



| | |
|--------------|---|
| Title | レーザー爆縮過程におけるエネルギー輸送の研究 |
| Author(s) | 中井, 光男 |
| Citation | 大阪大学, 1985, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/2014 |
| rights | |
| Note | |

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

レーザー爆縮過程における
エネルギー輸送の研究

昭和60年1月

中井光男

内容梗概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻前期及び後期課程において行なったレーザー核融合ペレットターゲット中のエネルギー輸送に関する研究をまとめたものである。

レーザーによる慣性核融合を達成するためにはレーザー光のプラズマによる吸収過程、吸収エネルギーのターゲット内部への輸送過程を詳細に研究する必要がある。著者はアブレーション領域の熱輸送過程の解明を目的として、平面ターゲットのアブレーション実験、球殻ターゲットの圧縮実験を行なった。アブレーション領域における熱流束が古典論的な取扱いから予想される値よりも減少することを初めて示し、熱輸送の非局所的な性格を明らかにした。又キャノンボールターゲットにおいては直接照射型ターゲットに比べて、吸収及び圧縮の一様性が向上し、その結果エネルギー変換効率が増大することを核融合反応粒子計測により明らかにした。

本論文は5章より成る。

第1章は緒論であって、レーザー核融合におけるペレット中のエネルギー輸送の研究の重要性を示し、本研究の意義を明らかにする。

第2章ではアブレーション領域での熱輸送に関して行なった実験結果により、温度勾配の大きなプラズマ中の熱流束は、古典理論の予想より減少し新古典理論が正しいことを直接明らかにした実験結果をまとめる。

第3章では巨視的な観点からエネルギー輸送を取扱う為に行なった球状ターゲットによるアブレーション型圧縮実験について述べる。ここでは球状ターゲットでのアブレーション

ン圧力及び流体力学的効率の比例則、レーザー波長の短波長化による圧縮効率の向上が明らかにされる。

第4章ではキャノンボールによる効率向上を示す。

第5章は結論であり、本論文の総括を行なう。

目次

| | | |
|-------|---|----|
| 第1章 | 緒論 | 1 |
| 第2章 | アブレーション領域における熱輸送 | 3 |
| 2-1 | はじめに | 3 |
| 2-2 | 熱伝導の新古典論 | 4 |
| 2-3 | 熱流束の直接測定 | 5 |
| 2-3-1 | 実験方法及び装置 | 5 |
| 2-3-2 | 実験結果・検討 | 12 |
| 2-4 | まとめ | 18 |
| 第3章 | アブレーション型圧縮の研究 | 23 |
| 3-1 | はじめに | 23 |
| 3-2 | 波長 $1 \mu\text{m}$ レーザによるアブレーション型圧縮実験 | 25 |
| 3-2-1 | アブレーション圧縮の比例則 | 25 |
| 3-2-2 | 実験方法及び装置 | 30 |
| 3-2-3 | 実験結果・検討 | 33 |
| 3-3 | 波長 $0.5 \mu\text{m}$ レーザによるアブレーション型圧縮実験 | 41 |
| 3-3-1 | 圧縮の波長依存 | 41 |
| 3-3-2 | 実験装置及び配置 | 46 |
| 3-3-3 | 実験結果・検討 | 49 |
| 3-4 | まとめ | 65 |
| 第4章 | キャノンボールターゲット爆縮実験 | 68 |
| 4-1 | はじめに | 68 |
| 4-2 | 実験装置と計測法 | 68 |
| 4-2-1 | レーザ装置 | 68 |
| 4-2-2 | ターゲット | 70 |
| 4-2-3 | 計測法 | 71 |
| 4-3 | 実験結果・検討 | 82 |

| | | |
|-------|------|----|
| 4-3-1 | 実験結果 | 82 |
| 4-3-2 | 検討 | 84 |
| 4-4 | まとめ | 86 |
| 第5章 | 結論 | 88 |
| | 謝辞 | 91 |
| | 業績目録 | 92 |

第1章 緒論

レーザーによる核融合の概念は ⁽¹⁻¹⁾⁻⁽¹⁻³⁾ Basov, Dawson によって提案され 1968年に LiD ターゲットを用いた実験により、その可能性が示された。以来、レーザープラズマは新しい核融合へのアプローチとして、その重要性が認識され、各国で大出力レーザーの建設とレーザーによるプラズマの生成実験が進められて来ている。1971年にある閾値以上の入射レーザー強度においてレーザー光の吸収効率が異常に良くなることが示され、1972年にはこれを受けてレーザーを用いた爆縮核融合の概念が提案された。

爆縮による高利得核融合の基本概念では球状の燃料ペレットに周囲から一様にレーザー光を照射する。吸収されたエネルギーは固体密度領域まで輸送され、ここで加熱を起しアブレーション圧力を発生させる。この圧力により燃料を断熱的に圧縮し、最後に圧縮コアの中心部のみを点火することにより、少い入力エネルギーで残りの燃料を燃焼させる。従って高利得の核融合出力を得るためには

1. レーザー光からプラズマへのエネルギー吸収効率
2. エネルギー輸送とアブレーション圧力
3. 圧縮の対称性
4. 燃料の予備加熱
5. 点火の概念

の5点が重要である。1-4までを改善するために2つの方法が提案された。オ1はレーザー光の短波長化、オ2はキャノンボール型の圧縮である。

本論文の第2章では上記2のエネルギー輸送についての実験について述べる。ここでは熱流束と温度プロファイルを直接測定することにより従来間接的に確認されていたにすぎなかった熱流の非局所的な性質を明らかにした。

アブレーション型圧縮におけるエネルギー輸送を理解するには球状ターゲットを用いた圧縮実験を行ない、そのダイナミクスを調べる必要がある。第3章においては $1\mu\text{m}$ レーザー光及び $0.5\mu\text{m}$ 光を用いて行なったアブレーション型圧縮の結果について述べ、球状ターゲットにおけるアブレーション圧力や流体力学的効率の入射光依存性、レーザー光の短波長化による圧縮効率の向上が明らかにされる。第4章においては大出力レーザーを利用した爆縮核融合実験における核融合反応率計測より、キャノンボールターゲットが優れた、エネルギー伝達効率(レーザーより爆縮コアへ)を示めすことを明らかにした。第5章は結論であって本論文の総括を行なう。

第1章 参考文献

(1-1) N. G. Basov, and O. N. Krokhin : Sov. Phys. JETP 19 (1964) 123.

(1-2) J. M. Dawson : Phys. Fluids 7 (1964) 98.

(1-3) N. G. Basov, P. G. Kriudov, S. D. Zakharov, Yu. V. Senatsky, and S. V. Tchekalin : IEEE J. Quant. Electron. QE-4 (1968) 864.

第2章 アブレーション領域における熱輸送

2-1 はじめに

吸収領域から固体表面までの熱輸送はアブレーション領域の大きさ構造を左右し、アブレーション圧力やアブレーション速度、レーザー照射の不均一性の緩和に関わる重要な過程である。L. Spitzer と R. Härm によれば⁽²⁻¹⁾ 完全電離プラズマ中の電子の熱伝導による熱流束 Q_{S-H} は

$$Q_{S-H} = -8\sqrt{2\pi} n_e T_e \left(\frac{T_e}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\lambda_e}{L}\right) \frac{\nabla T}{|\nabla T|} \quad \text{---(2-1)}$$

で与えられる。ここに λ_e は電子の平均自由行程、

$$\lambda_e = \frac{T_e^2}{\pi e^4 n_e Z \ln \Lambda} \quad \text{---(2-2)}$$

しは温度変化のスケール長 $T_e / |\nabla T_e|$ である。波長 $1 \mu\text{m}$ のレーザーによる⁽²⁻²⁾⁻⁽²⁻⁶⁾ 種々の実験と現象論的に熱流制限を取扱ったシミュレーションとの比較よりレーザープラズマでは熱流束はこの表式で与えられる値より小さく抑えられることが示され、これを説明する為にイオン音波乱流、ワイベル不安定性、直流自発磁場等の種々の異常現象が考えられた。しかし最近 Spitzer-Härm の表式は、 λ_e/L を微小パラメータとした、線形摂動展開によるものであり Fokker-Planck 方程式を正しく解析することにより⁽²⁻⁹⁾⁻⁽²⁻¹⁰⁾ S-H 表式からの隔りを説明することができることが示された。(新古典理論)

熱流束及び熱伝導係数を計測するには、対象となる特定領域のプラズマからのエネルギー散逸を測定する必要があり、高い空間・時間分解能を有する計測が要求される。現在までのところ、おおよそ、D. R. Grei 等⁽²⁻⁷⁾ CO₂レーザーで加熱された低密度の Z-ピンチ・プラズマ (電子密度 $\sim 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) において行なった実験が報告されているにとどまる。著者等は、多層コートをした平面ターゲットにレーザーを照射し、X線計測を行うことにより初めてアブレーション領域における熱流束を直接的に測定することに成功した。その結果、この領域の熱流が新古典論の示唆するほどの特徴を示すことがわかった。以下の節では、まず熱伝導に関する新古典論の結果について調べ、次に実験結果の対応を示す

2-2 熱伝導の新古典論

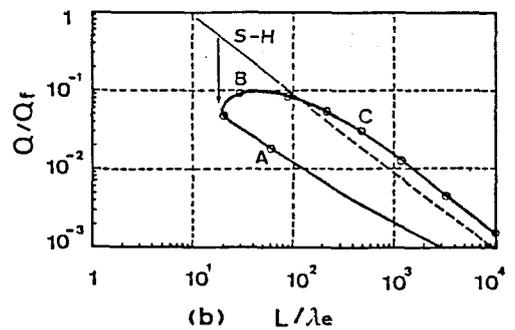
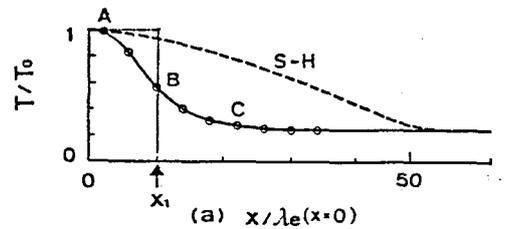
D. R. Gray と J. D. Kilkenny Jr. Spitzer-Härm 表式の適用範囲について再検討を行っている。彼らは、 $\lambda_e/L \cong 0.015$ 程度の温度勾配で、 $v_e \geq 2.5 \sqrt{T_e/m}$ の熱輸送に大きく寄与する速度領域を含む領域で仮定した電子の分布関数が、負の値になることを示し、これは比較的ゆるい温度勾配に対しても Spitzer-Härm の線形擾動展開が破綻していることを明らかにした。A. R. Bell 等は、空間1次元、速度空間2次元の Fokker-Planck 方程式のシミュレーションを行った。その結果、温度勾配が急峻になるとその奥での局所的な温度勾配だけでは熱流は定まらず、その奥を中心に、前後、平均自由行程の数倍から数十倍の広範囲な領域にわたっての分布関数の情報をくり込んで、その奥での熱流を決定しなければならないことを初めて示した。岸本等は、熱流の非局所性を熱伝導の表式にとり込むために、分布関数の λ_e/L についての展開次数を上げて Fokker-Planck 方程式を解くことにし、温度プロファイルの2階3階微分を含む補正項を求めた。

図2-1には、岸本の行った有限な加熱領域を有する一様プラズマでの解析結果を示す。これは一定密度のプラズマに対して前述した補正項を持つ熱伝導の表式を組み込んだ定常なエネルギー方程式を数値計算したものである。温度勾配を定常的に作るために、プラズマは一定速度で負の方向に流れており、領域 $0 < x < x_1$ で局所的な加熱を受ける。

これによると、

I) 加熱領域 (A~B) では熱流は S-H 理論に比して抑制され、その外側の領域 (B~C) では増加して、 λ_e/L に対して熱流は多価関数となっている。

II) 熱波の先端領域では S-H 理論の熱伝導係数の T の依存性に由来する急峻な温度の立ち上がりは存在せず、熱波前面の加熱が起る。



$Z=4$, $v_e = (L/\lambda_e(T))^{1/2}$, $\sigma = 0.2$, $x_1/\lambda_{e0} = 10$ (加熱領域) の場合の温度プロファイル (a) と局所的な温度勾配 $\lambda_e(T)/L$ に対する熱流 Q/Q_0 の依存性 ($Q_0 = n_e T_e \sigma_{th}$)。破綻は同じパラメータに対する S-H 理論の結果を示している。また、(a) 図の一点破綻は、加熱率 $S(x)$ の形状を渡している。

図 2-1

これは加熱領域の高エネルギー電子が衝突を受け、下流にエネルギーを輸送して行くことである。

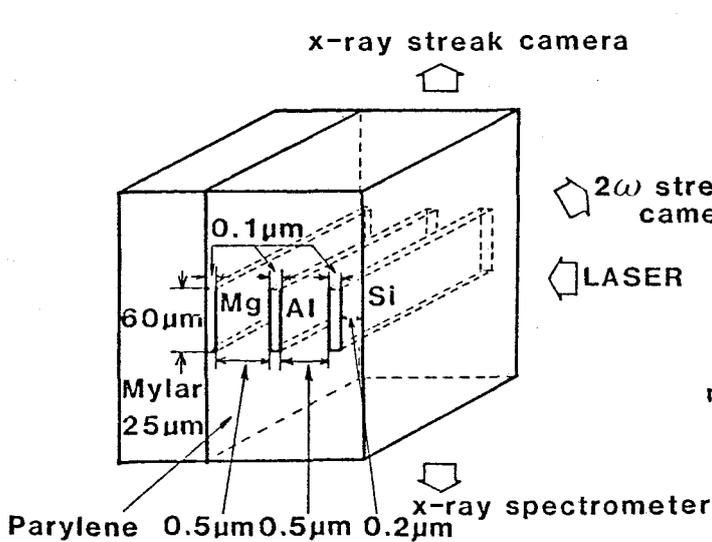


図2-2 ターゲットの模式図

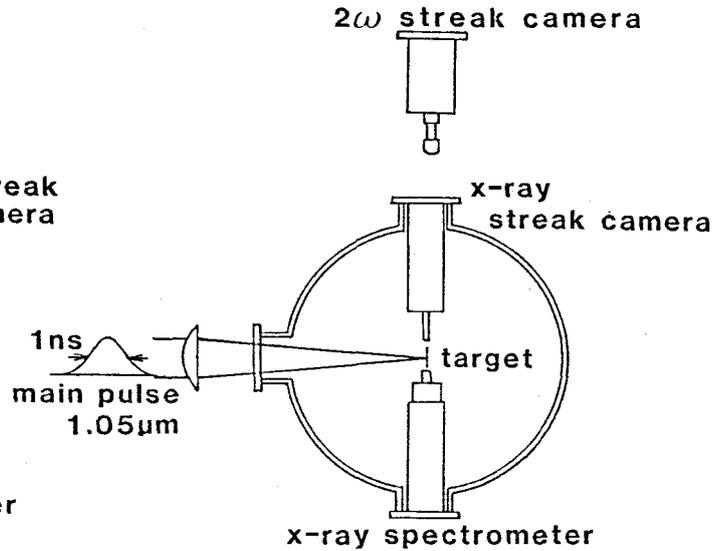


図2-3 実験配置図

2-3 熱流束の直接測定

2-3-1 実験方法及び装置

(I) 測定原理 の 実験方法

著者らはアブレーション領域の熱流束を測定するために、この領域のプラズマの時空間分解能を、電子温度・密度を測定可能な手法を考案した。測定は図2-2の如く中心物質(Si, Al, Mg; 以後「レーザー」と呼ぶ)のストラクチャーを低Z物質(parylene)で包んだサンドウィッチ構造を持つターゲットを用い、図2-3の如く配置で行なわれる。レーザーはターゲットに垂直に照射される。観察はレーザー光軸に沿った方向の空間分解能を持ったX線ストリークカメラ、可視ストリークカメラ、X線分光器によって光軸に垂直な方向に行なわれる。

図2-4に測定原理を示す。Z軸はターゲットに垂直(レーザー光軸と平行)な空間軸を表わしレーザーは正の方向より入射する。

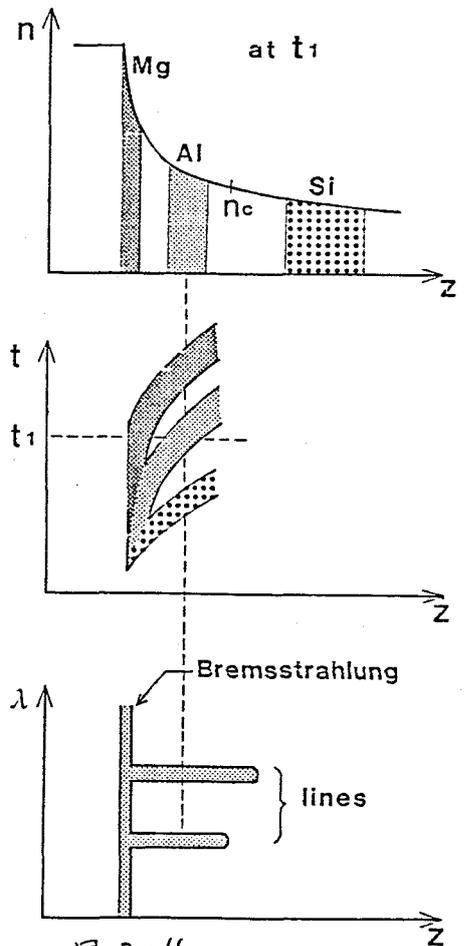


図2-4 測定原理図

n, t, λ はそれぞれ電子密度, 時間, 観測 X 線の波長を表わす。制動輻射のスペクトル強度は物質の Z に比例して大きくなる。またアブレーション領域内の温度領域 ($500 \text{ eV} \sim 2 \text{ keV}$) では, C, H 原子はほとんど完全電離しているのに対し, Si, Al, Mg のトレーサの場合は, H 様, He 様のイオンが多数存在し比較的強い特性線を出す。したがって $1 \text{ keV} \sim 3 \text{ keV}$ の X 線領域では, トレーサはそれ以外のバリエーション強い発光を示し, レーザー照射されたターゲットを横方向から観測可能である。したがってそれぞれのトレーサに分離した $Z-t$ 図 (X 線ストリーフ像) 及び $Z-\lambda$ 図 (X 線分光像) が得られる。ある時刻 t_i のトレーサの位置 (正確には重心位置) Z は $Z-t$ 図より一意的に求められ, その位置での特性線の強度を分光像より取り出すことにより, 時・空間分解された, 電子温度・密度の情報を得られる。以上の測定により, トレーサの流線に沿った流速, 電子温度, 密度が求められる。

熱源を考えた理想気体のエネルギー方程式は,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} \rho c^2 + \frac{\rho u^2}{2} \right) = -\nabla \cdot \left\{ \rho u \left(\frac{5}{2} c^2 + \frac{u^2}{2} \right) \right\} - \nabla \cdot \mathcal{Q} \quad (2-3)$$

と表わされる。(2-11) ここで ρ, u は流体の密度・流速, c は音速を表わす。プラズマの温度・密度の変化の特性的な時間に比べて, 流体が観測している領域を通過する時間が十分に短い ($|\frac{\partial u}{\partial t}| \ll \frac{u \cdot \nabla u}{u}$) 準定常状態では (2-3) 式は一次元流に対して容易に積分して

$$\mathcal{Q} = \frac{5}{2} \rho u c^2 + \frac{1}{2} \rho u^3 \quad (2-4)$$

と成る。この式と熱流に対する現象論的式

$$\mathcal{Q} = f m_e^{-1/2} n_e T^{3/2} = f \mathcal{Q}_f \quad (2-5)$$

$$\mathcal{Q}_f \triangleq m_e^{-1/2} n_e T^{3/2}$$

と等価することにより, 熱流制限係数 f に対する表式

$$f = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{me}{Amp + Zme}} \frac{(1+Z)^{3/2}}{Z} M(5+M^2) \quad (2-6)$$

を得る。ここで A, Z はイオンの質量数及び電荷を表わし M はその果てのマッハ数である。この式よりプラズマの流速と温度がわかれば、その果ての熱流制限因子 $f = q/q_f$ の局所的な値が求められる。

(II) 実験装置

1) レーザー装置

本実験で用いたレーザー装置は 3-3-2 に詳説する、激光D号レーザーシステムである。(波長 $1.053 \mu\text{m}$) 4ビームの内1ビーム(Aビーム)を最終段のスペシアルフィルター出口より抽出し、5枚の折り返しミラーで水平照射用小型真空チャンバーに導いた。レーザー光は F/θ 非球面レンズでターゲットに垂直に集光された。集光径は $130 \mu\text{m}$ であった。パルス幅は 1.0 nsec (F.W.H.M) であり、投射エネルギーは $45 \pm 5 \text{ J}$ 、投射強度は $(3.4 \pm 0.4) \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。

2) ターゲット

本実験で用いたターゲットの構造を 図 2-2 に示す。これはベースと17のマイラ膜の上に、 Mg 、バリレン ($\text{+CH}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{CH+}$)、 Al 、バリレン、 Si 、バリレンを順に層状にコートしたものである。 Mg 、 Al 、 Si は、毎 $60 \mu\text{m}$ のストライプ層を成している。ベースは透明で対向からの監視が可能でバリレンに近い低Zの物質としてマイラが使用され、厚みはアブレーションの間にターゲットが余り動かないように $25 \mu\text{m}$ とした。レーザーとバリレンの厚みは、 1 nsec 間に3つのレーザーが全てはかれ、かつ各レーザーの分離が可能なるように選択された。ストライプの幅は2次元及びエッジ効果を避け、ラインの自己吸収が強く現れない程度に細いことおよび、バリレンとレーザーの比が充分とれるように、 $60 \mu\text{m}$ に決められた。またドットではなくストライプ状のレーザーを採用したのは分光器により横方向(長手方向)の分布を見るため、及び計測器(特にX線ストリークカメラ)の調整を容易にするためである。レーザーとしての Mg 、 Al 、 Si の選択はアブレーション領域における共鳴線による温度

測定及び インターコンベンションラインによる密度計測が容易になるように決められた。

3) 計測器

((X線 ストリックカメラ))

レーザー照射においてアプレートしてゆくプラズマを観測するために X線ストリックカメラを用いた。ストリックカメラは光電面上に転送された像をスリットに依り一次元的に切り出すことによりスリットに沿った空間軸とそれに直交する時間軸を持つ 2次元像を作成する計測器である。この計測器は、時間と空間の変化を極めて高い精度 (時間分解 $> 10\text{psec}$, 空間分解 $\sim 10\mu\text{m}$) で同時に計測でき、

レーザープラズマの計測には不可欠なものである。図2-5にストリックカメラの原理を示す。

光電面から出た電子はメッシュ状電極による加速電界で加速されて偏向場に入る。

偏向場には、一対の掃引電極があり、通過する電子像を一定速度で上から下へ掃引する。

掃引された電子像は、マイクロチャンネルプレートで電子増倍されて螢光面に当たり再び光学系に変換され、出力リレーレンズを通して撮像管の受光面もしくはカメラのフィルム面上に結像される。

X線ストリックカメラでは $1.5\text{keV} \sim 10\text{keV}$ 程度の X線に感度をむす様に Be $15\mu\text{m}^2$ の面積上に金 100\AA をコートした光電面を用いた。(図2-6にこの光電面の分光感度特性を示す)。像分解にはビンホール結像系を用い、倍率及び分解能は、それぞれ1.55倍

動作原理

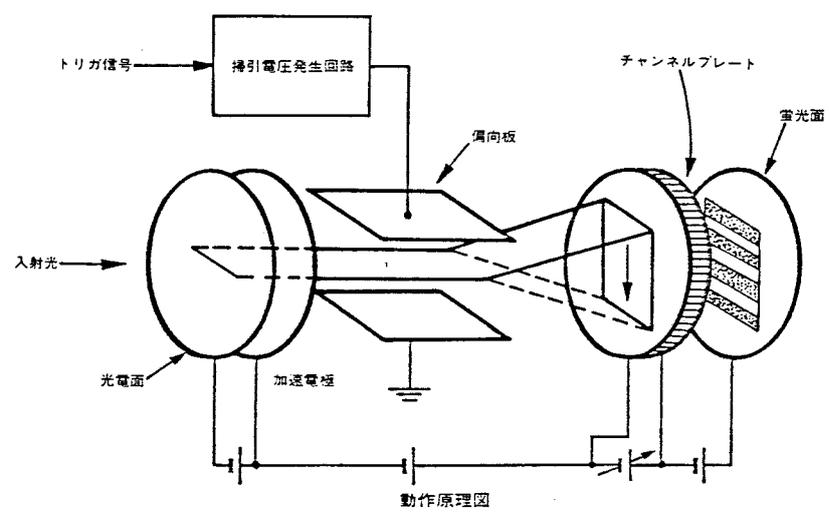


図 2-5

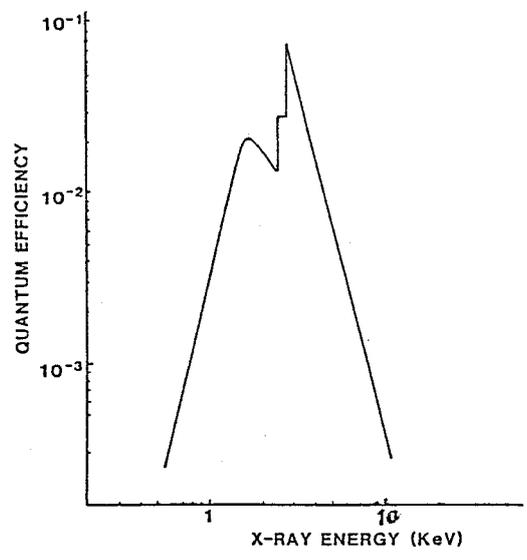


図 2-6

X線ストリックカメラの光電面の量子効率

と $15 \pm 2 \mu\text{m}$ であった。時間分解用スリットは $115 \pm 5 \mu\text{m}$ 幅で時間分解能は 80 psec に相当する。ストリーク画像は、SITカメラにより撮影され画像信号は 渡松フォトニクス社のテンポリアルライザー C1098 によりデジタル信号に変換されて画像メモリーに蓄積された。

((可視光ストリークカメラ))

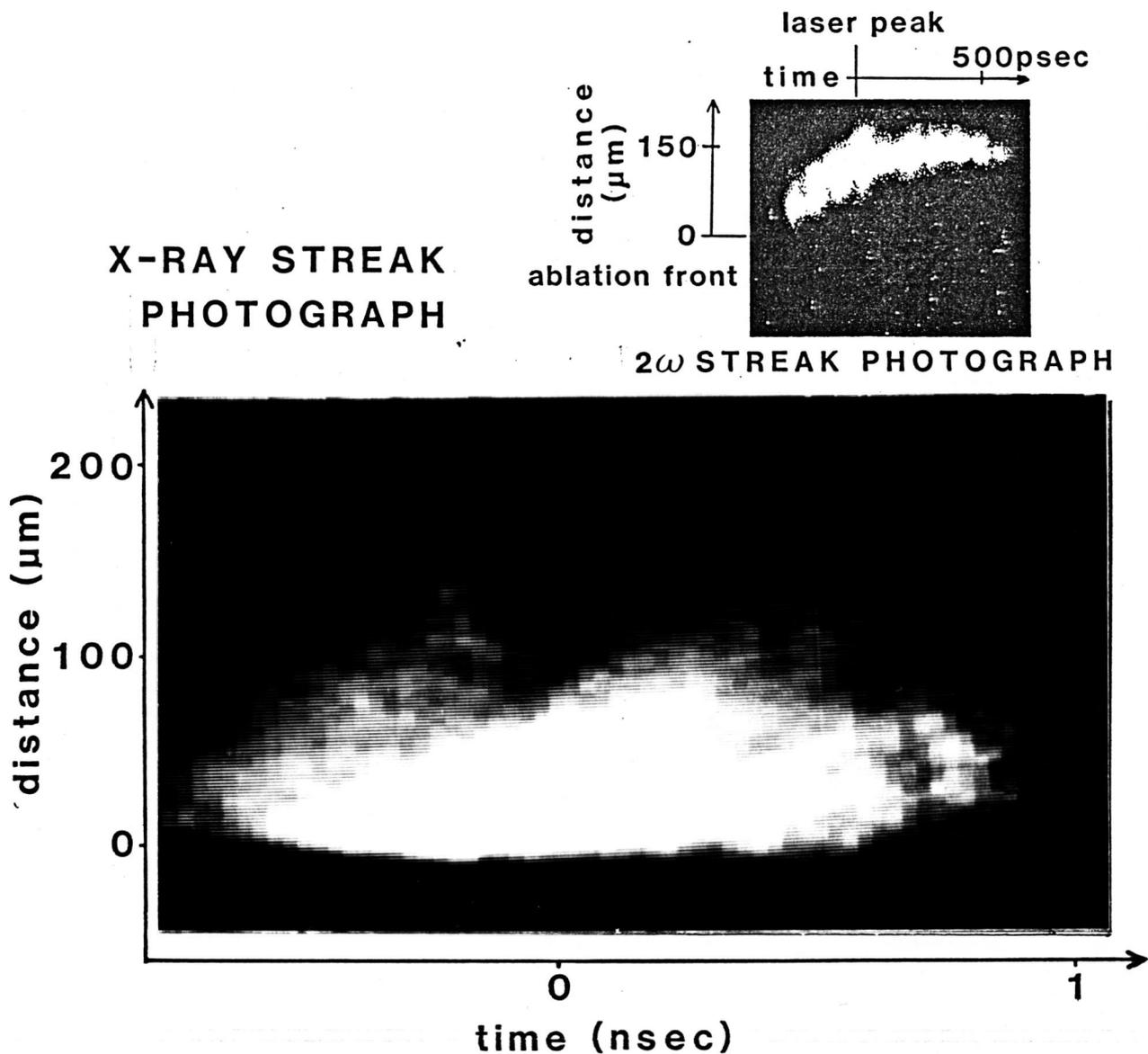
臨界面の位置の時間発展を臨界面からの 2ω の飛光で計測するために可視のストリークカメラ (渡松フォトニクス社 テンポリアルライザー C979) を用いた。この機種は、 $F_{1.2}$ (倍率1) の入力光学系をもち、光電面は $S20$ である。 2ω の像は、 $1 \mu\text{m}$ 光除去の HA73L7-E 2ω の干渉フィルター (最大透過率 = 38% ($\lambda = 5307 \text{ \AA}$), バンド幅 $\Delta\lambda = 70 \text{ \AA}$ (F.W.H.M)) を通して、 $F_{1.3}$ (倍率6.7) のレンズ系によりストリークスリット上に転送された。時間及び空間分解能は、それぞれ 40 psec 及び $20 \mu\text{m}$ であった。画像の記録はポラロイドフィルム Type 667 (ASA: 3000) により行なった。

((X線分光器))

ターゲット面に垂直な軸 (入射レーザーの光軸) に沿って空間分解 1D X線分光像を撮影するために、ブロッグ反射型の平板結晶分光器をスリットカメラとして用いた。使用した結晶は、TRAP ($2d = 25.75 \text{ \AA}$) 結晶であり、Al, Mg, Si の H 及び He 様イオンのライマン系列の遷移 ($1 \sim 3 \text{ keV}$) を観測できるように調整した。空間分解用スリットは $25 \pm 5 \mu\text{m}$ 下、像倍率 6.1 ± 0.5 であった。空間及び波長分解能はそれぞれ約 $25 \mu\text{m}$ と 0.02 \AA であった。分光像は、Fuji-Xrayフィルムで記録された。このフィルムは、レーザープラズマからのX線で Kodak No-screen フィルムに対して相対較正され、連続管光X線源で絶対較正されている。

((チャージコレクター))

