The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	超ポンドラモーティブ力によるプラズマバブル中でのエキゾチック現象
Author(s)	矢野, 将寛
Citation	大阪大学, 2020, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/76557
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士学位論文

超ポンドラモーティブ力による
プラズマバブル中でのエキゾチック現象

矢野　将寛

2020 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科

研究概要

本論文では，超高強度のレーザーの強い力，超ポンドラモーティブ力，によってプラズマ中に生じたバブルの中で，これまでの強度のレーザープラズマ相互作用では見られなかったエキゾチックな物理現象を解明することを目的とし，レーザーとプラズマの相互作用における時空の歪みの観測可能性と新しい加速メカニズムによる高エネルギーイオン加速を研究した．

第 1 章は，序論であり本研究の背景として相互作用におけるエキゾチックな現象に関する研究の概要と，時空の歪みの効果を調べること，高エネルギーイオンを生成することの意義について述べた．

第 2 章では，加速度場によって仮想的に時空が歪む可能性について述べた．時空が歪むことでブラックホール輻射に似たような現象である，ウンルー効果が生じることを示した．

第 3 章では，第 2 章で述べたウンルー効果を感じる電子による光の散乱がどのように影響を受けるか計算した．理想的な状態で，理論式からウンルー効果を観測するには，どれくらいのレーザー強度が必要か，どのようなプラズマを用いるのが良いのか，どのような実験設計をすればよいか検討した．

第 4 章では，超高強度レーザーパルスの非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中でのふるまいを PIC シミュレーションで研究した．パルス伝搬ダイナミクス，イオンダイナミクス，輻射減衰の効果などを包括的に研究した．また，ウンルー効果を観測するために必要な条件をもつ電子バンチが生成されるか調べた．

第 5 章では，超高強度レーザーパルスの非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマ中でのふるまいを PIC シミュレーションで研究した．パルス伝搬ダイナミクスにおける相対論的透過性とホールボーリングの影響と，イオン加速について包括的に研究した．レーザーの超ポンドラモーティブ力によってイオンが直接加速され，イオンがプラズマ波の加速フェーズに入射されて 20 GeV まで加速されるような新しいイオン加速メカニズムを発見した．

以上，超ポンドラモーティブ力によるプラズマバブル中でのエキゾチック現象である，超高強度レーザーとプラズマの相互作用における時空の歪みの観測可能性と，新しいイオン加速メカニズムによる 20 GeV 級の高エネルギーイオン発生を調べた．前者では高強度レーザーとプラズマを用いたウンルー効果の実証提案をした．超高強度レーザーと非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ相互作用によって時空の効果を検出するために必要な電子群を発生することができた．後者では，非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマとの相互作用において，背景イオンのクーロン爆発とレーザーの直接加速によって，プラ

ズマ波前方の加速フェーズへイオンが入射されることで，20 GeV の高エネルギーイオンを発生することが分かった．

目次

第 1 章　序論 1
1.1 研究の背景 1
1.2 研究の目的 3
1.3 本論文の構成 3

第 2 章　加速度場による仮想的な時空の歪みの可能性：ウンルー効果 5
2.1 時空の歪み 5
2.2 重力場のアインシュタイン方程式 6
2.3 ディラック方程式 7
2.4 歪んだ時空のディラック方程式 7
2.5 等価原理 8
2.6 等加速度運動系：リンドラー座標系 9
2.7 ウンルー効果 10
2.8 本章のまとめ 15

第 3 章　プラズマ中の加速電子によるウンルー効果の実証提案 17
3.1 加速された電子によるトムソン散乱 17
3.2 プラズマ波からのトムソン散乱 18
3.3 プラズマ波中の電子からのトムソン散乱スペクトルと光子数 20
3.4 プラズマ波中で加速された電子バンチからのトムソン 2 重散乱 22
3.5 加速された電子バンチからのトムソン 2 重散乱スペクトルと散乱光子数 . 25
3.6 本章のまとめ 28

第 4 章　レーザープラズマ相互作用における時空の歪みの観測可能性 31
4.1 ウンルー効果を検出するために要求される電子バンチの特徴 31
4.2 超高強度レーザーと非相対論的臨界密度より低密度なプラズマの相互作用 33
4.3 シミュレーション条件 35

4.4 レーザーパルス伝搬ダイナミクス 36
4.5 電子ダイナミクス 41
4.6 イオンダイナミクス 44
4.7 粒子のエネルギー分布 46
4.8 極めて大きな加速度を有する電子群の生成 47
4.9 本章のまとめ 50

第 5 章 高密度プラズマ中での高エネルギーイオン多段加速 53
5.1 超高強度レーザーと高密度プラズマの相互作用 53
5.2 シミュレーション条件 55
5.3 パルス伝搬における相対論的透過性とホールボーリング 55
5.4 イオンと電子のダイナミクス 58
5.5 高密度プラズマ中でのイオン多段加速機構 61
5.6 プラズマ中の輻射 65
5.7 本章のまとめ 66

第 6 章 結論 69

付録 A 電磁場が時空を歪める可能性 71
A.1 重力場のアインシュタイン方程式の線形化 71
A.2 電磁場のエネルギー・運動量テンソル 71
A.3 時空の歪みによる電子のエネルギーシフト 73

付録 B ブラックホールの輻射 75

付録 C トムソン散乱 77

参考文献 79

謝辞 85

研究業績 87

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

近年，フェムト秒レーザーの出力はペタワットを超えさらに大きくなっている．集光点におけるレーザー強度は，10^{23} W/cm^2 をすでに超えている [1]．さらに $I \sim 10^{24}$ W/cm^2 を超えるレーザー強度を実現するプロジェクトも進行している [2–7]．そのような超高強度のペタワットレーザーとプラズマの相互作用を用いることで，これまでみられなかったエキゾチックな物理現象を開拓できる可能性がある．超高強度レーザーとプラズマの相互作用における時空の歪みの観測可能性や，新たな物理機構による高エネルギーイオンの発生などである．他にも，電子加速，核融合科学，高エネルギー物理学への応用などが期待される．

高エネルギー密度科学の研究の 1 つとして，高強度レーザーを用いて宇宙の物理を解明する試みが行われている．宇宙の物理を理解するうえで，重力の影響は重要な課題の 1 つであるが，量子電磁力学では重力をどのように扱えばよいか未だ明らかになっていない．ディラックによって生み出された特殊相対論量子力学 [8] によって，重力の影響を考えない系での量子電磁力学は明らかになった．一方で，質量エネルギーがプランクエネルギーより小さい場合に，アインシュタインの一般相対論では重力を背景時空の歪みとして考えることができる．そこで，重力を背景時空の歪みとして，歪んだ時空で量子電磁力学を考える試みが行われている [9]．

実験室系で時空を歪めることのできる可能性が 2 つ提案されている．1 つ目は，電磁場が時空を歪める可能性である [10–13]．2 つ目は，加速度場による仮想的な時空の歪みの可能性である [14]．前者では，2.5×10^6 J のレーザー光で時空を歪めることができた場合の水素原子の軌道電子のエネルギーシフトの感度が 10^{-24} であり非常に小さい．そのため観測することが難しい．この可能性については，付録 A で詳述する．

後者の可能性の 1 つにウンルー効果というものがある [14–18]．一般相対性理論におけ

る等価原理に基づくと，等加速度運動系にいる観測者は重力がかかっているように感じる．その観測者の時空において，加速度場のポテンシャルによって真空の量子ゆらぎから仮想粒子・反粒子対が対生成しているように見える．その結果，観測者は周りの真空が温度を持っているように感じる．これがウンルー効果という現象である．その温度は $T_w = \hbar w/2\pi k_B c$ であり，ウンルー温度と呼ばれている．$\hbar = h/2\pi$ は換算プランク定数，w は加速度，k_B はボルツマン定数，c は真空中での光速度である．

ウンルー効果の存在は，加速度場と重力を等価とみなすことができるかどうか，歪んだ時空での量子電磁力学が成り立つかどうか，という問題の答えを明らかにする可能性を持つ．加速度場と重力を等価とみなすことができれば，ホーキングによって示されたブラックホールの輻射 [19, 20] の存在の証明につながる．

また，高エネルギー密度科学の研究としては，超高強度レーザーと非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマの相互作用におけるイオン加速がある．強度 $I \sim 10^{20}$ W/cm^2 以下のレーザーを用いたイオン加速では，レーザーによって引き起こされたプラズマの電荷分離によって生じた静電場を用いてイオンを加速する手法が広く研究されている [21]．その手法では 30 MeV 程度のイオンを発生することに成功しているが，強度 $I \sim 10^{24}$ W/cm^2 程度の強いレーザーを用いると新しいイオン加速手法でさらに高エネルギーのイオンを発生させることができる可能性がある．

プラズマ中での粒子の多段加速 [22] は，レーザーのポンドラモーティブ力によって直接加速された粒子がソースとなり，そのソースが，パルスの作るプラズマ波（加速器）の粒子加速フェーズに入射され，フェーズマッチングした時にソース粒子が加速される．これまでのレーザー強度はイオンを直接加速させるには低かったため，このような加速手法は質量の小さな電子の加速に適用されていた．しかし，強度 $I \sim 10^{24}$ W/cm^2 程度の強いレーザーの強いポンドラモーティブ力を用いれば，質量の大きいイオンを直接加速させてプラズマ波の加速フェーズに入射されることができるかもしれない．

そのようなイオン加速においては，レーザーが非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマ中を伝搬し，高エネルギーイオンを生成するのと同時に，プラズマ波を誘起しなければならない．理論的にはレーザーは相対論的透過性とホールボーリングの効果によってこのような高密度プラズマ中を伝搬できる．しかし，実際に 2 つの効果がどのように作用してレーザーが伝搬するか明らかになっていない．レーザーが高密度プラズマ中をどのように伝搬するか調べる必要がある．

超高強度レーザーと高密度プラズマの相互作用では，相対論的透過性，ホールボーリング，レーザーパルスによるイオン（重粒子）直接加速などのこれまでは見られなかったエキゾチックな現象が生じると予測される．これらの物理現象は複雑系の非線形過程であるため，コンピュータシミュレーションによる研究が必要である．

1.2　研究の目的

本研究では，高強度レーザーとプラズマの相互作用における，加速度場における時空の歪みの観測可能性や，高密度プラズマ中の新たなイオン加速機構など，これまで見られなかったエキゾチックな物理現象をコンピュータシミュレーションを用いて明らかにすることを目的とした．

1.3　本論文の構成

本論文では，超高強度のレーザーパルスの超ポンドラモーティブ力によってプラズマ中に生じたバブルの中で，これまで存在していた強度のレーザープラズマ相互作用では見られなかった新しいエキゾチックな物理現象を解明することを目的とし，レーザーパルスとプラズマの相互作用における時空の歪みの観測可能性と新しい加速メカニズムによる高エネルギーイオン加速を研究した．

第 1 章は，序論であり本研究の背景として相互作用におけるエキゾチックな現象に関する研究の概要と，加速度場における時空の歪みの効果を調べること，高エネルギーイオンを生成することの意義について述べた．

第 2 章では，加速度場によって時空が歪む可能性について述べた．時空が歪むことでブラックホール近くで考えられているホーキング輻射に似たような現象である，ウンルー効果が生じることを示した．

第 3 章では，第 2 章で述べたウンルー効果を感じる電子による光の散乱がどのように影響を受けるか考察した．理想的な状態で，理論式からウンルー効果が散乱スペクトルの広がりとしてどのくらい強く現れるのか計算した．その広がりが，レーザー強度や電子密度にどのように依存するか調べた．

第 4 章では，超高強度レーザーパルスの低密度プラズマ中でのふるまいを PIC シミュレーションで研究した．パルス伝搬ダイナミクス，イオンダイナミクス，輻射減衰の効果などを包括的に研究した．また，ウンルー効果を観測するために必要な条件をもつ電子バンチの生成を検討した．

第 5 章では，超高強度レーザーパルスの高密度プラズマ中でのふるまいを PIC シミュレーションで研究した．パルス伝搬ダイナミクスにおける相対論的透過性とホールボーリングの影響と，イオン加速について包括的に研究した．レーザーの超ポンドラモーティブ力によってイオンが直接加速され，イオンがプラズマ波の加速フェーズに入射されて追加速されるような新しいイオン加速メカニズムを発見した．

第 6 章では，本論文を総括し，結論を述べた．

第 2 章

加速度場による仮想的な時空の歪みの可能性：ウンルー効果

1 つの時間座標と 3 つの空間座標であらわされる 4 次元リーマン空間を時空と呼ぶ．この章では，時空の概念と，等加速度運動する観測者の時空が歪む可能性について述べる．重力場のアインシュタイン方程式によって，重力が時空を歪めることを示す．また，等加速度運動する観測者の時空における真空状態が変化し，ウンルー効果が発現することについて述べる．ここでの議論は文献 [23–25] を参考にした．

2.1 時空の歪み

2.1.1 時空

1 つの時間成分と，3 つの空間座標成分をもつ 4 次元リーマン空間を考える．4 次元リーマン空間を時空と呼ぶ．成分は，(x^0, x^1, x^2, x^3) で表される．$x^0 = ct$ が時間成分 x^1, x^2, x^3 が空間成分である．ここで c は真空中での光の速度，t は時間である．

2.1.2 メトリック

時空の幾何学的性質は，メトリック g_{ik} と呼ばれる量で決まる．時空の 2 点間の距離は，

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \, (i, k = 0, 1, 2, 3) \tag{2.1}$$

で表される．g_{ik} は 16 個の成分を持つテンソルである．

一般に，歪んだ時空のメトリックは次のようになる．

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

歪んでいない時空は，平坦な時空，またはミンコフスキー時空と呼ばれている．ミンコフスキー時空のメトリックは

$$\eta_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

と表され，ミンコフスキー時空では幾何学的な性質は，３次元ユークリッド幾何学と同じである．

たとえば平坦な時空の２点間の距離は，直交座標で考えると

$$ds^2 = (cdt)^2 - (dx)^2 - (dy)^2 - (dz)^2 \tag{2.4}$$

となる．

2.1.3　曲率テンソル

時空の歪みは，曲率テンソル

$$R^i_{klm} = \frac{\partial \Gamma^i_{km}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^i_{kl}}{\partial x^m} + \Gamma^i_{ln}\Gamma^n_{km} - \Gamma^i_{mn}\Gamma^n_{kl} \tag{2.5}$$

によって表される．曲率テンソルはリーマンテンソルと呼ばれることもある．リーマンテンソルの成分の内，０でないものが１つでもあれば時空は歪んでいる．ここで，Γ^i_{kl} は，

$$\Gamma^i_{kl} = \frac{1}{2} g^{im} \left(\frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right) \tag{2.6}$$

と表され，クリストッフェル記号と呼ばれる．

また，リーマンテンソルを縮約したものをリッチテンソルと呼び，体積の歪みを表す．

$$R_{ik} = R^l_{ilk} = \frac{\partial \Gamma^l_{ik}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^l_{il}}{\partial x^m} + \Gamma^l_{ik}\Gamma^m_{lm} - \Gamma^m_{il}\Gamma^l_{km} \tag{2.7}$$

2.2　重力場のアインシュタイン方程式

重力場のアインシュタイン方程式は，

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} \tag{2.8}$$

と表される．T_{ik} は場のエネルギー運動量テンソル，G は重力定数，c は光速，R_{ik} はリッチテンソル，$R = g_{ik}R^{ik}$ である．

エネルギー運動量テンソルは，場のエネルギー密度，フラックス密度，運動量密度，応力を表すもので次のような形をしている．

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} T_{00} & T_{01} & T_{02} & T_{03} \\ T_{10} & T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{20} & T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{30} & T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

T_{00} はエネルギー密度，cT_{0k} はフラックス密度，T_{i0}/c は運動量密度，T_{ik} $(k = 1, 2, 3)$ は応力テンソルである．重力による時空の歪みは，$T_{00} = \mu c^2$ (μ :質量密度) のみによるものである．左辺は幾何学的性質を表し，右辺は重力を表している．この式から，重力が時空を歪めることがわかる．

2.3　ディラック方程式

相対論的な波動方程式であるディラック方程式について述べる．ディラック方程式に歪んだ時空での微分を適用して，一般化されたディラック方程式を導いた [9,13]．量子電磁力学の基礎方程式である，ディラック方程式は以下のように表される．

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{mc}{\hbar}\right)\psi = 0 \tag{2.10}$$

$$\gamma_k = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

ここで σ_k はパウリ行列，I は 2×2 の単位行列，m は粒子の質量，c は真空中の光の速度，$\hbar$ はディラック定数（換算プランク定数），$\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)$ は 4 成分スピノールである．ディラック方程式は，いかなる慣性系でも成り立つ式である．スピノールは慣性系間の変換に関して不変である．

ディラック方程式の解は，上向きスピンと下向きスピンの正と負のエネルギーを表す．正エネルギー解は電子，負エネルギー解は陽電子のエネルギーを表している．

2.4　歪んだ時空のディラック方程式

歪んだ時空では，ベクトルの平行移動は平坦な時空と同じようにはできないので，通常の微分ではなく歪んだ時空での微分を導入しなければならない．ベクトルの微分を求める

とき，互いに差し引くべき 2 つのベクトルが空間の同一点に位置している必要があるので，一方のベクトルをもう一方のベクトルが位置している点まで移動しなければならない．一般に，微少量動いた点と元々いた点では，座標系が異なるため，ベクトルの値が座標系の変換によって変わってしまう．

そこで，ベクトルの値が違う座標系同士でそろうように，共変微分という微分を導入する．ディラック方程式に共変微分を導入すると [13]，

$$\left(\gamma^{\mu}\nabla_{\mu}+\frac{mc}{\hbar}\right)\psi=0 \tag{2.13}$$

となる．ここで，$\nabla_{\mu}\equiv\partial/\partial x_{\mu}-\Gamma_{\mu}$ である．∇_{μ} が歪んだ時空での微分，共変微分であり，

$$\Gamma_{\mu}\equiv-\frac{1}{4}\gamma^{\lambda}\left(\frac{\partial\gamma_{\lambda}}{\partial x_{\mu}}-\gamma_{\nu}\Gamma^{\nu}_{\lambda\mu}\right)+iqA_{\mu} \tag{2.14}$$

である．$\Gamma^{\nu}_{\lambda\mu}$ はクリストッフェル記号，A_{μ} は四次元の電磁場ベクトル，q は電荷である．

この歪んだ時空のディラック方程式を解くと，電子のエネルギーが曲率テンソルの関数になることがわかる．

ここまでは，4 次元リーマン空間を考え，4 次元時空の幾何学的性質を決定するメトリックという重要な量について述べた．時空の歪みはメトリックから計算でき，曲率テンソルが 0 ならば時空は平坦である．重力場のアインシュタイン方程式から，メトリックはエネルギー運動量テンソルによって変化することがわかる．重力場は時空が歪めることが分かった．

また，量子電磁力学の基礎方程式である，ディラック方程式について述べた．ディラック方程式は上向きスピンと下向きスピンの正負のエネルギーを表している．ディラック方程式はいかなる慣性系でも成り立つ．ディラック方程式を重力場によって歪んだ時空，つまり非慣性系で考えるために，ディラック方程式に共変微分を導入し一般化した．

2.5　等価原理

ウンルー効果を考えるうえで重要なのが，一般相対性理論における等価原理の概念である．慣性質量とは，物質の動かしにくさを表し，重力質量とは重力を生じる質量のことを表している．重力（万有引力）F_g は，

$$F_g=m_g\frac{GM}{r^2} \tag{2.15}$$

で表される．ここで，G は重力定数，M は物体の質量，r は 2 物体間の距離である．慣性力は，

$$F_i=m_i a \tag{2.16}$$

ここで，a は加速度である．GM/r^2 と a が等しい時に $F_g = F_i$ となることから $m_g = m_i$ となり，重力質量 m_g と慣性質量 m_i の値が等しくなる．これを等価原理という．

以上の議論は，重力質量と慣性質量の値が等しいことを示しているが，重力と加速度が等価なものであるかどうかは分からない．本研究では，重力と加速度が等価なものであることを仮定してウンルー効果を考える．もしそれらが等価であるならば，ウンルー効果と同様の議論でブラックホールの輻射についても議論できる．

2.6　等加速度運動系：リンドラー座標系

加速度と重力を等価なものであるとすると，等加速度で運動している観測者は，重力がかかっているように感じる．そこで等加速度で運動する系で静止している観測者を考える [14, 15, 25]．

平坦な時空で静止している系 M の座標系 (cT, x, y, z) と，x 方向へ等加速度運動している系 R の座標系 (η, ρ, y, z) の関係を調べる．ミンコフスキー時空での 2 点間の距離は，

$$ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \tag{2.17}$$

以下のように t と x を ρ と η で表すと，

$$ct = \frac{c^2}{a}\sinh\frac{a\tau}{c} \tag{2.18}$$

$$x = \frac{c^2}{a}\cosh\frac{a\tau}{c} \tag{2.19}$$

となる．2 点間の距離は，

$$ds^2 = \rho^2c^2d\eta^2 - d\rho^2 - dy^2 - dz^2 \tag{2.20}$$

となる．どの世界線も ρ^{-1} が一定の等加速度を持つ．

この座標系 (η, ρ, y, z) は $x^2 < t^2$ の領域でのみ有効である．つまり左側のリンドラー平面と右側のリンドラー平面である．右側のリンドラー平面で議論するのに便利なようにさらに座標変換を行う．$\rho = c^2a^{-1}e^{ac^{-2}\xi}$，$\eta = ac^{-1}\tau$ と置くと，

$$ct = \frac{c^2}{a}e^{\frac{a}{c^2}\xi}\sinh\frac{a\tau}{c} \tag{2.21}$$

$$x = \frac{c^2}{a}e^{\frac{a}{c^2}\xi}\cosh\frac{a\tau}{c} \tag{2.22}$$

となる．a は正の定数である．よってメトリックは以下の形を取る．

$$ds^2 = e^{\frac{2a}{c^2}\xi}(c^2d\tau^2 - d\xi^2) - dy^2 - dz^2 \tag{2.23}$$

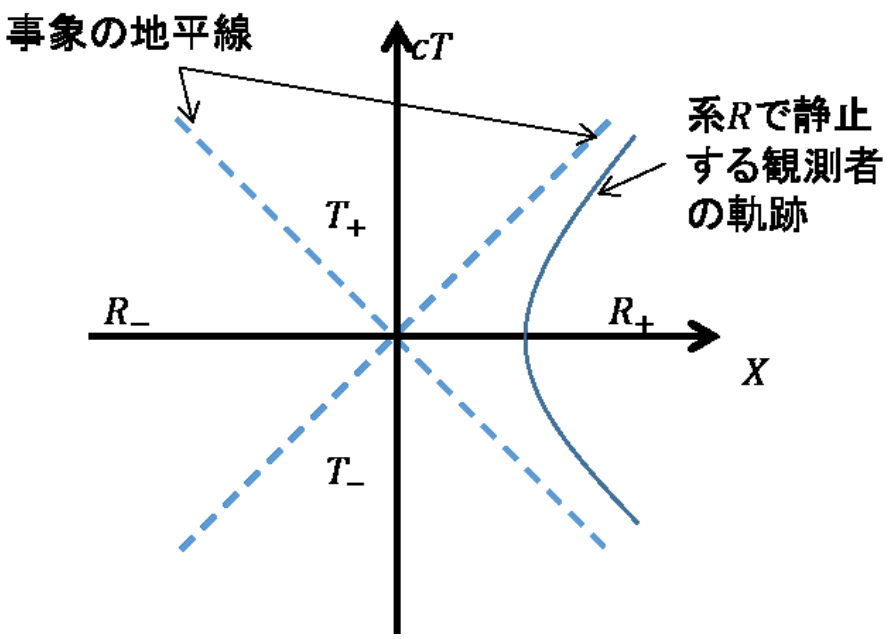

図 2.1　リンドラー時空．加速度系の観測者の後方に仮想的な事象の境界線が生じる．

この座標系は $\xi = 0$ の世界線が等加速度 a を持つ座標系である．この座標系を用いて等加速度運動系での物理現象を考察していく．

2.7　ウンルー効果

2 次元の質量ゼロのスカラー場の粒子を考えていく．その粒子 $\hat{\Phi}(t,x)$ は以下の式を満たす．

$$\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\hat{\Phi} = 0 \tag{2.24}$$

この場は以下のように展開できる．

$$\hat{\Phi}(t,x) = \int_0^\infty \sqrt{\frac{c\hbar}{4\pi k}}\left(\hat{b}_{-k}e^{-ik(ct-k)} + \hat{b}_{+k}e^{-ik(ct+k)} + \hat{b}^\dagger_{-k}e^{ik(ct-k)} + \hat{b}^\dagger_{+k}e^{ik(ct+k)}\right) \tag{2.25}$$

消滅・生成演算子は，

$$[\hat{b}_{\pm k}, \hat{b}^\dagger_{\pm k}] = \delta(k-k') \tag{2.26}$$

を満たす．他の全ての交換子は消える．以下のように U と V を定義する．

$$U = ct - x,\ V = ct + x \tag{2.27}$$

すると，

$$\hat{\Phi}(t,x) = \hat{\Phi}_-(U) + \hat{\Phi}_+(V) \tag{2.28}$$

と書ける．ここで，

$$\hat{\Phi}_+(V) = \int_0^\infty dk[\hat{b}_{+k} f_k(V) + \hat{b}^\dagger_{+k} f^*_k(V)] \tag{2.29}$$

$$f_k(V) = (c\hbar/4\pi k)^{-1/2} e^{-ikV} \tag{2.30}$$

である．

$\hat{\Phi}_-(U)$ も同様である．$\hat{\Phi}_+(V)$ と $\hat{\Phi}_-(U)$ の左方向と右方向の運動部分は互いに相互作用しないので左方向の運動部分 $\hat{\Phi}_+(V)$ を考える．ミンコフスキー時空の真空状態 $|0_M\rangle$ は全ての k に対して $\hat{b}_{+k}|0_M\rangle = 0$ で定義される．

右側のリンドラー平面のメトリックを用いると場の方程式は以下の式で表される．

$$\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial\xi^2}\right)\hat{\Phi} = 0 \tag{2.31}$$

この微分方程式の解は，$v = c\tau + \xi$ と $u = c\tau - \xi$ に依存する，左方向と右方向の運動部分で表される．これらの変数は以下の式で，U と V と関係している．

$$U = ct - x = -c^2 a^{-1} e^{-ac^{-1}u} \tag{2.32}$$

$$V = ct + z = c^2 a^{-1} e^{ac^{-1}v} \tag{2.33}$$

(t, x) を (τ, ξ) で置き換えることで，上述の議論と同様の議論ができる．$0 < V$ で

$$\hat{\Phi}_+(V) = \int_0^\infty d\omega[\hat{a}^R_{+\omega} g_\omega(v) + \hat{a}^{R\dagger}_{+\omega} g^*_\omega(v)] \tag{2.34}$$

ここで，

$$g_\omega(v) = (c\hbar/4\pi\omega)^{-1/2} e^{-i\omega v} \tag{2.35}$$

である．

$$[\hat{a}^R_{\pm\omega}, \hat{a}^{R\dagger}_{\pm\omega}] = \delta(\omega - \omega') \tag{2.36}$$

他の全ての交換子は消える．

左側のリンドラー平面で座標 $(\bar{\tau}, \bar{\xi})$ を用いて $\hat{\Phi}_+(V)$ は $V < 0 < U$ の条件下で表現される．$\bar{v} = \bar{\tau} - \bar{\xi}$ と定義し，先ほどと同様の議論を行うと，

$$V = c^2 a^{-1} e^{ac^{-1}\bar{v}} \tag{2.37}$$

右側，左側のリンドラー平面におけるリンドラー真空状態は，全ての ω に対して，$\hat{a}^R_{+\omega}|0_R\rangle = \hat{a}^L_{+\omega}|0_L\rangle = 0$ で定義される．

