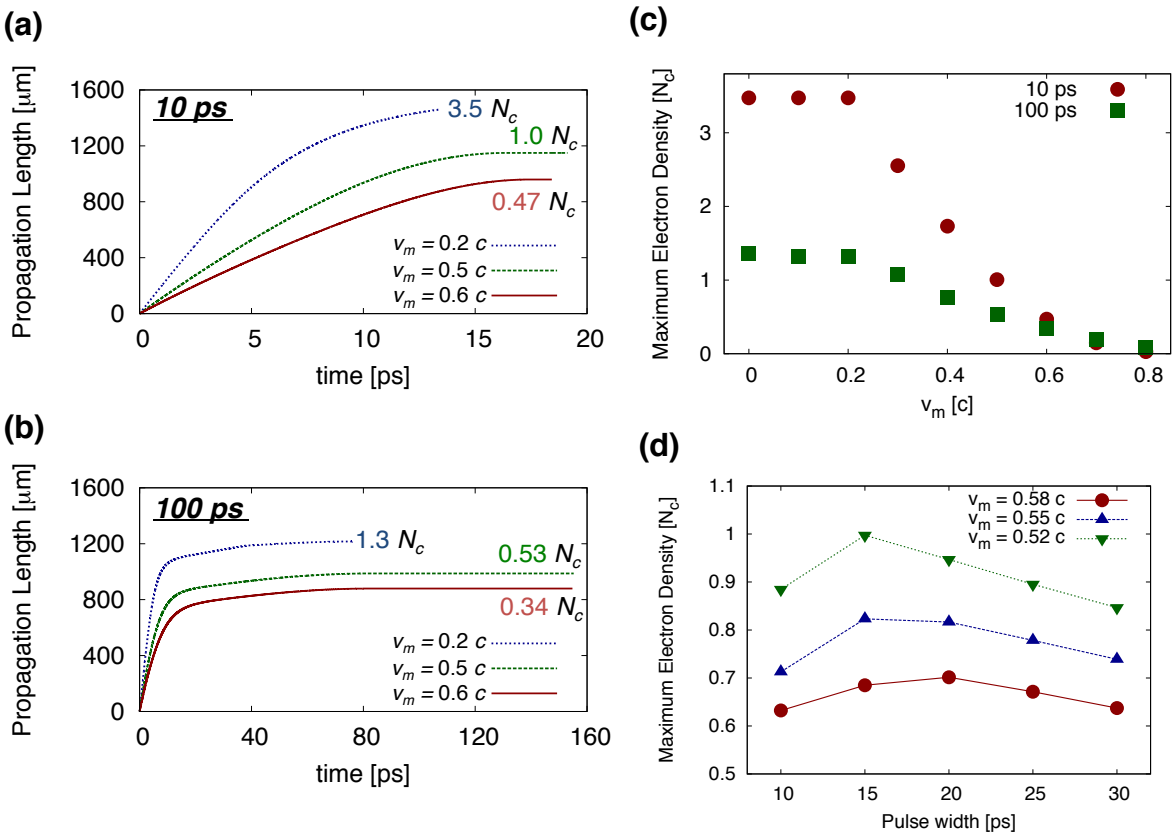

図 5.5.2: パルス幅 10 ps (a), 100 ps (b) のレーザー光をスケール長 250 μm のプラズマに照射した際に得られる伝搬距離の時間発展．伝搬距離は電子密度が 0.01 N_c の位置からレーザー光先端までの距離として定義した．青点線, 緑破線, 赤実線はそれぞれ v_m を 0.2 c, 0.5 c, 0.6 c として計算を行った結果を示している．両者共に $v_m = 0.2\ c$ の場合，レーザー光は臨界密度プラズマまで到達する．$v_m = 0.5\ c$ の場合，パルス幅 10 ps のレーザー光は臨界密度プラズマまで到達するが，パルス幅 100 ps のレーザー光は 0.5 N_c のプラズマ領域までしか到達しない．$v_m = 0.6\ c$ の場合，両者共に臨界密度プラズマまで到達しない．(c) レーザー光が最終的に到達する電子密度を v_m に対して示した．v_m が 0.6 c 以下である場合，パルス幅 10 ps の方が高密度なプラズマ領域まで到達する．v_m が 0.6 c 以上である場合，パルス幅 100 ps の方が高密度なプラズマ領域まで到達する．(d) レーザーパルス幅に対応する伝搬距離をレーザー光が到達する最高電子密度で表した結果．赤丸, 青三角, 緑三角はそれぞれ数値計算に使用した v_m を 0.58, 0.55, 0.52 c とした結果である．尚，レーザー強度とパルス幅の積は固定している．

