



Title	ガラスレーザーと核融合プラズマとの相互作用に関する研究
Author(s)	疋地, 宏
Citation	大阪大学, 1979, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/1225">https://hdl.handle.net/11094/1225</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# ガラスレーザーと核融合プラズマ との相互作用に関する研究

昭和 54 年 1 月

疋 地 宏

## 内容梗概

本論文は著者による岐阜大学大学院工学研究科修士課程及び大阪工学院大学院工学研究科後期課程における「レーザーと核融合炉フローズとの相互作用に関する研究」の成果をまとめたものである。

レーザー核融合を達成するためには、レーザー光のフローズによる吸収、エネルギー輸送、爆縮波の形成の各過程を詳細に研究する必要がある。著者はこれらの過程の解明を目的として研究を行い、フローズ密度勾配の急峻化について共鳴吸収が有効にすることを実験的に示した。次にレーザー駆動衝撃波のモデル実験とレーザー-フローズ中の輸送現象に関する実験を行った。

本論文は5章より構成されている。

第1章は緒論であり、レーザー核融合にかけるレーザーとフローズとの相互作用の重要性を明らかにし、本研究の意義を示す。

第2章ではレーザー光の光圧力(動圧力)による密度勾配の急峻化が、加熱過程に関しては共鳴吸収を増大させ、レーザー光の頂点過程では長いレーザー・パルスでのブリラン散乱を低下させることを示した。

第3章ではタゲット内部の衝撃波発生過程の研究結果を与え、レーザー照射の非一様性が衝撃波の形状に重大的影響を与えることを示した。

第4章ではレーザー-フローズ中のエネルギー輸送に関する実験結果を与え、熱伝導低下現象の重要性を示した。

第5章は結論であり、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行う。

## 目次

### 第1章 緒論

第2章 レーザー光の吸収や散乱過程	5
§2-1 はじめに	5
§2-2 動重力による密度勾配の急峻化	6
2-2-1 実験装置	6
2-2-2 実験結果	10
2-2-3 條 計	13
§2-3 散乱光強度の角度分布	18
2-3-1 実験装置	18
2-3-2 結果及び考察	20
§2-4 誘導ブリラン散乱	24
2-4-1 実験装置	24
2-4-2 実験結果	26
2-4-3 條 計	32
§2-5 むすび	40

第3章 爆縮の基礎研究	43
§3-1 はじめに	43
§3-2 光学計測	43
§3-3 実験装置	46
3-3-1 平面ターゲットによる実験	46
3-3-2 球形ターゲットによる実験	48
§3-4 実験結果及び考察	49
3-4-1 ターゲット内部の衝撃波	49
3-4-2 ターゲット表面に沿った熱伝導	59
§3-5 むすび	63

第4章 エネルギー輸送過程	65
§4-1 はじめに	65
§4-2 実験装置及び結果	66
§4-3 條 計	73
§4-4 むすび	81
第5章 結 論	83
謝 辞	85
叢書目録	86

## 第1章 緒 論

プラズマが球状運動によつて形散つてしまふ時間よりも短い期間内に燃料にエネルギーを注入して核融合を達成する慣性閉じ込め核融合は、パラレル運動の磁限としてその特徴があり、定常運動を目標とする磁場閉じ込め核融合と極端に対化をなしうる。核融合出力を得るためににはプラズマ密度れと閉じ込め時間の積がローレンの条件  $nT > 10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{s}$  を満たさなければならぬといふが、磁場閉じ込め核融合ではこれを増大させる方向で研究が進められている。これに対し慣性核融合では外部閉じ込め装置を用いないかわりにそれを増大させることが目標である。たとえば固体密度を与えることで  $\sim 10^9 \text{ s}$  であり、この時間の間に  $10\text{keV}$  の音速でプラズマが膨張する長さをプラズマの径を考えると熱エネルギーは  $\text{MJ}$  程度となる。このような短時間に大きなエネルギーを放出出来る装置としてレーザーを用いること<sup>1)</sup> 最初に考えられた。レーザーによる核融合の可能性は 1964 年に Basov<sup>2)</sup> 及び Dawson<sup>3)</sup> によって検討され、又 1968 年には、レーザー・プラズマから中性子が観測されるに至り<sup>4)</sup>、レーザーによる慣性閉じ込め方式は核融合への新しいアプローチとして注目を集めようになつた。

入力エネルギーと等しい核融合エネルギーを得るために必要なレーザーのエネルギーは、プラズマの温度が  $10\text{keV}$  の場合

$$E_L = (\varepsilon A)^{-4} \left( \frac{n}{n_s} \right)^2 1.6 \text{ MJ} \quad (1-1)$$

で与えられる<sup>4)</sup>。ここで  $A$  はレーザー光の吸収率、 $\varepsilon$  は吸収エネルギーが核融合プラズマの熱エネルギーに変換される効率、 $n_s$  は固体密度である。 $\varepsilon = 0.1$   $n = 10^3 n_s$  とするとき  $E_L = 160 \text{ kJ}$  となり、この程度のレーザーエネルギーを得ることは技術的に困難ではない。一方において  $A$  が古典的な逆制動吸収で予想される値より大きくなる異常吸収が実験的に発見され<sup>5)</sup>、他方においてはプラズマ

膨張の反作用によつて 固体密度の  $10^3$  から  $10^4$  倍に爆縮する考え方<sup>6)</sup> 提出された<sup>6)</sup> ことにより、レーザー核融合は非常に実現性の高いものと考えられるようになり 大出力レーザー炉<sup>7)</sup> の建設され 爆縮実験が開始されるに至った。爆縮による高密度プラスチック生成の基礎概念では、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し、外側へ膨張するアブレーションプラスチックの反作用によつて球心衝撃波を発生させる。この衝撃波が中心で衝突したこと プラズマは高温 高密度となり核融合反応条件に達する。流体力学によく知られているように衝撃波による圧縮率は平面の場合 最大4倍であり、球形の場合でも中心において高々30倍程度である<sup>8)</sup>。このため多段の弱い衝撃波群を中心で同時に衝突させ断熱的な圧縮を行うことが必要となる。

爆縮の第1段階では まず 1本の非常に短いレーザーハーレス(100ps以下)によつて 強いレーザー強度( $10^{16} \text{W}/(\text{cm}^2)$ )を達成しペレットターゲットを照射する方法が用いられた<sup>8)</sup>。このようなレーザー強度によつて光圧力(動圧力)<sup>9)</sup> プラズマの熱圧力を上まわるようになる。このため光圧力によるプラスチック密度勾配の急峻化の可能性<sup>10)</sup>と共鳴吸収<sup>11)</sup>の理論が結びつけられ 吸收率の増加が確認されるようになつた<sup>12)</sup>。こうして光圧力による密度差の存在を実験的に復証し共鳴吸収との関連を明らかにすることが重要なこととなつた。

近年になり 1~10 kJのレーザーハーレスによる衝撃波圧縮から 1 ns程度の長いハーレスによる断熱圧縮を目的として実験へと進んできた。このような長いハーレスによるプラスチックの空間的スケールが大きくなるために 誘導ブリラン散乱によつてレーザーエネルギーの損失が大きくなることが予想される。したがつてレーザー光の散乱過程を詳細に研究し散乱損失を抑えることが重要となつた。

レーザー光は過渡密度以上の高密度プラスチックへは侵入出来ないため

上述のような過程により吸引されたエネルギーは主に熱伝導によってターゲット内部へ伝えられ衝撃波のエネルギーとなる。LTD<sup>a</sup>で制御された衝撃波を形成するためには、そのメカニズムであるエネルギーの輸送過程を解明することが重要である。

これまで述べてきたことから明らかになつたように、レーザー核爆発における爆縮の研究が中心的な課題ではなつてきつており、レーザーフラズマとの相互作用は爆縮の基礎研究としての役割を担つようになつた。著者は、レーザーフラズマ相互作用の重要性に基き、レーザー光の吸引・散乱過程、エネルギー輸送過程の解明を目的として研究を行つた。これらを以下4章にとりまとめる。第2章ではフラズマ密度分配の急峻化を測り定して結果に基いて共鳴吸引及びアリラン散乱過程について述べる。第3章では爆縮の基礎論をなすレーザー駆動衝撃波の生成についてモデル実験を行つた結果について述べる。第4章においては第3章で得られた知見を測り定技術を用いてエネルギー輸送過程の研究を行つ、熱伝導の条件下について論ずる。

## 第1章 の文獻

- 1) N.G. Basov and O.N. Krokhin, Sov. Phys. JETP 19, 123 (1964).
- 2) J. M. Dawson, Phys. Fluids 7, 98 (1964)
- 3) N. G. Basov, P. G. Kriudov, S. D. Zakharov, Yu. V. Senatsky and S. V. Tchekalin, IEEE Journal Quantum Electronics QE-4, 864 (1968).
- 4) K. A. Bruekner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974).
- 5) C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki and H. B. Kang, Phys. Rev. A6, 2335 (1972)
- 6) J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, Nature 239, 139 (1972).
- 7) E. B. Goldman, Plasma Phys. 15, 289 (1972).
- 8) C. Yamanaka et al., Annual Progress Report on Laser Fusion Program ILE-APR-77 (1977).

9) ラニダウ・リフシツ, 電磁気学 (東京図書, 1965), p.84 and p.303.

任意の不均一電場中の誘電体に働く力は 動重力と呼ばれる

$f_p = (\epsilon - 1) \nabla E^2 / 8\pi$  で与えられる。これを 1 次誘電率である。

他方 誘電体に働く電磁界的力は

$$f_{rad} = -\frac{\epsilon^2}{8\pi} \nabla \epsilon + \nabla \left[ \rho \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial p} \right) \frac{E^2}{8\pi} \right] - \frac{H^2}{8\pi} \nabla \mu + \nabla \left[ \rho \left( \frac{\partial \mu}{\partial p} \right) \frac{H^2}{8\pi} \right] \\ + \frac{\epsilon \mu - 1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [ |E \times H| ]$$

で与えられる。これは 透磁率  $\mu = 1$  及び 定常状態のとき 嵌入に動重力の表現を一致する。非定常及び外部磁場のあるときは  $f_{rad}$  を使用すればよろしい。

- 10) R.E. Kidder, in Proceedings of Japan-U.S. Seminar on Laser Interaction with Matter, edited by C.Yamanaka (Tokyo International Book Co., Tokyo, 1975), p.331.  
11) V.L. Ginzburg, The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon, New York, 1970), p.260.  
12) K.G. Estabrook, E.J. Valeo and W.L. Kruer, Phys. Fluids 18, 1151 (1975)

## 第2章 レーザー光の吸収と散乱過程

### § 2-1 はじめに

爆縮実験を目的として高出力レーザーが出現し光圧力がレーザー光の吸収領域でのプラスチック圧力を上まわるようになったため、プラスチックの液体運動を決定する要因として光圧力の効果が重要性に厚づけられた。吸収過程との関連では、この効果によりプラスチックの内側に押し付けられるために密度勾配が急峻化され炎吸収率が増大することや「指道された」。他方散乱過程との関連では、プラスチックのスケール長が短くなるためにブリテン散乱が低下することが予想される<sup>2)</sup>。

著者は、これら、レーザー光の吸収・散乱過程における光圧力(動か重力)の効果を明らかにするために実験を行つて。本章の中心的課題は第1に動か重力によるプラスチック密度勾配の急峻化を実験的に検証することである。第2にはいかが吸収不機構を与える効果を示し第3にレーザーエネルギーの損失機構であるブリテン散乱との関係を論ずることである。

## 3.2-2 動重力による密度勾配の急峻化<sup>3)</sup>

### 2-2-1 実験装置

#### [1] レーザー装置及びターゲット

実験に使用したレーザー装置「東洋工号」の概略を図2-1に示す。装置は発振器、ダブル・ポンカレス・セルによるハーレス切り出し部、増幅器、ブロズマからの反射光による損傷を防止するためのアラーテー、ローテーター、レーザーベームのブレーキ・アップを防止するための真空型スペクタクル・フィルター、フレハーレスを抑えるための色素セル、一様なレーザーベームを得るためにソフト・アリーチャーにより構成されている。発振器は、可飽和色素(KODAK A9740)によりモード同期したNd;YAGレーザーでハーレス增幅器サファイア・エクロンによって調整し、50-60ps(半値幅)とした。ハーレス間隔10nsのハーレス列の中から切り出した1本のハーレスを9段のNd;ガラス増幅器によって増幅した。1ビーム当りの最大出力エネルギーは20J( $\approx 400\text{GW}$ )であった。

増幅器間の組合によることによる増幅率は、色素セル、アラーテー、ローテーター、スペクタクル・フィルターによって低減し、ターゲット・レンバードに入射量を10mJ以下にした。モード同期発振において不可避的に生ずるフレハーレスは色素セルによつて低減され主ハーレスに対する比率は $10^{-6}$ 以下であった。

レーザー光の集光は、焦点距離120mm、F数1.2の非球面レンズ(NIKON製)を用いて行った。集光径の測定をするためにレーザー光の一部をビーム・スプリッターで取り出し、集光レンズと同一の集光特性を持つ「非球面レンズ」の焦点に50μmΦのセントポールを設置して透過率を測りた。図2-2にレーザー出力エネルギーに対する50μmΦ内に集光可能なエネルギーを示した。レーザー出力15J場合、集光可能なエネルギーは10Jであった。スペクタクル・フィルターのセントポール径は200μmΦである。