アブレション速度を測定するために、フラッティンカップを用いてチャージコレクターがターゲット前面に設置された。



X-Ray Spectroscopy

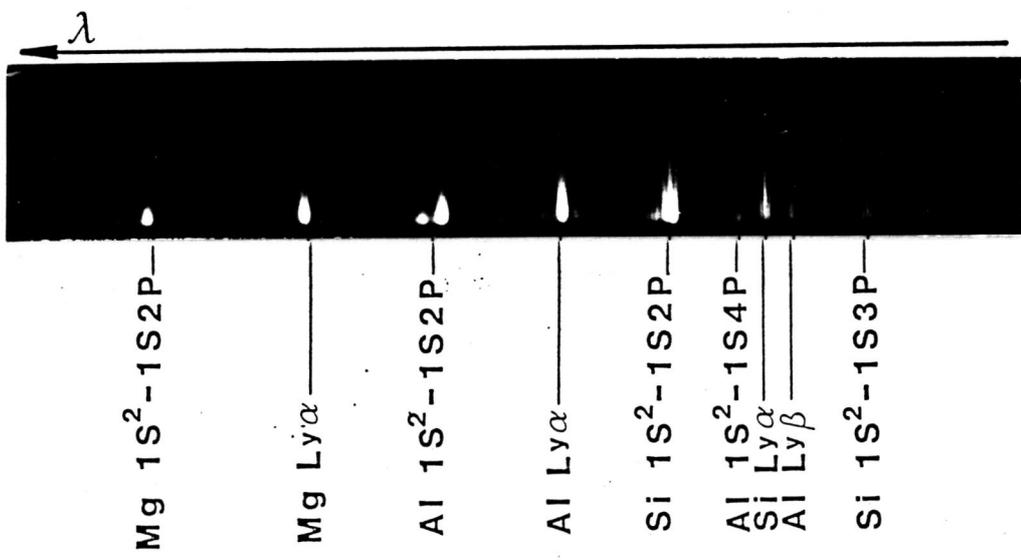


図2-7 実験データ
X線ストリークカメラ像, 可視ストリークカメラ像及2ω
X線分光像

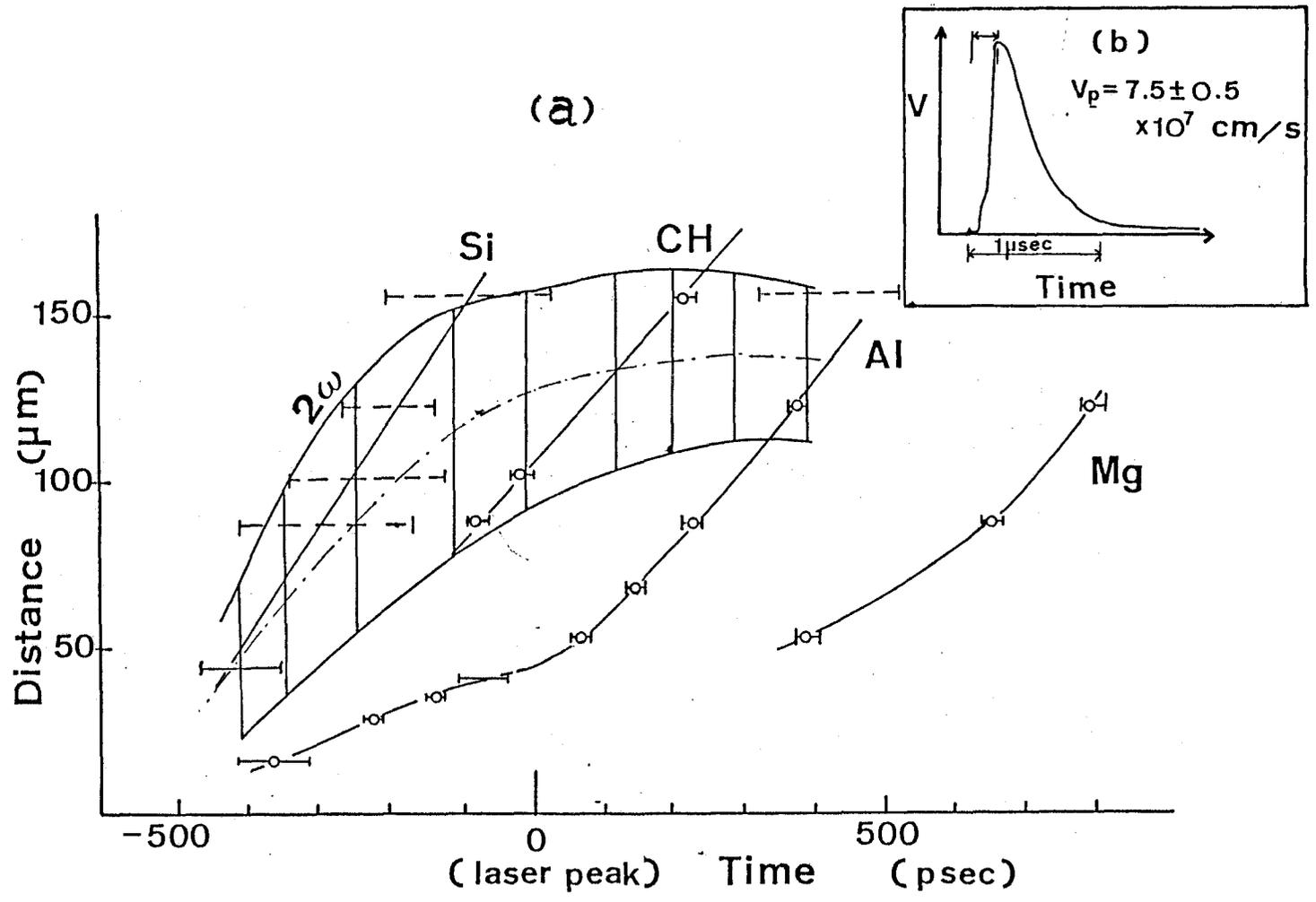


図 2-8 (a) Al, Si, Mg トレーサー流線図
 各トレーサー質量中心の軌跡と 2ω の発光像を示す
 (b) チャーミコレクター信号
 ピーク速度は $(7.5 \pm 0.5) \times 10^7 \text{ cm/s}$ であつた。

2-3-2 実験結果・検討

本実験で得られた実験結果を以下に示す。

(I) 流線図 及び 流速

図2-7に X線ストリーフカメラにより得られた像と、可視のストリーフ像 及び X線分光像と共に示す。X線ストリーフの像には、期待されたように3つのトレーサーに対応する、分離した3つの発光像が見られる。(左からSi, Al, Mg)。それぞれの像とトレーサーとの対応は、パルレン中のトレーサーの数及びパルレンの厚みを変えたターゲットによるショットで確認された。各時刻におけるトレーサーの質量中心の位置を調べるために、時間軸に平行に発光強度のプロファイルを取り、それぞれのトレーサーに対応する極大値の位置(今の場合は時刻に当る)を求め、流線図としたのが図2-8である。図2-8には、また、可視のストリーフカメラの像より求めた2つの発光像が臨界密度面の位置として示されている。レーザーのピーク時以降では臨界密度面はアブレーションフロントから $130\mu\text{m}$ 程度離れた所に停留しており、準定常なアブレーション構造を形成していることを示す。アブレーションフロントの位置は、レーザーピーク時に、X線の発光が急激に増大する点より、空間分解能だけ外側(レーザー側)の位置とした。レーザーの立ち上がり、及び立ち下がり部に位置するSi及びMgの発光は、充分なS/Nが得られず、正確な流線が得られなかったため、以後の議論ではAlトレーサーの流線にのみ注目する。Alの流線はアブレーションフロントより $30\mu\text{m}$ 離れた付近で屈曲を示し、 $70\mu\text{m}$ の付近からはほぼ直線となる。流線より求めたトレーサーの流速分布を図2-9に示す。 $60\mu\text{m}$ 付近で加速度が減少し、以後Alはゆるやかに加速されているのがわかる。

(II) 温度分布

同一原子の各価数のイオンの存在比率は、そのイオンの電離エネルギー程度の温度領域で、温度に敏感に依存するため、異なる価数のイオン共鳴線の比は、敏感な温度の測定を可能にする。

著者らは、AlのH様イオンとHe様イオンの共鳴線の比
($\text{Al}^{+12} : 1s-2p$) / ($\text{Al}^{+11} : 1s^2-1s2p$) 及び ($\text{Al}^{+12} : 1s-3p$) / ($\text{Al}^{+11} : 1s-1s4p$)
を計測し、吸収を考慮したレイト方程式の結果を用いて (2-12), (2-13)
Alトレーサーの温度を求めた(図2-9)。図2-9に示された温度プロ

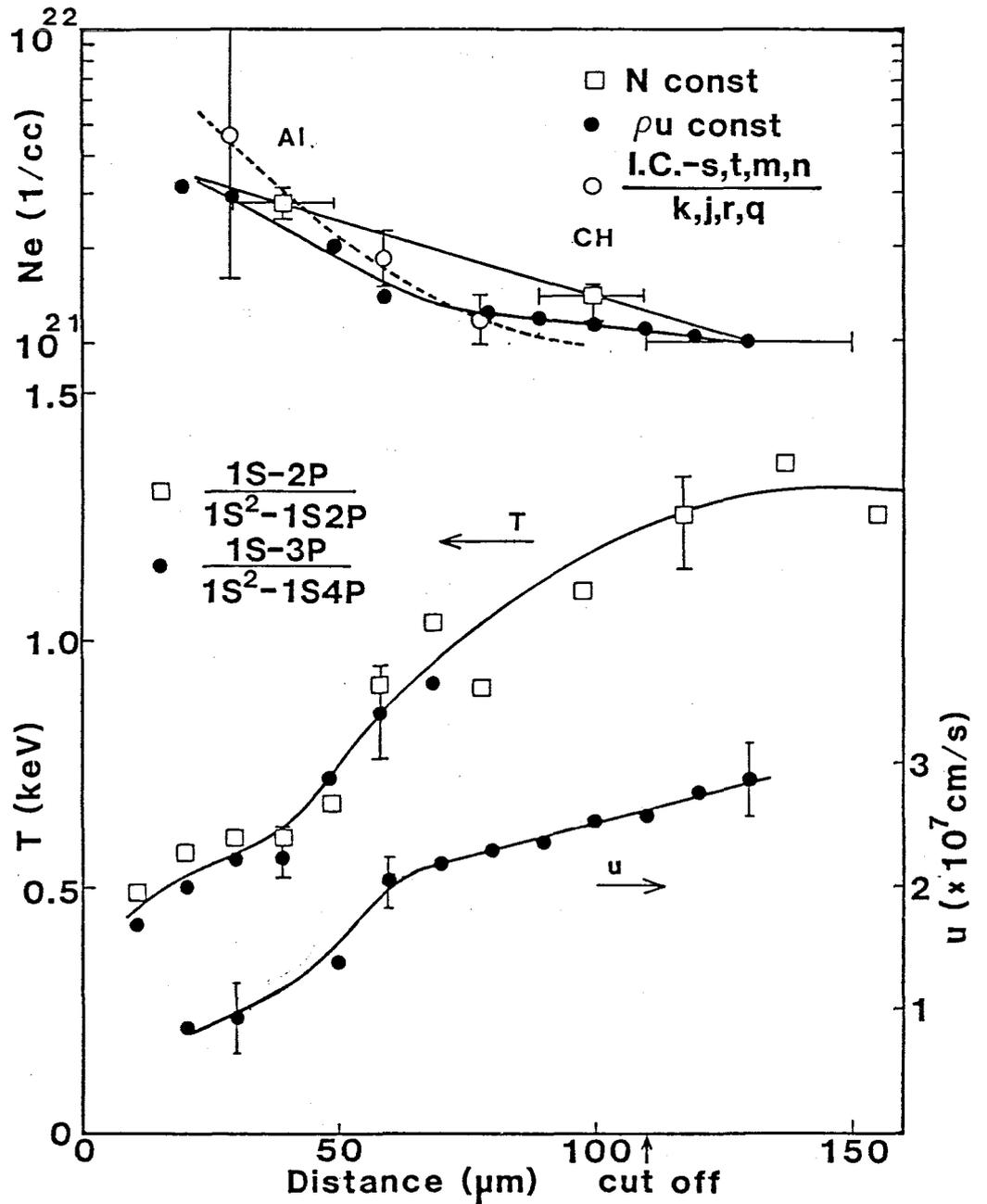


図2-9 Alレーザーの流速・電子密度・電子温度の空間分布

密度は

□ レーザー間の全粒子数の保存

● 一次元定常流の質量保存

$$\rho u = \text{const.}$$

○ Intercombination line + s,t,m,n satelliteの
k,j,r,q satelliteに対する比

より求めた。

温度は

$$\frac{Al^{+12}: 1S \rightarrow 2P}{Al^{+11}: 1S^2 \rightarrow 1S2P} \quad \text{or} \quad \frac{Al^{+12}: 1S \rightarrow 3P}{Al^{+11}: 1S^2 \rightarrow 1S4P} \quad \text{より求めた。}$$

ファイラを見れば、流線図の屈曲部に対応して、熱波先端部でたまたまに張り出した構造を持つのがわかる。計算機シミュレーションによればこの構造を作るには、入射レーザーエネルギーの10%以上の高速電子による加熱を必要とし、高速電子のエネルギーを計測した同じ照度での実験結果と矛盾する。熱波先端部に見られる、このようにかな温度プロファイルは2-2節で示した、加熱領域の高エネルギー電子による熱波前面の加熱によるものと考えられる。

プラズマの音速 C_{sE}

$$C_s = \sqrt{\frac{(1+Z)T_e}{Amp + Zm_e}} \quad \text{---(2-7)}$$

で定義して、各点でのマッハ数 M を求めると加速度が減少する $Z = 60 \mu\text{m}$ ところで $M = 1$ となりさらに外側 ($Z > 60 \mu\text{m}$) では $M \geq 1$ となるのがわかる。第3章で見ると、定常なアブレーションではアブレーション圧力 P_a 及び質量アブレーション率 \dot{m} は、

$$P_a = 2 \rho_{c-j} C_{c-j}^2, \quad \dot{m} = \rho_{c-j} C_{c-j} \quad \text{---(2-8)}$$

で与えられる。ここに ρ_{c-j} 及び C_{c-j} は Chapman-Jouguet 点での密度及び音速である。今アブレーションフロントから $60 \mu\text{m}$ 外側の点 ($Z = 60 \mu\text{m}$) を C-J 点として、 \dot{m} を計算すると、 $(1.6 \pm 0.4) \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$ となり、球ターゲットにおいて同様の計測⁽²⁻¹⁷⁾より求められる値 $(2.0 \pm 0.4) \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$ より約20%低い値となっている。この差は、横方向へのプラズマの拡散によるものと考えられる。

図2-8 (b)に示したように、ターゲットより求めたイオン流の速度は $(7.5 \pm 0.5) \times 10^7 \text{ cm/sec}$ であり、C-J点における流速の 3.8 ± 0.3 倍であった。今、プラズマは電子の平均自由行程 λ_{e-e} が密度勾配のスケール長を超える密度 n^* まで等温膨脹し、その先は自由膨脹可能なものとする。等温膨脹可能なプラズマの速度 v 及び電子密度 n_e は、よく知られた自己相似解

$$n_e = n_{c-j} \cdot \exp(-\xi) \quad \text{---(2-9)}$$

$$v = C_{c-j} (\xi + 1) \quad \text{---(2-10)}$$

$$\xi = \frac{x}{C_{c-j} t}$$

に与えられ。密度勾配のスケール長 $L_n = \frac{|\partial n_e|}{|n_e|} = C_{0J} t$ ($t = \tau_L$ (レーザーのパルス幅)) とし求め、 $\lambda_{ee}(n^*)$ と等置することにより n^* を求めると $n^* \cong (1.5 \pm 0.5) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ となる。これより予想されるプラズマの膨張速度 v^* は、

$$|v^*| = C_{0J} \left| \ln \frac{n^*}{n_{cJ}} - 1 \right| \cong 3.6 C_{0J} \quad (2-11)$$

と与えられ 実験結果と良く一致する。今、アブレーション速度 v_{ab} を

$$v_{ab} \cong \frac{P_a}{\rho_m} \quad (2-12)$$

と定義すると、(2-8)式より $v_{ab} = 2 C_{0J}$ となる。本実験の場合には、チャージコレクターより求めたイオン速度は、正しいアブレーション速度を与えていないことがわかる。

(四) 密度分布

He 様イオンの共鳴状態 $1s2p^1P$ と準安定状態 $1s2p^3P$ の寿命を $t_R, t_C, {}^3P$ 状態の電子衝突による寿命を t_{IC} とする。プラズマの密度が充分低く $t_C \gg t_R, t_{IC}$ の場合には、両レベルに存在するイオンの数は、密度に比例し
ライン比

$$R_{IC} = \frac{I(2^1P \rightarrow 1^1S)}{I(2^3P \rightarrow 1^1S)} \quad (2-13)$$

は密度によらない。ここに $I(2^1P \rightarrow 1^1S)$ 及び $I(2^3P \rightarrow 1^1S)$ は Al^{III} の共鳴線 $2^1P \rightarrow 1^1S$ 及びインターコンビネーションライン $2^3P \rightarrow 1^1S$ の強度を意味する。密度が高くなり $t_R < t_C < t_{IC}$ となると衝突による励起と緩和が均衡し 3P の存在比が電子密度に依存しなくなり R_{IC} は n_e に比例して増大する。さらに n_e が増大した LTE 極限 ($t_C < t_R, t_{IC}$) では R_{IC} は再び n_e に依存しなくなる。大雑把な見積りで $10^{19} \text{ cm}^{-3} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の領域で R_{IC} は密度計測に使用可能なことがわかる。Al の場合 $Z=13$ なので $10^{21} \sim 6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ の領域で R_{IC} による密度計測が可能となる。実際の測定では波長分解能が低くインターコンビネーションラインと Li 様サテライトの s, t, m, n との分離が困難であったこと及び吸収の高い

共鳴線 $2^3P \rightarrow 1^1S$ が使用できないため、Li 様サテライト k, j, q, r を用い

$$R = \frac{I_{1c} + I_S(s, t, m, n)}{I_S(k, j, q, r)} = \frac{\frac{I_{1c}}{I_{Res}} + \frac{I_S(s, t, m, n)}{I_{Res}}}{\frac{I_S(k, j, q, r)}{I_{Res}}} \quad (2-14)$$

り密度を求めた $I_S(s, t, m, n)$, $I_S(k, j, q, r)$ はそれぞれ Li 様サテライト s, t, m, n の強度の和 及び k, j, q, r の強度の和を表わす I_{1c} , I_{Res} は $I(2^3P \rightarrow 1^1S)$ 及び $I(2^3P \rightarrow 1^1S)$ を意味する。

電子密度 n_e 及び 温度 T_e に対する R の計算は参考文献 (2-15), (2-16) の I_{Res}/I_{1c} 及び I_S/I_{Res} に対する以下の表式を用いた。ここで I_S は Li 様サテライトの強度を意味する

$$\frac{I_{Res}}{I_{1c}} = R_1 + P n_e$$

$$P = \frac{1}{A(2^3 \rightarrow 1)} \left[(R_1 + 1) C(2^3 \rightarrow 2^1) + (R_1 + \beta) (2^3 \rightarrow \geq 3^1) + R_1 S(2^3) \right]$$

$$C(2^3 \rightarrow 2^1) = 8.36 \times 10^{-8} (T_e Z)^{-1}$$

$$C(2^3 \rightarrow \geq 3^1) \approx 3.25 \times 10^{-7} \frac{1}{Z^2 T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{E_1}{T_e}\right)$$

$$E = 270.38 \text{ eV}$$

$$S(2^3) = 0.61 \times 10^{-5} E_{1c}^{3/2} \left(\frac{T_e}{E_{1c}}\right) \left(2.54 + \frac{T_e}{E_{1c}}\right)^{-1} \exp\left(-\frac{E_{1c}}{T_e}\right)$$

$$E_{1c} = 497.76 \text{ eV}$$

$$R_1 = \begin{cases} 2.85 \exp\left[2.01 \times 10^{-1} \left(\frac{T_e}{Z^2} - 4.31\right)\right], & \left(\frac{T_e}{Z^2} \leq 4.31\right) \\ 2.85 \exp\left[1.06 \times 10^{-1} \left(\frac{T_e}{Z^2} - 4.31\right)\right], & \left(\frac{T_e}{Z^2} > 4.31\right) \end{cases}$$

$$A(2^3 \rightarrow 1) = \frac{1}{4} A(2^3 P_1 \rightarrow 1^1 S) = 2.54 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$$

$$\frac{I_s}{I_{res}} = \frac{1}{1+\alpha} F_1(T) \times F_2(S)$$

$$\alpha = \frac{R}{C} - \exp\left[-\frac{E_0 - E_s}{T_e}\right] \times 3 \times F_1(T) F_2(S)$$

$$E_0 = 1598 \text{ eV}$$

$$\frac{R}{C} = 3.5 \times 10^{-12} \frac{E_0^{3/2}}{TP} \frac{(z-2)^{1/2} (z-1)^2}{(z^2 - 2z + 17.4)^{1/2} (1 + 0.105z + 0.015z^2)}$$

$$x = \frac{8066 \times E_0}{(z-1)}, \quad P = 0.2$$

$$F_1(T) = 1.047 \times 10^{-17} \frac{E_0}{T} \frac{1}{f P g_s}$$

$$f = 0.75$$

$$F_2(S) = \frac{g_s A_a A_a}{A_a + \sum A_r}$$

| key | g_s | A_a ($\times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$) | A_r ($\times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$) | $\sum A_r$ ($\times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$) | E_s (eV) |
|-----|-------|--|--|---|---------------|
| s | 4 | 44 | 2.5 | 2.5 | 1145.29 |
| t | 2 | 39 | 4.0 | 4.0 | 1145.29 |
| m | 2 | 98 | 9.5 |] 12.9 | 1170.25 |
| n | 2 | 79 | 3.4 | | |
| j | 6 | 183 | 13.4 | 13.4 | 1154.67 |
| k | 4 | 182 | 13.2 | 13.2 | 1154.67 |
| q | 4 | 157 | 25.2 | 25.2 | 1138.39 |
| t | 2 | 172 | 23.5 | 23.5 | 1138.39 |

表 2-1 Li様サテライト A 係数及び energy-gap

ラインの重畳による δN の劣化による誤差を求められたか。結果を図 2-9 に示す。図 2-9 には

$$N_e(z) = N_c \exp\left(\frac{z-z_c}{L_n}\right) \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad \text{---(2-15)}$$

の密度分布を仮定して.

$$\int_{z_{Al}}^{z_{CH}} N_e(z) dz = \frac{N_{Al} + N_{CH}}{2} \quad \text{---(2-16)}$$

より求めたレーザビーム時の密度分布 $N_e(z)$ と 定常状態での 1次元の質量保存式

$$N_e'(z)v = v n s t = N_c v_c \quad \text{---(2-17)}$$

を用い. 各点での v より 求めた $N_e'(z)$ も合わせて示してある.

ここに N_c は 臨界密度と z_c , z_{Al} 及び z_{CH} は レーザのビーム時におけるカソードの位置, Al トレーサ-及び CH 層の質量中心の位置を示す. v_c はカソードでの流速である. N_{Al} , N_{CH} は Al 層 及び CH 層に含まれる電子の単位表面積当りの全個数を表わす.

(IV) 熱流測定

以上求めた Al トレーサ-の流速 及び 温度を用い (2-6)式より自由流 ρ_f で規格化された熱流 $f = \rho / \rho_f$ を求めることができた. 図 2-10 には. こうして求めた f を 電子の平均自由行程で規格化した 温度勾配のスケール長に対して示してある. これを見ると 熱流束は加熱領域近傍 ($z \approx 50 \mu\text{m}$) では $S-H$ 理論の値より制限され. 熱波の先端部では 増長されるのがわかる.

2-4 まとめ

レーザ-を含む平面ターゲットを用いた: アブレーション領域のプラズマの密度及び温度の時空間分解計測法を考案し. この領域の熱流束を初めて直接的に測定した. この測定により熱流束と温度勾配との関係を調べ. 以下のことを明らかにした.

- 1). 温度分布は 熱波先端部で 15度程度の傾斜を示した. これは加熱領域の高エネルギー電子による熱波前面の加熱によるものと考えられる.
- 2) 熱流束は加熱領域近傍で制限され 先端部で増長される. 熱流は. 単なる制限を受けずののではなく. 新古典論で示唆される非局所性を示す

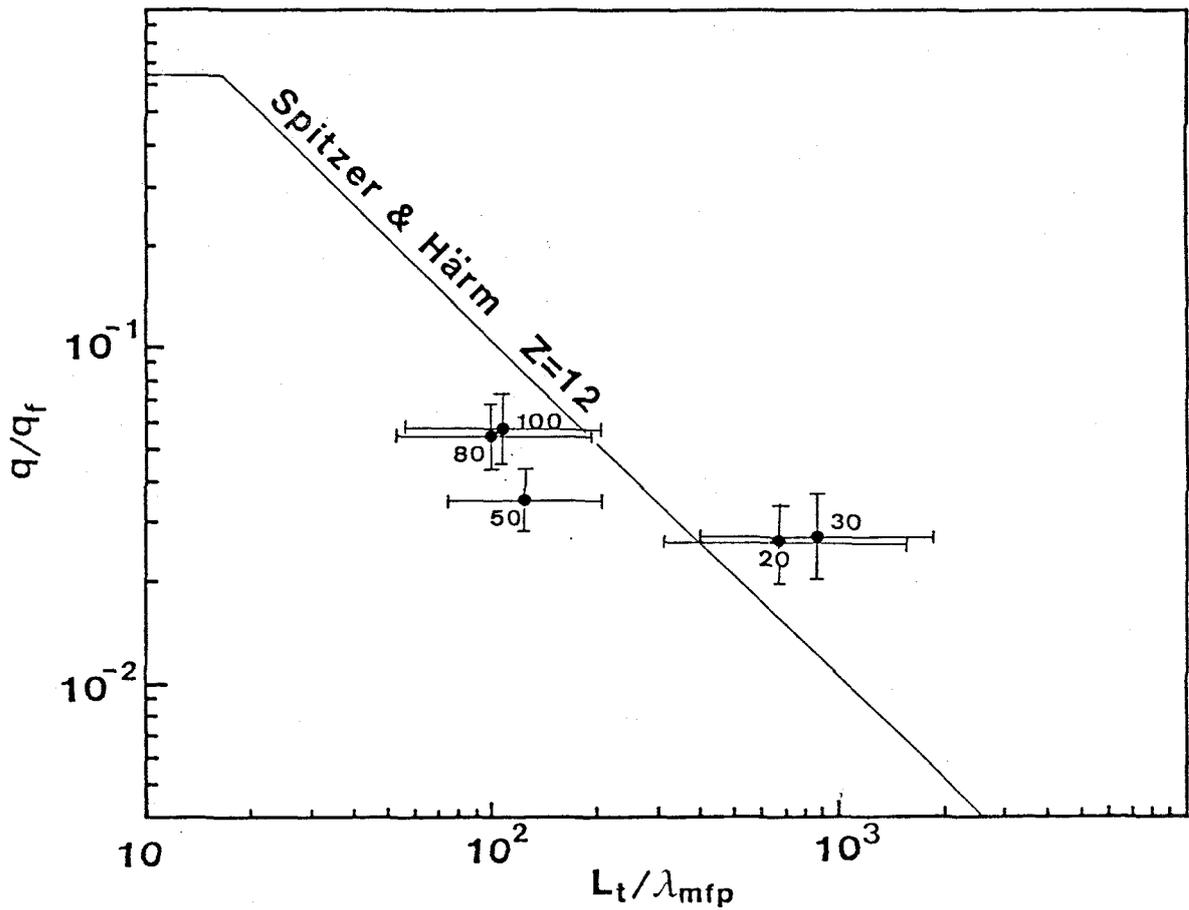


図2-10 アブレーション領域の熱流 q/q_f の
局所的な温度勾配のスケール長 L_t/λ_{mfp}
に対する依存性. $q_f = neTe v_{th}$
 λ_{mfp} は電子の平均自由行程

$$\lambda_{mfp} = Te^2 / \pi e^4 neZ \ln \Lambda$$

各測定点に付いた数字は、アブレーションフロント
からの距離を表わす。

その結果 アブレーション領域のプラズマは 温度勾配が大きいため
新古典論に従うことが示された。

第2章の参考文献

- (2-1) L. Spitzer and R. Härm, *Phys. Rev.* 89, 977 (1953)
- (2-2) F. C. Young, R. R. Whitlock, and J. E. Bodner, *Appl. Phys. Lett.* 30, 45 (1977)
- (2-3) R. C. Malone, R. L. McCrory, and R. L. Morse, *Phys. Rev. Lett.* 34, 721 (1975)
- (2-4) M. D. Rosen, D. W. Phillion, V. C. Rupert, W. C. Mead, W. L. Kruet, J. J. Thompson, H. N. Korublum, V. W. Slivinsky, G. T. Caporaso, M. J. Boyle, and K. G. Tittsell, *Phys. Fluids* 22, 2020 (1979)
- (2-5) R. Fabbro, E. Eabre, F. Amiranoff, C. Garban-Labaune, J. Virmont, M. Weinfeld, and C. E. Max, *Phys. Rev. A* 26, 2289 (1982)
- (2-6) B. Yaakobi, J. Delletré, L. M. Goldman, R. L. McCrory, R. Marjoribanks, M. C. Richardson, D. Shvarts, S. Skupsky, J. M. Soures, C. Verdon, D. M. Villeneuve, T. Boethly, R. Hutchinson, and S. Letzring, *Phys. Fluids* 27, 516 (1984)
- (2-7) D. R. Grang and J. D. Kilkenny, *Plasma Phys.* 22, 81 (1980)
- (2-8) A. R. Bell, R. G. Evans, and D. J. Nicholas, *Phys. Rev. Lett.* 46, 247 (1981)
- (2-9) D. Shvarts, J. Delletré, R. L. McCrory, and C. P. Verdon, *Phys. Rev. Lett.* 47, 247 (1981)
- (2-10) Y. Kishimoto, and K. Mima, *J. Phys. Soc. Jpn.* 52, 3389 (1983)
- (2-11) L. Landau and E. Lifshitz, "Fluid Mechanics" (Addison-Wesley, N. Y. 1959) pp. 33-43
- (2-12) P. G. Burkhalter, M. J. Herbst, D. Duston, J. Goardner, M. Emery, R. R. Whitlock, J. Grun, J. P. Apruzese, and J. Davis, *Phys. Fluids* 26, 3650 (1983)
- (2-13) D. Duston, J. Davis, and P. C. Kepple, *Phys. Rev. A* 24, 24 (1981)

- (2-14) A.V. Vinogradov, I. Yu. Skobelev, and E.A. Yukov, *Sov. Phys. JETP* 45, 925 (1977)
- (2-15) A.H. Gabriel and T.M. PAGET, *J. Phys. B*, 5, 673 (1972)
- (2-16) A.H. Gabriel, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 160, 99 (1972)
- (2-17) N. Miyanaga, private communication

第3章 アブレーション型圧縮の研究

3-1 はじめに

レーザーによる単殻の球状ターゲットの爆縮スキームには⁽³⁻¹⁾大別して、爆発型 (exploding pusher type) と噴出型 (ablative pusher type) の2種がある。今一樣な肉厚 ΔR の球殻に燃料ガスを充填したペレットターゲットを考えよう。このターゲットを強いレーザー光で照射するとシェル表面はプラズマ化し、ある温度 T_e まで加熱される。レーザーは特性長 D だけ侵入し臨界密度近傍またはそれより低密度の領域で吸収される。加熱吸収領域の電子は (3-1) 式で与えられる平均自由行程 λ_e 程度 プッシュャーシェルに侵入する

$$\lambda_e \simeq 2.45 \times 10^{19} \times \frac{T_e^2}{n_i Z^{3/2} \ln A} \quad \text{---(3-1)}$$

ΔR , λ_e の関係から 2つの爆縮モードの特徴を表わすと以下のようになる。

(I) 爆縮型圧縮 ($\Delta R \ll D, \lambda_e$)

このモードでは少量の高速電子及び強い衝撃波によって流体運動の特徴的な時間スケール可成やかにシェル全体が加熱され、最大圧力まで達し、膨脹を起す。(理想的には) shellの半分が内側に向かい燃料を圧縮する。

