



解説

1. レーザー核融合研究の進展
- 1.2 レーザー核融合プラズマ研究の進展

レーザー光とプラズマの非線形相互作用

田中和夫

(大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻・レーザーエネルギー学研究センター)

Nonlinear Interactions of Laser Light and Plasmas

TANAKA Kazuo A.

*Department of Electronic, Information, and Energy Engineering, Graduate School of Engineering
and Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan*

(Received 9 June 2005 / Revised 20 June 2005)

Nonlinear interactions of laser light and plasmas have started offering very interesting physics fields in 1967. These interactions have played a key role for inertial confinement laser fusion at laser intensities below 10^{16} W/cm² and are still important issues in the U.S. and France national projects: National Ignition Facility (U.S.A.) and Laser Mega Joule (France). Since the laser intensity can reach as high as 10^{22} W/cm² with the CPA (Chirped Pulse Amplification) technique, we have stepped into a new, relativistic parameter regime: relativistic regime. Here these interactions are highly nonlinear and the analytical method is no more valid. Only massive computer simulations appear to describe the processes. The histories of these interactions are briefly touched upon and the key features are reviewed here in.

Keywords:

parametric instability, ultra-intense laser light, relativistic laser light self-focusing, electron and ion acceleration

1. はじめに

レーザー光とプラズマ相互作用に関する研究には、長い歴史がある。1967年に京都大学の西川[1]によりパラメトリック不安定性の理論が示され、その後続いて大阪大学の山中[2]らにより、実証されたことが端緒となった。その後、UCLAのF.F. Chenのあまりにも有名なプラズマの教科書[3]の8章に、説明されているように高強度電磁波であるレーザー光がプラズマに進入することで、電磁波の横波とプラズマの電子もしくはイオンの縦波とが相互に作用するメカニズムが実に多くの種類存在することがわかった。1970年代から1980年代前半は、ロチェスター大学(米)の田中らによる誘導ラマン散乱の発見[4]などこうした不安定性の存在が次々と明らかになった期間であった。この期間を経て、その性質が非線形であるがゆえに、レーザー核融合の課題のなかで最も困難な課題と見なされ、1980年代から1990年代にかけては、その定量的かつ正確な計測と核融合プロセスへの影響を特定する期間であった。National Ignition Facility計画(米)推進を決定するための重要な要因は、誘導ラマン散乱などを制御するめどがついているかどうか、他の重要な流体力学的不安定性の制御とともにもっとも重要視された。誘導ラマン散乱はレーザーにより励起される電子プラズマ波により、エネルギーの高い電子が発生し、爆縮性能を阻害することが知られている。その後、ロチェスター大学(米)のG. Mourouと彼の大学院生であったD. Strickland[5]は、Chirped Pulse Ampli-

fication手法を編みだし、これまで 10^{14-15} [W/cm²]の集光強度を一気に 10^{20-21} [W/cm²]にまで高めることができたようになった。これにより、大阪大学の山中[6]が、1983年に思い描いた革新的慣性核融合実験が可能となり、「高速点火」と呼ばれる詳細提案がローレンスリバモア国立研究所(米)M. Tabakら[7]により、論文化された。さらに、リバモア研究所S. Wilksら[8]により、高速点火を実現するに足るエネルギーの高い電子発生理論予測が、レーザープラズマ相互作用を使うことで可能になることが示され1990年代後半、超高強度レーザーとプラズマの相互作用の研究が一気に花開いた。超高強度レーザーの電磁界の中で運動する電子は、レーザーのポインデロモーティブ力によりほぼ光速にまで加速される。さらに電子にエネルギーを与えつづけると、電子速度は光速を超えないために、電子の質量が増加しだすといういわゆる質量変調をとともう相対論の世界へとはいって行く。ちなみに、電子は、MeVを超えるエネルギーを得ることができ、核融合反応で放出される α 粒子と同程度の平均自由行程を持つに至り、この電子を使って高密度に爆縮された燃料コアを瞬時に点火するというのが高速点火である。最近の高速点火実験では、大阪大学の兒玉、ラザフォード研究所のP. Norreysらにより[9]通常の爆縮から発生する中性子に比べて、高速点火方式では1,000倍の中性子増倍を観測するに至り、慣性核融合分野では、リバモア研究所(米)、ロチェスター大学(米)、CEA(仏)等の主要研究所が一気に「高速点火」の

author's e-mail: katanaka@ile.osaka-u.ac.jp

オプション検討に入り、大型超高強度レーザーの建設にはいったことは記憶に新しい。

2. レーザー光のプラズマへの吸収過程

2.1 古典吸収

レーザー光がプラズマに進入すると、吸収や散乱を受ける。レーザー光がプラズマ中を進むとき感じる屈折率 N は、

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (1)$$

で表される。ここで n_e , n_c はプラズマ電子密度、プラズマ臨界密度である。

レーザー光はプラズマ密度 n_e が臨界密度 n_c より低い“Underdense”領域では、屈折率は実数となりプラズマに進入を続けるが、密度が次第に上がるにつれて屈折率はゼロに近づき、やがて $n_e = n_c$ の領域を超えると、屈折率は虚数となりもはや伝搬できなくなる。これは、臨界密度を境に起こり、これ以上の“Overdense”領域には、レーザー光はもはや進入できない。もっとも基本的な古典（衝突）吸収過程は、この臨界密度で最大となるものである。機構は、レーザー光の電界で振られる電子が周囲のイオンと衝突を起こし、レーザー光のエネルギー→電子→イオンへとエネルギーが吸収される。レーザー光の進入するプラズマが $n_e = n_c \exp(-z/L)$ という密度プロファイルを持つ場合（ここで z は、進入軸、 L は密度スケール長）、吸収率は、