ターゲットとして直径50~58μmのガラス・マイクロバレーンを用い、レーザー光を垂直に入射させた。

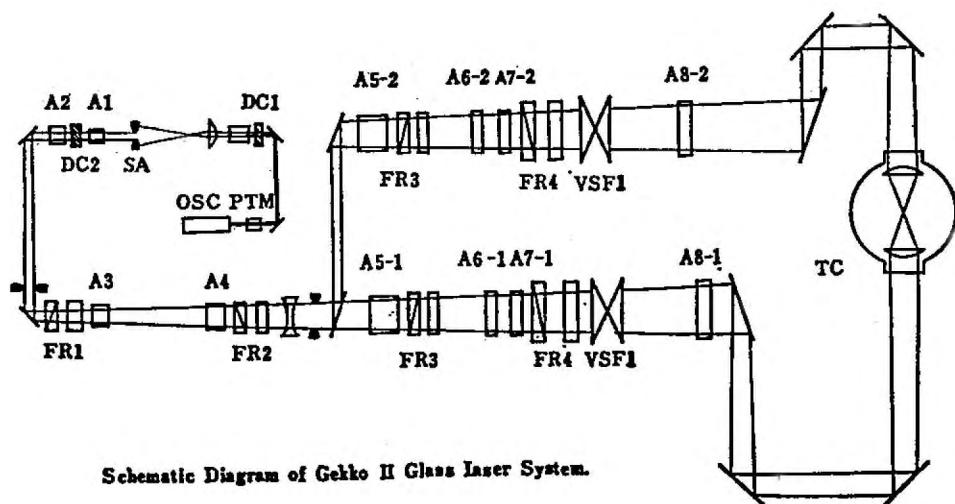


図2-1 ハラス・レーザー 激光II号 装置

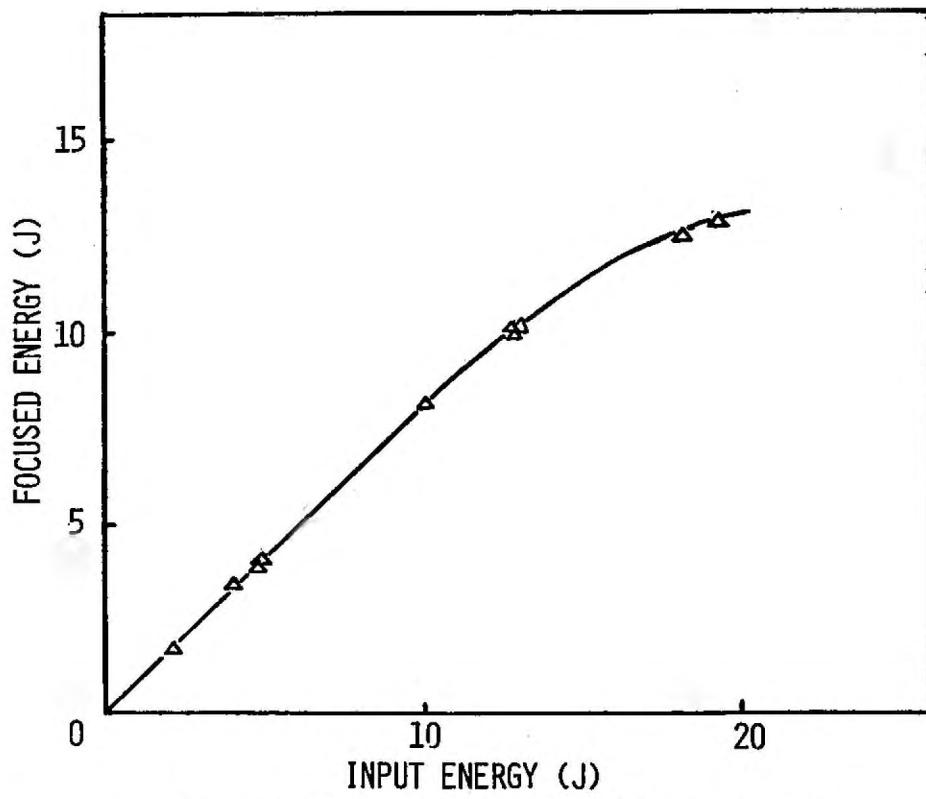


図2-2 出力エネルギーに対するΦ50mm内集光エネルギー

## [2] 千歩観測鏡光学系

フレーズの発生から時間分解して測定するためには千歩計測を行つた。主レーザー光の一部をビームスプリッターで取り出し可視光と色素を増幅器の組み合わせによりハーレス幅を約20PSに圧縮した後、リニ酸ニ水素カリウム(KDP)結晶中で第二高調波(5320Å)を発生させ、観測用レーザーとした。計測の時間分解能は観測光のハーレス幅に等しいから20PSである。高空間分解能を得るために開発した千歩観測鏡を図2-3に示す。光学系は二つのジャマン千歩計測用ミラー、イメージシフター、対物レンズ及び培眼レンズにより構成されている。ターゲット及びその近傍を通過した光は、第1番目のジャマン・ミラーにより2つのビームに別けられる。各々のビームはイメージ・シフター(オフセットカル・ハラレル)により空間的に並び替へる。ターゲットを通過した光は第2番目のジャマン・ミラーにより真空中を通り、光を千歩させられる。ターゲットの像は観測鏡対物レンズと培眼レンズにより写真乾板上に形成される。このように千歩計測観測鏡系では独立な配置とすることが出来、分解能は観測鏡系だけで決まる。

本研究で使用した培眼レンズは口径100mmΦ 焦点距離1000mmのアクロエートレンズ(中央精機)である。対物レンズとして開口数(N.A.)0.10、焦点距離25.0mm および N.A. 0.25、焦点距離14.8mmのもの(NIKON)を用いた。実験では主として前者を使用した。空間分解能は対物レンズのレーリー限界

$$\Delta = \frac{0.61\lambda}{N.A.}$$

で与えられる。ここで入射光源の波長、N.A.はレンズが物灯に対する張る角度を $2\theta$ とするとき  $N.A. = \sin\theta$  である。 $\lambda = 0.532\mu m$ ,  $N.A. = 0.10$  の場合  $\Delta = 3.2\mu m$ ,  $N.A. = 0.25$  のレンズの場合には  $\Delta = 1.3\mu m$  である。

この千歩計測に於ける2種類の千歩パターンを得ることが出来る。(図2-4) 対物レンズと培眼レンズとも共焦点に配置した場合、2つのビームは平行となり単色の千歩パターンが現われる。非共焦点配置の場合には、ビームは非平行となるから通常の千歩幅を得る。実験では後者

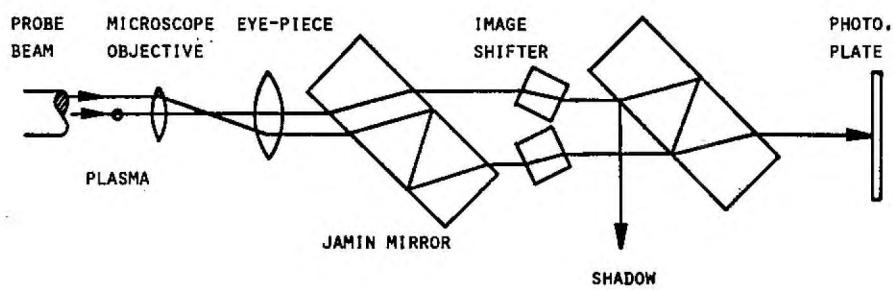


図 2-3 ペ形ジヤンチ歩行の配置図

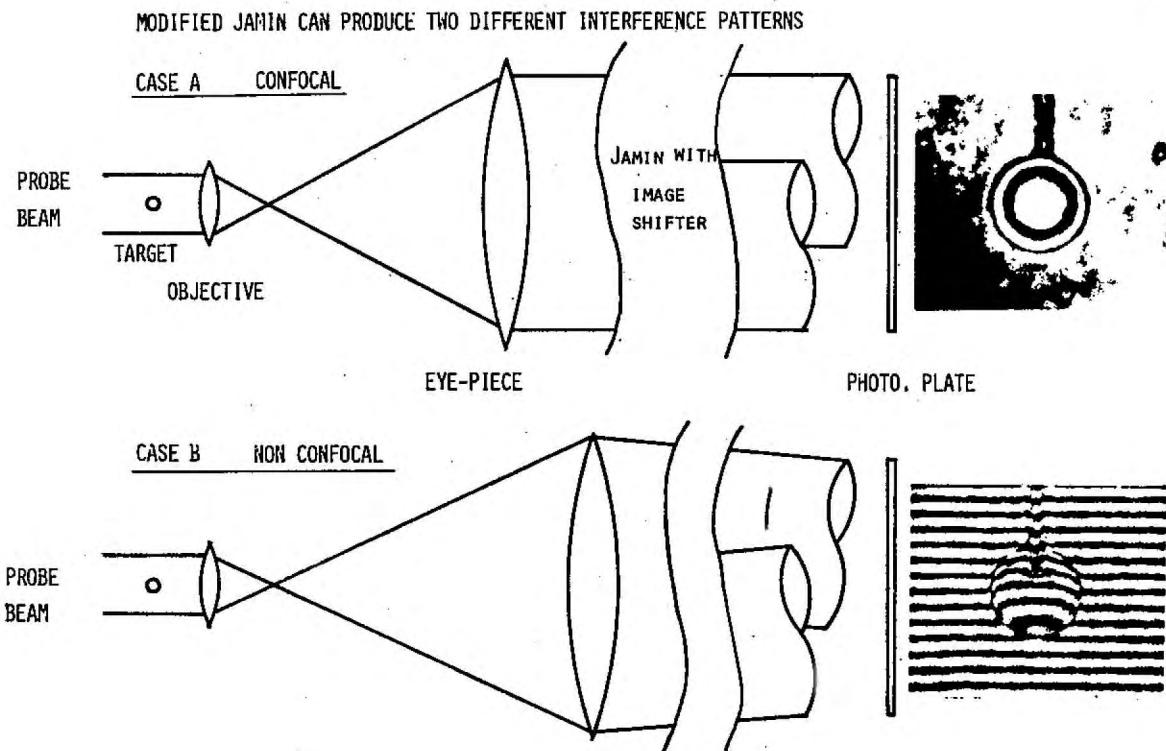


図2-4 リモネン干歩計による作られる  
2種類の干歩パターン

の配置を用いた。

## 2-2-2 実験結果

レーザー光は遮断密度 ( $n_c = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) 以上のプラスチック中へは入ることなく、 $n_c$  以下の領域で吸収される。この領域の密度分布の時間変化を干涉法とシャドウグラフ法によつて測定した。主レーザーと観測用レーザーとの時間間隔を 15 ps ステップで変え、プラスチックによる干涉図の变化とシャドウグラフ最初に現われた時間を原点とした。

図 2-5 に実験結果の一例を示す。(a) は干涉写真であり (b) は同時に撮影したシャドウ・グラフである。この 2 つの写真是レーザー照射以前の状態であり、下はレーザー照射後 370 ps の結果である。図中右のビームはタゲット表面において  $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  左のビームは  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  の強度である。左右の 2 つの光輝点は遮断密度領域から反射されるレーザー光の第 2 高調波で観測用レーザーと同一の波長であるためにフレンタルによつてこの光をさえぎるには出来ない。第 2 高調波発生領域はレーザーのパルス幅の時間で積み重ねた遮断密度の位置を示している。図 2-5 (a) 図右側の部分の干涉図に注目すると、光輝点の近傍で急激に変化していることが判る。これに応じてシャドウ・グラフにおけるもろい暗部が現れていっている。シャドウ・グラフ上の光強度は屈折率の空間に関する二階微分に比例する効果があるため（この効果については 3-2 で述べる）この領域でプラスチック電子密度勾配が変化していることを示している。レーザー光の光軸に対して軸対称の密度分布を仮定すれば数値的なアーベル変換により図 2-6 のように径方向の密度分布が得られる。レーザー光軸に沿った密度分布の時間変化を図 2-7 (a) に示す。図中には代表的な 2 つの時間での分布を示してある。レーザー強度はいずれも  $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  の場合のものである。約  $n_c/10$  ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) を境にして密度勾配の大きな高密度領域と密度勾配の小さな低密度領域とかく。

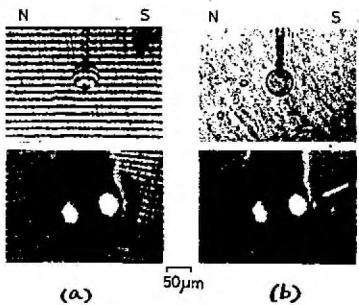


図2-5 (a) 斜め斜面形 (b) シャドウグラフ

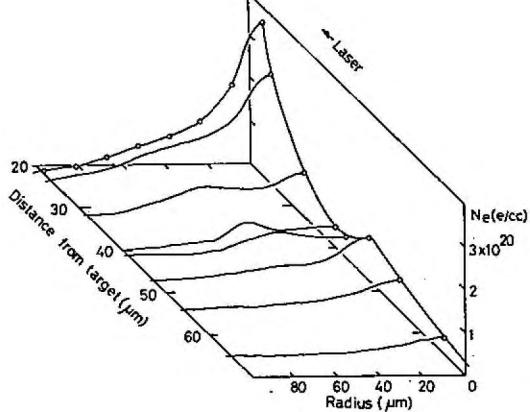
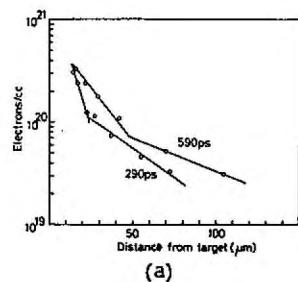
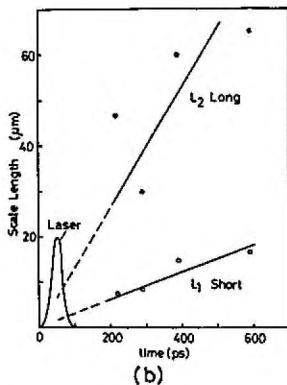


図2-6 径方向の密度分布



(a)



(b)

図2-7 (a) 軸方向の密度分布

(b) 密度スケール長の時間変化

観測している。ここで“密度が  $1/e$  に低下するまでの距離”を密度スケール長として定義し、密度勾配を長さの単位で表すことをにする。短いスケール長  $L_1$  及び長いスケール長  $L_2$  の時間変化を図2-7(b)に示す。スケール長の時間変化率は  $dL_1/dt \approx 2.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ,  $dL_2/dt \approx 10^7 \text{ cm/s}$  であった。レーザー照射時では 密度勾配が大きい為に短いスケール長の領域を通過した観測光は屈折を経て対物レンズに入ることが出来ず、レーラーは観測されなかつた。レーザー光が最大強度となる時間にかけ  $L_1$  を円錐毛細管にて計めた結果  $1 \sim 2 \mu\text{m}$  であった。レーザー照射後  $600 \sim 700 \text{ ps}$  以後には長いスケール長の低密度領域は膨張のため観測可能となり密度以下に低下した。

物質のX線に対するK吸収端を利用してニロス・フィルタ毛細管にて測定した運動X線のエネルギー分布を図2-8に示す。これにより電子温度は1keVの低温成分と15keVの高温成分とに分り成り立つこと分かる。

