The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	球対称爆縮ターゲットのペタワットレーザー高速加熱
Author(s)	北川, 米喜; 千徳, 靖彦; 田中, 和夫 他
Citation	Journal of Plasma and Fusion Research. 2005, 81(5), p. 384-390
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/3352
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

研究論文

球対称爆縮ターゲットのペタワットレーザー高速加熱

北川米喜[1,2)]，千徳靖彦[3)]，田中和夫[1)]，児玉了祐[1)]
西村博明[1)]，中井光男[1)]，乗松孝好[1)]，砂原　淳[1)]
（大阪大学レーザーエネルギー研究センター[1)]，光産業創成大学院大学[2)]，ネバダ大学リノ校[3)]）

Petawatt Laser Direct Heating of Uniformly Imploded CD Shell Target

KITAGAWA Yoneyoshi[1,2)], SENTOKU Yasuhiko[3)], TANAKA Kazuo A.[1)], KODAMA Ryosuke[1)], NISHIMURA Hiroaki[1)], NAKAI Mitsuo[1)], NORIMATSU Takayoshi[1)] and SUNAHARA Atsushi[1)]

[1)]ILE, Osaka University, Suita 565-0871, Japan

[2)]The Graduate School for Creation of the New Photonics Industries, Hamamatsu 431-1202, Japan

[3)]University of Nevada, Reno, USA

(Received: 25 November 2004/Accepted 22 March 2005)

An uniformly imploded deuterated polystyrene (CD) shell target is fast-heated by a Petawatt (PW) laser without cone guide. The best illumination timing is found to be in a narrow region around 80 ± 20 picoseconds from the onset of the stagnation phase, where thermal neutrons are enhanced four to five times by the PW laser of energy less than 10% of the implosion laser. The timing agrees with the timings of enhancement of the X-ray emission from the core and reduction of the Bremsstrahlung radiation from scattered hot electrons. The PW laser, focused to the critical density point, generates the energetic electrons within so narrow angle as 30°, which heats the imploded CD shell, of which the internal energy is 50 J, to enhance thermal neutrons. The increment of the internal energy is 15 J, which seems to agree with the energy reduction of the hot electrons. These results first show that the PW laser directly heats the imploded core without any cone-like laser guide.

Keywords:

ICF, fast ignition, uniform implosion, petawatt laser, thermal neutron

1．序論

Basov らが言い出したレーザー核融合の研究も，始まって半世紀経つ．磁場閉じ込めに遅れることわずか10年ではある．ただ単に重水素三重水素の燃料球をレーザーで加熱するだけのアイデアから始まったものの，すぐにそれには巨大な燃料球と莫大なレーザーエネルギーが必要なことがわかり，慣性を利用する核融合の考えに至っている．そのあたり，古い Brueckner and Jorna の概説に詳しい[1]．慣性核融合のシナリオは，重水素三重水素カプセルを爆縮して高密度プラズマを生成すると同時に，レーザー照射に起因する求心衝撃波を発生させ，それが爆縮コアの中心に超高温のホットスパークを形成するというものである．これが点火栓となって，核融合燃焼がまわりに広がっていくことを意図する．爆縮コア内でホットスパークは，高温度である分，周囲より密度は低い．全体としては圧力のバランスがとれているのが理想で，それを等圧 isobaric 状態という．バランスのとれていない場合，isochoric 状態になる．ところが，求心衝撃波によってホットスパークを自動形成するというのは，爆縮が完全対称均一に起こることが前提であって，実際今までのところ成功していない．重力反転層で起こる Rayleigh-Taylor 不安定性が大きな要因とされ，これを制御抑制することが，未だに大きな課題であり，国立点火装置 National Ignition Facility（NIF）に代表されるように米国では，これを避けるように間接照射方式をまず第一優先で考えている．Lindl の教科書に詳しい[2]．レーザーを一旦，別のターゲットに当て，インコヒーレント X 線を発生させて，これで爆縮する方式である．

近年，ホットスパークを後から形成することが提案された．高速点火慣性核融合という[3]．高速点火慣性核融合の概念は，まずカプセルを高密度に爆縮しておく．このときは，ホットスパークが自己形成されることを前提とせず，均一高密度，したがって均一温度状態を考える．Isobaric かつ Isochoric とも言える．その状態は，爆縮の終了後の減速相または停留相において実現し，100 ps 前後続くであろう．ここで外部から，ホットスパークを形成できれば，最初の不安定性の問題などかなり緩和され，慣性核融合の現実味が増大するであろうというところに，PW レーザーの出現で俄に現実味が出てきた．

それにしても，レーザーは，基本的に遮断密度付近までしか到達できない．10^{21} cm^{-3} 程度であり，コア中心は 10^{25}

author's e-mail: yoneyosi@ile.osaka-u.ac.jp, kitagawa@gpi.ac.jp

This article is based on the invited talk at the 21th JSPF Annual Meeting (2004, Shizuoka).

cm^{-3}であり且つ200 μmないしそれ以上離れている．

これだけの高密度のなかをこれだけの距離離れて，有効にコアプラズマ内にホットスパークが形成できるかどうか，確信がもてるものではない．

前にコーンガイド付き球殻ターゲットで，PWレーザーをこのガイドを通して照射することにより，中性子発生量の増加に成功した[4-6]．なるべく高密度コアの近くまでレーザーを到達させようとの意図で，この場合，中心から100 μm以下である．このときは，コーンガイドのために，爆縮そのものの対称性は，犠牲になった．コーンガイドそのものについても研究されている[7-9]．コーンなしでプラズマ中にチャンネルを形成して，レーザーを伝搬させる研究も広範囲に行われている．例えば[10,11]である．コーンガイドを言い換えれば，高速点火には，爆縮用とチャンネリング用と高速点火用とのの3種のレーザーが別々に必要とされてきたということでもある．

