

| Title | クライオターゲット基礎実験 |
|--------------|-----------------------------------|
| Author(s) | 田中,和夫 |
| Citation | 核融合研究. 1992, 68, p. 71-77 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/3398 |
| rights | |
| Note | |

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

クライオターゲット基礎実験

田中和夫

(大阪大学レーザー核融合研究センター) (1992年8月6日受理/1992年9月10日改訂原稿受理)

Basic Experiments on Cryogenic Deuterium Targets

Kazuo A. Tanaka

(Received August 6, 1992 / Revised Manuscript Received September 10, 1992)

Abstract

Basic properties of deuterium plasmas are studied with 527 nm laser. Shock wave and high energy electrons are experimentally observed and are discussed in terms of preheat. Sources of the hot electrons and shock characteristics are discussed.

Keywords:

deuterium target, shock wave, hot electrons, preheat, corona instabilities,

1. まえがき

レーザー核融合において、点火や高利得領域に 足を踏み入れる際、球殻状ターゲット内に重水素 燃料層をもつ構造が必要であると考えられてい る。球殻(シェル)内に燃料をドープしたり、重 水素をガス状態でプラスチックシェルや、ガラス シェルに封入したものも、これ迄のところ実験に 使用されてはきた。只、こういった構造をもつ ターゲットでは、球状爆縮の安定性、一次元性、 核融合反応を、一次元、二次元の流体コードシ ミュレーションと比較して、爆縮のプロセスを理 解することに主眼がおかれてきた。それに対し て、高利得を必要とするようなターゲットでは、 燃料層のエントロピーを低く抑え、その初期密度 を高くとり、利得に要するに充分な燃料質量を もっていることが要求される。勿論、この高利得 ターゲット構造は、従来のプラスチックシェル、 ガラスシェルを用いた多くの実験及び理論の結果 から明らかとなった球状爆縮を最後迄維持するた めの必要条件は全て満たしていなければならな い。最近の実験では、球対称爆縮性能は一段と向 上し、固体密度の600倍¹⁾にまで、爆縮プラズマ は圧縮されている。この到達密度は点火に必要と される密度に匹敵するものである。同時に充分な プラズマ温度が達成されれば、上で述べた点火、 高利得の領域へ足を踏み入れることが可能とな る。

現在までのところ、プラスチックフォーム (ス

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565.

71

ポンジ状) 球殻の中に、液体もしくは固体重水素 を含浸させたもの、プラスチック球殻の中に固体 重水素燃料層をもつものなどが考えられ、実際に 実験も行われてきた。後者のターゲットは、主に 二種類に分けられる。プラスチック球殻の中に、 二重及び三重水素の固体層をもつものは、燃料三 重水素から発生するβ粒子の加熱によりある時間 放置しておくと固体燃料層が、自然に平滑化さ れ、均一な厚みとなる。もう一つの種類は、均一 な燃料層を形成するために、プラスチック球殻内 側に、プラスチックフォーム層をもうけ、これに 重水素を含浸させるものである。こうしたター ゲットを実際に実験に用いる場合、

- (1)重水素燃料層の特性として液体、固体状態となる温度、飽和蒸気圧、固体状態でのマイクロストラクチャ、温度制御精度、温度分布、周囲黒体輻射場からの影響。
- (2)重水素燃料層のターゲットシェルとしての 特性として、状態方程式、熱電子による先 行加熱の度合、衝撃波による加熱の度合。
- (3) フォーム構造の流体力学的不安定性に及ぼ す影響

を前もって調べておかなければならない。

ここで述べるクライオターゲット基礎実験は主 に上のカテゴリーで(2)の項目にあたるところ を担当する。

2. 実験

実験に使用したレーザーシステムは、激光X II 号ガラスレーザーの2倍高調波である λ =527nmを用いた。12本のビーム当たりの出力 は700J/beamもしくは全ビーム出力8kJであ る。パルス時間波形は半値巾1nsecの Gaussianもしくは半値巾1.8nsecの2つの Gaussianパルスを足し合わせたものを用いた。 各ビームには集光用レンズの前にランダム位相板

(RPP: random phase plate) 2^{2} を配した。 RPPは多数の $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 角のセグメントから なりランダムにレーザー光の位相を0もしくは π にわけて集光するものである。集光パターンの強 度分布は大変一様になりレーザー集光パターンに