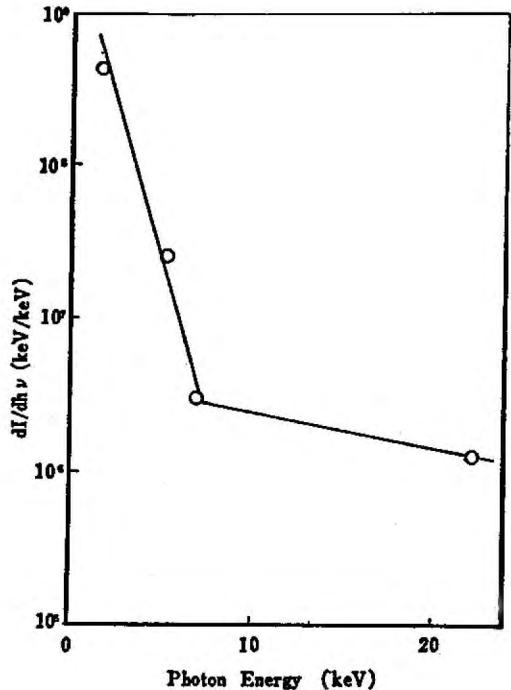


図2-8 動運動X線のエネルギー分布

## 2-2-3 横討

得られた実験結果は以下の4点にまとめることができる。

- (1) レーザー強度が  $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  に達すると 密度スケール長の短い高密度領域とスケール長の長い低密度領域があらわれる。
- (2) 二つの領域の境界での密度はレーザー光の衝撃密度の  $1/10$  である。
- (3) 衝撃密度近傍のスケール長を時間的に内插すると  $1 \sim 2 \mu\text{m}$  である。等温希薄波の解<sup>4)</sup>を用いてスケール長 L を評価すると 伊の平均電荷数  $\bar{z} = 10$ , 電子温度  $T_e = 1 \text{ keV}$  時間  $t = 50 \text{ ps}$  で  $L = \sqrt{\bar{z} T_e / M \cdot t} \approx 10 \mu\text{m}$  となり。これに対して観測されたスケール長は 1 行程度 短い。ここで M はイオン質量である。
- (4) 電子温度の低温成りは  $1 \text{ keV}$  であり  $15 \text{ keV}$  の高温成りが<sup>5)</sup> あらわれる。

実験結果(1)から(4)は K. Lee の提出した密度波調の理論<sup>5)</sup>によて説明することができる。ニビはまずこの理論を概説する。

超音速で外側に飛出するフローズンは レーザー光の動量力によつて止められるため 加速を受けて音速を超える。超音速飛出は超音速飛出し比べて加速度減速相が反転するため、さらに加速度を受けて密度が低下する。このようにして 衝撃密度の下に高密度と低密度の相間<sup>6)</sup>が形成され密度の跳びが出来る。図 2-9 に計算機ミニコンピュータによって求めた電子、速度、密度の空間分布を示す。

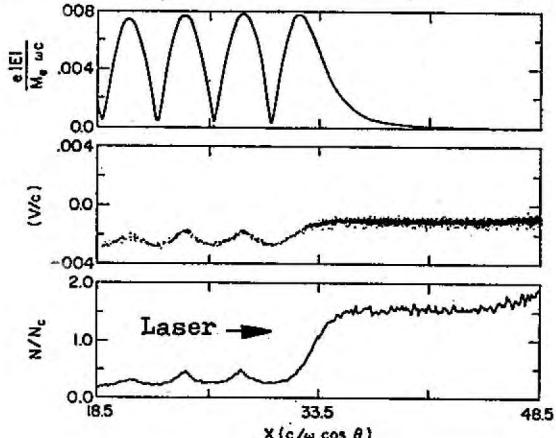


図 2-9 レーザー電子、速度、密度のプロファイル<sup>5)</sup>

密度の跳びに乘った座標系で、定常状態の連続の式及び運動の式は、温度が空間的に等しいとき

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2-1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{T}{Mn} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{f_p}{Mn} \quad (2-2)$$

$$f_p = - \frac{n}{n_c} \frac{\partial}{\partial x} \frac{|E|^2}{16\pi}$$

がえられる。ここで  $n$  は密度、  $M$  は分子質量、  $u$  は流速、  $T$  は魔子温度、  $E$  はレーザーの魔界の振幅、  $f_p$  は動重力である。  
(2-1)式を(2-2)式に代入することにより

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{f_p/Mn}{u(1 - C_s^2/u^2)} \quad (2-3)$$

を得る。ここで  $C_s = \sqrt{T/M}$  は音速である。上式は音速か亜音速かによって加速度と速度が反転することか判る。(2-3)式は直積積分する形で出来

$$\frac{1}{2} \left( \frac{u}{C_s} \right)^2 - \ln \left( \frac{u}{C_s} \right) - \frac{1}{2} = \frac{|E_s|^2 - |E|^2}{16\pi n c T} \quad (2-4)$$

図2-10。ここで  $E_s$  は 流速が音速に等しくなる点での魔界である。図2-10に(2-4)式の右辺を左辺を示す。明らかのように与えられた  $|E|^2$  に対して 亜音速と

超音速の2つの解が存在する。  
等温希薄波の解では任意の密度面に乘った座標系から流体をみると、上流では亜音速、下流では超音速となる。  
したがってレーザーの入り込むところの出来ない高密度領域においては亜音速であると考えることか出来。流体は P から

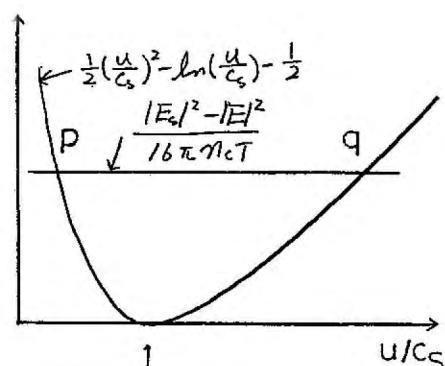


図2-10 (2-4)式の右辺を左辺

加速度で  $\Omega$  の分枝へ移る。

他方、電磁波の運動方程式は

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E + k_0^2 \cos^2 i \left( 1 - \frac{n_z u_z}{u n_c \cos i} \right) E = 0 \quad (2-5)$$

である。ここで添字 "z" は高密度側を示す。 $i$  はレーザー光の入射角、 $k_0$  は真空中でのレーザー光の波数である。(2-5)式に  $\partial^2 E / \partial x^2$  をかけ、積分を実行すると (2-2) 式を用いると (2-5)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi k_0 \cos^2 i} \left[ \left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 - \left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|_s^2 \right] \\ &= 2 \left( \frac{U}{c_s} \right)^2 - 2 - 4 \left( \frac{U}{c_s} \right)^2 + \frac{n_z}{n_c \cos i} \cdot \frac{U_z}{c_s} \left( 8 - 4 \frac{U}{c_s} - \frac{4}{U/c_s} \right) \end{aligned} \quad (2-6)$$

を得る。(2-6)式における  $E$  の実数部 虚数部 を  $E_r, E_i$  とする。左の中は  $(\partial E_r / \partial x)^2 + (\partial E_i / \partial x)^2 - (\partial E_r / \partial x)_s^2 - (\partial E_i / \partial x)_s^2$  である。 $U/c_s$  は  $|E|^2$  だけの関数であるから  $E_r, E_i$  を座標、 $x$  を時間に応じると (2-6)式は 中心対称場中を運動する粒子のエネルギー方程式と等価である。高密度領域では電界が漸近的に零に近づいて行くから、二つの角運動量は零にならなければならぬ。中心対称場での角運動量は保存されるから省略する。

$$E_i \frac{\partial}{\partial x} E_r - E_r \frac{\partial}{\partial x} E_i = 0$$

が成立する。又 (2-3)式から明らかのように音速点では  $\partial |E|^2 / \partial x = 0$  となるが、これは  $E_r, E_i$  が零であるから

$$E_i \frac{\partial}{\partial x} E_i + E_r \frac{\partial}{\partial x} E_r = 0$$

を得る。このようにして  $\left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|_s^2 = 0$  という条件が導かれる。これが (2-6)式より、電磁波の存在しない高密度側の密度  $n_z$  は  $U_z = 0$  の関数

$$\frac{n_2}{n_{c\cos^2 i}} = - \frac{2\left(\frac{U_2}{C_S}\right)^2 - 2 - 4 \ln\left(\frac{U_2}{C_S}\right)}{\frac{U_2}{C_S} \left(8 - 4 \frac{U_2}{C_S} - 4 \frac{C_S}{U_2}\right)} \quad (2-7)$$

で与えられるべきである。

(2-4)式で  $|E|=0$  を置くことにより、高密度及び低密度側の流速  $U_2, U_1$  を  $|E_S|^2$  の関数として求めることが出来、(2-7)式により  $n_2$  を得る。低密度側の密度  $n_1$  は連続の式  $n_1 = n_2 U_2 / U_1$  により求められる。  $|E_S|$  は WKB 近似を用いることにより式のように入射電界  $|E_0|$  を関係づけられる

$$|E_S| \approx 2|E_0| / \left\{ 1 - 0.5 \frac{n_2}{n_{c\cos^2 i}} \frac{U_2}{C_S} \left( 1 + \frac{C_S}{U_1} \right) \right\}^{1/4} \quad (2-8)$$

このようにして与えられた  $E_0$  に対して  $n_1, n_2, U_1, U_2$  が一意的に定まる。

(2-4)(2-7)(2-8)を数値的に解くことにより、低密度領域の密度  $N_1 = n_1 / n_{c\cos^2 i}$  や高密度側の密度  $N_2 = n_2 / n_{c\cos^2 i}$  をレーザー強度の関数として図2-11に示す。ここでレーザーの電界は電子の振動速度  $v_{os} = eE_0/m\omega$  や熱速度  $v_e = \sqrt{T_e/m}$  の比で示してある。 $v_{os}/v_e$  の増加とともに密度差が大きくなる。低密度の相間はレーザーが入射と反射で定在波を形成するために  $N_1 \approx N_2 = N_2 V_2$  の間で振動する。ここで  $V_2 = U_2/C_S$  である。

実験ではプラス・マイクロバルーンに対してレーザー光を垂直に入射させているので  $\cos i \approx 0$  である。またレーザー強度  $I = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$   $T_e = 1 \text{ keV}$  に対して  $v_{os}/v_e = 2$  である。したがって図2-11から高密度の相間は  $n_2 = 3 n_c$ 、低密度の相間は  $(0.04 - 0.13) n_c$  ほど振動すると言える。

観測光は密度の不連続面で反射するために観測可能な密度は最高  $n_c/3$  である。また、干渉図の読み取りにおいて 1/2 フリンジまで判別が出来るとするやプラスの大きさ  $\Delta x$  を  $100 \mu\text{m}$  として測定可能な密度の下限は  $n_c/100$  である。このように  $n_c/100$  から  $n_c/3$  が観測領域であるため高密度相間は、

密度が高すぎて測定出来ない。これに対し低密度相は測定可能な範囲に入っている。実験結果の高密度領域(短いスケール長領域)と低密度領域(長いスケール長領域)の接続点近傍から低密度相を想するに測定出来、理論的に予想される密度は実験結果0.1ncと良く一致している。低密度相の振動周期  $\approx 0.5\text{ }\mu\text{m}$  は計測の分解能以下であるために平均化されて観測されているものと思われる。

密度の跳びの長さは、フラズマ中のレーザー光に対する表皮厚さ程度すなばく等長と同程度であることが予想され実験結果1~2 $\mu\text{m}$ と一致する。

以上の模証の結果、動量力による密度勾配の急峻化が実験的に証明出来たと結論される。

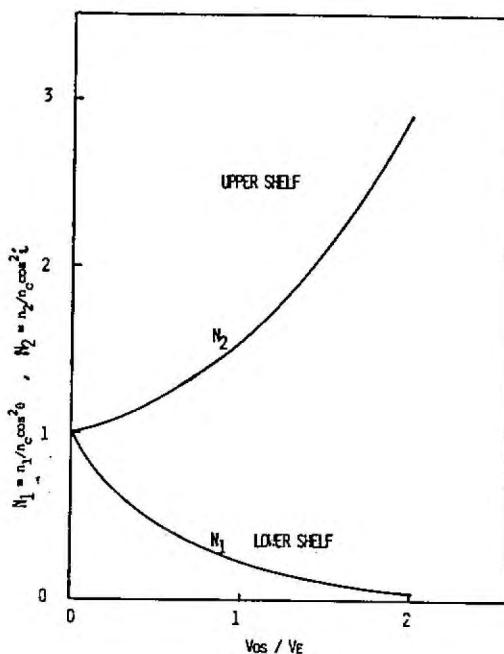


図2-11 相における密度の入射電界強度依存性

## §2-3 散乱光強度の角度分布

電磁場が「 $\Phi$ ラズ」の密度勾配 $\nabla n$ に沿って入射角 $\theta$ で斜めに入射するときや断熱度 $\alpha$ 低い電場 ( $nccos^2\theta$ ) で旋回する。レーザー光の偏光が「 $P$ 偏光」であれば、旋回軸と $\nabla n$ と平行な電界成分をもつことになる。旋回軸と $\nabla n$ との距離 $d$ が離れてなければ、電界は毛皮効果で侵透し $n$ まで達すること $\Rightarrow$ 出来、ここで電子「 $\Phi$ ラズ」振動を励起する。この「 $\Phi$ ラズ」振動が「一種のランダウ減衰」によって電子にエネルギーを与えることにより、レーザー光の吸収が起きる。

これに対し S 偏光の場合には $\nabla n$ と平行な電界成分を持たないため、電子「 $\Phi$ ラズ」振動を励起すること $\Rightarrow$ 出来ない。

入射角 $\theta$ が大きくなると旋回点と $n$ との距離 $d$ が離離れ、又 $\theta \rightarrow 0$ では $\nabla n$ と平行な電界成分は零となる。このようにして共鳴吸収における入射角に最適値があることがわかる。したがって種々の入射角に関する散乱光の角度分布には共鳴吸収に関する情報が含まれていると考えられる。