させた後, 新たな島を形成するまでにかかる平均的な時間を t_2 とする. その時間, レーザー光は移動鏡速度 v_f でプラズマ中へ侵入する. そのように考えれば, 減速後の伝搬速度 v_2 は移動鏡速度を基本に $v_2 = v_f t_2/(t_1 + t_2)$ となる. ここから $v_2 = v_f[1 - t_1/(t_1 + t_2)]$ と変形し, $\Delta = t_1/(t_1 + t_2)$ とおけば, 結局減速後の伝搬速度は $v_2 = v_f - \Delta v_f$ と求まる. この右辺第２項は先の計算における v_m に相当する ($v_m = \Delta v_f$). この Δ は主に背景電子密度に依存することが図 5.5.1 から伺える. 図 5.5.1 は減速前後の伝搬速度を背景電子密度に対して示した結果であった. ここから背景電子密度が高い程, 減速前後の速度差が大きくなることがわかる. ここから背景電子密度が高い程, Δ が大きくなることがわかる. これは背景電子密度が高い程, 島の解消時間 t_1 が長くなるためと推測される. そこで Δ が背景電子密度に依存するとして, 先の計算結果を振り返る. その結果はパルス幅 10 ps (強度 3×10^{19} W/cm^2) の伝搬速度は移動鏡速度に比べて 0.6 c, パルス幅 100 ps (強度 3×10^{19} W/cm^2) の伝搬速度は移動鏡速度に比べて 0.0 $\sim$ 0.3 c 遅いというものであった. ここでレーザー光が伝搬するプラズマの電子密度を簡単に 0.5 N_c とし, それぞれの強度に対応する移動鏡速度を図 2.4.2 から求めると, パルス幅 10 ps の場合は 0.69 c, 100 ps の場合は 0.49 c であった. まずパルス幅 10 ps の場合についてこれらの関係を調べる. 減速後の速度は密度に依存する Δ を用いて $v_2 = v_f - \Delta v_f$ と表されていた. ここに先の計算結果を用いると $\Delta v_f = 0.58$ c となる. これに $v_f = 0.69$ c を用いると $\Delta = 0.86$ と求まる. この Δ は対象プラズマが同一であるのでパルス幅 100 ps の場合においても変化しないとする. すると減速する速度は $v_f = 0.49$ c を用いて $\Delta v_f = 0.42$ c と求まる. これは先の数値計算によって求めた減速度 0.3 c に近い値となる. このように背景電子密度に依存する Δ を用いて減速後の速度が $v_f(1 - \Delta)$ として定まるのであれば, レーザー強度が高くなるにつれて伝搬速度の低下が著しくなることを理解できる. このような傾向は図 5.3.8(a) から確認できる. つまりレーザー強度が 10^{18} W/cm^2 である場合の減速後の伝搬速度は移動鏡速度に対して 0.2 c 程度遅いのに対して, レーザー強度が 5×10^{19} W/cm^2 である場合の減速後の伝搬速度は移動鏡速度に対して 0.4 c 程度遅い.

このような衝突モデルを用いて減速後の伝搬速度を表すと, 先の数値計算によって得られた v_m がシミュレーション結果よりも大きい点に関して定性的に理解できる. 数値計算によって求められたパルス幅 10 ps の場合の v_m は 0.6 c であった. それに対して, 2DPIC シミュレーションから得られる v_m は図 5.3.8, 及び図 5.51 から精々 0.4 c である. この点に関して Δ が $\Delta = t_1/(t_1 + t_2)$ として与えられることに注目する. t_1 は島が形成されてから解消にかかる時間, t_2 は島を形成する時間であった. ここから t_1 が長く, もしくは t_2 が短くなれば v_m が大きくなることがわかる. ところで, ２次元と３次元では半径方向に働くポンデラモーティブ力の大きさが異なる. ３次元におけるその力は２次元の場合に比べて大きい. そのために３次元におけるプラズマチャンネルの形成速度は２次元の場合に比べて速い [8]. 従って, プラズマチャンネル内の電子密度は２次元に比べて３次元の方が低くなる. ここで, (5.2.11) 式を振り返る. この式はドップラー効果を考慮した実効的な相対論的臨界密度 N_{ec} を表していた. その式中には先端領域に入射するレーザー光の位相速度 β_ϕ が含まれている. この位相速度は電子密度を用いて表される. 図 5.2.1 は流速 β_r に対する N_{ec} を背景電子密度毎に示した結果であった. ここから, 電子密度が低くなると β_ϕ が遅くなるために N_{ec} が低下することがわかる. N_{ec} が低くなるとその定義から島が形成されやすくなる. 島が形成されやすければ, t_2 が短くなり減速度 v_m が大きくなる. そのために実験結果と数値計算によって求められた減速度が 2DPIC シミュレーションから求められたそれよりも大きくなると推測される.

