講座

相対論的プラズマ物理学

3 . 相対論的レーザー・プラズマ相互作用(1)

永 島 圭 介

(日本原子力研究所関西研究所光量子科学研究センター)

Relativistic Laser-Plasma Interaction (1)

NAGASHIMA Keisuke

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute, Kyoto 619-0215 Japan

(Received 23 January 2002)

Abstract

Relativistic laser-plasma interaction is one of the more active topics in recent plasma physics. In this paper, the laser-plasma interactions in underdense plasmas are explained briefly, and the related experimental results and numerical simulations are introduced. Several characteristic phenomena, including relativistic self-focusing, nonlinear laser wake field, nonlinear parametric scattering and so on, are analyzed using a quasi-static approximation model. However, this model does not provide sufficient understanding of complex interactions including the kinetic effect. Numerical simulation is an important and effective method for further analyzing relativistic particle dynamics.

Keywords:

relativistic laser-plasma interaction, underdense plasma, self-focusing, laser wake field, parametric scattering, quasi-static approximation model

3.1 序 論

近年の超短パルスレーザー技術の進歩により、極めて高強度の電磁場中でのプラズマ研究が可能になってきた。特に、CPA(Chirped Pulse Amplification)と呼ばれるレーザー増幅技術[1]により、大規模な高出力ガラスレーザーを用いて出力パワー1ペタワットのレーザーが開発されており[2]、このレーザー光を集光することで 10^{20} W/cm²以上の集光強度が達成されている。また、チタンサファイア等をレーザー媒質に用いた100フェムト秒以下のパルス幅のレーザーにより、小規模の実験室でもテラワット以上のレーザーパワーを得ることができるため、容易に 10^{18} W/cm²以上の集光強度を実現することが可能である。

author's e-mail: nagasima@apr.jaeri.go.jp

こうした高強度レーザー場中での荷電粒子は、レーザーの振動電場によって振動運動をする。この運動量は $P_{osc} = eE/\omega_0$ で与えられ、規格化した運動量として $a = P_{osc}/m_e c$ が用いられることが多い。ただし、 e は素電荷、 E はレーザーの電界強度、 ω_0 はレーザーの角周波数、 m_e は電子の静止質量、 c は光速である。この規格化運動量を、レーザー強度 I_0 で表すと、

$$a_0 = 0.85 \times 10^{-9} \lambda_0 [\mu\text{m}] \sqrt{I_0 [\text{W}/\text{cm}^2]} \quad (1)$$

となる。ただし、 λ_0 はレーザー波長である。粒子の運動量は相対論的ファクタ γ を用いると $P = \gamma m_e v$ であり、レーザー場による振動運動に対する相対論的ファクタは

$\gamma_{\text{osc}}^2 = 1 + a^2$ の関係になる．したがって，ここでは $a_0 \geq 1$ になるレーザー強度を相対論的強度と考える．これは電子のレーザー場中の振動エネルギーが静止エネルギー以上になるレーザー強度である．例えば，レーザー波長を $1 \mu\text{m}$ とすると， $a_0 \geq 1$ になるレーザー強度は $I_0 \geq 1.4 \times 10^{14} [\text{W}/\text{cm}^2]$ である．

高強度レーザーと物質の相互作用の最も基本的なものとして，レーザー場中に置かれた1つの原子を考える．この原子の各軌道電子は，原子核がつくるクーロンポテンシャル場の中で量子力学的なエネルギー準位にある．レーザー場として外部から加えられた電場は，原子核がつくるポテンシャル場を歪めるため，レーザー強度が大きい場合は，この外部電界により極めて短時間にイオン化が起こる．これは光電界電離 (Optical field ionization) と呼ばれる過程で，そのイオン化率としては，ADK 理論 [3] で与えられるものが実験と良く一致している [4]．簡易なモデルとしては，レーザー場を定常的な静電場としてクーロン場に加えたポテンシャル

$$V(x) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 x} - Ex \quad (2)$$

を考える (x は原子核中心からの距離である)．このポテンシャルの極大値がイオン化ポテンシャル程度になると光電界電離が起こるとするもので，BSI (Barrier Suppression Ionization) モデル [4] と呼ばれている．このモデルを用いると光電界電離に必要なレーザー強度は

$$I_{\text{th}} [\text{W}/\text{cm}^2] = 4 \times 10^9 \frac{\phi_{\text{ion}}^4 [\text{eV}]}{Z^2} \quad (3)$$