(II) 噴出型圧縮 ($\Delta R \gg D, \lambda_e$)

この場合、レーザーはターゲット表面の極薄い領域を加熱し、熱波は衝撃波の通過した後も超音速の燃焼波として伝播し、固体表面を加熱し、プラズマを噴出させる。(アブレーション) そして噴出プラズマの反作用によってシェル全体が加速され、燃料を圧縮する。

燃料を断熱的に高い密度まで圧縮するには、噴出型が爆発型より望ましい。ターゲットをアブレーションに圧縮するためには、高速電子の発生を抑え、燃料プッシュャーの予備加熱を抑えなければならぬ。レーザーによるアブレーションの構造については第2章で調べられたが、実際のアブレーション型圧縮のダイナミクスを実験的に調べるためには。

球状ターゲットによる圧縮実験を行なう必要がある。そこで著者等は、2種の実験を行なった。第1は、共鳴吸収の起りにくい長パルス (1nsec) 低強度の $1.053 \mu\text{m}$ により球状ターゲットの加速過程を調べるため。第2は、レーザー光を短波長化 (波長 $0.527 \mu\text{m}$) することによって高速電子の発生を抑え短波長化の効果と総合的に評価しよるためであった。

図3-1は C-H コートを付けたニッケルガラスマイクロバルーンを短パルスのレーザー (波長 $1.053 \mu\text{m}$) で照射した時の噴き出しプラズマをチャージコレクターによって計測、高速イオン、熱イオン (低温成分) の速度と投射強度に対しプロットしたグラフである。これによれば、 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 以上の投射レーザー光強度で顕著な高速成分の発生が見られる。これはレーザー強度 $\sim 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ を境に共鳴吸収が増大し、逃走電子の発生が促進されることを示す。この事実は、図3-2の輻射温度のグラフで見てもうかがえる。それ故、 $1.053 \mu\text{m}$ 光に於ける実験では、レーザー光強度をこの値以下にして圧縮実験を行なった。

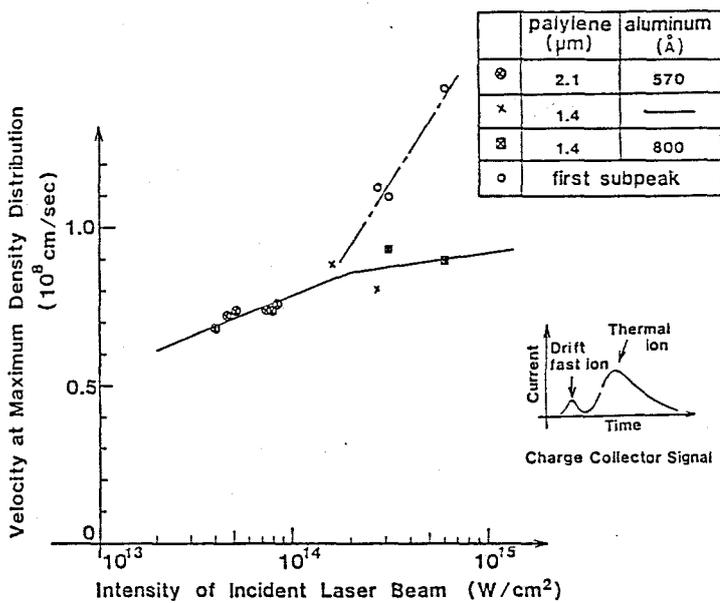
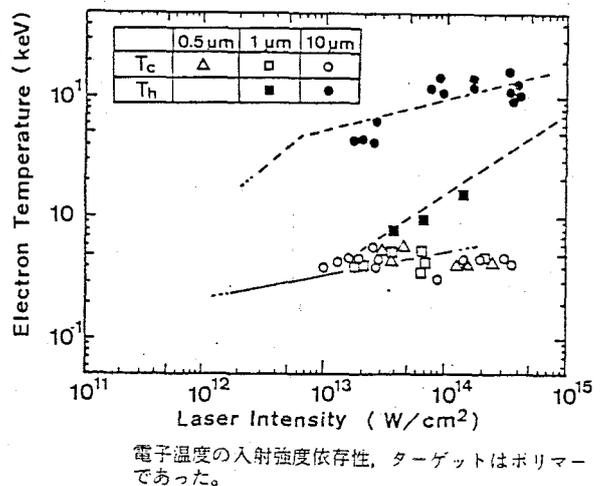


図3-1 入射レーザー光強度対ピークイオン速度



電子温度の入射強度依存性、ターゲットはポリマーであった。

図3-2

3-2 波長 $1 \mu\text{m}$ レーザに於けるアブレーション型圧縮実験

球状ターゲットにおけるアブレーション圧力、爆縮速度及び流体力学的効率のレーザ光強度に対する比例則を求める実験をストリークバックラスティングの手法により行った。アブレーション圧縮における種々の比例則について考察した後、本実験で得られた結果を述べる。

3-2-1 アブレーション圧縮の比例則

(I) アブレーション圧力及び質量アブレーション率

アブレーション圧力及び質量アブレーション率の比例則を導出する。簡単化して、アブレーションを定常な一流体一次元流とする。(3-2, 3-3)

一次元での質量・運動量・エネルギーの保存式を laser の輻射圧や粘性を無視して書くと

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) \quad \text{---(3-2)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) = -\frac{\partial}{\partial x}(P + \rho v^2) \quad \text{---(3-3)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}P + \frac{\rho v^2}{2}\right) = -\frac{\partial}{\partial x}\left\{\rho v\left(h + \frac{v^2}{2}\right) + q\right\} + S' \quad \text{---(3-4)}$$

とする。ここで ρ, v, P, h はそれぞれ流体の密度、速度、圧力及びエンタルピーを表わす。 S' は熱源としてのレーザ吸収エネルギーを、 q は熱流束を表わす。今、アブレーションフロントから Chapman - Jouquet 点 (C-J 点) まで定常で、C-J 点より外側では等温膨脹を可逆的とすると、C-J 点より内側の点に対して、上の式は容易に積分されて

$$P + \rho v^2 = w n s t \quad \text{---(3-5)}$$

$$\rho v = w n s t = m \quad \text{---(3-6)}$$

$$\frac{5}{2} \rho u c^2 + \frac{1}{2} \rho u^3 = q \quad \text{---(3-7)}$$

となる。ここで $h = \left\{ \frac{\gamma}{\gamma-1} \right\} (P/\rho)$, $\gamma = \frac{5}{3}$ とした。 c は音速 $\sqrt{P/\rho}$ である。アブレーションフロントでの圧力 P_a 及び質量アブレーション率 \dot{m} と C-J 炎での密度 ρ_{C-J} , 及び音速 C_{C-J} で評価すると

$$\dot{m} = \rho_{C-J} C_{C-J} \quad \text{--- (3-8)}$$

$$P_a = 2 \rho_{C-J} C_{C-J}^2 \quad \text{--- (3-9)}$$

となる。 ρ_{C-J} 及び C_{C-J} は膨張プラズマ 及び アブレーション領域のエネルギーと吸収エネルギーのバランスより導出される。

C-J 炎より内側へ向かう熱流 q_1 及び等温膨張を支える必要な熱流 q_2 は ⁽³⁻²⁾

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= 3 \rho_{C-J} C_{C-J}^3 \\ q_2 &\cong \rho_{C-J} C_{C-J}^3 \end{aligned} \right\} \text{--- (3-10)}$$

となる。レーザーの吸収強度 I_a と $q_1 + q_2$ が等置されて

$$I_a = q_1 + q_2 = 4 \rho_{C-J} C_{C-J}^3 \quad \text{--- (3-11)}$$

が得られる。cut-off 域内に向かう熱流 $f(N_c T_c V_{thc})$ が q_1 と等しくなる。 \therefore \exists C-J 炎として $T_c \sim T_{C-J}$ のもとに N_{C-J} 及び T_{C-J} を解くと、

$$N_{C-J} \cong \frac{f z}{3(1+z)^{3/2}} \sqrt{\frac{Amp}{m_e}} \quad n_c \quad \text{--- (3-12)}$$

$$T_{C-J} \cong m_e^{1/3} \left(\frac{3 I_a}{4 f n_c} \right)^{2/3} \quad \text{--- (3-13)}$$

となる。これより P_a, \dot{m} は

$$P_a \approx 2.28 \times 10^{-8} \sqrt{\frac{A}{1+z}} f^{1/3} n_c^{1/3} I_a^{2/3} \quad -(3-14)$$

$$\dot{m} \approx 5.218 \times 10^{-16} \frac{A}{1+z} f^{2/3} n_c^{2/3} I_a^{1/3} \quad -(3-15)$$

と求まる。従つて P_a 及び \dot{m} は $P_a \propto I_a^{2/3} \lambda_L^{-2/3}$, $\dot{m} \propto I_a^{1/3} \lambda_L^{-2/3}$ のスケーリングを示すことができる。式(3-12)を見よと(3-4) n_c は I_a に依存し、 f は λ_L で決まつてしゆが B. Meyer は計算機シミュレーションによつて $n_c \propto n_c I_a^{1/3}$ と示すことができる。 $\dot{m} \propto I_a^{5/9} \lambda_L^{-2/3}$, $P_a \propto I_a^{2/9} \lambda_L^{-2/3}$ のスケーリングを得た。

(II) 圧縮の比例則

レーザーのペレット爆縮実験に含まれる物理過程は複雑であり想定され得るすべての物理過程を考慮し全体像を把握するには、大型計算機の助けを借りる必要がある。しかし計算機シミュレーションは、多数の仮定を前提としておりしばしば実験結果と相違を示す。また大型計算機は必ずしも容易に使えるものではない。それ故、荒っぽいがあるが、基本的な物理過程を表現したモデルを作ることは、レーザーターゲットの最適化と行つたり、物理現象を解明する上で重要な作業である。ここでは単純な燃料殻型ターゲットのプレーン圧縮のモデルにおいて、圧縮率及び流体力学的効率の比例則を考察する。

圧縮は図3-3の流線図に従つて進むことができる。衝撃波の通過に伴い、pusherは状態①から②へと移行し、以後等温的に膨脹し、状態③より断熱圧縮に入り、最終状態④に至る。理想気体中の strong shock relation により、

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad -(3-16)$$

$$P_2 = \frac{\gamma+1}{2} \rho_1 u_c^2 \quad -(3-17)$$

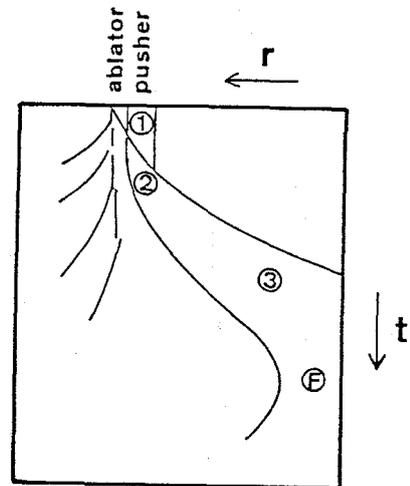


図3-3 圧縮モデルの流線図

を得る。 ρ 及び P は pusher の密度 及び 圧力を表わし。 U_c は ablator と pusher との境界面の速度である。 状態② から ③ への移行は パラメータ α, β を用いて

$$\rho_3 = \alpha \rho_2 \quad \text{--- (3-18)}$$

$$P_3 = \alpha\beta P_2 \quad \text{--- (3-19)}$$

下表わす。 ③ から ④ への状態変化は 最終圧力を P_F とし

$$\left(\frac{P_F}{P_3}\right)^{\delta+\delta} = \frac{P_F}{P_3} \quad \text{--- (3-20)}$$

と表現される。 δ は 圧縮過程中の加熱を表現するためのパラメータである。
 P_F は pusher の終端速度 V_{max} でのエネルギー保存式

$$\frac{1}{2} V_{max}^2 + \frac{1}{\delta-1} \frac{P_3}{\rho_3} = \frac{1}{\delta-1} \frac{P_F}{\rho_F} \quad \text{--- (3-21)}$$

より求められる。 pusher は、アブレーション圧力 P_a によって初期半径 R_0 の $1-\xi$ 倍のところまで一様に加速され、最大速度 V_{max} に達し、その後レーザーは pusher に仕事をせよ。 それまでに得た運動エネルギーが圧縮コアの圧力に変換されるとする。 (3-20), (3-21) 式より。

$$\frac{P_F}{P_3} = \left\{ 1 + \frac{1}{2}(\delta-1) \frac{\rho_3}{P_3} V_{max}^2 \right\}^{\frac{\delta+\delta}{\delta-1+\delta}} \quad \text{--- (3-22)}$$

$$P_F = P_3 \left\{ 1 + \frac{1}{2}(\delta-1) \frac{\rho_3}{P_3} V_{max}^2 \right\}^{\frac{1}{\delta-1+\delta}} \quad \text{--- (3-23)}$$

となる。 アブレーションの質量を無視し、 $\dot{P}_a = 0$ とすると。

$$V_{\max}^2 = 2 \frac{P_a}{\rho_1 \Delta R_0} \xi R_0 \quad (3-24)$$

とす。ここに ΔR_0 は pusher の初期厚である。アブレーションフロントは超音速で伝播し、衝撃波後面の流速は普通に充分小さいと考えられるので、衝撃波後面の圧力がアブレーション圧力と等しく ($P_2 \approx P_a$) として、(3-23), (3-24) 式より、

$$\rho_F = 4 \alpha \rho_1 \left(1 + 2.7 \frac{\xi}{\beta} \frac{R_0}{\Delta R_0} \right)^{\frac{3}{2} - \delta'} \quad (3-25)$$

の関係を得る。流体光学的効率 η_H は

$$\eta_H = \frac{\text{アブレーションの得た運動エネルギー}}{\text{ターゲットの全吸収エネルギー}} \quad (3-26)$$

で定義すると

$$\eta_H = \frac{4\pi R_0^2 \Delta R \rho_0 \frac{1}{2} V_{\max}^2}{\eta_{ab} I_L 4\pi R_0^2 \tau_L} = \frac{P_a \xi R_0}{\eta_{ab} I_L \tau_L} \quad (3-27)$$

とす。今 $P_a = A I_L^{2/3}$ とすると

$$\eta_H = \frac{\xi R_0 A}{\eta_{ab} \tau_L} I_L^{-1/3} \quad (3-28)$$

とす。 η_H は I_L の $-1/3$ 乗に比例する。ここで爆縮時間 τ_c は

$$\tau_c \cong \sqrt{\frac{2 \xi R_0 \rho \Delta R_0}{P_a}} \quad \text{とて } \eta_H \text{ を書き直すと}$$

$$\eta_H = A^{3/2} \sqrt{\frac{\xi R_0}{2 \rho \Delta R_0}} \eta_{ab}^{-1} \frac{\tau_c}{\tau_L} \quad (3-29)$$

とす。 $\tau_L \sim \tau_c$ とす。よって τ_L を取り除くと η_H は L-サー光強度 I_L に依存せず

アブレーション圧力の係数 A の差集及びターゲットアスペクト比 $R_0/\Delta R_0$ の差集に比例する。

3-2-2 実験装置及び方法

(I) レーザ装置と集光系

(3-5)

本実験に使用したレーザ装置は“激光IV号”ガラスレーザシステムである。図3-4にシステム構成を示す。本装置はNdドープした磷酸ガラスを採用した、ディスク及びロッド増幅器を主体とした4ビームの高出力レーザシステムである。主な構成要素には発振器、パルスセレクター、増幅器、光アイソレータ(ポッケルセル及びファラデーローター)、スペシアルフィルター等がある。

発振器はILE社の音響光学変調素子で電子制御する、アクトブ・モードロックQスイッチNd:YLFレーザ発振器である。パルス幅は発振器内の固体エタロン板及び変調器の変調度を変化させることにより調整する。モードロックによるパルス列からダブルポッケルセルにより取り出された単パルスは、前置増幅器で増幅された後、アポタイザーによりビーム中央部のみを透過させて空間的に均一なビームとする。その後3台の前置増幅器と3台のポッケルセルを経て4ビームに分割される。分割されたビームは、それぞれ2台のファラデーローター、2台のスペシアルフィルター、3台の主増幅器を通過し、最終出力となる。ポッケルセルは増幅器間の結合による寄生発振を防止すると共に、自然放出エネルギーを減少させ、トリパルスを除く。ファラデーローターはターゲットプラズマからのレーザ反射光が増幅器内で増幅されないよう逆進するのを防止する。スペシアルフィルターは2枚のレンズとビニホルから成る光学系によりビームの像転送を行ない、ビーム径を变换、回折によるビーム不均一の抑制、波面歪みの除去を行うものである。

増幅段を出た4本のビームはそれぞれ2枚の平面反射鏡により正四面体の各面の中心に、重心を臨む配置でターゲットに導入され、(正四面体対称照射)入反射モニターを経て $F/1.5$ の非球面レンズにより照射される。

本実験ではバックラシテング用X線源プラズマ生成のためにC-beamとディスク増幅器直後ですプリットアウトレ。プロブ光として用いた。プロブ光は、テレビユニットを通過し $F/8$ のレンズでチャンセル水平ポートよりX線源ターゲットに

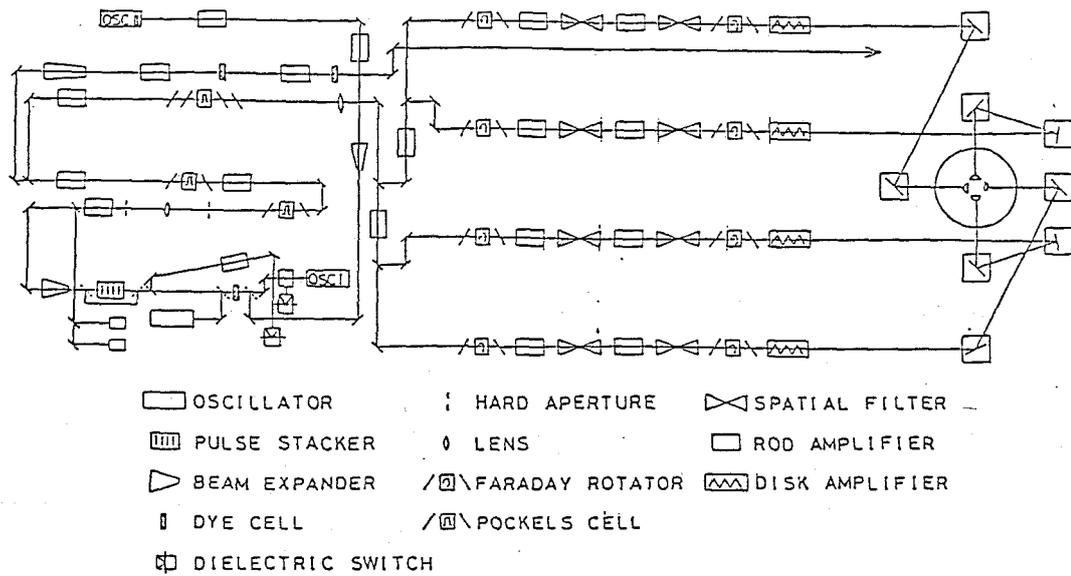


図3-4 激光Ⅳ号ガラスレーザーシステム構成図

照射された。主ビームはパルス幅 1 nsec で全エネルギー $25\text{ J} \sim 200\text{ J}$ の範囲で使用された。プローブ光のエネルギーは 30 J であった。

(Ⅱ) ターゲット

本実験で用いたターゲットは、レーザー照射によるX線自発光を抑えるために、低ZのアブレターとしてBeを $2.0\text{ }\mu\text{m}$ もしくは $6.0\text{ }\mu\text{m}$ オーバークートした直径 $150 \sim 198\text{ }\mu\text{m}$ 、肉厚 $1.31\text{ }\mu\text{m} \sim 1.98\text{ }\mu\text{m}$ のガラスマイクロバルーンである。ターゲットアスペクト比(直径/肉厚)は $14 \sim 29$ である。X線源ターゲットとしては、X線ストリークカメラの分光感度レックに77本のlineを積った Fe の平面ターゲットを用いた。

(Ⅲ) 計測装置及び実験配置

実験に際しての計測器及びターゲットの配置を図3-5に示す。ベレットターゲットは完全オーバーラップフォーカス(集光円錐の母線がターゲット球に接する様な状態)でレーザー照射された。プローブビームの照射を受けたX線源ターゲットからのX線で本ターゲットを照射しその影絵をピンホール結像系を

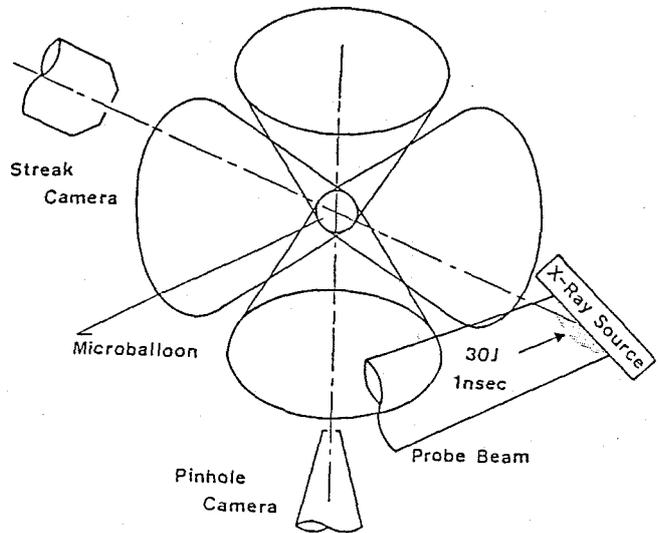


図3-5 計測器及びターゲットの配置

備えにX線ストリーフカメラでとらえた。X線ストリーフカメラは第2章3節で説明されているものであり、直径 $14\ \mu\text{m}$ のビニールと有効幅 $260\ \mu\text{m}$ のスリットを備え、掃引速度 $990\ \text{ps}/10\ \text{mm}$ での動作で倍率12倍、空間分解能 $26\ \mu\text{m}$ (ビニール径は $14\ \mu\text{m}$ であるが、ストリーフスリット幅 $260\ \mu\text{m}$ は7-ゲート上 $\frac{260}{12} = 21\ \mu\text{m}$ に相当し、実効的な分解能は $\sqrt{14^2 + 21^2} = 26\ \mu\text{m}$ となる)、時間分解能 $100\ \text{ps}$ であった。

図3-6に一次元流体コードHIMICOによる求めた半径対オパシティー曲線を示す。計算は外径 $152\ \mu\text{m}$ 、肉厚 $1.0\ \mu\text{m}$ で、Be $2.0\ \mu\text{m}$ をオーバーコートしたガラスマイクロバルーンに、パルス幅 $1\ \text{nsec}$ で $0.1\ \text{TW}$ のレーザーを照射してとらえて行なった。X線のエネルギーは $2.4\ \text{KeV}$ とし、Si, O, Be原子はすべて中性と仮定した (ガラスの温度は充分低い)。空間分解能は局所平均として考慮されている。T=0, T=1.5, T=2.1はそれぞれレーザー照射前、レーザーピーク時、最大圧縮時に対応している。これより、オパシティー $\tau=1$ の点は、ガラス外径もしくは、その内側数 μm の部分に相当して $\tau=1$ の点の軌跡をガラスフッシャーの軌跡と考えることが出来る。また、実際に測定可能なオパシティーは 4×10^{-4} であり、最大圧縮時のコア密度をX線の透過率より求めることはできないが、球対称を仮定することにより、体積圧縮率を求めることが可能である。

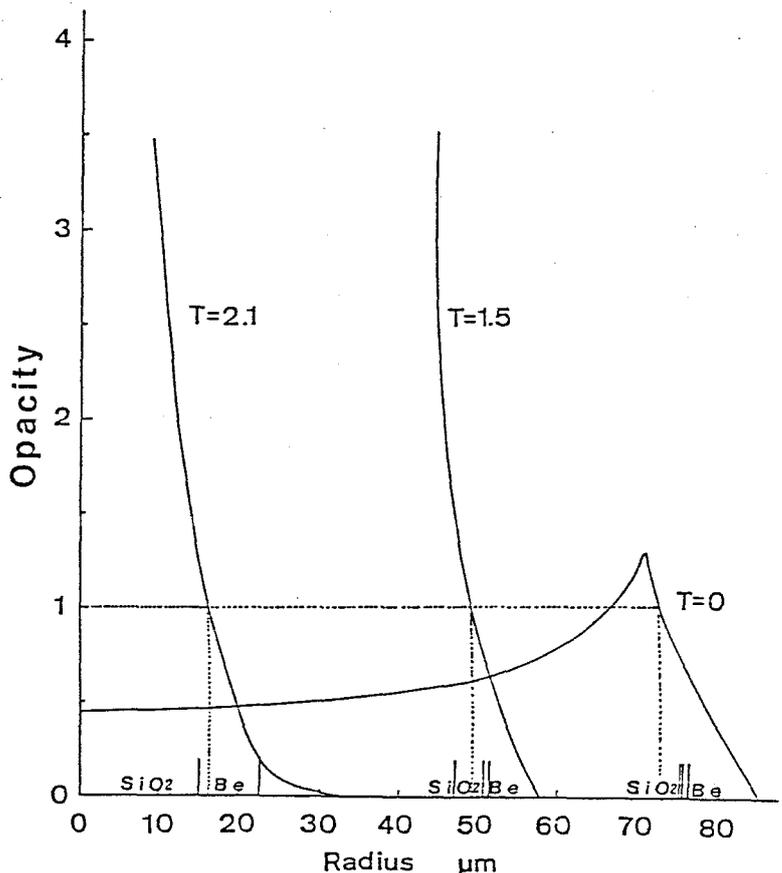


図3-6 X線バックライティングによるオパシティープロフィール
 T=0 (レーザー照射前), T=1.5 (レーザーピーク時)
 T=2.1 (最大圧縮時)

3-2-3 実験結果・検討

(I) 測定データ

ストリークカメラの像は超高感度SITカメラで撮影し、画像信号は浜松テレビ製テンポラルアナライザーによって時間軸方向64(ウィンドー)、空間軸方向に256等分割された、デジタル信号に変換され出力される。

図3-7はモニターテレビに出力された画像信号を写真撮影した一例である。(shot No. 2194)。横軸が時間軸に縦軸が空間軸に対応している。現象は左から右へ進み中央の漏斗状の黒い影がターゲットをスリット越しに見た像であり、空間軸方向の幅がターゲット直径に対応すると考えられる。

各ウィンドー毎に読み出された出力はその時刻での空間方向のX線強度の分布である。(図3-7(b)) 最大圧縮時での出力をオシロスコープに焼き直したのが図3-7(c)、図3-8である。また各時刻(ウィンドー)でのオシロスコープ=1の空間幅を直径として、半径を表示したものが図3-7(d)、図3-9である。

(II) アブレーション圧力

実験的に得られたガラスシールの軌跡から、ターゲットに作用する力学的圧力としてのアブレーション圧力を導出する。ターゲットの面積 $S \Delta R$ に

$$P = A I^{\frac{2}{3}} = P_a \exp\left(-\frac{2}{3} k t^2\right), \quad k = \frac{4 \ln 2}{\tau_L^2} \quad (3-30)$$

τ_L : レーザーの半値幅

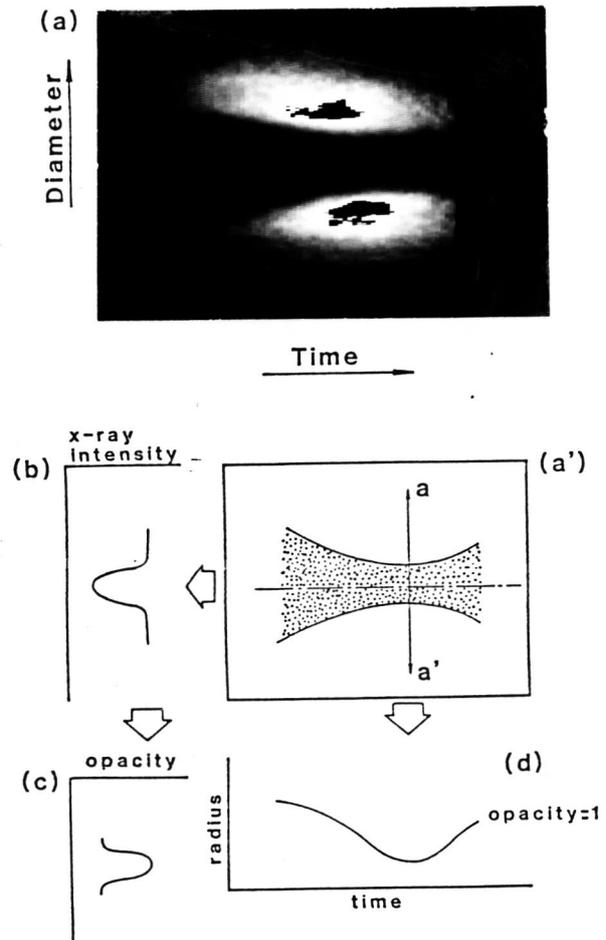


図3-7 データ処理手順

No.2194

34

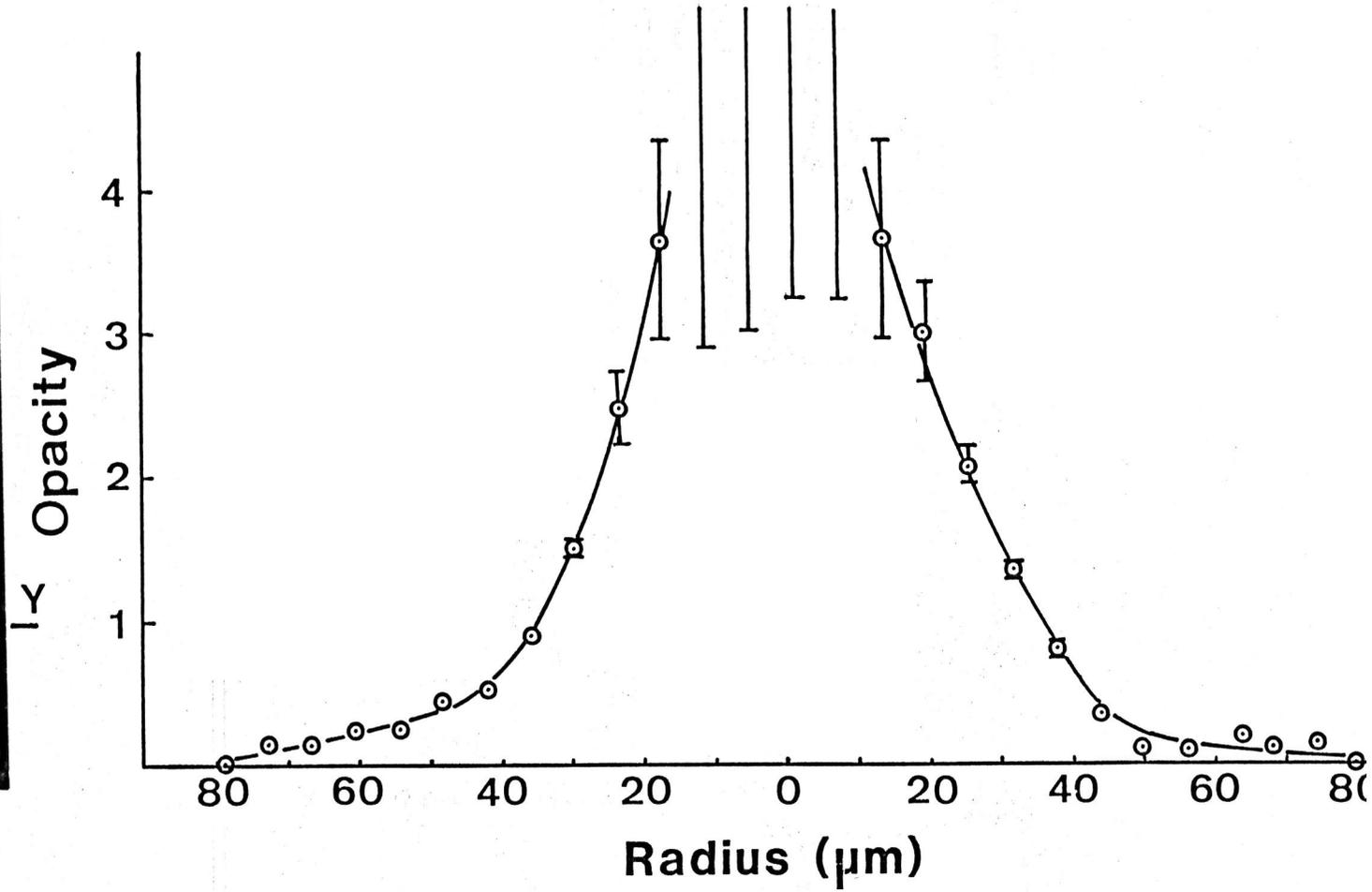
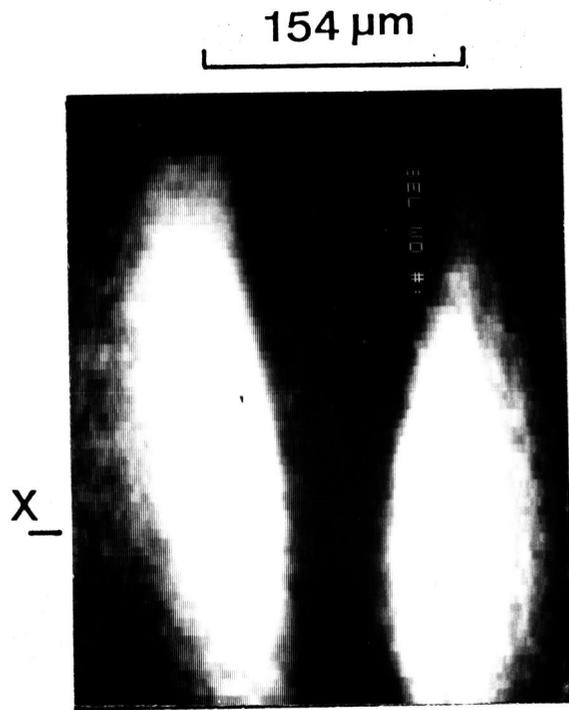