レーザー光が島による減速を受けた場合, その減速度 v_m はレーザー強度が高い程大きい. その

ために第 3 章において行った実験において, パルス幅 100 ps のレーザーは臨界密度プラズマまで到達したのに対して, パルス幅 10 ps のレーザーは 0.6 N_c のプラズマまでしか伝搬することができなかった. この実験結果を説明するために必要な減速度 v_m は数値計算の結果からパルス幅 10 ps の場合 $v_m = 0.58\ c$, パルス幅 100 ps の場合 $v_m = 0.0 \sim 0.3\ c$ と求められた. しかし, このパルス幅 100 ps は高速点火核融合における加熱ビームとしては長過ぎる. そこでこのパルス幅をある程度縮めた状態でレーザー光を臨界密度プラズマ領域まで伝搬させる方法に関して, これまでに行った数値計算を元に考察した. その結果が図 5.5.2(d) である. これはレーザー強度とパルス幅の積を一定とした場合の, パルス幅に対する伝搬距離をレーザー光が到達した最高電子密度を用いて表した結果である. 尚, パルス幅 10 ps での最高レーザー強度は実験を参考に 3×10^{19} W/cm^2 とした. また, 計算には各最高レーザー強度の 10%以上の強度を考慮した. 赤丸, 青三角, 緑三角はそれぞれ減速度 v_m を 0.58, 0.55, 0.52 c とした場合の結果である. $v_m = 0.58\ c$ は実験から得られたパルス幅 10 ps の減速度である. この減速度ではパルス幅 20 ps において到達距離が最高の 0.7 N_c となるが, レーザー光は臨界密度プラズマまで到達しない. そこで, パルス幅が長くなりレーザー強度が低下すると減速度が小さくなることに注目する. 減速度を小さくし, 計算を続けると $v_m = 0.52\ c$ においてパルス幅 15 ps のレーザー光が臨界密度プラズマまで到達した. ここで仮に減速度がレーザー強度に比例すると仮定する. すると実験結果から強度 2×10^{18} W/cm^2 の場合 $v_m = 0.30\ c$, 強度 3×10^{19} W/cm^2 の場合 $v_m = 0.58\ c$ であるので, パルス幅 15 ps (強度 2×10^{19} W/cm^2) の減速度は $v_m = 0.48\ c$ と求まる. ここからこの減速度 0.52 c はパルス幅 15 ps とした場合においても達成され得ることがわかる. 以上から第 3 章において行った実験の条件を用いて, 島による減速を受けた場合においても, レーザー光を臨界密度プラズマまで伝搬させるためにはパルス幅を 15 ps とすれば良いと推測される.

5.6　まとめ

第 3 章の実験結果をこれまでに考えられてきたレーザー光の伝搬距離を表すモデルを用いて説明することができなかった. これはこのモデルに考慮されていない現象がその伝搬距離に影響を与えているためである. そこでその新しい現象を見出すため, 臨界密度付近の電子密度を有するプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーに関して調べた. 第 2 章で述べた通り超高強度なレーザー光がプラズマ中を伝搬する際, その先端領域において相対論的プラズマ周波数の不連続面が形成される. このような不連続面に生じるポンデラモーティブ力がその不連続面に位置するプラズマを前方へ押し込む. そのため不連続面において電子密度や電子流速の上昇が局所的に引き起こされる. そこで本章ではこの密度上昇した位置のプラズマと入射レーザー光との相互作用に着目した. ポンデラモーティブ力によって電子密度, 及び電子流速が上昇したプラズマから見れば, 入射するレーザー光の周波数や強度は静止した観測者から見たそれらと異なって見える. 電子流速の方向がレーザー光の伝搬方向と同一であれば, その周波数, 及び強度は低く見える. これらの低下は相対論的臨界密度の低下に結びく. そのためレーザー先端領域におけるレーザーとプラズマの相互作用を理解する上で重要な現象となり得る. そこで, まず初めにこのような電子流速による周波数, 及び強度の低下に関して調べ, ドップラー効果を含めた実効的な相対論的臨界密度を導出した. このような実効的な相対論的臨界密度よりも背景電子密度が高くなると, その位置におけるプラズマは実効的に超臨界密度プラズマとして入射レーザーに作用する.

次に, 1DPIC シミュレーションによってこのような超臨界密度プラズマの発生に関して調べた.

その結果, レーザーがプラズマ領域に侵入して間もない時間帯においては, このような超臨界密度プラズマは生じなかった. しかし, 周期的なポンデラモーティブ力が先端領域に働くため, 不連続面よりも更に深いプラズマ領域へ電子プラズマ波が送り込まれる. この電子プラズマ波はレーザーが伝搬するに従ってそのエネルギーを増大させる. 増大したエネルギーはその振幅に現れる. そのような振幅の大きいプラズマ領域をレーザー光が伝搬する場合においても, ポンデラモーティブ力は同じ力で不連続面を押し込む. その結果, 密度上昇するプラズマの電子流速が加速と減速を繰り返し受ける. その位置の電子流速が充分に加速されると, その位置における実効的な相対論的臨界密度よりも背景電子密度の方が高くなる状態が生まれる. そのような状態となった先端位置のプラズマは入射レーザー光に対して実効的に超臨界密度プラズマとして作用する. その結果, レーザー光の伝搬は阻害され, 伝搬速度が異常に低下する. このような伝搬速度の異常低下は 2DPIC シミュレーションにおいても同様に確認された.