$$f_A = 1 - \exp\left(-\frac{8\nu_{ei}L}{3c} \cos^3 \theta\right) \quad (2)$$

で与えられる[10]。 θ はプラズマへの入射角である。密度スケール長が長いほど又、入射角が垂直入射に近いほど吸収率は上がる。 ν_{ei} は電子とイオンの衝突周波数で $n_i Z^2 / (T_e)^{3/2}$ に比例する[10]。 c は光速であり、 n_i , Z , T_e はプラズマイオン密度、プラズマの電荷数、プラズマ電子温度である。衝突周波数を見るとプラズマ密度が高いほど、電荷数が高いほど吸収が高くなるのがわかる。逆に、プラズマ温度が高くなると電子とイオンの衝突の確率が減るために吸収率は下がる。この吸収機構は比較的長いレーザー光パルス（1-10ナノ秒）で、レーザー光波長が527 nm 以下の場合の実験で支配的となる。プラズマの種類が金など Z （電荷数）を大きくとれる場合、非常に効率的にレーザー光が吸収される[11]。

2.2 共鳴吸収

臨界密度点ではさらに共鳴吸収という機構が存在する。これは、プラズマ（1次元を仮定する）にある角度で入射するレーザー光は、臨界密度に達する以前にTurning Pointで屈折を受けて曲がり、“Underdense”側に反射される。しかしレーザー光がP偏光で入射すると、密度スケール長が短い（波長の10倍程度）場合、Turning Pointから染みこんだレーザー光電界が臨界密度で共鳴的に電子波を誘起する。この状況を Fig.1 に示す。これは臨界密度においてレーザー光とプラズマ周波数が同じ値となるためである

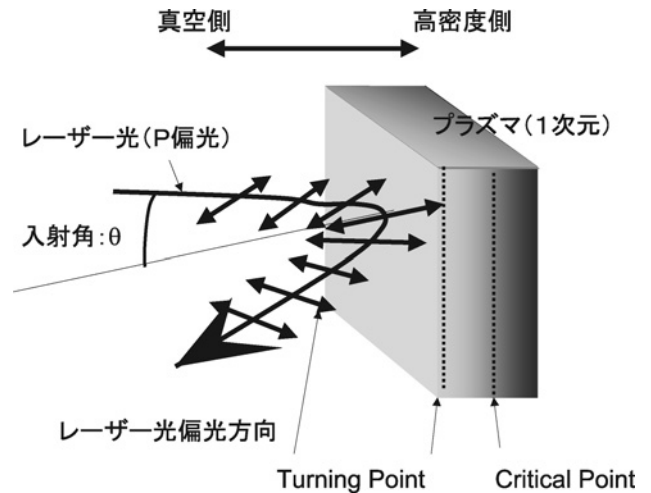


Fig.1 プラズマ（1次元）に入射角 q かつ P 偏光で入射するレーザー光は、反射点 (Turning Point) で、プラズマに染みこむ電界成分を持つ。この染みこんだ電界は、臨界点 (Critical Point) では、レーザー光と電子プラズマ波の周波数が等しくなるので共鳴的に電子プラズマ波を励起できる。

[10]. この吸収機構は、レーザー光波長が1-10 μm など長い場合かつパルス幅が100ピコ秒程度以下の場合支配的となる。この程度のパルス幅であれば、プラズマ密度スケール長はレーザー光波長の10倍程度以内に収まり、P 偏光で入射するレーザー光電界が効率よく臨界密度に染みこむことができる[12]。共鳴吸収に最適な入射角、レーザー光周波数、密度スケール長との関係は、

$$(\omega L/c)^{1/3} \sin \theta = 0.8 \quad (3)$$

で表される。ここで ω はレーザー光周波数を表す。

2.3 真空加熱

さらにレーザー光パルス幅が短くなると（例えば数百フェムト秒程度）、レーザー光パルスは、固体ターゲットに入射する場合、パルスの前半部でプラズマを生成する時間がほとんどとれず、直接固体と相互作用することになる。この場合、共鳴吸収と似た現象で、直接臨界密度の電子にエネルギーを与える“Not-so-Resonant, Resonant Absorption”機構[13]が存在する。P 偏光で固体ターゲットに入射する場合、レーザー光は直接電子を捉えて真空中に引き出し、また固体の中にたたき込むことができる。レーザー光電界で振動する電子の振幅 v_{os}/ω (ω は、レーザー光周波数) が密度スケール長を超えるほど大きくなると ($v_{os}/\omega > \lambda$)、この現象が支配的となる。つまりこれは、レーザー光集光強度が非常に強い $10^{18} [\text{W}/\text{cm}^2]$ 以上の領域で、プラズマが存在しない固体ターゲットとの直接相互作用が可能な場合に顕著になると考えられる。

3. 高強度レーザー光とプラズマ相互作用

3.1 パラメトリック不安定性

この章では、主にレーザー光強度が $10^{16} [\text{W}/\text{cm}^2]$ を超えない、比較的長いパルス幅を持つレーザー光とプラズマの相互作用を扱う。レーザー光とプラズマは、相互に作用し合い、ある条件が満たされるとレーザー光の電磁波からプ