本論文では，コーンガイドなしで，しかもチャンネリングレーザーなしに，直接にPWレーザーでの高速加熱を行った．PWレーザーで発生する大電流電子ビームはそれ自身で収束し，ガイドなしでも効率よくコア加熱に寄与することが，2次元のPICシミュレーションから期待されるからである[12]．PWレーザーを爆縮用激光XII号レーザーと完全同期させ，これによって自由に照射タイミングを変化させることができる[13]．激光XII号レーザーによる球殻爆縮の解析は，1次元流体コード（1-D ILESTA）によって行われる[14,15]．

遮断密度付近で吸収されたPWレーザーは，2温度の電子を生成する．200 keVおよび2 MeVである．これらの衝突レンジは，コア径より遙かに大きく，古典的にはほとんど相互作用は期待できないが，集団過程によって加熱に寄与するらしいことが期待される[16]．実際発生した高速電子は，前方30°の狭い角度に放出される．これがコアプラズマを高速に加熱し，DD中性子の発生量を全立体角あたり最初$(1.0\pm0.6)\times10^6$から$(4.1\pm1.2)\times10^6$まで増加させた．しかも爆縮後の80±20 psのせまい時間幅だけである．

爆縮時，コアからの2−3 keV X線輻射の増加は，正確に中性子発生タイミングと一致する．高速電子が真空容器に衝突して発生する制動輻射の減少もほぼ一致する．これらの結果から，PWレーザーを直接に照射することによって，チャネリングレーザーなしで，容易に高速加熱できることが明らかとなった．

2．実験装置と爆縮パラメーター

PWレーザーは，プリパルスのないNd：ガラスレーザーで，出力0.9 Petawattである[13]．光パラメトリックチャープ増幅（Optical Parametric Chirped-pulse Amplification : OPCPA）がPWレーザーに始めて導入され，プリパルス比が1.5×10^{-8}以下に抑えられている[13,17]．

波長1.053 μmで，パルス幅0.6〜0.7 ps，ターゲット上のエネルギーは，誤差を1σの標準偏差で表して，190±40 Jである．Fig. 1に，PWレーザーの圧縮容器とその右側の集光鏡容器，激光XII号ターゲット容器の写真を示す．軸外し放物面鏡（OAP）（軸外し角21°，焦点距離3.8 m，Fナンバー7.6）で口径50 cmのビームをスポット径$r_0 = 15$ μmまで集光した．集光円にはいるエネルギーは30%程度．集光強度は$I_L = 1\times10^{19}$ Wcm^{-2}である．発振器段のチャープパルス出力の一部を分けて，激光XII号の前置増幅器に注入した．これにより爆縮，加熱両レーザーは完全同期させることができる．核融合用大型レーザー装置で，レーザー光そのものによって長パルス光と超短パルス光を同期した例はない．

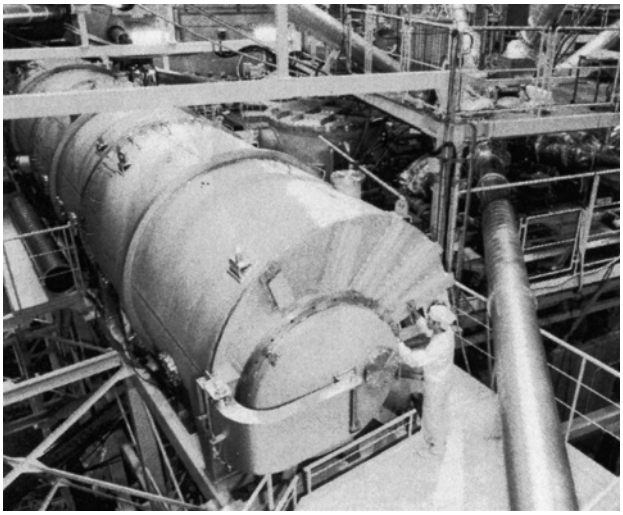

Fig. 1　Compression chamber of PW laser: 11.5 m in length and 2.7 m in diameter. Beam comes into the other end at the left upper corner. Hatch on the back end has been used as the PW Module compressor hatch. You can compare the compressor sizes between PW Module and PW. Focusing chamber is in the middle. Target chamber is at the right hand side, to which the 12 beam ducts from GEKKO XII concentrate.

PWレーザーによる加熱効果を上げるためには，そのエネルギーが高いほうがよい．ターゲットプラズマの密度は，高い方が高速電子の吸収が大きいので，こちらは密度が高いほうがいい．しかし，爆縮によって高密度を得ようとすると，必然的にコアの内部エネルギーが増大し，イオン温度があがって加熱効果が見えにくくなる．現在実現できるパラメータの範囲は，コアの密度が初期密度の100倍以上で，コアの内部エネルギーが精々PWレーザーのエネルギーの数倍までにする事が望ましい．この条件が達成できるよう，ターゲット直径，厚さ，爆縮レーザーのパルス幅，エネルギーをパラメータとして，1次元流体コードによって最適ターゲットを選択した．

爆縮ドライバーは，ランダム位相板（RPP）を通して断面を滑らかにした波長0.527 μmの激光XII号レーザービーム12本である．照射深度は，ビームコーンの側壁がターゲットに接するようにした（Tangential illumination）．照射エネルギーは2.34±0.45 kJ（以下すべて誤差は標準偏差値），パルス波形は，3次の超ガウス分布，すなわち，$\exp(-(t/t_0)^3)$の形をとり，$t_0 = 1.3$ nsとした．全実験を通じて，12本のビーム間のエネルギーバランスは，93± 3 %．ターゲット直径は，501±12 μm，厚みは6.9±0.62 μmであ