図3-8 X線ストリークシャドウグラフと最大圧縮時でのデジタメータトレイス

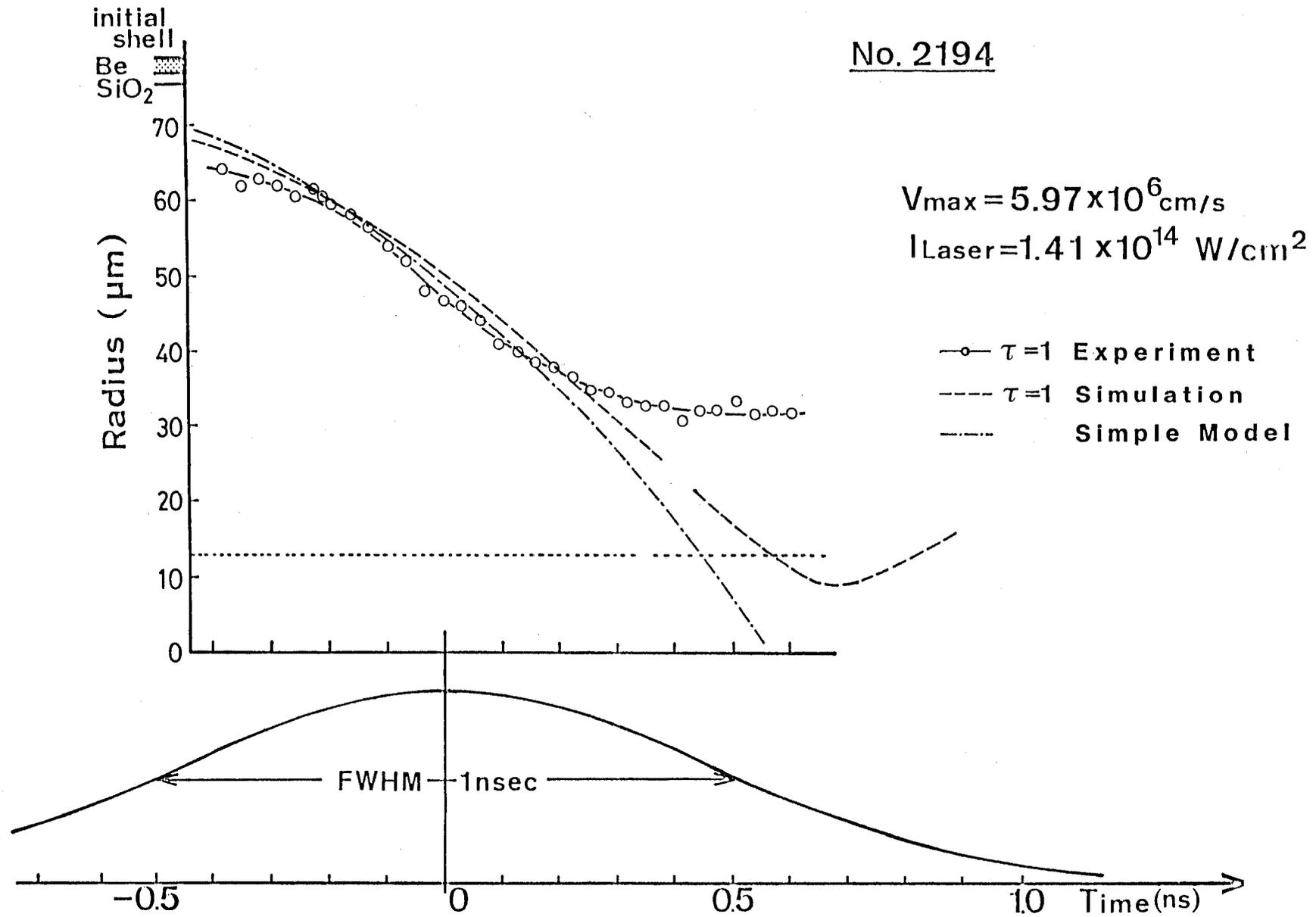


図 3-9 爆縮シェル軌跡

で表わされる圧力が働くとした時. 7.5ミャーの飛距離 x は. アブレーションによる質量の減少を無視すると運動方程式

$$\ddot{x} = \frac{P}{\Delta R \rho} = \frac{P_a}{\Delta R \rho} \exp\left(-\frac{2}{3} k t^2\right) \quad \text{---(3-31)}$$

より.

$$\begin{aligned} x &= \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} \frac{P_a}{\Delta R \rho} \exp\left(-\frac{2}{3} k t'^2\right) dt' \\ &= \frac{P_a}{\Delta R \rho} \left[\frac{t}{\sqrt{\frac{2}{3} k}} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \text{Erf}\left(\sqrt{\frac{2}{3} k} t\right) \right\} + \frac{3}{4k} \exp\left(-\frac{2}{3} k t^2\right) \right] \end{aligned} \quad \text{---(3-32)}$$

で求められる. この P_a をパラメータとする $x(t)$ の曲線と実験で求めた, シェルの軌跡との対応が. 最大アブレーション圧力 P_a を算出した. この方法で求めたアブレーション圧力は 平面ターゲットに見られるような熱伝導や高速電子の散りこみによる周辺部の影響や レーザー照射強度を決定する上での困難を含まず 精度の高いものとなる. しかも固体表面を観測して. 力学的な圧力を計測しているので m とアブレーション速度より アブレーションフロントの圧力を求める事も直接的で 有効な計測法となっている. 図3-10は 入射レーザー強度に対して 最大アブレーション圧力 P_a を示したグラフである. アブレーション圧力 P_a とレーザー光強度 I_L とは

$$P_a \sim 5 \cdot \left(\frac{I_L}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{0.8 \pm 0.2} \quad (\text{Mbar}) \quad \text{---(3-33)}$$

の関係にある. $P_a \propto I_L^{0.8}$ の比例則は (3-14)式に示した, $P_a \propto I_a^{2/3}$ にも近い (J-真の密度がレーザー光強度の1/2乗に比例するとした, B. Meyer の $P_a \propto I_a^{2/3}$ に近いものである).

(Ⅳ) 爆縮速度 v の 流体力学的効率

実験で求めた シェルの最大圧縮速度 V_{\max} を 図3-11に示す. (3-24)式に $P_a \propto I_a^{0.8}$ を適応すると,

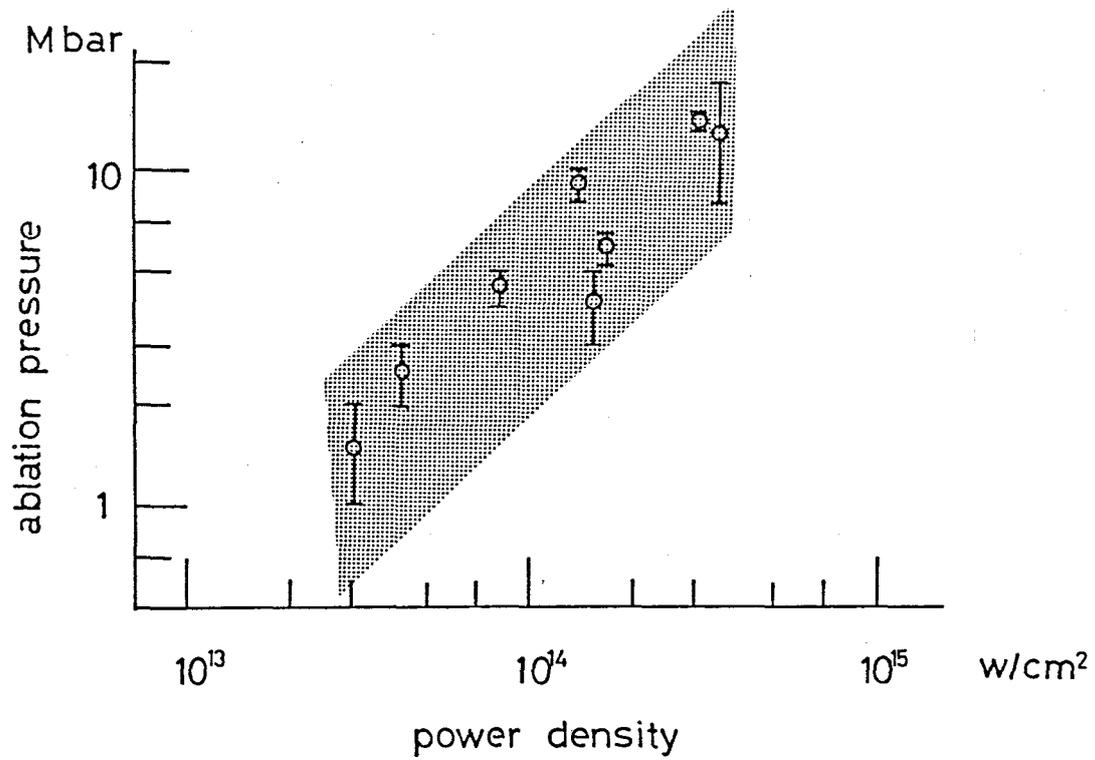


図3-10 入射レーザー光強度対アブレーション圧力(Pa)

$$P_a \sim 5 \left(\frac{I_L}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{0.8 \pm 0.2} \text{ (Mbar)}$$
 の依存を示した。

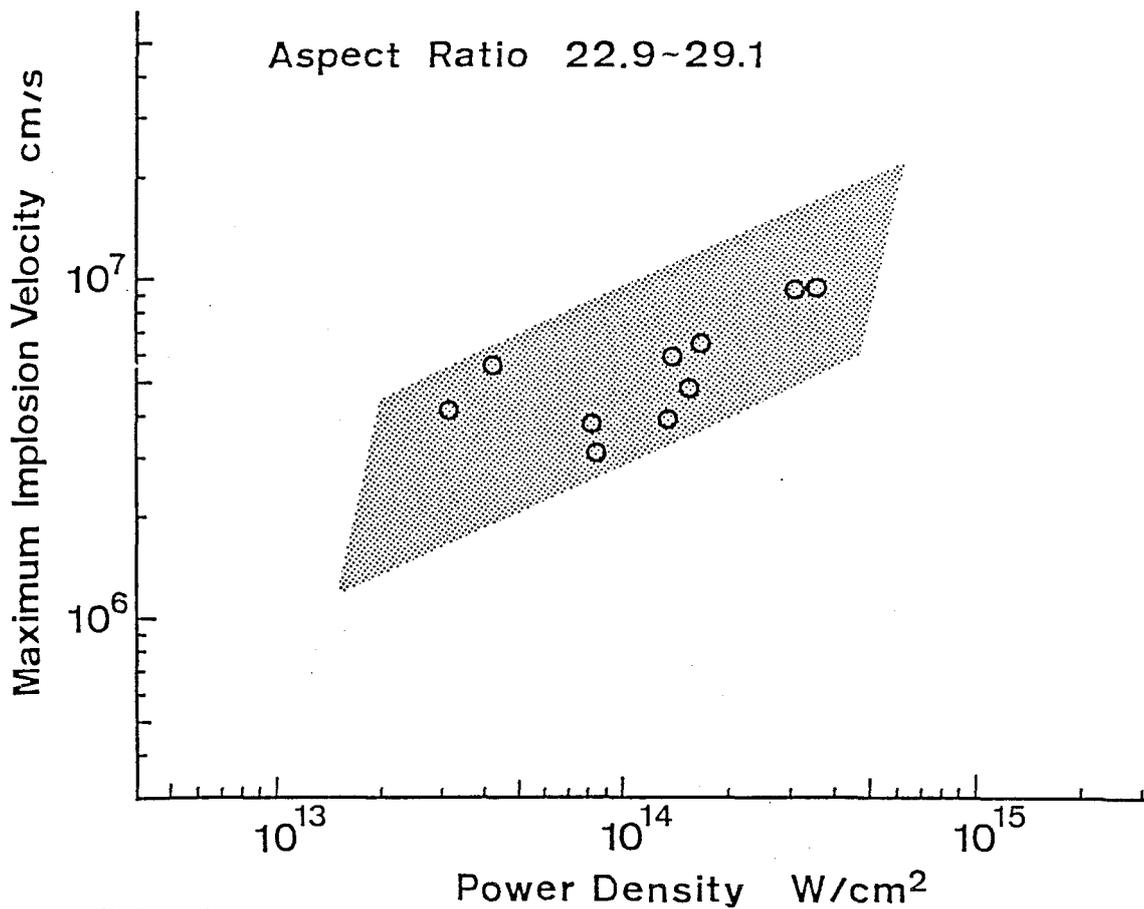


図3-11 入射レーザー光強度対最大爆縮速度

$$V_{max} \propto \sqrt{\xi \frac{R_0}{\Delta R_0}} I_a^{0.4} \quad (3-34)$$

と分かる。これは実験結果である $V_{max} \propto I_L^{0.45 \pm 0.15}$ と合致する。
 V_{max} より 流体力学的効力率 η_H は

$$\eta_H = \frac{\frac{1}{2} M V_{max}^2}{\eta_{abs} E_L} \quad (3-35)$$

より求める。ここで M は全ターゲット質量、 E_L は全レーザーエネルギーであり、
 吸収率 η_{abs} は 0.3 とした。図 3-12 には 投射レーザー強度 I_L に対して η_H を示した。 η_H は I_L に対して負の相関を示す。
 $\eta_H \propto I_L^{0.9 \pm 0.6}$ のかなり強いレーザー光強度依存性を示すのは、このレーザー光強度領域
 では吸収率 η_{abs} が $\eta_{abs} \propto I_L^{-0.3}$ 程度の変化を知らせている。この投射レーザー光強度 I_L の
 上昇による η_H の減少は、基本的には爆縮時間とレーザーのパルス幅
 との不整合に起因する。(3-28), (3-29) 式に見られるように、圧縮時間 τ_c が
 レーザーのパルス幅より短い状態では、レーザー強度を上げる程有効に働く
 レーザーエネルギーの割合が低下し、 η_H を下げていることがわかる。図 3-13 は、
 実験で求めた爆縮時間 (レーザービームから最大爆縮時までの時間) に対
 して η_H をプロットしたものである。 τ_c と共に η_H が増大するのかわかる。
 $P_a = A I_L^{0.8}$ で (3-29) を書き直すと

$$\eta_H = A^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\xi R_0}{2 \rho \Delta R_0}} \eta_{ab}^{-1} I_L^{0.2} \frac{\tau_c}{\tau_L} \quad (3-36)$$

と分かる。これは $\tau_c \cong \tau_L$ の整合のとれた状態で

$$\eta_H \propto A (\lambda_L)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{R_0}{\Delta R_0}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot I_L^{0.2}$$

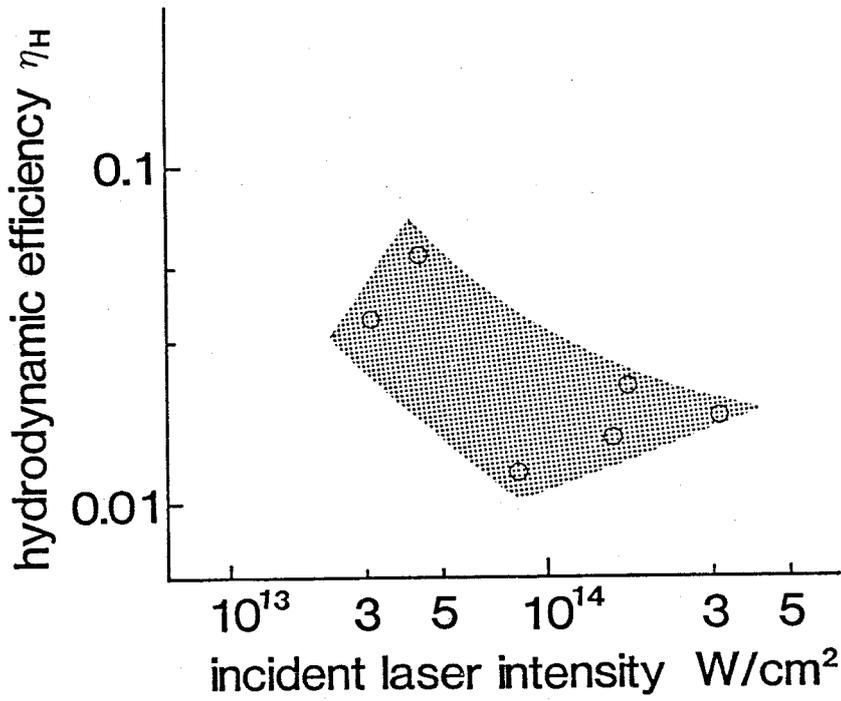


図3-12 入射レーザー光強度対流体力学的効率

$$\eta_H = \frac{E_{kin} \text{ (フォックナーの運動エネルギー)}}{E_{abs} \text{ (全吸収エネルギー)}}$$

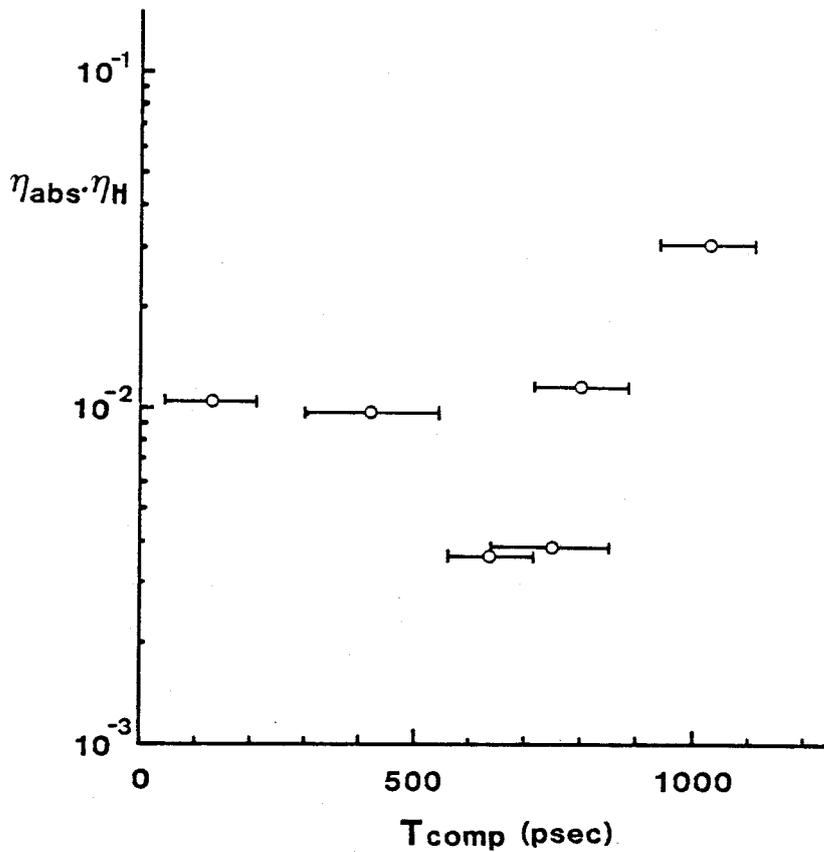


図3-13 爆縮時間対 $\eta_{abs} \cdot \eta_H$
 爆縮時間 T_{comp} はレーザービームから最大圧縮時までの時間

となり。高アスペクトターゲット、短波長レーザー、高レーザー強度下の n_H の増加が期待される

以上まとめると

- 1) 球対称ターゲットを用い、高密度領域の加速を観測することにより、次元的な熱の流れ及び時間積分効果に起因する不正確さを除去し、精度の高いアブレーション圧力の測定を行った。アブレーション圧力 P_a のレーザー光強度依存性は

$$P_a \sim 5 \times I_{14}^{0.8 \pm 0.2} \text{ Mbar}$$

となった。

- 2) 実験的に求めた圧縮速度及び流体力学的効率 η は1)で求めた比例則を用いたアブレーションモデルと良い一致を示した。モデルによる考察より、短波長レーザー及び高アスペクト比ターゲットの優位が期待される。

3-3 波長 0.5 μm レーザーによるアブレイティブ圧縮実験

レーザー波長を短くすると 3-3-1 に示すように 臨界密度が高くなるために

- (1) 吸収率、アブレーション圧力が上昇し、
- (2) 集団運動の閾値が上昇することにより、高速電子の発生が抑えられ、効率の高い圧縮が期待される。
- (3) 反面、横方向の熱緩和が減少することによって圧縮の一様性が劣化する。

可能性がある。著者等は、ガラスレーザー高の第2高調波を用いて、1.0 μm より短波長のレーザーによる爆縮実験を初めて行ない、短波長化による効率の向上を示した。

3-3-1 圧縮の波長依存性

レーザー波長の短波長化の圧縮に及ぼす影響を噴出型圧縮について調べてみよう。固体層への影響は、アブレーション圧力及び高速電子の発生に因るものなのでここでは吸収領域とアブレーション領域について考察する。

(I) 吸収領域

入射レーザー光は低密度領域で誘導散乱を受けながら臨界密度面近傍に到達し、強い逆制動輻射、共鳴吸収により吸収され、残りの部分は臨界面で鏡面的に反射される。プラズマの温度が低い場合には、電子、イオンの衝突周波数が大きく、ほとんど逆制動輻射により吸収されることが期待される。古典吸収による吸収係数 K_a は

$$K_a = 3.05 \times 10^{-52} \frac{Z^2 n_i n_e \ln A [\lambda_L (\mu\text{m})^2]}{[T_e (\text{keV})]^{3/2} (1 - \frac{n_e}{n_c})^{1/2}} \quad [\text{m}^{-1}]$$

で与えられ、波長が長くなり臨界密度が大きくなるほど K_a も大きくなる。しかもレーザーはプラズマのより高密度な臨界点まで侵入するため、吸収が良くなる。今プラズマは等温でスケール長 L の密度分布

吸収率 η は $n_i = n_0 \exp\left(\frac{r}{L}\right)$ r と r_0 の差とすると,

$$\eta = 1 - \exp\left(-\int_{-\infty}^{nc} K_a(nc) dr\right)$$

$$= 1 - \exp\left(-3.66 \times 10^{-52} \frac{Z[\lambda(\mu\text{m})]^2 [nc(\text{m}^{-3})]^2 \ln AL}{[Te(\text{keV})]^{3/2}}\right)$$

とあり、 η が小さな領域で $\eta \propto \lambda^{-2}$ となる。

入射レーザー光強度が強くなるとコロプラ領域の温度が上がり、密度のスケール長が短くなって古典吸収は抑えられる。レーザーは電子によって共鳴的に吸収され、高速の電子群を発生させる。この高速電子がターゲットの予備加熱を起す。高速電子の温度 T_h は、実験的(3-6)に $I\lambda^2$ に対して

$$I\lambda^2 = 10^{15} \sim 10^{17} (\text{W} \cdot \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2), \quad T_h \propto (I\lambda^2)^{0.25}$$

$$I\lambda^2 = 10^{13} \sim 10^{15} (\text{W} \cdot \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2), \quad T_h \propto (I\lambda^2)^{0.67}$$

のスケール長を示すことが知られている。(図3-2) 2次元の粒子コートによるシミュレーション(3-7)より、経験則として $I\lambda^2 = 3 \times 10^{14} \sim 10^{17} (\text{W} \cdot \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2)$ に対して

$$T_h(\text{keV}) = 8.5 [Te(\text{keV})]^{1/4} \left\{ \left(\frac{IL}{10^{15} \text{W/cm}^2} \right) (\lambda(\mu\text{m}))^2 \right\}^{0.4}$$

$$L_h(\mu\text{m}) = 39.6 \left\{ \left(\frac{IL}{10^{15} \text{W/cm}^2} \right) \lambda(\mu\text{m})^2 \right\}^{-0.48}$$

が得られている。ここに L_h は臨界密度近傍での密度の特性長 $(\frac{dn}{dx}/n)^{-1}$ である。電子の平均自由行程 λ_e は $\lambda_e \propto T^2$ となるので、高速電子に対する平均自由行程 λ_{eh} は $\lambda_{eh} \propto \lambda_L^{1.6 \sim 1.0}$ とあり、レーザー波長が短くなるほど短くなる。又、レーザー波長が短いほど L_h は長くなり、共鳴吸収による吸収率が減少することから期待される。共鳴吸収が重要となるのは、放射圧による臨界面近傍の密度の

急峻化が起る、スケール長 L_h が充分短くなってからである。

今、急峻化の指標として、放射圧のプラズマ圧力に対する比 β_R を考えると、カット・オフでの β_R は

$$\begin{aligned}\beta_R &= \frac{E^2}{8\pi} = \frac{e^2}{2\pi m c^3} T_c^{-1} (I_L \lambda^2) \\ &= 93.2 (T_c [\text{eV}])^{-1} \left(\frac{I_L}{10^{15} (\text{W}/\text{cm}^2)} \right) \lambda_L^2 (\mu\text{m})\end{aligned}$$

となる。 $T_c \sim 500 \text{ eV}$, $I = 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ とすると $\lambda_L = 1.06 \mu\text{m}$ では $\beta_R = 0.21$, $\lambda_L = 0.5 \mu\text{m}$ で $\beta_R = 0.05$ となる。 β_R は λ_L^2 に比例し、レーザー波長が短くなるほど β_R は小さくなり、共鳴吸収が抑えられることが期待される。

誘導ブリラン散乱や $e-e$ 崩壊は非常に高速の電子を発生させる。予備加熱を低レベルに抑えようとするには、この2つの不安定を抑えなければならぬ。プラズマ不安定性やプラズマの集団運動の強さは光の電界に振られて周期運動をする電子のエネルギー $\frac{1}{2} m e V_0^2$ の正のみに比例することが期待される。

振動速度 V_0 は、

$$V_0 = \frac{e E_0}{m e \omega_0}$$

で与えられるから、

$$\frac{1}{2} m e V_0^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2 E_0^2}{m e \omega_0^2} = \frac{I \lambda^2}{2\pi m e c^3} \propto I \lambda^2$$

となり、レーザー波長を短くするほど有利だと考えられる。

実際、線形な密度分布を持つ非一様プラズマ中での後方ラマン散乱、 $e-e$ 崩壊に対する閾値は

$$\text{(後方ラマン)} \quad \left(\frac{V_0}{c}\right)^2 k_0 L \propto I \lambda$$

$$\text{(e-e崩壊)} \quad \frac{1}{3} \left(\frac{V_0}{V_e}\right)^2 k_0 L \propto I \lambda$$

と対し、短波長化が有効であることが示される。⁽³⁻⁸⁾

又、誘導ブリラン散乱の反射率 R は

$$R(1-R) = \exp(Q(1-R))$$

で与えられるが、⁽³⁻⁹⁾ プラズマのスケール長及びレーザー光強度を一定と見た場合、パラメータ Q は

$$\text{(共鳴吸収が支配的)} \quad Q \propto \lambda_L$$

$$\text{(古典吸収が支配的)} \quad Q \propto \lambda_L^{7/3} \sim 1/3$$

のスケール長に従う。⁽³⁻¹⁰⁾

(II) アブレーション領域

臨界面近傍で局所的に吸収されたレーザーのエネルギーは臨界密度程度のプラズマ中を固体密度領域にまで運ばれる。この時、熱流は温度勾配の特性長が電子・イオンの衝突距離より長い場合には古典的熱伝導に従うと考えられるが、レーザー強度が強くなり温度が高くなり、温度勾配も急峻になると、電子の速度分布は熱平衡分布から隔たり、2章で見たように熱流は制限される。

熱流

$$q = f(n_e k T_e) u_{th} \left(\frac{-\nabla \cdot T_e}{|\nabla T_e|} \right)$$

と、臨界面近傍で吸収されたレーザー強度 I_{ab} と等値し、 n_e とし臨界密度をとり、カット・オフ近傍の温度 T_e が

$$T_e = \left(\frac{m^{1/2} I_{ab}}{f n c} \right)^{2/3}$$

と求まる。実験的にはアブレーション領域の温度として

$$T_e (\text{eV}) = 0.28 (I_{ab} \lambda^2)^{1/4}$$

の経験式が得られており、アブレーション領域の電子温度が $\lambda^{1/2 \sim 4/3}$ に比例し、レーザー波長が短いほど低くなる。しかも短波長では臨界密度が高いので、高いアブレーション率 m とアブレーション圧力 P_a が期待される。3-2節に示したように

$$m = g_{c-j} C_{c-j} \propto \lambda^{-2} (I_{ab} \lambda^2)^{1/4} = I_{ab}^{1/4} \lambda^{-3/2}$$

$$P_a = 2 g_{c-j} C_{c-j}^2 \propto \lambda^{-2} (I_{ab} \lambda^2)^{3/4} = I_{ab}^{3/4} \lambda^{-1}$$

となり、波長が短くなるほど流体力学的効率の良いアブレーションとなるのがわかる。

電子の平均自由行程 λ_{e-i} は式(2-2)に示したように

$\lambda_{e-i} \propto n_i^{-1} T^2$ となり、熱緩和時間は $T_{e-i} \propto n_e^{-1} T_e^{3/2}$ となる。

レーザーの波長が短くなるとアブレーション領域の平均的な n_e , n_i は高くなり、温度も低くなり、 λ_{e-i} , T_{e-i} は小さくなる。その為、臨界面とアブレーションフロントとの距離 (separation distance) は小さくなる。

J. Gardner 等は、炉サイズ (長径 1~5 mm) のターゲットの準定常的な計算で $d \propto (I \lambda^{0.3})^{0.7}$ となることを示した⁽³⁻¹¹⁾。臨界面での入射レーザー光の強度分布の波長を λ_0 とすると、アブレーション面での温度の非一様性は横方向の熱緩和によって $\sim \exp(-2\pi d/\lambda_0)$ で減少する。⁽³⁻¹⁾

そのため d が短いほど、それ故レーザー波長の短いほど熱伝導による非一様性の緩和が難しくなると考えられる。この点、自神⁽³⁻¹²⁾等は 1 μm 光での実験により、レーザーによる hot-spot の横方向への熱伝導は磁場によって極端に抑制されることを示し、熱緩和に対するレーザー波長の影響が磁場の発生ともかわり、複雑な問題であることを