このような伝搬速度の異常低下は伝搬距離に直接影響を及ぼす. そこで第 2 章において述べた伝搬距離に関するモデルを更に発展させ, 異常減速が起こった後の伝搬距離を表す式を導出した. この式を用いて表される伝搬距離と 1DPIC シミュレーションから得られた伝搬距離は一致した. この結果は第 2 章において述べた伝搬距離を求める数値計算を若干改良すれば, 異常減速を起こした場合の伝搬距離が求まることを示している.

そこで, 改良した数値計算を用いて第 3 章によって得られた結果を説明することを試みた. その結果, パルス幅 10 ps の条件においてレーザー光先端の伝搬速度は移動鏡速度よりも 0.6 c 遅いことがわかった. また, パルス幅 100 ps の条件においてレーザー光先端の伝搬速度は移動鏡速度よりも 0.0 $\sim$ 0.3 c 遅いことがわかった. これらの減速度はレーザー光の伝搬速度を衝突モデルを用いて表すことによって定性的に理解できる. 即ち, 減速後の速度を背景電子密度に依存する Δ, 及び移動鏡速度 v_f を用いて $v_2 = v_f(1-\Delta)$, 減速度を $v_m = \Delta v_f$ と表す. するとレーザー強度が高ければ v_f が速くなるため, 減速度が大きくなることがわかる. このような島の発生を抑えるためにはレーザー強度を更に高め, 常に $N_{ec} \gg N_e$ となる状態を維持する必要がある. そのような状態であれば, レーザー光は島による減速を受けることなく, 移動鏡速度でプラズマ中を伝搬するだろう.

参考文献

[1] H. Sakagami and K. Mima, Proc. of 2nd Int. Conf. Inertial Fusion Sciences and Applications, Kyoto, 2001, 380-383 (Elsevier, 2002)

[2] S. Guérin, P. Mora, J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, *Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers*, Physics of Plasmas **3**, 2693 (1996)

[3] W. L. Kruer and Kent Estabrook, $J \times B$ *heating by very intense laser light*, Physics of Fluids **28**, 430 (1985)

[4] 笹川辰弥、物理学選書２０「散乱理論」、裳華房 (1991)

[5] Y. Sentoku, K. Mima, P. Kaw, and K. Nishikawa, *Anomalous Resistivity Resulting from MeV-Electron Transport in Overdense Plasma*, Physical Review Letters **90**, 155001 (2003).

[6] N. Sepehri Javan and F. Adli, *Polarization effect on the relativistic nonlinear dynamics of an intense laser beam propagating in a hot magnetoactive plasma*, Physical Review E **88**, 043102 (2013)

[7] N. M. Naumova, J. Koga, K. Nakajima, T. Tajima, T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, F. Pegoraro, *Polarization, hosing and long time evolution of relativistic laser pulses*, Physis of Plasmas **8**, 4149 (2001)

[8] G. Li, R. Yan, C. Ren, J. Tonge, W. B. Mori, *Three-dimensional particle-in-cell simulations of laser channeling in fast ignition*, Physics of Plasma **18**, 042703 (2011)

第6章　総括

本論文では, 高速点火核融合を見据えた大規模コロナプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬距離や発生する高速電子ビームの指向性に関して調べた実験を元に, 臨界密度プラズマから放出される指向性の良い高速電子ビームの発生機構や, 超高強度レーザーが臨界密度プラズマ中を伝搬する際に受ける伝搬速度の異常低下に関して研究した. 以下に, 本論文の各章ごとに得られた結論についてまとめる.

第 1 章では高速点火レーザー核融合や超高強度レーザーによって発生する粒子線に関してその概要を述べ, 本研究との関連, 及び目的に関して述べた.

第 2 章では, 超高強度レーザーとプラズマとの相互作用に関して, 本研究と関連の深い項目に関して述べた. 特に本論文おける議論に必須となるポンデラモーティブ力や相対論的臨界密度に関して, その詳細を記述した. これまでに知られているレーザー光の伝搬速度や伝搬距離に関して, その導出課程や考慮すべき物理量を明確にすることに注意しながら解説した. 最後に, ここで示した伝搬速度と伝搬距離との関係を数値計算に起こすことによって, 密度勾配を持つプラズマ中にガウス型のレーザーパルスを照射した場合に得られる伝搬距離を求めた. その結果, 以下の点が明らかとなった.

1. レーザー光先端の伝搬速度はレーザー光の群速度に比べて 0.2 c 程度遅い.
2. レーザーエネルギーに制約がある環境下において, レーザー光をより高密度なプラズマ領域まで到達させるためには, 対象プラズマのスケール長に応じたレーザーパルス幅 (強度) を選択する必要がある.

第 3 章では, コロナプラズマを模擬した大きなプラズマに対して超高強度レーザーを照射し, レーザー光のパルス幅によって変化する伝搬距離や発生する高速電子ビームの特性に関して述べた. 尚, この実験におけるレーザエネルギーは常に 1 kJ 程度である. この実験から以下の点が明らかとなった.