特有の回折リングやホットスポット等はなくな る。レーザーの集光強度は比較的、精度良く定義 できる。ターゲットは、低原子番号(乙)、低密 度のプラスチックフォームに、重水素(D₂)を含 浸させたものを用いた。重水素を液体状態で フォーム中に含浸させるためにはクライオ装置を 用いる必要がある。専用のクライオスタットが開 発され、実験用ターゲットチャンバーに設置さ れ、標記ターゲットは全てチャンバーにて準備さ れ、レーザー照射実験に供された³⁾。ターゲット 形状は平面ターゲットもしくは球殻状ターゲット が用いられ、フォームの密度[(C_gH_g)n]は50mg/ cm³、平均原子番号は 1.2、平面ターゲットに は、小量のNaを含むプラスチック層(Carboxylmethyl-cellulose, CMC)が数µmコートされ たものを用いる場合もあった。クライオ温度 20K(ケルビン)前後では重水素は液体であり、 この温度で、フォーム層への含浸が行われる。そ の後、温度を更に下げ、18K以下にして、固体重 水素層を形成する。フォームのキメの細かさは典 型的には2-3µm以下であった。

測定には各種の計測器が用いられた。16チャン ネルのプラズマカロリーメータは、均一にチャン バー内壁に配置され、レーザー光のクライオター ゲットへの吸収を測定するのに用いた。60keV 迄のX線エネルギースペクトルは、各種X線フィ ルターと、金属薄膜からのX線による蛍光放射を 利用した Filter Fluorescer X-ray (FFX)検 出器にて測定した。平面状重水素フォームター ゲット実験では、レーザー照射側と反対側(ター ゲット後面)のレーザー光集光スポット内(径約) 600 µm) のうち中心部150 µmを時間分解して 測定した。レーザー照射により、様々なプレヒー ト(前駆加熱)コンポーネントがターゲット内を 異なる速度で伝播し、ターゲット後面に到達し後 面を加熱する。この加熱は約数10eVの温度に達 し、紫外から可視光領域においては黒体輻射に近 いスペクトル発光分布をすることが知られている ⁴⁾。実験ではこの黒体輻射発光を Schwarzschild顕微鏡で空間分解し、S-20ストリークカ メラを用い時間分解した。観測光の波長選択は、



図1. 液体重水素ターゲット (プラスチックフォーム中に含浸させたもの)後面の発光の時間分解測定。70µm、90µm、150µmの厚みのターゲットを3.4×10¹⁴ W/cm²の強度の527nmのレーザー光で照射。 急峻な立ち上がりは衝撃波によるもの。これはターゲットの膜厚を増すことで、発光のタイミングが遅れる。 衝撃波の前のコンポーネントは、高速電子によるプレヒート。強度ピークは 0nsのところにあり、レーザー光の強度とも一致している。

干渉フィルターによって行い、λ=4000ű 100Åであった。時間分解データには、入射レー ザー光の一部を時間マーカーとして挿入してい る。ターゲット後面のプレヒートによる黒体輻射 温度の決定には三つの方法を用いた。(1)絶対 輻射エネルギー較正のされたタングステンランプ による計測システム全体を含んだ温度較正、

(2)実験システムにスペクトロメーターを介し て色温度を推定、(3)A1 平板ターゲットを3 ×10¹⁴W/cm²のレーザー強度で照射し、観測さ れた衝撃波のピーク輝度に、流体コードシミュ レーションによる同実験条件下での衝撃波温度を 与え、過去の整ったデータ例と比較する。

この場合の温度精度は T_e =10eV以上では、± 50%の程度であった。レーザー照射によって生成 されるプラズマ中の種々の縦波と、入射レーザー 電磁波の相互作用によって起こる、誘導ラマン散 乱 (stimulated Raman scattering, SRS) ⁵⁾、二電子崩壊不安定性 (Two plasmon decay instability, TDP)⁶⁾は、こうした非線形 不安定性による散乱光を時間波長分解することで 観 測 した。SRSの 散乱 波長 領 域 は 5 2 7 -1054nmであり、TDPは、350nm付近に特徴的 なダブレットスペクトルを有する。観測には、ス ペクトロメーターとS-1ストリークカメラのセッ トがあてられた。