ラズマ中の電子プラズマ波、イオン波、散乱光の電磁波へとエネルギーが伝わる。レーザー光が閾値強度（レーザーパルス幅数ナノ秒で、レーザーの集光強度が 10^{16} [W/cm²]を超えると多くの不安定性の閾値を超える）を超えるとプラズマ中に励起された静電的な波や散乱光は、非線形に増幅され、不安定性となる。4分の1臨界密度以下のプラズマ密度領域では、レーザー光が電子プラズマ波と散乱光にエネルギーを与える誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering: SRS) [14], 4分の1臨界密度では、レーザー光が2つの電子プラズマ波にエネルギーを与える二電子波崩壊不安定性 (Two Plasmon Decay Instability: TPD) [15], 臨界密度以下のプラズマ密度領域では、レーザー光がイオン波と散乱光にエネルギーを与える誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering: SBS) [16] やイオン波と電子プラズマ波にエネルギーを与える崩壊不安定性 (Decay Instability) [17] が起こる。こうした不安定性は、一般的に、パラメトリック不安定性と呼ばれる。Fig. 2は最初に観測された誘導ラマン散乱光のスペクトルである。4分の1臨界密度に対応する7,000 オングストロームから密度の低い領域にわたってさらに短い波長の散乱光が存在することがわかる。これに対応した高エネルギー電子も観測された。こうした不安定性は、通常、三波が関係した不安定性である。

マクスウェル方程式の Ampere の式, Poisson の式, 電荷保存式から導くことができるこうした三波結合の例として誘導ラマン散乱の式[18]を示す。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2 - 3v_e^2\right) \tilde{n}_e = \frac{n_0 e^2}{m^2 c^2} \nabla^2 (A_L \cdot \tilde{A}) \quad (4)$$

ここで、 v_e , \tilde{n}_e , A_L , \tilde{A} はそれぞれ、電子熱速度、電子密度、レーザー光ベクトルポテンシャル、散乱光ベクトルポテンシャル揺動成分を表す。この結合方程式は、 A_L , \tilde{A}

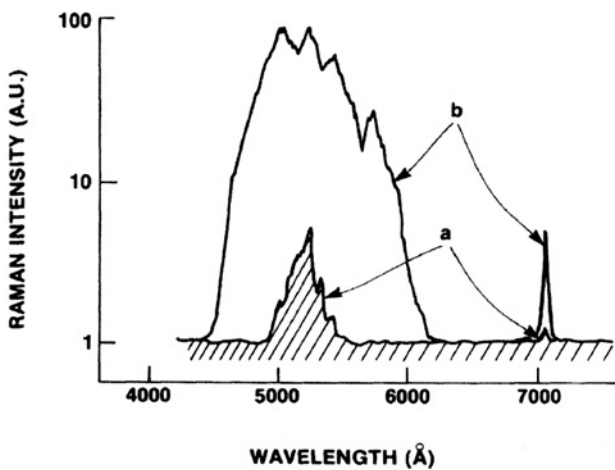


Fig. 2 誘導ラマン散乱のスペクトル
波長351 nmのレーザー光でプラズマ中に励起され初めて観測された誘導ラマン散乱光のスペクトル。aは、閾値の1.1倍のレーザー光強度で励起したラマン散乱スペクトル。bは、閾値の3倍のレーザー光強度で励起したスペクトルで、bはaの10倍以上の強度になり、非線形に誘導ラマン散乱が増加していることがわかる。

が結合 (式の右辺) し、電子プラズマ波の揺動を励起することを示しており右辺がない場合、つまりエネルギー源のレーザー光が存在しない場合は、左辺の括弧内は通常の電子プラズマ波の分散関係式を示しているにすぎない。

この誘導ラマン散乱では、電子の位相速度(= ω/k ここで ω は電子プラズマ波周波数、 k は波数ベクトル)は、光速の0.5倍程度になり、大振幅の電子波にトラップされた電子は非常に大きなエネルギーにまで加速される。こうした電子は高速電子と呼ばれる。核融合実験では、レーザー光を燃料球表面に照射してプラズマを発生し爆縮するが、この時点でレーザー光強度がたとえば誘導ラマン散乱の閾値を超えると、高速電子が発生し爆縮途中で内部の燃料を先に加熱してしまい著しく爆縮性能が下がることになる。

誘導ブリルアン散乱では、エネルギー保存則から、 $\omega_L = \omega_{SBS} + \omega_{IA}$ が成り立つ。ここで、 ω_L はレーザー周波数、 ω_{SBS} は散乱光周波数、 ω_{IA} はイオン周波数である。通常イオン周波数は、レーザー光周波数や散乱光周波数と比べると3桁ほど小さいので、エネルギー保存則を見ると、入射したレーザー光子エネルギー(ω_L)は、散乱光子エネルギー(ω_{SBS})に変換されることになる。誘導ブリルアン散乱が高い効率で起きるとプラズマはミラーとなり、入射レーザー光のエネルギーがプラズマに入らないで反射されることになる。レーザー光のエネルギーがプラズマに入り、プラズマを噴出させることで爆縮を行うのでこれもレーザー核融合にとっては都合が悪い不安定性である。誘導ラマン散乱も同様に反射メカニズムとして機能する。誘導ブリルアン散乱の反射率は、実に70%近くにも達することがある。[16]しかし、こうした誘導ブリルアン散乱は、レーザー光の位相をランダムにするなどの処理により、10%程度以下に抑制が可能である。

また、こうした不安定性は、100本近いレーザービームが交錯する間接爆縮ターゲットの内部にできるプラズマ中では、複雑な結合が起こり、あるレーザービームのエネルギーが他のレーザービームに移動するなどの現象[19]が起こる。こうした現象も、爆縮の均一性を著しく損なうためにその抑制方法が研究されている。