ウンルー効果を考えるために，ボゴリューボフ係数 $\alpha^R_{\omega k}$，$\beta^R_{\omega k}$，$\alpha^L_{\omega k}$，$\beta^L_{\omega k}$ を求める必要がある．ここで，

$$\theta(V)g_\omega(v) = \int_0^\infty dk\sqrt{\frac{c\hbar}{4\pi k}}\left(\alpha^R_{\omega k}e^{-ikV} + \beta^R_{\omega k}e^{ikV}\right) \tag{2.38}$$

$$\theta(-V)g_\omega(v) = \int_0^\infty dk\sqrt{\frac{c\hbar}{4\pi k}}\left(\alpha^L_{\omega k}e^{-ikV} + \beta^L_{\omega k}e^{ikV}\right) \tag{2.39}$$

である．$x < 0$ の時 $\theta(x) = 0$，$x > 0$ の時 $\theta(x) = 1$ となり，θ はヘヴィサイド関数である．$\alpha^R_{\omega k}$ を求めるために，式 (2.38) に $e^{ikV}/w\pi$，$k > 0$ を掛けて，V で積分する．すると，

$$\begin{aligned}\alpha^R_{\omega k} &= \sqrt{\frac{4\pi k}{c\hbar}}\int_0^\infty \frac{dV}{2\pi}g_\omega(V)e^{ikV} \\ &= \sqrt{\frac{kc}{\omega}}\int_0^\infty \frac{dV}{2\pi}(aV)^{-i\omega c/a}e^{ikV}\end{aligned} \tag{2.40}$$

$V \to V + i\varepsilon, \varepsilon \to +0$ として V に関する積分にカットオフを導入する．積分経路を $V = ix/k$ として正の虚数軸に変更すると，

$$\begin{aligned}\alpha^R_{\omega k} &= \sqrt{\frac{c}{\omega k}}ie^{\frac{\pi\omega c}{2a}}\left(\frac{a}{c^2k}\right)^{-i\omega c/a}\int_0^\infty \frac{dx}{2\pi}x^{-i\omega c/a}e^{-x} \\ &= \sqrt{\frac{c}{\omega k}}\frac{ie^{\frac{\pi\omega c}{2a}}}{2\pi}\left(\frac{a}{c^2k}\right)^{-i\omega c/a}\Gamma(1 - i\omega c/a)\end{aligned} \tag{2.41}$$

となる．$\beta^R_{\omega k}$ を求めるには，e^{ikV} を e^{-ikV} に置き換える．$V = -ix/k$ とすると，

$$\beta^R_{\omega k} = -\sqrt{\frac{c}{\omega k}}\frac{ie^{\frac{-\pi\omega c^2}{2a}}}{2\pi}\left(\frac{a}{c^2k}\right)^{-i\omega c^2/a}\Gamma(1 - i\omega c^2/a) \tag{2.42}$$

同様の計算によって，

$$\alpha^L_{\omega k} = -\sqrt{\frac{c}{\omega k}}\frac{ie^{\frac{\pi\omega c}{2a}}}{2\pi}\left(\frac{a}{c^2k}\right)^{i\omega c/a}\Gamma(1 + i\omega c/a) \tag{2.43}$$

$$\beta^L_{\omega k} = \sqrt{\frac{c}{\omega k}}\frac{ie^{\frac{-\pi\omega c}{2a}}}{2\pi}\left(\frac{a}{c^2k}\right)^{i\omega c/a}\Gamma(1 + i\omega c/a) \tag{2.44}$$

が得られる．

これらの係数は以下の式で関係している．

$$\beta^L_{\omega k} = -e^{-\pi\omega c/a}\alpha^{R*}_{\omega k} \tag{2.45}$$

$$\beta^R_{\omega k} = -e^{-\pi\omega c/a}\alpha^{L*}_{\omega k} \tag{2.46}$$

これらを式 (2.38), (2.39) に代入すると，以下の関数がミンコフスキー時空で正周波数モード e^{-ikV} の線型結合で表される．

$$G_\omega(V) = \theta(V)g_\omega(v) + \theta(-V)e^{-\pi\omega c/a}g^*_\omega(\bar{v}) \tag{2.47}$$

$$\bar{G}_\omega(V) = \theta(-V)g_\omega(\bar{v}) + \theta(V)e^{-\pi\omega c/a}g^*_\omega(v) \tag{2.48}$$

$g_\omega(v) = (c\hbar/4\pi\omega)^{-1/2}V^{-i\omega c/a}$ は $V > 0$ ではこの形であるが，$V < 0$ まで特異点 $V = 0$ の周りの小さい円の負の虚数部分を避けて負の実数線を通るため $g_\omega(v) = (c\hbar/4\pi\omega)^{-1/2}e^{-\pi\omega c/a}V^{-i\omega c/a}$ となる．

これらの式から，

$$\theta(V)g_\omega(v) \propto G_\omega(V) - e^{-\pi\omega c/a}\bar{G}^*_\omega(V) \tag{2.49}$$

$$\theta(-V)g_\omega(\bar{v}) \propto \bar{G}_\omega(V) - e^{-\pi\omega c/a}G^*_\omega(V) \tag{2.50}$$

となることが分かる．これらを

$$\hat{\Phi}_+(V) = \int_0^\infty d\omega \left\{\theta(V)[\hat{a}^R_{+\omega}g_\omega(v) + \hat{a}^{R\dagger}_{+\omega}g^*_\omega(v)] + \theta(-V)[\hat{a}^L_{+\omega}g_\omega(\bar{v}) + \hat{a}^{L\dagger}_{+\omega}g^*_\omega(\bar{v})]\right\} \tag{2.51}$$

に代入して，被積分関数が

$$G_\omega(V)\left[\hat{a}^R_{+\omega} - e^{-\pi\omega c/a}\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega}\right] + \bar{G}_\omega(V)\left[\hat{a}^L_{+\omega} - e^{-\pi\omega c/a}\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega}\right] + \mathrm{H.\ c.} \tag{2.52}$$

に比例していることが分かる．

$G_\omega(V)$ と $\bar{G}_\omega(V)$ はミンコフスキー時空での正周波数の解なので，演算子 $\hat{a}^R_{+\omega} - e^{-\pi\omega c/a}\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega}$ と $\hat{a}^L_{+\omega} - e^{-\pi\omega c/a}\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega}$ はミンコフスキー真空 $|0_M\rangle$ を以下のように消滅させる．

$$(\hat{a}^R_{+\omega} - e^{-\pi\omega c/a}\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega})\,|0_M\rangle = 0 \tag{2.53}$$

$$(\hat{a}^L_{+\omega} - e^{-\pi\omega c/a}\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega})\,|0_M\rangle = 0 \tag{2.54}$$

ここで，リンドラーエネルギー ω が離散的だという近似を用いる．ω の代わりに ω_i と書くと，

$$[\hat{a}^R_{+\omega_i}, \hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_j}] = [\hat{a}^L_{+\omega_i}, \hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_j}] = \delta_{ij} \tag{2.55}$$

$\hat{a}^R_{+\omega_i}$，$\hat{a}^L_{+\omega_i}$ の交換子とその複素共役は全て消える．式 (2.63) の離散的な形式のものと式 (2.55) を用いると，

$$\langle 0_M|\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^R_{+\omega_i}|0_M\rangle = e^{-\pi\omega c/a}\,\langle 0_M|\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^L_{+\omega_i}|0_M\rangle + e^{-\pi\omega c/a} \tag{2.56}$$

が得られる．R と L を入れ替えることで，同様の関係が得られる．

$$\langle 0_M|\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^L_{+\omega_i}|0_M\rangle = e^{-\pi\omega c/a}\,\langle 0_M|\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^R_{+\omega_i}|0_M\rangle + e^{-\pi\omega c/a} \tag{2.57}$$

これらの式から，

$$\langle 0_M|\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^R_{+\omega_i}|0_M\rangle = \langle 0_M|\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^L_{+\omega_i}|0_M\rangle = (e^{2\pi\omega c/a}-1)^{-1} \tag{2.58}$$

が得られる．この式より，リンドラー粒子数の期待値は，温度 $T_a = \hbar a/2\pi k_B c$ の熱浴にあるボーズアインシュタイン粒子の期待値となる．このことから，ミンコフスキー真空がハミルトニアンとしての加速生成器を伴うリンドラー平面での熱状態として表されることを示している．

式 (2.59) は離散化無しでも表すことができる．$\hat{a}^R_{+f}$ を

$$\hat{a}^R_{+f} \equiv \int_0^\infty d\omega f(\omega)\hat{a}^R_{+\omega} \tag{2.59}$$

と定義する．ここで，$\int_0^\infty d\omega|f(\omega)|^2 = 1$ である．すると，

$$\langle 0_M|\hat{a}^{R\dagger}_{+f}\hat{a}^R_{+f}|0_M\rangle = \int_0^\infty d\omega \frac{|f(\omega)|^2)}{e^{2\pi\omega c/a}-1} \tag{2.60}$$

となる．左側のリンドラー平面でも同様である．

右と左のリンドラーエネルギーの固有値の確率がグランドカノニカルアンサンブルに一致していることを示す．それは離散的な式 (2.63), (2.62) を用いて行うことができる．これらの式を使って，

$$(\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^R_{+\omega_i} - \hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^L_{+\omega_i})\,|0_M\rangle = 0 \tag{2.61}$$

となる．よって，それぞれの ω_i に対して左側のリンドラー平面の粒子数は右側のリンドラー平面と等しい．このことから，

$$|0_M\rangle \propto \prod_i \sum_{n_i=0}^{\infty} \frac{K_{n_i}}{n_i!}(\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_i}\hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_i})^{n_i}\,|0_R\rangle \tag{2.62}$$

と書ける．K_{n_i} はエネルギーである．K_{n_i} の漸化式を式 (2.63), (2.62) から導くことができる．それは

$$K_{n_i+1} - e^{-\pi\omega_i c/a}K_{n_i} = 0 \tag{2.63}$$

となる．よって，$K_{n_i} = e^{-\pi n_i \omega_i c/a} K_0$ となる．そして，$|0_M\rangle$ は

$$|0_M\rangle = \prod_i \left(C_i \sum_{n_i=0}^{\infty} e^{-\pi n_i \omega_i c/a} |n_i, R\rangle \otimes |n_i, L\rangle \right) \tag{2.64}$$

となる．ここで，$C_i = \sqrt{1 - \exp(-2\pi\omega_i c/a)}$ である．ω_i のリンドラーエネルギーを持った，n_i 状態の左向きに動く粒子は $|n_i, R\rangle \otimes |n_i, L\rangle$ で表され，

$$\prod_i |n_i, R\rangle \otimes |n_i, L\rangle \equiv \prod_i \sum_{n_i=0}^{\infty} \frac{1}{n_i!} (\hat{a}^{R\dagger}_{+\omega_i} \hat{a}^{L\dagger}_{+\omega_i})^{n_i} \} |0_R\rangle \tag{2.65}$$

である．右側のリンドラー平面のみを調べるとミンコフスキー真空は左側のリンドラー平面状態をトレースして得られる密度行列で表される．

$$\hat{\rho}_R = \prod_i \left(C_i^2 \sum_{n_i=0}^{\infty} \exp(-2\pi n_i \omega_i c/a) |n_i, R\rangle \langle n_i, R| \right) \tag{2.66}$$

これは，温度 $T_a = \hbar a/2\pi k_B c$ の自由ボゾン系の密度行列である．従って，左側（もしくは右側）のリンドラー平面に制限されたミンコフスキー真空 $|0_M\rangle$ は温度 $T_a = \hbar a/2\pi k_B c$ の熱状態である．これが左向きに動く平面におけるのウンルー効果である．右向きに動く平面のウンルー効果は同様に導くことができる．

2.8　本章のまとめ

本章では，時空の歪みを調べるために，加速度場による仮想的な時空の歪みの可能性を考えた．その手段としての等加速度運動している観測者にのみ現れるウンルー効果という現象について述べた．その現象は，等加速度系で静止している観測者は周りの真空が T_a の温度で分布する粒子で満たされていると感じる，というものである．

第 3 章

プラズマ中の加速電子によるウンルー効果の実証提案

プラズマ中の加速される電子によるウンルー効果の実証提案をする．本章では，レーザープラズマ航跡場 [26–29] と電子によるトムソン散乱を用いた，ウンルー効果の観測可能性を 2 つ示した．1 つはプラズマ波からの散乱を観測する方法である．もうひとつは，レーザープラズマ航跡場加速によって加速される 2 つの電子バンチを等加速度運動系に配置された光源と検出器として用いる方法である．ウンルー効果は散乱光の周波数変化として検出される．

3.1 加速された電子によるトムソン散乱

トムソン散乱を用いたウンルー効果の検出方法が提案されている [30]．その手法では，得られるスペクトルの周波数広がりによってウンルー効果を検出できる可能性があることが示された．加速度 w が $w = c\omega_L a_0$ でローレンツ力が 0 の時のレーザーパルスの振動方向への加速を用いる．ここで，ω_L はレーザーの周波数，$a_0 = eE/mc\omega_L$ は規格化ベクトルポテンシャル，e は電荷素量，E はレーザー電場の振幅，m は電子質量である．3 つの異なるレーザーパルスを用いる．第 1 の光学レーザーがガスジェットを励起し，プラズマを生成する．第 2 の光学レーザーがプラズマ中で電子を加速させる．第 2 の光学レーザーと同軸の第 3 の XFEL（X-ray Free Electron Laser，X 線自由電子レーザー）が加速された電子をプローブする．

予想されるスペクトルは [30]

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \sqrt{\frac{1}{\pi(1-\cos\theta)\Omega^2}} \exp\left[-\frac{1}{\pi(1-\cos\theta)\Omega^2}\omega^2\right] \tag{3.1}$$

と表される．$\Omega = \omega_i v_{th}/c$，$\omega_i$ はプローブレーザーの振動数，θ は散乱角，$v_{th} = \sqrt{2k_B T_w/m}$ は熱速度，k_{B} はボルツマン定数，T_w は熱平衡状態にある電子の実効温度，ω は散乱後のプローブレーザーの光子エネルギーである．1 ショットの XFEL のプローブで 40 個程度の光子の散乱を検出することが期待される．

しかし，この方法では予想されるスペクトルの広がりがウンルー効果によるものか，ドップラー効果によるものなのかを区別することが困難である．プローブする間にも電子は光学レーザーの振動によって異なる加速度で加速される．さらに，光学レーザーのポンドラモーティブ力によって電子は弱いレーザー強度領域へ移動するため，同じ電子から散乱光を得ることができない．また，レーザーの進行方向への複雑な電場によって電子が補足されて運動するため，このスキームはさらに複雑になり実現が困難になる．

本研究では，これらの問題に影響されない 2 つのスキームを考案した．プラズマと超高強度レーザーを用いて，ドップラーシフトの影響を最小限にして，ウンルー効果のみを取り出せる可能性がある．

3.2　プラズマ波からのトムソン散乱

レーザーパルスによって非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中に励起されたプラズマ波の電子を，トムソン散乱によるウンルー効果の検出に用いる．非相対論的臨界密度より低密度なプラズマを伝搬するレーザーパルスはプラズマ中にプラズマ波を生成する．この波は群速度を持たない [31]．つまり波の中の電子はプラズマ周波数 $\omega_p = \sqrt{4\pi Z N_p e^2/m}$ で振動する．N_p はプラズマ電子密度，Z はイオン電荷である．そのようなプラズマ摂動は，レーザーパルスの群速度とほぼ同じ速度の位相速度 $v_p = c\sqrt{1 - 4\pi Z N_p/a_0 N_{cr}}$ で伝搬する [26, 31]．N_{cr} はレーザー周波数 ω_L に対するプラズマの非相対論的臨界密度，a_0 は規格化ベクトルポテンシャルである．レーザーの電場に対し，航跡場の最大電場 E_p，またそれに伴う電子の加速度 w は ω_p/ω_L の因子がかかるため小さくなる [22]： $w = eE_p/m = c\omega_p a_0$ [cm/s^2]．大きな a_0 では，この航跡場の電場は，相対論的な波破砕が生じて規則的なプラズマ波が誘起されないため，ひとつめの航跡場であるファーストバケットでのみ実現される [32]．通常の規則的な航跡場での最大加速度は，さらに小さく，波破砕極限（wave breaking limit）によって決まる．[22]： $w = eE_{WB}/m = c\omega_p\sqrt{2a_0}$ [cm/s^2]．しかし，この波の中の，固有の速度と加速度を持つ電子の数は，前述のレーザー電場の振動運動 [30] の場合よりも遥かに大きい．よって，トムソン散乱によるウンルー効果の検出の効率を著しく向上させることができる．ポンドラモーティブ力による余分な電子の加速の問題も解消できる．このスキームでは一定の加速度 w を受ける $v = 0$ の電子の層を生成することができる．

電子の加速度に寄与するパラメータは，レーザー場の強さ a_0 とプラズマ電子密度 N_e

の 2 つがある．ウンルー効果の検出のためのプラズマ波に関しては 3 つの場合を考えることができる．：(i) 波破砕極限以下の加速度 $w = eE_{WB}/m$ を持つ規則正しい波で，多数の同一の加速機構を持つ；(ii) 波破砕極限を超えて，さらに大きな加速度 $w = c\omega_p a_0$ を持つが，1 つの加速電子のグループが短い時間だけ存在する；(iii) 非常に多くの電子とより大きな加速度を持つ非相対論的臨界密度を超える高密度なプラズマである．

これらに基づき，プラズマ波の電子の層によるウンルー効果の観測のコンセプトを提案し，図 3.1 に示す．

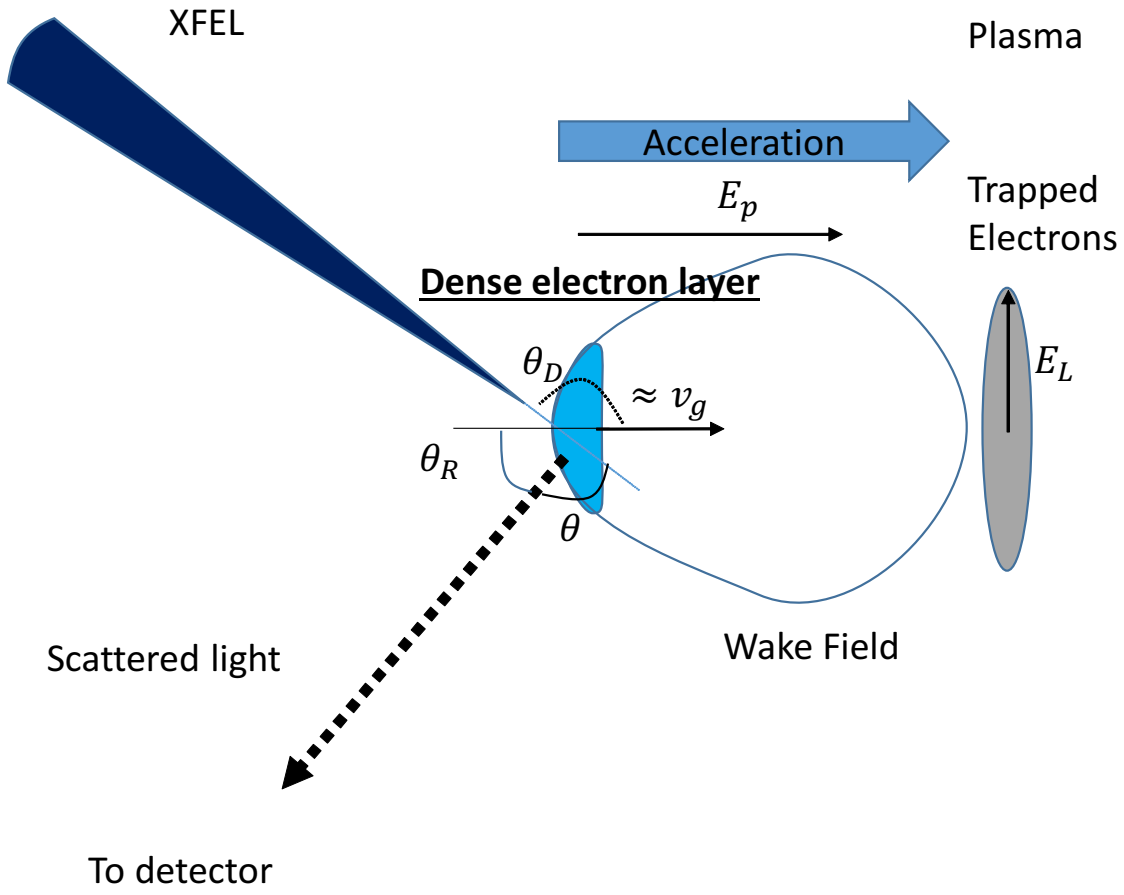

図 3.1　プラズマ波中の加速された電子を用いた実験セットアップ．電子の層がプラズマ波中に生成され航跡場によって加速される．XFEL が後方から入射され，後方に散乱する光を観測する．適切な入射角と観測する角度を選ぶことでドップラー効果を抑制し，ウンルー効果によるスペクトル広がりのみを取り出すことができる．

その層はプラズマ中に生成され航跡場によって加速される．プローブレーザーはその後方から入射され散乱光は後方で観測される．プラズマ波中の電子はその速度に依存した加速度 $w(v)$ を持っていることが明らかにされている [33]．適切な入射角と観測の角度を選

ぶことで，電子の動きによるドップラーシフトを抑制しウンルー効果によるスペクトルシフトのみを取り出すことができる可能性がある．ドップラーシフトによる実験室系での散乱光のエネルギー変化は以下のように表される [32].

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \frac{1 + 2\beta\cos\theta_D + \beta^2}{1 - \beta^2} \tag{3.2}$$

ε_0 と ε' はそれぞれ散乱前後の光子エネルギーである． β は $\beta = v^2/c^2$ と表され，v と c はそれぞれ電子の層と光の速度である．θ_D は電子の層の速度と入射光の入射角の間の角度である．反射角 θ_R と入射角の関係は以下の式で表される．

$$\sin\theta_R = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon'}\sin\theta_D = \frac{(1-\beta^2)\sin\theta_D}{1 + 2\beta\cos\theta_D + \beta^2} \tag{3.3}$$

これにより，ドップラーシフトによって散乱周波数が変化しない角度を求めることができる．それらは，$\theta_D = 174°$，$\theta_R = 5.4°$ である．これらの角度を散乱 X 線スペクトルの計算に用いることができる．

3.3 プラズマ波中の電子からのトムソン散乱スペクトルと光子数

予想されるスペクトルを計算するために，式 (3.1) の温度にウンルー温度を用いた．スペクトルを図 3.2 に示す．プローブレーザーの光子エネルギーを 1 keV とすると，予想されるスペクトルの広がりは，(i) 規則正しい波では $a_0 \approx 100$，$N_e \approx 10^{20}$ cm^{-3} のとき $\Delta\omega/\omega_i \approx 1.4\%$，(ii) ファーストバケットでは $a_0 \approx 100$， $N_e \approx 10^{20}$ cm^{-3} の時 $\Delta\omega/\omega_i \approx 3\%$ である． ω_p は電子密度の増加によって ω_L まで大きくなる．

散乱の効率を計算するために電子の密度を以下の形 [33] で表す．

$$N_e \approx \eta(a_0) N_p \tag{3.4}$$

$\eta(a_0)$ はレーザー強度に依存する圧縮係数である．さらに，一様性のパラメータとして $\delta = d_{x-ray}/d_L$ を定義する．これは電子の層の平坦さを表し，d_{x-ray} と d_L は X 線とドライブレーザーパルスのビーム径である．最終的に，1 ショットあたりの散乱光子数 N_{sc} を

$$N_{sc} = N_e \frac{d\sigma}{d\Omega} N_{in} L \delta \tag{3.5}$$

と表すことができる．$d\sigma/d\Omega = r_e^2(1+\cos^2\theta)/2$ はトムソン散乱断面積であり，r_e は古典的な電子半径，θ は散乱角である．

スペクトル幅 $\Delta\omega/\omega_i$ の計算と全散乱光子数とその効率の計算結果を図 3.3 に示す．

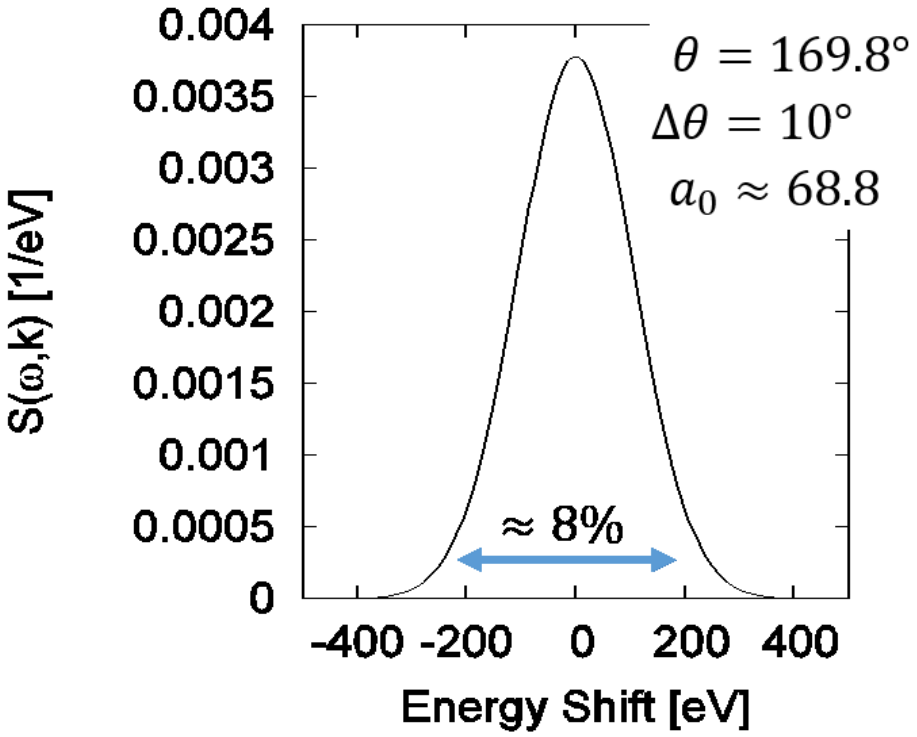

図 3.2　プラズマ波中の電子からのトムソン散乱スペクトル

入射 X 線の光子数を $N_{in} = 10^{12}$，X 線のビーム径を $w_{x-ray} = 7.5\ \mu$m，ドライブレーザーパルスのビーム径を $w_L = 15\ \mu$m とした．効率は全散乱光子数の内で，ウンルー効果として検出できる光子数の割合である．効率は，スペクトルの分解できる点（この場合では 1 %，5 %）から無限大への積分で計算される．

これらの光子数は，1 ショットのプローブで適当な結果を得るのに十分であると考えられる．圧縮効率は FPLASER3D コード [28] によって計算された．散乱効率はどちらの場合でもウンルー効果の観測には十分であると考えられる．散乱光子数は $a_0 = 100$，プラズマ電子密度 $N_p = 10^{20}$ cm^{-3} でも 10^3 を超える．ウンルー効果による X 線散乱の広がりは加速度が大きいとさらに大きくなる．しかし，$a_0 = 100$，プラズマ電子密度 $N_p = 10^{20}$ cm^{-3} で約 1% 分解能の X 線パルスのウンルー効果による広がりを検出するには十分であると考えられる．

このスキームでは散乱による電子の反跳は問題にならない．同軸で伝搬する X 線とレーザーパルスの反跳効果は小さく，$\gamma = 10$ と 1 keV の X 線だと $\hbar\omega/2\gamma mc^2 \approx 10^{-4}$ である．航跡場のファーストバケットを用いる場合でも，ウンルー効果を検出するために十分な最大の加速度が得られるだろう．高密度なプラズマの場合でも，十分に散乱スペクトルは検出可能であると考えられる [34]．これを実現するためには，レーザーパルスと XFEL パルスの厳密な同期が必要である．