### 2-3-1 実験装置

使用したレーザーは §2-2 と同様に「激光 II 号」ガラス・レーザーである。レーザー出力を増大させるため、レーザーベームのイメージ・リレー方式を導入し、口径 40mm を 60mm の増幅器との間に新しく真空形スペーサー・フィルターを増設した。また焦点面で中心部以外へ集光するエネルギーを低下させるために最終段増幅器の後に焦点距離 800mm、口径 100mm の共焦点レンズと直径 300μm のセントーレからなるスペーサー・フィルターを設置した。レーザー装置の概略を図 2-12 に示す。実験に使用したレーザー・エネルギーは 10-15J, 50PS である。レーザー光は、F 焦 1.2 焦点距離 120mm の非球面レンズによって直径 68-72μm のガラス・マイクロバレーンに当し斜め入射させた。

散乱光の角度分布は図 2-13 に示すように 13 個のミニカロリー

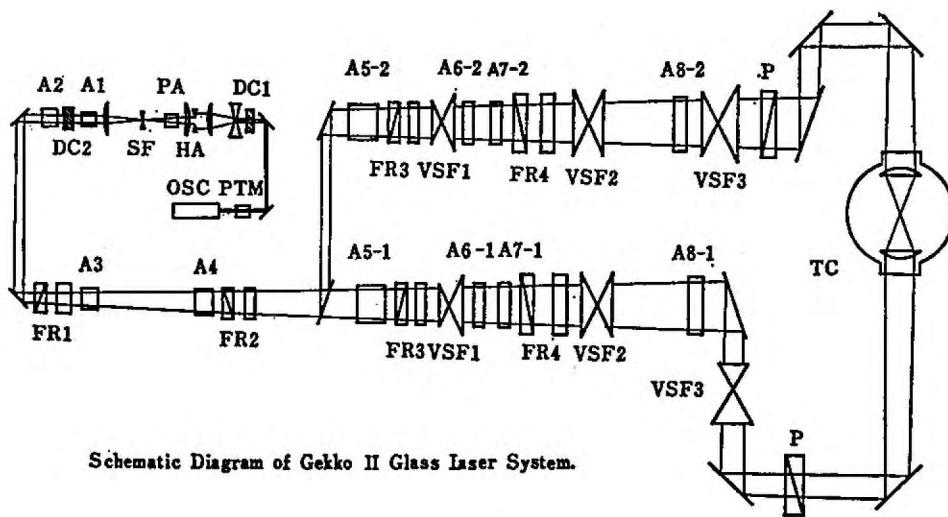


図2-12 散乱光の角度分布測定に使用した  
ガラスレーザー装置「激光II号」

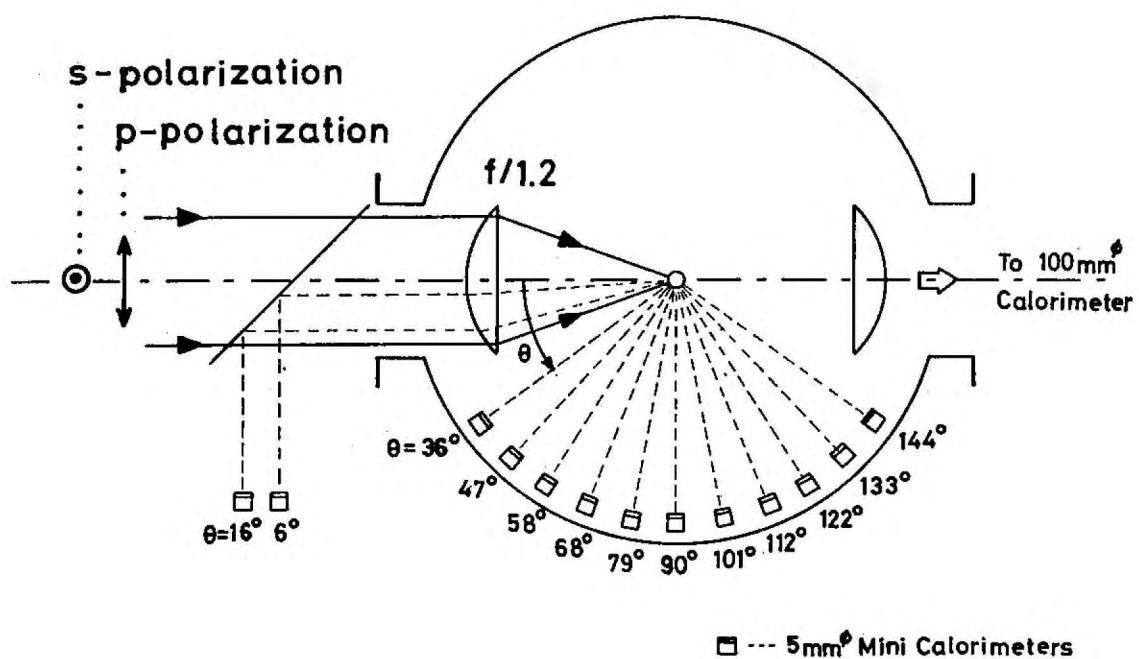


図2-13 散乱光の角度分布測定の配置

メーターを扇形に配置して測定した。セカンドリーナーの有効口径は $\phi 5\text{mm}$ であり真空チャンバー内のものはターゲットから $202\text{mm}$ の位置に設置した。赤外線透過用フィルター IR-80 を前置する事によりレーザー光だけに感度を持たせた。

このような測定装置を用いて入射レーザー光の電界ベクトルに対する平行および垂直平面内での散乱光を測定した。プラス $\times$ 密度分布 $\rho$  現測定平面に垂直な軸又はレーザー光軸に関して回転 $\pm 45^\circ$ であるとすれば、P偏光(S偏光)としてプラス $\times$ に入射した光は、レーザーの電界ベクトルに対して平行(垂直)な平面へ散乱されることになる。

### 2-3-2 結果及び考察

図2-14に散乱光強度の角度分布を示す。入射電界ベクトルが平行な平面への散乱を $\times$ 印で垂直な平面への散乱を $\circ$ 印で表している。データは3-4ショットの平均値であり、エラーバーはその標準偏差である。散乱強度は入射エネルギーが全空間に一様に散乱している場合の値で規格化した。したがって実線及び団まりに下方の面積の総軸=1で団まれた面積に対する比が散乱率を示す。ターゲット表面での入射光の空間分布が一様ではない為に $0^\circ$ から $100^\circ$ に極大値がはじているものと考えられる。 $0^\circ$ から $100^\circ$ までは垂直平面への散乱強度は平行平面へのものより大きくなり $100^\circ$ から $180^\circ$ までの散乱は两者でほとんど差はない。

図2-15に散乱強度の関数として、垂直平面と平行平面での散乱強度比を示す。この比は $\theta = 45^\circ$ で極大値 $\approx 4$ であった。

入射電界ベクトルに対して任意の角度をもつ平面への散乱強度が平行平面への散乱強度と同一の分布をもつとする吸収率は35.5%であり、垂直平面を同一とするも5.7%となる。プラス $\times$ の密度分布 $\rho$ 回転 $\pm 45^\circ$ であるとすればこれらの値はそれがP偏光及びS偏光に対する吸収率を示すことが出来る。また入射電界ベク

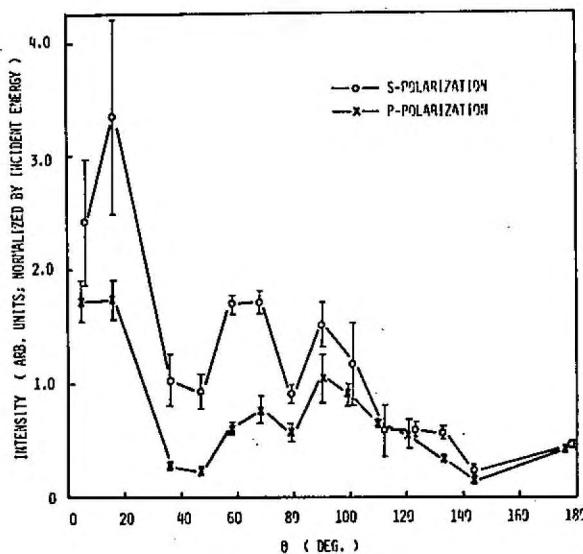


図 2-14 散乱強度の角度分布

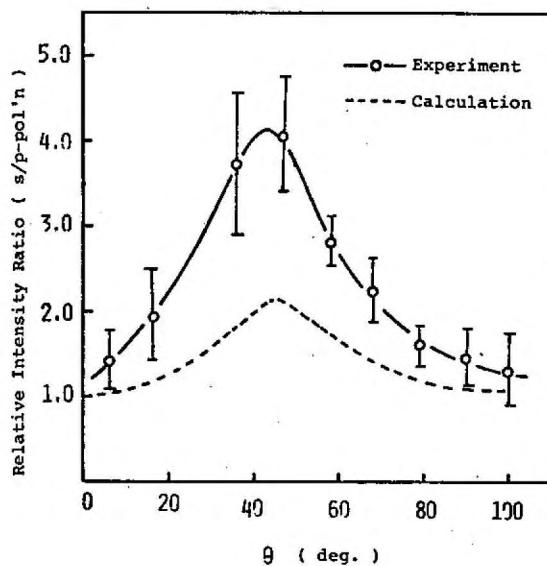


図 2-15 散乱強度比。

HVに対する角度分布が"横円"であると仮定すると全吸収率は18%となる。

S偏光とP偏光とで異った散乱強度を有する主要原因として  
共鳴吸収によるものである。散乱角 $\theta$ と  
入射角の関係は近似的に図2-16から

$$\frac{R}{\sin(\theta-2i)} = \frac{d}{\sin i} \quad (2-9)$$

で与えられる。ここで  $R \approx 35 \mu\text{m}$  はレーザー断面の半径、 $d \approx 45 \mu\text{m}$  はターゲット中心から焦点までの距離である。

S偏光とP偏光の散乱強度比は  $\theta \approx 45^\circ$  で最大となるのでこのとき (2-9) 式より  
入射角は  $i = 18.7^\circ$  である。

共鳴吸収による最大値は  
 $(k_0 L)^{1/3} \sin i \approx 0.7$  のときである<sup>6)</sup>

からこれより フラズマ密度勾配の

スケール長は  $L \approx 1.7 \mu\text{m}$  となる。この結果は §2-2 で実験的に  
得た値  $1 \sim 2 \mu\text{m}$  と一致している。

電子密度がスケール長  $L$  で線形に低下している分布を仮定する  
逆効率吸収率による吸収率  $A_{el.}$  は入射角  $i$  に対して

$$A_{el.} = 1 - \exp\left[-\frac{32}{15} \frac{L}{c} L \cos^5 i\right] \lesssim 11\% \quad (2-10)$$

で与えられる。ここで  $c$  は電子-イオンの衝突周波数  $c$  は光速である。ロス・フルタモード測定による電子温度  $= 1 \text{ keV}$ , 及び"ガラス  
フローラ"の平均電子離散数  $\bar{n} = 10$  を用いて  $A_{el.}$  を評価すると垂直  
入射の場合でも 11% である。実験結果は"ガラス"のみ回転対称  
が保たれていた場合 6% であった。他方共鳴吸収による  
吸収率  $A_{abs}$  は近似的に

$$A_{abs} \approx \phi^2(\tau)/\pi \lesssim 0.5 \quad (2-11)$$

$$\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin i$$

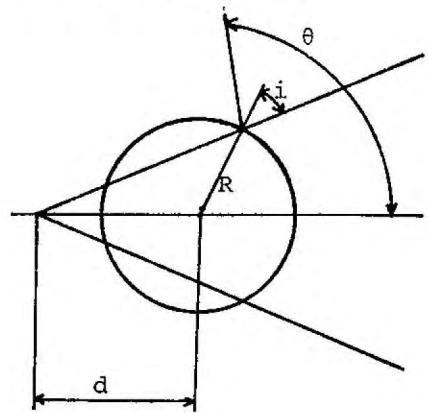


図2-16 散乱角 $\theta$ と入射角  
iとの関係

である。ここで  $\phi(\tau)$  は 図 2-17  
で与えられる。実験結果は  
S1偏光に対して 35% である。  
P1偏光と S1偏光の自己乱強度化  
は  $I_p/I_s = 1/(1-A_{res})$  であり  
これを 図 2-15 の破線に示す。  
ここでスケール長 L を  $1.7 \mu\text{m}$  として  
計算した。  $A_{res} \leq 0.5$  である  
ために  $I_p/I_s$  は最大 2 である。  
計算結果は、定性的に実験と  
一致している。実際のターゲットは完全な球対称ではないので、密度  
分布におけるリバーポルの不確立<sup>7)</sup>、自己磁場による共鳴吸収<sup>8)</sup> 等は  
S1偏光と P1偏光の差を小さくする方向に働くため、これらに  
ある効果をは考えられまい。

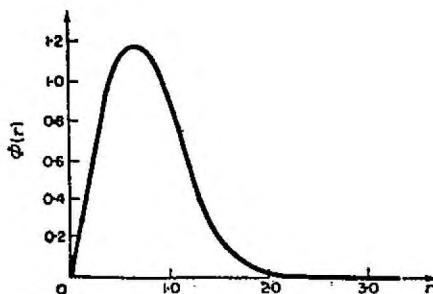


図 2-17 共鳴点における  
関数  $\phi(\tau)$ <sup>6)</sup>

## §2-4 誘導ブリラン散乱

ハーレス幅50PSのレーザー-ハーレスの場合、膨張によるプラス $\gamma$ の割合が少くすこし §2-2 で明らかにしたように光圧波のために密度勾配の急峻化が起り、ブリラン散乱のほかにも問題点となるようだ。§2-3 で行った実験では集光レンズの円錐内にもどつてくるレーザーエネルギーは入射エネルギーのわずか 8% であった。この値には、鏡面反射による寄与も含まれているので、ブリラン散乱によるものはさらに低いと考えられる。ハーレス幅が長くなるとプラス $\gamma$ のスケールが大きくなりこのためブリラン散乱が増大するニセコ<sup>2</sup>予想される。本節ではハーレス幅を変化させて反射光の時間変化を測定して結果について述べる。