3.2 レーザー光自己集束

レーザー光は、プラズマ中を伝搬する際、進行方向と垂直に密度揺動があると閾値レーザー強度を超えると屈折率の変化を受けてレーザー光が集束する。この現象はレーザー光自己集束と呼ばれる。この相互作用は、レーザー光、散乱光、互いに行き違う2つのイオン波による四波混合によるパラメトリック不安定性である。通常レーザー光は、回折の効果で伝搬とともに広がろうとする。これに対してレーザー光が集束し出すとレーザー光のポンデロモティブ力により集束した部分のプラズマが排除される。排除された部分は、真空中に近づき屈折率は1に近づき、周囲のプラズマとの屈折率はこれより低いために、レーザー光はさらに集束を強めることになる。最終的には、レーザー光の回折限界まで集束されることになる。こうしたポンデロモティブ力による光自己集束の干渉計による観測例をFig. 3[20]に示す。ここでは、パルス幅100ピコ秒のレー

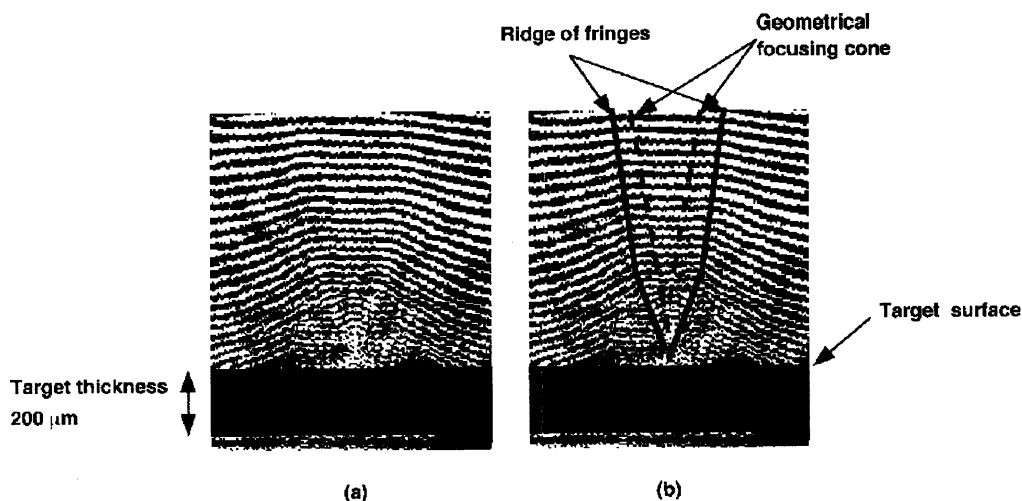


Fig. 3 (a) あらかじめ作られたプラズマ中に上からレーザー光を入射。入射レーザー光は、ターゲットに近づくとき自己集束を起こし集光の度合いが早くなる。図ではプラズマを真横からレーザー光干渉計にて観測しており、干渉縞が上にふくらんでいるのはプラズマの張り出しを表している。レーザー光軸付近で縞がフラットもしくは凹み気味になっているのはレーザー光によりプラズマが排除され、チャンネルができていることを示している。ポンデロモティブ力によるレーザー光自己集束現象を捉えている。

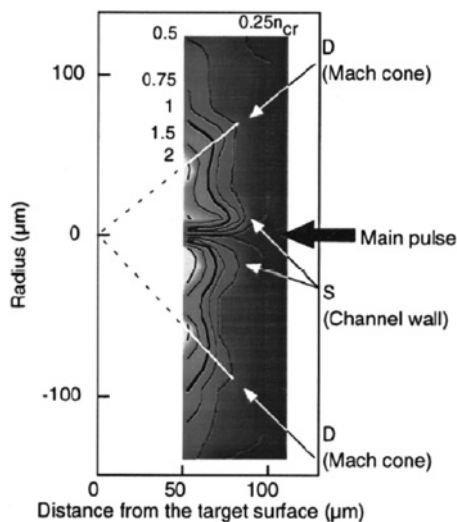


Fig. 4 X線レーザー光で臨界以上の密度を持つプラズマに、レーザー光によるプラズマチャンネル形成を観測した例。プラズマチャンネル形成による穿孔は、 10^{16} W/cm^2 の強度で、100ピコ秒のパルス幅を持つレーザー光により行われた。図では、右から穿孔レーザー光が入射し、30ミクロン幅のプラズマチャンネルが形成されていることがわかる。

レーザー光をプラズマ中に集光強度 $10^{16} [\text{W/cm}^2]$ で照射した際、伝搬途中で集光の度合いが急激になり、レーザー光自己集束を起こしている。その様子をレーザー光とは、垂直の方向から別のプローブ用レーザー光（波長527 nm）を通し、干渉像（干渉写真なのでプラズマの密度分布が縞構造として捉えられる）として観測された。こうしたレーザー光自己集束が起こると中心点火方式を目指す場合、非常に具合が悪いことになる。さらに、X線レーザープローブ光（波長19.3 nm）を使いこの自己集束を高密度プラズマ中で観測した観測結果を Fig. 4[21] に示す。約30ミクロンの集光径で自己集束していることがわかる。中心点火方式では、球状の燃料ペレットにできるだけレーザー光を均一に

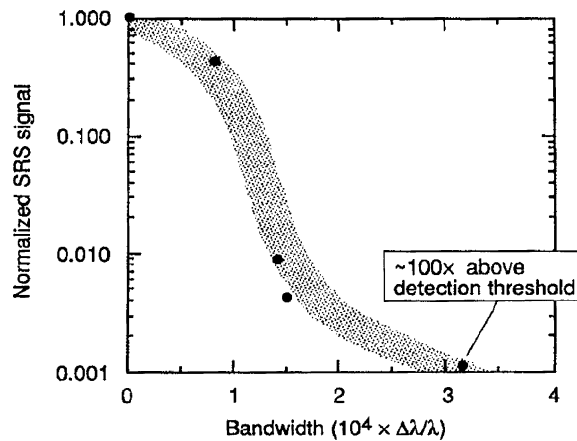


Fig. 5 SSDにより、誘導ラマン散乱が大幅に抑制されることを示すデータ。横軸は、SSD方式に導入されたレーザー光のバンド幅。縦軸は、ラマン散乱強度。最大3桁の減少が観測された。