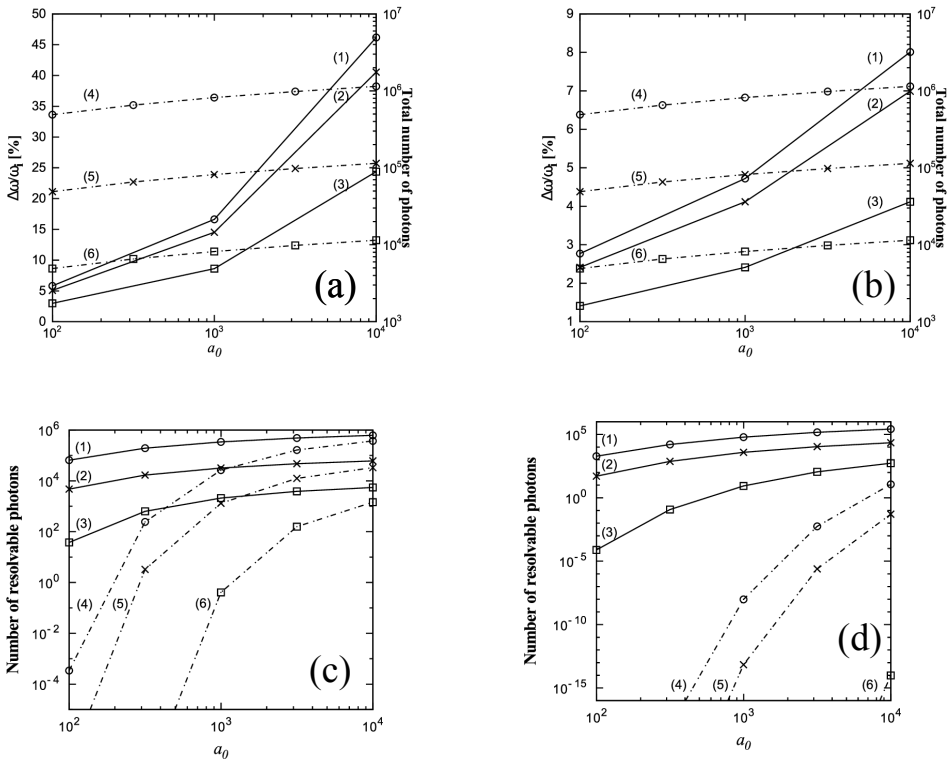

図 3.3　スペクトル幅 $\Delta\omega/\omega_i$ と全散乱光子数のレーザー強度への依存性．(a) 最大加速度を持つファーストバケットからの散乱，(b) 波破砕極限における散乱での依存性である．実線は $N_e = (1)10^{22}$，$(2)10^{21}$，$(3)10^{20}$ cm^{-3} における $\Delta\omega/\omega_i$ を表している．点線は，$N_e = (4)10^{22}$，$(5)10^{21}$，$(6)10^{20}$ cm^{-3} における全散乱光子数を表している．(c) ファーストバケットと (d) 波破砕極限におけるウンルー効果を検出可能な光子数を表している．プローブレーザーの光子エネルギーは $\omega_i = 1$ keV を仮定している．実線は 1 % 分解能の時の検出可能な光子数で $N_e = (1)10^{22}$，$(2)10^{21}$，$(3)10^{20}$ cm^{-3} の場合である．点線は 5 % 分解能の時の検出可能な光子数で $N_e = (4)10^{22}$，$(5)10^{21}$，$(6)10^{20}$ cm^{-3}．a_0 は規格化ベクトルポテンシャル．

3.4　プラズマ波中で加速された電子バンチからのトムソン 2 重散乱

レーザープラズマ航跡場内で加速された 2 つの電子バンチ（電子の集団）によるウンルー効果の実証提案をする．レーザープラズマ航跡場加速 [27–29] を用いることで，等加速度運動系に光源と検出器を配置するシステムを提案した．この方法では，電子バンチをほぼ一様な加速度で加速させることができる．光源から検出器の間で生じるウンルー温度による散乱光子の周波数変化を，実験室系で観測できる可能性がある．

前述のレーザー航跡場からのトムソン散乱はウンルー効果の検出において問題が生じ

る可能性がある．1 つの考えられる問題点としては，ウンルー効果の観測においては同じ観測系に輻射源だけでなく検出器も含んでいないと実験室でその効果を取り出すことができない可能性である．そこで，レーザープラズマ航跡場加速 (Laser Wake Field Acceleration，LWFA) と X 線を用いて光源と検出器で構成されるようなシステムを提案する．提案する実験セットアップを図 3.4 に示す．

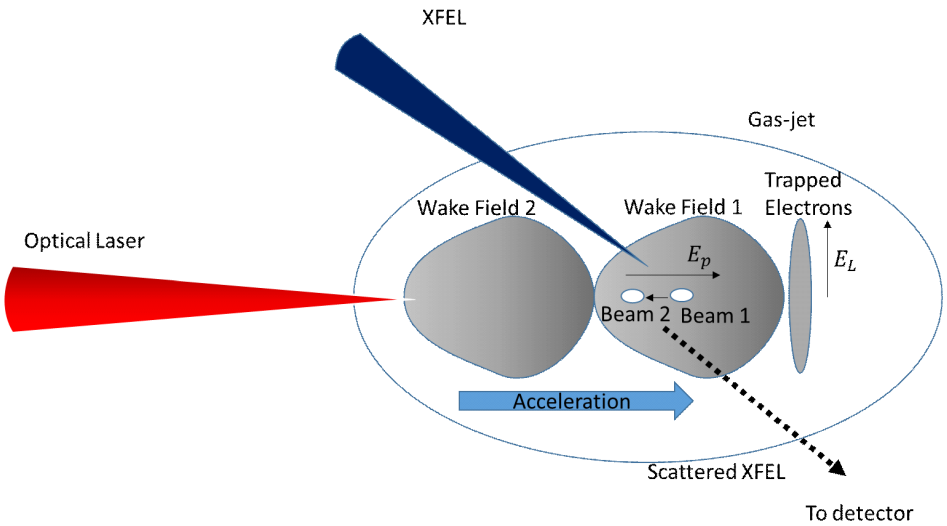

図 3.4　加速度系に光源と検出器がある実験セットアップの提案．E_L は光学レーザーパルスの電場である．E_P は航跡場の電子を加速させる場である．電子ビーム 1 と 2 は電子バンチでそれぞれ光源と検出器として用いられる．光学レーザー ($\geq 10^{22}$ W/cm^{-2}) がヘリウムガスジェット中に照射され，レーザー航跡場が生成される．プローブ光の XFEL パルスが加速された光源の後方から入射される．検出器が光源からの光を散乱し，その散乱光を観測するとスペクトルが得られる．

光学レーザーがヘリウムガスジェット中に照射され，レーザー航跡場を生成する．電子自己入射によって，図 3.4 に示されている電子ビーム 1 と 2 が加速電場 E_P 中に生成され，それぞれ光源と検出器として用いられる．プローブ X 線が光源の後方から入射される．光源によるプローブ光の散乱光を検出器が散乱する．その散乱光を観測するとウンルー効果によって影響を受けたスペクトルを実験室で得ることができる．

LWFA は ≈ 100 GeV/cm の加速勾配で電子を加速することができる．レーザーパルスはプラズマ中で電子を吹き飛ばしながら航跡場を残す [28]．加速場は電子密度の粗密によって生成される．吹き飛ばされた電子の内のいくつかがクーロン力によって加速場に戻り，いくつかの電子バンチ（電子群）を形成し，バンチは一定の加速度で一様に加速される．図 3.5 にレーザー航跡場加速の 3D PIC シミュレーションの典型的な結果を示す．複数の電子自己入射 [28] や外部からの電子入射によりバンチの数は変化する．

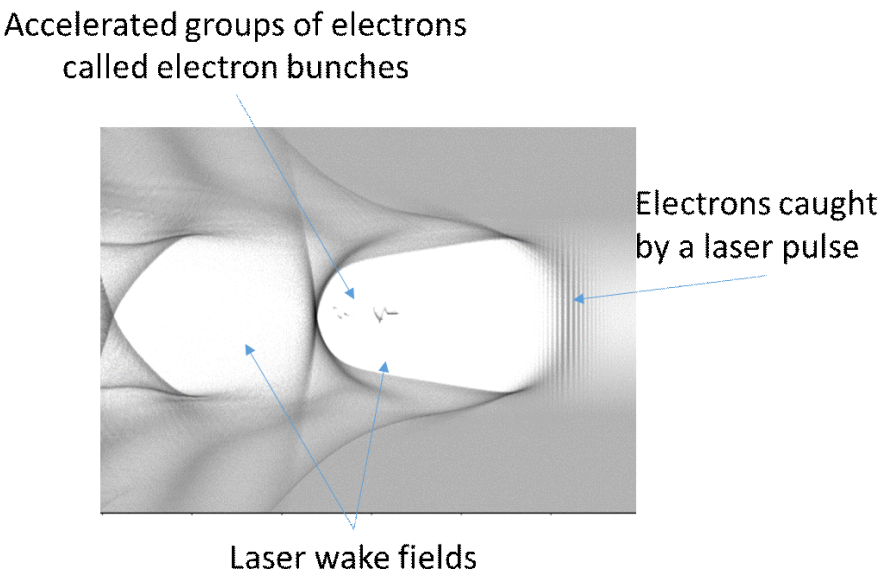

図 3.5　レーザー航跡場加速の 3D シミュレーション．3DPIC シミュレーションは以下のパラメータで行われた．プラズマチャネルは最大電子密度 $N_{emax} = 4 \times 10^{18}$ cm^{-3} を持ち，最小電子密度 $N_{emin} = 1.2 \times 10^{18}$ cm^{-3} を持つ．レーザー強度は $I = 4 \times 10^{19}$ cm^{-3} で集光半径は $D = 18$ μm，レーザーのパルス幅は 30 fs である．レーザーパルスの後方のファーストバケット内にいくつかの自己入射された電子が見える．

加速電場はレーザーの航跡場であり，バンチの加速度は，

$$w = \frac{e}{m} E_p = c\omega_p a_0 \quad [\mathrm{cm/s^2}] \tag{3.6}$$

となる．

ウンルー効果を観測するためのバンチからのトムソン散乱を考える．図 3.6 に過程を示す．1 つのバンチからのトムソン散乱を考えると，散乱スペクトルはバンチの速度によってドップラーシフトする．2 つのバンチを光源と検出器として用い，2 重のトムソン散乱を考えることで，この効果を打ち消すような散乱を考えることができる． 前方のバンチを光源として後方のバンチを検出器とする．電子ビーム 1，2 はほとんど同じ値の加速度 w_1 と w_2 で加速される．ほぼ同じ加速度系に光源と検出器を配置することができる．プローブレーザーを光源の後ろ側から入射させる．

光源が光子を検出器に散乱する．さらにその散乱光を検出器が散乱するスペクトルを実験室で観測する．光源から検出器への散乱光の周波数はドップラー効果によってダウンシフトする．また，検出器から実験室への散乱光の周波数はドップラー効果によってアップシフトする．よって観測されるスペクトルは通常はプローブパルスと同じものになるはずである．しかし，ウンルー効果が存在していた場合，加速度系に配置された光源からのシ

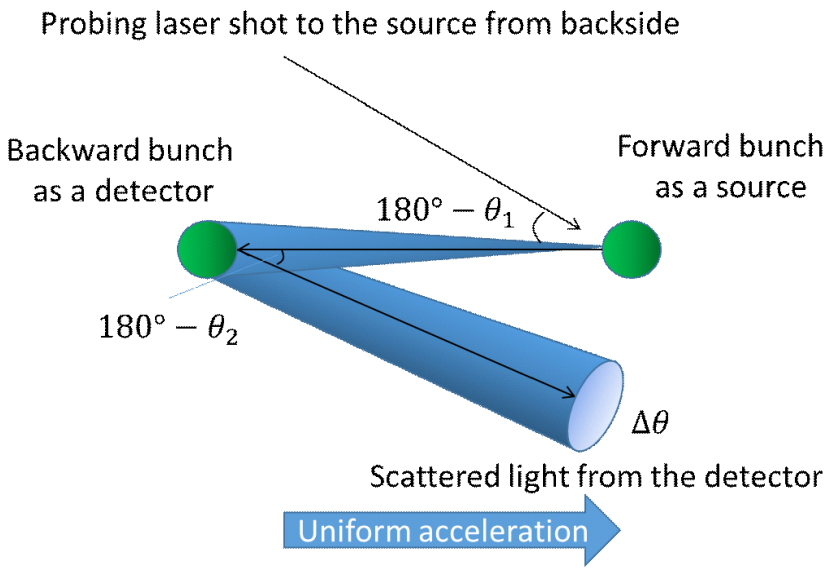

図 3.6　提案する実験過程．前方のバンチは光源として，後方のバンチは検出器として用いられる．

グナルが，ウンルー温度を感じる検出器によって変化するのを検出できるかもしれない．加速度系に光源をおいたことによって，電子ビームが感じるウンルー効果を取り出すことができる可能性がある．

3.5　加速された電子バンチからのトムソン 2 重散乱スペクトルと散乱光子数

散乱は光源と検出器によって 2 回起こる．プローブレーザーの周波数は光源による 1 回目の散乱によってシフトする．そのシフトした光源からの光を検出器が元々の周波数に戻すように散乱する角度で散乱光を観測する．実験室系で観測される検出器によるスペクトルは，スペクトル $S(\mathbf{k},\nu)$ の重ねあわせによって得られる．

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k},\omega) &\approx \int_{-\infty}^{\infty} S(\mathbf{k},\nu)S(\mathbf{k},\omega-\nu)d\nu \\ &= \sqrt{\frac{1}{\pi F(\theta)}}\exp[-G(\theta)\omega^2] \end{aligned} \tag{3.7}$$

$$F(\theta) = (1-\cos\theta_2){\Omega_2}^2 + (1-\cos\theta_1){\Omega_1}^2 \tag{3.8}$$

$$G(\theta) = \frac{1}{(1-\cos\theta_1){\Omega_1}^2} - \frac{1}{(1-\cos\theta_1)^2{\Omega_1}^4\left[\frac{1}{(1-\cos\theta_1){\Omega_1}^2} + \frac{1}{(1-\cos\theta_2){\Omega_2}^2}\right]} \tag{3.9}$$

$$\Omega_1 = \frac{\omega_i v_{th1}}{c}, \quad \Omega_2 = \frac{\omega_i v_{th2}}{c} \tag{3.10}$$

ここで，θ_1 と θ_2 は光源と検出器の散乱角，$v_{th1} = \sqrt{2k_BT_{w1}/m}$ と $v_{th2} = \sqrt{2k_BT_{w2}/m}$，$T_{w1} = \hbar w_1/2\pi k_B c$ と $T_{w2} = \hbar w_2/2\pi k_B c$ はビーム 1，2 のウンルー温度である．

トムソン 2 重散乱スペクトルを図 3.7 に示す．

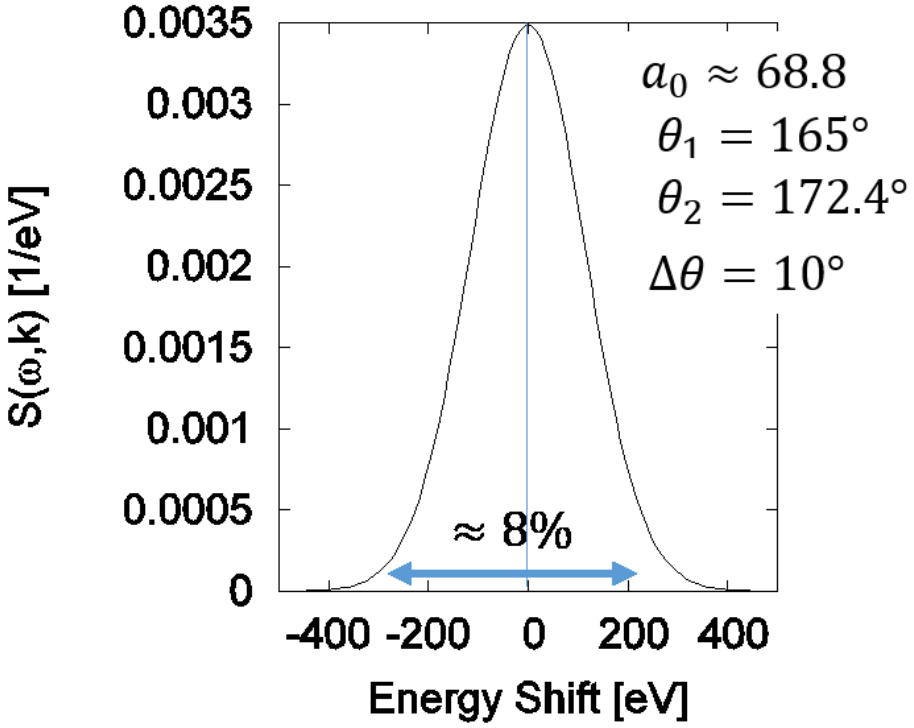

図 3.7　加速された電子バンチからのトムソン 2 重散乱スペクトル

散乱光のドップラーシフトを打ち消すような散乱角を求める．そのような散乱角は以下の等式を満たす．

$$\cos(\pi - \theta_2) = \frac{1}{\beta}\left[1 - \frac{1-\beta^2}{1-\cos\theta_1}\right] \tag{3.11}$$

ここで，$\beta = v^2/c^2$ で，v はバンチの速度である．例えば $v = 0.9c$ の時，この等式を満たす角度の組み合わせは，$\theta_1 = 165°$ と $\theta_2 = 172.4°$ である．

トムソン 2 重散乱スペクトルの幅は重要なパラメータである．ウンルー効果によるスペクトル広がりは，XFEL パルスのバンド幅と電子ビームの熱的なエネルギー広がりによるドップラーシフトの両方より大きくなければならない．XFEL の広がりに関してはレーザープラズマからの高調波 [35] によって解決できる可能性がある．エネルギー広がりの小さい電子バンチの生成は難しく，研究が進められている．

1 つの光源と検出器のペアからの 1 ショットあたりの散乱光子数は図 3.5 に示す 3D PIC シミュレーションの結果を用いて予想される．プローブレーザーの光子密度は簡単な式で評価できる．$N_{in} = I_p \pi (w_U 2)^2 \tau / E_{ph}$，ここで，$I_p$，$w_U$，$\tau$，$E_{ph}$ はレーザー強度，ビーム径，パルス幅，光子エネルギーである．光源からの散乱光子数を N_{sc1}，検出器からの散乱光指数を N_{sc2}，バンチの電子密度を N_e とする．相互作用長（バンチのサイズ) を L とする．N_{sc1} は $N_{sc1} = N_e (d\sigma/d\Omega)_1 N_{in} L$ で与えられる．N_{sc2} は，

$$\begin{aligned} N_{sc2} &= N_e \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2 N_{sc1} L \\ &= {N_e}^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 L^2 N_{in} \end{aligned} \tag{3.12}$$

となる．ここで，$(d\sigma/d\Omega)_i = {r_e}^2 (1 + \cos^2\theta_i)/2$ はそれぞれの散乱のトムソン散乱断面積，r_e は電子半径，θ_i は散乱角である．$N_{in} = 10^{12}$，3D PIC シミュレーション結果から $N_e = 10^{20}$ cm^{-3}，$L = 10$ μm とする．すると，1 ショットあたりの散乱光子数は $N_{sc2} \approx 5 \times 10^{-5}$ となる．これは，散乱スペクトルの内の 5×10^{-5} 個の光子が，一回のプローブで得ることができることを表している．バンチのペア数を増やすことで，この光子数は比例的に増やすことができるだろう．

光子エネルギー 10 keV，ビームサイズ $\approx$ 80 μm の SACLA(Spring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser) [36] の XFEL を用いた場合に，最大でいくつのペアを観測に使用することができるか推定する． バンチのサイズは ≈ 2 μm，2 つのバンチはペアとして用いられる．光源によって散乱された光の波長は ≈ 0.8 μm である．よって 1 組のペアを用いる場合，≈ 4.8 μm の長さが必要である．XFEL のビームサイズは ≈ 80 μm である．よって 1 つのバンチを光源と検出器の両方として使用すると，1 ショットのプローブで ≈ 30 ペアのバンチを用いることができる．30 ペアのバンチを用いた時，$N_{sc2} \approx 1.5 \times 10^{-3}$ を得ることができる．プローブを複数回行うことでも十分なスペクトルを得ることができる．

ウンルー輻射を観測するために，散乱スペクトルは加速度に依存する幅を持っていなければならない．図 3.8 はスペクトル幅の a_0 依存性を示している．図 3.8 から分かるように，より広いスペクトル幅を得るためにはより大きな加速度が必要である．

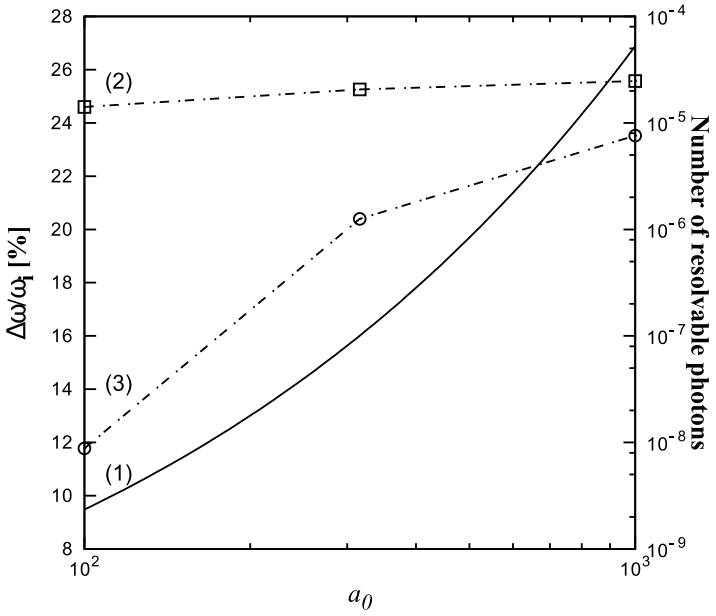

図 3.8　スペクトル幅と全散乱光子数の規格化ベクトルポテンシャル a_0 依存性．プローブレーザーの光子エネルギーは $\omega_i = 1$ keV を仮定している．実線 (1) は $\Delta\omega/\omega_i$ を表している．点線は，全散乱光子数の内のウンルー効果を検出可能な光子数を表している．プローブレーザーの光子エネルギーは $\omega_i = 1$ keV を仮定している．点線は (2)1 % (3)5 % 分解能の時の検出可能な光子数である．スペクトル幅はウンルー効果の大きさを表している．より広がりを持ったスペクトルを得るためにはより大きな a_0 が必要である．

3.6　本章のまとめ

本章では，レーザープラズマ航跡場 [27–29] と電子によるトムソン散乱を用いたウンルー効果の観測可能性を 2 つ示した．

プラズマ波中の加速電子によるウンルー効果の実証提案を行った．ウンルー効果を受けている電子による輻射を，電子運動による通常の輻射と区別するために，電子による X 線トムソン散乱を考えた．電子の後方からプローブ光を照射し，後方に散乱した光を観測することでドップラーシフトを考慮する必要がなくなり，元々のプローブ光と散乱光を比較することでウンルー効果を観測できる可能性がある．実験室系で観測するスペクトルが，元々のスペクトルより広がればウンルー効果が検出できるはずである．1 ショットのプローブから得られる散乱光子数は少なくとも 10^3 個程度あり，1 ショットのプローブによって十分なスペクトルを得ることができるだろう．

また，レーザープラズマ航跡場で加速される電子によるウンルー効果の実証提案を行った．ほぼ等加速度，等速で運動する 2 つのバンチを光源と検出器に用いることで，光源と

検出器の間で生じるウンルー効果による散乱光の周波数変化を検出できる可能性のあるシステムを考案した．光源から検出器への過程での周波数の変化が実験室系にも表れるはずである．実験室系で観測するスペクトルが，元々のスペクトルより広がればウンルー効果が検出できるはずである．1 組の系から得られる散乱光子数は 5×10^{-5} 個程度であるが，複数のバンチのペアを用いることでスペクトルを得ることができるだろう．

第 4 章

レーザープラズマ相互作用における時空の歪みの観測可能性

これまでの章で考えてきたウンルー効果の観測においては，極めて大きい加速度をもち，高密度な，進行方向に対して垂直方向の速度分散が小さい，電子バンチが必要である．実際にそのようなバンチをプラズマ中に生成するためのレーザーやプラズマのパラメータを調べるために，非相対論的臨界密度より低密度なプラズマと超高強度レーザーの相互作用のシミュレーションを行うことが必要である．この章では，非相対論的臨界密度より低密度なプラズマと超高強度レーザーパルスの相互作用を研究し，目的の電子バンチが生成されるか検証した．

4.1 ウンルー効果を検出するために要求される電子バンチの特徴

$T_w = \hbar w/2\pi k_B c$ [14,25,30,37–41] で表される非常に弱いウンルー効果の検出には極めて大きい加速度をもち，高密度な，進行方向に対して垂直方向の速度分散が小さい，電子バンチが必要であることを前章で述べた．a_0 が 100 程度の加速度，速度分散はゼロ，密度は 10^{20} cm^{-3} 程度が理想的である．そのような加速度下の電子バンチと周波数 ω_S のプローブ光が相互作用すると，$\frac{\Delta\omega_S}{\omega_S} = \sqrt{a_0 \frac{2\hbar\omega_L}{mc^2}}$ [41] で表されるプローブ光のスペクトル広がりが生じる可能性がある．電子バンチが低エネルギー広がり，低速度広がりで同じ加速度下（$a_0 > 100$）にあれば，スペクトル広がりはドップラーシフトによる広がりよりも大きいスペクトル広がりとして検出可能になると考えられる．もし，これらの電子バンチの電子密度が周波数 ω_S の臨界密度を超えると，電子バンチがミラーのようにふるまうため，ウンルー効果の検出は効率的になるだろう．静電場で加速される電子バンチではなくレーザーパルス中での単一の電子の運動を考えると，電子の運動は相対論的な 8 の字

型 [42] で，直線的な加速と考えられるのは極めて短い時間 $t \sim \omega^{-1}$（通常はアト秒の範囲）であり，正確にプローブを行うのは難しい．

テラワットレーザーの強度 $I = 10^{19}$ W/cm^2 程度のレーザーパルスによって生成されるプラズマを用いたウンルー効果の検証方法がこれまでいくつか提案されている [30, 39, 40]．しかし，それらの方法は実現が困難であることはこれまでに述べた．そのため，ペタワットレーザーの強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2 を超える強度のレーザーパルスを照射して生成されるプラズマを用いた方法を前章で考察した．それを実現するには，ペタワットの超高強度レーザーと非相対論的臨界密度より低密度なプラズマの相互作用を調べることが重要である．そのようなプラズマ中での航跡場の加速度 $w_F = ca_0\omega_{pl}$ は最大限ではないが，ペタワットレーザー励起のプラズマは低速度広がり，極めて大きい加速度を持つ（$a_0 > 100$），高密度な電子システムを生成することができるだろう．ここで，$\omega_{pl} = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m}$ はプラズマ周波数である．相対論的透過性（relativisitc transparency）の効果を考慮すると，相対論的な臨界密度 $N_{cr}(a_0) = m\omega_L^2 a_0/4\pi e^2$ は a_0 に比例する．この章では，$\frac{m\omega_L^2}{4\pi e^2 N_e} > 1$ の場合のみを考慮している．ここで，N_e は電子密度である．

ウンルー効果を観測するための実験セットアップ案を図 4.1(a),(b) に示す．

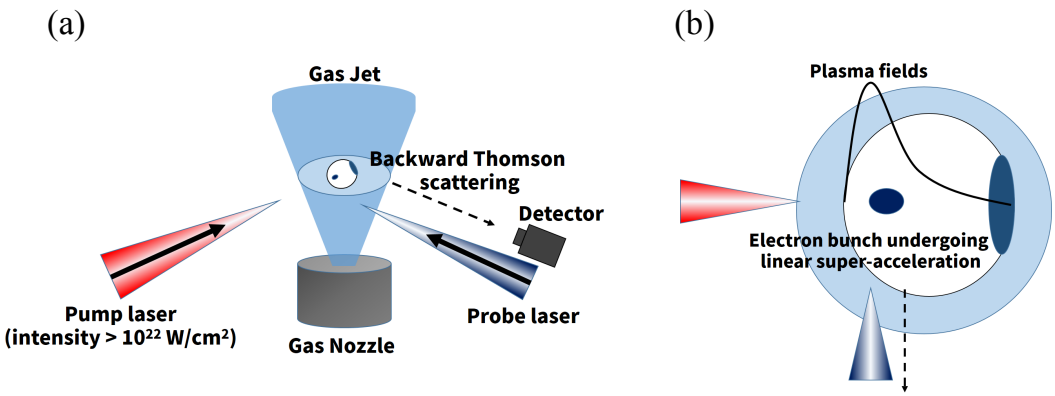

図 4.1　(a) ウンルー効果を観測するための実験セットアップ案．(b) 航跡場部分の拡大図．はじめに強度 10^{22} W/cm^2 を超えるペタワットレーザーがプラズマ中に航跡場を誘起し，極めて大きな加速度を有する電子バンチを生成する．次に，プローブレーザーがバンチに照射される．電子バンチによるプローブパルスの後方トムソン散乱光はウンルー温度によって周波数広がりを持つ．