3. 実験結果

重水素フォームクライオ平板ターゲットを

3.4×10¹⁴W/cm²のレーザー強度で、照射した 場合ターゲットの薄膜を68μmから順に厚くして いった場合の三つのケースを図1に示す。この時 間発展波形はターゲット後面の先行加熱を上に述 べた Schwarzschild 光学系を通して時間分解 したものである。68µm厚の場合、あきらかに二 つのコンポーネントにより、ターゲット後面の先 行加熱が起こっていることを示している。1つは 1nsくらいから始まり、ゆるやかに輝度を増し、 0ns (レーザー時間波形のピークに対応) 近く で、ピークを迎えようとしているコンポーネン ト。もう一つは、そのOns付近から急激に立上が り、+ 200psec付近ですぐにピーク値を示しその 後、比較的ゆるやかに立下っていくコンポーネン トである。時間的に急激に立上がるコンポーネン トは衝撃波によるものであり、この温度は 35eVであった。ターゲット薄膜を88µm、 150 µmと厚くしていくことにより、このピーク は、時間的に遅れていく。衝撃波は、レーザー光 吸収エネルギーが熱電子により高密度側に運ば れ、形成されるアプレーション面という圧力ピス トン面に対応する面からたたき出される。衝撃波 のスピードを、この膜厚に対する時間遅れから知 ることができる。最初に述べたコンポーネント は、ターゲットの薄膜に対しては、時間遅れは一 切示さず、その強度のみがターゲット薄膜ととも に減衰して行くのが見れる。この先行加熱コン ポーネントは、衝撃波に比べて非常に速い速度を もっているため、衝撃波に見られたような時間遅

れは示さないと考えられる。ターゲットの膜厚に 対してのみ滅衰を示した。すぐに頭に浮かぶこの 先行加熱コンポーネントのキャリアとしては、X 線もしくは高速電子であろう。

図2には、図1で示したように薄膜厚を変化さ せることで得られた衝撃波速度を示す。照射レー ザー強度は、1×10¹³W/cm²から、3.4× 10^{14} W/cm²迄変化させた。強衝撃波限界を仮定 すると(実際ここで議論している衝撃波圧力、数 +メガバールである。)

$$P_{\rm shock} = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \,\rho_0 v_{\rm shock}^2$$

を用い、衝撃波圧力を推定できる。ここで ρ_0 、 ρ_1 は衝撃波伝播物質の初期密度、及び衝撃波後面 密度。 v_{shock} は衝撃波速度である。この際、状態 方程式が正確にわかっていない為に生ずる誤差 は、圧力値の25%である。

レーザー吸収強度に対する衝撃波圧力を、図3 に示す。レーザー光の吸収強度は次の図4に示す レーザー照射強度に対するレーザー光のプラズマ への吸収率のデータを用いた。図4には、今まで 述べた吸収率データを球ターゲット、平板ター ゲットに対して示している。実線は、球ターゲッ トの場合の一次元流体シミュレーションの結果で



 図2.液体重水素ターゲット後面での衝撃波 発光のターゲット膜厚依存性。レー ザー照射強度をパラメータとした。グ ラフの線は上から順に、10¹³ W/cm²、3 ~5×10¹³ W/cm²、9×10¹³ W/cm²、2× 10¹⁴ W/cm²、3.4×10¹⁴ W/cm² のレー ザー照射強度に対応する。



図4. レーザー吸収率対レーザー照射強度。

ある。シミュレーションと実験値は良い一致を示 しており、3.4×10¹⁴W/cm²の照射強度におい ては、40~50%の吸収率となっている。CMCプ ラスチックを照射した場合は、約10%、 い吸収率の 改善が観測された。平板ターゲットの吸収率は、 全体的に球の場合よりも高い。球の場合、レー ザー光の集光条件がターゲット径 D、レーザー光 の最小集光点からターゲット中心までの距離Rと するとD/R = -5をとっているためであると考え られる。つまり集光方法はレーザー光(この場合 12本のレーザービームのオーバーラップによる) のターゲット上への照射均一性を良くするため、 レーザー最小集光スポットを照射側から見てター ゲットを越えて、ターゲット径の5倍のところに 置いた。集束レーザー光の外側の光線は、球状に 広がるプラズマ中の屈折により低密度プラズマ側 へ曲げられてしまう。このレーザー光は、臨界密 度付近に到達することができず、殆どプラズマに 吸収されない。