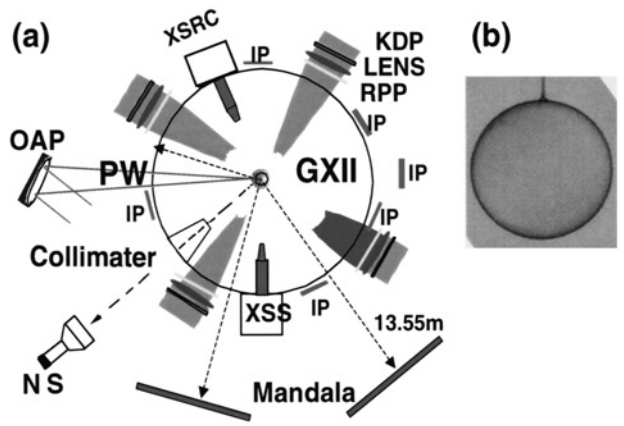

Fig. 2 (a) Setup of PW laser, a CD shell and GXII beams: RPP, random phase plate; OAP, off-axial parabola of F/7.6: XSRC, X-ray streak camera; XSS, X-ray streak spectrometer; and IP, imaging plate. IP is distributed on the equatorial line. A neutron plastic scintillator (NS) is at 3 m apart and 43° backward. (b)CD shell target of 500 μm in diameter and 7 μm in thickness with no gas including.

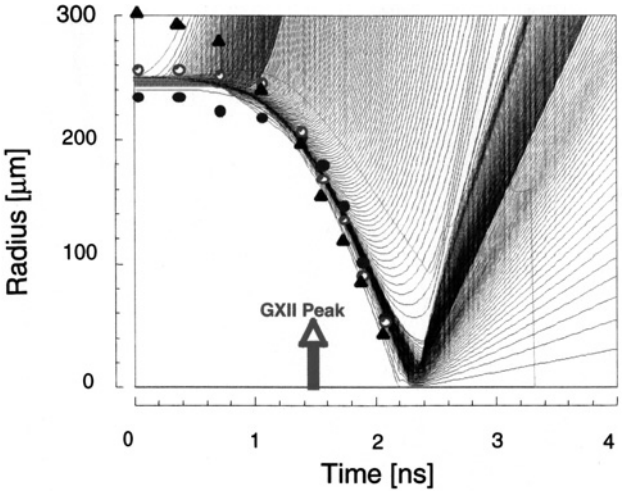

Fig. 3 1-D ILESTA flow chart of CD shell: diameter 509 μm, thickness 6.6 μm, GXII laser 1443 J. Experiment #26615 (solid circles: pinhole-rightside, open circles: pinhole-leftside, triangle:slit)

る．ターゲット球殻内にガスは封入していない．Fig. 2(a)が激光 XII 号ターゲット容器内部の配置図，(b)が CD 球殻ターゲットの写真である．アブレーション面からの X 線輻射のピンホール像をストリークカメラで撮り，そのトレースを 1-D ILESTA の爆縮流線図に載せたのが，Fig. 3 である．半径方向左右の爆縮の多少のアンバランスが，白丸と黒丸に反映される．ピンホールの代わりに，一次元スリットでとったものが三角である．Fig. 3 の流線から予測すると，最大爆縮の前後 2～2.2 ns の間，レーザーが吸収される遮断密度点は，ターゲット中心から 200 μm 付近にある．この点に集光することになるが，PW レーザーのレーリー長は $z_R = \pi r_0^2/\lambda \sim 670\ \mu m$ と大きく，実際には集光点位置はあまり問題にはならない．ただスポット径が大きいということで，二次元の PIC 計算でもしばしば現れるように，フィラメンテーションが起こって，ビームが細かく枝分かれしてしまう危険性が残る．

PW レーザーによって遮断密度点で発生し，高密度コアプラズマをすり抜けた高速電子は，真空容器壁に衝突し，制動輻射 X 線を放出する．容器壁は，ステンレス鋼（SUS 314）製で直径 1.6 m，厚さ 8 cm である．Fig. 2 (a)のように，イメージングプレート IP（Fuji BAS-SR2025）を容器外周赤道上に10枚均等に貼り付けた．IP の電子エネルギーに対する感度特性は，11.5 MeV までは下がっていくが，それ以上ではほとんどフラットで 100 MeV までは 0.007 PSL/electron ± 10%[18]．PSL は，相対的な IP 単位で Photo-Stimulated Luminescence の略である．

3 m の位置で，高速プラスチックシンチレータ（BC-422）（NS）を用い，D-D 中性子の飛行時間測定法を行った．方向は，レーザー入射軸に対し後方43°．シンチレータの直径は，10 cm，長さ 5 cm．図中のコリメータは，真空容器などからの散乱中性子をさけるため，プラスティックと鉛からなる[19]．プラスチックは散乱中性子を抑えるが，その結果出てくるガンマ線を鉛で抑える必要がある．検出立体角は 8.7×10^{-4} sr．このシンチレータの中性子検出効率を校正するため，「マンダラ」での爆縮中性子スペクトルの同時計測を行った．これは，1 枚のパネルにシングルヒットシンチレータを421個並べ，2 台を組として，ターゲットから 13.55 m においたものの呼称である[20, 21]．ただし，マンダラは，爆縮 GXII 号照射のみでは正常に動作するが，PW レーザー照射時は，制動輻射ガンマ線によって正常動作が難しいので，毎ショットの同時計測はできない．