はじめに，10^{22} W/cm^2 を超える強度のペタワットレーザーがプラズマ中に航跡場を励起し，極めて大きい加速度を持つ電子バンチを生成する．次に，電子バンチが形成されるときにプローブパルスがバンチに照射される．電子バンチによるプローブ光の後方散乱スペクトルのウンルー温度によるスペクトル広がりが検出される．このスキームにおける電

子バンチの横方向のエネルギー広がり，速度広がりは非常に小さくなければならない．また，ウンルー効果による小さなスペクトル広がりを検出するために，電子バンチは非常に大きな線形の加速度を持たなければならない．しかし，レーザーパルス周辺の電子が外側に押し出されること，横方向のイオン運動，輻射減衰，などによる複雑なレーザープラズマ相互作用の性質を考慮すると，励起するレーザーの強度を単純に増加させてもより大きな加速度を得ることができるわけではないだろう．そのため，相互作用におけるそれらの効果を調べる必要がある．

ウンルー効果によるスペクトル幅が，電子バンチの速度広がりに起因するドップラー効果によるスペクトル幅より大きくなった時に，ウンルー効果は検出可能となる．電子バンチの速度広がりは電子の熱運動と，もしくは，幾何学的なエミッタンスによって生じる．予想されるスペクトル $S(\Delta\omega, \theta_1, \theta_2)$ は以下の 2 つのスペクトルの重ねあわせで表される．

$$S(\Delta\omega, \theta_1, \theta_2) = \int S_D(\Delta\omega - x, \theta_1, \theta_2) S_H(x) dx,$$

ここで，$\Delta\omega = \omega - \omega_S$，$S_H(x) = \sqrt{1/\pi\Omega^2}\exp(-\Delta\omega^2/\Omega^2)$ は前章に示したウンルー効果のスペクトル，$\Omega = \sqrt{2\omega_S k_B T_w/mc^2}$，$T_w = \hbar w/2\pi k_B c$ はウンルー温度である．$S_D(\Delta\omega, \theta_1, \theta_2)$ はドップラー効果のスペクトル，θ_1 は入射角，θ_2 は検出角である．周波数シフトは $\omega'_S = \omega_S F(\theta_1) F(\theta_2)$; $F(\theta) = \frac{1+\frac{v}{c}\cos\theta}{1-\frac{v}{c}\cos\theta}$ で求められる．S_D は電子の熱運動と幾何学的なエミッタンスによって決まる．本研究における定義では，電子バンチが極めて大きな加速度を持っていて，2 つの角度 θ_1 と θ_2 が S_D がディラック関数になるような値であれば，得られるスペクトルはウンルー温度によって決まる．

4.2　超高強度レーザーと非相対論的臨界密度より低密度なプラズマの相互作用

非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中のレーザー航跡場の研究はここ数年の間広く研究されている [22, 28]．縦方向（パルス進行方向）の加速電場は線形領域において，$\tilde{E} \approx a_0\omega_{pl}/\omega_L$ で表される．$a_0 > 100$ では，上述の式から理論的には，ウンルー効果 [14, 25, 30, 37–41] を検出するのに十分な加速度が生成される [41]．そのような大きな a_0 においては相対論的な波破砕が生じうる [22, 44]．その結果，一番目の航跡場しか残ることができない．波破砕が起きない場合，電場の最大値は波破砕限界まで小さくなる．$\tilde{E}_{WB} \approx \sqrt{2}(\gamma_{pl} - 1)^{1/2}\omega_{pl}/\omega_L$ [22, 33, 44]．ここで，$\gamma_{pl} \propto a_0$ はプラズマ波の位相速度に関連したローレンツ因子である．通常の航跡場中の最大の加速度は，波破砕限界の値になる．最大加速度 w_F は長さ $\sim \lambda_{pl} a_0^{1/2}$ のパルス航跡場内で実現され，$a_0 > 100$ では横方向のプラズマ運動が航跡場のダイナミクスに大きな影響を与えるだろう．非線形過程にお

いては，数値的なシミュレーションなしでは，極めて大きな加速度を持つ構造が生成できるかどうか予測するのは難しい．

電子密度 $N_e \sim 10^{16}$ cm^{-3} の低い密度のプラズマであっても，ペタワットレーザーの出力は明らかに自己収束（self-focusing）[22,44] のしきい値を超える大きさである．しかし，$a_0 > 100$ のレーザーパルスの主部が，プラズマ中を安定的に自己収束しながらガイディングされることが保証されているわけではない．パルス前部に $a_0 \approx 1$ の強度があれば，レーザーの軸から電子が排除されるのに十分である．そのため，$a_0 > 100$ の強度のレーザーパルスの主要な部分は強く回折しながら，真空バブル中を伝搬することになるだろう．このようなパルス伝搬は，非線形過程であるため，数値シミュレーションで解析される必要がある．

$a_0 > 100$ のレーザー強度では，イオン運動は電子運動より遅いため，非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中でのフェムト秒レーザー伝搬にあまり影響を与えないだろう．しかし，イオン運動はレーザーパルス航跡場の形成に影響を与えるかもしれない．そして，ウンルー効果を検出するために必要な電子群の生成に影響を与えうる．1 プラズマ振動周期に航跡場によって印加される横方向の力が，レーザー軸からイオンを排除するのに十分な強さになったときに，イオン運動の効果が強く現れるだろう．その条件は $a_0^2 \approx M/m_p Z$ である．ここで，M，m_p，Z はそれぞれイオン質量，プロトン質量，電荷である．例えば，水素においては，$a_0 \approx 20 - 30$ 程度のレーザーパルスの航跡場でイオン運動は無視できなくなると考えられる．航跡場の端で横方向の場の強度が最大に，レーザー軸において最小になるので，横方向のイオン運動は複雑になり，線形過程で予測することができない．

それに加えて，$I = 10^{22}$ W/cm^2 を超えるパルス強度では，相互作用においては，輻射減衰が大きな影響を及ぼすかもしれない．強力なペタワットレーザーの後方ラマン散乱がコンプトン散乱を通してパルス航跡場内の電子のダイナミクスに影響を与える可能性がある．そして，この強い非線形な効果もまた数値シミュレーションによって調べられる必要がある．

この章の目的は，横方向の速度広がりが小さく，強力な線形の加速度を持つ，高密度の電子バンチの形成の条件を見つけることである．そのために，イオン運動，輻射減衰を加味した相対論的な 3D particle-in-cell(PIC) シミュレーションを用いて，非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中での強度 $I = 10^{22} - 10^{24}$ W/cm^2 のレーザーの伝搬を研究した．瞬間的な極めて大きな加速度を持つ電子バンチの形成における，パルス伝搬，イオン運動，輻射減衰の効果を分析した．また，この加速機構におけるトムソン散乱 [41] を用いたウンルー効果の検出の可能性を検討する．

4.3　シミュレーション条件

ペタワットレーザーとプラズマの非線形な相互作用を研究するには力学的なシミュレーションが必要である．本研究では，ムービングウィンドウ技術を適用した FPLaser3Dm コード [45] を用いて相対論的な 3D PIC シミュレーションを行った．レーザー強度は 10^{22} W/cm^2 から 10^{24} W/cm^2 まで変化し，レーザー波長は $\lambda = 1$ μm，パルス幅は $\tau = 10$ fs である．規格化ベクトルポテンシャルは a_{0max}= 88.5 から a_{0max} = 885 まで変化する．パルスのエネルギーは ∼30 J から ∼3 kJ まで変化し，集光点におけるそれらの出力は ∼3 PW から ∼300 PW まで変化する．$I = 10^{22}$ W/cm^2 を超えるレーザー強度は既に実験的に達成されている [1]．また，最大のレーザー強度は I=10^{24} W/cm^2 に近づいており [2–7]，考慮しているレーザー強度は研究対象として興味深いものとなる．

波長 $\lambda = 1$ μm の線形偏光レーザーパルスが，既にイオン化されたプラズマ中を-x 方向（縦方向）に伝搬する．イオン化過程はこのシミュレーションには加味されていない．レーザー電場の横方向の成分の初期条件はよく知られている近軸波動方程式の解を用いている．

$$\begin{aligned} E_z(x-x_f,r) &= -B_y(x-x_f,r) \\ &= \{a_0/d(x)\}\exp\left[-r^2/\{d(x)\}^2 - 2x^2/(c\tau)^2 + ikx + i\phi(x-x_f,r)\right] \end{aligned} \tag{4.1}$$

ここで，r は半径方向の位置，x_f は集光の位置，$x_R = \pi d_0^2/\lambda$ はレイリー長，d_0 はスポットサイズの半径で 3 μm，$d(x) = d_0\sqrt{1+(x-x_f^2)/x_R^2}$ はビーム経，τ はパルス幅，k は波数ベクトル，$\phi = x - x_f + (y^2+z^2)/\{d(x)\}^2 \times (x-x_f)/x_R - \arctan\{(x-x_f)/x_R\}$ は位相である．$d_0 = 3$ μm のとき，レイリー長 x_R は ≈30 μm である．縦方向の成分は $\nabla\cdot\vec{E} = 0$ と $\nabla\cdot\vec{B} = 0$ から求められる．シミュレーション窓の端におけるレーザー強度は境界効果を避けるために，10^{16} W/cm^2 程度より小さくなければならない．境界条件には吸収境界条件 [28] を使用している．端におけるレーザー強度が 10^{19} W/cm^2 を超えるほど大きい場合，吸収境界条件が破綻し，境界の数値計算の誤差が航跡場のダイナミクスに影響する．式 (4.1) の $\exp(-r^2/\{d(x)\}^2)$ の項を用いて，最適な窓とスポットのサイズを推定することができる．パルス伝搬を調べるシミュレーションでは，レーザー強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2 と $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合で窓サイズをそれぞれ，$X \times Y \times Z$=(40 μm)×(110 μm)×(110 μm)，$X \times Y \times Z$=(40 μm)×(140 μm)×(140 μm) に設定した．空間分解能は $[\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z = (\lambda/8)\times(\lambda/8)\times(\lambda/8)]$ とした．また，イオン運動に影響されるより長い時間スケールの航跡場のダイナミクスを調べるシミュレーションでは，$I = 10^{22}$ W/cm^2 と $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合で窓サイズをそれぞれ，$X \times Y \times Z$=(150 μm)×(110 μm)×(110 μm)，$X \times Y \times Z$=(150 μm)×(160 μm)×(160 μm) に設定した．

空間分解能は $[\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z = (\lambda/8) \times (\lambda/8) \times (\lambda/8)]$ とした．$N_e = 5.0 \times 10^{20}$ cm^{-3} のような高密度のシミュレーションの場合には，$\lambda/20$ まで空間分解能を大きくした．1 セルあたり 8 個の粒子を用いた．一様なプラズマの電子密度は $N_e = 1.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} から $N_e = 5.0 \times 10^{20}$ cm^{-3} まで変化する．プラズマの入射端における線形の密度勾配の長さは $L = 50$ μm である．

ペタワットレーザーとプラズマの相互作用においては，イオン運動と輻射減衰の効果が強く現れる可能性がある．そのため，それらをシミュレーションコードに追加しなければならない．イオン運動と輻射減衰を加えることで 3D PIC コード FPLaser3D [28] を修正した．イオン運動は下記の相対論的な運動方程式に従う．

$$\frac{d\vec{p_i}}{dt} = Ze\left(\vec{E} + \frac{\vec{p_i}}{Mc\gamma_i} \times \vec{B}\right), \tag{4.2}$$

ここで，$\vec{p_i} = M\gamma_i\vec{v_i}$ は運動量，$\gamma_i = \sqrt{1 + (\vec{p_i}/Mc)^2}$ はローレンツ因子，$\vec{v_i}$ はイオンの速度である．今回の条件では，イオン運動は非相対論的であるので，1 つの無次元のパラメータ質量電荷比 M/Zm_p を用いて質量依存性の分析を簡略化した．シミュレーションでは 3 つの質量電荷比 M/Zm_p= 1，2，2.5 が使用した．ほとんどのシミュレーションは，イオン運動が一番大きいと予想される $M/Zm_p = 1$（水素）で行われた．このシミュレーションではイオン化過程は含まれていない．

電子運動は輻射減衰の項を含む相対論的な運動方程式に従う．古典的な輻射減衰の力 F_{RR} はディラック－ローレンツ方程式から導出される．その力は文献 [46–48] で示される形で運動方程式に組み込まれる．F_{RR} は以下のように表される．

$$\begin{aligned} F_{RR} =& \frac{2e^3}{3mc^3}\gamma^{1/2}\left\{\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\right)\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\right)\vec{H}\right]\right\} \\ &+ \frac{2e^4}{3m^2c^4}\left\{\vec{E}\times\vec{H} + \frac{1}{c}\vec{H}\times(\vec{v}\times\vec{H}) + \frac{1}{c}\vec{E}(\vec{v}\cdot\vec{E})\right\} \\ &- \frac{2e^4}{3m^2c^5}\gamma^2\vec{v}\left\{\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v}\times\vec{H}\right)^2 - \frac{1}{c^2}(\vec{v}\cdot\vec{E})^2\right\}, \end{aligned} \tag{4.3}$$

相対論的な電子においては 3 番目の項が支配的である．[46].

4.4　レーザーパルス伝搬ダイナミクス

文献 [41] によれば，レーザー強度が $a_0 > 100$ になるとトムソン散乱を用いたウンルー効果の検出が可能になる．これまでのレーザー自己収束の理論によると，電子密度 $N_e > 1.7 \times 10^{-5} N_{cr}/P$ [cm^{-3}] の一様なプラズマの場合，アンダーデンスプラズマ中でのレーザーの相対論的な自己収束によって，$I = 10^{22}$ W/cm^2 を超えるペタワットレー

ザーは $a_0 > 100$ の強度を保ったままプラズマ中を伝搬することが期待できる．ここで，P はパルスの出力，N_{cr} はそのレーザーパルスに対する臨界密度である．しかし実際には，パルスの前端は電子を排除するのに十分な強い強度を持っていて，レーザーの主部が通る場所に真空バブルを形成する．最大強度を持つパルスの主部は真空バブル中を伝搬することになるため，プラズマ中のパルス伝搬は単純に予測できないだろう [22, 44].

電子密度 $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，強度 I =10^{22} W/cm^2 と I =10^{24} W/cm^2 における，レーザーパルス伝搬の時間進展を図 4.2 に示す．複雑なレーザーパルス伝搬のダイナミクスが観測された．図 4.2(a) で見られるように，I =10^{22} W/cm^2 の場合に，t=520 fs という短い時間で，パルス強度が 1/4 程度まで低下した．レーザー軸から電子が排除され真空バブルが形成されていることがわかる．レーザー軸近傍の最小の電子密度はゼロである．そして，∼1 ps の伝搬のあと，電子の排除は弱くなり，パルスの自己収束が保たれていた．ここで，パルスフィラメンテーションの兆候が見られる．図 4.2(b) に示される I =10^{24} W/cm^2 の場合，電子の排除はより強くなった．つまり，より大きな真空バブルが形成された．そのため，低強度の場合より回折の効果が大きくなり，∼1 ps 後にはパルス強度は約 1/16 にまで低下した．これは，ペタワットレーザーパルスは非相対論的臨界密度より低密度のプラズマ中では自己収束を維持できないということを意味している．そのため，数レイリー長程度でしか極めて大きな加速度を生成することはできない．さらに，この場合パルスフィラメンテーションが生じている．よって，比較的低密度プラズマの場合，レーザー強度 $a_0 \sim 100$ は集光点近傍でのみ達成される．しかしながら，そのような低密度プラズマ中で，レイリー長のオーダーの距離では規則的な電子構造を形成するには短すぎる．強度 10^{24} W/cm^2，時間 t=520 fs と t=1040 fs における，レーザー強度の 3D プロットを図 4.2(c) と (d) に示す．

電子密度が増加すると，より強いレーザー自己収束が期待される．これを確かめるために，電子密度を 10 倍大きくした．比較的高密度な $N_e = 5.0 \times 10^{20}$ cm^{-3} で，強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2，$I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合のレーザーパルス伝搬の時間進展を図 4.3 に示す．レーザーパルスのダイナミクスはより複雑になる．図 4.3(a) に示される，低強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2 の場合，時間 t=520 fs までにパルス強度が初期値より ∼8 倍小さくなる．この場合も，真空バブル中の最小電子密度はゼロである．レーザーパルスフィラメンテーションはより早く起こり，より支配的になる．∼1 ps 後，最大強度は約 100 倍小さくなる．このフィラメンテーションによって，航跡場中での規則的な電子構造の形成は期待できなくなる．図 4.3(b) に示されるより高い強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合，t=520 fs までにパルス強度は初期値の約 4 倍小さくなるが，まだ a_0=100 よりは十分大きい．この場合，電子数が大きいため，低密度の場合より電子を排除しにくい．真空バブルのサイズはより小さくなる．そのため，低密度の場合と比べて回折が弱くなる．しかし，∼1 ps 後にはパルスフィラメンテーションが生じ，最大強度は a_0=100 より小さくなる．強度 10^{24}

W/cm^2，時間 t=520 fs と t=1040 fs における，レーザー強度の 3D プロットを図 4.3(c) と (d) に示す．

シミュレーションを行った全ての場合で，ペタワットレーザーのアンダーデンスプラズマ中での伝搬ダイナミクスでは，初期値の a_0 に近い値でのレーザーガイディングがされなかった．このことから，極めて大きな加速度を持つ電子システムは，パルス強度が保たれる集光点からあまり遠くない場所に形成されなければならないことがわかる．プラズマの初期電子密度を大きくすることで，電子システムの形成に十分なレーザー強度 $a_0 > 100$ を保ったまま，レーザーが伝搬できる距離を長くすることができるだろう．

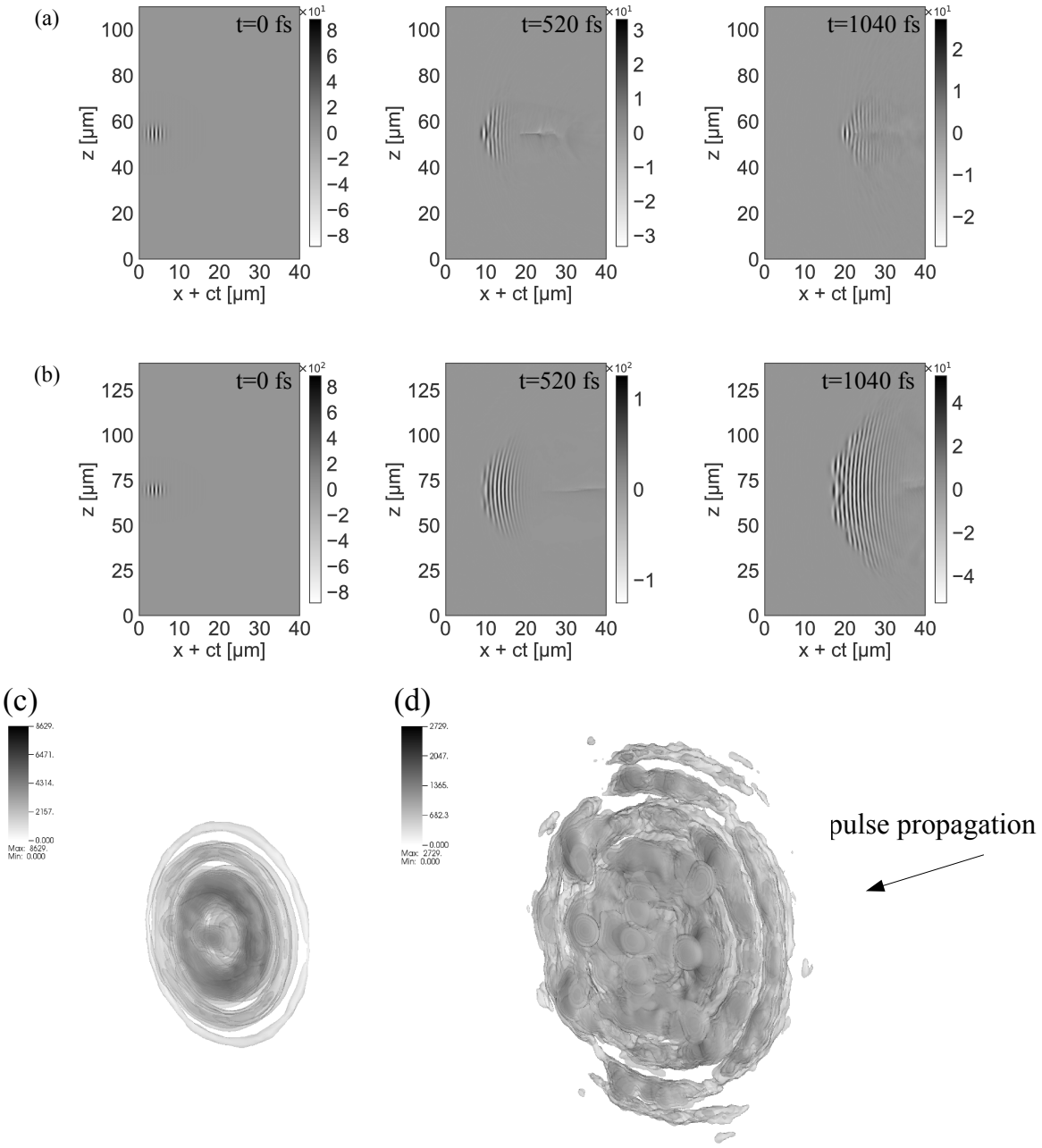

図 4.2　レーザー電場の z 成分のダイナミクス．初期電子密度は $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，質量電荷比は $M/Zm_p = 1$ である．(a) 集光点でのレーザーパルス強度は $I = 10^{22}$ W/cm^2 である．時間 t=0，520，1040 fs における最大の規格化ベクトルポテンシャル a_0 はそれぞれ 88.4，27.5，23.9 である．(b) 集光点でのレーザーパルス強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2 である．時間 t=0，520，1040 fs における最大の規格化ベクトルポテンシャル a_0 はそれぞれ 885.1，117.9，51.3 である．(c), (d) 強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合の時間 t=520，1040 fs におけるレーザーパルス強度の 3D プロット．レーザーパルスは右から左へと伝搬する．

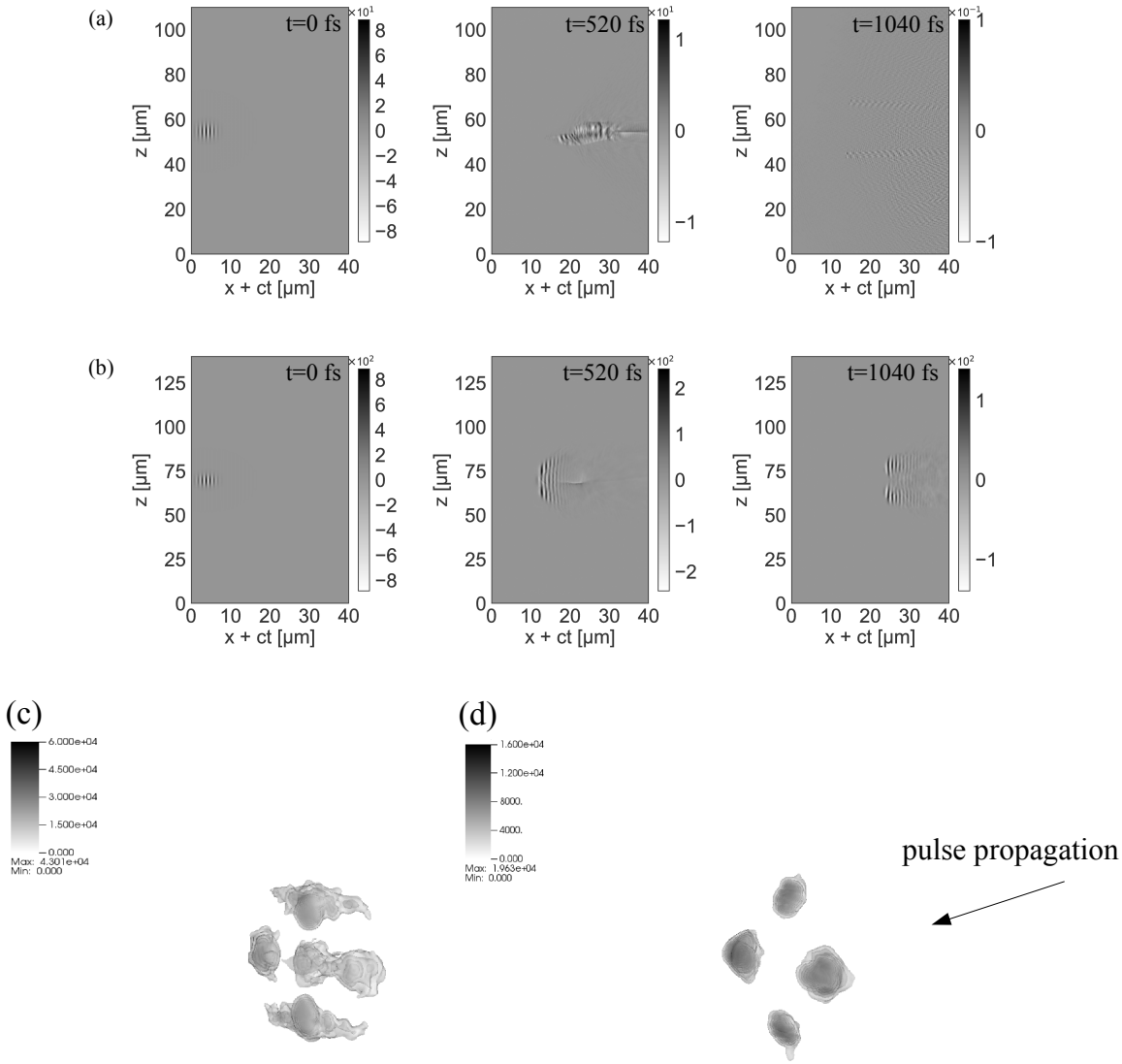

図 4.3　レーザー電場の z 成分のダイナミクス．初期電子密度は $N_e = 5.0 \times 10^{20}$ cm^{-3}，質量電荷比は $M/Zm_p = 1$ である．(a) 集光点でのレーザーパルス強度は $I = 10^{22}$ W/cm^2 である．時間 t=0，520，1040 fs における最大の規格化ベクトルポテンシャル a_0 はそれぞれ 88.4，11，0.1 である．(b) 集光点でのレーザーパルス強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2 である．時間 t=0，520，1040 fs における最大の規格化ベクトルポテンシャル a_0 はそれぞれ 885.1，242.1，125.9 である．(c), (d) 強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合の時間 t=520，1040 fs におけるレーザーパルス強度の 3D プロット．レーザーパルスは右から左へと伝搬する．

4.5　電子ダイナミクス

航跡場の時間進展を調べるために，空間分解能を保ったままシミュレーション窓のサイズを大きくした．相互作用において，プラズマ波の波破砕が生じることが予想される [22, 44]．波破砕が生じた場合，不規則に発生する自己入射された電子バンチ以外には航跡場中には整った電子構造は見られないだろう．しかし，イオン運動が無視できないくらい大きくなると，その運動が航跡場中の横方向の電場を変化させ，波破砕したところの電子ダイナミクスに影響を与えて，ある電子構造が形成される可能性がある．