照射し球対称に爆縮したいのだが、これが起こるとレーザー光は、部分的にその強度が上がってしまい、照射均一性は、損なわれる。また強度が上がるために他の誘導ラマン散乱、誘導ブリルアン散乱を誘起する可能性があり、やっかいである。通常中心点火方式の実験では、こうしたパラメトリック不安定性を抑制するために、レーザー光の位相を空間的、時間的にランダムにするランダム位相板など各種方式を導入して抑制する[22]。Fig. 5はSSD (laser smoothing by spectral dispersion) [23]というレーザー光の位相制御をかけた場合、誘導ラマン散乱が大幅に抑制されたことを示している[24]。ロチェスター大学は、現在爆縮に関しては最高性能を出すことができる施設 OMEGA (オメガ) を有しており、ここでの爆縮は60本のレーザービームを用いて位相制御をかけ、こうしたパラメトリック不安定性を制御抑制し、核融合点火を視野に入れることが可能となるような爆縮性能を達成している[25]。

4. 超高強度レーザー光とプラズマの相互作用

4.1 相対論的レーザープラズマ相互作用

相対論的レーザープラズマ相互作用は、レーザー集光強度 10^{18} [W/cm²]以上で有効となる。つまりレーザー光の電界中で振り回される電子の速度は、これ以上の強度では、光速に近づき相対論効果で質量が重くなるからである。この場合、レーザー光の電界振幅 E 、光速 c と無次元量 a_0 との関係が

$$a_0 = \frac{eE}{m\omega c} = 0.85 \times 10^{-9} (\lambda_0 [\mu\text{m}]) \sqrt{I_0 [\text{W}/\text{cm}^2]} \quad (5)$$

となりこれが1に近づく強度が上記 10^{18} [W/cm²]となる。ここで e , m , ω は電子電荷, 電子質量, レーザー光周波数である。 λ_0 [μm], I_0 [W/cm²] は、レーザー波長, レーザー集光強度をそれぞれ μm と W/cm² で表した値である。

また電子がレーザー光から受けるは、レーザー光電界と磁界から受ける力がほぼ等しくなり、

$$\mathbf{f} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (6)$$

の式において電子を前方に加速する $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ の項が無視できなくなる。ここで、 \mathbf{v} はレーザー光電界に沿って振動しているので進行方向に垂直、 \mathbf{B} はレーザー光磁界でこれも進行方向に垂直となり、ベクトル外積は進行方向を向く。つまり電子の発生は主に前方方向に向けて起こることになる。

ポンドロモーティブ力を発生するポテンシャルは、 10^{15} [W/cm²] のレーザー光集光強度であれば、水素や He のイオン化ポテンシャル程度である。 $10^{18} - 10^{19}$ [W/cm²] では、これが 100 keV - 1 MeV となり非常に高エネルギーの電子を生み出すことになる。レーザー光が直接 P 偏光の場合、固体の電子と相互作用し加速する真空加熱 (Vacuum Heating) による電子が観測される [26]。さらに、 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 加速による電子も、レーザー集光前方に 30 - 40% の変換効率で観測されている。 [27] レーザー核融合の新技术・高速点火では、こうした電子を高密度に爆縮された燃料コアの火付け役として使い、高速点火のモデル実験は成功を取めた [9]。

超高強度レーザー光とプラズマの相互作用に関しては、式の中に γm_e という質量変調の項を考慮して成長率などの計算をすることになる。しかし、通常成長率の解析的な計算は線形の範囲であり、こうした現象がすぐに強い非線形領域に入ることによって意味をなさなくなる。またシミュレーションも PIC (Particle in Cell) コードという粒子シミュレーションが、コンピューターの計算能力により設定される小さい空間 (μm) ・時間 (数百フェムト秒) 範囲内においてのみ有効であるので、実験での数百 μm, 10 ピコ秒程度の範囲をカバーしきれず限界がある。

4.2 誘導ブリルアン散乱・誘導ラマン散乱

超高強度レーザー光による誘導ラマン散乱, 誘導ブリルアン散乱はどのようになるであろうか? 大阪大学の 100 TW レーザー光を用いた実験では、プラズマのスケール長

360 μm 程度のプラズマに集光強度 10^{19} [W/cm²]以上のレーザー光パルスを照射した際の基本波長付近の後方散乱光は 8% 以下であった [28]。先に述べた誘導ブリルアン散乱の説明を使えば、エネルギー保存則から、散乱光の波長は入射レーザー光波長より少し波長の長い側 (赤色側) にイオン波の分だけシフトすることになる。実験では、こうしたシフト分を含む後方散乱光のエネルギーを計測しており、誘導ブリルアン散乱が強いは起こっていないことを示している。

誘導ラマン散乱に関しては、スケール長 350 μm のプラズマに 10^{19} [W/cm²]の集光強度のレーザー光を照射し、波長 1,000 から 1,600 nm のラマン散乱を観測した。ラマン散乱のレベルは 3% であった。観測結果とシミュレーションとの比較から、超高強度レーザー光によりドライブされる電磁プラズマ波が質量変調により共鳴周波数からずれることによりラマン散乱が抑制されていることが示唆された。図はこの実験で観測されたラマンスペクトルであり、点線は 1 次元シミュレーションによる予測スペクトルである。