3．爆縮流線図上での照射タイミングと中性子増加

加速相の最後，停留相の始まりを，第一衝撃波が中心から反射し（反射衝撃波），爆縮殻の本体と出合うところと定義する．GXII レーザーのピークから，800 ps の時点である．Fig. 4 (a)の流線が，そのところを拡大したもの．ショットごとにターゲット，レーザーすべてのパラメータが少しずつ変化するので，その結果，タイミングも移動する．そのため，ショットごとにシミュレーションを実行した．したがって，Fig. 4 から Fig. 7 まで，横軸の時間はショットごとの相対値である．ショット条件のばらつきを考慮したシミュレーションによって，停留相の始まりに対する PW レーザーの入射時刻を精度よく決定ができるようになった．

ストリークカメラの読み取り精度は，GXII レーザーと PW レーザーをガラスロッドに同時照射して評価した結果，± 20 ps 以内である．Fig. 4 (a)の点は，PW 照射タイミングに対して熱中性子（熱核融合反応中性子をいう，2.45 ± 0.2 MeV）発生量をプロットしたもの．60 ps から 100 ps の狭い範囲だけで，熱中性子発生量が全立体角あたり（1.0 ± 0.6）× 10^6 から（4.1 ± 1.2）× 10^6 に増大する．GXII レーザーのエネルギー 1.4 kJ に対して PW レーザーはその10%であるが，爆縮コアの内部エネルギーは 50 J と見積もられ，それと同程度なので，温度上昇，中性子量増加は見込まれる．コーンガイド照射実験では，GXII レーザーが 9 ビームで中性子発生量は10^4のオーダで，相対的にPW レーザーによる

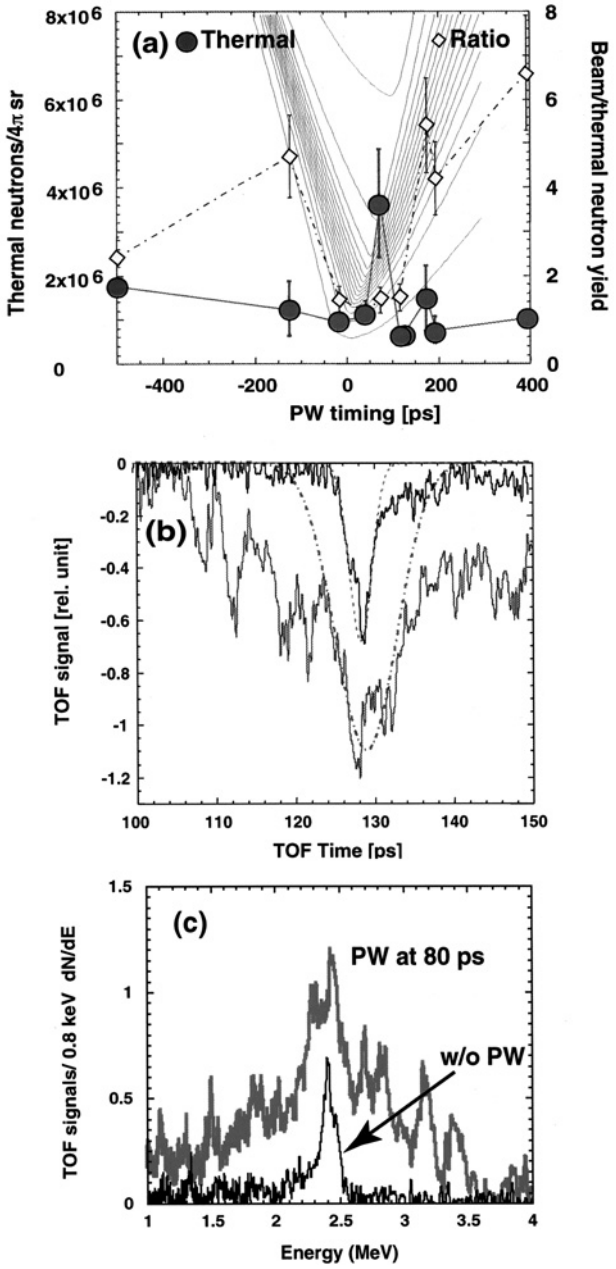

Fig. 4 (a) Thermal neutron yield for 4π sr (dot) and the ratio of beam fusion neutrons (1.5 to 3.5 MeV) to thermal one (2.45±0.2 MeV)(diamond) vs. PW timing. Flow lines:1-D ILESTA shell radius (0 to 60 μm). Horizontal error is ±40 ps. (b) DD neutron TOF signals. Upper without PW; lower with PW laser of 187 J at +80 ps. Dashed lines are Gauss fittings to upper: $-0.68\exp\{-[(\tau-129)/2.14]^2\}$, and to lower; $-1.1\exp\{-[(\tau-129)/5.5]^2\}$, respectively. τ in ps. (c)DD neutron vs. neutron energy.

増加量は大きい．

さて，Fig. 4(a)の60 psから100 psの窓の外では，一旦160 psの時点で非照射の値に落ち込み，160 psと200 psに小さい第2ピークがみられるが，それ以外のところには，熱中性子の増加が見られない．この第2ピークの時点はすでに停留相から，膨張相に入っている．Fig. 4 (b)は，PWレーザーを照射した時としない時の，熱核融合中性子の飛行時間波形（TOF）の比較をしたもので，破線は，それぞれにガウス分布曲線をフィットさせた．無照射時$-0.68\exp\{-[(\tau-129)/2.14]^2\}$，が，照射時$-1.1\exp\{-[(\tau-129)/5.5]^2\}$となる．$\tau$はps単位．ピーク値の増加だけでなく，パルス幅も2.14 psから5.5 psに広がっている．重水素イオン温度に直すと，0.81 keVが1.2 keVに加熱されたことになる．(c)は，(b)の横軸をエネルギーで読み替えたもの．1-D ILESTAでは，熱中性子発生量は，イオン温度の5乗に比例するので，この1.4倍の温度上昇から，1.4^5〜5となる．これは，実験の最大増大率〜5に合う．