で与えられる．ただし， ϕ_{ion} はイオン化ポテンシャル， Z はイオン化後のイオン価数である．BSI モデルを用いて評価すると，ほとんどの物質は $10^{14} - 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ のレーザー強度でイオン化するため，これ以上のレーザー場中では完全電離プラズマ状態になると考えられる．また，イオン化ポテンシャルが $400 - 500 \text{ eV}$ 以上の軌道電子に対しては，光電界電離に必要なレーザー強度は相対論的な値となる．

レーザー場中で電荷 q を持つ荷電粒子の運動は，集団的な効果がなければローレンツ力に対する運動方程式

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4)$$

で記述される．レーザー強度が低い場合は，荷電粒子の速度 v はレーザー電場 E による振動速度 $v_{\text{osc}} = qE/m\omega_0$

になるので，磁場を含む項はレーザー電場の二乗に比例し電場の項に対して無視できる．したがって，レーザーが直線偏光の場合は，粒子は初期の位置を中心にして電界ベクトルの方向に振動運動し，また，円偏光の場合は，電界ベクトルの面内を円運動することになる．相対論的強度になると，電子の振動速度はほぼ光速になるため，電場の項と磁場の項の大きさは同程度になる．磁場の項はレーザーの伝搬方向への力を与え，電子はこの方向へ振動しながらドリフト運動をする．レーザーパルスが入射する前に静止していた電子は，レーザーの振動場とエネルギーのやりとりをしているだけなので，レーザーパルスの通過後は再び静止状態となる．ただし，レーザーパルスの通過中に光電界電離等で生成された電子は，レーザーパルスの通過後も有限の運動量を持つので，電磁場のエネルギーを吸収することになる．また，レーザー場中で振動運動している時，他の荷電粒子とクーロン衝突すると運動量に変化するが，これも結果的に電磁場からのエネルギー吸収となる．

一般に，レーザーとプラズマの相互作用は，プラズマの電子密度が臨界密度より大きいのか，小さいかによって大きく異なる．ここで，臨界密度とは，レーザー周波数 ω_0 とプラズマ周波数 $\omega_p = (e^2 n_e / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ が等しくなる値で，

$$n_{\text{cr}} [\text{cm}^{-3}] = \frac{1.12 \times 10^{21}}{\lambda_0^2 [\mu\text{m}]} \quad (5)$$

で与えられる．臨界密度以下のプラズマ中では，電磁波は伝搬できるので，レーザーパルスの伝搬とともに相互作用の領域は移動していく．このレーザーパルスの伝搬は，主にプラズマ中の電子密度分布に依存する屈折率分布で決定される．一方，プラズマ中の荷電粒子は，レーザー場からエネルギーを与えられるが，衝突過程のようなランダムな運動として与えられる熱エネルギーとプラズマ波のように規則的な運動エネルギーとして与えられるものがある．

臨界密度以上のプラズマとの相互作用では，レーザーパルスは臨界密度点で反射されるため，主な相互作用領域は臨界密度点近傍となる．真空領域と臨界密度以上のプラズマ領域が急峻な境界を持つ場合には，レーザーパルスは表皮深さ程度の領域で相互作用することになる．ほとんどの場合，この表皮深さはレーザー波長より小さい値である．

ここでは，主に臨界密度以下のプラズマにおける相対論的レーザープラズマ相互作用を概観し，これに関連し

た実験結果, および, 数値シミュレーションを紹介する.