明らかにした。

3-3-2 実験装置及び配置

(I) レーザー装置

0.5 μm レーザー光による爆縮実験を行なうために著者等は3節で既に触れた激光 IV 号ガラスレーザーシステムの第2高調波化を行った。ビーム・パターンを改良のために増幅器列の最終端にさらにスペーシャルフィルターを配置した。又、高調波発生用非線型結晶の調整と集光モニターのためのアライメントビーム系を加えた。(図3-14)

第2高調波発生用の KDP 結晶は開口径 120 mm 厚み 70 mm で 1.06 μm における Type II、角度位相整合による高調波変換用として軸角 59.1° で切り出されたもので、真空チャンバー入射光ポート直前に支持されている。図3-15にチャンバー周辺の光学系を示す。最終段のスペーシャルフィルターを出たビームは2枚の平面鏡で折り曲げられたのち

KDPにより第2高調波に変換され、F1.15のレンズでターゲットに投射される。集光径は変換による倍率の劣化により約70 μm であった。ターゲットへの集光アライメントはメイン発振器

Schematic Diagram of Focusing System of Gekko IV Green Beam

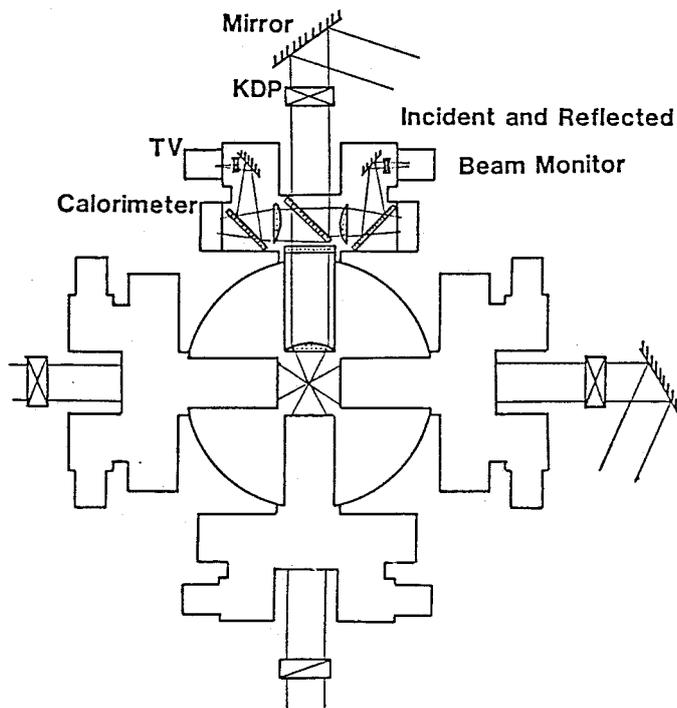
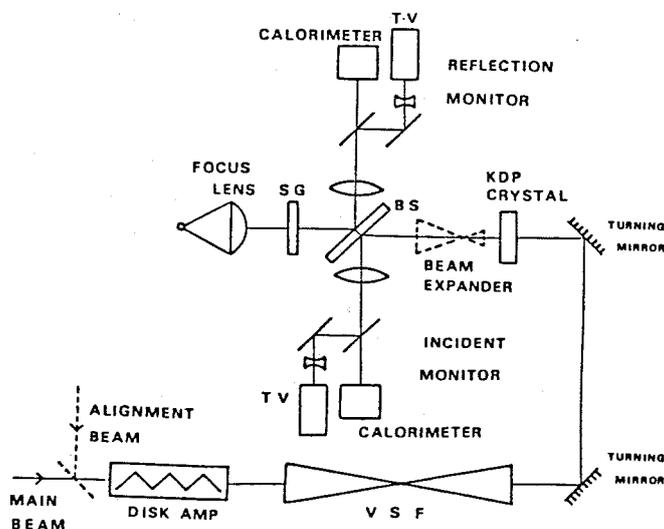


図3-14

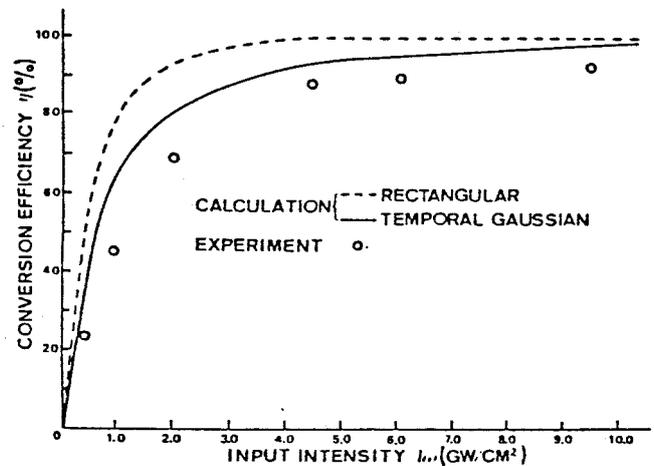


Schematic diagram around the target chamber of GEKKO IV.

図3-15

のビームをバイパスしてプライムビームで行なった。テイスツ増幅器直前でメインのパスに導入されたプライムビームは結晶とフェンバー入射ポートの間に挿入されるビーム拡張器により 10 cm^2 のビームに広げられ、メインビームと同じ divergence で入射する。

第2高調波の発生効率の実験結果と計算結果を図3-16に示す。パルス幅 (20 psec (F.W.H.M)) の $1.053\text{ }\mu\text{m}$ 光 4 GW/cm^2 に対し、 $< 80\%$ という高い変換率を示し、その程度のレーザー強度に対してはすでに変換は飽和領域に入っている。計算によれば、変換によるパルス圧縮は無視できる程度であった。入射光量は target 上で最大 50 J/beam で、実験では $20\sim 40\text{ J/beam}$ の範囲で使用した ($1.25\sim 0.7\text{ TW}$) 可能な限り 40 J/beam に揃えた。



Comparison of the experiment and the calculations for the 2ω conversion efficiency.

図 3-16

(II) 7-ゲット

使用したホレット7-ゲットは D-T 20気圧または D-D 11.4気圧を充填した外径 $94\sim 107\text{ }\mu\text{m}$ 、肉厚 $0.88\sim 1.82\text{ }\mu\text{m}$ のガラス小殻もしくはそれにポリレン ($\text{+ CH}_2 - \text{C}_6\text{H}_4 - \text{CH}_2$) を $2.5\text{ }\mu\text{m}$ コートしたものである。分光計測用には Ne 26 atm を充填した外径 $75\sim 85\text{ }\mu\text{m}$ 、肉厚 $0.85\sim 1.05\text{ }\mu\text{m}$ のガラス小殻にポリレン $0\text{ }\mu\text{m}$ 、 $2\text{ }\mu\text{m}$ 、 $3\text{ }\mu\text{m}$ 、 $6\text{ }\mu\text{m}$ をコートしたものである。

(III) 計測器

(1) ピンホールカメラ

高温プラズマからの X線発光の空間分解像を撮映するために、X線ピンホール

カメラを用いた。ピンホールは厚さ $20\mu\text{m}$ の Ta 板に YAG レーザ加工機によりあけた直径 $7\mu\text{m}$ (電子顕微鏡による) のものである。結像系の倍率は 11 倍で X 線光路上には真空保持、可視光除去のための Be $50\mu\text{m}$, 波長選択と光量調整のための Al filter を挿入してあり。ピンホールは一枚の Ta フィルム上に 4 つ開いてあり、4 チャンネル (Al $0^{\pm}\mu\text{m}$, $7^{\pm}\mu\text{m}$, $13^{\pm}\mu\text{m}$, $20^{\pm}\mu\text{m}$) の同時撮映を行なった。

(2) X 線ピンダイオード

プラズマの電子温度を測定するために X 線ピンダイオード列を使い、Ross-filter 法を行なった。これはピンダイオードの前に置かれた filter 物質の K 吸収端を利用した差分バンドパスフィルタで制動放射 X 線のスペクトル測定を行ない、その分布から温度を得るものである。

(3) X 線分光器

Ne 充填ターゲットの分光計測においては Ne 及び Si の特性 X 線の測定のため、平板結晶 TLAP (Thallium acid phthalate) を用いた反射型の X 線分光器を用いた。観測領域は $1.0\sim 1.5\text{keV}$ でエネルギー分解能は $700\mu\text{eV}$ の発光体に対して 1.4eV 程度であった。

(4) X 線ストリークカメラ

発光 X 線の空間、時間分解像をとるために 2 章で示した X 線ストリークカメラを用いた。直径 $8\mu\text{m}$ のピンホールと受光面上 $90\mu\text{m}$ 幅相等のスリットを用い、1 nsec レンジで使用した。空間、時間分解能は $9\pm 4\mu\text{m}$, $32\pm 5\text{psec}$ であった。

(5) チャージコレクタ

噴き出しプラズマの速度分布を調べ、吸収エネルギーのモニタをとるためにチャージコレクタを用いた。

(6) 中性子検出器

熱核融合反応によって発生する中性子の総数を絶対測定するためには銀放射化カウンター 1台とプラスチックシンチレータ 2台を用いた。(4-8)

銀放射化カウンターは中性子によって放射化される銀の短寿命β崩壊(主に寄与する反応は半減期 24.5秒の $^{109}\text{Ag} + n \rightarrow ^{110}\text{Ag} \rightarrow ^{110}\text{Cd} + \beta^-$ である。)を応用した。パルス的高速中性子用のカウンターでディテクタ部とカウンターシステム

より構成される。ディテクタ部は中性子減速材(パラフィン、 $30 \times 30 \times 27 \text{ cm}$)中にそれぞれ厚さ 0.25 mm の銀板で覆われた5本の円筒型ガイガーミューラー計数管をもち、D-T もしくは D-D 反応により発生した高速中性子はパラフィンで散乱され熱化された後、Ag を放射化する。放射化された Ag はβ崩壊し、そのβ線を GM 管で感知する。このカウンターは ^{252}Cf 及び $^{241}\text{Am-Be}$ の CW 中性子源により感度較正された。

2台のプラスチックシンチレータ (ND01 及び ND02) は直径 10 cm 及び 20 cm のプラスチック (NEL, NE 110) シンチレータを光電子増倍管 (Ampetex XP 2020) に光結合させたものであり、その出力は 500 MHz オシロスコープ (Tektronix 7904) で記録した。これはプラスチック装置によって発生した D-D 反応中性子を用いて、銀放射化カウンターにより感度較正された。

又、D-T 反応中性子に対する感度は 2.45 MeV の中性子に対する感度を基準とし、モンテカルロコードによる入射中性子エネルギーの変化に対する感度の変化の計算結果から決定された。

3-3-3 実験結果：検討

(I) 吸収率 及び 高速電子の発生

図3-17に X線、ヒンダイオードより求めた X線スペクトルと チャージコレクターの信号の一例を レーザーの吸収強度と揃えた $1 \mu\text{m}$ 光での結果と一緒に示す。X線スペクトルは 2温度成分からなっており熱電子に対応する温度 T_c が 0.8 keV 、高速電子に対応する温度 T_h が 6 keV であった。この値は $1.06 \mu\text{m}$ 光での値 $T_c = 1.1 \text{ keV}$ 、 $T_h = 18.3 \text{ keV}$ より低く、 $T_c \propto \lambda^{0.5}$ 、 $T_h \propto \lambda^{1.6}$ のスケールを示す。高温成分の X線エネルギーは低温成分の X線エネルギーの 1% 以下であった。また チャージコレクター

判読し取った
 イオン分布より
 20 keV 以上の
 エネルギーをもつ
 粒子のエネルギー
 は、全粒子のエネ
 ルギーの3%以下
 であることがわ
 かった。この値は
 1.0 μm の値
 40%に比べ
 はるかに低い
 値であった。
 これらの結果より

Electron Temperature and Ion Velocity Distribution

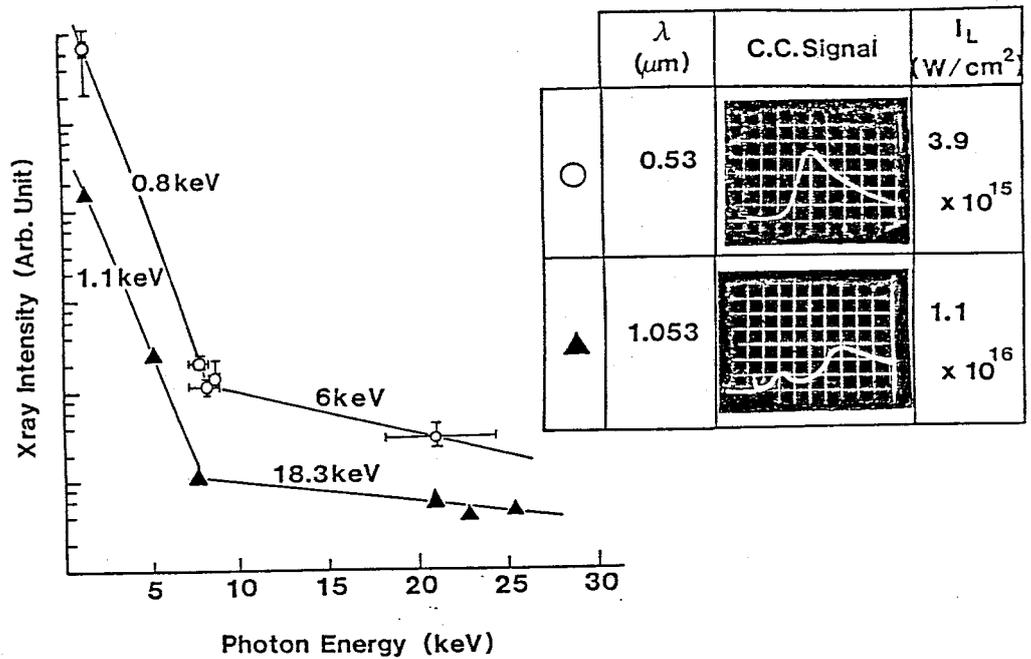


図3-17

短波長化により高速電子発生が抑制されていることがわかる。
 オーバーラップにより求めたオーバーラップ集光での吸収率は30%であった。
 この値を1 μm の同様の計測値と比較することにより、レーザー光強度 I_L
 が $2 \times 10^{15} \sim 5 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ の領域ではガラスマイクロバルーンの0.5 μm レーザーに
 対する吸収率は1.0 μm のそれと比べて2~3倍高いことがわかった。
 以上示した短波長化による高速電子の減少と吸収率の増大は
 共振吸収の減少と古典吸収の増大を意味する。

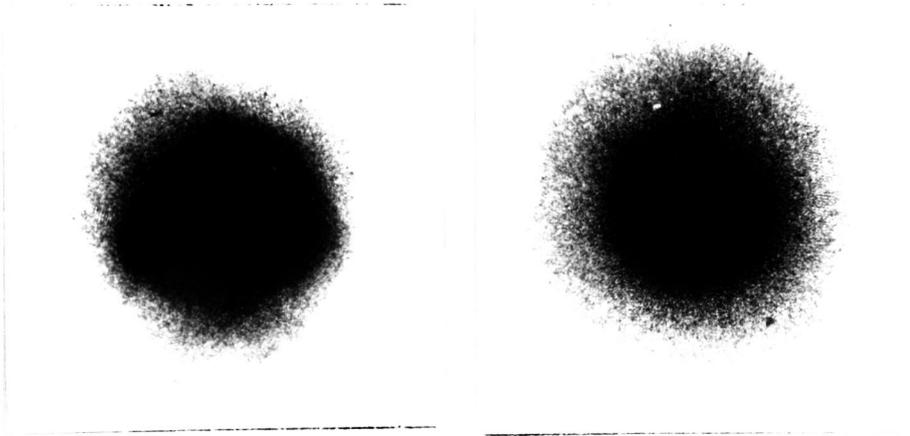
(II) 吸収分布の一様性

図3-18にX線ピンホールカメラによるX線発光像を示す。
 オーバーラップ集光においても、1.053 μm 光の場合、局在した発光分布を
 示すのに引きかえ、0.527 μm 光においては一様な発光像が得られて
 いる。共振吸収による吸収率はレーザーの入射角に強く依存する。
 その為、共振吸収が支配的では1.0 μm 光での吸収分布はオーバーラップ
 集光の場合でも非一様なものになる。⁽³⁻¹³⁾ さらに3-3-1で触れた
 ように高速電子によって発生する自発磁場により横方向の熱伝導が

X-RAY IMAGE

抑制される。
 それ故、古典
 吸収が支配的
 な吸収過程
 下、 $0.5\mu\text{m}$
 光を用いた場合
 の方が、同様
 な吸収分布
 と同様な
 発光分布が
 得られるもの
 と考えられる。

$\lambda = 0.53\mu\text{m}$



$\lambda = 1.06\mu\text{m}$

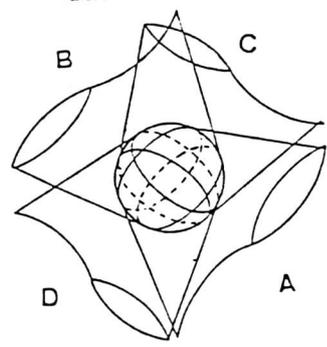
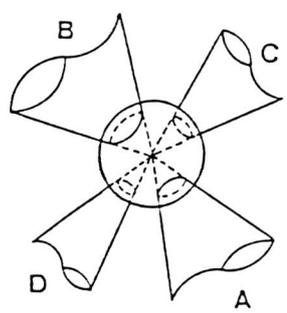
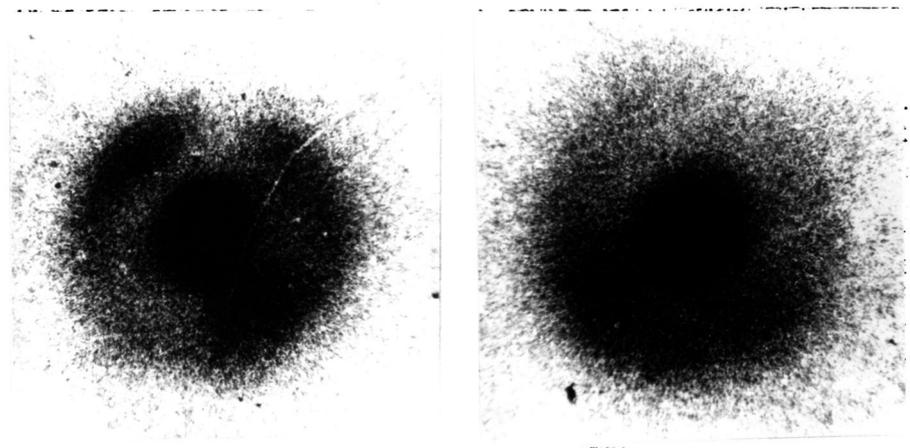


図 3-18

(Ⅲ) 中性子発生量の比例則と解析モデル

図 3-19 に D-T 及び D-D 充填ターゲットをレーザー照射した時発生した中性子数 N がターゲット単位質量当りの投射レーザーエネルギー E_L/M (J/mg) に対して示した。黒点は $1.053\mu\text{m}$ 光 (50 psec) を外径 $70\sim 80\mu\text{m}$

NEUTRON YIELD

DT 12~17 atm 充填
 カラスマイクロバルーンに照
 射した時のデータである。
 中性子発生数 N_n は
 (0.527 μm 光)

$$D-T \quad N_n \propto (E_L/M)^5$$

$$D-D \quad N_n \propto (E_L/M)^4$$

(1.057 μm 光)

$$D-T \quad N_n \propto (E_L/M)^2$$

のスケールアップを示すことがわかる。
 爆発型圧縮の場合の
 中性子発生数は
 E. K. Storm et. al により
 詳しく調べられており、

ここに示した 1.053 μm 光
 のデータも 20% の吸収
 率を仮定することにより
 彼等のモデルで説明する
 ことができた。しかし

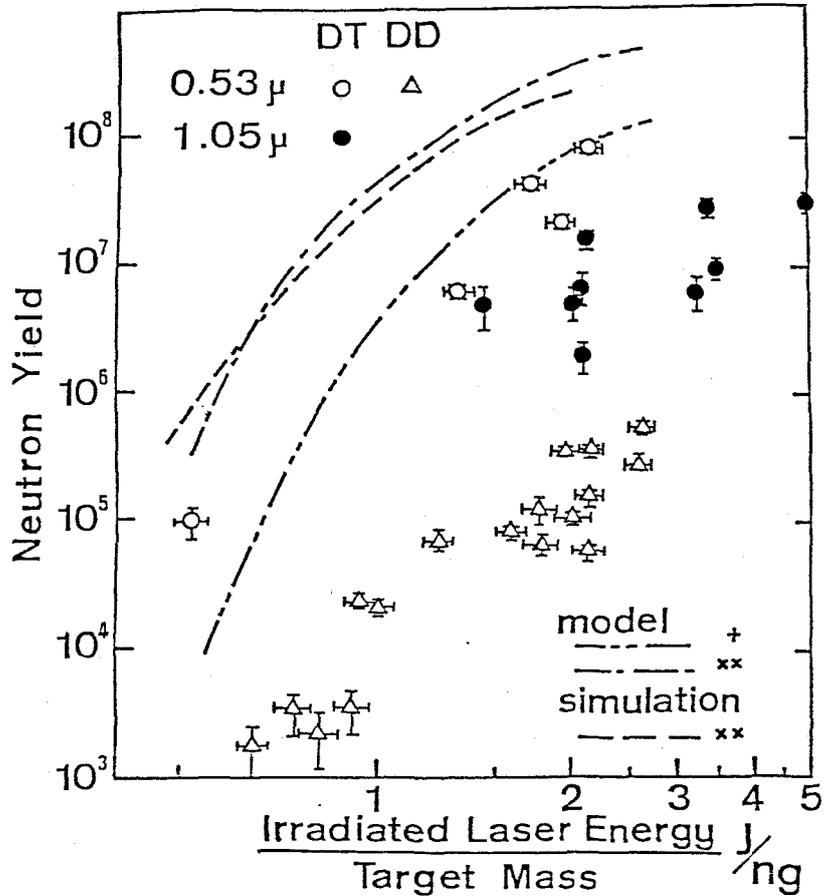
0.527 μm 光のスケールアップ
 は、このモデルからはあ
 りない。彼等のモデルは

1) 爆縮の最適な

E_L/M の領域ではコアの圧縮率はレーザー光強度に依存せず、
 ターゲット・アスペクト比の一次に比例する。

2) ターゲットの持つエネルギーはその時点までに吸収された全レーザー
 エネルギーの特定割合に相当し、その点のターゲットの運動エネルギーは
 その値の $1/3$ に相当する。

3) 最終圧縮時においては燃料と pusher は熱平衡にあるものと
 考え、最終的な燃料温度を導出する。



+ no preheat by hot electron

** 3% of laser energy is assumed to be converted into the energy of hot electron

図 3-19

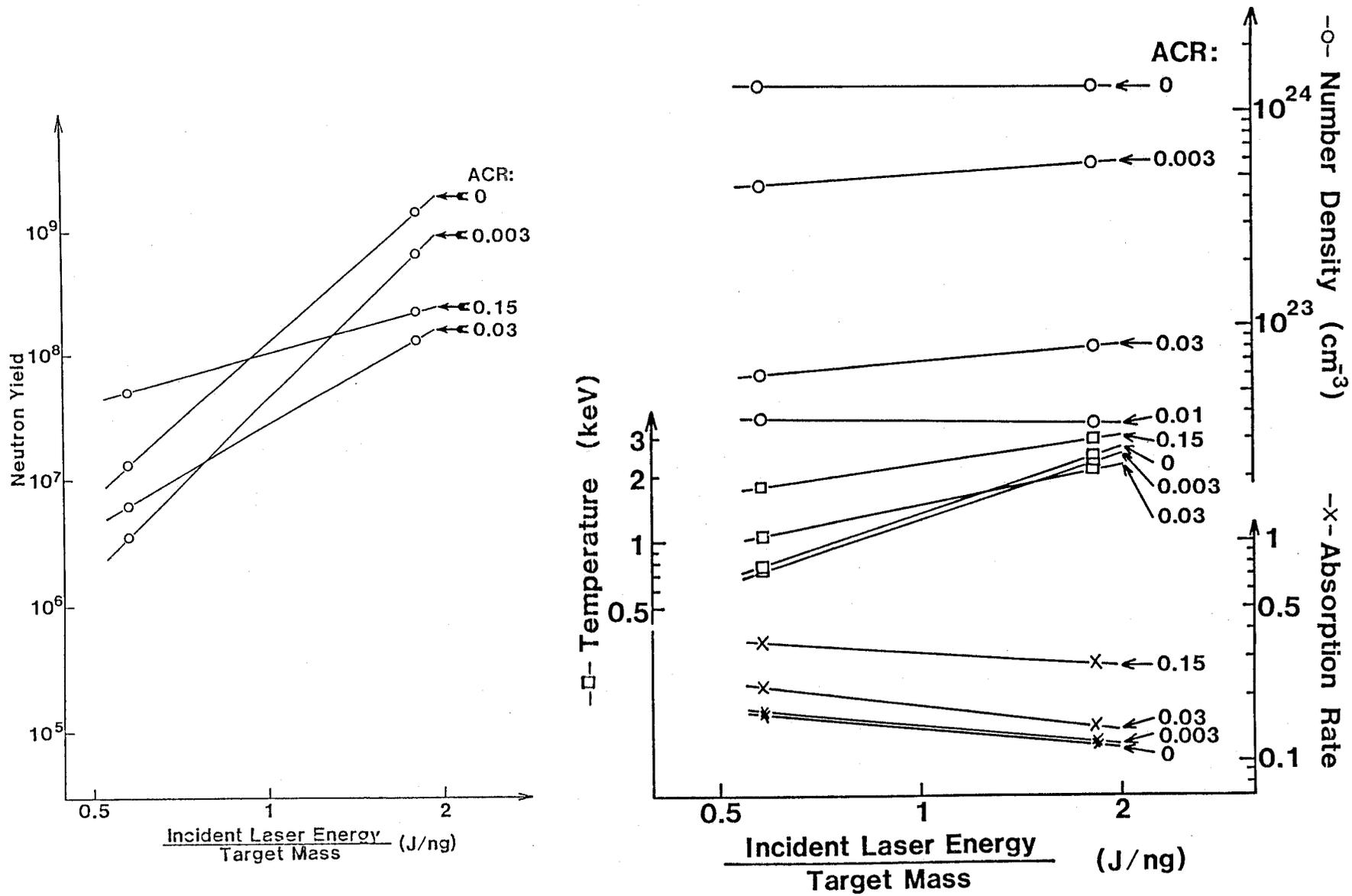
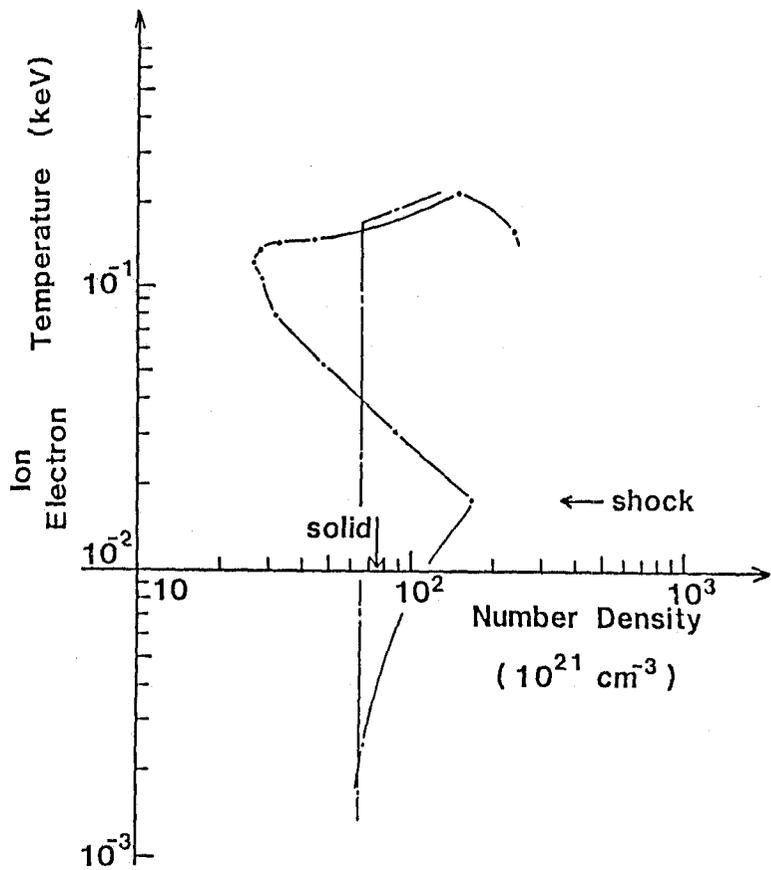


図 3-20 高速電子によるエネルギー輸送の爆縮比例則に対する影響
 ACR: (共鳴吸収エネルギー) / (臨界面に到達したレーザーエネルギー)

54



フッシャー

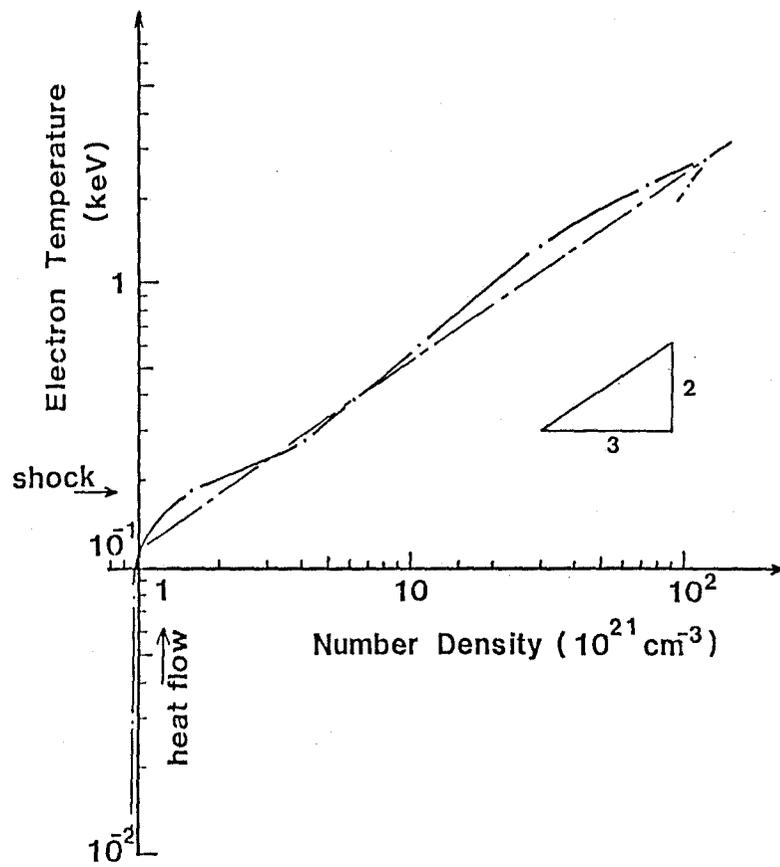


図3-21

燃料

計算機シミュレーションより求めた フッシャー及び燃料の N_i - T_e ダイアグラム

という仮定に基づき。0.527 μm 光により実験より求めたスケリングはこのモデルによりスケリングよりはるかに急であり、燃料温度が E_L/M に対し速やかに変化している。このことは実験領域において、プッシュのエネルギー獲得の方法がモデルとは異なり、プッシュの得る運動エネルギーの E_L/M に対する依存性が異なるためと考えられる。この状況を詳細に調べよるために筆者は一次元流体コード HIMICO によりシミュレーションを行った。