固体重水素中の衝撃波の特性は重水素の性質を 知る上でも重要である。図5には衝撃波の重水素 中での独立なパラメータである縦軸に衝撃波後面 温度、横軸に衝撃波伝播速度をとってプロットし たものである。丸い点は実験により観測された アータであり、四角い点は、一次元流体コードに 備えられている衝撃波データからプロットしたも のである。シミュレーションに備えられている データは、SESAMEテープルに基づいており、 13.6eV付近の重水素分子の解離及びイオン化は 徐々に起こるようにセットされている。実験デー タとの一致は、誤差範囲内(温度誤差±50%)で 良い。強衝撃波限界の衝撃波の式から、衝撃波後 面温度は、衝撃波速度の2乗に比例する。対数表 示のグラフでは、これは傾き2となり、図5で は、この傾きが概ね正しいことを示している。

もう一方のプレヒートコンポーネントに関して は、どのような原因で発生しているのであろう か。68μm厚ターゲットでの先行加熱温度は 15eVであった。重水素クライオフォームター ゲットの平均Zは1.2であり、密度は重水素を含 むと0.25g/cm³であることから、X線の発生は 大変少ないことが考えられる。実際に、実験で は、この先行加熱コンポーネントに対応し得るX 線光子エネルギー(>500eV)の量は、入射レー ザーエネルギーの10⁻²%のオーダーであることが 確かめられている。図1でも示したように、70μ



m厚の重水素フォームクライオターゲットを 3.4×10¹⁴W/cm²のレーザー照射条件下では、 15eV程度の先行加熱温度は観測されたくらいの 小量のX線で説明することはできない。高速電子 によるプレヒートを考える。ターゲット膜厚を変 化させた際の(図1)先行加熱コンポーネントの 減衰程度から、電子であれば15keVくらいのもの が寄与している。こうした高速電子を発生する機 構としては、コロナ領域でのレーザーとプラズマ 非線形相互作用、共鳴吸収、フィラメンテーショ ン、等、幾つか可能性がある。共鳴吸収に関して は、最適な入射角度が存在することから入射角を 変化させて実験を行ったが高速電子の生成に影響 は観測されなかった事実から除外する。SRS等の 非線形相互作用に関しては図6で説明する。図6 k t convective SRS, $\omega_1/2$, $3\omega_1/2$, 20keV X線、1~2keV X線の重水素フォーム クライオ平板ターゲットにおける同一ショットで の時間波形を示している。ここでω, はレーザー周 波数である。ω,/2の散乱光は、TPD(二電子崩 壊不安定性)により生成された、電子プラズマ波 の1/4臨界密度付近での電磁波(散乱光)への直 接変換(共鳴吸収の逆過程)もしくは、 absoltute SRSによって引き起こされる可能性 がある。3ω,/2散乱光は、TPDによる電子プラ ズマ波が入射レーザー光を散乱することで起こる ので直接TPDをモニターしていることになる。 20keV X線は、高速電子の制動輻射によって生 じる。1~2keVの軟X線は、レーザー生成プラ ズマからの輻射を示す。時間波形を比べると、 convective SRSは、20keV X線の波形と比べ て明かに半値巾が狭い。20keV X線と良く似た 波形をもつのは $3\omega_r/2$ である。 $\omega_r/2$ の波形は、 3ω,/2の波形とよく似たものがベースに存在し、 レーザーピーク値付近で、急峻なスパイク状の短 いパルスが足し合わされているように見える。 3ω,/2 波形と似ているベースの部分は、電子プ ラズマ波の電磁波への直接変換により生じたもの でレーザーピーク付近への急峻なスパイクは、 absolute SRSによるものかもしれない。 TPDと20keV X線との波形に明らかな相似形を



図 6. C-SRS、w/2、3w/2 散乱光、20keV、
0.5~1keV X線の各時間波形。3w/2
(二電子ブラズマ波崩壊不安定性)散乱光と、高速電子の制動輻射による
20keV X線の波形は相似形を示す。

見い出せることは、高速電子が、主に3.4× 10^{14} W/cm²のレーザー照射強度では、TPDによ り生成されていることを示唆している。20keV X線の波形をさらによく見ると、3 ω /2波形に似 た部分の下に、1~2keVのX線で示されたよう な、巾の広がった波形が重なっていることも見て とれる。これは、1~2keV X線が、レーザー照 射プラズマからのMaxwell分布した熱電子から の高エネルギー部分の制動輻射としても、放射さ