### 2-4-1 実験装置

使用したレーザーは「激光Ⅱ号」カラスレーザー装置である。最後段に増幅器を一台増設し、又、増幅器間の結合による増幅光防止のために色素セルを用いていたところを直径 25 mm のポッケルス・セルと偏光子に置き換えた。発振器として音響光学装置とニッケルコンフレックス色素の併用によるモード同期方式と可飽和色素ダイヤによる通常の方式を使いかけたところにより半価幅 200PS から 1200PS のハーレスを発生させた。最大出力エネルギーは 1 ゼットアンド 35 J であった。レーザー装置の概略を図 2-18 に示す。

F<sub>0</sub> 0.6、焦点距離 60 mm の非球面レンズと積み合体ミラーとの組み合わせによる集光系を用いてレーザー光を直径 70 から 90 μm のカラスエイクロバーレンに集光した。集光円錐の頂角は 140° である。

実験の概略を図 2-19 に示す。入射及び反射光の時間変化を 1.56 ns の時間間隔をとるニセコリストリーキamera (イマコン 675) を用いて同時に測定した。時間波形の解析

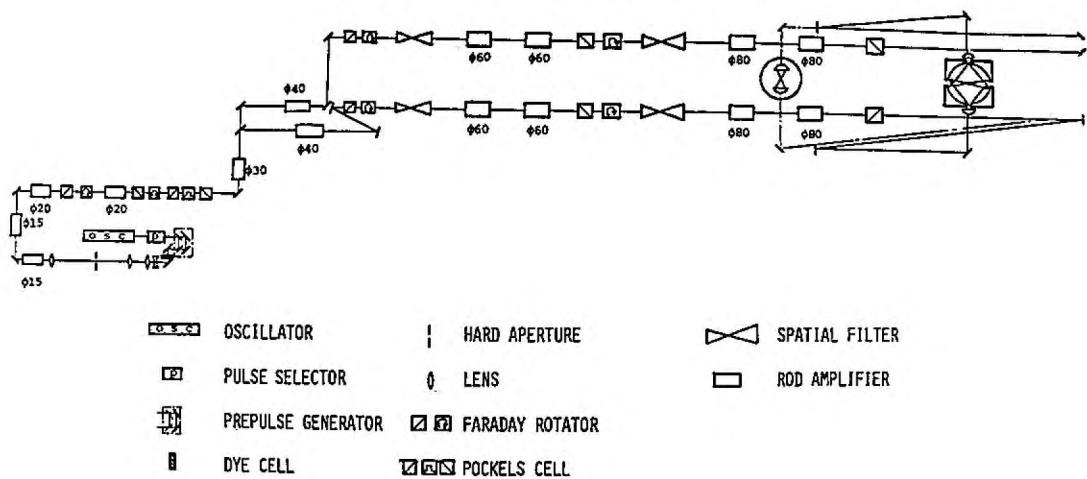


図2-18 ブリラン散乱の実験に使用したガラスレーザー装置  
「激光II号」

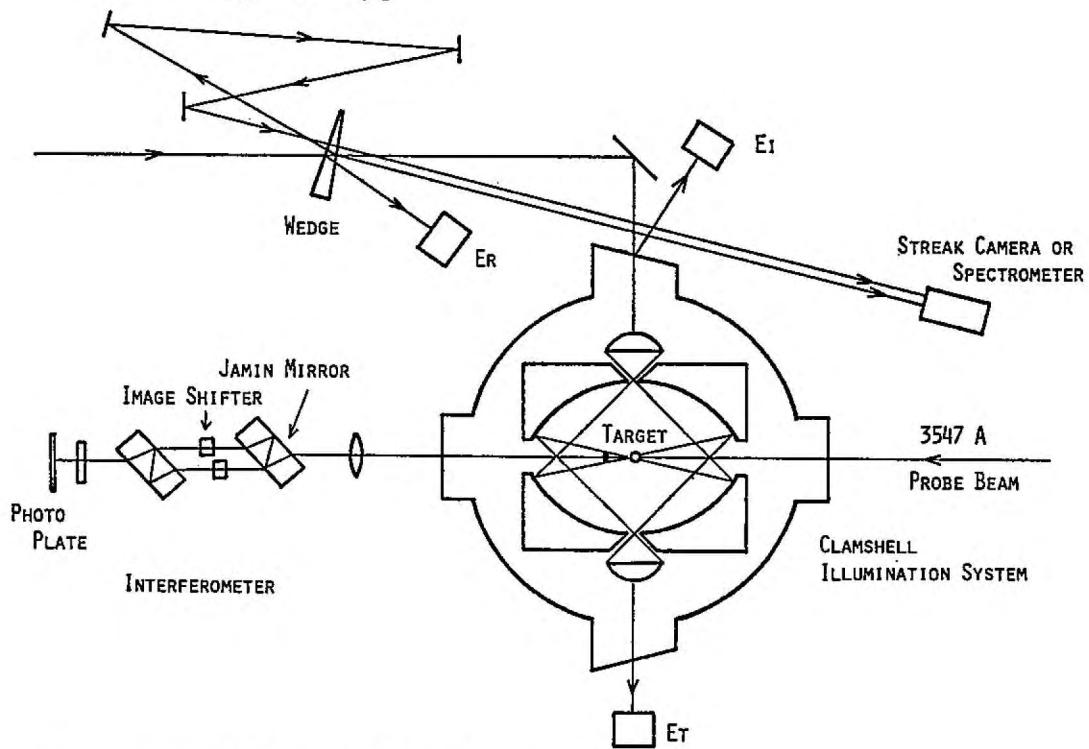


図2-19 反射光、密度分布の測定配置

にはオフティカル・コリシティング・アライナーを用いた。同様の光路配置により入反射光の分光を行った。入射( $E_I$ )、反射( $E_R$ )、透過( $E_T$ )エネルギーはワットメーターによって測定した。しゃ断密度 $E_F$ の密度分布はKDP結晶により発生させた第3高調波(354Å)を観測して測定した。観測光のハーフスパンは約50psである。入射レーザー光との時間的同期はストリーカカメラを用いて行い、入射レーザー強度が最大となる時間を原点としている。

#### 2-4-2 実験結果

まず反射光の分光測定をハーフスパン230psから500psの場合について行った。入射及び反射レーザー光を凹面レンズによつて30mm幅の光束スリットのエフに集めた。分光スペクトルは赤外ビジコンによるビデオ・レコーダーに記録し、ラインセレクターを用いて解析した。図2-20に実験結果の一例を示す。下側のトレースが入射光、上側が反射光の分光結果である。

現測定すべての場合について、

反射スペクトルの極点は入射スペクトル(10642Å)に対して2~6Å赤色位にしており、ヒドリは半値幅で7~13Åである。反射面が外側へ膨張しているとすれば、

ドップラー位は青色方向であるために反射光はすべてブリラン斯基による赤色位を除いていることになる。實際、 $n_c/4$ 領域から放射される $\frac{3}{2}\omega_0$

( $\omega_0$ は入射レーザーの角周波数)の光(7093Å)を空間分解してストリーカ計測を行った結果、レーザー強度 $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合

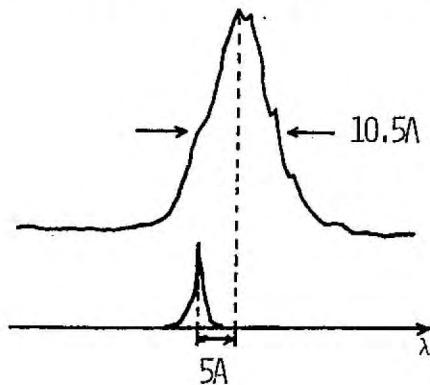


図2-20 反射及び入射光のスペクトル分布 ( $(3-4) \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , 500 fs, 100レース)

この領域では、300から400psまでは外側に膨張していること判明した。また、レーザー集光系の焦点を $\pm 40\text{ }\mu\text{m}$ 変化させた場合においてもショット間のはらつきを土まめる反射率( $E_R/E_I$ )の変化はみられなかつた。これらの結果から反射率に主として寄与しているのは、7"ランダム走りによるものであると考えられる。

次にレーザーのパルス幅及びレーザー強度を変化させたときの入射光及び反射光の時間波形を図2-21に示す。実線は入射反射をあらわす。レーザー強度が大きい( $I > 1.5 \times 10^{14}\text{ W}/(\text{cm}^2)$ )かつ長いパルス幅( $t > 700\text{ ps}$ )の場合、パルスの前半では反射が大きいが、後半では測定可能なレベル(セーケルの約1/10)以下に低下した。レーザー強度が小さいか、パルス幅が短い場合にはこのような低下現象は起らなかつた。

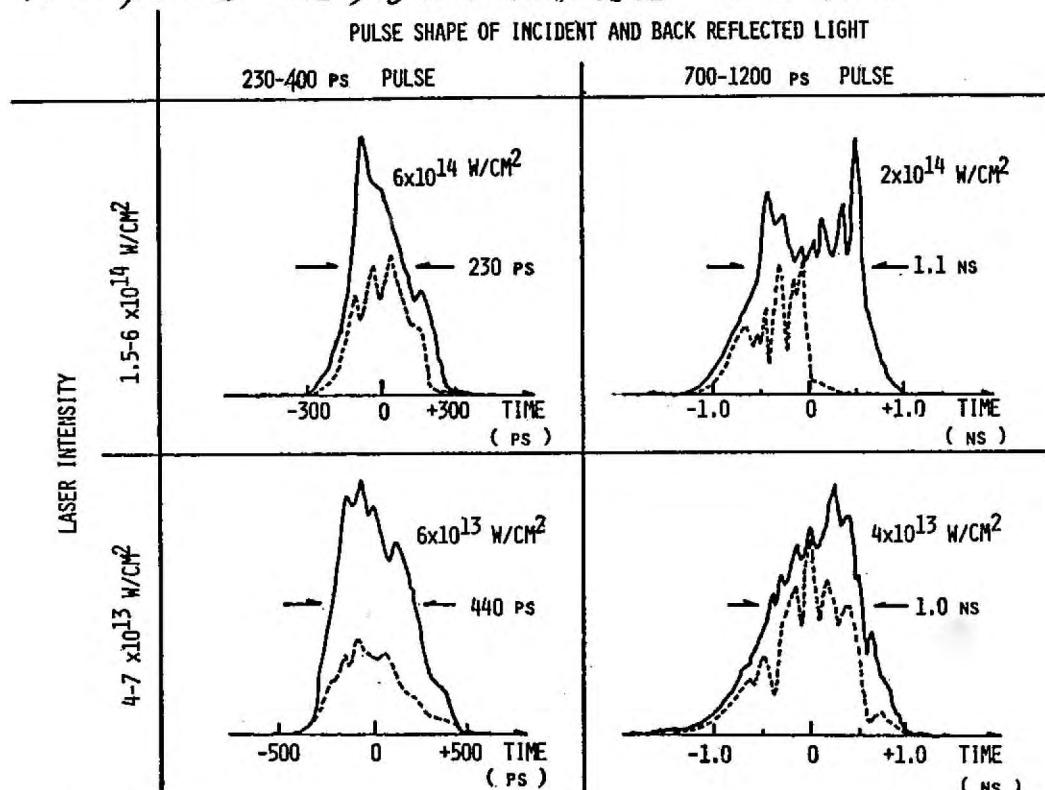


図2-21 黒ったレーザー強度レベル、パルス幅における入射反射光の時間波形。実線は入射光、破線は反射光を示す。縦軸のスケーリングは両者共同一である。

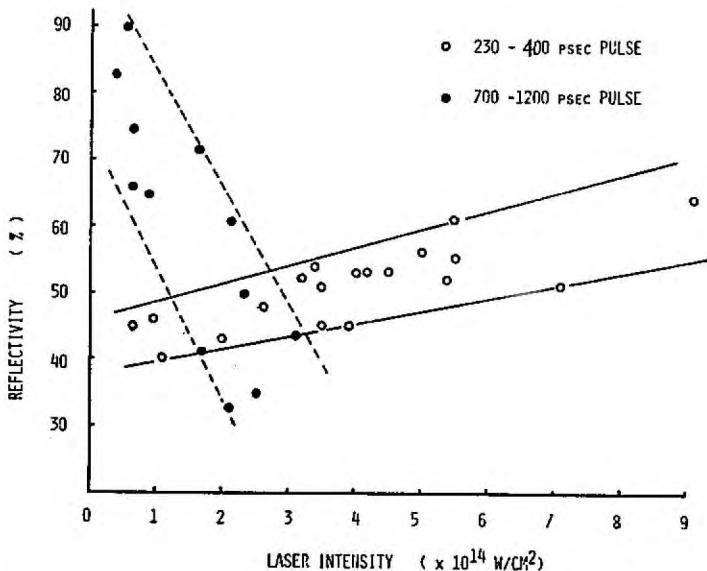


図2-22 時間積分反射率のレーザー強度依存性

時間積分した反射率をレーザー強度の関数として図2-22に示す。黒丸は230ps～400psのパルス幅の場合である。このときレーザー強度とともに反射率は40%から60%に増大する。700～1200psのパルス幅の場合を白丸で示す。反射率は逆に80%から40%程度に減少する。これはパルス後半で反射光が異常に低下することに対応している。

図2-23に500psパルスの場合に行なった三次元計測の結果を示す。(a)はレーザー照射前のコラス・マイクロハーレンで直径は80μmである。(b)はレーザー強度が $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  (c)は $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合である。観測時間はいずれも0psであるが、レーザー・ピーク時である。密度スケール長さは(b)の場合12μm (c)の場合20μmであり、レーザー強度の大きさ方がスケール長さ短いことか判別する。図2-24には密度分布の時間変化を示す。レーザー強度は $(3-4) \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ である。明らかにこうして密度スケール長さ-100psでの20μmから0psでの12μmに短くなる密度勾配の急峻化が起きる。