4.3 光自己集束

相対論を考慮した屈折率 N は、

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

で表される。レーザー光は、屈折率が実数であれば伝搬が可能で、レーザー光の周波数とプラズマ周波数が等しくなる臨界密度にまで達することができる。相対論を考慮すると、実効的なプラズマ密度は γn_c (n_c : 臨界密度) となり、ローレンツ因子の分だけ高い密度にまでレーザー光が到達できることになる (注: プラズマ周波数の 2 乗はプラズマ密度に比例する)。

先に述べた関係式を使うとローレンツ因子とレーザー光強度の関係は、

$$\gamma^2 = 1 + 3.613 \times 10^{-19} \lambda^2 I \quad (8)$$

となり、固体密度を透過するためには、レーザー光強度は、 3×10^{22} [W/cm²]以上が必要となる。レーザー光強度が十分に高い領域では、 $\gamma \sim a_0/2$ の関係となる。レーザー集光スポットは通常ガウシアン分布をしており、中心部ほどレーザー光強度が高い。したがって、屈折率の値が大きくなりレーザー光は中心部へ集光する。集光が進むに従い、プラズマはレーザー光ポンドロモーティブ力により排除され、真空に近くなり、ますます集光が進む相対論的自己集束となり、レーザー光がプラズマ中を異常透過する。

この異常透過の関係を使って、高速点火手法において、点火のための超高強度レーザー光を高密度に爆縮された燃料コア近傍まで運ぶことが可能かどうかの研究が始まっている [29]。0.6 μm の膜厚を持つプラスチックターゲットをあらかじめ別のレーザービームで照射しプラズマにしておいて、プラズマの最高密度を制御する。ここに、超高強度レーザー光を照射してその透過を観測した実験結果を Fig. 6 に示す。ここでは 10 倍の臨界密度を持つプラズマが生成され、その最高密度は 10^{22} /cm³ であった。

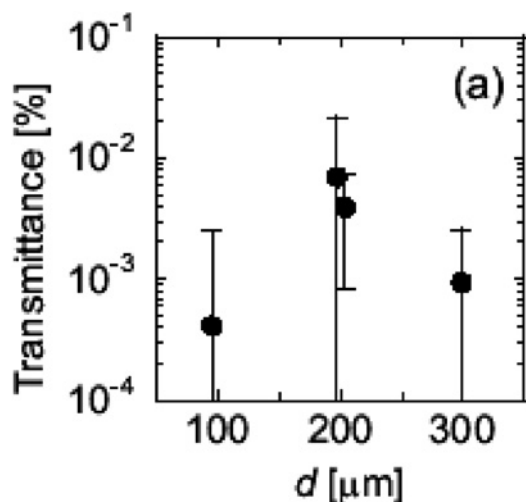


Fig. 6 臨界密度の10倍のピーク密度を持つプラズマを通過したレーザー光の透過率. 実際には, 透過光の立体角を考慮すると10%近くが透過している.

照射したレーザー光は, 波長 $1\ \mu\text{m}$, 集光強度 $3 \times 10^{18}\ [\text{W}/\text{cm}^2]$, エネルギーは $10\ \text{J}$ である. 透過率は10%程度であり, 相対論光自己集束により集光強度が2桁程度上がり, $10^{20}\ [\text{W}/\text{cm}^2]$ を超えて伝搬したと考えられる. そうした伝搬の様子が二次元PICシミュレーションにより示されたのが Fig. 7 である. レーザー光が実効的な臨界密度に近づくにつれてその侵入速度が遅くなり, 一端実効的な臨界密度に到達して速度がゼロになると, 後から供給されるレーザー光エネルギーを得て再び侵入が始まり, また速度がゼロになるという振動を繰り返すことが見て取れる. こうして, この実験では, レーザー光が α の値に応じて通常の10倍以上の臨界密度プラズマ密度まで侵入したことがわかる.

高速点火において, 燃料コアを $5\ \text{keV}$ 以上の温度に加熱して点火にきわめて近い状態に持つて行くためには, $10\ \text{kJ}$ のエネルギーを持つ加熱パルスが必要と考えられている. すでに実施された高速点火のモデル実験[9]では, $1\ \text{kJ}$ の加熱エネルギーで, レーザー光ピークパワーがペタワットあれば, MeV の高速電子が30%程度の効率で発生し, コアを $300\ \text{eV}$ から $1\ \text{keV}$ にまで効率よく加熱した. この実績に基づくと点火に近づけるためには, その約10倍のエネルギーでピークパワーは PW ($=10^{15}\ \text{W}$) であることが必要となる. つまり $10\ \text{kJ}$ のレーザー光でパルス幅は $10\ \text{ピコ秒}$ となる. このパルス波形を矩形に近づけ, パルス立ち上がり部分を $1\ \text{ピコ秒}$ 程度にすると, 立ち上がり部分はこの実験で使ったパルス波形に該当する. ここでレーザー光強度が実験で証明したように, $10^{20}\ [\text{W}/\text{cm}^2]$ を超える相対論自己集束し, 爆縮コアの周りを取り囲むコロナプラズマを切り裂いてコア近傍までこの後に続くレーザー光エネルギーをガイドする導波路を形成することが可能となる. これは, すでにその有効性が実証された金コーンを使った高速点火手法よりシンプルであり, 高速点火のオプションを増やすものである.