それに反して，ビーム中性子（重水素原子に，高エネルギーの重水素ビームが衝突して核融合反応を起こす結果で，重水素ビーム方向にドプラーシフトする．これを避けるために垂直方向から観測する．）はあらゆるタイミングで発生する．2-D PICコードで，PWレーザーの90%は高速電子に変換されるが，4%は重水素イオンに行く[12]．これらはコア周辺のプラズマ中の冷重水素イオンと衝突して，数MeV以上に広がるビーム中性子を発生する．イオンの相互作用は周辺プラズマが主で，ほとんど爆縮コアに到達しないので，照射タイミングにあまり関係しないのではないかと思われるが，確定的でない．(b)，(c)でPWレーザー照射時，熱中性子信号の前後の多数のピークは，ビーム中性子によるものと思われる[22]．

(a)のダイアモンドは，1.5から3.5 MeVの間のビーム中性子量と熱中性子量との比をとったもので，停留相のうちの100から160 psの間では，1.5まで下がる．その他のタイミングでは，3から7倍になる．理由は今のところわからない．特に後の膨張相は，コアが崩壊して乱流気味になっているらしく，圧倒的にビーム中性子の発生が多い．対応する重水素のビームの速度広がりは40 keVに及ぶ．

4．爆縮コアプラズマの高速加熱とX線輻射の増加

前節で，停留相では，熱中性子がビーム中性子に比して，他の相より相対的に多くなることがわかったが，熱中性子自体が爆縮コア内部で発生しているのか，周辺プラズマで発生しているのか確認できない．すなわち，コア自体が加熱されているのか，周辺プラズマのみが加熱されているのかである．このことを明らかにするため，X線分光ストリークカメラ（XSS）によって，コア発光の時間変化を観測した．検出したのは2−3 keVの範囲である．XSSのピークは，停留相が始まって100 ps後に見られることが実験でも，Fig. 5(a)の1-D ILESTAでも，エネルギー領域は1 keVほど低いが，一致して観測される[23]．そのピークは，PWレーザーが熱中性子増大ピークを生むタイミングと正確に一致する．その様子をFig. 5(b)に示す．これは，(a)に対応する実験結果で，ピークを中心に±600 psの幅を拡大したもの．細い線，破線は，タイミングの合わないところ，ないし照射のない時に対応する．このXSSピークの増大は，(d)図の白矢印の示すように，爆縮のX線発光像の中の水平の輝線として，非照射の左図では弱いものが，右の照射時ではかなり鮮明となる．

後のFig. 7に示すように，XSSの強度をPWレーザー照射タイミングに対してプロットすると，80 psと180 psの

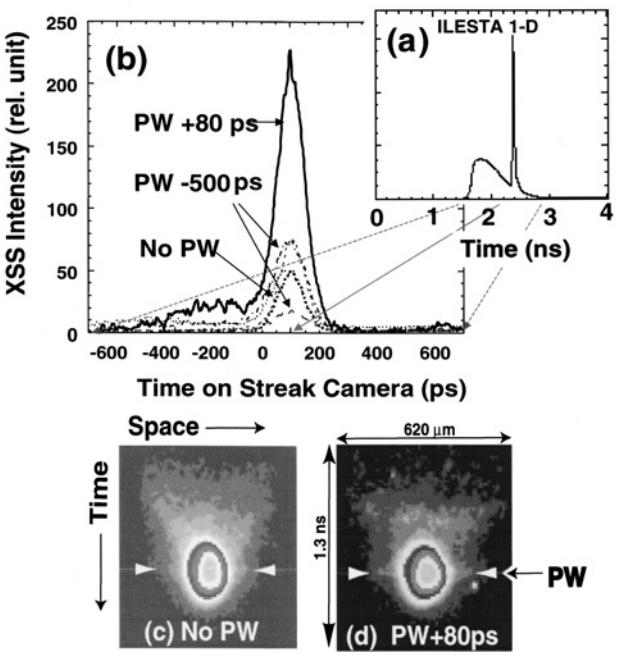

Fig. 5 (a) 0.05 to 1.52 keV X-ray emissions calculated by 1-D ILESTA. Peak is at 100 ps after first shock bounce. (b) Time history of X-ray core emission from XSS with PW (bold line) and without or with but at -500 ps (dashed and dot lines). Peak intensity at compression is plotted in Fig. 7. (c) X-ray streak image without PW laser and (d) with PW at +80 ps. Full scale: 1.3 ns × 620 μm. The white arrows show the XSS peak timing.

二つのピークがあり，正確に Fig. 4(a)の中性子ピークと一致する．流体シミュレーションの結果を考えると，XSS 発光はコア発光であり，加熱によって爆縮コアからの発光が増大したとすると，PW レーザーによってコアが加熱されたことが言える．

5．高速電子発生角度分布

PW レーザーによる高速電子の発生角度分布は，Fig. 6 にあるようにレーザー軸まわり全角30°で，後節で議論するように2-D PIC の高速電子発生分布と結果と一致する．当初は，コアプラズマおよびその周辺で散乱されて，もっと広がるものと思われた．軸上 0°の実験点プロットがないのは，ちょうどプラスチックの観測窓に重なり，制動輻射が周囲のステンレス容器上の値の10^{-2}となったからである．輻射は，後方にも観測されたが，その強さは，前方の 2×10^{-4}倍である．最小円はノイズによる測定限界を表す．

