



## 超高強度短パルスレーザーによる核融合燃料高効率加熱

兒玉 了祐

大阪大学 レーザーエネルギー学研究中心 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

### Efficient Fast-Heating of Fusion Fuel with Ultra-Intense Short-Pulse Lasers

Ryosuke KODAMA

*Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871*

(Received February 2, 2004)

The first demonstration of fast heating of highly imploded fusion plasmas has been made by using a novel target geometry (cone shell target) with an ultra-intense short pulse laser. Significant enhancement of thermal neutron yield has been realized with sub-ps PW laser heating, confirming that the high heating efficiency is maintained as the short-pulse laser power is substantially increased to near equivalent power to the ignition condition. The efficient heating could be caused by the efficient guiding of heating pulse with the hollow cone and self-organized relativistic electron transport (conductivity channel) from the recent basic experimental results. According to all the results, we are now developing a 10 kJ-PW laser system to study the ignition-equivalent temperature heating physics. The development of such high energy PW lasers will also promote new scientific applications such as high energy-density physics.

**Key Words:** Laser fusion, Fast ignition, Fast heating, Ultra-intense laser, High energy-density physics

#### 1. はじめに

レーザー核融合の研究は、レーザーの技術進歩とともに急速に発展してきた。レーザー核融合点火を実現するため、1980年代、各国で大型レーザーの建設がはじまった。日本では80年代から90年にかけて核融合点火に必要な超高温(1億度)と超高密度(1000倍圧縮)<sup>1)</sup>の状態を別々に達成した。これにより世界のレーザー核融合研究は、超高温と超高密度を同時に達成し核融合燃料を点火・燃焼させることが、研究の第1目標になった。米国、仏国では、2010年代初めに人類初の核融合点火燃焼を実施するため、メガジュールを超える超大型レーザー装置の建設が国家プロジェクトでなされている<sup>2,3)</sup>。これらは、燃料球殻を球対称に爆縮することで、中心付近で発生する強い衝撃波により燃料の一部を1億度以上に加熱し点火する方法であり、中心点火方式と呼ばれる従来方式である。この方法では燃料の圧縮と加熱を1つのレーザーで行う。球対称圧縮することで自然に点火領域を加熱するため、高い爆縮の球対称性がレーザーや燃料ペレットに要求されている。これに対して爆縮と加熱を別々のレーザーで効率よく起こす新しい方法が、1990年代、超高強度レーザーという新しいレーザー技術の進展とともに現実的なものとなった。超高密度の燃料プラズマを、数100億分の1秒程度の短時間に超高強度レーザーで瞬間的に加熱し点火する方法である。この方式はアイデアとしては

80年代からあったが、レーザー技術の進歩を待つ必要があり、90年代になって高速点火という名前で現れてきた<sup>4)</sup>。大阪大学でも、基礎的な実験研究が1994年少人数で始められた<sup>5)</sup>。この方法では爆縮の球対象性に関する条件が緩和され、原理的に従来の中心点火方式よりはるかに低いエネルギーで点火燃焼ができ高い核融合利得が期待できる。核融合燃料の大きさも、従来の半分以下になる可能性がある。言い換えれば核融合で取り出せる最低エネルギーもきわめて小さくでき、数10万キロワットの発電炉の可能もある。このため、従来の核融合炉のイメージを覆すようなコンパクトな新しい核融合炉の可能性がでてきており核融合エネルギー開発に絶好の道筋を作ると期待されている。

本章では、この新しい核融合点火方法である高速点火研究のなかで、特に超高強度レーザーを使用した高密度プラズマ高速加熱の現状と課題について述べる。まず高速点火の原理を紹介し、新しいターゲット幾何学配置による爆縮プラズマ高効率加熱の実証を紹介する。次に高効率加熱を可能にした新しい幾何学配置のターゲット物理と加熱物理についてふれる。さらに高速点火加熱実験に必要な不可欠な超高強度レーザー技術の発展、さらには超高強度レーザー利用した高エネルギー密度科学への応用についてふれ、高速点火方式がレーザー技術および高強度場物理に与える影響について議論する。