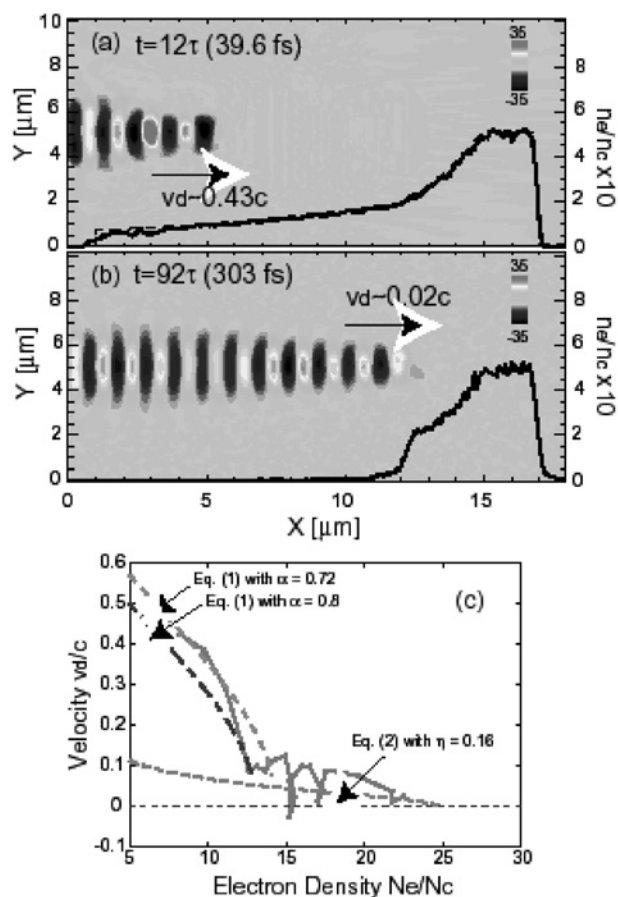


Fig. 7 臨界密度の10倍のプラズマ中を進むレーザー光の様子をPICシミュレーションで示している. 図cで, 実線は, レーザー光が実効的な臨界密度に達すると急激に速度を落とし, 一端停止するが, 後から来るレーザー光のエネルギーをもらい再度進みだし, また止まるという振動現象を示す. 他の複数の線は, レーザー光強度が少しずつ異なる場合を示す.

4.4 イオン加速

高速電子が発生すると電子は, 平均自由行程が長いために, レーザー光照射したターゲットをすぐに飛び出す. 特に, ターゲットの前面はプラズマに覆われているが, 後面はプラズマが存在しないため, 高速電子はイオンを引きずり出しながらデバイシスを形成する. このシース内の電界の大きさは,

$$|E| = kT_{\text{hot}}/el_{\text{DebyeLocal}} \cong kT_{\text{hot}}/el_{\text{ion}} \quad (9)$$

で表され, μm のスケール長内で MeV のポテンシャルを持つ. ここで, kT_{hot} は高速電子の温度, l_{Debye} はデバイ長, l_{ion} はイオンの加速距離を示す. Fig. 8 に形成されるデバイシスの概念図を示す[30]. 実験では, 数百ジュールのペタワットレーザー光を金などの薄膜ターゲットに照射し, $6\ \text{MeV}$ の温度勾配を持つイオンが最大 $650\ \text{MeV}$ のエネルギーまで加速された. こうした実験では, どのような金属ターゲットをレーザー光照射してもプロトンが観測される. これは, ターゲット表面が水(湿気)の薄い層に覆われているからであると考えられている. 最近の実験では, 高温に加熱した金属ターゲットからは, 重い金属イオンの

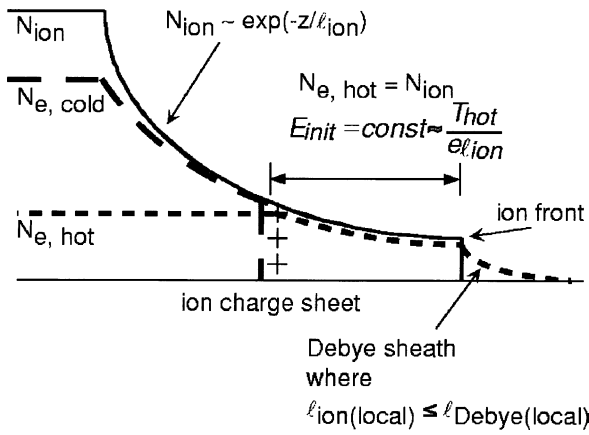


Fig. 8 デバイシースにより加速されるイオン
高速電子がターゲット後面に吹き出し、ある距離からは、高速電子とイオンによるシースが形成され、イオンが加速される。

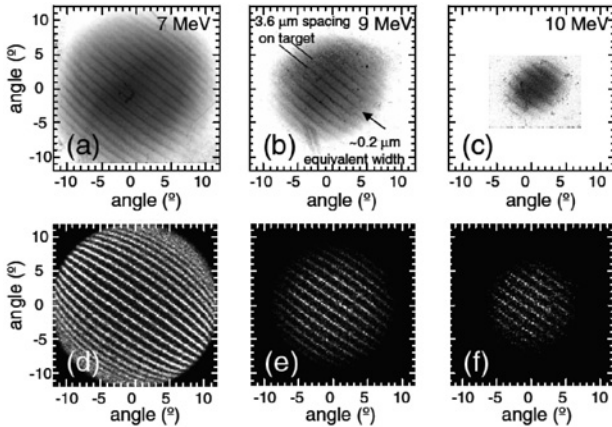


Fig. 9 アルミ18ミクロンの薄膜ターゲットを 10^{19} W/cm² の強度のレーザー光で照射した際観測されたイオンの空間分布 (a), (b), (c). エネルギーの高いイオンほど広がらずに加速されていることが判る。3次元PICシミュレーションによる実験データの再現 (d), (e), (f). 非常によい一致が見て取れる。