3.2 臨界密度以下での相対論的レーザープラズマ相互作用

レーザーパルスがプラズマ中を伝搬する場合, 電磁波のエネルギーの一部は吸収され, 主に電子の運動エネルギーとなる. この吸収過程の中で最も基本的なものは, 荷電粒子間のクーロン衝突によるもので, 逆制動放射 (Inverse bremsstrahlung) と呼ばれている. レーザー場中で振動する電子は電磁場とエネルギーのやりとりをしているだけであるが, 他の荷電粒子との衝突によって運動量が増加した場合は, これに対応するエネルギーがレーザー場にもどらないため実効的な吸収となる. 価数 Z , 密度 n_i のイオンと衝突する場合の衝突周波数は

$$\nu_{ei} = \frac{e^4 Z^2 n_i \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v^3} \quad (6)$$

で与えられる (ただし, $\ln \Lambda$ はクーロン対数である). 速度 v として光速の値を用いると, 臨界密度での衝突周波数は $\nu_{ei} = 10^8 - 10^9 \text{ s}^{-1}$ 程度の値になり, 臨界密度以下のプラズマにおける相対論的なレーザー場中では衝突過程が無視できることがわかる (相対論的な高強度レーザーのパルス幅はピコ秒以下である).

衝突がない場合の相対論的効果を考慮したプラズマ中の屈折率は

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega_0^2}} \quad (7)$$

で与えられる. したがって, 相対論的強度のレーザーでは, 臨界密度は γ 倍大きくなる. このため, 本来は反射される密度領域を越えて伝搬していくことになる. また, 実際のレーザーパルスは伝搬方向およびその直交方向に有限の分布を持つため, 相対論的効果によってレーザー強度が大きな領域ほど屈折率が大きくなり, 自己収束することになる.

レーザー強度の分布によって電子の振動速度は空間的に変化する. このためレーザー電場の圧力勾配に比例する力が電子に働き, レーザー強度の低い方へ押しやられることになる. この力はポンデロモータティブ力と呼ばれ, 非相対論的領域で1つの電子に働く力は

$$F_{PM} = -\frac{m_e c^2}{2} \nabla a^2 \quad (8)$$

で与えられる[5]. このポンデロモータティブ力により電

子密度分布が変化することになるが, レーザー強度が大きな領域では電子が排除されて屈折率が大きくなり, 相対論的効果と同様の自己収束する効果が現れる. ポンデロモータティブ力により電子が動くと電荷が分離するために静電場が生じ, 電子を引き戻そうとする. このようにして励起される波は電子プラズマ波で, プラズマ周波数 ω_p , および, プラズマ波長 $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ を持つ静電波である. 特に, プラズマ中を伝搬する超短パルスレーザーのポンデロモータティブ力によって, レーザーパルスの後方にプラズマ波が励起され, これをレーザー航跡場と呼んでいる.

このように臨界密度以下のプラズマ中でのレーザー伝搬を考える場合, 相対論的効果を含めた電子密度分布の変化を同時に解析する必要がある. ここでは, 電子温度がレーザー場中での振動エネルギーに比べて十分小さい場合の伝搬を, 準定常近似 (QSA) と呼ばれるモデル[6]を用いて考える. まず, 規格化したベクトルポテンシャル $a = eA/m_e c$, および, スカラポテンシャル $\phi = e\Phi/m_e c^2$ を用いると, 伝搬方程式, および, ポアソンの式は

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a = \frac{\omega_p^2}{c^2} \rho a \quad (9)$$

$$\nabla^2 \phi = \frac{\omega_p^2}{c^2} (\gamma \rho - 1) \quad (10)$$

となる. ただし, イオンは動かないと仮定し, クーロンゲージ $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ を用いている. ρ は相対論的効果を含めた電子密度分布を表し, 初期密度を n_0 とすると $\rho = n/n_0 \gamma$ である. プラズマ電子の応答は, 規格化した運動量 $\mathbf{p} = \mathbf{P}/m_e c$ を用いて連続の式と運動方程式

$$\frac{\partial \gamma \rho}{\partial t} + c \nabla \cdot (\rho \mathbf{p}) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{p} - \mathbf{a}) = \nabla \phi - (\nabla \mathbf{a}) \cdot \frac{\mathbf{p}}{\gamma} \quad (12)$$