## 2. 高速点火の原理と課題

高速点火方式は従来の方法と異なり、燃料の圧縮と加熱を異なるレーザーで行うことである。それぞれを最適化できる優位性がある。Fig. 1に高速点火の原理図を示す。そのサイクルは、従来の点火方式が燃料圧縮と自然点火のディーゼルエンジンに例えられるのに対して、点火プラグを有したガソリンエンジンに例えられる。レーザー爆縮により高密度の燃料プラズマをつくる。次にこの高密度燃料プラズマをそれが飛散する前に瞬間的に外部から強制的に加熱・点火する。これを実現するためには、2つの大きな技術の進展が必要であった。1つは点火プラグに相当する超高強度レーザー技術である。プラズマが飛散する前に1億度まで高密度プラズマを加熱させる必要があるため100億分の1秒程度の時間幅に10キロジュール以上のエネルギーを集中する必要がある。ピーク強度としてペタワット以上のパワーのレーザーが必要となる。もう1つは、点火プラグである超高強度レーザーで高密度プラズマを効率よく加熱させるプラズマ制御技術である。爆縮プラズマの周りは比較的密度の低い大きなプラズマが存在する。通常の光は、このプラズマ中を伝播できないためより高密度の領域までレーザーのエネルギーを投下させることが1つの重要な課題である。高密度領域に達したレーザーのエネルギーは効率よく高エネルギー電子に変換され<sup>6)</sup>、高密度燃料プラズマが自己燃焼できる一定の大きさ(面密度0.3-0.4 g/cm<sup>2</sup>)を加熱する。このとき発生する高エネルギー電子による電流は真空中を伝播できる限界(アルフベン限界)の数1000倍以上となり、その伝播・加熱を制御することがもう1つの大きな課題となる。

### 3. 新型ターゲットによる爆縮プラズマ加熱

効率よくレーザーエネルギーを高密度プラズマ領域に伝達させる上で大きな成果・ブレイクスルーがあった。直接、加熱レーザーを高密度爆縮プラズマ領域に導くため、金属のガイドをプラズマ中に挿入する方法である<sup>7,8)</sup>。超高強度レーザーがプラズマ中で、複雑な伝播過程である屈折やエネルギー損失なく高密度プラズマを効

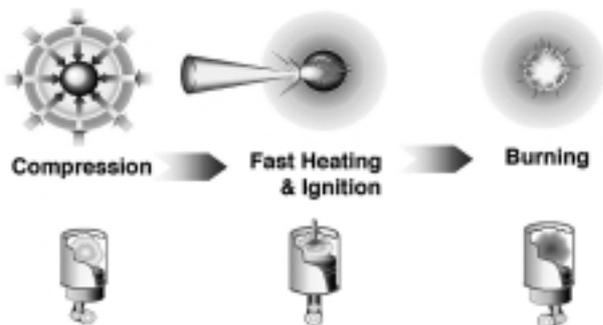


Fig. 1 Fast ignition concept consisting of implosion, heating and ignition-burning of the fusion fuel, which resembles to the petrol engine with a spark plug.

率よく加熱できる方法である。Fig. 2(a)はこの方式を可能にした新しい幾何学配置のターゲットである。直径500ミクロンの重水素置換プラスチック球状シェル(CDシェル)に金属(この場合、金を使用)の中空コーンを挿入した。金コーンの先端はCDシェル中心から50ミクロン程度はなれた点に配置され、5-7ミクロン厚の金薄膜を有している。爆縮プラズマの密度が最大になり、加熱用の超高強度レーザーが照射されるまで、コーンの内部は真空が保たれている。これは比重の大きな物質(ここでは金)をコーンの材料に使うことで、破損して飛散するまでである一定の時間がかかるためである。実験ではCDシェルに9本の爆縮レーザーを照射し、固体密度の50-100倍程度の高密度プラズマをコーンの先端に安定に作ることができた。Fig. 2(b)はコーン先端に生成された爆縮高密度プラズマからのX線像を示す。爆縮プラズマが生成された瞬間に0.5~1ピコ秒の超高強度レーザーを金属コーンの内部に集光照射することで爆縮プラズマを効率よく瞬間的に加熱することに成功した。Fig. 3は加熱のタイミングを爆縮タイミングから100-150 ps程度遅らせたときのX線フレミング像である。一旦爆縮による強いX線発光が観測され、その後、加熱レーザーにより再び爆縮プラズマが加熱されていることを示す強いX線発光が観測された。効率的な加熱は熱核融合反応で発生する熱中性子の増加で明らかになった。Fig. 4は爆縮プラズマを0.5-1ペタワットの超高強度レーザーで加熱したときの熱中性子の増加を示したものである。0.5ペタワットの加熱レーザーで、400万度程度のプラズマが約1000万度に加熱でき核融合反応を3桁程度増大させることができた<sup>9)</sup>。これは加熱レーザーから爆縮コアプラズマへのエネルギー結合効率が15-30%程度であること