1. レーザーのパルス幅を 100 ps とした時の方が 10 ps とした時に比べて, レーザー光はプラズマ中を長距離伝搬し, 且つ臨界密度以上のプラズマ領域まで侵入した.
2. レーザーのパルス幅を 100 ps とした時に放出される高速電子ビームに 20° (FWHM) の指向性を確認した.
3. レーザーのパルス幅が 10 ps の場合, レーザー光は 0.6 N_c の電子密度を有するプラズマ領域まで伝搬した.

1. に関しては未臨界密度プラズマ中におけるレーザー光の伝搬距離がそのパルス幅とベクトルポテンシャルの積に比例することから理解することが出来る.

2. に関してはレーザーのパルス幅 100 ps であった場合, レーザー光が超臨界密度プラズマ領域まで伝搬していることに着目した. そこで対象プラズマの電子密度を強制的に臨界密度とし, 追実験を行うことによってここで得られた指向性の良い高速電子ビームの発生機構を明らかにすることとした. その詳細は第 4 章に示した.

3. に関しては, 第 2 章において開発した数値計算によってその伝搬距離を求めると, レーザー光は超臨界密度プラズマ領域まで伝搬した. そのため, この数値計算に含まれていない現象がその伝搬距離に影響していると考えられる. そこで臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬速度や伝搬距離に関して調べ, 伝搬速度の異常低下が伝搬距離を極端に短くすることを見出した. その詳細は第 5 章に示した.

第 4 章では, 前章の結果を受け密度制御した臨界密度プラズマ ($1N_c$, $4N_c$) に対して直接, 超高強度レーザーを照射し, そのプラズマから発生する高速電子ビームの放出分布を計測した. この結果を 2 次元の粒子シミュレーションによって再現した. 最後にシミュレーションによって得られた物理量を用いてそれらの結果に関して考察した. その結果, 以下の点が明らかとなった.

1. 臨界密度プラズマ ($1N_c$, $4N_c$) に対して強度 10^{19} W/cm^2 のレーザー光を照射した際に発生する高速電子ビームの放出角は 10°(FWHM) 程度であった.

2. レーザー光がプラズマ中を伝搬する際にプラズマチャンネル内に形成する数 100 MG 程度の纏まった構造を持つ磁場が数 MeV 程度のエネルギーを持つ高速電子ビームの指向性を向上させる.

3. レーザー光が更に高密度なプラズマ中を伝搬する際にも, 同様の磁場が形成され得るため, 指向性の良い高速電子ビームが得られる.

第 5 章では, 第 3 章から得られた結果を受けて, 臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーの伝搬速度や伝搬距離に関して 1 次元, 及び 2 次元の粒子シミュレーションを用いて調べた. 特にレーザー光先端位置に生じるポンデラモーティブ力がその位置での電子流速や電子密度を上昇させる現象に着目し, 相対論的な流速を持つプラズマから見た入射レーザーの状態変化に関して詳しく調べた. その結果, 以下の点が明らかとなった.

1. レーザー光先端位置において電子流速が上昇したプラズマは入射レーザーに対して実効的に超臨界密度プラズマとして作用し得る. そのような作用は先端領域に細かな超臨界密度プラズマ領域を発生させる. その結果, 先端領域におけるレーザー強度が低下する. これは伝搬速度の著しい低下に繋がる.

2. 伝搬速度が低下することに伴って, レーザーパルスの伝搬速度もまた著しく低下する.

3. このような伝搬速度の異常低下を回避するためには, レーザー強度を充分に高くすることによって $N_{ec} \gg N_e$ とすればよい.

また本章によって得られた伝搬速度の低下から第 3 章に行った実験結果を説明するためには, レーザーパルスが 10 ps の場合, レーザー光先端の伝搬速度はエネルギーバランスによって定まる伝搬

速度よりも 0.6 c 遅いことになる. レーザーパルスが 100 ps の場合, レーザー光先端の伝搬速度はエネルギーバランスによって定まる伝搬速度よりも 0.0∼0.3 c 遅いことになる. これは減速後の伝搬速度 v_2 を背景電子密度に依存する Δ, 及び移動鏡速度 v_f を用いて $v_2 = v_f(1-\Delta)$ と表すことによって定性的に理解できる.