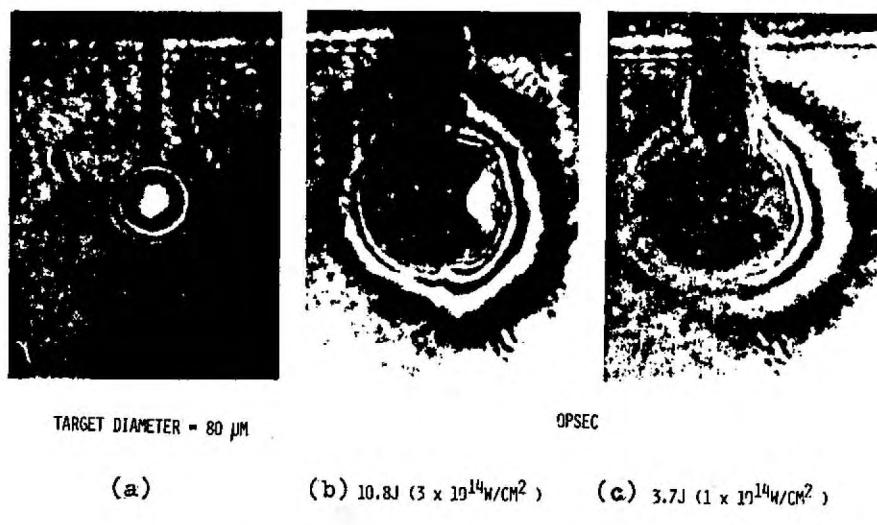


図2-23 異ったレーザー強度における干渉写真

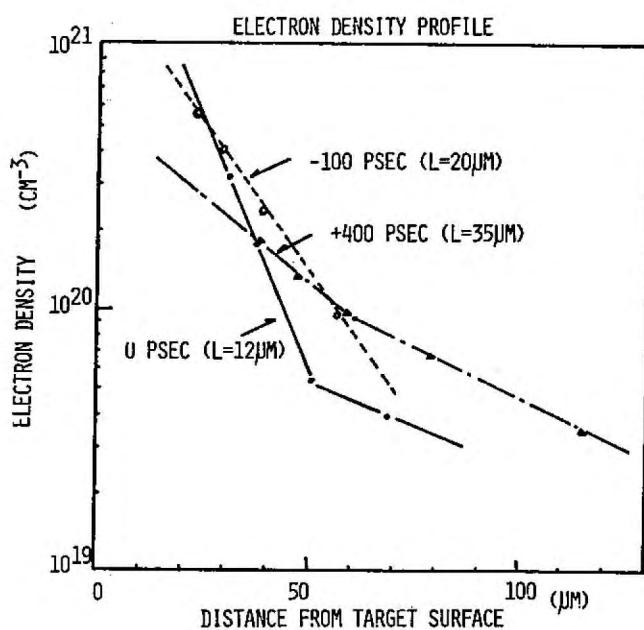


図2-24 密度分布の時間変化

113セカンド"判る。+400PSではレーザー強度が弱くなり自由膨張に近くなってスケール長が伸び長くなるものと考えられる。

次にレーザーハーフレス後半における反射光が異常低下する原因を実験的に検討する。考えられる過程として以下の二点があげられる

- (1) プラズマの膨張；レーザー照射時間内に密度がしゃ断密度よりやかくなつて散乱光が低下する
- (2) イオン加熱によるブリラン散乱の低下<sup>1)</sup>；レーザーハーフレスの初期ではイオンが励起されブリラン散乱が大きいが、イオンランダウ減衰によりイオノ加熱によって減衰率が上昇する。この結果レーザーハーフレスの後期ではブリラン散乱が低下する。
- (3) イオン温度勾配による密度急峻化<sup>2)</sup>；イオンの熱伝導は小さい為にイオンの熱エネルギーはプラズマの流れによつて運ばれる。したがつてランダウ減衰によつて加熱される領域よりも外側ではイオン温度が高く内側では低い。この圧力勾配によつてプラズマ密度勾配の急峻化が起こりブリラン散乱が低下する。
- (4) 動的重力による密度急峻化<sup>2)</sup>；ブリラン散乱が起きる点に沿うプラズマ中に内向きの運動量が輸送され、密度勾配の急峻化が起こる。この結果ブリラン散乱が低下する。

これらの過程と実験結果を比較する。

- (a) 異常低下現象が起きる場合と同一の実験条件のもとでしゃ断密度領域から放電される第2高調波の時間変化も観測し、図2-25にその結果を示す。ハーフレス後半での第2高調波の低下はみられずむしろ増大する傾向を示して。このことはハーフレス後半においてもプラズマ密度はしゃ断密度より高くなつてゐることを示している。また後半で増大するのはブリラン散乱が低下して

しゃ断熱度面に到達するレーザー光が増大するためであると考えられる。

(b) プラス・エイクロバーレーンの代わりに直徑 80 μm のプラスチック中実球をターゲットとして反射光の時間特性を測り定めた結果、同様に異常低下が観測された。反射レーザー強度、100PSI 周に亘する異常低下の閾値は異って 11%。干涉計測の結果では 500PS の時刻においてもターゲットは観測光に対してシャドウ化する。おりプラス球のプラスマがしゃ断熱度以下に下る、いるとは考えられる。

二のように(1)の過程では異常結果を説明出来ないため、他の機構を考えねばならない。

(c) 図 2-2 で明らかにした熱度勾配の急峻化はしゃ断熱度面でレーザー光が反射、吸収されるために光の運動量がプラスマに伝えられることが原因である。したがって急峻化はしゃ断熱度近傍で起きている。これに対して本節で明らかになった急峻化はしゃ断熱度より低い領域で起きている。測定した電子温度は約 500 eV であったことから電子の振動速度と熱速度の比は  $v = 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  に対して 0.25 である。図 2-11 から、このとき  $0.65 n_c \sim 1.1 n_c$  の領域で「熱度スケール長さ」 $1 \mu\text{m}$  程度であることが予想されるか! 図 2-24 で観測されている熱度領域 ( $0.6 n_c$  以下) での急峻化は説明出来ない。したがって低熱度領域での急峻化を説明し得る(2)(3)または(4)の機構が重要であると考えられる。

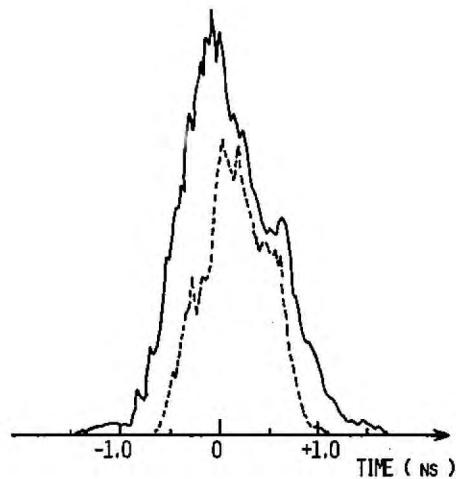


図 2-25 入射(実線)及び第二高調波(破線)の時間特性。  
縦軸のスケールは両者同じである。

## 2-4-3 確認

ブリラン衝乱の異常低下現象を説明するためには、イオン加熱によるイオン波の減衰及び密度勾配の急峻化を考えに入れねばならないことを前節で示した。本節では、イオン加熱による反射率の時間変化を計算して実験結果との比較を行う。反射率の計算に際して使用したモデルの概要を以下に述べる。

1. プラズマは長さの大きさで密度比の中で均一であるとする。
2. ブリラン不安定性によるイオン波の励起とイオンランダウ減衰が“互いに”ところで反射率が決まる。
3. ランダウ減衰として線形のもののみを考え、非線形<sup>9)</sup>効果は無視する。三間-Thomsonの解析によれば<sup>9)</sup>、非線形ランダウ減衰が顕著に現われるのは  $(V_{os}/V_e)^2 \approx 0.01$  近傍及び 1 の近傍だけであり、本研究での実験条件  $(V_{os}/V_e)^2 \approx 0.1$  近傍では線形効果が支配的である。これは線形ランダウ減衰に  $T_i/ZTe$  (イオン温度の電子温度に対する比) もともに増大し、追加熱め為に再び減衰する (図2-27) のに対し、非線形ランダウ減衰はイオン波の振幅の二乗に比例する為に、線形ランダウ減衰の小さいところでも支配的となるからである。
4. イオン波の成長率  $\alpha_2$  は

$$\alpha_2 \approx \frac{1}{2} \frac{V_{os}}{c} \left( \frac{\omega_0}{\omega_s} \right)^{1/2} \omega_{pi} \quad (2-12)$$

で与えられる<sup>10)</sup>。ここで  $V_{os}$  はレーザーの電界による電子の振動速度、  $c$  は光速、  $\omega_0$  はレーザーの振動数、  $\omega_s$  はイオン音波の振動数、  $\omega_{pi}$  はイオン振動の周波数である。電子温度  $T_e \approx 0.5 \text{ keV}$ 、イオンの電荷数と質量数の比  $Z/A \approx 1/2$ 、  $n/n_c = 0.2$ 、  $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$  を

すると  $\beta_g \approx 1.8 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$  となる。その逆数 0.5 ps からほぼ成長時間と答えることが出来、レーザーパルスの幅に比べて十分短いので イン波と電磁波間に関係する定常状態を考える。

5. イン加熱は非定常とする。
6. プラズマの流れはないとする。

インプラズマ波と電磁波の運動方程式は、インの密度変化  $\delta n/n_0$  及び電磁波の電界  $E$  に対して

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial}{\partial t} - C_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \frac{\delta n}{n_0} = C_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\langle |E|^2 \rangle}{8\pi n_c T_{eff}}, \quad (2-14)$$

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - C^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_p^2 \right] E = 0, \quad (2-15)$$

で与えられる。ここで  $\gamma$  はイン波の減衰率、  $C_s^2 = (ZT_e + 3T_i)/M$  はインの音速、  $C$  は光速、  $T_{eff} = T_e(1 + 3T_i/ZT_e)$  である。 $\delta n/n_0$  及び  $E$  について 空間だけに依存する振幅を運動の積で与えられる解

$$\frac{\delta n}{n_0} \equiv n_1 e^{ik_p x - i\omega_{st}} + c.c., \quad (2-16)$$

$$E \equiv E_0 e^{ik_0 x - i\omega_0 t} + E_- e^{-ik_0 x - i\omega_- t} + c.c. \quad (2-17)$$

を整合条件

$$\omega_0 = \omega_- + \omega_s \quad (2-18)$$

$$k_0 = -k_- + k_p \quad (2-19)$$

を考慮して基礎式 (2-14), (2-15) に入ると、  $k_0 = k_- e^{i\omega_- t}$

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sigma}{C_s} \right) (-in_1) = -\frac{k_p}{2} \frac{E_0 E_-^*}{4\pi n_c T_{eff}} \quad (2-20)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_0 = -in_1 \frac{\omega_{p0}^2}{2k_0 C^2} E, \quad (2-21)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_- = in_1^* \frac{\omega_{p0}^2}{2k_0 C^2} E_0. \quad (2-22)$$

を得る。ただし  $\omega_{po}$  は 密度変化がないときの電子プラス子周波数である。ここで

$$\alpha = \frac{\omega_{po}^2}{2k_0 c^2}$$

$$\alpha_p = \frac{k_p}{2}$$

$$\beta = \frac{\gamma}{c_s}$$

$$C_0 = \frac{E_0}{\sqrt{4\pi n_c T_{eff}}}$$

$$C_- = \frac{E_-}{\sqrt{4\pi n_c T_{eff}}}$$

$$C_p = -i n_i$$

} (2-23)

と置き換えることにより (2-20)-(2-22) 式を次のように書き換える。

$$\frac{\partial}{\partial x} C_0 = \alpha C_0 C_- , \quad (2-24)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} C_- = \alpha C_0 C_p^* , \quad (2-25)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} C_p + \beta C_p = -\alpha_p C_0 C_-^* . \quad (2-26)$$

考へている物理的

状況を図 2-26 に示す。  $C_0^2$

プラズマは  $x=0$  から  $x=L$

まじ一様に満たされている。  $C_-^2$

入射電磁波は  $-x$  方向

から入射し プラズマ中を

進む間にブリラン散乱しに

よって減衰する。反射光は

熱雑音レベルから成長する。

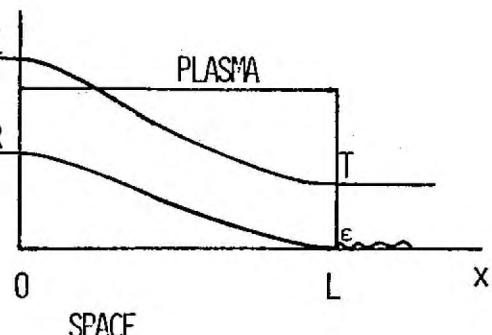


図 2-26 ブリラン散乱のモデル

(2-24), (2-25)式に  $c_0^*$ ,  $C_{-}^{*}$  を代入するに依り、

$\partial C_0^2 / \partial x = \partial C_{-}^2 / \partial x$  を得るから、入射光と反射光の差は

$$C_0^2 - C_{-}^2 = C_0^2(0) - C_{-}^2(0) = (1-R) C_0^2(0) \quad (2-27)$$

となり一定である。

次に (2-26)式左辺中の2つの項の大小を比較する。 $\partial / \partial x \sim 1/L$  であるから

$$\frac{\lambda_p}{2\pi L} \ll \frac{\sigma}{k_p C_s} \quad (2-28)$$

が成立すれば「強い減衰率にありとして空間微分を無視出来る。ここで  $\lambda_p$  はイオン波の波長である。線形ランダウ減衰の減衰率は

$$\frac{\sigma}{k_p C_s} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{z T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{z T_e}{T_i} - \frac{3}{2} \right) \quad (2-29)$$