プラズマ電子密度 $N_e = 1.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比 M/Zm_p =1 の場合の電子のダイナミクスを図 4.4 に示す．図 4.4(a) と (b) に，強力な波破砕が生じているファーストバケット内の確率的な電子の分布が見られる．真空バブルも見られる．縦方向 (xz) の電子密度の断面が図 4.4(a) に，$x = 55$ μm と $x = 110$ μm における横方向 (yz) の電子密度の断面が図 4.4(c) に示されている．ファーストバケットの後ろにプラズマチャネルが形成されている．2 つの高密度な電子の整った構造が生じているのを確認できる．1 つめはシミュレーション窓の x=55 μm の位置で，ファーストバケットの中にある．その構造の電子密度は極めて高く $N_e = 0.15N_{cr}$ であり，サイズは $x \times y \times z$=(2 μm)×(10 μm)×(10 μm) である．2 つめは x=110 μm の位置にある．電子密度は低く $N_e = 0.08N_{cr}$ であり，サイズは $x \times y \times z$=(5 μm)×(10 μm)×(10 μm) である．これらの構造の電子の持つ加速度は大きくはない．たとえ電子の横方向の速度 Δv がほとんどゼロでも，その構造周辺の莫大な数のプラズマ電子のせいでウンルー効果の検出が難しい．縦方向のドップラー効果による散乱光のスペクトル広がりがウンルー効果より大きくなるだろう．

5.0×10^{19} cm^{-3} まで電子密度を大きくすると，形成される電子構造の電子数と電子密度が増加した．時間 t=625 fs での xz 断面の電子密度を図 4.4(b) に示す．この場合でもプラズマチャネルが形成されている．比較的低密度の場合よりもチャネルは深い．2 つの高密度な電子の構造が形成されている．1 つめは $x = 55$ μm の位置のファーストバケットの中にある．（比較的低密度の場合と同じ位置である．）その電子密度は $N_e = 0.4N_{cr}$ で，サイズは $x \times y \times z$=(3 μm)×(20 μm)×(20 μm) である．2 つめは $x = 80$ μm の位置にある．その電子密度は $N_e = 0.5N_{cr}$ で，サイズは $x \times y \times z$=(8 μm)×(5 μm)×(5 μm) である．これらの電子構造は，レーザー周波数の 1/2 倍の周波数の光の横方向後方トムソン散乱によって，他のプラズマ電子と分離して観測することができる．電子構造はその周波数の臨界密度より高密度で，スキンデプスよりも大きいサイズを持っているため，プローブ光はプラズマを透過し，高密度の電子構造によって効率よく反射されるだろう．

レーザーパルス航跡場の形成に影響するプラズマチャネルの発生源を調べるために，質

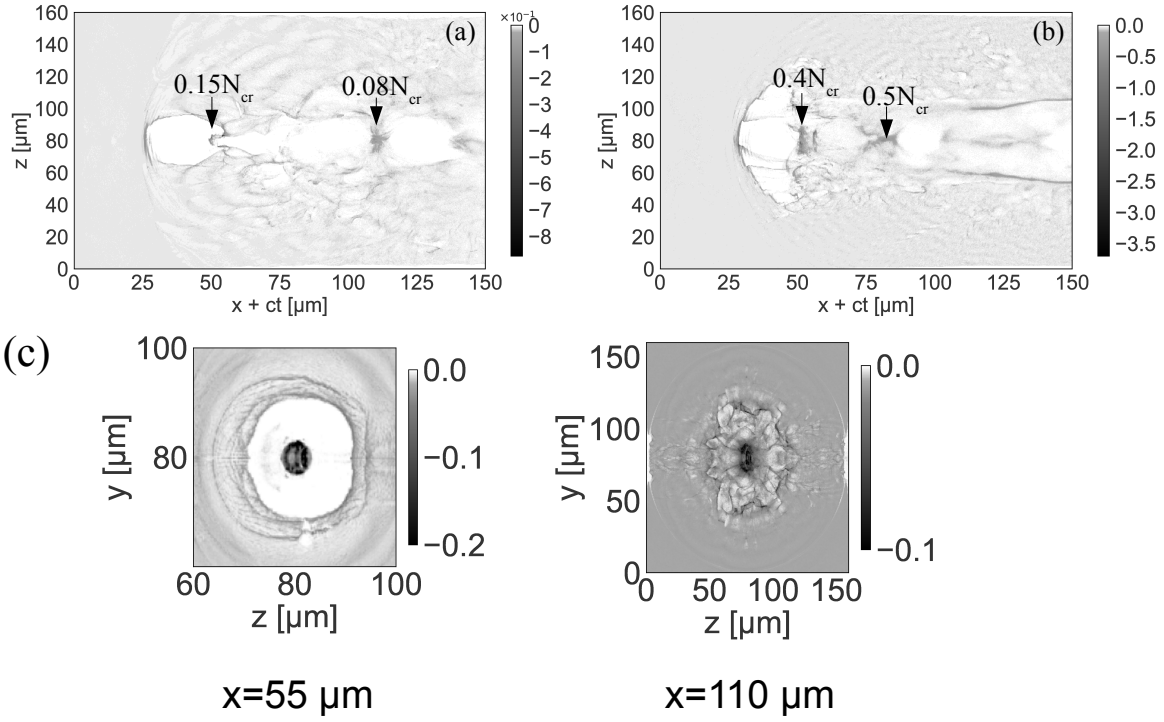

図 4.4　電子密度の xz 断面図．レーザー強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比は $M/Zm_p = 1$; t=625 fs である．(a) 初期電子密度は $N_e = 1.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} である．x=80 μm と x=120 μm における電子密度はそれぞれ $N_e = 0.15N_{cr}$ と $N_e = 0.08N_{cr}$ である．(b) 初期電子密度は $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} である．x=55 μm と x=80 μm における電子密度はそれぞれ $N_e = 0.4N_{cr}$ と $N_e = 0.5N_{cr}$ である．(c) 左から (a) 図における x=55 μm と x=110 μm の位置での電子密度の横方向 (yz) の断面図.

量電荷比 $M/Zm_p = 1$ のときのイオン運動がある場合とない場合でのシミュレーション結果を比較した．$N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} で異なるレーザー強度を用いた電子密度プロットを図 4.5 に示す．図 4.5(a) と (b) では強度が $I = 10^{22}$ W/cm^2，図 4.5(c) と (d) では強度が $I = 10^{24}$ W/cm^2 である．イオン運動がある場合での計算結果を図 4.5(a), (c) に，イオン運動がない場合での計算結果を図 4.5(b),(d) に示す．図からイオン運動がある場合でのみプラズマチャネルが生成することがわかる．図 4.5(a), (b) の低密度の場合で，$x = 40$ μm 付近のレーザーパルス周辺をポジション 1，$x = 80$ μm 付近のファーストバケットの後ろ側の位置をポジション 2 とする．図 4.5(a), (b) のポジション 1 では，ファーストバケットの構造にほとんど違いはない．ファーストバケットが形成される時間はイオン運動にとっては短く，イオンは十分に動くことができない．そのためイオン運動はファーストバケットの形成にあまり影響しない．しかし，図 4.5(a), (b) のポジション 2 では，構造はまったく異なっている．イオン運動がないときは図 4.5(b) に見られるよう

にソリトン [44] のような構造が見えるが，イオン運動がある場合ではプラズマチャネルの形成によってそのソリトンのような構造はなくなっている．チャネルの形成によってパルス航跡場内の電場が弱くなっているのは明らかである．

図 4.5(c), (d) に示されるように，レーザー強度がより高くなると，電子密度の違いはより明確になる．$x = 50$ μm 付近のレーザーパルス周辺をポジション 1，$x = 80$ μm 付近のファーストバケットの後ろ側の位置をポジション 2 とする．低強度の場合，図 4.5(c), (d) のポジション 1 ではほとんど違いはない．図 4.5(c) のイオン運動がある場合では，整った電子構造が見られる．図 4.5(d) で見られるようにイオン運動がないと，この構造はみられない．パルス強度が初期値より小さくなっても，チャネルは形成されている．チャネルの幅は ~ 40 μm で，低強度の場合より 4 倍大きい．どちらの場合でもソリトンのようなものは形成されなかった．図 4.5(c) の整った電子構造を特徴づける前に，次節でプラズマチャネル内のイオン分布を分析する．

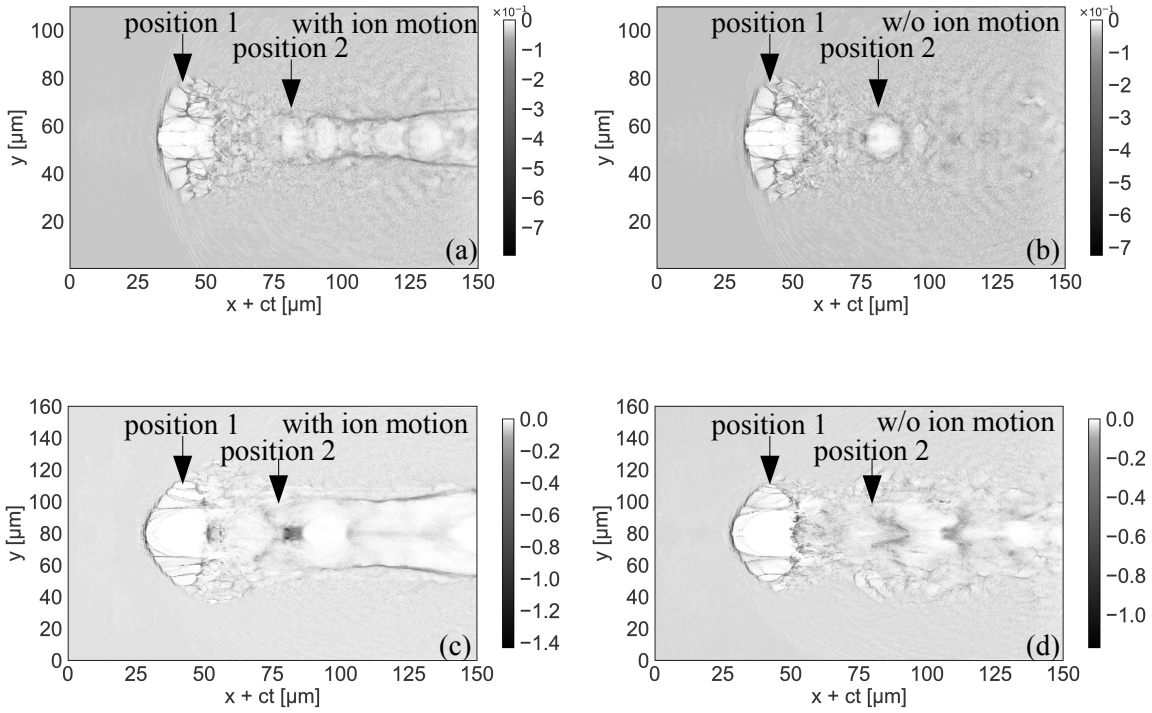

図 4.5　可動イオンの場合と不動イオンの場合で計算した電子密度の xy 断面図．プラズマ電子密度は $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，質量電荷比は $M/Zm_p = 1$; t=625 fs である．(a) 可動イオンの場合，レーザー強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2．(b) 不動イオンの場合，レーザー強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2．(c) 可動イオンの場合，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2．(d) 不動イオンの場合，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2．

4.6 イオンダイナミクス

強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比 M/Zm_p =1，異なる電子密度でのイオン密度分布を図 4.6 に示す．パルスの伝搬に伴って，パルス航跡場内の背景イオンがクーロン爆発することでチャネルが形成されていることがわかる．低密度 $N_e = 1.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} の場合の xz 断面のイオン密度を図 4.6(a) に，$x = 45$ μm，$x = 80$ μm，$x = 100$ μm における横方向の断面 (yz 断面) のイオン密度を図 4.6(c) に示す．$x = 40$ μm から $x = 100$ μm の範囲で横方向の無衝突衝撃波 [49] が生じていると考えられる．チャネル中央のイオン密度の最小値はゼロである．$x = 80$ μm の位置で，イオン密度は $N_e = 0.015N_{cr}$ に達し，それは初期値のおよそ 2.4 倍である．時間が経つと，図 4.6(a) の $x = 100$ μm から $x = 150$ μm にみられるように，この衝撃波は横方向のプラズマ波を誘起して減衰する．$x = 140$ μm の位置で最大のイオン密度は $N_e = 0.016N_{cr}$ である．

横方向のプラズマの電場が一様でないことによって，ファーストバケットの後ろのレーザー軸上でイオン密度が最大になるピークが現れる．軸付近での電場の大きさは $E_y \sim Ay$，$E_z \sim Bz$ で近似される．ここで，A と B は定数である．この電場は電子をレーザー軸方向に集光して，イオンを遠ざける．電子をフォーカスする力とイオンを遠ざける力はバケットの端のところで最大になる．そのため，電子はいくつかのイオンを引きつけながら，端から軸方向に向かう．軸からの距離を r とすると，実空間の円柱状の軸方向の密度は $1/r^2$ で増加するが，イオンが電子によって軸方向に運ばれることによって中心のイオン密度が大きくなる．イオンチャネル密度は軸上にピークを持つ．

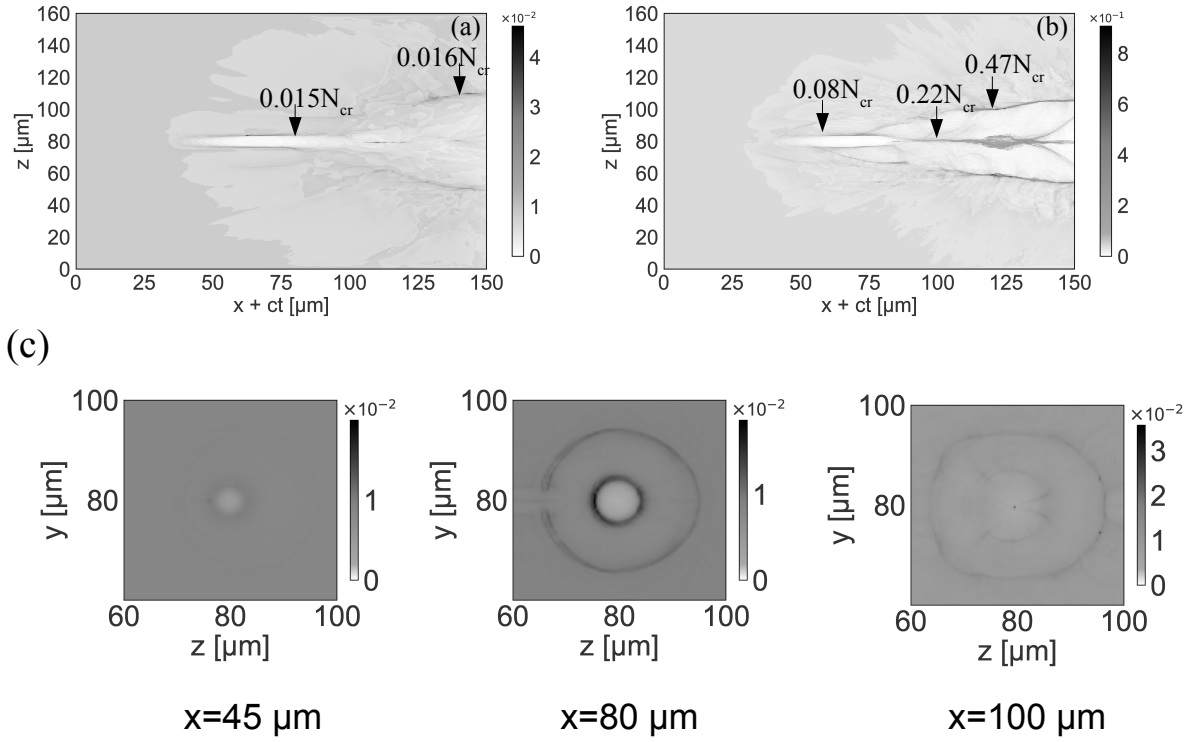

図 4.6　イオン密度の xz 断面図．レーザー強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比は $M/Zm_p = 1$; t=625 fs である．(a) 初期電子密度は $N_e = 1.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} である．x=80 μm と x=140 μm におけるイオン密度はそれぞれ $N_i = 0.015N_{cr}$ と $N_i = 0.016N_{cr}$ である．(b) 初期電子密度は $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3} である．x=60 μm，x=100 μm，x=125 μm におけるイオン密度はそれぞれ $N_i = 0.08N_{cr}$，$N_i = 0.22N_{cr}$，$N_i = 0.47N_{cr}$ である．(c) 左から (a) 図における x=45 μm，x=80 μm，x=100 μm の位置でのイオン密度の横方向 (yz) の断面図．

図 4.6(b) に高密度の場合のイオン密度の xz 断面を示す．横方向の電場が強いため，摂動が大きくなっている．$x = 60$ μm の位置でイオン密度は $N_i = 0.08N_{cr}$ になり，これは無衝突衝撃波である．横方向の円柱状のプラズマ波の形成がより明確になっている．それはチャネル中央の密度のピークとしてあらわれている．$x = 100$ μm の位置で電子密度 $N_e = 0.22N_{cr}$，$x = 125$ μm の位置で電子密度 $N_e = 0.47N_{cr}$ である．レーザー軸上で密度が最大になる横方向のプラズマ波と縦方向のプラズマ波の相互作用によって，極めて大きな加速度をもつ電子システムが実現できるだろう．大きい M/Zm_p の場合にはこの過程が同じように生じるが，効果は弱かった．

4.7　粒子のエネルギー分布

プラズマ中の電子エネルギー分布についても，イオン運動の有無による比較を行った．$N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，質量電荷比 $M/Zm_p = 1$，レーザー強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2 と $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合のエネルギー分布を図 4.7 に示す．図 4.7(a) に示される低強度 $I = 10^{22}$ W/cm^2 の場合には，明らかな違いはみられなかった．電子の最大エネルギーは ∼350 MeV である．高エネルギーの電子はほとんどファーストバケットに位置するため，イオン運動は高エネルギー電子にはあまり影響しない．図 4.7(b) に示される高強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合，イオン運動があるときのほうが電子エネルギーが大きくなった．イオン運動がないときには電子の最大エネルギーは 1.5 GeV であるのに対し，イオン運動があるときには最大エネルギーは 2 GeV を超える．図 4.7(b) の挿入図にみられるように，>500 MeV の電子はレーザーパルスの前方にある．今回のシミュレーションにおけるパルス伝搬距離は，電子ダイナミクスの全てを議論するには短すぎる．イオン運動がある場合のほうが，電子の高エネルギーが高くなる原因を探るのは今後の課題である．しかし，高強度の場合において，プラズマチャネルの形成によってイオン運動がレーザープラズマ相互作用に影響することは明らかである．

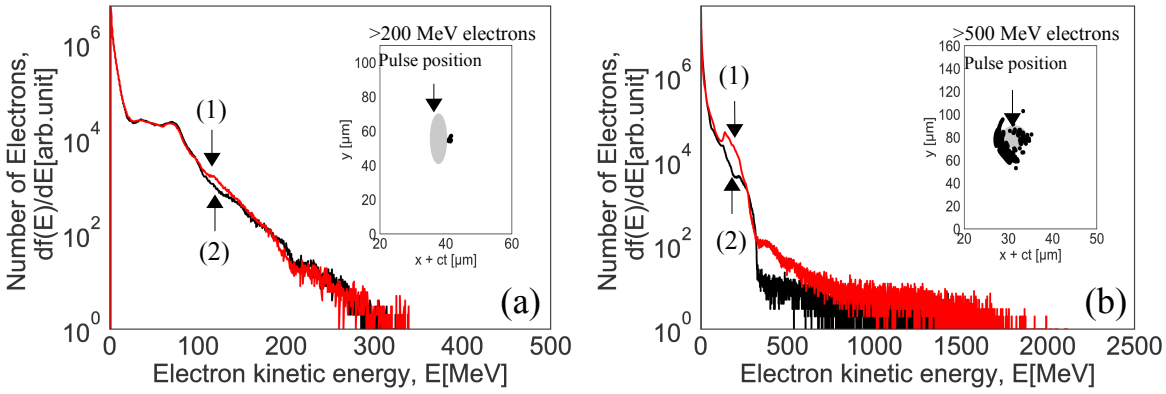

図 4.7　イオン運動がある場合とない場合の電子エネルギー分布．プラズマ電子密度は $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，質量電荷比は $M/Zm_p = 1$; t=625 fs である．(a) レーザー強度は $I = 10^{22}$ W/cm^2 である．イオン運動がある場合の高エネルギー電子 (>200 MeV) の散布図も示す．(b) レーザー強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2 である．イオン運動がある場合の高エネルギー電子 (>500 MeV) の散布図も示す．(1) 赤線は可動イオンの場合，(2) 黒線は不動イオンの場合である．

これまでの全てのシミュレーションでは輻射減衰を考慮していた．この効果がどの程度影響するか調べるために，輻射減衰の有無によるシミュレーション結果の比較を行っ

た．電子密度 $N_e = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比 $M/Zm_p = 1$ での電子エネルギー分布を，>500 MeV 電子の散布図とともに図 4.8 に示す．分布は明らかに異なっている．輻射減衰がある場合だと，電子はエネルギーの 10 % を失ってる．ポンドラモーティブ力で生成された密度の急勾配によって，レーザー光は後方ラマン散乱され，その一部が後方に伝搬する．その後方に伝搬するラマン散乱光が電子とコンプトン散乱することで，電子がエネルギーを失っていると考えられる．散布図にみられるように，>500 MeV の電子はレーザーパルス近傍に分布している．輻射減衰がある場合だと，ファーストバケットの後ろには高エネルギー電子が存在しない．輻射減衰がないときにはレーザーパルスから離れたところには高エネルギー電子が存在しないため，この効果は強力な後方ラマン散乱光と電子のコンプトン散乱によって引き起こされていることが分かる．以上から，輻射減衰を考慮した計算結果は妥当であると考えられる．

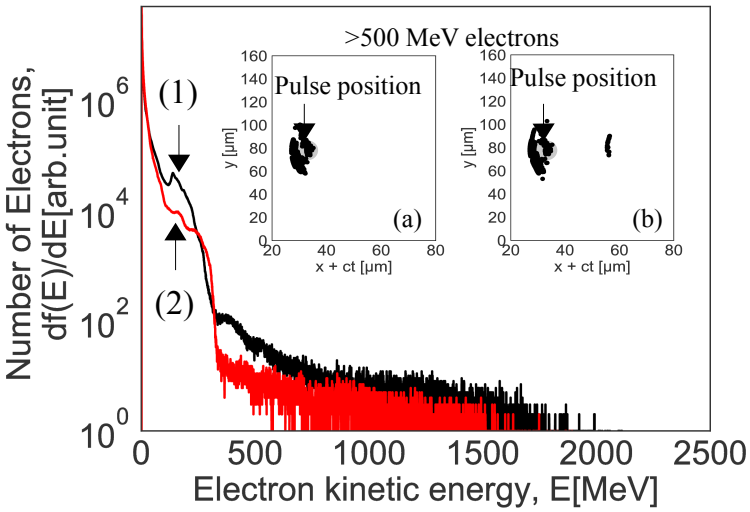

図 4.8　輻射減衰がある場合とない場合の電子エネルギー分布．プラズマ電子密度は $N_e = 5.0\times10^{19}$ cm^{-3}, レーザー強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2, 質量電荷比は $M/Zm_p = 1$; t=625 fs である．高エネルギー電子 (>500 MeV) の散布図も示す．(a) 輻射減衰がある場合，(b) 輻射減衰がない場合である．(1) 赤線は輻射減衰がある場合，(2) 輻射減衰がない場合のエネルギー分布である．

4.8　極めて大きな加速度を有する電子群の生成

極めて大きな加速度を有する電子システムは，強力な電場内に低速度広がり，高密度の電子バンチで構成される必要がある．そのシステムからのトムソン散乱スペクトルはウンルー温度 T_w [14, 25, 37, 38] によって広がりをもつ可能性がある．最も重要なパラメータはスペクトルの周波数広がりを表す $\Delta\omega_S/\omega_S = \sqrt{2T_w/mc^2}$ で，プローブ光の周波数 ω_S

とは独立している．その広がりを構造の内外の電子の熱運動に起因するドップラーシフトから取り出すのは非常に難しい [41]．しかしながら，横方向の速度広がりが小さいため，電子の運動に対して垂直方向の電子によるトムソン散乱はドップラーシフトにはあまり影響されないだろう．さらに，プローブ光の周波数 ω_S は全てのプラズマを透過するように，プラズマ周波数より大きくなければならない．一方で，プローブパルスに対する臨界密度より電子バンチの密度が大きければ，バンチはミラーのようにふるまう．

レーザーパルス航跡場内の円柱状のプラズマ波が誘起されることで，横方向の低速度広がりの高密度な電子バンチが生成された．イオンが排斥されることで航跡場内の電場が減少するが，ω_{pl} は ω_L に近い値であるため電場は十分に強い．図 4.9(a) に $N_e \sim 8.0 \times 10^{20}$ cm^{-3} の臨界密度程度の密度の電子群を，縦方向の電場とともに示す．最大の加速度は $w = 5c\omega_L$ で，最大のウンルー温度は $T_w = 5\hbar\omega_L/2\pi$ [eV] である．その値を用いると，$\Delta\omega_S/\omega_S \cong 0.22\%$ となる．（強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2 のスペクトル広がりは最大で 3.1% である）．この電子群の縦方向のサイズは 5 μm，横方向のサイズは 3 μm である．よって，横方向からの入射光のトムソン散乱の効率は，電子バンチがミラーのようにふるまうため，$\omega_S = \omega_L/2$ のプローブ光に対してほぼ 100 % となる．その周波数のプローブ光のトムソン散乱の効率は，他のプラズマ中の電子に対しては極めて低い．図 4.9(b) にこの電子群のエネルギー分布を示す．平均の電子エネルギーは 150 MeV でエネルギー広がりは ∼20% である．

電子バンチが速度広がりを持っているため，ウンルー効果によるスペクトル広がりはドップラーシフトと比較されなければならない．ドップラーシフトはウンルー効果の検出にたいして重大なノイズである．図 4.9 に示される電子バンチの場合，周波数増大を伴う正面からの散乱や周波数減少を伴う後方からの散乱に対して，側面からのトムソン散乱にはドップラーシフトが生じない．電子の相対論的な運動のおかげで横方向の速度広がりは極めて小さい．しかし，このシミュレーション結果でドップラーシフトを計算すると，< 10 % のレベルでシフトが存在している．電子バンチの横方向の速度 $v_\perp = p_\perp/\gamma$ を図 4.9(c) に示す．$p_\perp$ は横方向の運動量である．速度広がりは有意な値の温度 T_e ∼3 eV であり，ウンルー温度と同等である．（極めて大きな加速度を持つ電子群の形成は a_0 にのみ依存していて，ウンルー温度は明らかにドライビングパルスの周波数に依存する．電子の加速度 w はドライビングパルスの周波数に依存するからである．よって，ω_L を大きくすることでウンルー効果を大きくすることができる．）電子バンチの加速度とエミッタンスの時間揺らぎによって，時間が経つほどドップラーシフトが強くなる．電子バンチが移動する間にエミッタンスは大きくなるが，縦方向の電場が一定だと考えられる短いプローブ時間ではほとんどゼロである．したがって，散乱光のスペクトル広がりはウンルー効果とプローブ光のスペクトル広がりで決まると考えられる．