図3-20にレーザーエネルギー 140 J, pulse幅 120 psec (F.W.H.M.) に対し内径 98 μm , 肉厚 1.0 μm^2 及び 3.0 μm^2 の D-T 20 atm 充填のカラスマイクロバルーンを使用した場合の中性子発生数及び最大圧縮時のコアの密度、温度と共鳴吸収率 (ACR) をパラメータとして示した。ACR が增大しても E_L/M に対する最終コアの密度変化は余りないが温度変化がゆるやかになり、結果的に中性子発生量のスケリングもゆるやかになるのがわかる。実験条件に適合するシミュレーションと実験結果との比較により、中性子発生量のスケリングは $ACR \sim 0.03$ 付近で一致する事がわかった。

流体の様子をさらに詳細に調べよるために図3-20に示した $n_e - T_e$ (プラズマイオンの数密度対電子温度) のグラフを見てみよう。

レーザー光の増大とともに高速の電子及び輻射により予備加熱が進行し、プッシュ、燃料とも温度上昇をきたす。やがて衝撃波がプッシュを抜け衝撃波圧縮と加熱をもたらす。その後、プッシュは膨張し、燃料中に進行した衝撃波を支える。衝撃波が中心に達した時点で、プッシュ及び燃料は圧縮を開始する。プッシュは燃料を圧縮するとともに、それ自体も圧縮されるからその運動エネルギーを失う。速度の速い段階ではプッシュ、燃料とも断熱圧縮を行なうが速度が遅くなると断熱緩和が有効に働いて等温的に圧縮され最終圧縮状態に至る。概説すると燃料は衝撃波によって圧縮加熱された後、断熱圧縮され、プッシュは衝撃波が通過した後、膨張と圧縮を経過し結果的に初期密度程度のところから断熱圧縮に入る。

以上の考察より筆者らは以下のような仮定のもとにプロセシオン圧縮の解析的モデルにより計算を行なった。

1) プロセシオン圧力 P_a は

$$P_a(t) = 7.2 \times \left(\frac{I(t)}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{0.6} \lambda^{-1} (\mu\text{m}) \quad \text{Mbat}$$

与えられる。

2) プラズマは初期半径の $2/3$ のとき ($t = t_c$) まで 1) で与えられるアブレーション圧力により滑らかに加速される。その時点 t_c より減速相に入りレーザーの影響は無くなる。

したがって、プラズマの最大爆縮速度 U_c 及び運動エネルギー E_{kin} は

$$\left. \begin{aligned} U_c &= \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{t_c} P_a(t) dt \\ E_{kin} &= \frac{1}{2} M U_c^2 \\ \int_{-\infty}^{t_c} \left\{ \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{t'} P_a(t) dt \right\} dt' &= \frac{1}{3} R_0 \end{aligned} \right\} (3-37)$$

与えられる。ここに R_0 はターゲット初期半径、 m 及び M はプラズマの面密度及び全質量である。

3) $t = t_c$, ($R = \frac{2}{3} R_0$) でのプラズマ及び燃料の密度と圧力 ρ_F, P_F, ρ_P, P_P は

$$\left. \begin{aligned} \rho_F &= 4 \rho_{F,i} \\ P_F &= \frac{\gamma+1}{2} \rho_{F,i} U_c^2 \\ \rho_P &= 4 \rho_{P,i} \\ P_P &= P_a + \frac{2}{3} \frac{\rho_P}{M_P} E_P \end{aligned} \right\} (3-38)$$

与えられる。ここで M_F, M_P はプラズマ、燃料の全質量、 E_P は高速電子がプラズマに与えられる予備加熱エネルギーである。燃料に対してはプラズマの最大速度 U_c と衝撃波後方の流速として strong shock relation (3-15) を解く。プラズマの密度は同様に strong shock による圧縮を受けるとして求めた。プラズマの圧力は近似的にアブレーション圧力の最大値と高速電子による温度上昇により決定されたとする。

4) 3) に記した衝撃波及び高速電子により初期の予備加熱の後、プッシュ-燃料とも断熱的に圧縮される。

$$\frac{\rho_{F,f}}{\rho_F} = \left(\frac{T_{F,f}}{T_F} \right)^{3/2}, \quad \frac{\rho_{P,f}}{\rho_P} = \left(\frac{T_{P,f}}{T_P} \right)^{3/2} \quad (3-39)$$

添字 f は ρ 及び T の最大圧縮時の量であることを示す。

5) 最大圧縮時には圧力平衡とエネルギー保存

$$\left. \begin{aligned} (1+Z_{F,f}) n_{F,f} \cdot T_{F,f} &= (1+Z_{P,f}) n_{P,f} T_{P,f} \\ E_{kin} + E_p &= \frac{3}{2} (1+Z_{F,f}) T_{F,f} + \frac{3}{2} (1+Z_{P,f}) T_{P,f} \end{aligned} \right\} (3-40)$$

が成り立つ。 n はイオンの数密度、 Z はイオンの平均電荷を表わす。

6) 以上の計算より求めた燃料コアの温度及び密度より、中性子の発生量 N_n は D-T 燃料に対し

$$\left. \begin{aligned} N_n &= \left(\frac{n_{F,f}}{2} \right)^2 \langle \sigma v \rangle_{D-T} V_{F,f} \tau \\ &= \frac{0.75}{C_S} R_0^4 (n_{F,f})^{2/3} (n_{F,i})^{4/3} \langle \sigma v \rangle_{D-T} \\ \tau &= \frac{1}{1.4} \frac{R_f}{C_S} \end{aligned} \right\} (3-41)$$

で与えられる。 $V_{F,f}$ は燃料の最終体積、 R_f は最終コア直径を表わす。

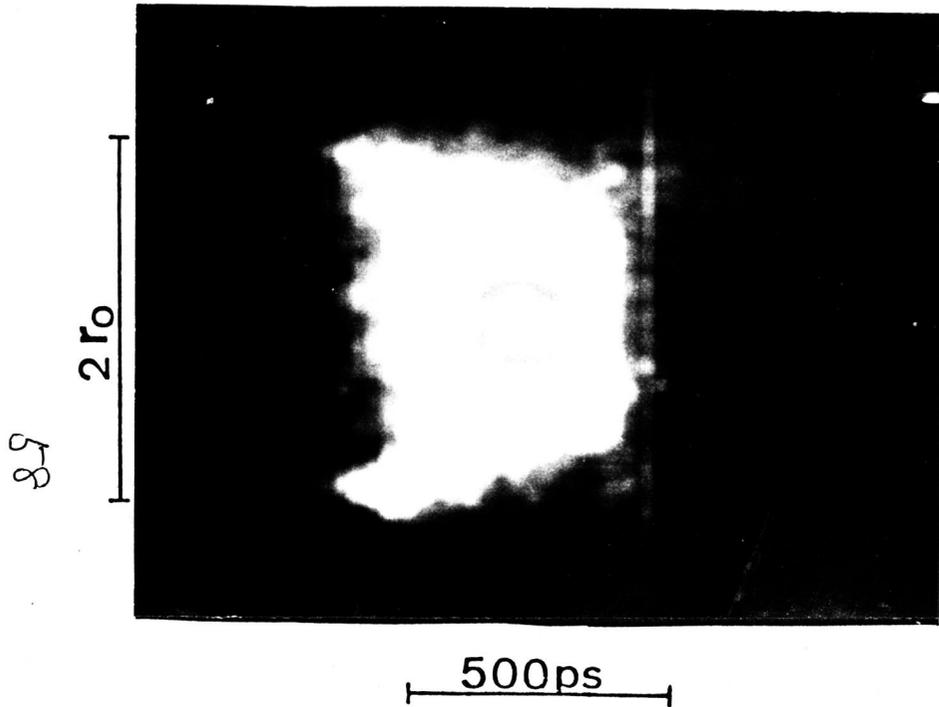
入射光エネルギーの3% (5J) を高速電子のエネルギーとして計算した結果を 図3-19 に示してある。実験によりステリング、シミュレーションによりステリングともよく一致している。

このモデルと前述の爆発型圧縮モデルとの本質的な違いは 2) の仮定にある。

今ある時刻 t においてプッシュ-コアの単位質量当りの運動エネルギー E_{kin}/M_p は



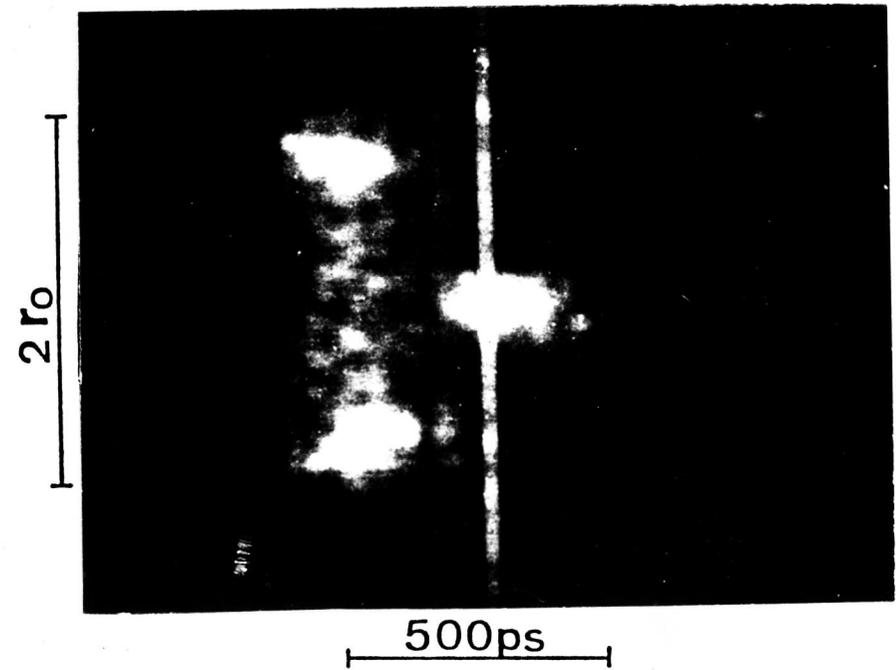
Implosion Velocity Measurement by X streak camera



GMB $98\mu\text{m}^\phi$ $0.92\mu\text{m}^t$

bare

$$V_{\text{imp}} = 1.75 \times 10^7 \text{ cm/sec}$$



GMB $98\mu\text{m}^\phi$ $1.17\mu\text{m}^t$

$2.5\mu\text{m}$ C-H coated

$$V_{\text{imp}} = 1.2 \times 10^7 \text{ cm/sec}$$

$$\frac{E_{kin}}{M_p} = \frac{1}{2} M_p U_c^2 = \frac{1}{2} \frac{4\pi R^2}{M_p^2} \left\{ \int_{-\infty}^{t_c} P_a(\tau) d\tau \right\}^2 \propto M_p^{-\frac{4}{3} \pm \frac{1}{3}} \quad (3-42)$$

と対数に対し爆発型の場合、フッシャーの得る単位質量当りのエネルギー E/M_p は

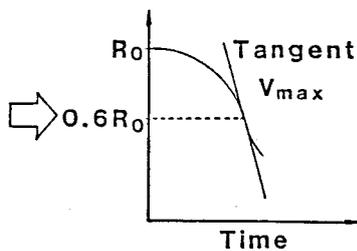
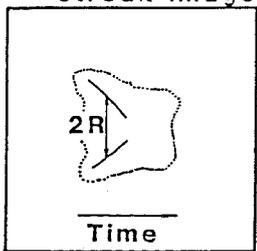
$$\frac{E}{M_p} = \frac{\eta}{4\pi R_0^2} \frac{1}{M_p} \left\{ \int_{-\infty}^{t_c} P(\tau) d\tau \right\} \propto M_p^{-\frac{2}{3} \pm \frac{1}{3}} \quad (3-43)$$

と M_p に対し弱い依存を示す。 $P(t)$ はレーザーのパワーである。それ故、圧縮が噴出型に近づき、フッシャーがアブレーションに加速されれば、フッシャーの単位質量当りに得るエネルギー E/M_p は単位質量当りのレーザー投射エネルギーの高い指数の中に比例するようになる。結果的に最終イオン温度、中性子発生数に関しても同様の傾向が見られるようになる。

(IV) 圧縮速度とアブレーション圧力

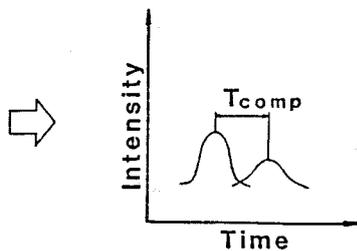
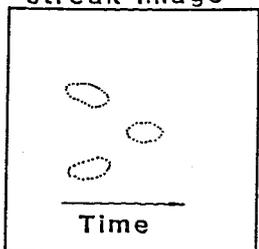
前節の議論より、フッシャーはアブレーションに加速されているものと考え、圧縮速度及び流体力学的な効率を求めてみよう。図3-22にX線ストリーフカメラの像とともに爆縮速度を示した。爆縮速度は図3-23のような方法で求めた。

bare GMB
streak image



裸のGMBの場合、各時刻での発光のヒート間の距離の半分を爆縮、殻の半径 $R(t)$ とし $R-t$ (半径対時間) 曲線を求めることが出来る。その最大傾斜を讀むことにより、最大爆縮速度とした。この時最大爆縮速度を与えるのは $R(t) \approx 0.6 R_0$ の付近であり、これは前節のモデルの仮定2)を支持する結果である。CHコートをしたGMBの場合には、レーザー照射時の発光と最大圧縮時の発光とが分離しており同様の操作は行なえない。そこで

CH2.5 μ m coated GMB
streak image



$$V_{max} = R_0 / T_{comp}$$

図3-23
爆縮速度の導出法

各時刻での最大強度を時間に対してプロットし、時間的に極大を与える2点間の時間をもち爆縮時間 t_{comp} とし、爆縮速度 V_{comp} と、

$V_{comp} = R_0 / t_{comp}$ とし求めた。これらの値より、爆縮効率 $\eta_{imp} = \eta_{abs} \cdot \eta_H$

$$\eta_{imp} = \frac{\frac{1}{2} M_p V_{comp}^2}{EL}$$

M_p : 7yシヤ-の全質量、 EL : 入射レーザーエネルギー

とて求めると、無コートGMB及び10 μ m²コートGMBに対してそれぞれ $\eta_{imp} = 7.2 \times 10^{-3}$ (no coat), $\eta_{imp} = 8.5 \times 10^{-3}$ (with CH 2.5 μ m) となる。これらの値は3節で求めた1.0 μ m光1nsecパルス及び9 μ m値と同程度の値である。又、最大圧縮時の7yシヤ-の温度 T_p と

$$kT_p = \frac{\frac{1}{3} m_i V_{comp}^2}{(1+Z)}$$

とて計算するとそれぞれ $T_p \approx 200$ eV (no coat),

$T_p = 100$ eV (CH 2.5 μ m) となる。

最大アブレーション圧力 P_a と

$$P_a = 0.7 \times \frac{\frac{1}{2} \rho_0 \Delta R_0 V_{comp}^2}{\xi R_0} \quad (3-44)$$

ρ_0 : 7yシヤ-の初期密度

ΔR_0 : 7yシヤ-の初期厚。

$$\xi = 0.33$$

とて求めると、 $P_a \sim 30 \pm 10$ Mbat となる。この結果は3節で求めた

ステリ-7 μ m同Wレーザー照度 $I_L = 4 \times 10^{15}$ W/cm² に適応して求めた値

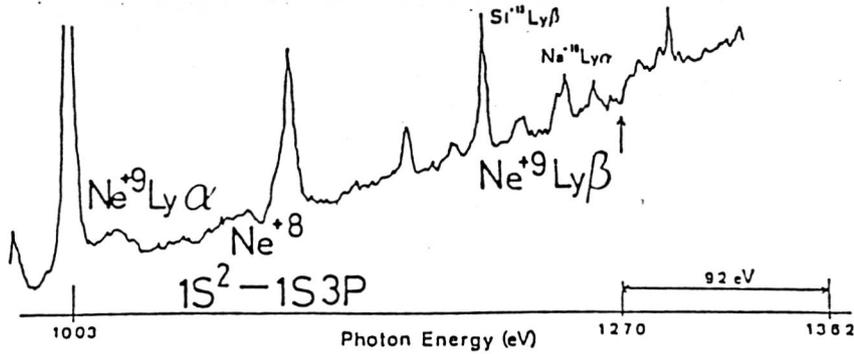
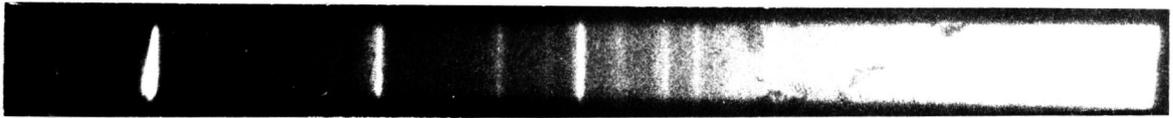
$P_a \sim 10$ Mbat の約3倍にあたる。

(V) コア密度 及び 温度.

爆縮コアの密度を計るために D-T 燃料のかわりに Ne 26atm を充填したガラスマイクロバルーンを パリレン、オバーコート の厚みを $0\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ とかえて 使用した。図3-24に空間的・時間的に積分された X線スペクトルを示す。

(Si Line : Second Diffraction)

Bare GMB



(CH)_n 2.1 μm coated GMB

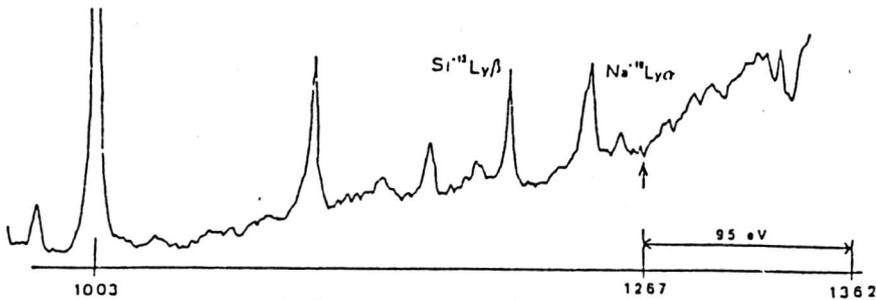


図3-24

Neの発光は1次、Siの発光は2次の回折による。Neの特性線は裸の

ガラスマイクロバルーンの場合では弱く、空間分解計側ではできなかった。
 ポリレン 3.0 μm コートの場合には非常に弱い連続 X 線発光のみが
 観測された。この事実は 10.0 μm コートの 7-7 ユニットにおいてすら Ne の特性
 線がはっきり観測された。1.053 μm 光による同様の実験の結果と
 対照的である。(3-16) これはガラスフュージョンにおける吸収に由来すると考えられる。
 1-D シミュレーションにおける最大圧縮時におけるガラスフュージョンの温度は
 1.053 μm 光を用いた場合には裸の GMB に対して 2-3 keV、
 ポリレン 10 μm コートの場合で ~ 100 eV となっているのに対して、0.527 μm 光を
 用いた場合には裸の GMB に対してすら ~ 200 eV 程度であった。(14) の結果と
 一致する) この位の温度領域では観測している $1 \sim 1.5$ keV の X 線に対する
 オパシティは温度の上昇に伴って低下する。それ故プラズマは加速を受け
 高密度で低温のフュージョンを持つ 0.527 μm 光による圧縮コアの
 観測が困難となる。コアの密度は Ne の完全電離イオンの自由-束
 縛遷移 ($\text{Ne}^{10} + e^- \rightarrow \text{Ne}^{19} + h\nu$) 連続線の k-edge のシフトより
 求めた。k-edge のシフト量からイオン密度の算出にあたっては
 圧力電離に関して J. C. Stewart と K. D. Pyatt の電子に対する有限温度
 の Thomas Fermi モデルによる導いた。(3-17) 準位エネルギーシフト J は
 以下の式

$$J = \left\{ [3(Z^* + 1)k + 1]^{2/3} - 1 \right\} / [2(Z^* + 1)]$$

$$k \equiv \frac{ze^2}{DkT}, \quad D = \left(\frac{kT}{4\pi e^2(Z^* + 1)n_e} \right)^{1/2} \quad (3-47)$$

を用い、これをコアモデルより求めた $\langle Z \rangle$ 、 $Z^* = \langle Z^2 \rangle / \langle Z \rangle$ を代入した。
 温度はシミュレーションより求めた値を代入した。edge の shift 量 (ΔE) は
 裸の GMB に対して $\Delta E = 92$ eV、ポリレン 2 μm コートの GMB に対して
 $\Delta E = 95$ eV であった。これより求めた Ne の密度はそれぞれ $(4-7) \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$
 $(4.5-5) \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ であった。この結果は図 3-25 に示されるように
 1.053 μm での実験値での 4 ± 1.5 倍であった。

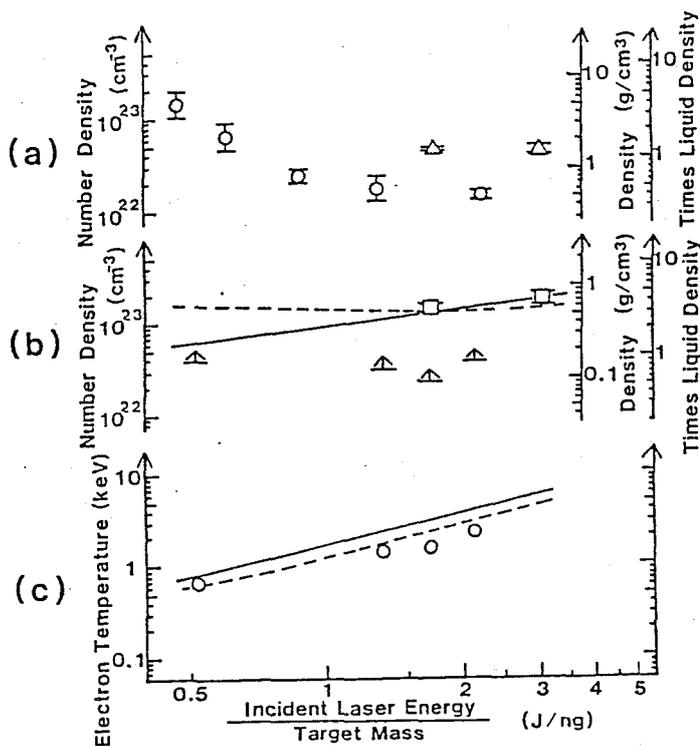


図3-25 スプレッドエネルギー 対
 (a) Ne コア密度 $0(1\mu\text{m光}), \Delta(0.5\mu\text{m光})$
 (b) DT コア密度 $\square(\text{カ光}), \pm(\text{ヒンホールカメラ像})$
 (c) 電子温度
 — シミュレーション, --- モデル

値及びシミュレーション結果モデル計算の結果と一緒に示す。コア密度は E/M に対し弱く依存していることがわかる。それ故中性子発生数のスケールはコア温度のスケールを現わす。本実験のイオン温度領域 ($0.5 \sim 3 \text{ keV}$) では $\langle \sigma v \rangle_{DT} \propto T_i^5$ であるから T_i は $T_i \propto E/M$ のスケールを示すことになる。図3-25(c)には式3-41を用いて中性子発生数より求めたイオン温度を示す。この結果はシミュレーション及びモデル計算とかなりよく一致している。このイオン温度より、爆縮コアの熱エネルギー E_f を

$$E_f = M_f \frac{3}{2} \frac{T(1+Z)}{(Amp + meZ)} \quad (3-49)$$

$Z=1, A=2.5$

を用いて求め、次式で定義されるエネルギー変換効率 η_{conv} を求めることができる。

求めた Ne コアの密度 ρ_{Ne} より D-T コアの密度を推定するために

$$\rho_{DT} = \rho_{\text{Ne}} \left(\frac{\rho_{DT,0}}{\rho_{\text{Ne},0}} \right)^{1-\frac{1}{\gamma}}, \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad (3-48)$$

この表式を用いた(図3-25(b))。ここで $\rho_{DT,0}, \rho_{\text{Ne},0}$ はそれぞれ D-T 及び Ne の初期密度である。計算機シミュレーションによる結果ではこの式は本実験の条件下では $\pm 10\%$ の誤差で正しい D-T 密度を与えていることがわかっていす。図3-25(b)にはこの表式(3-48)より求めた値とコアの X線コンホールカメラ像より求めた

$$\eta_{conv} \triangleq \frac{E_f}{E_L} = \eta_{abs} \cdot \eta_H \cdot R_{comp} \quad (3-50)$$

R_{comp} は フォトン-の運動エネルギー E_{kin} から CP の 熱エネルギー E_f とする比率

$$R_{comp} \triangleq \frac{E_f}{E_{kin}}$$

であり、圧縮の効果を示すものと考えられる。 $E_L/M = 2.13 \text{ (J/ng)}$ に対し $\eta_{conv} = (1.16 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, $\eta_{abs} \cdot \eta_H = 7.2 \times 10^{-3}$ となり $R_{comp} = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{-1}$ と得られる。

(VI) まとめ

結果をまとめると

- 1) チャージコレクター及び X 線 PIN ダイオードにより X 線分光の結果によれば 高速電子及び高速イオンは同じレーザー強度での $1 \mu\text{m}$ 光照射時と比較して減少しているが吸収率は 2~3 倍になっており、平均ターゲットの結果と同じく古典吸収の支配的な吸収であることがわかる。
- 2) 遮断密度の高いことから予想される熱緩和の劣化にもかかわらず X 線発光像は同強度の $1 \mu\text{m}$ 光照射時と比較して同様であった。これは共鳴吸収の減少により一様な吸収分布が得られているためと考えられる。
- 3) 中性子発生量 N_n は

$$N_n \propto \left(\frac{E}{M} \right)^5$$

のスケールングを示した。このスケールングはイフスプロテインク型¹⁾の圧縮では説明できず、上 1) 2) の結果を考慮合わせ、アッレーティブ圧縮のモデルを考察、シミュレーション及び実験との一致を示した。(図 3-10)

- 4) 短パルスであるが X 線ストリーフ像よりアッレーション圧縮が求まり、

投射レーザー光強度 $4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ に対し $30 \pm 10 \text{ Mbat}$ であった。

この値は $1 \mu\text{m}$ 光での比例則より予想される値 10 Mbat の約3倍の値となっており、高圧縮率が期待される。

5) Ne の分光計測により求めた圧縮コアの密度は約 1 g/cc で同等な $1 \mu\text{m}$ 光での値の4~5倍であった。

6) 以上のことより、 $0.5 \mu\text{m}$ 光により $1 \mu\text{m}$ 光よりも効率の高い圧縮が行なわれていることを確認した。

3-4 まとめ

筆者はアブレーション型圧縮におけるエネルギー輸送を理解するために球状ターゲットを用いた圧縮実験を行ない、アブレーション圧縮のダイナミクスを調べた。波長 $1.053 \mu\text{m}$ 、パルス幅 1 nsec のレーザーを用いた実験では

1) 球状ターゲットのアブレーション圧力 P_a が 投射レーザー光強度 I_L に対して

$$P_a \cong (5 \pm 3) \frac{I_L}{(10^{14} \text{ W/cm}^2)} \quad (0.8 \pm 0.2 \text{ Mbat})$$

の関係にあることを示した。

2) 流体力学的効率を導出し、そのレーザー光強度及ターゲットアスペクト比に対する依存性を調べ、単純な力学モデルとの対比を行なった。

次に波長 $0.527 \mu\text{m}$ 光を用いた実験では

1) レーザー光の短波長化により共鳴吸収が減少することによって高速電子として輸送されるエネルギーが減少し、予備加熱が抑えられることを明らかにした。

2) その結果、一様な吸収分布が得られることがわかった。

3) 短波長化により高いアブレーション圧力が得られることを示した。

4) 以上の結果より波長 $0.527 \mu\text{m}$ 光による $1.053 \mu\text{m}$ 光よりも高い圧縮率が得られることがわかった。

2つのアブレーション圧縮実験により、

1) アブレーション圧縮におけるエネルギー変換を考察するうえで重要な力学

モデルを展開することが可能となった。

2) 加えて プロレシオン加速によって 吸気エネルギーの約5~1%が
ピストンの運動エネルギーとなり さらにその 10%程度が 燃料の熱エネルギー
となっていることがわかった。

第3章の参考文献

- (3-1) Stephen. E. Bodner, NRL Memorandum Rept. 4453 (1981)
- (3-2) R. Fabbro, C. E. Max, Phys. Fluid (to be published)
- (3-3) H. Nishimura, H. Azechi, K. Yamada, A. Tamura, Y. Inada, F. Matsuoka, M. Hamada, Y. Suzuki, S. Nakai, and C. Yamanaka, Phys. Rev. A, 23, 2011 (1981)
- (3-4) B. Meyer and G. Thiell, Phys. Fluids, 27, 302 (1984).
- (3-5) Y. Kato, Y. Mizumoto, K. Yoshida, K. Ueda, M. Momma and C. Yamanaka, Rev. Laser. Eng. 7, 35 (1979),
- (3-6) D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, Phys. Rev. Lett. 39, 284 (1977)
- (3-7) Kent Estabrook and W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett. 40, 42 (1978)
- (3-8) C. S. Liv, in Advances in Plasma Physics, Vol. 6. A. Simon and W. B. Thompson ed. Interscience, New York, 1975, p121
- (3-9) W. L. Kruer, Comments on Plasma Phys and Cont. Fusion, 4, 13 (1978), J. J. Thomson and K. Miima, Ann. Prog. Rep. ILE, Osaka, 113 (1978).
- (3-10) C. E. Max and K. G. Estabrook, Comm. Plasma. Phys. and Cont. Fusion 5, 239. (1980)
- (3-11) J. H. Gardner and S. E. Bodner, Phys. Rev. Lett. 47, 1137. (1981)
- (3-12) 白神 宏之 大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻博士論文
- (3-13) 阪部 周二 大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻博士論文
- (3-14) E. K. Storm, J. T. Larsen, J. H. Nuckolls, H. G. Ahlstrom and K. R. Manes, "Simple Scaling Model for Exploding Pusher Targets", LLL UCRL-79788 (1977)
- (3-15) Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena", pp 50-54, Academic Press
- (3-16) N. Miyanaga, Y. Inada and Y. Kawai, Ann. Prog. Rep. ILE Osaka Univ, ILE-APR-79 (1979), pp 42-51
- (3-17) J. C. Stewart, K. D. Pyatt, Astrophysical Journal, 144, 1203 (1966)

第4章 キャノンボルトターゲット爆縮実験

4-1 はじめに

アブレーション領域の熱流束の制限は、アブレーション圧力を下げる方向に働く。第2章で見たように、熱流束が L/λ_e の小さなところで制限される以上、アブレーション領域の如くに急峻な温度勾配を持つプラズマでは、この現象は避けがたい。

キャノンボルト圧縮では、キャビティ内のプラズマの静圧により、プッシュを加速する。それ故レーザーによりエネルギー流入を行なう初期の段階のみ、アブレーションが重要な役割を演じ、圧縮の基本的な部分には影響を与えず、制限された熱流の影響は無いと考えられる。さらにキャノンボルトターゲット圧縮⁽⁴⁻¹⁾には、以下の如き利点がある。(1)ターゲットの幾何学形状によって決定される高い流体力学的効率を示す。(2)静圧で圧縮するため一様で安定な圧縮が得られる。著者等は、

キャノンボルトターゲットによる、レーザーから燃料へのエネルギー効率の向上を調べるために、激光XII号システムにおいて爆縮実験を行なった。

4-2 実験装置と計測法

4-2-1. レーザ装置

本実験で使用した激光XII号ガウスレーザーシステム⁽⁴⁻²⁾の概要を表4-1に示す。レーザー光の波長は、 $1.053 \mu\text{m}$ であり、ビーム数は12、出力部の開口径は、 35 cm 、出力ビーム径は、約 32 cm である。本実験では、パルス幅 100 psec (F.W.H.M), 全出力エネルギー $\leq 5000 \text{ J}/12 \text{ beams}$ で使用した。

図4-1に発振器からターゲットまでのレーザー光路を示す。激光XII号は、2つのターゲットチャンバーを有するが、今回は正反面体対照射用のターゲット室Iを用いた。主発振器から開口径 25 mm まで (图中 MOSC から POS 25 まで) は、主発振器室に設置され、出力光は、上階に位置するレーザー室へ送られる。主発振器は YLF 結晶 (長さ 75 mm , 直径 5 mm ; 発振波長 $1.053 \mu\text{m}$) を用い、発振方式はモード同期素子の変調周波数



| | |
|-------------------------|--|
| Beam Number | 12 Beams (Phosphate Glass LHG-8) |
| Beam Diameter | 32 cm ϕ (35 cm ϕ) |
| Peak Power | 50 TW (100 ps) |
| Output Energy | 8.6 kJ (500 ps) |
| Beam Filling Factor | 70% 40% (at 5 TW/Beam) |
| Output Energy Stability | 10% |
| Beam Energy Balance | $\pm 2.5\%$ |
| Prepulse Ratio | $< 2 \times 10^{-10}$ (4 μ J at 20 kJ) |
| ASE | ~ 15 mJ (No Target Damage) |
| Repetition Time | 3 hour (< 10 μ rad) |

表 4-1.