で決定される. 伝搬方向に直交する方向の分布を考えない1次元モデルでは, 上式について $\zeta = z - ct$, および $\tau = t$ の変数変換を行うことにより,

$$\left(\frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) a = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{a}{1 + \phi} \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \phi = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{c^2} \left[\frac{(1 + a^2)}{(1 + \phi)^2} - 1 \right] \quad (14)$$

を得る. ただし, 準定常近似モデルでは, 連続の式と運

動方程式において $\partial/\partial r$ による微分項を無視している．
レーザー場に対するベクトルポテンシャルが

$$a_{\perp} = \hat{a}_{\perp} \exp(ik_0 \xi)/2 + \text{c.c.} \quad (15)$$

で与えられる直線偏光の場合，式(13)から相対論的效果を含めた非線形屈折率

$$N = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{1}{1 + \phi} \quad (16)$$

を得る．レーザーのパルス幅がプラズマ波長に比べて十分長い場合は，式(14)の左辺が無視できるので，

$$N = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \hat{a}_{\perp}^2/2}} \quad (17)$$

となる．集光点近傍で軸対称な強度分布の場合，伝搬方向に直交する方向の屈折率分布は $\partial N/\partial r < 0$ となり，レーザーパルスは自己収束，または，自己導波路現象を起こす．光の回折とつり合ってこの現象が起こるための臨界パワーは

$$P_{\text{crit}} [\text{GW}] \approx 17 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \quad (18)$$

で与えられる．一方，レーザーのパルス幅がプラズマ波長に比べて短い場合は，式(14)の左辺の値が大きくなり $\phi < 1$ となるため，自己収束現象は起こりにくくなる．これは式(16)で与えられる屈折率がプラズマ周波数の時間スケールで変化するためである．

式(14)を計算することにより非線形レーザー航跡場が得られる．円偏光の方形パルスの場合には解析的な解が得られており[7]，パルス幅が π/ω_p 程度の時に航跡場強度は最大となり，その軸方向電界強度の値は

$$\frac{E_z}{E_{\text{wb}}} = \frac{\hat{a}_0^2}{\sqrt{1 + \hat{a}_0^2}} \quad (19)$$

となる．ただし， E_{wb} はプラズマ波の破壊限界値 (wave breaking limit) で， $E_{\text{wb}} = m_e c \omega_p / e$ で与えられる．非相対論的領域 ($a_0 \ll 1$) では，励起されたプラズマ波の波形は正弦波状であり，電界強度は a_0 の二乗に比例する．また，プラズマ波の波長は $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ である．相対論的領域 ($a_0 \gg 1$) では，プラズマ波の波形は三角状に歪み，電界強度は a_0 に比例する．また，プラズマ波の波長は $\lambda_p = 4\gamma c/\omega_p$ にまで長くなる[7]．こうしたレーザー航跡場は，その電界強度が通常の加速器で得られる値より2

桁程度大きな値となるため，次世代の超小型加速器に用いることができると考えられており，精力的に研究が進められている[5]．

高強度レーザーとプラズマの相互作用により様々な不安定性が励起される．これらの不安定性の多くは，入射した電磁波が2つの別の波と共鳴的に結合するものであり，パラメトリック不安定性と呼ばれている．この2つの波とは，プラズマ中で励起される波と散乱波である．例えば，誘導ラマン散乱では電子プラズマ波と散乱波に，誘導ブリュアン散乱ではイオン音波と散乱波に減衰する．

相対論的強度のレーザーとプラズマの相互作用では，ほとんどの場合，レーザーのパルス幅はピコ秒以下でありイオンの運動は無視できる．したがって，最も重要な不安定性は誘導ラマン散乱である．この不安定性は，入射波と散乱波がつくるビート波により電子密度の変動が生じ，電子プラズマ波が成長するものである．伝搬方向に直交する方向の分布を考えない1次元モデルでは，式(9)-(12)から円偏光の場合の分散関係が求められている[8]． $a_0 \geq 1$ ， $\omega_p \ll \omega_0$ の場合の不安定性の成長率として，前方ラマン散乱では

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\omega_p^2}{\omega_0} \frac{a_0}{1 + a_0^2/2} \quad (20)$$