密度を大きくすることで電子の加速度がどのように変わるか調べるため，初期密度

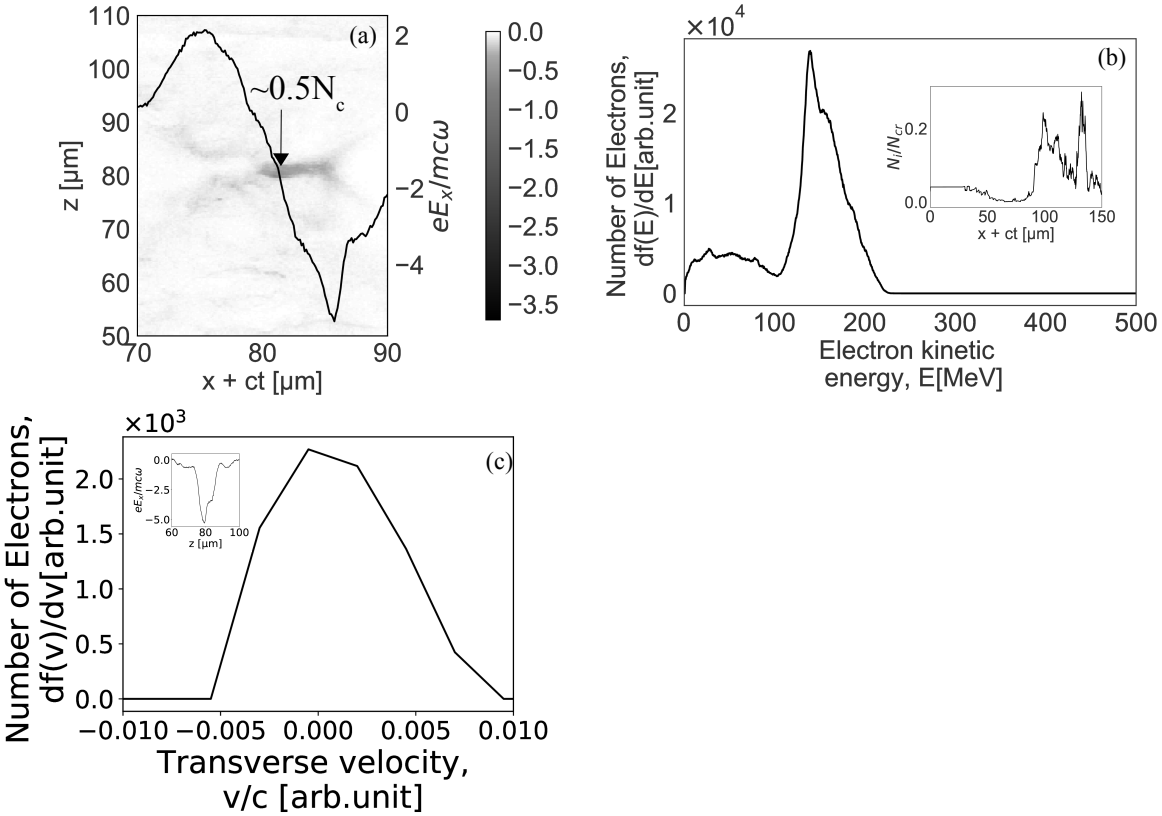

図 4.9　(a) 電子密度の xz 断面図と p 平面における縦方向の電場，(b) 電子バンチのエネルギースペクトルとイオン密度，(c) バンチの横方向の速度分布と $x = 85$ μm における縦方向電場の横方向の分布．初期電子密度は $N_{e0} = 5.0 \times 10^{19}$ cm^{-3}，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比 $M/Zm_p = 1$; t=625 fs である．

$N_e = 3.0 \times 10^{20}$ cm^{-3} でシミュレーションを行った．図 4.10(a), (b), (c) は t=150 fs における電子バンチの特徴を示している．図 4.10(a) の $x = 85\mu$m の高密度な電子構造は，波破砕による電子自己入射 [28] に似ている．ファーストバケットの横方向のサイズは縦方向のサイズの約 2 倍である．図 4.10(b) の挿入図に見えるように，イオン密度のピークはレーザー軸に出現していて，横方向のプラズマ波が形成されている．図 4.10(c) に示すようにその軸上の電子密度は，強く圧縮されることで臨界密度をはるかに超える．空間分解能が $\omega_{pl} \gg \omega_L$ の枠をこえてしまうため，これ以上シミュレーションを続けることができない．それでも，ある程度は電子バンチの特徴を分析することは可能である．電子バンチの周辺の電場は大きく変化しない．つまり，加速度はほとんど同じで，$w \sim 5c\omega_L$ である．横方向の速度広がりは極めて小さいが，縦方向の速度広がりは低密度の場合よりも広い．横方向のトムソン散乱に XFEL を使用すれば，きれいな散乱光を取り出すことができるだろう．これより後の相互作用で，より小さい速度広がりの電子バンチが生じるかも

しれない．

$\Delta\omega_S/\omega_S \sim 10^{-5}$ のような小さな効率でも検出可能な同位体選択的イオン化 [43] は既に実用化されているため，ウンルー効果の観測は技術的に不可能ではないと考えられる．

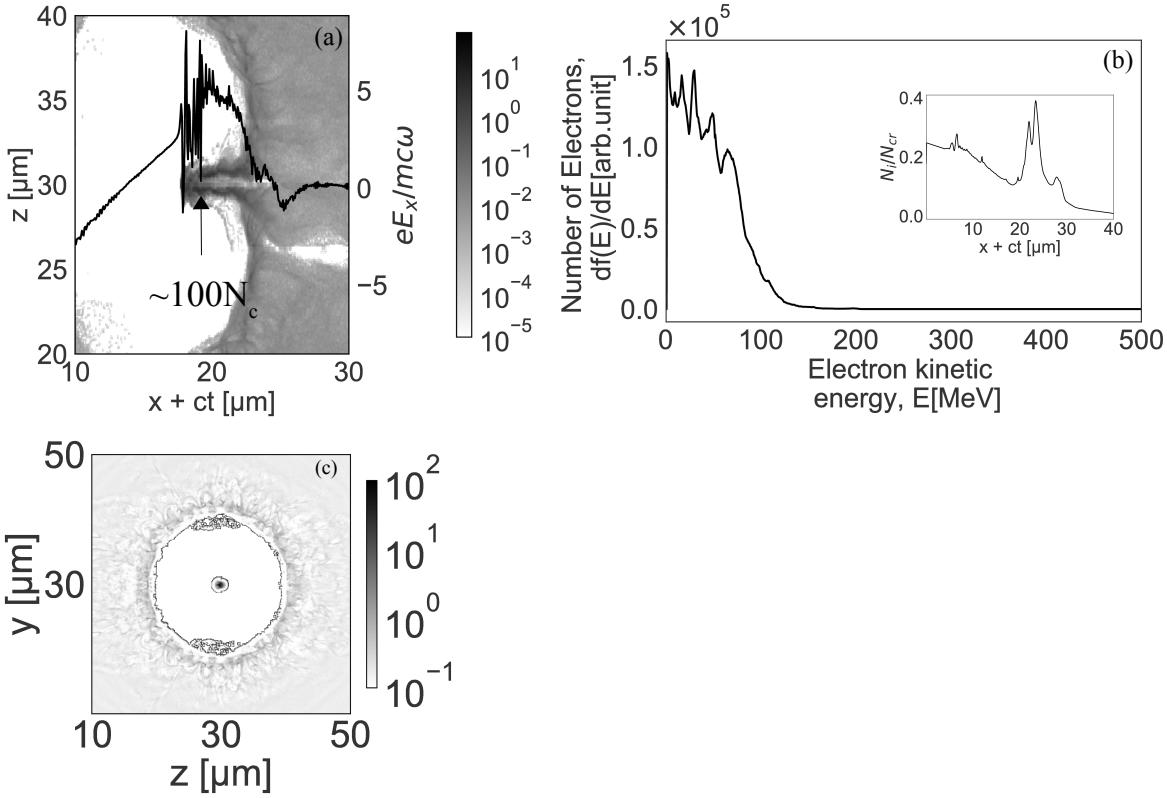

図 4.10　(a) 電子密度の xz 断面図と p 平面における縦方向の電場，(b) 電子バンチのエネルギースペクトルとイオン密度，(c)$x = 18$ μm における電子密度の (yz) 平面断面図．初期電子密度は $N_{e0} = 5.0 \times 10^{20}$ cm^{-3}，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，質量電荷比 $M/Zm_p = 1$; t=150 fs である．

4.9　本章のまとめ

本章では，非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中に集光した強度 $I = 10^{22} - 10^{24}$ W/cm^2 のフェムト秒レーザーパルスの伝搬を，相対論的な 3D particle-in-cell シミュレーションを用いて研究した．シミュレーションにはイオン運動と輻射減衰が組み込まれている．その目的は，ウンルー効果の検出に十分な強力な線形の加速度を持つ，横方向の低速度広がり，高密度の電子バンチが生成される条件を見つけることである．

ペタワットレーザーはプラズマ中に真空バブルを生成しすぐに回折するため，レーザーは古典的な相対論的レーザー自己収束による安定的な伝搬ができないことがわかった．し

たがって，極めて大きな加速度 $w \sim a_0 c\omega_L$ は数レイリー長の間でしか実現できない．強い波破砕のせいで，航跡場内では整った規則的なプラズマ波が形成されない．それに加えて，$M/Zm_p = 1$ ではイオン運動が重要になってくる．クーロン爆発による横方向のイオン運動が，レーザー軸上に極めて密度の高い電子とイオン密度のピークをもつ円柱状のプラズマ波を誘起する．縦方向と横方向の波が干渉することで，強い線形の加速度を持つ電子群が形成される．

生成された極めて大きな加速度を持つ電子バンチの密度は高く，レーザー周波数とは全く異なる周波数のプローブ光の効率的なトムソン散乱を起こすのに十分である．しかし，これらのバンチの加速度はまだ最大化速度 $w = a_0 c\omega_L$ から程遠い．時空の効果を検出するため，電子群からプローブパルスの入射角 90 度のトムソン散乱光のスペクトル広がりを推定した．その値は $\Delta\omega_S/\omega_S \sim 0.2 - 0.5\%$ であった．理論的には，散乱光の周波数 ω_S を適切に選ぶことによってウンルー効果を検出することが可能になる．しかし，これらのバンチにより広い横方向の速度広がりがあると，ウンルー効果によるスペクトル広がりを実験で検出することは難しいだろう．

それに加えて，電子ダイナミクスへの輻射減衰の効果が強く現れた．$I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合，それによって電子エネルギーが 10 % も減少する．輻射減衰は相対論的電子による後方への輻射のコンプトン散乱によって引き起こされる．後方への輻射はレーザー光の後方ラマン散乱によって起こると考えられる．

第 5 章

高密度プラズマ中での高エネルギーイオン多段加速

強度 $I \sim 10^{24}$ W/cm^2 程度の超高強度レーザーと非相対論的密度を超える高密度なプラズマの相互作用において，イオンの多段加速によって高エネルギーイオンが生成される可能性がある．ここで，レーザーパルスがどのように高密度なプラズマ中を伝搬するのか明らかになっていないという問題がある．その伝搬においては，相対論的透過性とホールボーリングが重要になる．しかし，高密度プラズマ中でのパルス伝搬におけるそれらの効果はこれまであまり調べられていない．本章では，超高強度レーザーと高密度プラズマの相互作用における，相対論的透過性，ホールボーリング，レーザーパルスによるイオンの多段加速などの非線形な物理現象を，コンピュータシミュレーションによって研究した．

5.1 超高強度レーザーと高密度プラズマの相互作用

レーザー強度が $I \sim 10^{24}$ W/cm^2，つまり $a_0 \sim 10^3$ になると，パラメータ ma_0/M が 1 になる．そうなるとレーザーパルスはイオンを直接加速させることができる．さらに，相対論的透過性の効果によって理論的にはレーザーパルスは固体密度のプラズマ中でも伝搬することができる．そのような高強度レーザーと非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマの相互作用は，高密度なプラズマ中で高エネルギー粒子を生成する可能性があり，興味深い研究対象となる．

ハイパワーレーザーと非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマの相互作用では，プラズマ中の相対論的効果を考慮しなければならない．ペタワットレーザーの規格化ベクトルポテンシャル $a_0 = eE/mc\omega_L$ は 1 を大きく超える．したがって，プラズマ中でのレーザーパルスの群速度 $v_G = \sqrt{1 - 4\pi e^2 N_e/m\omega_L^2 a_0}$ [22, 44] は，プラズマの電子密度 N_e が a_0 倍の非相対論的臨界密度 $N_{cr} = m\omega_L^2/4\pi e^2$ より小さければ実数である．例えば，波長

800 nm のチタン（Ti）サファイアレーザーのレーザー強度が $I = 10^{24}$ W/cm^2 になれば，非相対論的臨界密度は $N_{emax} = 2 \times 10^{24}$ cm^{-3} である．しかし，電子が相対論的な運動ができなくなった場合は，この群速度の式は有効でなくなる．

また，ホールボーリング [50–60] によって，高強度レーザーは高密度プラズマ中を伝搬することができる．レーザーのポンドラモーティブ力 $F_p = -\frac{1}{4}\frac{mc^2}{\gamma}\nabla a_0^2$ [22, 44] によって，レーザーパルス前方の電子が弾き飛ばされ，パルスの主部は初期電子密度よりも低密度のプラズマ中を伝搬することになる．しかし，パルスフィラメンテーションやその他の不安定性によって，その力は大幅に減少しホールボーリングによって伝搬することができなくなるだろう．レーザーパルスがどの程度の距離を高密度プラズマ中を伝搬できるか，電子密度の違いによって伝搬がどのように変わるかなどはまだ理解されていない．

プラズマと超高強度レーザーとプラズマの相互作用において，もうひとつの重要な現象は，レーザーによる直接的なイオン加速である．平面波中での粒子運動の一般解は以下の式で表される [21, 22, 44, 61–69].

$$\gamma = \sqrt{(M/m)^2 + p_X^2 + p_Y^2};\ \ \gamma - p_X = A;\ \ p_Y = a_0 \cos(\omega t - \frac{\omega x}{c})$$

ここで，M はイオン質量，A は定数，p は mc で規格化された運動量である．イオンが初期状態において静止していた場合，$A = M/m$，$p_X = mp_Y^2/2M$ である．$a_0 > M/m$ において，イオンのエネルギーは真空中でも相対論的になる．相対論的に透過なプラズマでは，この現象はレーザーパルス前方でのイオンの自己入射として生じる可能性がある．レーザー駆動のイオン加速はここ数年，研究の対象となっている [62, 76]．しかし，その全てはイオンの直接的な加速が効果を持たない薄いターゲットを対象に行われている．

さらに，高密度プラズマ中でのレーザー光の反射も興味深い．相対論的透過性が生じている場合，ラマン散乱が生じるだろう．なぜなら，プラズマ周波数 $\omega_p' = \omega_p/\sqrt{a_0}$ がレーザー周波数より小さくなりうるからである．周波数 $\omega = \omega_L \pm \omega_p'$ がレーザー周波数に近すぎるので，散乱を検出するのは難しい．しかし，低密度プラズマ中でのラマン散乱と同様に，ラマン散乱は生じラマン不安定性やパルスフィラメンテーション [22, 44, 70] が起こるだろう．相互作用においては，反射したレーザー光も興味深い．反射の境界は光の速度に近い速度で動いている．それゆえ，反射境界の最高速度に一致する最小の周波数カットを伴う強い周波数ダウンシフトが生じるだろう．

この章では，半無限長の高密度プラズマ中での超高強度レーザーのダイナミクスと高エネルギー粒子の生成を数値シミュレーションで明らかにした．半無限長のオーバーデンスプラズマ中での超高強度レーザーのダイナミクスは膨大なコンピュータリソースが必要なため，これまで数値シミュレーションが行われてこなかった．しかし，いくつかの非線形な現象が生じると考えられるため，高密度プラズマ中でのレーザーパルスのダイナミクスは特に興味深い．相互作用において，プラズマ輻射が支配的になるかもしれないため，運

動方程式に輻射減衰 [46] を組み込んだ．硬X線領域の非常に強い輻射が起こる場合，2次の QED 過程が非常に重要になってくる [71,72]．この章では，その2次の効果は考慮していない．

5.2　シミュレーション条件

電子とイオンの相対論的な運動と古典的な輻射減衰が組み込まれた2次元，3次元の PIC シミュレーションを行った．シミュレーションコードはムービングウィンドウ技術を駆使した FPlaserM [28,73] を使用している．3次元シミュレーションでは空間分解能がコンピュータリソースのキャパシティに限界があるため，プラズマ電子密度とサイズが厳しく制限される．

波長 $\lambda = 1\ \mu$m，パルス幅 $\tau = 10$ fs の線形偏光レーザーパルスが，-x（縦方向）に右から左にイオン化された半無限長のプラズマ中を伝搬する．レーザー強度は 10^{23} W/cm^2 から 10^{24} W/cm^2 で変化し，a_0 が $\sim 10^2$ から $\sim 10^3$ に対応する．集光点におけるパルス強度 10^{23} W/cm^2 から 10^{24} W/cm^2 のエネルギーは ~0.75 kJ から ~7.5 kJ，出力は ~75 PW と ~750 PW に対応する．レーザー場の横方向成分の初期条件は近軸波動方程式の解としてよく知られている形を用いた [28,73]．前章の式 (4.1) と同じ形である．ビーム経は $d_0 = 5\ \mu$m で，それに対応するレイリー長は ~75 μm である．2次元シミュレーションにおいて，窓のサイズは (100 μm) × (100 μm) で空間分解能は $\lambda/200$ である．3次元シミュレーションにおいては，窓のサイズは (30 μm) × (30 μm) × (30 μm) で空間分解能は $\lambda/50$ である．高周波のプラズマ周波数を分解するために，分解能は大きくしなければならない．1セルあたりの粒子数は，2次元シミュレーションでは4，3次元シミュレーションでは8である．一様なプラズマの電子密度は $N_e = 2N_{cr}$ から $100N_{cr}$ の範囲で変化する．ここで N_{cr} は非相対論的臨界密度である．そのようなプラズマは高 Z ガスと水素ガスの混合気体かエクスプローディングワイヤー [74,75] 中で生成することができるだろう．しかし，本章ではパラメータを最小限にするため，純粋な水素のみのプラズマを考慮した．真空との境界のプラズマの線形密度勾配は $L = 10\ \mu$m である．シミュレーションコードでは吸収境界条件が用いられている．[28,73]

5.3　パルス伝搬における相対論的透過性とホールボーリング

シミュレーション結果から，レーザーパルスには有限の侵入長があることがわかった．また，その侵入長はプラズマ電子密度とレーザー強度の初期値に依存する．結果を図 5.1 と図 5.2 に示す．図 5.1 には，異なる強度のレーザーパルスの侵入長 L_D のプラズマの初期電子密度に対する依存性が示されている．侵入長はパルスが入射した位置からパルスが

消失，あるいは後方に動き始めた位置までの距離として計算した．非相対論的臨界密度に近い電子密度 $2N_{cr}$ で規格化ベクトルポテンシャルが $a_0 \sim 10^3$ のような大きな値の場合でも侵入長は有限である．$N_e/N_{cr}a_0$ が 1 より十分小さい $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合であっても，$L_D \sim 300$ μm である．$N_e = 100N_{cr}$ ではプラズマと真空の境界でレーザーパルスは散乱してしまうため，パルスはプラズマ中を伝搬できない．

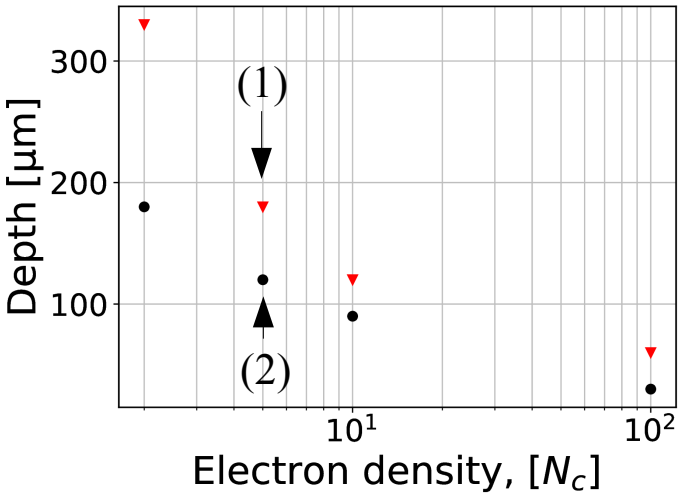

図 5.1　レーザー強度 (1) $I = 10^{24}$ W/cm^2，(2) $I = 10^{23}$ W/cm^2 の侵入長のプロット．電子密度が大きいほど，またレーザー強度が低いほど侵入長が短い．

図 5.2 に伝搬が終了する過程を示す．図 5.2 はレーザーの伝搬が終わった時点でのレーザー電場を示している．低強度の場合，伝搬が終了する主な理由はフィラメンテーション不安定性 [22, 44] であると考えられる．図 5.2(a) にフィラメンテーションと，パルス強度を徐々に小さくしていく，境界からのレーザー光の散乱がみえる．これによってレーザー伝搬におけるホールボーリングの役割が強調される．パルスは，ホールボーリングによってチャネルを形成しながらパルスの主部が通過する部分の電子密度を低くして，より低密度なプラズマ中を相対論的透過性を通して伝搬していく．しかし，フィラメント化されたパルスには，電子を押しのけてチャネルを作るのに十分なエネルギーがない．パルスはホールボーリングすることができず，相対論的透過性を通して伝搬することができない．その結果，パルスは後方に散乱されて，パルス伝搬が終了する．

初期電子密度を大きくすると，パルスはプラズマ中を伝搬することができない．原因は以下のように考えられる．パルスによって電子の集団が横方向に振動する間に，横方向のプラズマ電場 $\frac{eE_{tr}}{mc\omega_L} = \left(\frac{a_0 N_e}{N_{cr}}\right)^{1/2}$ がレーザー電場強度と比較できるほどの大きさになる．すると，電子は 8 の字軌道を描きながらパルスの進行方向に加速されることができなくなり，相対論的になるためのエネルギーを得ることができない．そして相対論的透過性が誘

起されない．その結果，レーザーパルスは理論的には相対論的透過性が起こる条件であっても，そのプラズマ中に十分に入り込むことができない．または，パルスがプラズマに吸収され徐々に実効的なレーザー強度が小さくなっていき，最終的に電子を相対論的にするのに十分な強度が失われて反射されてしまうとも考えられる．どちらが主要な要因であるかは今後の課題である．レーザー強度を小さくすると，このような過程がより早い段階で生じるため，L_D が小さくなる．低強度のレーザーパルスが同じように伝搬する様子を図 5.3(a), (b) に示す．フィラメンテーション不安定性によってレーザー伝搬が終了する．密度を大きくすると，レーザー光の反射が支配的になる．

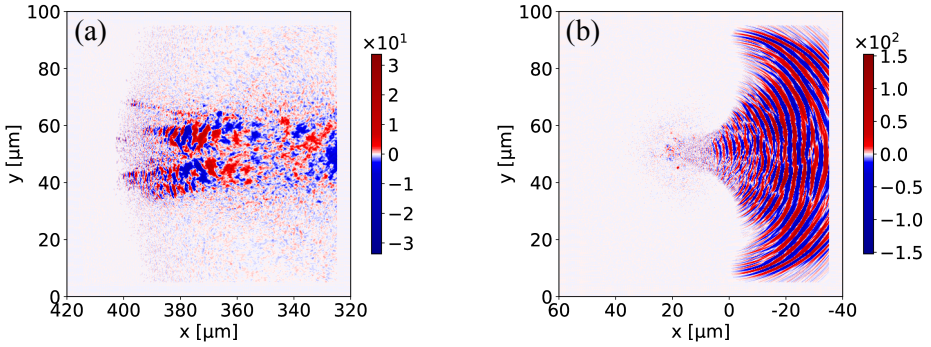

図 5.2　パルス伝搬が終了した時点におけるレーザー電場の z 成分の xy 断面図．(a) 初期電子密度 $2N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，次時間 t=1300 fs，(b) 初期電子密度 $100Ncr$，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，時間 t=200 fs.

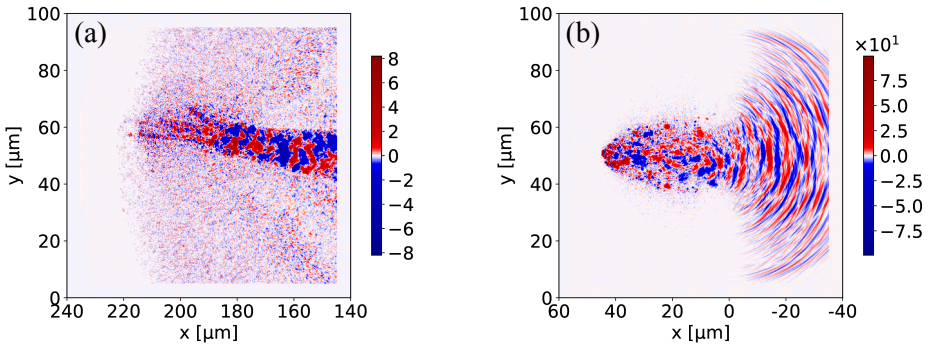

図 5.3　パルス伝搬が終了した時点におけるレーザー電場の z 成分の xy 断面図．(a) 初期電子密度 $2N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2，次時間 t=800 fs，(b) 初期電子密度 $10Ncr$，レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2，時間 t=200 fs.

より低密度なプラズマ中では，パルス伝搬において相対論的透過性が主な役割を担っている．非相対論的密度を超える高密度プラズマ中のレーザー伝搬は，レーザーのホージングやフィラメンテーション [22, 44, 70] を伴う，臨界密度に近い未臨界密度のプラズマ中

での伝搬と非常に似通っている．初期電子密度 $2N_{cr}$，強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 における，レーザーのダイナミクスを図 5.4 に示す．伝搬の初期段階では，特別な現象はみられない (図 5.4(a))．その 200 fs 後 (図 5.4(b))，低密度のキャビティ中を後方に伝搬する自己変調された散乱光がみられる．パルス伝搬は t=700fs で終わることを確認した．止まった位置は図 5.4(c) に示されている．レーザーベンディング [44] もみられる．非相対論的臨界密度より低密度なプラズマでの伝搬との相似性は $a_0 \gg a_0^{1/2}\omega_{pl}/\omega_0$（レーザー場の強さはプラズマ場より非常に大きい）または，$a_0 \gg N_e/N_{cr}$ である限り維持される．数値シミュレーションではこの比率はより大きく，$a_0 \gg 10N_e/N_{cr}$ である．

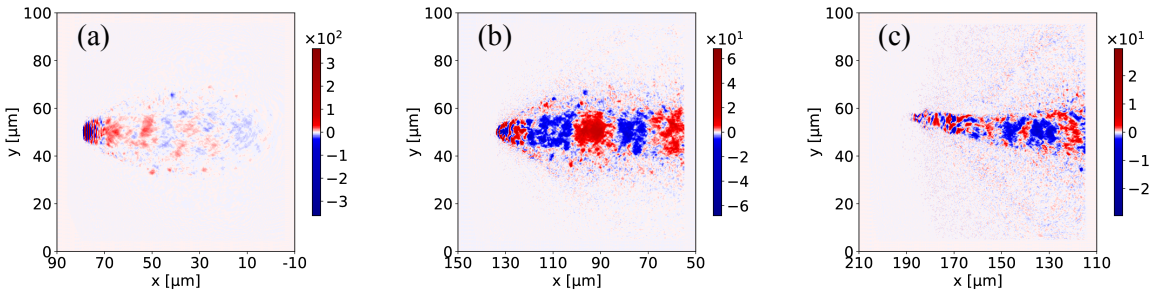

図 5.4　初期電子密度 $2N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 におけるレーザー電場の z 成分の xy 断面図．(a) 時間 t=300 fs，(b)t=500 fs，(c) t=700 fs.