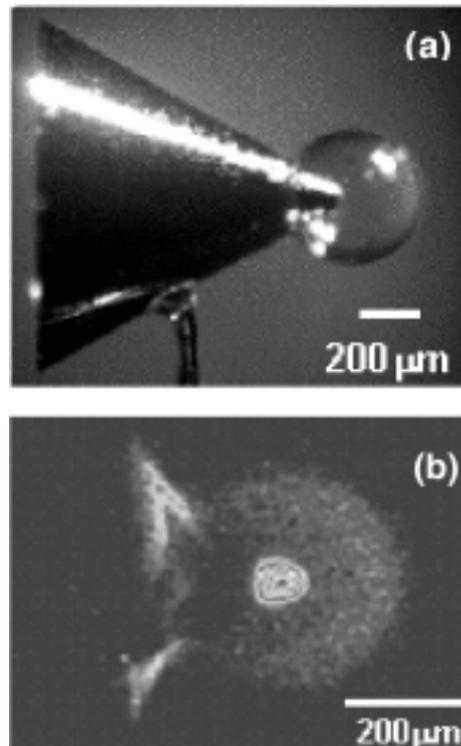


Fig. 2 (a) Cone attached plastic shell target and (b) x-ray image of the imploded core of the cone shell target.

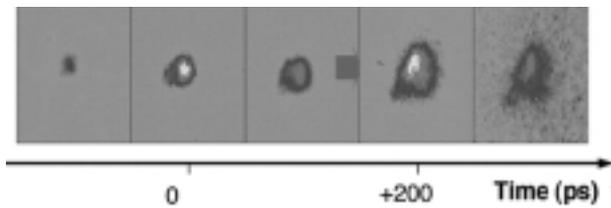


Fig. 3 X-ray framing image of the core plasmas heated by 100 TW laser light at 150 ps after the maximum compression.

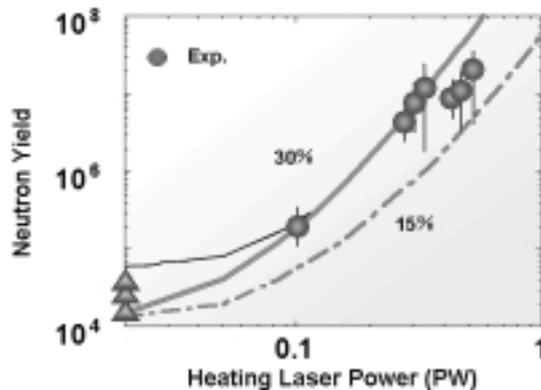


Fig. 4 Thermal neutron yield as a function of the heated laser power. The solid lines show simple calculations of the coupling from laser to the core plasmas.

を意味する。加熱レーザーの照射タイミングを変え、高密度プラズマが存在する数10ピコ秒のあいだに限り熱核融合反応の増加が観測された。これは高密度爆縮プラズマが存在する間、効率よい高速加熱が可能であることを意味する。

#### 4. 高効率加熱物理

##### 4.1 コーンターゲット物理

高出力レーザーを集光鏡など通常の光学素子で集光する場合、回折現象やレーザー波面の乱れにより普通、全レーザーエネルギーの30-50%程度しかスポットサイズ内にエネルギーを投与できない。半分以上のエネルギーはスポットの外において比較的低い強度で物質と相互作用することになる。スポットサイズで定義されるレーザー集光強度に対応した高エネルギー電子の生成にとって集光スポット外のレーザー光はエネルギーロスとなる可能性がある。ところが、Fig. 2に示すようなコーン状のターゲットを利用することにより効率よく高エネルギー電子生成ができる。コーン内先端に導かれたレーザー光の一部(スポットサイズ程度：ここでは20-30 μm)は直接先端部に集光されるが、その他はコーン内壁の一部が先端方向に反射される。特にS偏光でコーン壁と相互作用する光は、一部がJXB加熱により壁面で吸収されるが、かなりの光は壁面で反射され、結果としてコーン先端のレーザー集光強度を上げる可能性がある。例えば、今の場合コーンがない条件で30%のエネルギーが集光スポット内にあるとすると実効的な集光強度は $2 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>である。こ