また，後方ラマン散乱では

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \omega_p \left(\frac{\omega_0}{2\omega_p} \right)^{1/3} \frac{a_0^{2/3}}{\sqrt{1 + a_0^2/2}} \quad (21)$$

が得られている[8-10]．こうしたパラメトリック不安定性が起こった場合，入射レーザーのエネルギーは散乱によって減衰していくことになる．また，多くの場合，高いエネルギーの電子が生成され，非平衡な電子速度分布がつくられる．

3.3 相対論的な高強度レーザーを用いた実験結果

上記のように，レーザー強度が相対論的な領域になると特徴的なレーザープラズマ相互作用が現れることがわかった．これらは，1)自己収束現象，2)非線形レーザー航跡場，3)非線形パラメトリック散乱，等である．また，これらの非線形現象によって電磁場のエネルギーが荷電粒子の運動エネルギーへ変換されるため，高エネルギーの粒子（主に電子）が生成される．

相対論的效果による高強度レーザーの自己収束現象に

Fig. 1 Experimental axial Thomson profiles taken along the laser propagation axis and measured for a $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ electron density, i.e., for $P_0 = 6.8 \text{ TW}$. The laser propagates from the left to right of the figure. The curve drawn with dashed line is obtained for $P = 1 \text{ TW}$. The solid curve is taken for $P = 10 \text{ TW}$.

については非常に多くの実験結果がある[11–13]. パルス幅がサブピコ秒のレーザーを用いた初期の実験[11]では、式(18)で与えられる臨界パワーの1.5倍のレーザーパワーでプラズマ中に集光した時、明確な自己収束効果が観測されている (Fig. 1). この実験を数値計算と比較した結果、自己収束によるレーザー強度は真空中でのレーザー集光強度の6倍程度に達しており、この領域では自己収束したレーザー場による強力なボンデロモティブ力によってほとんどの電子が掃き出されていることを明らかにしている. さらに、臨界パワーの5倍のレーザーパワーで入射した場合、自己収束によるレーザー強度のピークがいくつも現れることを観測している. これは自己収束と光の回折による振動現象と理解される. このように相対論的強度のレーザーパルスは自己収束効果によってレイリー長以上の距離を伝搬できる. この場合、レーザー強度の大きな中心領域からボンデロモティブ力によって電子が掃き出されるため、電荷分離によって径方向 (伝搬方向と直交する方向) に静電場が生じ、イオンも中心領域から引き出される. レーザーパルスの通過後もイオンの慣性力によってプラズマは膨張し続けるため、レーザーパルスの後方にはプラズマ導波路が形成されることになる. プローブレーザーを用いた実験では、レイリー長の20倍の長さまで渡ってプラズマ導波路が形成されていることを観測している[12].

自己収束の臨界パワー以上のレーザーでは、そのパルス幅がプラズマ波長より長い場合、自己収束現象と前方ラマン散乱によるプラズマ波の励起が非線形的に結びつくことによってレーザー強度の自己変調が起こる[14]. この結果、レーザーパルスはプラズマ波長の周期で分割されることになり、また同時に、非常に大きな振幅の

レーザー航跡場が励起される. 相対論的強度のレーザーパルスによって励起された自己変調型レーザー航跡場がトムソン散乱計測によって測定されており、航跡場の成長率は前方ラマン散乱によるものと一致している[15]. また、励起された航跡場の減衰時間は5ピコ秒程度であり、電子によるランダウ減衰[15]やイオン音波へのパラメトリック減衰[16]に起因すると考えられている.

相対論的強度のサブピコ秒レーザーパルスを用いた場合の誘導ラマン散乱についてもいくつかの実験が行なわれている. 後方ラマン散乱の場合、散乱光の波長シフトやスペクトル幅について詳細な観測が行なわれ、理論との一致を見ている[10]. この場合、レーザー強度を増加させるとラマン散乱の成長率は増大していくが、この成長率がプラズマ周波数より大きくなる領域では、極めてスペクトル幅の広いラマン散乱光を観測している (スペクトル幅がプラズマ周波数の2~3倍になる). また、前方ラマン散乱についても、サブピコ秒レーザーパルスが臨界密度の1%程度のプラズマ領域を伝搬した場合の実験結果が得られている[17]. この場合、レーザー強度を増加させていくと、 a_0 が1に近くなる領域で逆ストークス光が急激に増大しており、これに伴って高エネルギー電子の発生が観測されている. また、レーザー強度の増加とともに散乱光が増大し、入射レーザー光の透過率が減少していくことが示されている.