100 MHz, モード同期パルス間隔 10ns で Kuizenga 式⁽⁴⁻³⁾ を採用している。
 AG 25 から PCS 50 までには、レーザー室北側のベンチ上に設置され、ここで
 アライメント用レーザー光と結合される。レーザー室西側を階建てトラス上で
 レーザー光は上下 6 ビームずつ計 12 ビームに振り分けられ、主増幅器列に送られる。
 主増幅器列は、50 mm, 100 mm, 200 mm の増幅器及び光シャッター、
 スペシャルフィルター、ファラデー回転子より成る。光シャッター(OS), ファラデー
 回転子(FR)及び入射ビームモニター(IMAP)には、レーザー光エネルギー計測器が

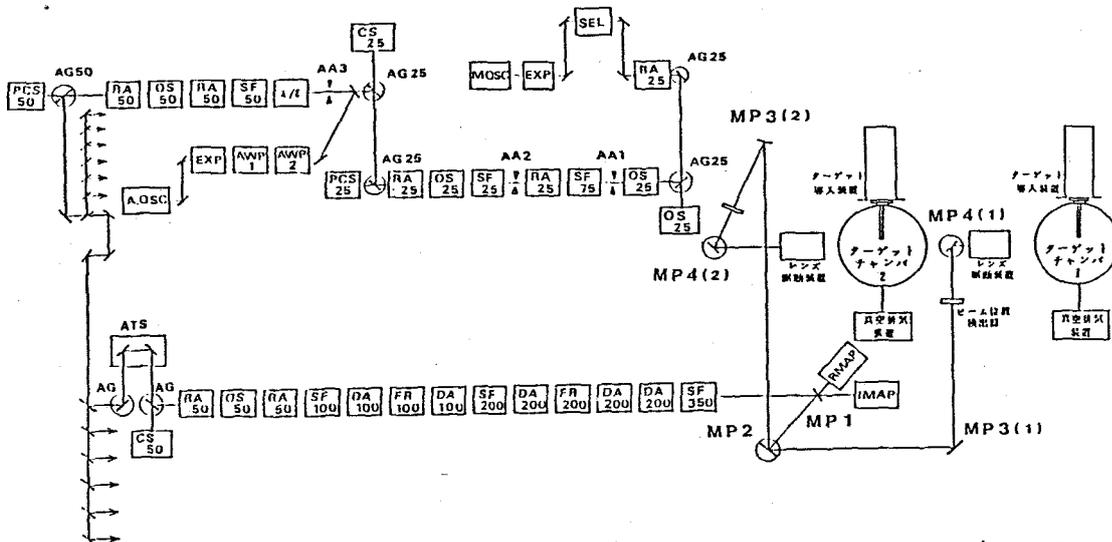


図 4-1 激光XII号ガラスレーザーシステム構成図

と付けられている。また、レーザー光のアライメントは、センシングセンサー (PCS)、及び入射ビームモニター解析パッケージ (IMAP) に設置された光位置検出素子を介してなされる。出カレーザー光は、大口径反射鏡で4回反射された後、集光レンズ (F/3) によってターゲット上に集光される。

4-2-2 ターゲット

本実験で使用したターゲットは、図4-5に示したような2穴及び4穴の Polyethylene 殻の内部にガラスマイクロバルーンを持つキャノンボールターゲットと、比較のためのガラスマイクロバルーン単殻ターゲットである。両タイプ共、燃料として DTガスを封入してある。諸パラメータは、以下に示す通りである。
(Cannon Ball)

| Shot No. | 外 殻 | | | | 内 殻 | | | 燃料 圧力(atm) |
|----------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------------|
| | 直径(μm) | 肉厚(μm) | コート | 穴径(μm) | 直径(μm) | 肉厚(μm) | コート | |
| (2-hole) | | | | | | | | |
| 569 | 800 | ~25 | — | 300 | 305 | 1.9 | — | 8 |
| 583 | 600 | " | Au0.1 | 300 | 307 | 2.20 | Au0.15 | 20.5 |
| 584 | 600 | " | Au0.1 | 320 | 310 | 2.86 | Au0.15 | 10.7 |
| 613 | 500 | " | " | 300 | 300 | | " | 10.9 |
| (4-hole) | | | | | | | | |
| 596 | 600 | " | Au0.1 | 200 | 290 | 2.29 | Au0.1 | 23.6 |
| 601 | 500 | " | Au0.1 | 200 | 207 | 2.41 | — | 11.3 |
| 605 | 600 | " | Au0.13 | 200 | 292 | 3.02 | — | 23.6 |

(G.M.B)

| Shot No. | 直径(μm) | 肉厚(μm) | 燃料圧力(atm) |
|----------|--------|--------|-----------|
| 561 | 218 | 2.5 | 31.6 |
| 562 | 175 | 2.17 | 11.2 |
| 564 | 210 | 3.06 | 12.4 |
| 566 | 206 | 2.51 | 24.7 |

表 4-2 ターゲットパラメータ

4-2-3 計測法

(1) X線発光像

レーザー照射, 吸収分布の一様性と 爆縮コアの観測のために X線発光像を X線ピンホールカメラにより撮影した。ピンホールサイズは $10\mu\text{m}$ で倍率は6倍であった。遮光用, プラズマ遮蔽用の Be $70\mu\text{m}$ の他に減光フィルターとして Al $6\mu\text{m}$ 及び Al $13\mu\text{m}$ を用いた。

(2) 吸収計測 (4-4)

吸収率の測定のために以下に示すように2種的小型カロリメーターを Chamber 内壁に配置した。

(I) 光カロリメーター

ターゲットの後方側方散乱光のエネルギー E_{scatter} を測定して 吸収率 η_{abs} を

$$\eta_{\text{abs}} = 1 - \frac{E_{\text{scatter}}}{E_{\text{Laser}}}$$

を求めるために 光カロリメーターを用いた。検出素子は 4.5mm の金プラーク吸収体と有する熱電対型ミニカロリメーター4個を直列に接続したものであり、その前方には、減光と波長選択を行うために NDフィルターと IRフィルターが配置される。

出力電圧信号は、前置増幅器、ピーク値ホルダーを通じて CAMAC により、データ収集される。使用したモジュールは、IL701社 LGP252 高速データロガーで 32チャンネルの高速スキャン型 A/Dコンバーターである。データロガーから送られたデジタル信号は、グレートコンピュータを介して、パーソナルコンピュータ (PC 9801) に転送され処理される。

(II) プラズマカロリメーター

ターゲットから吹出すプラズマ及び X線のエネルギーを測定して、吸収率を求めるために、プラズマカロリメーターを用いた。このカロリメーターは、吸収体として、 $1\mu\text{m}$ 光に対して透明なガラスを使用し、ガラスレーザーの散乱光は透過させるが、飛来するイオン、電子、X線のエネルギーはこれに吸収される。吸収体周辺部には、抵抗温度係数の高い

NiE環状に蒸着してあり、吸収体の温度変化を抵抗値の変化として検出する。抵抗値の変化はブリッジ回路において読みとり、ブリッジからの出力電圧は、増幅後高速テタログラフでA/D変換され、グレートコントローラを介してパーソナルコンピュータへ転送処理される。

(3) 中性子計測

レーザーシステム及びターゲットのスケールが大きくなるにつれ、燃料及びその粒子をとりまくプッシュ層が光学的に厚くなり、自己放出輻射を利用した爆縮燃料プラズマの診断は困難となる。特に重いタンバール殻を持つキャノンボールのように、2重、3重の構造をしたターゲットを使用する場合、この問題は深刻となる。それ故、電磁場の影響を受けず長い衝突平均自由行程を有する核反応中性子の計測は、コアプラズマの診断に必要不可欠のものである。特に発生中性子の計数は、慣性核融合の達成度の指標としても興味深い対象である。以下に本実験で使用した中性子発生数計測及び中性子飛行時間法によるスペクトル計測システムについて述べる。

(1) 中性子発生量の計測

核反応中性子数の測定にはAgカウンター1台とプラスチックシンチレーション検出器3台を用いた。Agカウンターは原理的に3-4-2に記したものと同一である。1辺が370mmの立方体で7本のGM管を有している。実験に際しては、ターゲットより14cmのところに配置されたGM管の出力パルスは増幅され、(爆縮計測室) 激光XII号放射線モニターに送られ、(この間約80m)、スレーブで一定時間(通常一分間)カウントされる。⁽⁴⁻⁵⁾ 較正は大阪大学原子力工学科の強力14MeV中性子工学実験装置(OCTAVIAN)を用いてAl放射化カウンター(絶対較正法)を基準として行われた。

プラスチックシンチレーション検出器は、NE102Aを用いた時間積分計測用2台とPilot Vを用いたスペクトル計測用の2種がある。其に図4-2に示すような回転対称な構造をしており、開口200mm^φのシンチレータが円錐台状のライトパイプ(アクリル)において光電子増倍管

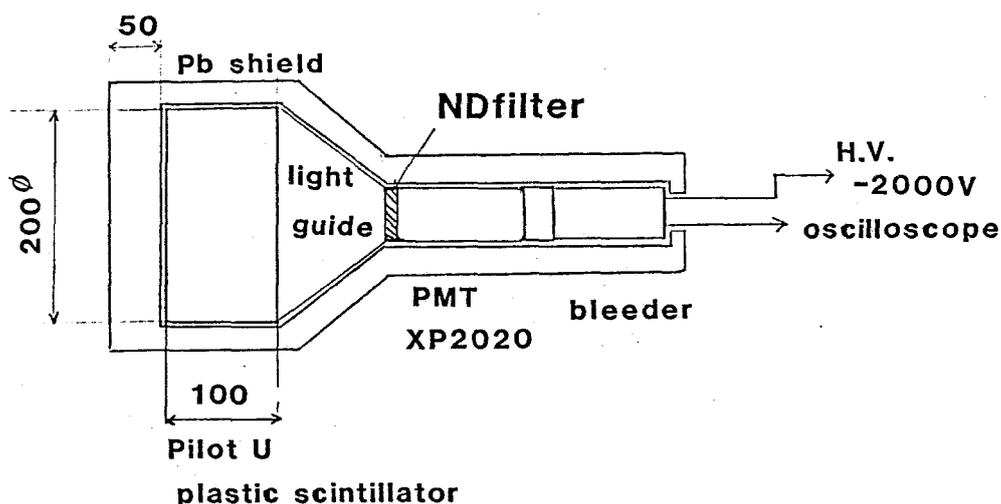


図4-2 plastic scintillation detector

(Amplex, XP2020)に光接合されている。シンチレータ及びライトガイドの表面は、反射剤(NE560)が塗布されている。全体はALケースの中に納められており、さらに鉛遮蔽用のPb5cmの容器に入っている。シンチレータの厚みはNE102Aが200mm、Pilot Vが100mmであった。表4-2にそれぞれの検出器の計数効率(入射中性子/個当たり)の計数確率)の推定値及びPMT印加電圧2000V時での応答時間を記す。

| シンチレータ | 応答時間 (2000V) | | 計数効率 |
|---------|--------------|-----------|------|
| | 立ち上がり | 立ち下がり | |
| NE102A | 7.4 ± 0.2 ns | 46 ± 2 ns | 0.38 |
| Pilot V | 4.4 ± 0.2 ns | 22 ± 2 ns | 0.13 |

表4-2 中性子シンチレーション検出器の効率・応答比較

校正は、激光XII号における Exploding target 爆縮実験において Agカウンターにより行われた。
 (四) 飛行時間法によるスペクトル計測

核反応中性子のドップラー幅より爆縮コアのイオン温度を測定するために飛行時間法(n-ToF)による中性子のスペクトル計測を行なった。計測システムを図4-3に示す。

中性子検出器は (I) で述べた Pilot V シミュレーション検出器であり、後述するように $4 \mu\text{sec}$ の時間応答に対して $\sim 2 \text{keV}$ の作動温度で測定できるように、ターゲットより 4366cm 離れた位置に設置された。チャンセルと検出器の間には、真空 ($\leq 10^{-3} \text{Torr}$) の中性子パイプ

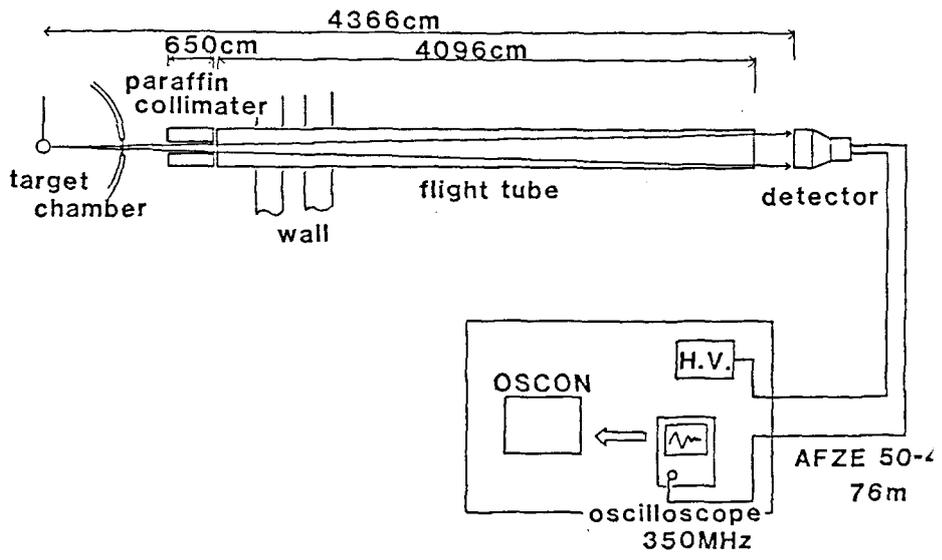


図 4-3 n-ToF system

パイプ (全長 4096cm , 内径 260mm) が散乱中性子束線を遮蔽する 2枚のコンクリート隔壁 (1m 厚) を貫通して設置されている。またパイプの左端には、パイプ内での散乱による中性子の検出器への入射を防止するためにパラフィンのコリメーター (入射開口 8mm 、出射開口 11mm 、長さ 65cm) が配置されている。検出器の電圧信号波は、Al 被覆ケーブル (AEZE 50-4; 76m) により計測室に送られ、高速 350MHz オシロスコープ (Tektronics 485) で記録された。

オシロ信号 $f(t)$ は、PDP-11 を主 CPU とする画像処理装置 OSCON に取り込まれ、FFT を用いた波形再処理を受け、エネルギースペクトル $n(E)$ に焼き直される (図 4-3 参照)。波形再生は、この検出器の平均的な応答波形 (単一中性子に打つ出力波形; 図 4-3 $h(t)$) をもとに、系全体が線形であると見做して Wiener filter ($W(k)$) と low pass filter (high cut) を用いて行われた。若干現われる Gibbs 現象を防止するために、 $4 \mu\text{sec}$ の平均操作 ($S(k)$) を行われた;

$$\left. \begin{aligned} F(k) &\triangleq \mathcal{F}(f(t)) \quad , \quad H(k) \triangleq \mathcal{F}(h(t)) \\ G(k) &= W(k) \cdot S(k) \cdot F(k) \\ W(k) &\triangleq \frac{H(k)}{H(k)H^*(k) + \alpha} \end{aligned} \right\} (4-1)$$

$$\left. \begin{aligned} S(k) &\cong \mathcal{F}(U(t) - U(t - \tau_a)), \quad \tau_a = 4(\text{nsec}) \\ G(t) &\cong \mathcal{F}^{-1}(G(k)) \end{aligned} \right\} (4-1)$$

ここで \mathcal{F} , \mathcal{F}^{-1} は有限フーリエ変換, 逆変換を意味する. $U(t)$ は単位ステップ関数である. 応答波形 $h(t)$ は, オフビアンにおいて 10^{12} neutron/s の中性子束を用いて測定された. 中性子の単位時間・単位エネルギー当りの飛生個数を $N(t, \epsilon)$ と可及検出器に入射する中性子の時間分布 $g(t)$ は 中性子が一様に放射されるとして.

$$g(t) = \int_0^\infty \Omega dN\left(t - \frac{l}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{m_n}}}, \epsilon\right) d\epsilon \quad (4-2)$$

と与えられる. ここで Ωd は検出器のしめる立体角, l は中性子源から検出器までの距離である. 今 l を充分大きくし, 中性子の飛行時間と飛生時間に比して長くとてやると

$$N(t, \epsilon) = N(\epsilon) \delta(t) \quad (4-3)$$

と考えられて (4-2) 式は

$$g(t) = \Omega d l^2 m_n N\left(\frac{m_n l^2}{2t^2}\right) t^{-3} \quad (4-4)$$

と与える. これより (4-1) で求めた $G(t)$ は,

$$N(\epsilon) = \frac{1}{m_n \Omega d l^2} \left(\frac{l}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{m_n}}}\right)^3 g\left(\frac{l}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{m_n}}}\right) \quad (4-5)$$

で飛生中性子のエネルギースペクトルが求まる.

GXII experiment
oscilloscope signal

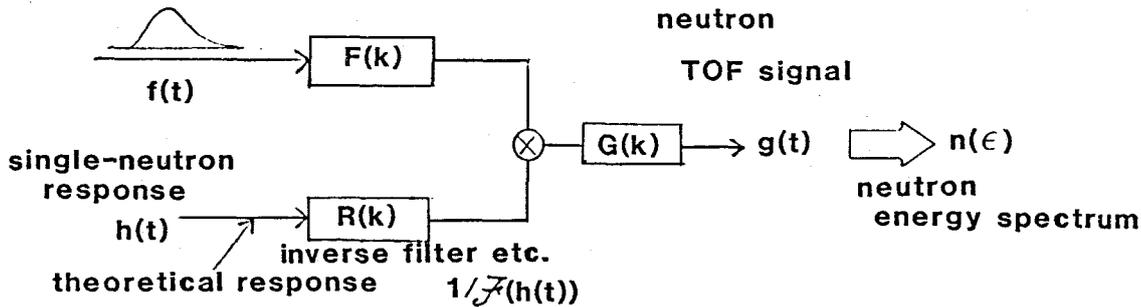


図4-4 signal transfer

(4) 中性子スペクトルの熱応答とイオン温度

H. Brysh⁽⁴⁻⁸⁾ に従って、イオン温度と中性子スペクトルの関係を求めた後に、実際のイオン温度導出の手順を述べる。D-T反応で生成されるα粒子と中性子についてのモーメントとエネルギーの保存式を重心系で書くと

$$m_n u_n + m_\alpha u_\alpha = 0 \quad \text{--- (4-6)}$$

$$Q + K = \frac{1}{2} m_n u_n^2 + \frac{1}{2} m_\alpha u_\alpha^2 = \frac{1}{2} \frac{m_n}{m_\alpha} (m_n + m_\alpha) u_n^2 \quad \text{--- (4-7)}$$

となる。ここに添字 n 及び α は、それぞれ中性子及びα粒子を意味する。Q 及び K は、核融合生成エネルギーと衝突前の運動エネルギーである。m 及び u は、粒子の質量と速度を表わす。実験室系で見た中性子のエネルギー E_n は重心系の速度を V 、 V と u_α 方向余弦を μ として、

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{1}{2} m_n (V + u_n)^2 = \frac{1}{2} m_n (V^2 + u_n^2 + 2 V u_n \mu) \\ &= \frac{1}{2} m_n V^2 + \frac{m_\alpha}{m_n + m_\alpha} (Q + K) \\ &\quad + V \mu \left[\frac{2 m_n m_\alpha}{m_n + m_\alpha} (Q + K) \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{--- (4-8)} \end{aligned}$$

衝突前の D, T 粒子が Maxwell 分布を有するとして、物理量 f の重平均をとるに

分布平均 $\langle f \rangle$ と表わす. $\langle f \rangle$ は

$$\langle f \rangle \triangleq \frac{\int_{-1}^1 d\mu' \int_0^\infty v^3 dv \int_0^\infty V^2 dV f v e^{-\alpha V^2 - \beta v^2 - 2\delta V v \mu'}}{\int_{-1}^1 d\mu' \int_0^\infty v^3 dv \int_0^\infty V^2 dV v e^{-\alpha V^2 - \beta v^2 - 2\delta V v \mu'}} \quad (4-9)$$

$$\begin{aligned} \alpha V^2 + \beta v^2 + 2\delta V v \mu' &= \frac{1}{2} \left(\frac{m_1}{\theta_1} + \frac{m_2}{\theta_2} \right) V^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_2}{\theta_1} + \frac{m_1}{\theta_2} \right) \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} v^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{\theta_2} \right) \frac{2 m_1 m_2}{m_1 + m_2} V v \mu' \\ &= \frac{m_1 v_1^2}{2\theta_1} + \frac{m_2 v_2^2}{2\theta_2} \end{aligned}$$

で与えられる. 二に添字 1, 2 は D & W T を表わし θ は温度である. D-T 反応の反応断面積 σ は Gamow 理論で予想されるように 2 粒子の相対速度 v に依り

$$\sigma \sim v^2 \exp(-2\pi e^2/\pi v) \quad (4-10)$$

で与えられるとする. $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. 衝突後の分布が等方的であることとを考慮して.

$$\langle E_n \rangle = \frac{1}{2} m_n \langle V^2 \rangle + \frac{m_\alpha}{m_n + m_\alpha} (Q + \langle K \rangle) \quad (4-11)$$

を得る. 二に依り $Q \gg \theta$ とし. E_n の偶数次の E - μ に対して近似的に

$$\begin{aligned} \langle (E_n - \langle E_n \rangle)^{2i} \rangle &= \left(\frac{2 m_n m_\alpha}{m_n + m_\alpha} Q \right)^i \langle V^{2i} \rangle \langle \mu^{2i} \rangle \\ &\cong \left[\frac{2 m_n m_\alpha Q \theta}{(m_n + m_\alpha)^2} \right]^i (2i-1)!! \quad ; i \text{ は自然数} \\ &\cong \left(\frac{2 m_n Q \langle E_n \rangle}{m_n + m_\alpha} \right)^i (2i-1)!! \quad (4-12) \end{aligned}$$

を得る。奇数次のモーメントは高次の微小量として無視することによって、中性子のエネルギー分布として Gaussian 型の

$$f(E_n) = d E_n \exp \left[- \frac{(E_n - \langle E_n \rangle)^2}{\frac{4m_n \theta \langle E_n \rangle}{m_n + M_\alpha}} \right] \quad (4-13)$$

を得る。これより Gaussian 分布とする中性子のエネルギー分布 $f(E_n)$ の半値幅 (H.W.H.M) ΔE は

$$\theta = 1.787 \times (\Delta E)^2 / \langle E_n \rangle \quad (4-14)$$

でイオン温度 θ が求められる。

測定精度はエネルギー分解能と確率的なばらつきで決まる。スペクトル計測の分解能を上げるためには、検出器の応答を速くするか、ターゲットから検出器までの距離を遠ざける必要がある。ところが、飛行距離をのばすと検出器に入射する中性子の数が減少し、確率的な誤差を増大させることになる。与えられた検出器に対する最適設置位置というものがある。測定対象のイオン温度と中性子数の組に対して存在するはずである。ここでは広い範囲の計測を考えると、イオン計測上必要とされる中性子数の最低値 N_{min} と、測定可能な最低温度 T_{imin} を示すことができる。今、検出器に到達する中性子の時間分布が近似的に

$$n(t) = N_0 f(t), \quad f(t) = \frac{1}{\tau \sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \right\}$$

で表わされるとする。検出器の応答時間に相当する $2 \cdot \tau$ の時間に入射する中性子の数は、各時刻で

$$\bar{N}(t) = N_0 \int_{t-\tau}^{t+\tau} f(t') dt'$$

$$= N_0 \Phi(x) \left| \begin{array}{c} \sqrt{2} \frac{t + \tau_s}{\tau} \\ \sqrt{2} \frac{t - \tau_s}{\tau} \end{array} \right. = N_0 \Phi(y) \left| \begin{array}{c} x + \Delta x \\ x - \Delta x \end{array} \right.$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz$$

$$x \cong \sqrt{2} \frac{t}{\tau}, \quad \Delta x \cong \sqrt{2} \frac{\tau_s}{\tau}$$

とある。各時間窓に入射し、カウントされる中性子の数がポワソン分布をとりとると、各時刻の計数値 $N(t)$ は $\sqrt{N(t)}$ の標準偏差を伴うと考えられるので、“中性子スペクトルの半値幅からイオン強度 T_i を求める”方法に対する、 T_i の誤差を

$$R_{\pm} = \frac{T_i \text{ meas. } \pm}{T_i \text{ true}} = \frac{(t/2 \pm)^2}{(t/2)^2}$$

と評価してある。 $t/2 \pm$, 及び $t/2$ は以下の式で定義される。

$$\begin{aligned} \overline{N}(t/2) &= \frac{1}{2} \overline{N}(0) \\ \overline{N}(t/2 \pm) + \sqrt{\overline{N}(t/2 \pm)} &= \overline{N}(0) \mp \sqrt{\overline{N}(0)} ; \text{ 複合同順} \end{aligned}$$

図4-5は $T_i = 2 \text{ KeV}$, $\tau_s = 2 \text{ nsec}$ に対して、 R_{\pm} を N_0 の関数として示したものである。これより $T_i = 2 \text{ KeV}$ の場合、測定値 $T_i \text{ meas.}$ と真値 $T_i \text{ true}$ の誤差を 50% 以下におさえるためには、約 100 カウントの中性子信号を必要とすることがわかる。図4-6に 100 カウントを目安とした N_{max} と飛程の関数として示す。また、エネルギー幅 ΔE が計測器の応答時間 (4 ns) で決まるエネルギー分解能程度になる温度を測定可能最低値 $T_{i \text{ min}}$ と考えることが出来る。この $T_{i \text{ min}}$ の値を同じく飛程に対してプロットしたものを図4-6に示す。

08

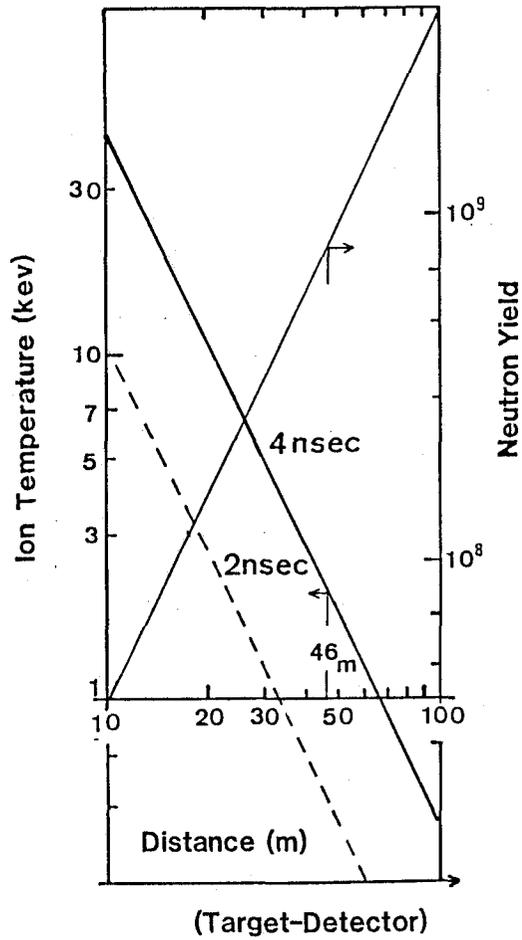


図4-6 中性子の飛程対
測定可能な最低イオン温度
及び
必要最低中性子発生数

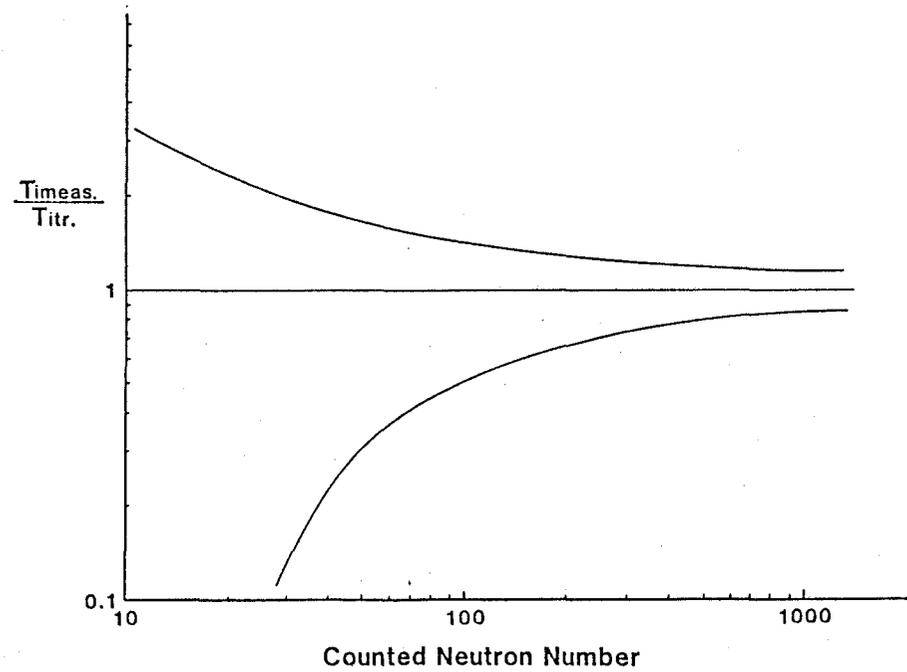
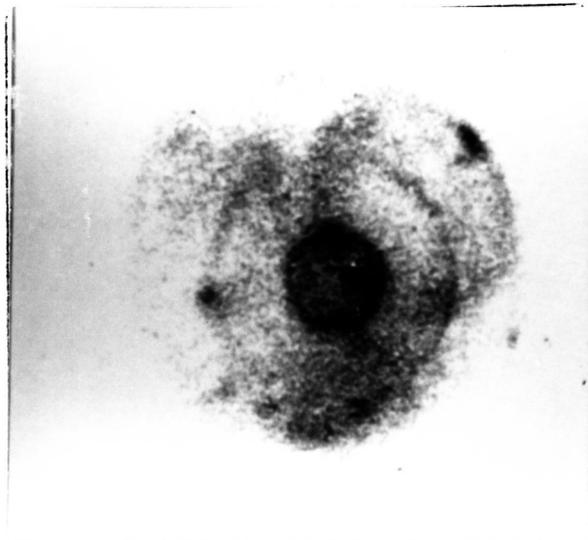