れに対して、コーンがある場合、単純にいえばその3倍以上の集光強度が期待できることになる。このような集光強度の実効的な増加は、数値シミュレーションも予測されている。また実験においてもコーンによる高効率高速電子が検証されている<sup>10</sup>。Fig. 5は平面ターゲット(Al: 100 μm)でコーンがある場合と無い場合において超高強度レーザーによる高速電子加熱の度合いを相対的に示したものである。100 μm厚のAlターゲットを伝播する電子によりAl裏面が加熱した様子を測定した結果である。単純な平面ターゲット照射に比べコーン(開き角60度のAuコーン)をつけた場合、高速電子の加熱、すなわち高速電子の発生効率が2-3倍程度あがっていることがわかる。平面照射に比べ、コーン内で効率よくレーザー光は先端部と相互作用し高速電子を発生したものと考えられる。

さらにコーンターゲットはレーザーの集光に効果があるだけではない。Fig. 6(a)は先端径がレーザースポットサイズ程度の30度コーンからのプロトン(3-5 MeV)と高速電子(> 4 MeV)の放射分布を示したものである。プロトンの発生方向は明らかに平面ターゲットと異なりコーン軸上に加えて円状の2つのジェットが見られている。一方高速電子はコーン軸上に強いジェットが観測されている。ビームの広がり角は20度程度であり、Fig. 5で示したような高速電子加熱領域の大きさから推測される電子ビーム広がり角と一致する。コーンをつけた場合高速電子の発散

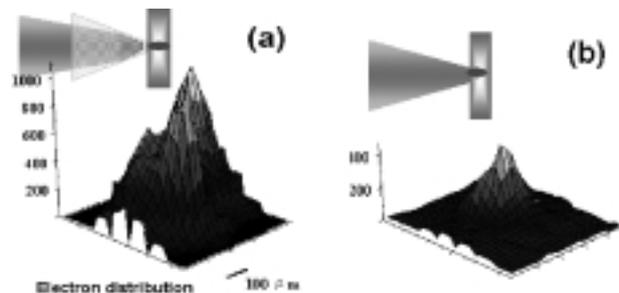


Fig. 5 Energetic electron heating at the rear surface of the Al plane targets for (a) the cone geometry and (b) the open geometry.

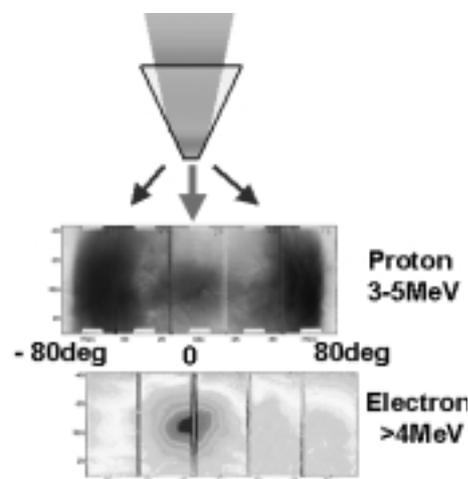


Fig. 6 Energetic electron and proton distributions in the cone geometry.

角(半値全幅)は平面の30度に比べより指向性があることが実験で確かめられている。またコーンの開き角にも発生粒子の特性は依存する。コンターゲットの場合、平面に比べ発生効率があがっており、前述の加熱結果と矛盾しないものである。さらに30度コーンと60度コーンを比べた場合、電子スペクトルに違いがある。60度コーンは比較的低エネルギー側が、30度コーンの場合より高エネルギー側の増加が見られる。プロトンのエネルギーにおいても違いが出ており、30度コーンの場合より高いプロトンエネルギーが観測されている。擬似共鳴吸収のレーザー入射角度依存性とコーン側面でのレーザー入射角を考慮すると、30度コーンの場合、壁での反射が多く先端部での実効的レーザー強度がより高くなったものと考えられる。一方60度コーンの場合、壁での吸収割合が高く、先端部の強度はさほどあがらなかったものと考えられる。側面で発生する高速電子はコーンを取り巻く強い磁場にガイドされ先端から軸方向に放射されることが粒子シミュレーションで予測されている。60度コーンの場合、側面での高い吸収とこの電子ガイドによる効果が、平面や30度コーンに比べエネルギーは比較的抑えながら変換効率を上げ、指向性を挙げた理由と考えられる。