5.4　イオンと電子のダイナミクス

レーザーが伝搬する間，周辺のプラズマよりも低い密度のプラズマキャビティが，パルス航跡場中に形成される様子が図 5.5 に示されている．これは電子がレーザー軸から排除され，イオンのクーロン爆発が生じた結果である．そのため，ほとんどのイオンは横方向に大きなモーメントを持つ．図 5.6(a), (b) に，輻射減衰の有無によるキャビティの形状の違いによって，輻射減衰がどのような影響を及ぼしているかを示す．輻射減衰の効果が小さいが，輻射減衰がキャビティの形状を安定にしているのがわかる．これは，輻射減衰力が摩擦力のような働きをして，生じた不安定性の成長を抑制するためであると考えられる．

初期電子密度 $2N_{cr}$，強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 でのチャネル形成の時間進展を図 5.7 に示す．チャネルの円錐型の形状は，クーロン爆発の間にイオンがどれだけの時間横方向に移動したかによって決まる．チャネル中に航跡場が見える．図 5.8(a), (b) に電子に対する輻射減衰の効果を示す．輻射減衰が波の形状を安定化しているのがわかる．

初期電子密度 $2N_{cr}$，強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 での，電子構造の時間進展を図 5.9 に示す．その構造はイオンの構造と似通っている．このチャネルの円錐型の形状は，比較的低エネ

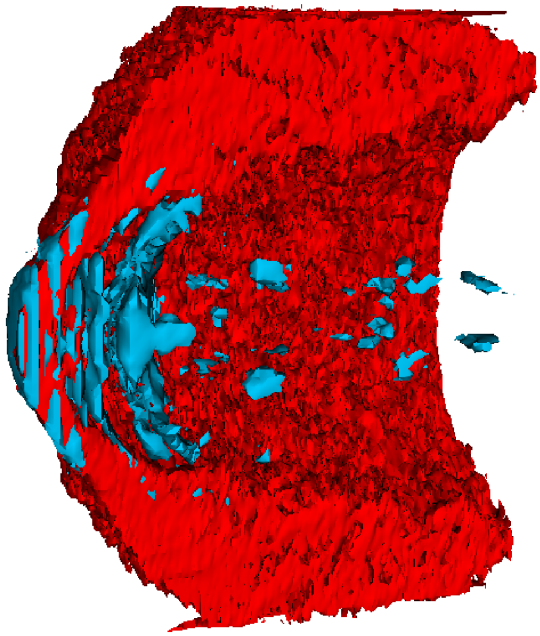

図 5.5　レーザーパルスとイオン密度の 3 次元プロット．初期電子密度 $5N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，時間 t=300 fs．プロットエリアは $x = 0$ から 30 μm，$y = 0$ から 15 μm，$z = 0$ から 15 μm である．赤色がイオンを表している．青色がレーザーパルスを表している．レーザーパルスは右から左へと伝搬する．

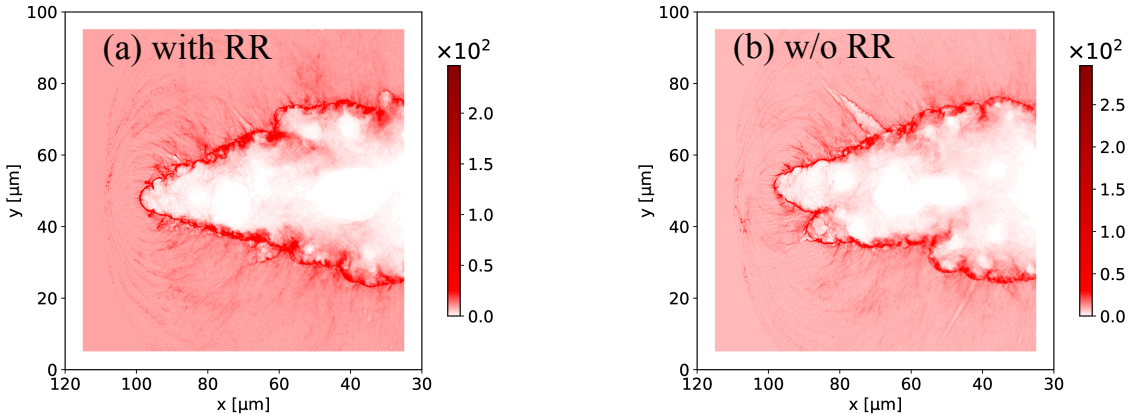

図 5.6　パルス伝搬が終了した時点でのイオン密度の xy 断面図．初期電子密度は $10N_{cr}$，レーザー強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2，時間は t=300 fs である．(a) 輻射減衰がある場合，(b) 輻射減衰がない場合．

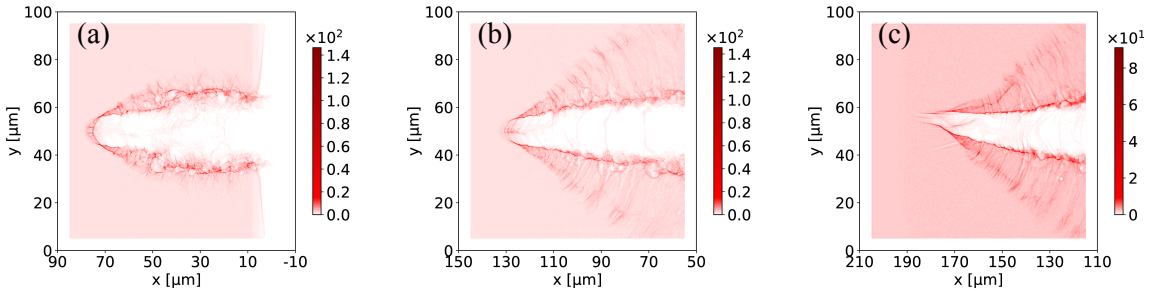

図 5.7　初期電子密度 $2N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 におけるイオン密度の xy 断面図．(a) 時間 t=300 fs，(b)t=500 fs，(c) t=700 fs.

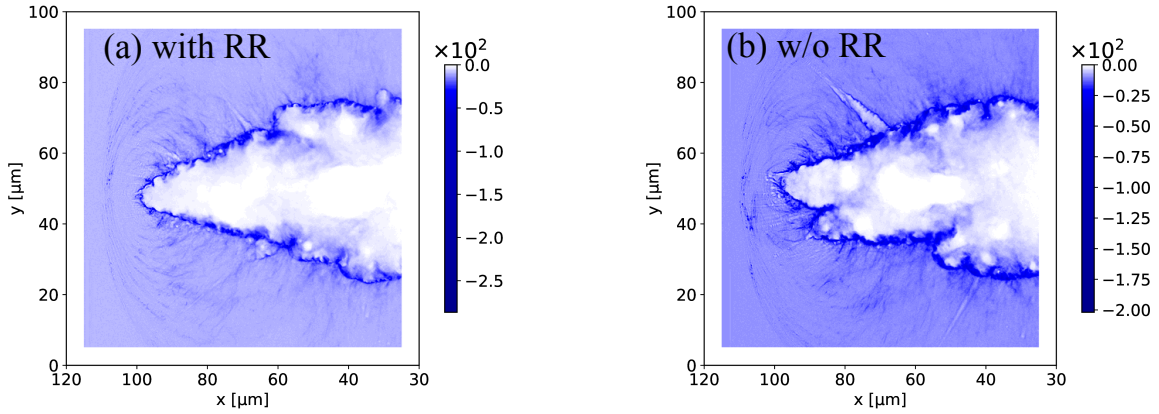

図 5.8　パルス伝搬が終了した時点での電子密度の xy 断面図．初期電子密度は $10N_{cr}$，レーザー強度は $I = 10^{24}$ W/cm^2，時間は t=300 fs である．(a) 輻射減衰がある場合，(b) 輻射減衰がない場合.

ルギーの電子とイオンのクーロン相互作用によるものであると考えられる．(c) に示すパルス伝搬が終わるところでは，チャネルはレーザーパルスが曲がるのと同じように，わずかに曲がっている．

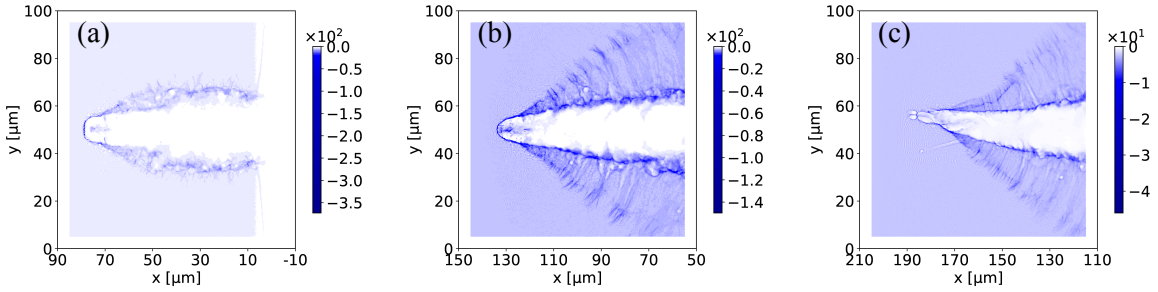

図 5.9　初期電子密度 $2N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 における電子密度の xy 断面図．(a) 時間 t=300 fs，(b)t=500 fs，(c) t=700 fs.

5.5　高密度プラズマ中でのイオン多段加速機構

まず，電子加速から考察する．異なるレーザー強度における電子エネルギースペクトルを図 5.10(a), (b) に示す．最大エネルギーが一番大きかったのは，低密度 $N_e = 2N_{cr}$ のプラズマの場合であった．電子密度を大きくすると最大電子エネルギーは小さくなる．これは航跡場における有効な加速長が短くなっていることを反映している．最大エネルギーはレーザー強度とともに大きくなる．高密度では最大エネルギーの増分は低密度の場合よりも小さい．そのようなふるまいは低強度なレーザーと非相対論的未臨界プラズマの相互作用における電子加速の典型である．相対論的に透過なプラズマと超高強度レーザーパルスの相互作用における電子加速は，既に知られている物理過程と非常に似通っている．

図 5.11(a), (b) に示されるイオン加速は全く違う様相を呈している．低強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2 におけるイオンエネルギー分布が図 5.11(a) に示されている．イオンの最大エネルギーはプラズマ電子密度とともに大きくなり，$N_e > 5N_{cr}$ では 1 GeV を超える．これまで考えられていたイオン加速方式 [76] では，最大のイオンのエネルギーは $I^{1/2}$ か a_0 に比例して大きくなる．最近の研究では，$I = 10^{22}$ W/cm^2 のレーザーを固体フォイルターゲットに照射して 100 MeV 程度に達していた [76]．レーザー強度を１０倍にしても，比較的低いイオンエネルギーしか得られないと考えられていた．その予想よりも大きなエネルギーまでイオンが加速されたのは，２つの原因によるものだと考えられる．１つ目はランニングウェイブによる長い加速長と，２つ目はクーロン爆発によるレーザー航跡場の加速場へのイオン入射である．プラズマ電子密度の増加はプラズマ航跡場の位相速度を遅らせる．はじめに，背景のイオンはクーロン爆発によってレーザーパルスの背後で加速され

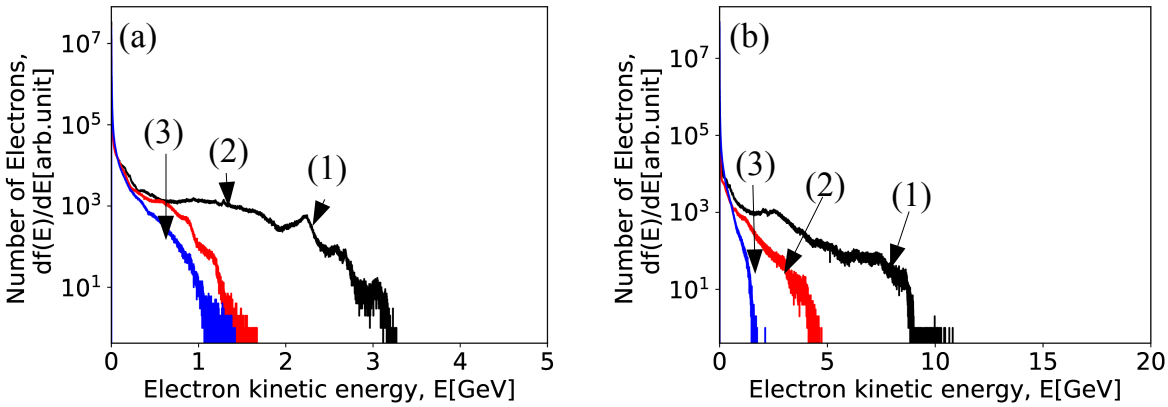

図 5.10　電子エネルギースペクトル．(a) レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2，(b) レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2．線 (1), (2), (3) はそれぞれ初期電子密度 $2N_{cr}$，$5N_{cr}$，$10N_{cr}$ の場合を示す．

るため，これらのイオンはプラズマ航跡場に入射され，その速度が航跡場の位相速度と一致する．クーロン爆発が 4π の方向に生じるので，そのような入射の効率は高くない．$N_e = 10N_{cr}$ において，最大エネルギーは 1 GeV を超える．低密度では，最大のイオンエネルギーは小さく，100 MeV 程度である．$N_e = 100N_{cr}$ のプラズマでも，最大イオンエネルギーは小さい．

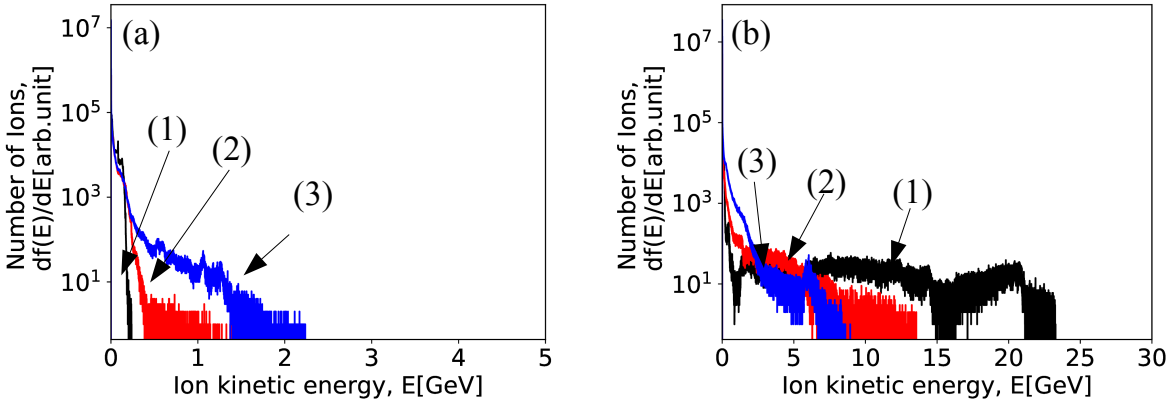

図 5.11　イオンエネルギースペクトル．(a) レーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2, (b) レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2．線 (1), (2), (3) はそれぞれ初期電子密度 $2N_{cr}$，$5N_{cr}$，$10N_{cr}$ の場合を示す．

イオン加速は $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合に変化する．イオンの多段加速が生じたと考えられる．プラズマとレーザーを用いた粒子加速の概念を図 5.12 に示す．レーザーによって粒子を加速させ，ソース粒子を生成する．レーザーにより誘起されたプラズマ波が加速

器の役割を果たす．ソース粒子が加速器に入射され，加速位相とソース粒子の伝搬がマッチングしたとき，長く粒子が加速されて，高エネルギーの粒子が生成される．電子は軽いためレーザーのポンドラモーティブ力で直接加速されて比較的簡単にソース粒子になる．それに対してイオンは重いため，レーザーで直接加速させてソース粒子とすることは難しい．しかし，本研究で用いているような超高強度のレーザーはその強い超ポンドラモーティブ力によってイオンをソース粒子にして，プラズマ波の加速フェーズにイオンを入射できるかもしれない．

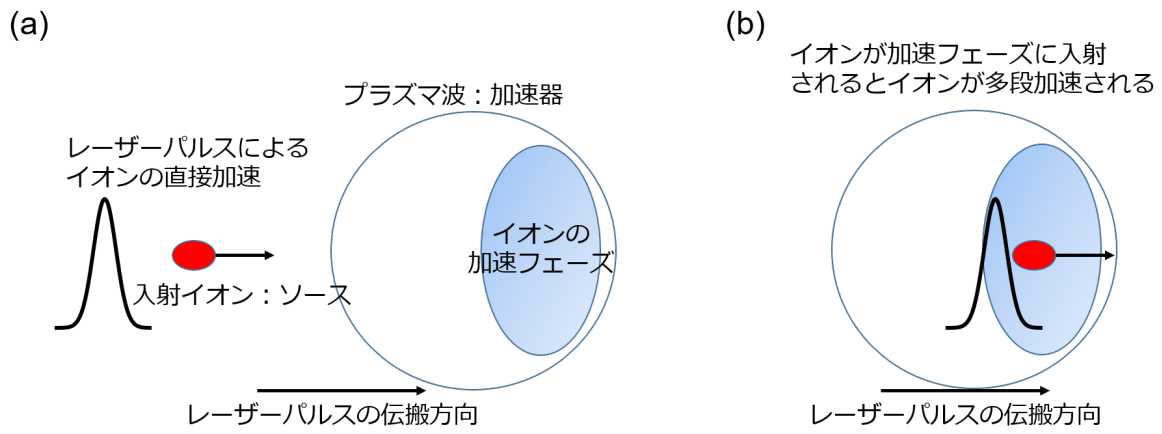

図 5.12　イオンの多段加速の模式図．(a) レーザーによるイオンの直接加速．(b) フェーズマッチングによるイオンの多段加速．レーザーパルスの直接加速によってイオンはソースとなる．レーザーによって生成されたプラズマ波の加速フェーズにイオンが入射され，フェーズマッチングするとより長距離に渡ってイオンは加速される．

レーザーの超ポンドラモーティブ力によるイオンの直接加速によって，イオンが得ることのできる最大エネルギー E_{max} [MeV] は

$$E_{max} = p_i c = \frac{1}{2}\left(\frac{a_0 m}{M}\right)^2 Mc^2 \sim 450 \times \left(\frac{a_0}{1800}\right)^2 \tag{5.1}$$

の式で表される．このように，イオンエネルギーはレーザー強度に比例する．$I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合（$a_0 \sim 885$）にはイオンが，直接加速によって得られる最大エネルギーよりはるかに大きなエネルギーまで加速される場合があった．そのため，イオンの多段加速が生じたと考えられる．

図 5.11(b) から低密度のプラズマでイオンのエネルギーが最大になり多くのイオンが加速されることが分かる．電子密度が大きくなると加速は効率的でなくなる．これは低強度のレーザーとフォイルターゲットを用いたイオン加速とは逆である．最大エネルギーはレーザーによる直接加速によって得られる最大のエネルギーよりはるかに大きい．この現象はレーザーパルスの $v \times B$ による直接イオン加速によってイオンがソースとなり，プラ

ズマ波の加速フェーズとマッチングした結果であると考えられる．

直接イオン加速によって効率的にイオンが加速フェーズに入射されている．比較的低い電子密度 $N_e = 2N_{cr}$ のプラズマでは，レーザーパルス航跡場のファーストバケットの前方の加速位相へのイオンのインジェクターとして，直接イオン加速が機能する．そして，入射されたイオンの一部が 20 GeV まで加速される．シミュレーションでは，これらのイオンは主にレーザーパルスの前方に位置している．図 5.13 にその様子を示す．電子密度が大きくなると，直接イオン加速は効率的でなくなり，最終的には消失している．イオンの直接加速よりクーロン爆発のほうが支配的になり，加速フェーズへの効率的なイオン入射が生じない．よって最大エネルギーは小さくなる．

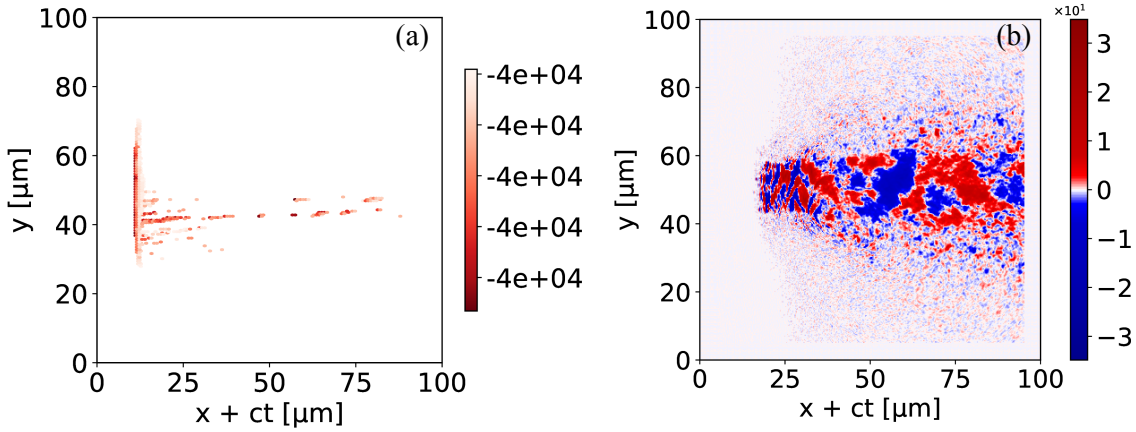

図 5.13　(a)20 GeV 以上のイオンの散布図．色は $-x$ 方向への運動量 p_x を表している．(b) レーザーパルスの xy 断面図．レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，初期電子密度 $2N_{cr}$，時間 t=1100 fs.

輻射減衰の効果を検証するために，電子とイオンのエネルギー分布を輻射減衰がある場合とない場合で比較した．図 5.14(a) に示されるように，輻射減衰が含まれている場合の方が高エネルギー電子の数が多い．輻射減衰はレーザーパルス航跡場の構造を安定化し，電子はより規則的，効率的に加速される．輻射減衰力が電子運動において摩擦力のような働きをして，生じた不安定性の成長を抑制するため，航跡場の構造が安定すると考えられる．図 5.14(b) に示されるように，高エネルギーイオンの数も輻射減衰がある場合の方が多かった．レーザーパルス航跡場がより安定的な構造をもっていて，粒子がより規則的，効率的に加速されるからだと考えられる．高エネルギー粒子のほとんどがパルスとともに伝搬している場合は，輻射減衰の効果が小さい．この場合，電子が大きなエネルギーを失うようなX線の輻射が生じる相互作用が起きにくい．これに対して高エネルギー粒子のほとんどがパルスと対向に伝搬している場合は，輻射減衰の効果は非常に強く現れるだろう．高エネルギー電子が対向するレーザーパルスと相互作用すると，粒子が効率的に減速

し高X線爆発が生じる．また，粒子対も生成する可能性もある [71, 72].

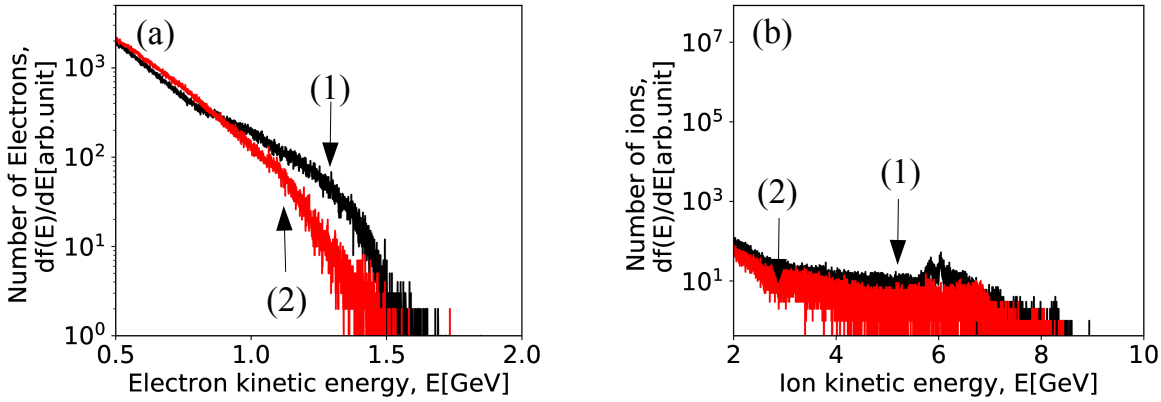

図 5.14　輻射減衰がある場合とない場合のプラズマ中の (a) 電子と (b) イオンのエネルギースペクトル．初期電子密度 $10N_{cr}$，レーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，時間 t=300 fs．(1) 黒線は輻射減衰がある場合を示す．(2) 赤線は輻射減衰がない場合を示す．

5.6　プラズマ中の輻射

シミュレーションの分解能の範囲内の波長領域におけるレーザーパルスの伝搬が終了した時点での，プラズマからの輻射のスペクトルを計算した．異なるレーザー強度，プラズマ電子密度における計算結果を図 5.15(a), (b) に示す．振幅は a_0 に比例して大きくなる．本研究で行ったシミュレーションでは，伝搬する光が前方か後方かどちらに伝搬しているか区別できない．しかし，電子の大部分はレーザー伝搬方向に運動しているため，前方への輻射はドップラー効果による元々のレーザーの波長 1 μm より短波長へのシフト，後方への輻射は長波長シフトすると考えることができる．長波長側のスペクトルがより複雑なことがわかる．理論的には最大の波長シフトは $\lambda_D = 4\lambda N_{cr} a_0/N_e$ である．最大のレーザー強度ではこの量は長すぎるため，本シミュレーションの空間分解能の有効範囲外である．しかし，パルスが止まる位置では a_0 が小さくなり，スペクトルはプラズマ波の速度分布を反映している．長波長領域のスペクトルではいくつかピークが存在している．これらは，プラズマチャネルの端から輻射された後方に伝搬する光であると考えられる．プラズマチャネルの端面は主にレーザー伝搬方向か，伝搬方向に垂直でレーザー軸から離れる方向に動いている．その端面からチャネルの内側への輻射の波長はドップラー効果により長くなる．そのため，長波長の輻射は主にチャネル端面による後方への輻射である．パルスの止まる位置では低波長領域の輻射が存在している．この輻射のソースを正確に決定することはできない．しかし，この輻射は主にパルスの止まった位置の周辺に存在している

ことから，航跡場のファーストバケット中で電子が減速したことによる輻射だと考えられる．シミュレーションの空間分解能が $\lambda/150$ に制限されていることから，この輻射をより詳しく分析することができない．このような輻射の解析は今後の課題である．

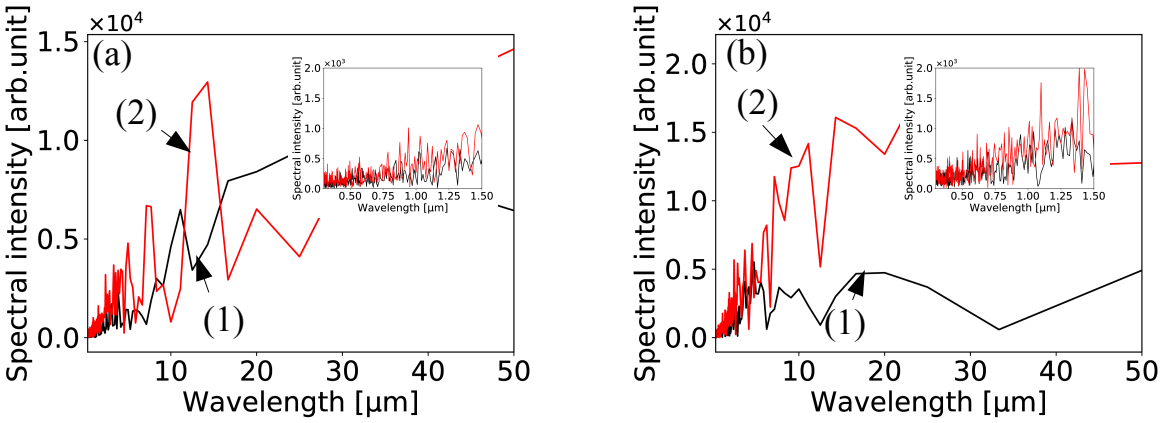

図 5.15　レーザーパルスの伝搬が終了した時点でのパルスのスペクトル分析．(a) 初期電子密度 $5N_{cr}$，(b) $10N_{cr}$．(1) 黒線はレーザー強度 $I = 10^{23}$ W/cm^2，(2) 赤線はレーザー強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2 の場合を示す．挿入図は短波長 < 1.5 μm のプロットである．

5.7　本章のまとめ

相対論的な PIC シミュレーションを用いて，半無限長の非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマ中で，ペタワットレーザーによる新しいイオン加速現象を発見した．この加速は，2 倍から１０倍の臨界密度のプラズマ中で，$a_0 \sim 10^3$ のレーザーがプロトンを直接加速し，パルスの前方のプラズマ波の加速位相にプロトンが入射されることで生じる．強度 $I = 10^{24}$ W/cm^2，パルス長 10 fs のレーザーパルスが照射された $N_e = 2N_{cr}$ の高密度プラズマ中で，最大 20 GeV の高エネルギーのプロトンが生じることがわかった．プロトンのエネルギーはプラズマ電子密度の増加に伴って急激に低下する．より低いレーザー強度では，プロトンの直接加速が弱いため，この現象は消失する．プラズマ中の電子のふるまいは低強度レーザーを用いたこれまで明らかになっている物理過程や近年の実験と大きな違いはなかった．

広範囲のレーザー強度とプラズマ電子密度において，相対論的に透過なプラズマ中でレーザー伝搬が制限されることがわかった．レーザーパルスフィラメンテーション，後方ラマン散乱，横方向のプラズマ電場によって，透過性の条件 $N_e/N_{cr}a_0 < 1$ を満足できなくなる．

前方，後方輻射は超高強度レーザーとプラズマの相互作用を研究するための重要なツールになりうる．本シミュレーションでは，後方輻射のスペクトル解析で示された特徴は，キャビティの端面からの反射によるドップラーダウンシフトによって説明される．短波長の前方輻射は，レーザーパルスによって直接加速される電子が，減速して止まる過程によって説明できる．そのような輻射はレーザー伝搬の初期段階では生じない．プラズマ輻射スペクトルが複雑な特徴を持っているため，それらを検出することで超高強度レーザーと非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマの相互作用において新しい物理が明らかになるかもしれない．

第 6 章

結論

本論文では，超高強度のレーザーの強い力，超ポンドラモーティブ力，によってプラズマ中に生じたバブルの中で，これまでの強度のレーザープラズマ相互作用では見られなかったエキゾチックな物理現象を解明することを目的とし，レーザーとプラズマの相互作用における時空の歪みの観測可能性と新しい加速メカニズムによる高エネルギーイオン加速を研究した．

第 1 章は，序論であり本研究の背景として相互作用におけるエキゾチックな現象に関する研究の概要と，時空の歪みの効果を調べること，高エネルギーイオンを生成することの意義について述べた．

第 2 章では，加速度場によって仮想的に時空が歪む可能性について述べた．時空が歪むことでブラックホール輻射に似たような現象である，ウンルー効果が生じることを示した．

第 3 章では，第 2 章で述べたウンルー効果を感じる電子による光の散乱がどのように影響を受けるか計算した．理想的な状態で，理論式からウンルー効果を観測するには，どれくらいのレーザー強度が必要か，どのようなプラズマを用いるのが良いのか，どのような実験設計をすればよいか検討した．

第 4 章では，超高強度レーザーパルスの非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ中でのふるまいを PIC シミュレーションで研究した．パルス伝搬ダイナミクス，イオンダイナミクス，輻射減衰の効果などを包括的に研究した．また，ウンルー効果を観測するために必要な条件をもつ電子バンチが生成されるか調べた．

第 5 章では，超高強度レーザーパルスの非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマ中でのふるまいを PIC シミュレーションで研究した．パルス伝搬ダイナミクスにおける相対論的透過性とホールボーリングの影響と，イオン加速について包括的に研究した．レーザーの超ポンドラモーティブ力によってイオンが直接加速され，イオンがプラズマ波の加速フェーズに入射されて 20 GeV まで加速されるような新しいイオン加速メカニズムを発

見した．

以上，超ポンドラモーティブ力によるプラズマバブル中でのエキゾチック現象である，超高強度レーザーとプラズマの相互作用における時空の歪みの観測可能性と，新しいイオン加速メカニズムによる 20 GeV 級の高エネルギーイオン発生を調べた．前者では高強度レーザーとプラズマを用いたウンルー効果の実証提案をした．超高強度レーザーと非相対論的臨界密度より低密度なプラズマ相互作用によって時空の効果を検出するために必要な電子群を発生することができた．後者では，非相対論的臨界密度を超える高密度プラズマとの相互作用において，背景イオンのクーロン爆発とレーザーの直接加速による，プラズマ波前方の加速フェーズへイオンが入射されることで，20 GeV の高エネルギーイオンを発生することが分かった．

付録 A

電磁場が時空を歪める可能性

誘電媒質中を伝播する電場が，時空を歪める可能性を調べた．その歪んだ時空中に置いた水素原子のエネルギーがどれほどシフトするのか示す [9–13].