図4-5 検出器のカウント数とイオン温度測定誤差評価

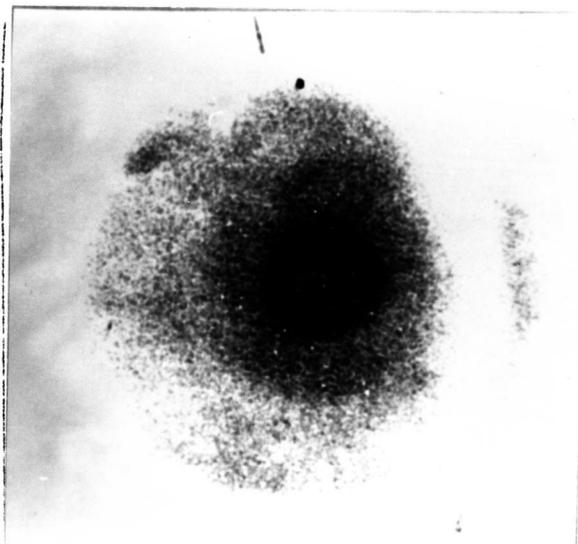
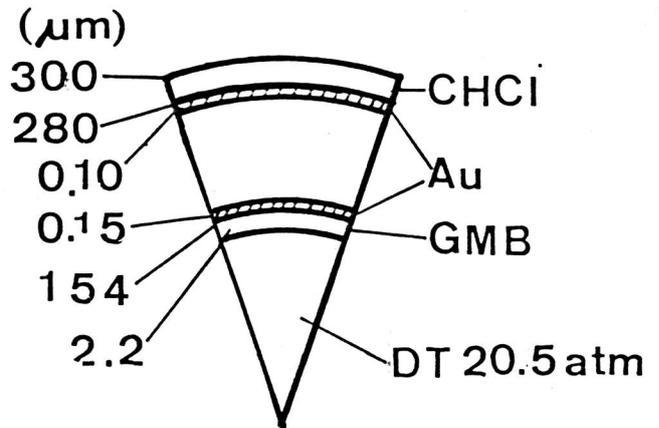
測定値 $T_{i\text{ meas}}$ は真値 $T_{i\text{ tr}}$ を中心に上図2つの曲線の間分布する。

X-ray Pinhole Pictures of Cannonball



200 μ m

2-hole Cannon (#583)



200 μ m

4-hole Cannon (#596)

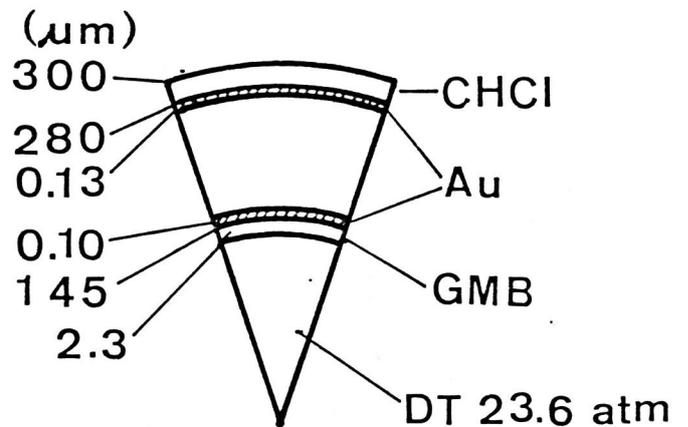


図 4-7 X線ピンホール写真とターゲット構造

4-3 実験結果・検討

4-3-1 実験結果

(I) X線像

ガラスマイクロバルンの表面に集光して直接照射の場合、集光パターンを反映した不均一なX線発光が見られたのに対して、キャノンホルターターゲットの場合レーザー照射時の内外球の発光弱く、均一に圧縮されたコアの輪状のX線発光像が観測された(図4-7)。コア外輪の半径方向の歪 $\frac{\delta R}{R}$ (平均半径 R からの変差 δR の R に対する比)は、0.2以下であった。コア径 R よりターゲットの体積圧縮率 η が求められ、2穴、4穴のターゲットは、DTの充填圧10~20 atmに対し、 12 ± 3 倍であり内・外球の径にはほぼ等しかった。充填圧の異なる他のデータとの対応より体積圧縮率 η は充填圧の $-1 \sim -0.5$ 乗に比例していることがわかった。

(II) 吸収計測

直接照射の場合、光カロリーメーターにより求めた吸収率とプラズマカロリーメーターにより求めた吸収率は、非常によく一致したが、キャノンホルターターゲットの場合プラズマカロリーメーターの値が光カロリーメーターの2~3倍大きかった。これは光カロリーメーターのデータが空間分布を考慮して平均されているのに対してプラズマカロリーメーターは加算平均されていることによるものと考えられる。直接照射の場合、プラズマ流の空間強度分布は、一様であるのに対して、キャノンホルターターゲットにおいては、散乱光のみならず、プラズマも極端な不均一分布を有することがわかった。図4-8には、光カロリーメーターにより求めた吸収率を入射レーザーパワーに対してプロットしている。直接照射ターゲット及び2穴キャノンの60~50%の吸収率に対し、4穴キャノンは、65~80%と高い吸収率を示し、キャビティ構造により吸収率が上昇していることがわかる。

DEPENDENCE OF ABSORPTION RATE ON LASER POWER FOR DIFFERENT TYPES OF TARGET

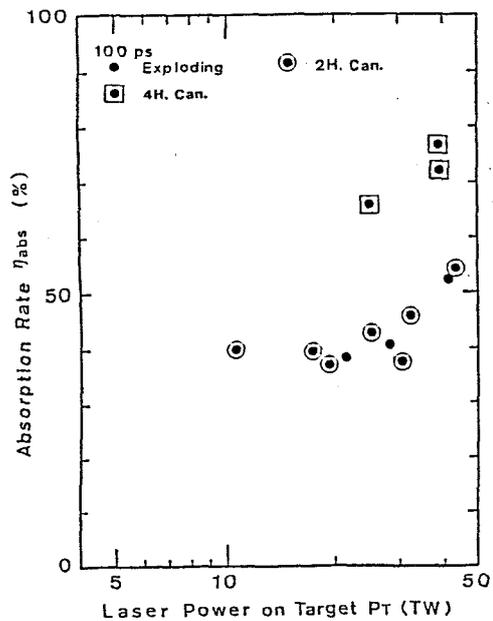


図4-8

2穴キャノンの吸収率が4穴より低くなるのは一度入射してキャビティー内を多重反射する光が穴の幾何学的な配置により、2穴の方が4穴よりキャビティー外へ逃げやすくしているためであることが入射ビームの光線追跡により示されている。(4-4)

(四) 中性子計測

直接照射 及び 2穴, 4穴のキャノンホールに対して 図4-9に示すような中性子発生数 N_n が測定された。図はターゲット単位質量当たりのレーザーエネルギー E_L/M に対して N_n が示されている。直接照射のGMBと(間接照射の)キャノンホールターゲットの双方共、

$$N_n \propto (E_L/M)^4$$

のスケールを示した。図4-10に、中性子飛行時間法により求めたコアのイオン温度 T_i を示す。 T_i は E_L/M の約1乗に比例する。

Neutron Yield vs Specific Energy E_L/M_p

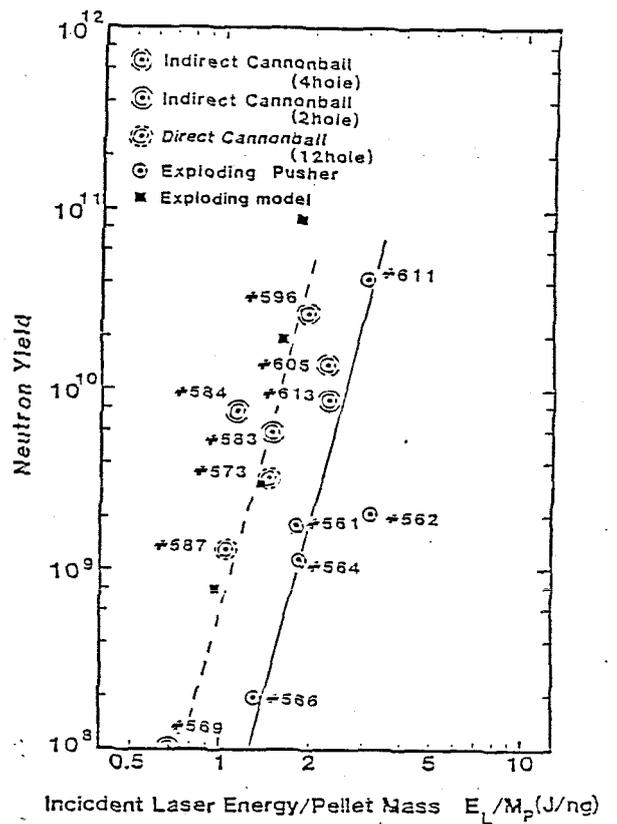


図-9

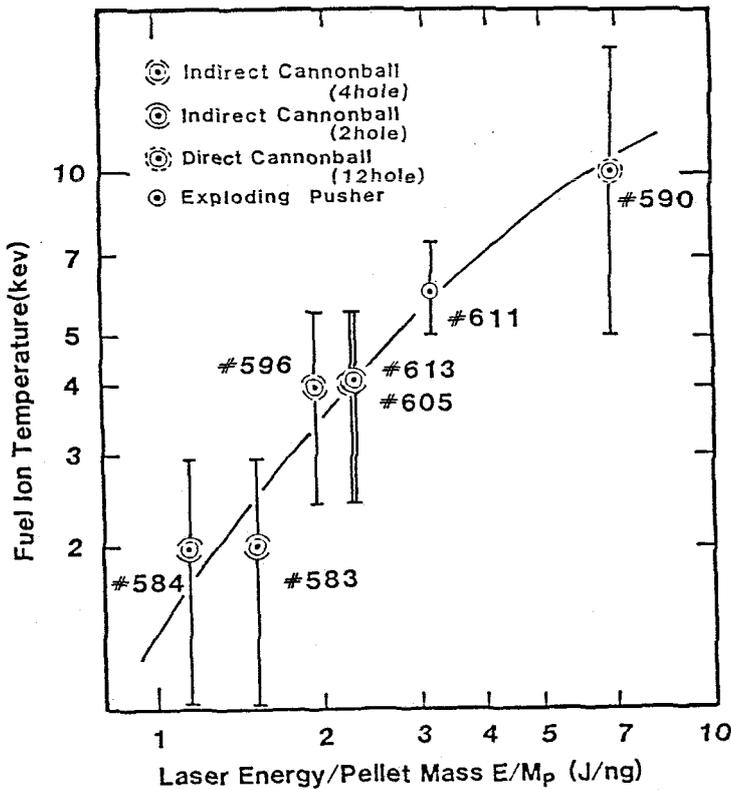


図4-10 ターゲット単位質量当たりのエネルギー
対燃料イオン温度

4-3-2 検討

(I) 体積圧縮率 1.2 ± 0.3 という低い圧縮率に対して $2 \sim 4$ keV という高いイオン温度が得られていることを判断して予備加熱の大きな圧縮モードに行っていることがわかる。このことは、高い高速電子温度を示した、最近の X 線分光の結果と対応するものである。一次元流体コードに対する計算機シミュレーションによれば、内球外径 $307 \mu\text{m}$ 、肉厚 $2.2 \mu\text{m}$ の GMB を持つ、外殻外径 $600 \mu\text{m}$ のキャノンホールに対し、 25 TW という高いレーザー光強度にあてば、キャノン内球は爆発的に圧縮され、所謂キャノン効果は小さいことが示されている。以上の考察より、キャノンホールターゲットに対しても以下に示すような爆発型圧縮モデルによる中性子発生数 N_n の計算を行った。4-3-1 (IV) に示した中性子数及びイオン温度のスケリングIFモデル計算と良好一致を示している。

(爆発型モデル) (4-9.10.11)

$$\eta = 8.63 \times 10^3 \rho_0^{-1} A^{-1}$$

$$y = 13.7 \rho_p R^5 A^{-1} W^{-1}$$

$$\langle \alpha v \rangle = 8.2 \times 10^{-13} \theta_i^{-2/3} \exp(-8.83 \theta_i^{-1/3})$$

$$\theta_i = 0.012 \rho_p R^3 \left\{ \frac{\alpha \eta^{2/3}}{\tau^3 + y} - \frac{44}{\tau^3 + 44y} \right\}$$

$$N_n = 7.2 \times 10^{24} \rho_0^2 R^4 \eta^{2/3} \langle \alpha v \rangle / \theta_i^{1/2}$$

| | | |
|--------------|---------------|-------------------------------|
| ρ_0 ; | DT 燃料密度 | (mg/cc) |
| ρ_p ; | プッシュャー密度 | (g/cc) |
| R ; | ターゲット半径 | ($\times 100 \mu\text{m}$) |
| ΔR ; | プッシュャー厚 | ($\times 100 \mu\text{m}$) |
| θ_i ; | 燃料温度 | ($\times 10 \text{ keV}$) |
| A ; | アスペクト比 | ($= R/\Delta R$) |
| W ; | 吸収パワー | (TW) |
| τ ; | パルス幅 | ($\times 100 \text{ psec}$) |
| α ; | $O(1)$ のパラメータ | |
| η ; | 圧縮率 | |

(II) キャンボールの場合には レーザは外球の内壁に照射される。それ故内球に吸収されて爆縮に寄与するエネルギー E_{in} は全吸収エネルギー E_{abs} よりも小さくなる。今キャビティ中のレーザー光はキャビティ壁全面に一律に吸収されると

$$E_{in} = \frac{R_{in}^2}{R_o^2 + R_{in}^2} E_{abs}$$

と計算される。ここで R_o , R_{in} は外球及び内球の半径である。この E_{in} を用いて図4-10の E_{in}/M に対して書き直すと図4-11のようになる。同じ E_{in}/M では、キャンボールによって直接照射のGM比の4~5倍の中性子が得られることになる。今3-3-3項と同様に燃料コアの熱エネルギー E_f

$$E_f = M_f \frac{3}{2} \frac{T(1+Z)}{Amp + meZ} \quad (3-47)$$

で計算し、内球に吸収されたエネルギー E_{in} の E_f に変換される割合 η_{trans} ,

$$\eta_{trans} = \frac{E_f}{E_{in}} = \frac{E_f}{\eta_{abs, eff} E_L}$$

を求めると図4- のようになる。これより、

キャンボールによって直接照射の場合

(これは 3-3-3項で求めた $\eta_{conv}/\eta_{abs} = 4 \times 10^{-3}$ と比較しても) の2~3倍の η_{trans} が得られることがわかる。このエネルギー変換効率の増大は、キャビティ構造によるもので、主にコアの均一性の向上によるものと考えられる。ショット番号613のショットでは通常の10ミクロン径の2穴キャンボールの照射に加えて、コアに故意に

Neutron Yield vs Absorbed Specific Energy
corrected for Cannonball Target

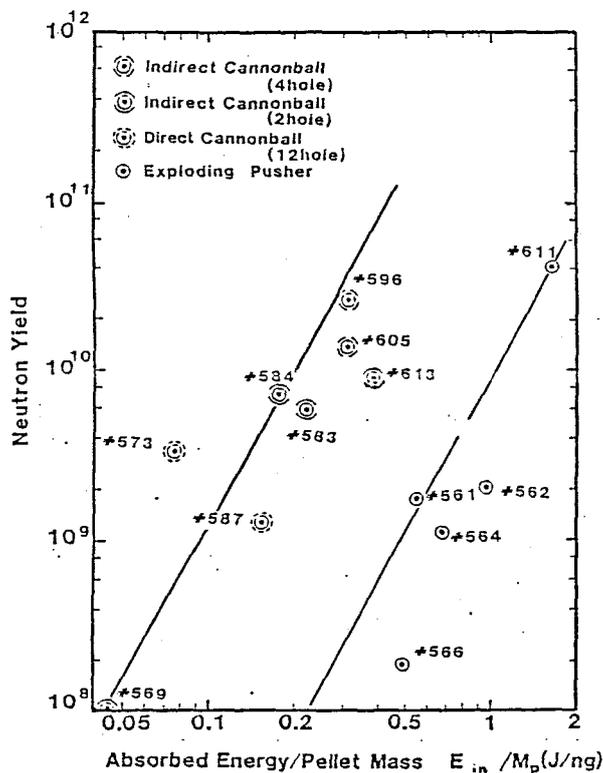


図4-11

不均一を与えるために、2ビームを直接照射した。その結果測定精度の余り高くないTiには差は見られなかったが、Niにおいては同じE_{abs}の間接照射に比して有意な低下が見られた。このことより、照射の均一性の向上に起因する圧縮コアの均一性の向上がキャノンボールにおけるエネルギー変換効率の向上に寄与していることがわかる。但し、外殻からのX線輻射及び高速電子によるエネルギー輸送の定量的な評価は、今後の研究を待たねばならない。

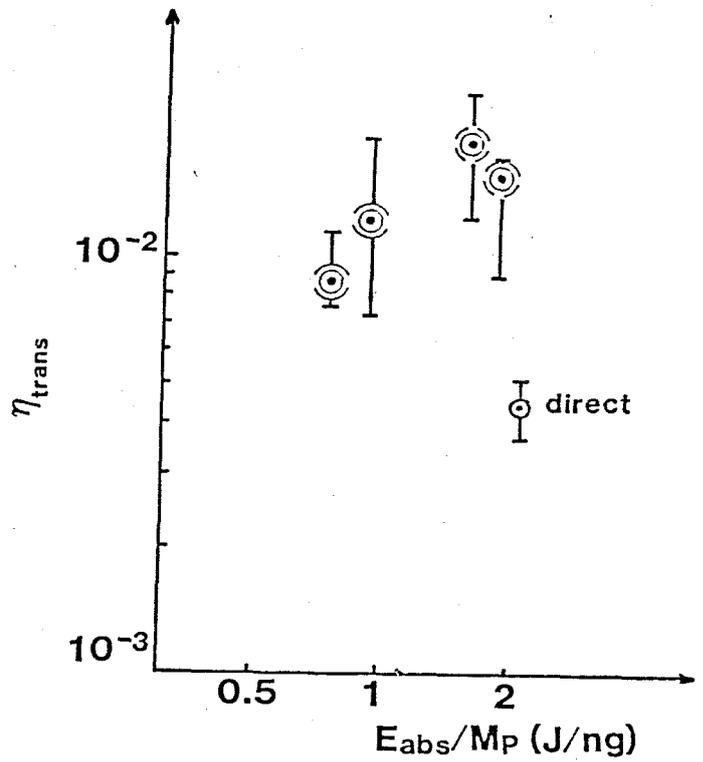


図 4-12 単位質量当りの吸収エネルギー
対エネルギー変換効率η_{trans}

4-4 まとめ

激光XII号システムにおいて 100 psec パルスによる爆縮実験を行ない以下の結果を得た。

- 1) 中性子飛行時間法による中性子スペクトル計測システムを開発し、D-Tガス充填ターゲットを用いて爆縮コアのイオン温度を測定した。
- 2) 予備加熱の大きい「イクスローディング」に近い圧縮においてもキャノンボールは直接照射のGMBよりも高い中性子発生数とエネルギー変換率を示した。これは照射及び圧縮の均一性によるものと考えられる。これによりエネルギー変換の観点から間接照射密閉型ターゲットの直接照射に対する優位が明らかにされた。

第4章の参考文献

- (4-1) K. Nishihara, K. Mima, T. Yabe and C. Yamanaka, Rev, Laser Eng, 8, 70 (1980)
H. Azechi, N. Miyanaga, S. Sakabe, T. Yamanaka, C. Yamanaka, Jpn. J. Appl. Phys. 20
L477 (1981), K. Yamada, M. Yagi, H. Nishimura, F. Matsuoka, H. Azechi,
T. Yamanaka and C. Yamanaka, J. Phys' Soc, Jpn. 51, 280 (1982)
K. Nishihara, K. Mima, T. Yabe, S. Ido and C. Yamanaka, Proc, Japan-U.S. Seminar
on Theory and Appl. of Multiply-Ionized Plasmas produced by Laser and
Particle Beams (edited by C. Yamanaka) p183 (1982)
Y. Kato, Y. Kitagawa and N. Miyagawa, ILE-QPR-82-2, p2 (1982)
- (4-2) レーザ研究, 11, 41 (1983)
- (4-3) D. J. Kuizenga; Opt. Comm, 22, 156 (1977)
- (4-4) 坂和洋一; 「レーザープラズマからの散乱光計測」 レーザ学会-研究会
- (4-5) 木曾田 晃; 「慣性核融合実験における放射線計測に関する研究」,
大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻修士論文
- (4-6) K. Sumita, et. al.; "Osaka University Intense 14 MeV Neutron
Source and its Utilization for Fusion Studies." Proc. 12th Symp.
Fusion Technology, B-24, KFA Julich, Sept. 1982
- (4-7) 井上多門他; 「物理実験データ処理」, 100-109, 日本物理学会
長尾 真訳; 「デジタル画像処理」, 209-258. 近代科学社.
- (4-8) H. Brysk, Plasma Phys. 15, 611 (1973)
- (4-9) M. D. Rosen and J. H. Nuckolls, Phys. Fluid, 22, 1393, (1979)
- (4-10) 金剛計画, 第I期検討作業報告, PP, I-4
- (4-11) 西村 博明; "激光XII号ガラスレーザーによる高温発生実験", プラズマ核融合学会,
1984年春, 九州大学

第5章 結論

レーザー爆縮核融合におけるペレット爆縮過程に関し、エネルギー輸送の解明と効率の高い爆縮実現を目的として研究を行った。特にレーザーによるアブレーションに関する研究では、アブレーション領域に見られる熱伝導の非局所的な性格（熱流束の値が温度勾配の局所的な値だけでは決定されないという意味で）を明らかにした。また、球状ターゲットのアブレーション圧力の比例則を求めアブレーションによる加速が単純なカ学モデルで表現できることを示した。0.5 μm 光を用いた実験では、短波長化による吸収率、アブレーション圧力、圧縮率の向上を実証した。さらに、核反応中性子計測により、キャノンボールターゲットを用いることによるエネルギー変換率の向上を示した。

本研究より得られた結果を総括すると次のようになる。

第2章

アブレーション領域のプラズマの密度及び温度の時間・空間分解した計測法を考案し、この領域の熱流束を初めて直接的に測定した。この測定により熱流束と温度勾配との関係を探り、以下のことを明らかにした。

1) 温度分布は、熱波先端部でなだらかな傾斜を示した。

これは加熱領域の高エネルギー電子による熱波前面の加熱によるものと考えられる。

2) 熱流束は加熱領域近傍で制限され、先端部で増大される。熱流は、単なる制限を受けるのではなく、新古典論で示唆される非局所性を持つ。

その結果、アブレーション領域のプラズマは温度勾配が大きいために新古典論に従い、2流体不安定性やイオン音波乱流のような非線形現象発生しなくても、熱流が制限されること示された。

第3章

アブレーション型圧縮におけるエネルギー輸送を理解するために球状ターゲットを用いた圧縮実験を行ない、アブレーション圧縮のダイナミクスを言及べ以下のことを明らかにした。

波長 $1.053 \mu\text{m}$, パルス幅 1 nsec (F.W.H.M) のレーザーを用いた実験では,

- 1) 球状ターゲットのアブレーション圧力が入射レーザー光強度に対して

$$P_a \approx (5 \pm 3) \left(\frac{I_L}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{0.8 \pm 0.2} \quad (\text{Mbar})$$

の関係にあることを示した。

- 2) 流体力学的効率を導出し、そのレーザー光強度及び爆縮時間との関係を調べ、カ学モデルとの比によて、流体力学的効率のターゲット・アスペクト比、レーザー光強度およびレーザー・パルス幅に対する依存性を明らかにした。

波長 $0.527 \mu\text{m}$ 光を用いた実験では,

- 1) レーザー光の短波長化により共鳴吸収が減少することによて高速電子として輸送されるエネルギーが減少し、予備加熱が抑えられることが明らかになった。
- 2) その結果、一様な吸収分布が得られることがわかった。
- 3) 短波長化により高いアブレーション圧力が得られることを示した。
- 4) 以上の結果より波長 $0.527 \mu\text{m}$ 光によて $1.053 \mu\text{m}$ 光よりも高い圧縮率が得られることがわかった。

さらに、両実験によて

- 1) アブレーション圧縮におけるエネルギー変換を考察するうえで重要なカ学モデルを展開することが可能となった。
- 2) 加えてアブレーション加速におて吸収エネルギーの約5~1%がプッシャーの運動エネルギーとなり、さらにその10%程度が燃料の熱エネルギーに変換されることが明らかになった。

第4章

激光 XII号システムにおいて、波長 $1.053\mu\text{m}$ 、パルス幅 100psec のレーザーによりキャノンホールターゲットを用いた爆縮実験を行ない以下の結果を得た。

- 1) 中性子飛行時間法による中性子スペクトル計測システムを開発し、DTガス充填ターゲットを用いた爆縮コアのイオン温度を測定した。
- 2) 予備加熱の大きな爆発型に近い圧縮においても、キャノンホールは直接照射のGMBよりも高い中性子発生数とエネルギー変換率を示した。これは照射及び圧縮の均一性によるものと考えられる。これにより、エネルギー変換の観点から間接照射密閉型ターゲットの直接照射に対する優位が明らかにされた。

以上、レーザー爆縮過程におけるエネルギー輸送及びエネルギー変換に着目して、レーザーアブレーションおよびターゲット爆縮実験を行ない、爆縮条件の最適化および圧縮率の向上を目的として重要なアブレーション構造及び圧縮比例則についての知見を得た。

謝

辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜わられた山中千代衛教授、山中龍彦教授に深厚なる謝意を表します。あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた、木下仁志教授、西村正太郎元教授、犬石嘉雄元教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授、井沢靖和教授、加藤義章教授、望月孝晏教授、西原功修教授、三間圓興教授に謝意を表します。

本研究を通じて、たゆまぬ御指導、討論、激励を戴いた畦地宏助手、西村博明助手ならびに宮永憲明助手に謝意を表します。

また終始、変らぬ激励を戴いた、山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、中塚正大助教授、北川米喜助教授、吉田国雄講師、今崎一夫講師、矢部孝講師、大道博行助手、阪部周二助手、井門俊治助手、藤田尚徳助手、乗松孝好助手、高部英明助手、宮本修治助手、仁木秀明助手、藤原関夫助手、実野孝久助手、白神宏之氏、岡田知之氏、岸本泰明氏に謝意を表します。

本研究に際し、レーザー運転、ターゲット製作、コンピュータ計算など、様々な形で御協力戴いた、大阪大学レーザー核融合研究センターのスタッフの方々に厚く感謝します。

研究生活の 業を共にし、熱心な討論、と惜しみない協力を戴いた、水谷大君、田中正和君、内田成明君、長谷川裕君他研究室の方々に厚く感謝いたします。

業績目録

発表論文

1. Intensity Dependence of Classical and Collective Absorption Processes in Laser Produced Plasmas at $1.053\mu\text{m}$ and $0.527\mu\text{m}$.
H.Hama, K.Mima, Y.Kato, H.Uenoyama, N.Miyanaga, M.Nakai and C.Yamanaka
IEEE Trans. Plasma Sci. PS-10, 55(1982).
2. Measurement of Intensity Scaling of Ablation Pressure at $10.6\mu\text{m}$ and $1.05\mu\text{m}$ Laser Wavelengths
H.Daido, R.Tateyama, K.Ogura, H.Azechi, M.Nakai, T.Yamanaka, K.Mima, S.Nakai, and C.Yamanaka
Jpn. J. Appl. Phys. 23, 1353(1984).
3. Pellet Implosion by Green Beam
M.Nakai, H.Azechi, F.Mizutani, H.Shiraga, M.Tanaka, T.Yamanaka, S.Nakai and C.Yamanaka
Technol. Repts. Osaka Univ. 32, 321(1982).
4. Laser Wavelength and Intensity Scaling of Ablation Pressure for Laser Fusion Targets
H.Daido, R.Tateyama, K.Ogura, H.Azechi, M.Nakai, T.Yamanaka, K.Mima, S.Nakai and C.Yamanaka
Technol. repts. Osaka Univ. 33, 89(1983).

国際学会報告

1. Implosion Experiments by Green Beam from GEKKO-IV Nd-Glass-Laser
T.Yamanaka, H.Azechi, M.Nakai, T.Yabe, H.Shiraga, F.Mizutani, S.nakai, and C.Yamanaka
Conference on Laser and Electro-Optics 1982, ThP5, Phoenix, Arizona, USA, April (1982).
2. Ablative Compression by Green Laser Light
T.Yamanaka, H.Azechi, M.Nakai, T.Yabe, H.Shiraga, F.Mizutani, S.Nakai, and C.Yemanaka
Japan-US Seminar on Theory and Application of Multiply-Ionized Plasmas Produced by Laser and Particle Beams, XI-4, Nara, Japan, May 3-7 (1982).
3. Efficient Green-Beam Implosion Experiments
T.Yamanaka, H.Azechi, M.Nakai, T.Yabe, H.Shiraga, F.Mizutani, S.Nakai, M.Yamanaka, and C.Yamanaka
12th International Quantum Electronics Conference 1982, Munich, FRG, June 22-25 (1982).
4. High Implosion Efficiency Target Experiments with the GEKKO Laser Systems at ILE Osaka
C.Yamanaka, S.Nakai, T.Yamanaka, Y.Izawa, Y.Kato, K.Nishihara, K.Mima, T.Mochizuki, M.Yamanaka, M.Nakatsuka, K.Yoshida, Y.Kitagawa, T.Yabe, S.Ido, H.Azechi, H.Nishimura, N.Miyanaga, H.Niki, H.Takabe, T.Norimatsu, S.Sakabe, M.Nakai, K.Okada, H.Shiraga, Y.Kishimoto, A.Nishiguchi, and T.Jitsuno
9th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-41/F-1, Baltimore, USA, September 1-8 (1982).
5. Efficient and Uniform Compression of a New Concept ICF Target
Y.Kitagawa, T.Yamanaka, H.Shiraga, M.Nakai, N.Miyanaga, Y.Kato, M.Nakatsuka, K.Yoshida, Y.Izawa, T.Norimatsu, and C.Yamanaka
American Physical Society, 25th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, 9F1, Los Angeles, California, USA, November 7-11 (1983).

学会発表

- 1) ガラスレーザー- 激光 IV号によるプラズマ実験 VI. レーザー高調波変換とエネルギーバランス
物理学会 早稲田大学 1980年3月
- 2) 第2高調波によるターゲット照射実験
—— 大口径KDP結晶による第2高調波発生 ——
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1980年4月
- 3) ガラスレーザー- 激光による高密度圧縮の研究
物理学会 福井大学 1980年10月
- 4) X線ストリーフカメラによるレーザー核融合爆縮比例則の研究
電気学会(関西支部) 大阪工業大学 1980年11月
- 5) レーザープラズマにおける圧縮の安定性
物理学会 広島大学 1981年4月
- 6) レーザー核融合における高密度圧縮 II
—— 圧縮率の比例則 ——
物理学会 広島大学 1981年4月
- 7) 激光 IV号 グリーンビームによるレーザー核融合研究
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1981年4月
- 8) 激光 IV号 グリーンビームによるペレット爆縮
物理学会 新潟大学 1981年10月
- 9) 激光 IV号 グリーンビームによる爆縮実験
電気学会(関西支部) 神戸大学 1981年11月

- 10) 高効率高調波発生 (Ndレーザー)
電気学会 (関西支部) 神戸大学 1981年11月
- 11) 激光IV号グリーンビームによる爆縮の比例則
物理学会 横浜大学 1982年4月
- 12) 熱伝導のレーザー波長依存性
物理学会 北海道大学 1982年10月
- 13) 蛍光X線法によるレーザープラズマのエネルギースペクトル計測
物理学会 北海道大学 1982年10月
- 14) 蛍光X線法によるレーザープラズマ診断
——X線スペクトルの研究——
電気学会 (関西支部) 京都大学 1982年11月
- 15) レーザープラズマのアブレーション領域における熱輸送及び流体運動の研究
物理学会 中央大学 1983年3月
- 16) レーザー核融合プラズマにおけるエネルギー輸送の研究
電気学会全国大会 広島大学 1983年4月
- 17) レーザー核融合におけるフレート制御の研究
物理学会 岡山大学 1983年10月
- 18) レーザー核融合におけるフレート制御の研究
電気学会 (関西支部) 大阪電気通信大学 1983年11月
- 19) 激光XII号 ガラスレーザー核融合実験における中性子TOFによる温度計測
プラズマ核融合学会 九州大学 1984年4月

20) 激光 XII号核融合実験における爆縮ダイナミクス
物理学会 富山大学 1984年10月

21) 激光 XII号核融合実験における高調波と超高速電子の発生
物理学会 富山大学 1984年10月