#### 4.2 伝導帯チャンネル

加熱物理で最も重要な課題は、超高強度レーザーで生成されるメガアンペアを超える電子流のエネルギー輸送である。通常の電流限界(アルフベン限界)をはるかに超える電流が、プラズマ中では逆起電流により流れる。これを制御することが、加熱のカギを握っている。高密度の電子によるワイベル不安定性や二流体不安定性など非線形不安定性が懸念されている。粒子シミュレーションなどでは、マイクロなレベル(レーザーの波長オーダー：数 $\mu\text{m}$ )で強いワイベル不安定性や二流体不安定性による電流束のフィラメント化や異常抵抗などが予測されている。しかし最近のマクロ(例えば光速 $\times$ パルス幅オーダー：数100 $\mu\text{m}$ )な見地にたった実験結果は、これらの予測とは必ずしも一致しない結果を示している。粒子シミュレーションの限界である自己加熱効果と不十分な逆起電流の扱い、あるいはマイクロな現象が必ずしもマクロな現象を支配するものではないという事を示唆するものかもしれない。ここでは特にマクロな見地にたった実験結果を紹介する。

Fig. 7はレーザーパワーを変化させたとき、高速電子輸送の空間変化(空間分解能40 $\mu\text{m}$ )と加熱の度合いがどのように変化したかを示したものである<sup>11)</sup>。電流は、レーザーのエネルギーを上げパワーを上げることに伴って増える。従ってFig. 7は電流量に対するエネルギー輸送の変化を示したものともしえる。レーザーパワーの小さな領域では電子流は多くのフィラメントに分かれ加熱はパワーに対して非線形である。ところがパワーを上げていくとフィラメント構造は見えなくなり、1つの流れになると同時にレーザーパワーに対して加熱の度合いは線形に反応している。レーザーパワーが小さいときは、フィラ

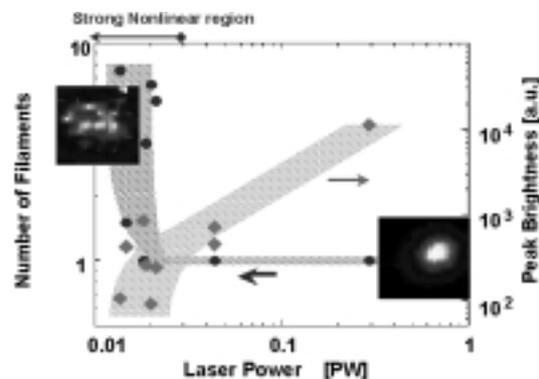


Fig. 7 Relative temperature of the energetic electron heating plasmas and filament numbers in the heated area as a function of the heating laser power in 200  $\mu\text{m}$  Al plane targets.

メントのマーキングに伴い、エネルギー投与が非線形に増えたものと考えられる。ところが1つの電子流になると、このような非線形現象が起らないために線形なエネルギー投与となったものと考えられる。これらの現象は、電流が増えることによる自己磁場の増加による不安定性の成長というこれまでの予測とは必ずしも一致しない。自己加熱の効果を調べるため加熱の度合いとフィラメントを比較すると、加熱が進むほどフィラメントは無くなり1つの流れになることが、異なる材質のターゲット、異なる厚みのターゲット、レーザーエネルギーにおいて観測されている。つまりエネルギー輸送が自己加熱に依存していることを実験結果は示した<sup>12)</sup>。

自己加熱が強く逆起電流の低エネルギー電子の衝突が無視できないとき、高速電子の不均一な電流を打ち消す可能性がある。しかし例え逆起電流による打消しがあっても局所的な自己加熱が起ると伝導率が空間的に不均一となり、電流の空間不均一とあいまって電子流をピンチしたり広げたりする磁場が次式により発生する。

$$\delta B \phi / \delta t = \eta (\delta j / \delta t) + j (\delta \eta / \delta t) \quad (1)$$