A.1　重力場のアインシュタイン方程式の線形化

重力場のアインシュタイン方程式は，そのままでは非線形で扱いにくいため，線形近似する．まず，平坦な時空のメトリック，ミンコフスキーメトリックの摂動を考える．

$$g_{ik} = \eta_{ik} + h_{ik} \tag{A.1}$$

$$h_{ik} \ll 1$$

このメトリックとリーマンテンソルの定義から，アインシュタイン方程式は

$$\Box h_{ik} = 2R_{ik} = \frac{16\pi G}{c^4}\left(T_{ik} - \frac{1}{2}\eta_{ik}T\right) \tag{A.2}$$

となる．

$$\Box = \Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \tag{A.3}$$

はダランベルシアンと呼ばれる．

A.2　電磁場のエネルギー・運動量テンソル

A.2.1　電磁場のエネルギー運動量テンソル

電磁場のエネルギー運動量テンソル T_{ik} は，

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi}\left(F_i^l F_{lk} + \frac{1}{4}g_{ik}F^{lm}F_{lm}\right) \tag{A.4}$$

ここでは，F_{ik} は，

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

である．どのような時空でも，

$$T = g^{lm} T_{lm} = 0 \tag{A.6}$$

となる．

A.2.2　誘電媒質中を伝播する電磁場のエネルギー運動量テンソル

誘電媒質中を伝播する電磁場を考える．電磁場の伝播方向を x 方向に取り，重要な成分をまとめると以下のようになる [9]．

$$E_2(x,t) = E(r,t)\sin(\omega t - kx) : y \text{ 方向}$$

$$B_3(x,t) = \left(\frac{v}{c}\right)\frac{E(r,t)}{c}\sin(\omega t - kx) : z \text{ 方向}$$

$$B_1(x,t) = \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{1/2}\frac{E(r,t)}{c}\cos(\omega t - kx) : x \text{ 方向}$$

$$E(r,t)^2 = E_0^2 A\left[\theta(v(t+T) - x) - \theta(vt - x)\right]\delta(y)\delta(z)$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

E_0 はパルスの振幅，A はビームの有効断面積，T はパルス間隔である．

この電磁場のエネルギー運動量テンソルは，

$$T_{ik} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E(r,t)^2 M_{ik} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E(r,t)^2 \begin{pmatrix} 1 & \frac{-\beta}{c} & 0 & 0 \\ \frac{-\beta}{c} & \frac{\beta^2}{c^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{c^2}\left(1-\beta^2\right) \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

$$\beta = \frac{v}{c} \tag{A.8}$$

v は誘電媒質中を伝播する電磁場の速さ，c は真空中の光速である．

A.2.3　電磁場による時空の歪み

線形近似した重力場のアインシュタイン方程式にこのエネルギー運動量テンソルを代入すると，4 つの方程式ができる．0 でない T_{ik} の成分は，T_{00} のみなので，$h = h_{00}$ と置くと解くべき式は 1 つだけになる．

方程式は，

$$\Box h = \frac{16\pi k}{c^4}\frac{1}{2}\varepsilon_0 E\left(r,t\right)^2 \tag{A.9}$$

のようになる．ここで，$\acute{x} = x - ct$ と置くと，ダランベルシアンは

$$\Box = \left(1-\beta^2\right)\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial \acute{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \acute{y}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \acute{z}^2} = \acute{\nabla}^2 \tag{A.10}$$

となり，解くべき方程式は，

$$\nabla^2 h = \left(\frac{16\pi k}{c^4}\rho A\right)\left[\theta\left(v\left(t+T\right) - \left(1-\beta^2\right)^{1/2}x\right) - \theta\left(vt - \left(1-\beta^2\right)^{1/2}x\right)\right]\delta\left(y\right)\delta\left(z\right) \tag{A.11}$$

となる．ここで，$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 = \rho$ は，電磁場のエネルギー密度である．方程式を解くと，

$$h = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{16\pi k}{c^4}\rho A\right) \times \ln\left(\frac{v\left(t+T\right) + \left\{\left[v\left(t+T\right) - x\right] + \left(1-\beta^2\right)\left(y^2+z^2\right)\right\}^{1/2}}{vt - x + \left[\left(vt-x\right)^2 + \left(1-\beta^2\right)\left(y^2+z^2\right)\right]^{1/2}}\right) \tag{A.12}$$

となる．

A.3　時空の歪みによる電子のエネルギーシフト

歪んだ時空のディラック方程式から得られる，水素原子中の電子エネルギーの式に求めた歪みを代入して，平坦な時空での水素原子中の電子のエネルギーと比べると感度が得られる．

$$\frac{E_{n+1}^{(1)} - E_n^{(1)}}{E_{n+1}^{(0)} - E_n^{(0)}} \approx 5.26 \times 10^{-16}\frac{G\varepsilon_0 E_0^2 A v T_0}{c^4 A_1^{3/2}}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} n^6 \tag{A.13}$$

となる．$E_n^{(1)}$ はシフトしたエネルギー，$E_n^{(0)}$ は静止エネルギー，T_0 はパルス幅，は A_1 レーザーのスポットサイズ，A はレーザーの有効断面積である．例えば，$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 A v T_0 = 2.5 \times 10^6$，$v = 0.9c$，$n = 10^2$，$\lambda\ 10^{-7}m$，$A_1 = 10^{-12}m^2$ とすると，感度は

$$\frac{\Delta E_n^{(1)}}{\Delta E_n^{(0)}} \approx 10^{-24} \tag{A.14}$$

であり，この値はかなり小さい．

高エネルギーのレーザーを照射した付近に存在する水素原子は軌道電子であり得るのかという問題がある．軌道電子でなければこの感度の式は意味を成さない．100 励起状態の電子は軌道電子であるのかも問題である．

付録 B

ブラックホールの輻射

ここでの議論は文献 [19, 20, 24] を参考にした．

ここでは，ブラックホールの輻射について簡単に述べる．まず e^+e^- の生成を考えた後，ホーキングによる質量 0 のスカラー粒子の生成，放射を考える．重力場が一様な場合は，仮想 e^+e^- の対は同じ方向に動くため，対生成は生じない．対生成は一様でない重力場で，重力の差（時空の歪みの程度が違う）である潮汐力によって起こる．対の一方が，半径 $r_g = 2GM/c^2$ のブラックホールの内側に入ると，ブラックホールに吸収され，対のもう一方は無限遠方へ飛んでいく．対の間の距離 $l_c = \hbar/mc$ が $r_g \leq l_c$ の関係になると対生成はかなり多く起こる．

振動数 ω の質量 0 のスカラー量子の場合，l_c を $\lambda/2\pi = c/\omega$ に置き換えて $\omega = c/r_g$ となる．よって，ブラックホールは $E = \hbar\omega = \hbar c/r_g = \hbar c^3/2GM$ の粒子を放射する．このエネルギーは温度にすると，$T_H = Ek_B^{-1} = \hbar c^3(2GMk_B)^{-1} = 2\hbar g(k_B c)^{-1}$ の熱放射（黒体輻射）をする．ホーキング温度と 4π の違いがあるが，この概算で得られる温度は，ホーキングによって導かれた温度 $T_H = \hbar\omega/k_B = \hbar g/2\pi k_B c$ と形がよく似ている

付録 C

トムソン散乱

ここでの議論は文献 [23] を参考にした．

自由電子による散乱を考える．散乱の確率を表す散乱断面積は，クライン-仁科の式で表される．

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} r_e^2 \left(\frac{E_{sc}}{E_0}\right)^2 \left[\frac{E_0}{E_{sc}} + \frac{E_{sc}}{E_0} - 2 + 4\cos^2\Theta\right] \tag{C.1}$$

$$\cos\Theta = 1 - \sin^2\theta\cos^2\phi \tag{C.2}$$

$$\frac{E_{sc}}{E_0} = \frac{1}{1 + \dfrac{E_0}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \tag{C.3}$$

r_e は古典電子半径である．

運動している電子による光子の散乱を考えるときは，電子が止まっているように見える系で考える．速度 v で運動する電子から見ると光のエネルギーはドップラーシフトによって以下のようになる．

光源に近づく運動の時，

$$E_{ap} = \gamma\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)E_0 \tag{C.4}$$

光源から遠ざかる運動の時，

$$E_{re} = \frac{E_0}{\gamma\left(1 + \dfrac{v^2}{c^2}\right)} \tag{C.5}$$

$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ はローレンツ因子である．

非相対論的な極限，$E_{ap} = \gamma(1 + v^2/c^2)E_0 \ll mc^2$ のとき，入射された光の振動数は散乱後も変わらない．これをトムソン散乱という．この時，$E_{sc}/E_0 \to 1$ となる．断面積は，入射光が偏光していなければ ϕ で平均をとり，

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) \tag{C.6}$$

となる．

参考文献

[1] J. Shin, H. T. Kim, S. K. Lee, J. H. Sung, H. W. Lee, J. W. Yoon, C. Jeon, and C. H. Nam, The 7th Advanced Lasers and Phon Sources (ALPS2018) (2018).

[2] C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, and D. Neely, High Power Laser Sci. Vol. 3, e3, 14 pages (2015).

[3] N. Miyanaga, H. Azechi, K.A. Tanaka, T. Kanabe, T. Jitsuno, J. Kawanaka, Y. Fujimoto, R. Kodama, H. Shiraga, K. Knodo et al., J. Phys. IV Fr. 133, 8187 (2006).

[4] J. K. Crane, G. Tietbohl, P. Arnold, E. S. Bliss, C. Boley, G. Britten, G. Brunton, W. Clark, J. W. Dawson, S. Fochs, et al., J. Phys. Conf. Ser. 244, 032003 (2010).

[5] D. Batani, M. Koenig, J. L. Miquel, J. E. Ducret, E. d'Humieres, S Hulin, J. Caron, J. L. Feugeas, Ph. Nicolai, V. Tikhonchuk, et al., Phys. Scr. 014016 (2014).

[6] D. N. Maywar, D. N. Maywar, J. H. Kelly, L. J. Waxer, S. F. B. Morse, I. A. Begishev, J. Bromage, C. Dorrer, J. L. Edwards, L. Folnsbee et al., J. Phys. Conf. Ser. 112, 032007 (2008).

[7] C. A. Ur, D. Balabanski, G. Cata-Danil, S. Gales, I. Morjan, O. Tesileanu, D. Ursescu, I. Ursu, and N.V. Zamfir, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 355, 198-202 (2015).

[8] P. A. M. Dirac, Proceedings of the Royal Society of London. Series A 133, 60 (1931).

[9] L. Parker, Phys. Rev. Lett. 44, 23 (1980).

[10] R. C. Tolman, P. Ehrenfest, and B. Podolsky, Phys. Rev. 37 (1930).

[11] M. O. Scully, Phys. Rev. D 19, 12 (1979).

[12] P. Ji, S. Zhu and W. Shen, Int. J. Theor. Phys. 37, 6 (1998).

[13] W. Shen and S. Zhu, Int. J. Theor. Phys. 34, 10 (1995).

[14] W. G. Unruh, Phys. Rev. D 14, 870-892 (1976).

[15] W. Rindler, Am. J. Phys. 34, 1174-1178 (1966).
[16] R. A. Sunyaev and Ya. B. Zel'dovich, Astrophys. Space Sci. 7, 3-19 (1970).
[17] J. S. Bell and J. M. Leinaas, Nucl. Phys. B 212, 131-150 (1983).
[18] N. B. Narozhny, A. M. Fedotov, B. M. Karnakov, V. D. Mur, and V. A. Belinskii, Phys. Rev. D 65, 025004 (2002).
[19] S. W. Hawking, Nature. B, 30-31 (1974).
[20] S. W. Hawking, Commun. Math. Phys. 43, 43 (1975).
[21] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh et al., Phys. Rev. Lett. 85, 29452948 (2000).
[22] E. Esarey and P. Sprangle, IEEE Trans. Plasma Sci. 24, 252-288 (1996); E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, Rev. Mod. Phys. 81, 1229 (2009).
[23] L. Landau and E. Lifshitz, (Pergamon Press, 1980).
[24] V. L. Ginzburg and V. P. Frolov, Phys. Usp. 30, 1073-1095 (1988).
[25] L. C. B. Crispino, A. Higuchi, and G. E. A. Matsas, Rev. Mod. Phys. 80, 787-838 (2008).
[26] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
[27] E. Esarey, S. K. Ride, and P. Sprangle, Phys. Rev. E 48, 3003-3021 (1993).
[28] A. Zhidkov, T. Fujii, and K. Nemoto, Phys. Rev. E 78, 036406 (2008).
[29] A. Oguchi, A. Zhidkov, K. Takano, E. Hotta, K. Nemoto, and K. Nakajima, Phys. Plasmas. 15, 4 (2008).
[30] B. J. B. Crowley, R. Bingham, R. G. Evans, D. O. Gericke, O. L. Landen, C. D. Murphy, P. A. Norreys, S. J. Rose, Th Tschentscher, C. H.-T Wang, et al., Sci. Rep. 2, 491 (2012).
[31] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, A. S. Pirozhkov, and N. N. Rosanov, Phys. Usp. 56 (2013) 429-464.
[32] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, Y. Hayashi, and H. Kiriyama, J. Plasma Phys. 82, 905820308 (2016).
[33] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, J. Exp. Theor. Phys. Letts. 3, 696 (1956).
[34] V. V. Kulagin, V. A. Cherepenin, M. S. Hur, and H. Suk, Phys. Plasmas 14 (2007) 113102.
[35] A. S. Pirozhkov, M. Kando, T. Zh. Esirkepov, P. Gallegos, H. Ahmed, E. N. Ragozin, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, T. Kawachi, A. Sagisaka, et al., Phys. Rev. Lett. 108, 135004 (2012).
[36] M. Yabashi, H. Tanaka, and T. Ishikawa, J. Synchrotron Rad. 22, 477 (2015).

[37] W. G. Unruh and R. M. Wald, Phys. Rev. D 29, 1047-1056 (1984).

[38] V. A. Belinskii, B. M. Karnakov, V. D. Mur, and N. B. Narozhny, J. Exp. Theor. Phys. Letts. 65, 902 (1997).

[39] P. Chen and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 83, 256-259 (1999).

[40] P. Chen and G. Mourou, Phys. Rev. Lett. 118, 045001 (2017).

[41] M. Yano, A. Zhidkov, T. Hosokai, and R. Kodama, High Energy Density Physics Volume 30, January 2019, Pages 21-28 (2019).

[42] A. Macchi, A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer, Springer (2013).

[43] P. A. Bokhan, V. V. Buchanov, N. V. Fateev, M. M. Kalugin, M. A. Kazaryan, A. M. Prokhorov, and D. E. Zakrevskii, Wiley-VCH, Berlin, ISBN 3-527-40621-2 (2006).

[44] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. 78 (2006).

[45] M. Yano, A. Zhidkov, T. Hosokai, and R. Kodama, Phys. Plasmas 25, 103104 (2018).

[46] A. Zhidkov, J. Koga, A. Sasaki, and M. Uesaka, Phys. Rev. Lett. 88, 185002 (2002).

[47] N. Neitz, N. Kumar, F. Mackenroth, K. Z. Hatsagortsyan, C. H. Keitel, and A. Di Piazza, J. Phys. Conf. Ser. 497, 012015 (2014).

[48] M. Tamburini, F. Pegoraro, A. Di Piazza, C.H. Keitel, T.V. Liseykina, and A. Macchi, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 653 (2011).

[49] A. S. Novo, A. Bret, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, Plasma Phys. Control. Fusion 58, 014005, (7pp) (2016); A. Stockem, F. Fiuza, A. Bret, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, Sci. Rep. 4, 3934 (2014).

[50] N. Iwata, S. Kojima, Y. Sentoku, M. Hata, and K. Mima, Nat. Commun. 9, 623 (2018).

[51] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, and M. D. Perry, Phys. Plasmas 1, 1626 (1994).

[52] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga et al., Nature 412, 798802 (2001)

[53] M. C. Levy, S. C. Wilks, M. Tabak, S. B. Libby, and M. G. Baring, Nat. Commun. 5, 4149 (2014).

[54] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. 69, 13831386 (1992).

[55] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. 79, 26862689 (1997).

[56] Y. Sentoku, W. Kruer, M. Matsuoka, and A. Pukhov, Fusion Sci. Technol. 49, 278296 (2006).

[57] N. Naumova, T. Schlegel, V. T. Tikhonchuk, C. Labaune, I. V. Sokolov, and G. Mourou, Phys. Rev. Lett. 102, 025002 (2009).

[58] Y. Ping, A. J. Kemp, L. Divol, M. H. Key, P. K. Patel, K. U. Akli, F. N. Beg, S. Chawla, C. D. Chen, and R. R. Freeman, Phys. Rev. Lett. 109, 145006 (2012).

[59] S. M. Weng, M. Murakami, H. Azechi, J. W. Wang, N. Tasoko, M. Chen, Z. M. Sheng, P. Mulser, W. Yu, and B. F. Shen, Phys. Plasmas 21, 012705 (2014).

[60] A. L. Lei, A. Pukhov, R. Kodama, T. Yabuuchi, K. Adumi, K. Endo, R. R. Freeman, H. Habara, Y. Kitagawa, and K. Kondo, Phys. Rev. E 76, 066403 (2007).

[61] A. Yogo, K. Mima N. Iwata, S. Tosaki, A. Morace, Y. Arikawa, S. Fujioka, T. Johzaki, Y. Sentoku, H. Nishimura et al. Sci. Rep. 7, 42451 (2017)

[62] H. Daido, M. Nishiuchi, and A. S. Pirozhkov, Rep. Prog. Phys. 75, 056401 71pp (2012).

[63] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely, Phys. Plasmas 8, 542 (2001).

[64] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 92, 175003 (2004).

[65] L. Yin, B. J. Albright, K. J. Bowers, D. Jung, J. C. Fernandez, and B. M. Hegelich, Phys. Rev. Lett. 107, 045003 (2011).

[66] F. Fiuza, A. Stockem, E. Boella, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, Phys. Rev. Lett. 109, 215001 (2012).

[67] D. Haberberger, S. Tochitsky, F. Fiuza, C. Gong, R. A. Fonseca, L. O. Silva, W. B. Mori, and C. Joshi, Nat. Phys. 8, pages 9599 (2012).

[68] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze, and J. C. Fernndez, Nature 439, 441444 (2006).

[69] S. Palaniyappan, C. Huang, D. C. Gautier, C. E. Hamilton, M. A. Santiago, C. Kreuzer, A. B. Sefkow, R. C. Shah, and J. C. Fernndez, Nat. Commun. 6, 10170 (2015).

[70] X. H. Yang, H. B. Zhuo, H. Xu , Z. Y. Ge, F. Q. Shao, M. Borghesi, and Y. Y. Ma, Phys. Plasmas 23, 103110 (2016).

[71] C. P. Ridgers, C. S. Brady, R. Duclous, J. G. Kirk, K. Bennett, T. D. Arber, A. P. L. Robinson, and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. 108, 165006 (2012).

[72] W.-M. Wang, P. Gibbon, Z.-M. Sheng, Y.-T. Li, and J. Zhang, Phys. Rev. E 96, 013201 (2017).

[73] M. Yano, A. Zhidkov, T. Hosokai, and R. Kodama, Phys. Plasma 25, 103104 (2018).

[74] T. Vijayan and V. K. Rohatgi, IEEE T PLASMA SCI. VOL. PS-13, No. 4 (1985).

[75] N. Iwata, H. Nagatomo, Y. Fukuda, R. Matsui, and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas 23, 063115 (2016).

[76] S. S. Bulanov, E. Esarey, C. B. Schroeder, S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, F. Pegoraro, and W. P. Leemans, Phys. Plasmas 23, 056703 (2016).

謝辞

本研究を進めるにあたって，大阪大学大学院工学研究科の兒玉了祐教授と大阪大学産業科学研究所の Alexei Zhidkov 特任教授には終始熱心なご指導とご鞭撻を賜りました．深く感謝申し上げます．

大阪大学工学研究科において，御指導を賜った電気電子情報工学専攻・電気工学コース・先進電磁エネルギー工学講座の上田良夫教授，蔵満康浩教授，尾崎典雅准教授，羽原英明准教授，加藤裕史准教授，Lee Heun Tae 講師，伊庭野建造助教，中村浩隆助教，レーザーエネルギー学講座の村上匡且教授，吉村政志教授，長友英夫准教授，中嶋誠准教授に深く感謝致します．

本研究を遂行するにあたり，研究室でのミーティングにて貴重なアドバイスやコメントをして頂いた産業科学研究所の細貝知直教授，Naveen Pathak 特任研究員，酒井泰雄特任研究員に深く感謝申し上げます．

また，関西光科学研究所の James K. Koga 主任研究員には，研究を推進するためのアドバイスだけでなく，英語で論文を執筆する際の添削やアドバイスなどをいただきました．深く感謝申し上げます．

また，門野照美秘書と牧野かおり秘書には日々の研究生活において大変お世話になりました．

最後に，筆者の 9 年間の学生生活，研究活動を経済的，精神的に支えてくれた家族へ深く心より感謝します．

研究業績

学術論文

[1] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, Tomonao Hosokai, and Ryosuke Kodama, "Possibility for observing Hawking-like effects via the interaction of multi-PW class laser pulses with underdense plasmas", Phys. Plasmas, 25, 103104 (2018).

[2] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, Tomonao, Hosokai, and Ryosuke Kodama, "Probing space-time distortion via the interaction of multi-PW class laser pulses with underdense plasmas", High Energ. Dens. Phys., 30, 21-28 (2019).

[3] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, James K. Koga, Tomonao Hosokai, and Ryosuke Kodama, "Effects of hole-boring and relativistic transparency on particle acceleration in overdense plasma irradiated by short multi-PW laser pulses", Phys. Plasmas, 26, 093108, (2019).

国際会議報告

[1] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, and Ryosuke Kodama, "Probing space-time curvature with LWFA and XFELs", International Conference on High Energy Density Sciences 2015 (HEDS2015), Yokohama, April 2015.

[2] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, and Ryosuke Kodama, "Probing space-time distortion with LWFA and XFELs", International Conference on High Energy Density Sciences 2016 (HEDS2016), Yokohama, April 2016.

[3] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, and Ryosuke Kodama, "Ion motion effects on the interaction of PW class laser pulses and underdense plasmas", International Conference on High Energy Density Sciences 2017 (HEDS2017), Yokohama, April 2017.

[4] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, and Ryosuke Kodama, "PW-class laser-driven

super acceleration systems in underdense plasmas", 59th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Volume 62, Number 12, Milwaukee, October 2017.

[5] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, Tomonao Hosokai, and Ryosuke Kodama, "Interaction between multi-PW class laser pulses and underdense plasmas", International Conference on High Energy Density Sciences 2018 (HEDS2018), Yokohama, April 2018.

[6] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, Tomonao Hosokai, and Ryosuke Kodama, "Iinteraction of multi-PW class laser pulses with underdense plasmas", 12th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics (HEDLA2018), Kurashiki, July 2018.

[7] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, Tomonao Hosokai, James K. Koga, and Ryosuke Kodama, "Hole boring versus relativistic transparency in plasmas irradiated by multi-PW laser pulses", International Conference on High Energy Density Sciences 2019 (HEDS2019), Yokohama, April 2019.

[8] Masahiro Yano, Alexei Zhidkov, Tomonao Hosokai, James K. Koga, and Ryosuke Kodama, "Possibility for observing Hawking-like effects via the interaction of multi-PW class laser pulses with plasmas", 3rd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics (AAPPS-DPP2019), Hefei, Novemver 2019.

国内会議報告

[1] 矢野　将寛，Alexei Zhidkov，兒玉　了祐，"Probing space-time curvature by Laser wake-field acceleration and x-ray free electron lasers"，SACLA ユーザーズミーティング，SACLA，12 月・2015 年.

[2] 矢野　将寛，Alexei Zhidkov，兒玉　了祐，"レーザー加速度場による時空のゆがみとウンルー効果"，日本学術会議 物性物理学・一般物理学分科会シンポジウム「物性物理学・一般物理学分野の展開と大型研究計画」，日本学術会議講堂，3 月・2016 年.

[3] 矢野　将寛，Alexei Zhidkov，Sergei Bulanov，兒玉　了祐，"レーザー加速度場における時空の歪みに関する研究"，ビーム物理若手の会 2016，Spring-8，11 月・2016 年.

受賞歴

[1] Masahiro Yano, “Possibility for observing Hawking-like effects via the interaction of multi-PW class laser pulses with plasmas”, AAPPS-DPP2019 U30 Scientist and Student Award, General Incorporated Association, Division of Plasma Physics, Association of Asia Pacific Physical Societies (2019).