Fig. 7 は XSS の強度を PW レーザー照射タイミングに対してプロットしたもので，80 ps と 180 ps の二つのピークは，正確に Fig. 4(a)の中性子ピークと一致する．Fig. 7 にまた，前方12°（黒丸）と 5°（白三角）の制動輻射ピークをプロットすると，その減少は 80 ps のピークと一致する．後の 180 ps のピークのところでの減少は観測されなかった．このタイミングでは，熱中性子，X 線コア発光のピークはみられるが，制動輻射には変化が見られない．実験は再現性がある．制動輻射は，かなり高いエネルギー電子成分による硬 X 線で，中性子加熱や，XSS 発光は，比較的低いエネ

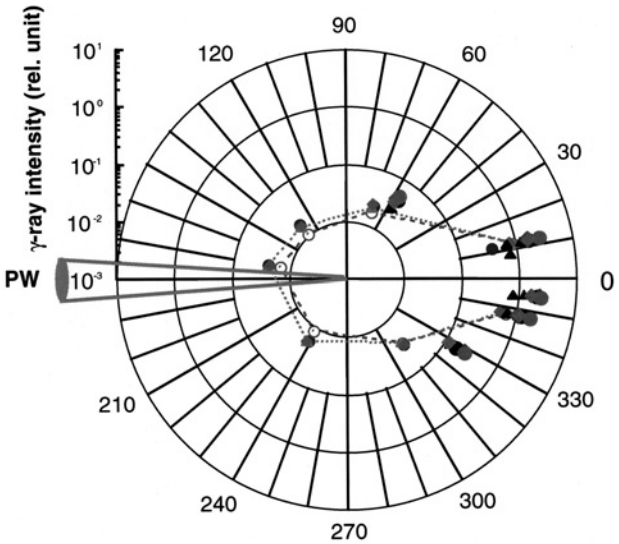

Fig. 6 Angular distribution of Bremsstrahlung emissions are plotted in logarithmic scale. 10 different marks correspond to 10 different shots. No data on 0° axis, because of a plastic window. The smallest circle shows a noise level.

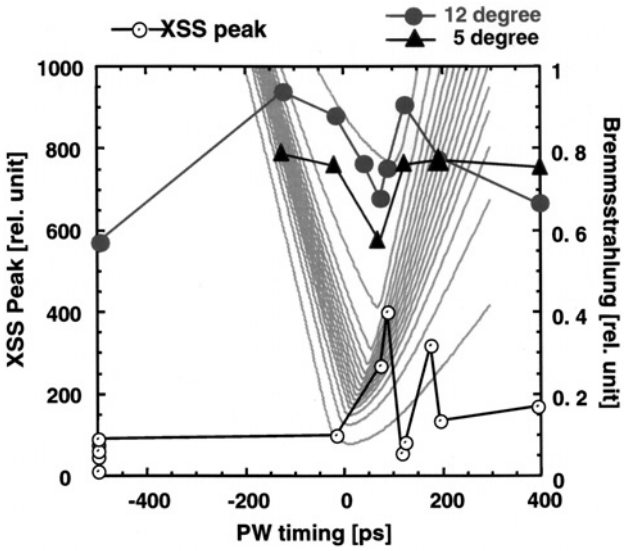

Fig. 7 Two XSS peaks (circle) at 80 and 180 ps agree with neutrons' peaks in Fig. 4(a). Bremsstrahlung (small dot to 12° to the PW axis and small triangle to 5°) have a sharp dip at the first neutron peak.

ルギーの電子成分の寄与が大きいので，その差が現れたのかもしれない．また，1 次元の流体コードでは現れない爆縮の 3 次元的振る舞いが関与するのかもしれない．その理由はいまのところ不明．前のピークの減少量から，高速電子の吸収量は30%と見積もられる．高速電子への PW レーザーからの変換は90%とされるので，PW レーザーエネルギー 190 J のうち集光量30%の 0.3×0.9×0.6 倍，すなわち 10 J がコアに吸収されたことになる．最後の 0.6 は，高速電子の高温成分の割合である．高速電子すべてを入れると 15 J 程度となる．一方，中性子の増加から，温度上昇は 1.4 倍である．それがコアの内部エネルギーの増加とすると，増加分50 J×0.4=20 J は，PW レーザーによるものとしてそ

れほど矛盾がないように見える．生成電子は 200 keV の低温成分と 2 MeV の高温成分が考えられるが，ここでは制動輻射に関与する高温成分のみ考慮した．低温成分については，考慮していない．

6．2D-PIC による PW レーザーの進入と電子，イオンの生成

1-D ILESTA で与えられる密度分布（Fig. 8 (a)）をもとに，2-D PIC コードによって，遮断密度での PW レーザーの侵入の様子を調べた[12]．レーザーの入射強度は，2×10^{19} cm^{-2}，パルス幅は 275 fs，スポット径は 10 μm とした．実験条件と同一のものは，容量の関係からむずかしいので，できる範囲のパラメータを用いたが，その前後ではあまり大きな変化はないようである．

Fig. 8 (a)の左端からレーザーが侵入し，そのときを時間起点とする．(a')は，パルス通過から 425 fs 後（パルス立ち上がりから 700 fs）のイオン密度 2 次元分布で，イオンは，ビームの脇に掻き寄せられ，先端は 10 μm 程度オーバーデンス（遮断密度以上の高密度領域）側に侵入している．(b)は，そのとき発生する高速電子の位相図（運動量分布で，x がレーザー軸方向，y が垂直方向）である．数 MeV 以下の電子は，温度 220 keV で，ほぼ等方に分布するが，高エネルギー成分は，30° コーン内に集中する．この角度は，Fig. 6 の制動輻射の分布と一致する．そのスペクトルの傾きは，(c)にあるように，1.3 MeV．しかも全電子エネルギーのうち，エネルギー分配率は60%である．これがコアを加熱したと考えられるが，このような高エネルギーの電子の古典的なストッピング距離は，mm を超えるので，何らかの異常抵抗の存在が必要となる．千徳らは，高速電子流が磁場揺動を励起し，異常抵抗を引き起こす結果，密度～10^{25} cm^{-3}のコアプラズマで，1 MeV電子は30 μmで停まることを示した[16]．