ここで $\eta$ は物質の抵抗率、 $j$ は電流を示す。結果として自己加熱による磁場を伴った伝導体ができる。一方、自己加熱は伝導体の電子(逆起電流)を熱的に広げるように圧力が発生する。この2つのバランスの上で伝導帯チャンネルが形成される可能性がある。Fig. 8は自己加熱による抵抗率の空間変化による磁場圧力と熱的に広がる圧力のバランスを数値計算したものである。温度が低いとき、磁場圧は小さく広がる力が勝るが、加熱温度が上昇するとともに磁場圧が強くなる。しかし一定の温度以上においては、圧力バランスが成立しほぼ定常となることが示されている。これは加熱がある程度以上進むと安定な伝導帯チャンネルが生成されることを示唆するものであり、実験と矛盾しない結果を示す。このような抵抗率の空間変化に起因した磁場による電子輸送制御も実験的に実証されるようになってきた<sup>12)</sup>。

また、比較的長いプラズマ中を電子流が効率よく流れ加熱できることや、高密度電子流の方向制御も実験的に示され始めてきた。現在、爆縮プラズマの加熱は1 keVま

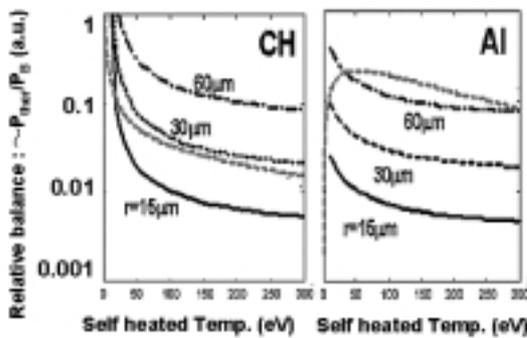


Fig. 8 Relative balance between the thermal pressure and magnetic pincing forces as a function of self-heated plasma temperatures. The gray dotted line corresponds to the balance with the magnetic field due to the energetic electrons (without a return current) and the black lines the balance with the conductivity-current gradient.  $r$  in the figure is a radius of the electron stream and a half width of the half maximum for a Gaussian profile.

で効率よくできている。将来、ブレークイブ、点火燃焼を実証するためには10 keV程度まで加熱する必要がある。プラズマ中の抵抗率はFig. 9に示すように、-1.5乗で減少する。10 keVまで加熱した場合のエネルギー輸送はまったく調べられていない。1 keVまでの実験結果は効率のかつ安定な加熱を示している。また磁場圧と熱的広がりとのバランス計算では10 keVになってもバランスは保たれると予想される。しかしながら核融合点火燃焼を制御するためには10 keVにおいても現在のように制御できることを実験的に示す必要がある。そのためには10 keVまで加熱できる10 kJ級のPWレーザーによる加熱の研究を早急に開始する必要がある。

## 5. 超高強度電磁場科学へのインパクト

### 5.1 超高強度レーザー技術

ペタワットレーザーによる高速点火実験の成功は、単に新しい核融合点火の可能性を示したばかりでなく、超高強度レーザー技術の発展、さらにはそれを利用した超

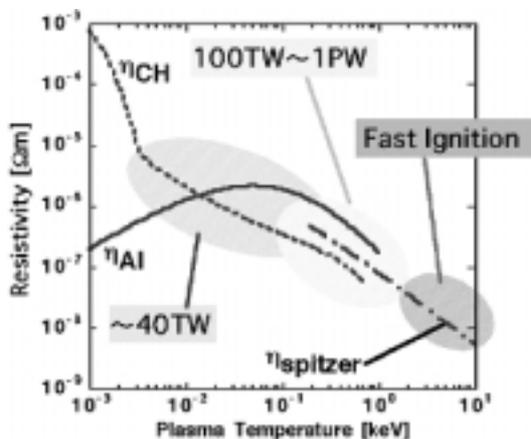


Fig. 9 Resistivity in plasmas as a function of the temperature.