以上のように本研究では臨界密度付近の電子密度を有するプラズマ中を伝搬する超高強度レーザーに関して調べた. 第 4 章から得られた, レーザー光が臨界密度プラズマ中を伝搬する際に励起する強い磁場によって指向性の良い高速電子ビームが発生するという結果は, 高速点火核融合にとって有益な結果であったと言える. 高速点火核融合を念頭に置くと, 高輝度な指向性の良い高速電子ビームを発生させることが望ましい. そのためには臨界密度プラズマやそれを超える密度を持つプラズマ中をレーザー光が長距離伝搬する必要がある. このような伝搬は第 5 章の結果からレーザー強度を充分に高くし, $N_{ec} \gg N_e$ となる状態を維持することによって実現できる. ただし, ここで第 3 章の結果からレーザーエネルギーを固定して考えた場合, レーザーのパルス幅を短くすることによってレーザー強度を高めると, その伝搬距離が短くなり得る. 従って, レーザーのスポット径を小さくすることによってレーザーの強度を充分に高めることが望まれる. 以上から, 高速点火核融合において追加熱レーザーは臨界密度よりも充分に密度が低いプラズマ領域において, 様々な集束現象によってその強度を充分に高めた後に, 臨界密度プラズマへ侵入することが望まれる. このようなレーザー光の伝搬であれば, レーザー光は高輝度な指向性の良い高速電子ビームを生成しながらコアプラズマ近傍まで伝搬することが可能になるだろう.

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました田中和夫 教授に深厚なる謝辞を表します。

本研究に関して始終、御指導、御助言を頂きました羽原英明 准教授に心からの感謝の意を表します。

博士課程在学中に御指導賜りました電気電子情報工学専攻先進電磁エネルギー工学コースの兒玉了祐 教授、中井光男 教授、村上匡且 教授、上田良夫 教授、飯田敏行 教授、尾崎典雅 准教授、加藤裕史 准教授、河仲準二 准教授、有川安信 講師、佐野孝好 助教、中村浩隆 助教、伊庭野健造 助教、LEE Heun Tae 助教を始め、各教官の方々にこの場を借りて深く感謝致します。

日々の研究のみならず日常生活においても始終丁寧にご指導賜りました籔内俊毅 助教に心からの感謝の意を表します。

素晴らしい研究環境をご提供くださいました、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの疇地宏 センター長に深く感謝致します。

本研究を遂行するにあたり、粒子シミュレーションコードの使用を快諾していただき、また活発な議論を交わしてくださいました坂上仁志 教授 (核融合科学研究所) に深く感謝致します。

本研究の一部はフランスはエコールポリテクニークにおいて行われたものであり、滞在中に御指導賜りました Prof. Julien Fuchs、Dr. Sophie Baton、中堤基彰 博士 (現 European XFEL) に感謝の意を表します。また滞在中に活発な議論を交わしてくださいました Dr. Sophia Chen、Dr. Rousseaux Christophe (France CEA) に感謝致します。

本研究の一部はアメリカはロチェンスター大学レーザーエネルギー研究所において行われたものであり、素晴らしい研究の場を提供してくださいました Dr. Wolfganag Theobald に感謝の意を表します。また滞在中に活発な議論を交わしてくださいました澤田寛 助教 (ネバダ大学)、Dr. Mingsheng Wei (General Atomic 社)、Dr. Chris McGuffey (UCSD) 、Mr. Steven Ivancic に感謝致します。

レーザーエネルギー学研究センターにおいて御指導賜りました白神宏之 教授、西村博明 教授、藤岡慎介 准教授、坂和洋一 准教授、長友英夫 准教授、砂原淳研究員 (レーザー総研) に深く感謝致します。

本研究の実験遂行にあたり、ターゲット製作で惜しみない御協力を頂きました Prof. Wigen Nazarov (University of St. Andrews)、木村泰子 氏 (光科学センター) に深く感謝致します。

研究活動において、惜しみない協力、討論を頂いた谷本壮 博士、中新伸彦 博士、岡林篤紀 博士、畑昌育 博士、三上勝大 博士、西田明憲 博士、今亮 博士、澤井清信 氏、水田好雄 氏、日野慎太郎 氏、陰岩直哉 氏、木田健児 氏、佐藤弘道 氏、吉地岳 氏、石原一樹 氏、嶋田和浩 氏、長田将典 氏に深く感謝致します。

日々の研究生活において互いに刺激しあった、那須翔太 博士、三島陽介 氏、御前成吾 氏、大石達也 氏、河野卓也 氏、長井隆浩 氏、渡辺梢 氏、石井圭憲 氏、黒田耕平 氏、本田能之 氏、藤

井雄太 氏、井出尭夫 氏、横山尚也 氏、大平真司 氏、木村大亮 氏、牧戸啓悟 氏、和田 充史 氏、梶野祥平 氏、森田澄 氏、森岡朋也 氏、西村清秀 氏、木久山健士郎 氏、大本直輝 氏、彭明超 氏、永見亮介 氏、柴田怜 氏、影山慶 氏、天野裕基 氏、黒田和孝 氏、仁井大心 氏、林宜章 氏、白石亮平 氏、小田浩之 氏、高木一茂 氏、山下真直 氏、植松祐仁 氏、中口真之介 氏、久保田善大 氏、塚本太郎 氏、吉田有佑 氏、今村圭佑 氏、辻井章紘 氏、村上莉穂 氏、八幡航大 氏、山内智輝 氏に感謝致します。

また、特別研究員制度により研究に専念する機会を与えてくださいました日本学術振興会、並びに大阪大学協働育成型イノベーション創出リーダー育成事業 (CLIC)、アジア研究教育拠点事業 (ASHULA) に深く感謝致します。