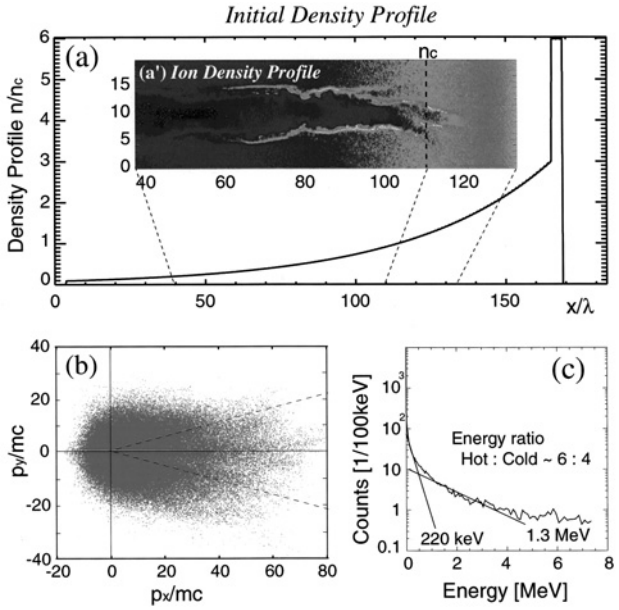

Fig. 8　(a) The ion density profile around the critical density used in 2-D PIC code; (a′) Ion density profile snowplowed by laser at 700 fs, which penetrates 10 μm into overdense region. (b) Electron phase map from 2-D PIC code at 700 fs. (c) Hot electron energy spectrum in the cone. Hot electron temperature is 1.3 MeV and cold electron temperature is 220 keV. Energy ratio of hot to cold is 6:4. x, y directions are PW axial and transverse ones, respectively.

Fig. 9 は遮断密度付近で生成された重水素イオンの位相図（運動量分布）で，レーザー軸方向よりも横方向に強く加速される．Fig. 8(a)に示されるレーザーの横方向への掃き寄せ効果と思われる．

さて，生成された高エネルギー電子と高速イオンが一方向から飛来して，球対象爆縮プラズマのどこにエネルギーを付与し，温度分布がどうなるのかを数値計算するには，3 次元のシミュレーションが必要となる．ここではその予備計算を行った．径方向密度分布が Fig. 10 のとき，中心から200 μm離れたところにFig. 8で得られる電子および Fig. 9 で得られる重水素イオンの点線源があるとして，そこからの角度と距離ごとに，エネルギー付与とそれに対応するプラズマの電子，イオンの加熱を解析的に求めた．粒子のプラズマへのエネルギー付与は，参考文献[24]の式を用いて求めた．その結果を示したのが Fig. 10 である．加速された重水素イオンは 10^{23} cm^{-3} 以上の高密度域には侵入できないで，図に示されるように，それ以下の周辺プラズマを加熱する．ここでの中性子発生に関しては，重水素イオンと直接衝突してビーム核反応中性子を発生する効果が著しい．熱核融合反応は，密度の 2 乗に比例するため，熱中性子発生は，遙かに高密度のコアのほうでの高速電子によるものが顕著になると考えられる．ただ手計算のため，電子，イオンの分布，エネルギー付与，プラズマ分布等平均化や簡単化をしたので，絶対値は正確ではない．電子の加熱効果が大きくないのは，電子の発散角度が，2-D PIC で予想されるよりも実際はもっと狭く絞られているためか

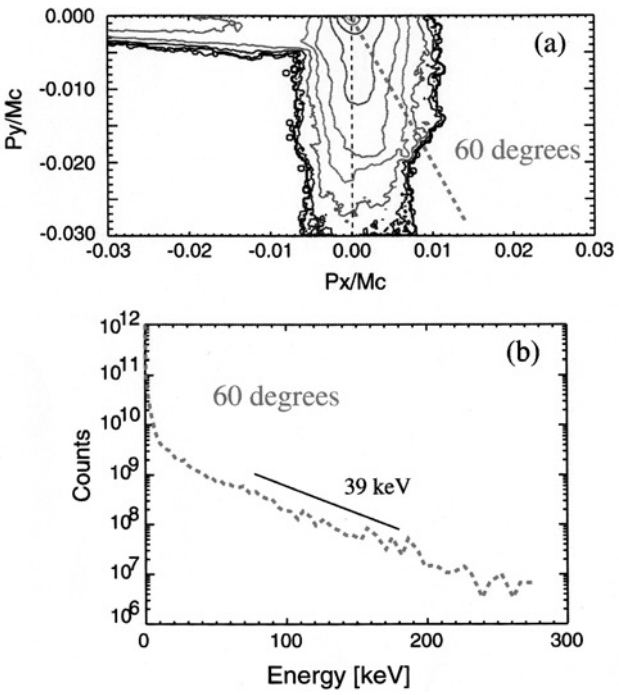

Fig. 9　(a) Deuteron phase map at 700 fs after the laser pulse. (b) Deuteron spectrum to the 60° from the laser axis.