高強度場科学に大きなインパクトを与えるものである。高速点火を可能にするための超高強度レーザー技術は、1985年に提案されたチャープパルス増幅法により可能となった。この方法によりこれまでに無い超高強度のレーザーが可能となり各国でこの方式を取り入れた超高強度レーザーによる応用研究が展開されている<sup>13)</sup>。大阪大学レーザー核融合研究センター(現大阪大学レーザーエネルギー学研究センター)では、この方式により1990年ガラスレーザーで30テラワットの超高出力を得た。その後1997年爆縮レーザーと同期した100テラワットレーザーが完成し<sup>14)</sup>、本格的な高速加熱実験をはじめた。2001年にはビーム径を500 mmに拡大しレーザー強度は1ペタワットに増強した<sup>15)</sup>。これにより高速点火に必要なペタワットクラスのレーザーによる爆縮プラズマ高速加熱実験が世界ではじめて可能となった。ちなみにペタワットレーザーで生み出される光圧力は1000億気圧にもなり地上で得られる最高圧力である。

超高強度レーザーによる集光強度は現在、 $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>に達している。今後、さらに大出力の超高強度レーザー建設が世界で計画されている。また理論的な限界評価も報告されエクサからゼタワットレーザーによる応用展開についても提案がなされている。もっとも容易にパワーをあげる方法の一つとして、パルス圧縮用回折格子の高耐久化がある。誘電体多層膜の回折格子を利用することにより、エネルギー密度を5倍以上に上げることは可能である。また回折格子のセグメント法により、メートル級の大口徑ビームパルス圧縮を可能にするための研究が核融合高速点火加熱レーザーの技術として進められている。プラズマを利用したラマン圧縮法も提案されているが、現実的な応用を考えたときその制御性、出力波形制限から、現実的なシステムに導入されるには、さらに時間がかかると思われる。

一方、増幅法は従来のチタンサファイアやガラス増幅器を使用する場合、既に現実的な限界である10-20 cm級および40 cm級に達している。今後マルチビーム化によりビーム数だけパワーの増加は期待される。実際、40 cm級、4本ガラスレーザービームによる10 PWレーザーも検討されている。しかし、超高強度場を得るためにはこれらマルチビームを集光点で位相のレベルで合成する必要があり、超高精度位相制御が必要となる。また新しい増幅法としてOPCPA(optical parametric CPA)<sup>16)</sup>が有力な一つである。核融合技術で養われた大口徑KDP結晶を使用すれば、50 cm級の結晶で数10 fsのパルスに相当する広帯域増幅が可能である。KDPの損傷しきい値を、3 J/cm<sup>2</sup>、変換効率を40%と仮定すると多段増幅で最終6 kJ励起により2.4 kJのチャープパルスが得られる。増幅後2倍のパルス幅に相当するスペクトル狭帯化があったとしても80%のレーザーエネルギーが圧縮集光できると2 kJ/20fsとなり1ビームで100 PWが可能となる。これを $\lambda/100$ 程度で10本あわせることができればエクサワットも出てくる。分散量、光学素子、制御性を考えると、現在、このあたりが現実的な限界かもしれない。これによって期待される集光強度は $10^{25}$  W/cm<sup>2</sup>である。

## 5.2 超高強度場物理

数10 TW程度までの極短パルス超高強度レーザーによる超高強度場は、分子原子レベルにおいてテラヘルツから軟X線領域の短波長コヒーレント光を効率よく発生する。これらにより、新しい物質構造解析<sup>17)</sup>や新物質の創成の可能性、新医療システムの可能性<sup>18)</sup>を秘めており、物性物理から生物、医療分野までその応用範囲が広がろうとしている。さらに、高調波発生はアト秒パルス生成<sup>19)</sup>という極限状態を可能にする1つの手段としても注目されている。一方、数10 TWからPWレーザーによる、より高い電磁場においては、相対論プラズマ物理という世界が実現され、高効率に高エネルギー粒子やガンマ線の発生を可能にしている。自由電子は光速近くになり、相対論を取り入れた質量変化により非線形なプラズマ応答となる。このような相対論プラズマ制御による新しい粒子加速<sup>20)</sup>、新しい点火方式の核融合、医療技術に発展しようとしている。さらに押し進めると超高強度レーザーで発生する高輝度パルス放射線の量子電磁力学(QED)効果による高密度陽電子の観測やパイオンの発生が予測されている。さらに逆コンプトンを利用したガンマ線と超高強度レーザーとの光-光衝突による非線形な対生成は、非線形量子電磁力学効果(nonlinear-QED)として活動銀河核やファイアーボールなど宇宙研究に役立つものとなる。さらにエクサワットの領域まで行くと集光強度は $10^{24-25}$  W/cm<sup>2</sup>となり、光子圧力は3ペタバールにも達する。直接、光子から陽子に運動量を変換する過程が支配的になってくる。粒子の平均エネルギーも100 GeV近くなり非線形量子電磁力学効果による陽電子の発生も起るものと考えられる。超高強度場の物理は幅広いが、一言で言うと各の場の強さに応じた非線形効果を利用した幅広い(テラヘルツの電磁波からGeV-TeVの電磁波、粒子、素粒子)エネルギー変換技術ともいえる。(Table 1)