最後に筆者が学生生活を送るにあたり、暖かく見守ってくれた家族・友人に心からの感謝の意を表します。

研究業績

掲載主要論文

[**1**] T. Iwawaki, H. Habara, T. Tanimoto, N. Nakanii, K. Shimada, T. Yabuuchi, K. Kondo and K. A. Tanaka, *Development of multi-channel electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **81**, 10E535 (2010)

[**2**] T. Iwawaki, H. Habara, S. Baton, K. Morita, J. Fuchs, S. Chen, M. Nakatsutsumi, C. Rousseaux, F. Filippi, W. Nazarov, and K. A. Tanaka, *Collimated fast electron beam generation in critical density plasma*, Physics of Plasmas, **21**, 113103 (2014)

[**3**] T. Iwawaki, H. Habara, S. Baton, K. Morita, J. Fuchs, S. Chen, M. Nakatsutsumi, C. Rousseaux, F. Filippi, W. Nazarov, and K. A. Tanaka, *Collimation of Fast Electrons in Critical Density Plasma Channel*, Plasma and Fusion Research, **10**,1304005 (2015)

査読中論文

[**1**] T. Iwawaki, H. Habara, T. Yabuuchi, M. Hata, H. Sakagami, and K.A. Tanaka, *Slowdown Mechanisms of Ultra-intense Laser Propagation in Critical Density Plasma*, Physical Review E, *under review*

共著論文

[**1**] H Shiraga, S Fujioka, M Nakai, T Watari, H Nakamura, Y Arikawa, H Hosoda, T Nagai, M Koga, H Kikuchi, Y Ishii, T Sogo, K Shigemori, H Nishimura, Z Zhang, M Tanabe, S Ohira, Y Fujii, T Namimoto, Y Sakawa, O Maegawa, T Ozaki, K Tanaka, H Habara, T Iwawaki, K Shimada, H Nagatomo, T Johzaki, A Sunahara, M Murakami, H Sakagami, T Taguchi, T Norimatsu, H Homma, Y Fujimoto, A Iwamoto, N Miyanaga, J Kawanaka, T Jitsuno, Y Nakata, K Tsubakimoto, N Morio, T Kawasaki, K Sawai, K Tsuji, H Murakami, T Kanabe, K Kondo, N Sarukura, T Shimizu, K Mima and H Azechi, *Fast ignition integrated experiments with Gekko and LFEX lasers*, Plasma Phys. Control. Fusion **53** (2011) 124029 (6pp)

[**2**] H. Shiraga, S. Fujioka, M. Nakai, T. Watari, H. Nakamura, Y. Arikawa, H. Hosoda, T. Nagai, M. Koga, H. Kikuchi, Y. Ishii, T. Sogo, K. Shigemori, H. Nishimura, Z. Zhang, M. Tanabe, S. Ohira, Y. Fujii, T. Namimoto, Y. Sakawa, O. Maegawa, T. Ozaki, K.A. Tanaka, H. Habara, T. Iwawaki, K. Shimada, H. Nagatomo, T. Johzaki, A. Sunahara, M. Murakami, H. Sakagami, T. Taguchi, T. Norimatsu, H. Homma, Y. Fujimoto, A. Iwamoto,

N. Miyanaga, J. Kawanaka, T. Jitsuno, Y. Nakata, K. Tsubakimoto, K. Sueda, N. Morio, S. Matsuo, T. Kawasaki, K. Sawai, K. Tsuji, H. Murakami, T. Kanabe, K. Kondo, R. Kodama, N. Sarukura, T. Shimizu, K. Mima, H. Azechi, *Integrated experiments of fast ignition targets by Gekko-XII and LFEX lasers*, High Energy Density Physics **8** (2012) 227-230

[**3**] 羽原英明、岩脇智行、籔内俊毅、田中和夫、「高強度レーザーによる相対論プラズマの物性」、レーザー研究 41 巻 1 号 (2013)

[**4**] 三島陽介、羽原英明、岩脇智行、木久山健志郎、河野卓也、森岡朋也、森田澄、西内満美子、余語覚文、Alexander S. PIROZHKOV、福田佑仁、小倉浩一、谷本壮、近藤公伯、千徳靖彦、城﨑知至、籔内俊毅、田中和夫、「高コントラスレーザーにより生成される高速電子スペクトラムの材料依存性」、レーザー研究 41 巻 1 号 (2013)

[**5**] A. Okabayashi, H. Habara, T. Yabuuchi, T. Iwawaki, and K.A. Tanaka, *Stopping and transport of fast electrons in superdense matter*, Physics of Plasmas **20**, 083301 (2013)