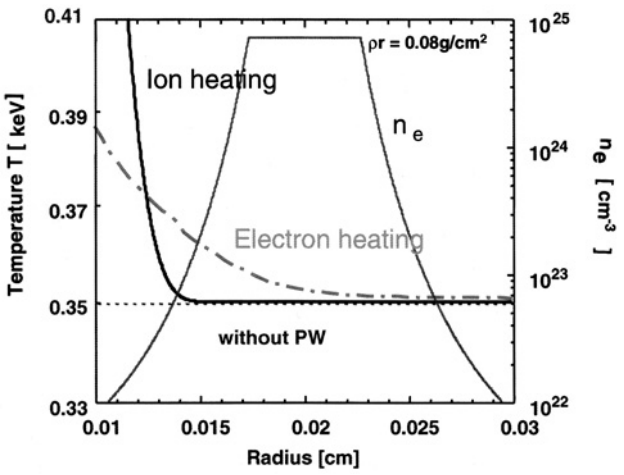

Fig. 10 Simple estimation of deuterons and electrons heating of imploded plasma. Deuterons heat only the peripheral plasmas under 10^{23} cm^{-3}, while the hot electrons penetrate into the central region and heat all over the core.

もしれない．それでも加熱効果の傾向は掴めるものと思われる．

7．結論

球対称に均一爆縮した重水素ポリスチレン（CD）球殻ターゲットの爆縮コアプラズマに，ペタワット（PW）レーザー（エネルギー 200 J，パルス幅 600 fs）をガイドコーンなしで直接照射し，高速加熱（高速電子による加熱）を試みた．照射タイミングは，爆縮停留相の始まりから 80±20 ps の間の狭い範囲の窓だけが有効であることがわかった．そこでは，PW 照射，加熱の結果，熱核融合反応の DD 中性子の発生量は全立体角あたり $(1.0\pm0.6)\times10^6$ が $(4.1\pm1.2)\times10^6$ に，つまり 4 から 5 倍増加した．このタイミング窓では同時に，爆縮コアからの X 線輻射の強度が増加し，高速電子に由来する制動輻射の X 線は逆に減少した．

PW レーザーは，爆縮コアのまわりの遮断密度付近で吸収され，高速電子を発生するが，その発生角度は，前方30°という狭い角度であることが判明した．そのため，発生した高速電子は，有効に爆縮した高密度コアプラズマに吸収され高速加熱し，その結果，X 線輻射，DD 中性子が増加したと思われる．コアプラズマ（内部エネルギー 50 J）の温度上昇は 1.3 倍程度と見積もられた．この増加分は高速電子の吸収分 10～15 J と一致する．これらから，PW レーザーによる直接爆縮コアの高速加熱が期待できるようになった．

8．謝辞

PW レーザー建設，運転に関わった阪大レーザー研の藤田尚徳，吉田英次，松尾悟志，川崎鉄次他，PEII，GOD，MT，Th グループの方々，また山中龍彦元センター長，井澤靖和前センター長，三間圀興現センター長を始め，センターの方々に感謝の意を表する．

PW レーザー建設は，平成11年度補正予算「高速点火基礎実験装置」措置によってなされた．またこの研究は一部，学術創成「ペタワットレーザーによる高エネルギー密度プラズマの研究」（平成15～19年，課題番号15GS0214）に関する共同研究，科学研究費補助金（基盤研究B）「ペタワットレーザーとキャピラリーターゲットによる高品質 GeV 電子の加速」（平成16～17年，課題番号16340182-00）の各研究費にもよった．

参考文献

[1] K.A. Brueckner and S. Jorna, Rev. Modern Physics, **46**, 325 (1974).
[2] John D. Lindl, *"Inertial confinement Fusion: The Quest for Ignition and Energy Gain Using Indirect Drive"*, (AIP Press, Springer-Verlag, New York,1998).
[3] Max Tabak *et al.,* Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
[4] R. Kodama *et al.,* Nature **412**, 798 (2001).
[5] R. Kodama *et al.,* Nature **418**, 933 (2002).
[6] P.A. Norreys *et al.,* Phys. Plasmas **11**, 2746 (2004).
[7] R.B. Stephens, *et al.,* Phys. Rev. Lett. **91**, 185001 (2003).
[8] Y. Sentoku *et al.,* Phys. Plasmas **11**, 3083 (2004).
[9] M.H. Key *et al., Proc. on Inertial Fusion Science and Applications 2003,* ed. by B,A, Hammel, D.D. Meyerhofer, J. Meyer-ter-Vehn and H. Azechi, (American Nuclear Society, Inc. Illinois 2004) p.353.
[10] Z. Najmudin *et al.,* Phys. Plasmas **10**, 438 (2003).
[11] T. Matsuoka *et al., submitted to* Phys. Rev. Lett.
[12] Y. Sentoku *et al.,* Phys. Plasmas **5**, 4366 (1998).
[13] Y. Kitagawa *et al.,* IEEE Q E **40**, 281(2004).
[14] H. Azechi *et al.,* Laser and Particle Beams **9**, 193 (1991).
[15] H. Takabe *et al.,* Phys. Fluids **31**, 2884 (1988).
[16] Y. Sentoku *et al.,* Phys. Rev. Lett. **90**, 155001 (2003).
[17] H. Yoshida, E. Ishii *et al.,* Opt. Lett. **28**, 257 (2003).
[18] 高橋輝吉，佐藤隆史，藪内俊毅 他：放射線 **28**, 203 (2002).
[19] H. Habara, *et al.,* Phys. Plasmas **10**, 3712 (2003).
[20] N. Izumi *et al.,* Rev. Sci. Instr. **70**, 1221 (1999).
[21] N. Izumi *et al.,* Phys. Rev. E **65**, 036413 (2002).
[22] Y. Kitagawa *et al.,* Phys. Plasmas **9**, 2202 (2002).
[23] K. Fujita *et al.,* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **58**, 585 (1997).
[24] James J. Duderstadt, Gregory A. Moses, *"Inertial Confinement Fusion"*, (John Wiley & Sons, New York, 1982), Ch.5, p.163-173.