## 6. まとめ

超高強度レーザーの出現で効率的な新しいレーザー核融合点火法(高速点火)の研究が急速に進展している。特に点火燃焼実験で必要とされるピークパワーと等価なペタワットレーザーにより爆縮プラズマを20%という高い効率で高速加熱することに成功したことは効率的な核融合点火燃焼に大きなステップといえる。また最近の基礎実験からこの高い加熱効率を可能にした2つの物理過程が、明らかにされようとしている。1つはカウンターゲット物理という新しいレーザープラズマ相互作用である。レーザー光のみならず高エネルギー電子が、コーン形状のターゲットによりガイディングされエネルギー密度の集中性を高めていることが明らかになりつつある。もう1つ

Table 1 Energy conversion from laser light to particles and electromagnetic wave in different laser power or intensity regimes.

Power Intensity (W/cm <sup>2</sup> )	14	16	18	20	22	24	26	28
	Bound electron		Free electron		Positron		Photon	
	Multi-photon Tunneling effect ATI, BSI			Relativistic effect			Nonlinear QED	
	THz	EUV-XUV Harmonic XUV Laser	MeV electrons MeV ions γ rays		Positron Pion Elementary particles			
	ATI: Above Threshold Ionization BSI: Barrier Suppression Ionization							

は加熱媒体となる超高強度レーザー生成高密度高エネルギー電子の安定な輸送である。高密度電子による自己加熱が伝導帯チャンネルを形成し安定にエネルギー輸送できるように自己組織化することや積極的に輸送制御できる可能性が実験的に示されようとしている。1 keVまでの加熱と同様の物理が10 keV加熱においても成立すれば、10 kJクラスのペタワットレーザーによりブレークイーブンに近い状態が達成できる可能性があり、効率的な核融合実現に大きなステップとなる。そのためには10 keVまで加熱できる10 kJ級のPWレーザーの開発を早急に進める必要がある。10 kJ級PWレーザー開発は、これまでの超高強度レーザー技術とは異なるマルチビームコヒーレント制御などの新しい技術を導入する必要がある。今後、レーザー技術の進展さらには超高強度場物理の進展に大きな影響を与えるものと考えられる。

## 参考文献

- 1) H. Azechi, et al.: Laser Part. Beams **9** (1991) 193.
- 2) NIF conceptual design report supplement, NIF-LLNL-94-113, 5 L-16973-1 (1994).
- 3) A. Bettinger and M. Decroisette: Fusion Eng. Des. **46** (1999) 457.
- 4) M. Tabak, et al.: Phys. Plasmas **1** (1994) 1626.
- 5) R. Kodama, et al.: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1321.
- 6) R. Kodama, et al.: Phys. Plasmas **5** (2001) 2268.
- 7) P. Norreys, et al.: Phys. Plasmas **7** (2000) 3721.
- 8) R. Kodama, et al.: Nature **412** (2001) 798.
- 9) R. Kodama, et al.: Nature **418** (2002) 933.
- 10) Y. Toyama, et al.: submitted to Phys. Rev. E. (2004).
- 11) R. Kodama, et al.: Plasmas Phys. Cont. Fusion **44** (2002) B109.
- 12) Y. Toyama, et al.: submitted to Phys. Rev. Lett. (2003).
- 13) G. A. Mourou, et al.: Phys. Today **51** (1998) 22.
- 14) Y. Kato, et al.: Plasmas Phys. Cont. Fusion **39** (1997) A149.
- 15) Y. Kitagawa, et al.: Phys. Plasmas **9** (2002) 2202.
- 16) I. N. Ross, et al.: Opt. Comm. **144** (1997) 125.
- 17) C. Rishchel, et al.: Nature **390** (1997) 490.
- 18) 児玉 了祐, 日本原子力研究所レーザー利用検討会資料 (1999).
- 19) P. Antoine, et al.: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1234; I. P. Christov, et al., Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1251.
- 20) S. V. Bulanov, et al.: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 085001.