3.4 相対論的な高強度レーザーを用いた数値シミュレーション

高強度レーザーとプラズマとの相互作用を理解する上で、数値シミュレーションの役割は極めて大きい. 特に、PIC (Particle-in-cell) 手法を用いた粒子コードが中心的な役割を担っている. この手法は、電磁場についてはマックスウェル方程式を解き、荷電粒子の運動については式(4)の運動方程式を解くものである. 空間は固定したメッシュ状に分割し、電磁場はこのメッシュ点上での値を計算し、このメッシュ空間内での荷電粒子の運動を計算するものである.

ここでは、相対論的強度のレーザーパルスが薄いプラズマ領域を伝搬する場合の計算結果を紹介する. プラズマ中の電磁波の伝搬条件は、電磁波の周波数がプラズマ周波数より大きいことである. 電磁波の伝搬を決定する屈折率は式(7)のように相対論的ファクタを通してレーザー強度に依存しており、また、ボンデロモティブ力によって電子密度分布は大きく変化する. したがって、臨界密度の近傍では極めて強い非線形相互作用が起

Fig.2 Contours of the laser field strength (a) and the electron density (b). The laser has a wavelength of $\lambda_0 = 800$ nm, a pulse length of 16 fs, a focal radius of $3\lambda_0$, a peak intensity $I_0 = 10^{20}$ W/cm² and linear polarization. The plasma has an initial electron density equal to the critical density.

こることになる[18]. Fig. 2 および Fig. 3 は、ピーク強度 10^{20} W/cm² のレーザーパルスが臨界密度のプラズマ層に入射した場合の計算結果である。横軸がレーザーの伝搬方向で、縦軸はそれに直交する方向である。Fig. 1(b) はレーザーパルスがちょうどプラズマ領域へ侵入し始めた時間での電子密度分布を示しているが、レーザーパルスの前面におけるポンデロモータビリティによって電子が前方方向へ押し出され、パルスの前に高密度の壁のような領域ができていることがわかる。Fig. 3(b) はレーザーパルスがより深いプラズマ領域まで侵入した時の電子密度分布であるが、波長程度の大きさのバブル状の微細構造ができていることがわかる。これは相対論的效果や極めて強いポンデロモータビリティによって生じた高次の非線形相互作用の結果と考えられる。また、この計算結果から、レーザー強度の低い部分はこの高密度領域により反射され、強度の強い部分だけがプラズマ層を透過できることがわかった。Fig. 4 は、プラズマ層を通過する前後のパルス波形を示したものである。通過前のパルス幅は

Fig.3 Contours of the laser field strength (a) and the electron density (b). The other parameters are the same as those in Fig.1.

Fig.4 Two shapes of the laser electric field; (a) is the case before penetrating into the plasma layer and (b) is the case after passing the plasma layer. The shaded region is the plasma layer, which has an initial electron density equal to the critical density. (c) is a contour of the electric field strength. The other parameters are the same as those in Fig.1.

16 fs で、これは現在の光学技術で達成されている限界の値であるが、プラズマ層を通過後はパルス幅が半分程度

Fig.5 Profiles of the laser field (dashed lines) and the electron density (solid lines) before and after propagating in the plasma region, of which initial density is $n_e/n_{\text{crit}} = 0.05$. The laser parameters are the same as those in Fig.1.