加速も報告されている。

Fig. 9 はこうしたターゲット後面からのイオン加速を実証し、低いエミッタンス(イオンのビーム広がり)でのイオン加速を実証した例である[31]. アルミニウムの18 μm の薄膜ターゲット後面は回折格子のように細かな溝(幅4 μm, 深さ200 nm)が刻まれており、図は各エネルギーのプロトンの発生パターンを計測したものと、これをシミュレーションで再現したものである。この実験では、0.004 mm mrad という通常のRF 加速器のイオン源に比べて100倍も低いエミッタンスを実現した。

5. おわりに

レーザー光とプラズマ相互作用の物理のエッセンスを汲んで、まとめることを試みた。レーザー光の強度が 10^{22} [W/cm²] に達し、これを超える実験も視野に入る状況は、この相互作用を理解するために80年代までに頻繁に使われた解析的なアプローチをほとんど使えなくしてしまった。使えなくなった理由は、レーザー光強度の増加により、非線

形性が線形の領域からかけ離れてしまい、また電子の質量変調を伴うプロセスが日常的になったからである。しかし、理論のアプローチからは、解析的手法が使えないからと言って、粒子シミュレーションなどだけを頼って実験結果を理解したり、実験の設計をすることは、こうしたシミュレーションが未だ限られた範囲の計算しかできないこと、すべての物理過程が含まれていないことなどを考慮すると常に細心の注意を払って取りまねばならない。実験のアプローチからは、レーザー光パルス幅フェムト秒に入り、時間分解能はすくなくとも10倍ほど上回る必要がある。空間的には、μm 以下の分解能が要求されている。計測手法は、常に新しい手法を開発することに直結しており、斬新なアイデアを駆使した計測手法[32] が求められている。限られた紙面でこの複雑で非線形なレーザー光とプラズマ相互作用のすべてを完璧に記述することはできないが、今後この分野を目指す人のために、ある程度、ここまでの道筋と、現在何がホットなトピックとなっているかを伝えることを目指した。記述は、できるだけ読者の方に物理プロセスや機構のイメージが伝わるように心がけた。

参考文献

- [1] K. Nishikawa J. Phys. Soc. Jpn. 24, 916 (1968).
- [2] C. Yamanaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. 32, 1038 (1974).
- [3] F.F. Chen : プラズマ物理入門, 内田啓二郎訳(丸善株式会社)
- [4] K. Tanaka, L.M. Goldman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48, 1179 (1982)
- [5] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. 56, 219 (1985).
- [6] T. Yamanaka, Kongo Project Report, p.5 (Inst. Laser Eng., Osaka University, 1983).
- [7] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas 1, 1626 (1994).
- [8] S. Wilks and W. Kruer, IEEE J. Quant. Electro. 33, 1954 (1997).
- [9] R. Kodama, P.A. Norreys *et al.*, Nature 412, 798 (2001); R. Kodama, H. Shiraga *et al.*, Nature 418, 933 (2002); K.A. Tanaka, R. Kodama *et al.*, Phys. Plasmas 10, 1925 (2003).
- [10] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, The advanced Book Program, ISBN 0-8133-4083-7
- [11] C. Labaune, E. Fabre *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48, 1018 (1982).
- [12] A.G. Maaswinkel, E. Eidmann *et al.*, Phys. Rev. Lett., 42, 1625 (1979).
- [13] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59, 52 (1987).
- [14] K. Tanaka, L.M. Goldman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48, 1179 (1982); W. Seka, E. Williams *et al.*, Phys. Fluids 27, 2181 (1984); Y. Sakawa, K.A. Tanaka *et al.*, Phys. Plasmas 30, 3276 (1987); R. Drake, E. Williams *et al.*, Phys. Plasmas B 1, 2217 (1989); J. Fernandez *et al.*, Phys. Plasmas 4, 1849 (1997).
- [15] R. Keck, L. Goldman *et al.*, Phys. Fluids 27, 2762 (1984).
- [16] K. Tanaka and L. Goldman, Phys. Rev. Lett. 45, 1558 (1980); A. Chirikikh, W. Seka *et al.*, Phys. Plasmas 5, 1104 (1998).
- [17] K. Tanaka, W. Seka *et al.*, Phys. Fluids 27, 2187 (1984).
- [18] W. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, The advanced Book Program, ISBN 0-8133-4083-7
- [19] K. Wharton, R. Kirkwood *et al.*, Phys. Plasmas 6, 2144 (1999).

- [20] K. Tanaka, H. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. E. **60**, 3283 (1999).
- [21] K. Takahashi, R. Kodama *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2405 (2000).
- [22] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53**, 1057 (1984).
- [23] S. Skupsky, R. Short, T. Kessler *et al.*, J. Appl. Phys. **66**, 3456 (1989).
- [24] W. Seka, R. Bahr *et al.*, Phys. Fluids **B4**(7), 2232 (1992).
- [25] F. Marshall, R. Raxton *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 056302 (2005).
- [26] T. Donnelly, M. Rust *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34**, L313 (2001).
- [27] K. Wharton, S. Hatchett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 822 (1998); R. Kodama, K. Mima, K.A. Tanaka *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2268 (2001); K. Yasuike, M. Key *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1236 (2001).
- [28] T. Matsuoka and K.A. Tanaka (*private communications*)
- [29] T. Matsuoka, Y. Sentoku, An-lei Lei *et al.*, *to be published in Phys. Plasmas* (2005).
- [30] S. Hatchett, C. Brown, T. Cowan *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2076 (2000).
- [31] T. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004).
- [32] R. Kodama, K. Okada *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 625 (1999); J. Zheng, K.A. Tanaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 165001 (2004); K.A. Tanaka *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 013507 (2005).