で与えられるので (2-27)式の条件は  $L \approx 50 \mu m$  として、

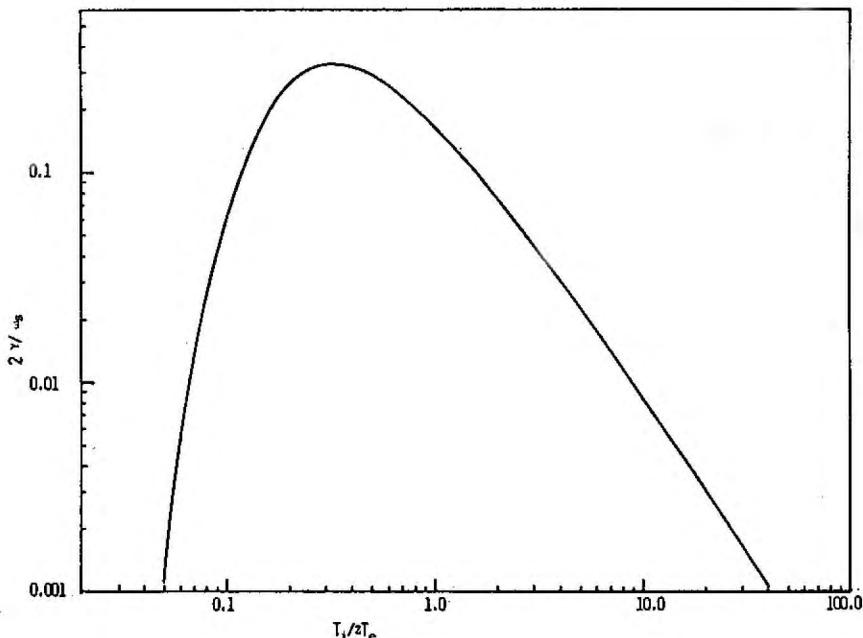


図2-27 線形ランダウ減衰率のイオン温度依存性

$0.05 \ll T_i/ZTe \ll 30$  のときである。図2-27に示したラングドウ減衰率からも判るように、イオン温度が大きくなり過ぎるとそれは減少する。  
このために  $T_i/ZTe$  に関する上限が出来る。 (2-28)式の条件下で  $\partial/\partial x$  を無視して(2-26)式と(2-27)式を用いると(2-25)式は直角積分出来て

$$\frac{C_{-(L)}^2 / C_0(0)^2}{R} = \frac{1-R}{\exp[K(1-R)] - R} \quad (2-30)$$

を得る。ここで

$$K = k_0 L \frac{\omega_s}{2\gamma} \frac{\omega_{po}^2}{\omega_0^2} \left( \frac{v_{os}}{v_e} \right)^2 \frac{1}{1+3T_i/ZTe}$$

である。  $C_{-(L)}^2$  は熱雑音レベルである。

次にアリラン散乱しから時間的に初期においては大きく後期では低下する現象の原因についての加熱時間を考える。電磁波及びイオン波の波动方程式(2-14), (2-15)式及びその解(2-16)(2-17)式において  $E_0, E_-, n, r$  が時間の関数であると考えるとその変化のスケールではレーザーの10ナースト幅程度であると考えられるが  $\omega_0, \omega_s \gg 1/\tau$  であるから、10ナースト幅程度の時間変化を問題にする場合には、電磁波やイオン波については定常であると考えてよく、不变温度の時間変化だけを考えれば十分である。イオンの熱輸送式は

$$\frac{3}{2} \left( \frac{\partial T_i}{\partial t} + v \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) = \frac{1}{n_0} \frac{\partial}{\partial x} K_i \frac{\partial T_i}{\partial x} + 2\gamma \left( \frac{\delta n}{n_0} \right)^2 ZTe \quad (2-31)$$

である。ここで  $v$  は流速  $K_i$  はイオンの熱伝導度であるが、前者は前に述べたように流速は無いとして仮定しており、後者は一般に非常に小さいのでこれを無視する。(2-23)式の記号を使って最終的に得られる方程式は

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_i/ZTe}{\partial x} = 2C_s \beta C_p^2 \quad (2-32)$$

である。強い減衰相の場合、(2-26)式及びその複素共

役な式において  $\partial/\partial x \rightarrow 0$  をするこゑにより  $C_p^2 = (d_p/B)^2 C_0^2 C_-^2$  を得るから、これを (2-32) 式に用ひ  $x=0$  での  $T_i$  の変化を観測する。

$$\frac{\partial T_i/ZTe}{\partial t} = \frac{3}{2} k_p C_s R C_0^4(0) / \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{ZTe}{T_i} \right)^{3/2} e^{-\frac{ZTe}{2T_i}} - \frac{3}{2}$$
(2-33)

を得る。この式を  $t=0$  で  $T_i/ZTe = 0$  という初期条件のもとで積分すれば

$$3\pi e^{-\frac{3}{2}} \left[ \sqrt{\frac{2}{\pi}} y^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2y}} - \Phi(y^{-\frac{1}{2}}) \right] = \omega_s R C_0^4(0) t$$
(2-34)

が求められる。ここで

$$y = T_i/ZTe,$$

$$\Phi(y^{-1/2}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{y^{-\frac{1}{2}}}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

である。図2-28に (2-34) 式から求めた  $T_i/ZTe$  の時間変化を描いた。ランダウ減衰の減衰率は  $T_i/ZTe = 1/3$  のとき極大となるので、イオン温度  $\omega_s$  この値によるまでの時間  $\tau_H$  イオン加熱の特性時間で  $\tau_H$  を考えられる。  
 $C_0^2(0) \approx (V_{os}/V_e)^2$  であることを考えに入れると図2-28より

$$\tau_H \approx 1.4 [\omega_s R (V_{os}/V_e)^4]^{-1} \quad (2-35)$$

である。  $R \approx 0.5$ ,  $T_e \approx 0.5 \text{ keV}$ ,  $I \approx 10^{14} \text{ W/m}^2$  とすると  $\tau_H \approx 200 \text{ ps}$  となり、10ルストラ福と同程度となる。

次にイオン加熱の式 (2-34) を反射率 (2-30) 式及びランダウ減衰 (2-29) 式と連立させて解き、反射率を時間の関数として求めた結果を 図2-29 に示す。

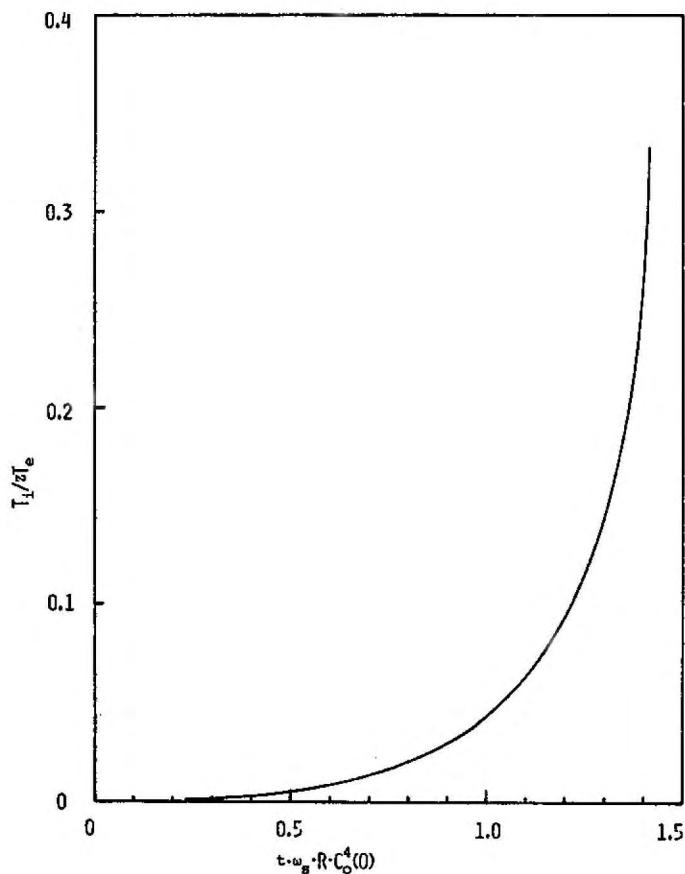


図2-28 イオン温度  $T_i/zT_e$   
の時間変化

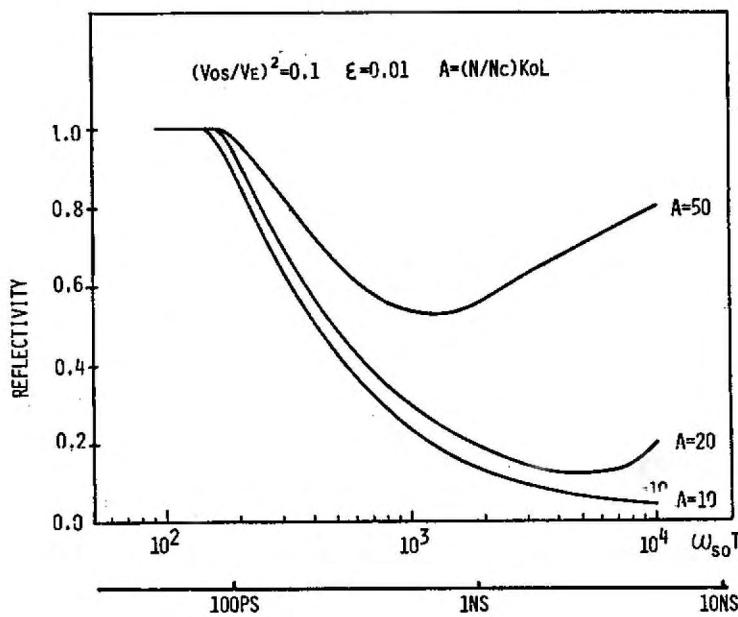


図2-29 反射率の  
時間変化

時間ステップは  $T_i = 0$  でのイオンの振動数の逆数  $\omega_{so}^{-1} = (2k_0 \sqrt{ZTe/M})^{-1}$  である。  $Z/A = 1/2$ ,  $Te = 500$  eV,  $k_0 = 2\pi/1.06 \mu\text{m}$  そしてときの実時間 を横軸の下に示す。パラメーターは プラズマ密度  $n/n_c$  と プラズマのステップ長  $R_0 L$  の積 であらわした。熱雑音レベルの入射強度に対する比  $\xi \equiv C_{-}(L)/C_0(0)^2$  は 0.01, 電子の振動速度と熱速度の比  $(v_{os}/v_e)^2$  は 0.1 として計算した。初期の反射率が 100% に近い部分 ( $\omega_{so} \cdot t \lesssim 200$ ) は  $T_i/ZTe \lesssim 0.1$  となるより 強い減衰という仮定が成立しないといふに意味を持たないが、それ以後の時間では十分成立していふ。反射率は 1 ns 程度の時間の間に大きくなり、特に  $(n/n_c) \cdot R_0 L = 10 \sim 20$  の場合は 10% 程度にまで減少していふことが判る。時間が更に経過すると再び反射率が増大するのは、イオンの過加熱によつてランクア減衰率が低下するからである。密度勾配の急峻化により  $(n/n_c) \cdot R_0 L$  が 50 から 20 程度に減り、すると  $(n/n_c = 1/4)$  とするときスケール長  $L$  は  $34 \mu\text{m}$  から  $14 \mu\text{m}$  に変化することに対応する）、1 ns の時間において反射率は 56% から 18% へ低下することによる。

以上の検討から、ブリラン散乱の異常低下現象がイオン加熱と密度勾配の急峻化によって説明出来た。密度勾配の急峻化に要する時間を概算するために、スケール長  $L$  の プラズマが 外部から圧力を受けるという簡単なモデルを考える。初期 プラズマの密度が一様であるとする。長さ  $L$  の中に含まれているイオンの数は 単位面積あたり  $n_e L / Z$  である。イオンの変位を外圧を  $P$  とするとき 運動方程式は  $(n_e L / Z) M \ddot{x} = P$  で与えられる。ここで  $M$  はイオンの質量である。  $P$  としてブリラン散乱による光圧力  $= 2 \cdot \langle |E|^2 \rangle / 8\pi$  及びイオン温度による圧力  $= n_e T_i$  を考えると  $\ddot{x} = L/2$  になるまで

の時間  $t_{\text{steep}}$  は

$$t_{\text{steep}} = \begin{cases} \frac{L}{\sqrt{\frac{Zm}{M} \frac{n}{n_c} v_{os}}} & (\text{光圧力}) \\ \frac{L}{\sqrt{\frac{T_i}{M}}} & (\text{イオン圧力}) \end{cases}$$

となる。光圧力が原因であるとする  $L \approx 20 \mu\text{m}$ ,  $I = 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $n/n_c \approx 1$  に対して  $t_{\text{steep}} \approx 250 \text{ ps}$  となる。他方 伝導度としてランダウ減衰が最大となる温度すなはち  $T_i/ZTe = 1/3$  を考えると、 $Z=10$   $Te=500 \text{ eV}$  質量数  $A=20$  とするとき、イオン圧力による急峻化時間も又  $220 \text{ ps}$  となる。異常低下が起きている場合の反射光のパルス幅が密度勾配の急峻化に要する時間とさえれば、実験的には  $t_{\text{steep}} \approx 500 \text{ ps}$  となり比較的良い一致を示す。

## § 2-5 むすび

本章ではレーザー光の吸収及び散乱過程を中心とした遮断密度以下の密度分布との関連で解明することを目的として研究を行った。実験は短いレーザーパルス ( $\sim 50 \text{ ps}$ ) の場合及び長いレーザーパルス ( $230 \sim 1200 \text{ ps}$ ) の場合とに別けられ。前者は吸収過程、後者は散乱過程に関連している。

短いレーザーパルスでの結果をまとめると

- (1) 動量力による遮断密度近傍での密度急峻化を確認し密度勾配のスケール長が  $1 \sim 2 \mu\text{m}$  であることを明らかにした。また遮断密度より低密度側に相間が形成されていることが判った。これはプラスマの流れを考慮した理論

の結果よく一致している。

- (2) ガラス・サイクロバルーンを照射したときの散乱光の角度分布を測定することにより、共鳴吸収が支配的であることを明らかにした。この実験結果から求めた密度スケール長は  $1.7 \mu\text{m}$  であり、(1) の結果を支持している。
- 長ハーベー・ハーレスでの結果をまとめると
- (3) ハーレス幅が  $700 \text{ ps}$  程度以上、レーザー光強度が  $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  以上になるとブリラン散乱光が、ハーレス後半で異常に低下することが判った。また低密度領域で密度勾配の急峻化が起きることが明らかになった。
- (4) これらの実験結果はイオン加熱によるランダウ減衰の増大と動量力もしくはイオン圧力による密度勾配の急峻化によって説明されることが示された。
- (5) ブリラン散乱の異常低下現象の発見により、断熱圧縮におけるレーザー光の損失を十分抑えられるという見通しを得た。

## 第2章の文献

- 1) K. G. Estabrook, E. J. Valeo and W. L. Kruer, *Phys. Fluids* 18, 1151 (1975)
- 2) W. L. Kruer, E. J. Valeo and K. G. Estabrook, *Phys. Rev. Letters* 35, 1076 (1976).
- 3) H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka, T. Norimatsu, T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka, *Phys. Rev. Letters* 39, 1144 (1977).
- 4) K. A. Brueckner and S. Jorna, *Rev. Mod. Phys.* 46, 325 (1974).