に圧縮されていることがわかる。

次に、同じピーク強度 10^{20} W/cm^2 のレーザーパルスを臨界密度の 5% のプラズマ領域へ入射した場合のシミュレーション結果 [19] を示す。この場合、相対論的な非線形航跡場が励起されることになるが、この航跡場はプラズマ波の崩壊現象によって減衰していく。この時、プラズマ波のエネルギーは電子の運動エネルギーへ変換され、高エネルギーの電子が生成される。レーザー強度が非常に強くなると、航跡場は急激に減衰し、プラズマ波の 1 周期以内に波が減衰してしまうようになる。この場合、ただひとつだけのプラズマ波しか存在しなくなり、これに対応したひとつかたまりの高エネルギー電子が生成されることになる。Fig. 5 では、点線はレーザーの電界強度を、実線は電子密度分布を表している。レーザーパルスがプラズマ領域を通過した後では、このパルスの後ろに 1 群の電子が引き出されていることがわかる。この電子のパルス幅は 1 フェムト秒程度で最大エネルギーは数 10 MeV になっていることがわかった。

3.5 結 論

ここでは、臨界密度以下のプラズマにおける相対論的レーザープラズマ相互作用に注目し、これに関連した実験結果、および、数値シミュレーションを紹介した。プラズマ中でのレーザー伝搬は主に屈折率分布によって決まるので、相対論的效果を含めた電子密度分布の変化を解析することが重要である。ここでは、比較的簡単な準定常近似モデルを用いて、自己収束現象、非線形レ-

ザー航跡場、非線形パラメトリック散乱等、多くの特徴的な物理現象を解析できることを示した。しかしながら、こうした簡易な理論だけでは、粒子の運動論的效果を含めた複雑な相互作用を理解するには不十分であり、PIC に代表されるような直接的な数値シミュレーションが極めて有効な研究手段であることを示した。

このように相対論的なレーザープラズマ相互作用では、レーザー電磁場とは別に極めて大きな電場や磁場がプラズマ中に生成されることになる。また、このようなプラズマ中では、熱的に非平衡で非等方な電子速度分布が生成され、高次の非線形相互作用が現れる。こうしたプラズマ現象は、極めて興味深いものであり、また、レーザープラズマだけでなく、核融合プラズマや天体プラズマに共通の多くの物理過程を含んだものであるため、領域横断的な研究視点からの理解が重要になると考えられる。

参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* 56, 216 (1985).
- [2] M.D. Perry *et al.*, *Opt. Lett.* 24, 160 (1999).
- [3] M.V. Ammosov, N.B. Delone and V.P. Krainov, *Sov. Phys. JETP* 64, 1191 (1986).
- [4] S. Augst *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* 8, 858 (1991).
- [5] 杉原 亮, 西田 靖, 小方 厚 編著: 超小型加速器, アイピーシー (1998).
- [6] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2011 (1990); P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, *Phys. Rev. A* 41, 4463 (1990).
- [7] V.I. Berezhiani and I.G. Murusidze, *Phys. Lett. A* 148, 338 (1990).
- [8] S. Guerin *et al.*, *Phys. Plasmas* 2, 2807 (1995).
- [9] W. B. Mori *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 72, 1482 (1994).
- [10] C. B. Darrow *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 69, 442 (1992).
- [11] P. Monot *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2953 (1995).
- [12] K. Krushelnick *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 78, 4047 (1997).
- [13] S. Y. Chen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 80, 2610 (1998).
- [14] P. Sprangle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 69, 2200 (1992); E. Esarey *et al.*, *Phys. Fluids B* 5, 2690 (1993).
- [15] S. P. Le Blanc *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 77, 5381 (1996).
- [16] A. Ting *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 77, 5377 (1996).
- [17] C. A. Coverdale *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 74, 4659 (1995).
- [18] K. Nagashima, Y. Kishimoto and H. Takuma, *Phys. Rev. E* 58, 4937 (1998).
- [19] K. Nagashima, Y. Kishimoto and H. Takuma, *Phys. Rev. E* 59, 1263 (1999).

ながしま けいすけ
永島圭介

主な研究分野：プラズマ物理，経歴：京都府出身，東京大学工学部原子力工学科，工学博士，最近の研究内容：超短パルス高強度レーザーによる高密度プラズマを用いた研究を行っています．特に，レーザープラズマによるX線レーザーの実験研究と粒子コードを用いたレーザープラズマ相互作用に関するシミュレーション研究を中心に行っています．