れていることを示唆している。つまり高速電子 は、全てTPDによって作られている訳ではなく、 相当の割合が熱電子の高エネルギー成分からの寄 与であることを意味している。図7にFokker-Planck一次元コード「HIMICO」⁷⁾による、重 水素フォームクライオターゲットを3.4× 10¹⁴W/cm²で照射した際の後面黒体輻射輝度を 実験結果にベストマッチするように選んだ結果を 示す。高速電子によるプレヒートが衝撃波の前に 存在することが示されている。シミュレーション 条件としてこの高速電子によるプレヒート温度を 実験値に合わせるには、Fokker-Planckコード により自然に前面プラズマの熱電子の高エネル ギー成分による先行加熱に、さらに2%の、温度 14keVからなる高速電子を、人為的に追加してや る必要があった。又、実験セットアップのところ で述べたFFXにより60keVのX線スペクトルを



図7. 衝撃波後面発光強度(eV)の時間波形 の「HIMICO」Fokker-Planck コードに よるシミュレーションフィッティン グ。シミュレーションでは人為的に入 射レーザーエネルギーの2%を温度 14keV 高速電子に注入した。Fokker-Planck コードでは、熱電子の高エネル ギー成分がプレヒートに寄与するの で、実質的には入射レーザーエネル ギーの数%がプレヒートとなっている。

計測した結果、この実験条件では、高速電子によ る制動輻射成分が存在することを示した。温度は 14keVであり、X線の絶対光子数から換算した高 速電子のエネルギー量は、入射エネルギーの約5 %になった。図8には横軸に3ω,/2の入射レー ザーエネルギーに対する割合、縦軸にFFXによる 高速電子の割合を%で示す。CMC(プラスチッ ク) 及びAlの平板ターゲットからのデータが重水 素フォームクライオターゲットのデータに加えて 示されている。レーザー強度は3.4×10¹⁴W/ cm²であった。重水素ターゲットは最も高い TPDのレベルを示し、ターゲット原子番号が高く なるにつれ、急激にTPDのレベルが下がる。又、 高速電子は3ω,/2とも大変良い相関関係を示して おり、上記議論で高速電子が生成されていること を肯定する。

4. 結論

重水素を用いたレーザー核融合用基礎実験として主に平板クライオ重水素フォームターゲットに関するデータ⁸⁾を中心に紹介した。照射レーザー 強度 3.4×10^{14} W/cm²の場合、プレヒートのレベルは、35eVという値が70 μ m厚のクライオターゲットの場合観測された。このうち15evは



図8. 高速電子量(入射レーザー光エネル ギーに対する%)対3w/2散乱光量。 3w/2光は二電子プラズマ波崩壊不安定 性(TPD)のレベルを示す。高速電子 と1対1の関係から主に高速電子がTPD から発生していることを示している。 二電子崩壊不安定性(TPD)と、熱的な Maxwellian分布する電子の高エネルギー成分か らの寄与によるもので、高速電子の割合は入射エ ネルギーの2~5%に相当する。衝撃波に関して は、固体重水素中の基礎特性を入射レーザー強度 をパラメータとして測定した。

参考文献

- S. Nakai, Bull. Amer. Phys. Soc. 34 (1989) 2040; H.Azechi et al., Laser Part. Beams 9 (1991) 93; F. Marshall, S.A. Letzering, C. Verdon, S. Skupsky, R.L.Keck, J. Knaver, R. Kremens, D. Bradley, T. Kessler, J. Delettrez, H. Kim, J. Soures and R.C. McCrory: Phys. Rev. A40 (1987) 2547.
- Y. Kato and K. Mima: Phys. Rev. Lett. 53 (1980) 1558.
- T. Norimatsu, H. Katayama, T. Mano, M. Takagi, R. Kodama, K.A. Tanaka, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai and Y. Nishino: J. Vac. Sci. Tech. 46 (1988) 3144.
- A. Yamauchi, K.A. Tanaka, R. Kodama, M. Kado, T. Yamanaka, T. Norimatsu, S. Nakai and C. Yamanaka: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 10 786.
- K. Tanaka, L.M. Goldman, W. Seka, M.C. Richardson, J. M. Soures and E.A. Williams: Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1179.
- R.L. Keck, L.M. Gloldman, M.C. Richardson, W. Seka and K. Tanaka: Phys. Fluids. 27 (1984) 2762.
- A. Nishiguchi, K. Mima, H. Azechi, N. Miyanaga and S. Nakai: Phys. Fluids. B4 (1992) 417.
- R. Kodama, Ph. Dthesis (Osaka University) 1990.