[**6**] H. Shiraga, S. Fujioka, M. Nakai, T. Watari, H. Nakamura, Y. Arikawa, H. Hosoda, T. Nagai, M. Koga, H. Kikuchi, Y. Ishii, T. Sogo, K. Shigemori, H. Nishimura, Z. Zhang, M. Tanabe, S. Ohira, Y. Fujii, T. Namimoto, Y. Sakawa, O. Maegawa, T. Ozaki, K.A. Tanaka, H. Habara, T. Iwawaki, K. Shimada, M. Key, P. Norreys, J. Pasley, H. Nagatomo, T. Johzaki, A. Sunahara, M. Murakami, H. Sakagami, T. Taguchi, T. Norimatsu, H. Homma, Y. Fujimoto, A. Iwamoto, N. Miyanaga, J. Kawanaka, T. Kanabe, T. Jitsuno, Y. Nakata, K.Tsubakimoto, K. Sueda, R. Kodama, K. Kondo, N. Morio, S. Matsuo, T. Kawasaki, K. Sawai, K. Tsuji, H. Murakami, N. Sarukura, T. Shimizu, K. Mima and H. Azechi, *Implosion and heating experiments of fast ignition targets by Gekko-XII and LFEX lasers*, EPJ Web of Conferences **59**, 01008 (2013)

[**7**] H. Nishimura, Z. Zhang, T. Namimoto, S. Fujioka, M. Koga, H. Shiraga, T. Ozaki, T. Iwawaki, T. Morioka, K. Morita, H. Habara, K.A. Tanaka, M. Nishikino, T. Kawachi, A. Sagisaka, S. Orimo, A.S. Pirozhkov, K. Ogura, A. Yogo, H. Kiriyama, K. Kondo, T. Shimomura, S. Kanazawa, Y. Okano, FG-02 Experimental Campaign Team and H. Azechi, *Absolute K α line spectroscopy for cone-guided fast-ignition targets*, EPJ Web of Conferences **59**, 13008 (2013)

[**8**] Y. Uematsu, S. Ivancic, T. Iwawaki, H. Habara, A. L. Lei, W. Theobald and K.A. Tanaka, *Measuring the strong electrostatic and magnetic fields with proton radiography for ultra-high intensity laser channeling on fast ignition*, Review of Scientific Instruments **85**, 11E612 (2014)

国際学会発表

[**1**] T. Iwawaki, H. Habara, T. Tanimoto, N. Nakanii, K. Shimada, T. Yabuuchi, K. Kondo, and K.A. Tanak, *Development of multi-channel electron spectrometer*, 18th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, N02, Wildwood, New Jersey, USA, May, 2010

[2] T. Iwawaki, H. Habara, N. Nakanii, T. Tanimoto, K. Shimada, K.A. Tanaka, FIREX Project Team, *Angular resolved electron spectra produced in high-intensity laser-plasma*, 3rd France-Japan joint workshop and School on High Energy Density Science, Les Houches, France, January, 2011

[3] T. Iwawaki, K. Morita, H. Habara, S. Baton, J. Fuchs, M. Nakatsutsumi, C. Rousseaux, S. Chen, F. Filippi, K.A. Tanaka, *Collimated electron beam by direct laser acceleration from over critical density plasma*, International Conference on High Energy Density Physics, Saint Malo, FRANCE, 25-28 June, 2013

[4] T. Iwawaki, H. Habara, T. Yabuuchi and K.A. Tanaka, *Study of relativistic laser propagation in critical density plasma using 1D and 2D PIC Simulation*, Japan US Fast Ignition Workshop, niseko Japan, March, 2013

[5] T. Iwawaki, H. Habara, T. Yabuuchi, H. Sakagami, K.A. Tanaka, *Doppler effect in ultra-intense laser propagation in around critical density plasmas*, Omega Laser Facility Users Group Workshop, Rochester University, America, April, 2014

国内学会発表

[1] 岩脇智行、木田健児、日野慎太郎、嶋田和浩、田中和夫、羽原英明、白神宏之、藤岡慎介、LFEX 実験チーム、LFEX 建設チーム、畦地宏、「LFEX レーザーを用いた高速点火レーザー核融合における高速電子の発生とそのスペクトル」、弟 65 回日本物理学会年次大会、21pTJ-02、岡山大学津島キャンパス、2010 年 3 月

[2] 岩脇智行、 羽原英明、中新信彦、谷本壮、嶋田和浩、田中和夫、FIREX プロジェクトチーム、「角度分解された高強度レーザー生成高速電子スペクトルの考察」、弟 27 回プラズマ ・核融合学会年会、01P76、北海道大学学術交流会館、2010 年 11 月

[3] 岩脇智行、羽原英明、薮内俊毅、畑昌育、坂上仁志、田中和夫、「臨界密度プラズマ中における超高強度レーザー伝搬に関する研究」、第 67 回日本物理学会年次大会、24aYC-9、 関西学院大学 西宮上ヶ原キャンパス、2012 年 3 月

[4] 岩脇智行、羽原英明、薮内俊毅、坂上仁志、田中和夫、「臨界密度プラズマ中を伝搬する超高強度レーザーに作用するドップラー効果」、第 69 回日本物理学会年次大会、30aAE-10、東海大学 湘南キャンパス、2014 年 3 月