- 5) K.Lee, D.W.Forslund, J.M.Kindel and E.L.Lindman,  
Phys. Fluids 20, 51 (1977).
- 6) V.L.Ginzburg, The Propagation of the Electromagnetic  
Waves in Plasma (Pergamon, New York, 1970), p.260.
- 7) K.G.Estabrook and E.J.Valeo, Lawrence Livermore  
Laboratory Report No. UCRL 77146, (1975).
- 8) W.L.Kruer and K.G.Estabrook, in Laser Interaction  
and Related Plasma Phenomena, edited by H.Schwarz  
and H.Hora (Plenum, New York, 1977), vol. 4B, p.709.
- 9) K.Mima and J.J.Thomson, private communication.
- 10) F.F.Chen, in Laser Interaction and Related Plasma  
phenomena, edited by H.Schwarz (Plenum, New York, 1974),  
vol. 3A, p.291.
- 11) C.L.Tang, J.appl.Phys. 37, 2945 (1966).

## 第3章 爆縮の基礎研究

### § 3-1 はじめに

爆縮過程は、レーザーエネルギーの吸収、輸送、圧縮等多くの過程に依存している。そのため大がかりな爆縮実験と並行して、個々の過程を抽出した基礎実験が必要となる。本章では圧縮の進行過程を明らかにするためにレーザーフラズマによって形成される衝撃波の生成・伝播について調べることを目的として行った研究について述べる。

### § 3-2 光学計測<sup>1)</sup>

レーザー爆縮では圧縮の安定性対称性が重要であるため、基礎実験としては衝撃波の二次元像を得る必要がある。この目的に適した光学計測の方法について概観する。

フラズマ中に観測光を通じて行う光学計測にはチエモ(スロウ・フライ・チエモ), シュリーレンモ, シアドウク・ラフモがありこれら異った特色をもつている。

チエモは第2章で行ったように対象となるフラズマの密度分布を定量的に測定する場合に非常に有効である。

シュリーレンモは屈折率の変化に敏感であり実験配置は単純なものである。図3-1にその原理図を示す。観測光の内、一部の細いビームを考え、光の進行方向をxとする。フラズマにy方向の屈折率勾配があると、そこを通ったビームは  $\theta = \int (\partial n / \partial y) dx$ だけ曲げられる。ここで  $n$  は屈折率である。焦点距離  $f$  のレンズによってフラズマの像を形成し焦点面において観測光の一部をシュリーレン・ナイフで遮って

おいたとする。光が“曲げられるために、ナイフで切り取られずに透過する光量が  $f\theta \times (\text{足数})$  だけ増加する。この結果、像面における光強度  $I$  のプラスマか存在しない場合の強度  $I_0$  に対する比は  $I/I_0 = (\Delta y + f\theta)/\Delta y$  となる。  $I$  の増分を  $\Delta I$  あらわせば“シユリーレン像のコントラスト”は

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{f}{\Delta y} \int \frac{\partial n}{\partial y} dx \quad (3-1)$$

である。例えば  $f=50\text{ cm}$   $\Delta y=0.1\text{ mm}$  の光学系を考え屈折率変化  $\alpha \approx 10^{-3}$ ,  $x$  方向のプラスマの大きさ  $L \approx 100\mu\text{m}$ ,  $\Delta y \approx 100\mu\text{m}$  とする。  $\Delta I/I_0 \approx 5$  となり、屈折率変化に対する非常に敏感であることが判る。したがってシユリーレンモードは屈折率変化の小さい低密度気体中の衝撃波の計測に有効な方法であると思われる。

シヤドウグラフは位相物体の屈折率の空間二階微分に比例するシヤドウと明暗物体のシヤドウとの合成である。

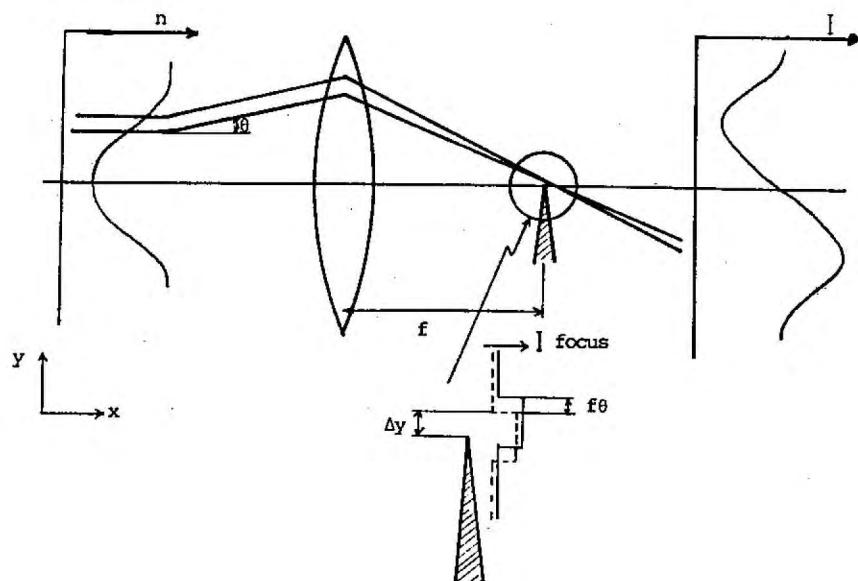


図3-1 シユリーレンモードの原理図

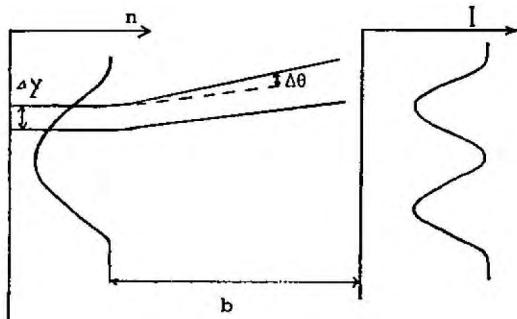


図3-2 シャドウ・グラフの原理図

図3-2に原理図を示した。屈折率に変化があるときに通ったビームは曲げられるだけでなく、その並りも変化し初期に $\Delta\theta$ だったビームの幅は $\Delta y + b\Delta\theta$ になり、単位長あたりの光量が低下する。像面での光強度比は

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\Delta y}{\Delta y + b\Delta\theta} = \left(1 + b\frac{\Delta\theta}{\Delta y}\right)^{-1}$$

であり、 $I$ の変化量に対して書き直すと

$$\frac{\Delta I}{I} = b \int \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} dx \quad (3-2)$$

を得る。実際には「結像レンズ」があるためにこのような効果は低減され、シリーレン法のように屈折率変化に対して敏感ではないと考えられる。又、屈折のため「凸レンズ」からはずれてしまうことによるシリーレン的な効果もあり、上記のような单纯なモデルでシャドウ・グラフのコントラストを議論することは困難である。どの程度の屈折率変化を持った衝撃波を観測することができるかは、実験的に判断するところが適切である。そこで著者は千歩シリーレン、シャドウ・グラフ 法による同時撮影の光学系を考案した。同時に撮影により各々の計測法の適用範囲が明らかとなり、又、密度計測におけるシエリーレン法及びシャドウ・グラフ法は千歩法によって求めた密度分布のクロス・チェックとの役割を果たす。

### §3-3 実験装置

#### 3-3-1 平面ターゲットによる実験

図3-3に全体の構成図を示す。発振器には Nd; YAG レーザーを用い、共振器ミラー間の間隔を 1.5 m にしてパルス間隔 10 ns のモード同期パルス列を得た。レーザーロッドとして  $5\text{mm}^\phi \times 75\text{mm}\ell$  のブリュースター・カートのものを用いた。モード同期用の可飽和色素には NDL-112 (日本感光色素) を用いた。出力ミラーは反射率 60% の平面鏡で全反射ミラーには曲率半径 6 m のものを用い TEM<sub>00</sub> の横モードで共振させた。增幅器には  $5\text{mm}^\phi \times 245\text{mm}\ell$  の Nd; ガラス・レーザーを用いた。直立させたグラン・テラー偏光子、KDP ポックルスセル、レーザー・トリガー・spark・キャップから成るパルス切り出し回路によつて 1 パルスを切り出した。プラズマ観測用の光を得るために  $45^\circ z - 42^\circ y'$  カットの KDP 結晶によつてレーザー光の第2高調波 ( $5320\text{\AA}$ ) を発生させ入射角  $45^\circ$  の2波長ミラーによつてプラズマ生成光 ( $1.06\mu\text{m}$ ) から離れた。観測光には最大 15 m の光学遅延路を設けた。これは最大 50 ns の光学遅延に相当する。 $1.06\mu\text{m}$  のレーザーを焦点距離 37 mm F 数 1 の非球面レンズによりターゲットに集光した。レーザービームの直径は 5 mm であるから照射の有効面積は  $\pi/4$  である。レーザーの集光直径は  $20\mu\text{m}$  である。レーザー光のエネルギーをモニターする為に非球面レンズの前面にビーム・スプリッターを置き、PIN フォト・ダイオードと CR 積分回路を組み合わせたカロリー・メーターを用いた。表3-1にレーザーのパラメータを示す。

ターゲットとして、内部の衝撃波を観測する為に可視光透過率の秀れたアクリル樹脂 (ポリ・メチル・メタクリレート ( $C_5H_{8O_2$ ))) の小方 (7 × 70 × 1 mm) を用いた。レーザー光は  $70 \times 1\text{mm}$  の面に集光

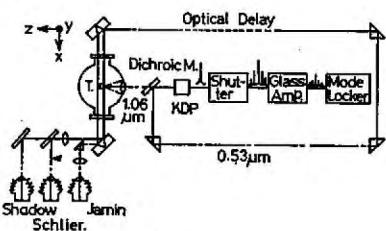


図3-3 実験配置

した。この面はあらかじめ光学研磨を行った。

レンズの軸方向の位置と集光面近傍でのバーン・パルス直径との実験曲線から焦点の位置を決定した。1回のレーザー照射ごとにターゲットを0.5mm<sup>z</sup>方向に移動させて新しいターゲット表面で実験を行った。ターゲットを取り換えた場合の焦点位置の再現性を確保するために、ターゲット面付近にミクロメーターを固定し、10~30倍の像を観測した。

干涉計用のミラーとして30mm<sup>ø</sup>×12mm<sup>l</sup>のアロティカル・パラレルを用い、前面をAl蒸着半透鏡、後面をAl蒸着全反射鏡とした。アロティカル・パラレルを2枚使用した干涉計はジャマン干涉計と呼ばれるもので屈折率変化のない時には干渉図はあらめはず、单色の干涉パルスとなり、プラスマ生成され屈折率が変化すると、干渉図が形成される。第1のジャマン・ミラーによつて分けられた二つのビームの内一方はプラスマを通過する物体光といし、他方はプラスマの背後(+z方向)を通る参照光とした。物体光と参照光は第2のジャマン・ミラーによつて合成され干涉を形成する。表面半透鏡で反射した物体光の一部はシャドウ、グラフ及びシリーレン計測用とした。シリーレン・ナイフの刃はターゲット垂直軸(z)に平行にしターゲット面に平行な方向(±方向)の密度勾配に敏感によるようにして。ナイフをリレーレンズの焦点に設置し観測光の半分を切り取った。シャドウ、

表3-1 レーザー・パルスマート

		プラスマ生成光	観測光
波長	[μm]	1.064	0.532
レーザーエネルギー	[mJ]	5	0.5
パルス幅	[ps]	30	30
レーザー・パルス	[W]	$1.7 \times 10^8$	$1.7 \times 10^7$
ビーム直径	[mm]	5	5-15
集光直径	[μm]	20	-
光束密度	[W/cm <sup>2</sup> ]	$5.3 \times 10^{13}$	$8.5 \times 10^7$

グラフはナイフの刃をミニマムレンズ光学系で撮影した。ターゲットの像は望遠鏡微鏡系によってフィルム上に10~30倍に拡大して撮影した。この光学系では焦点距離500mm F数5の望遠レンズ(NIKON)をリレーレンズとして実像を形成し焦点距離55mm F数1.8のカメラレンズ(MINOLTA)で接写した。光学系の空間分解能はターゲットの位置に種々の明暗格子を置きこれを撮影することにより測定した。望遠レンズをリレーレンズとして使用した場合、空間分解能は5μmでありレーザー限界と同程度であった。また焦点距離300mm F数5の両凸単レンズを用いた場合、球面収差のために分解能は15μmにまで落ちた。

### 3-3-2 球ターゲットによる実験

プラスコ生成用としてモード同期YAGレーザーと9段のガラス増幅器から成るレーザー・システム「激光II号」を使用した。このレーザー・システムは2-2で使用したものと同一である。ターゲットには2気圧の重水素ガスを封入した直径140~150mmのガラスマイクロバルーンを使用した。このように大きなマイクロバルーンでは均一な肉厚のもので非常に多く選択が困難であったため肉厚はサンフローリングによつて求め平均として1.5μmであった。パルス幅20psのレーザー光は非球面レンズ( $f=120\text{ mm}$ ,  $F/1.2$ )によりターゲット上に集光した。観測光を得るために主レーザー光の一部をビーム・スプリッタで取り出し、パルス幅を20psに圧縮して後にKDP結晶で第2高調波を発生させた。主レーザー光と観測光との同期精度は、光学遅延距離の測定精度で決まるため極めて正確である。ターゲットの像は屈折鏡や物語レンズによりフィルム上へ50倍に拡大された。空間分解能は明暗格子を撮影することにより測定した結果2μmであった。シャドウ・グラフの明暗は屈折率の空間に関する2次微小に比例する成分をもつので、屈折率が急激に変化するカットオフ深度以下の衝撃波フロントの観測が可能である。

### § 3-4 実験結果 及び 考察

#### 3-4-1 ターゲット内部の衝撃波<sup>2)</sup>

##### [1] 平面ターゲット

固体ターゲット内部へ発生する衝撃波の観測例を図3-4に示す。レーザー光はターゲット表面に集光した。図3-4(a)は観測時間を使わせた場合のシャドウ・グラフで観測時間はそれぞれ 14.7 ns, 28.5 ns (分解能 15 μm), 47.0 ns (分解能 5 μm) である。図3-4(b)は観測時間 47.0 ns におけるジャミング・グラフである。

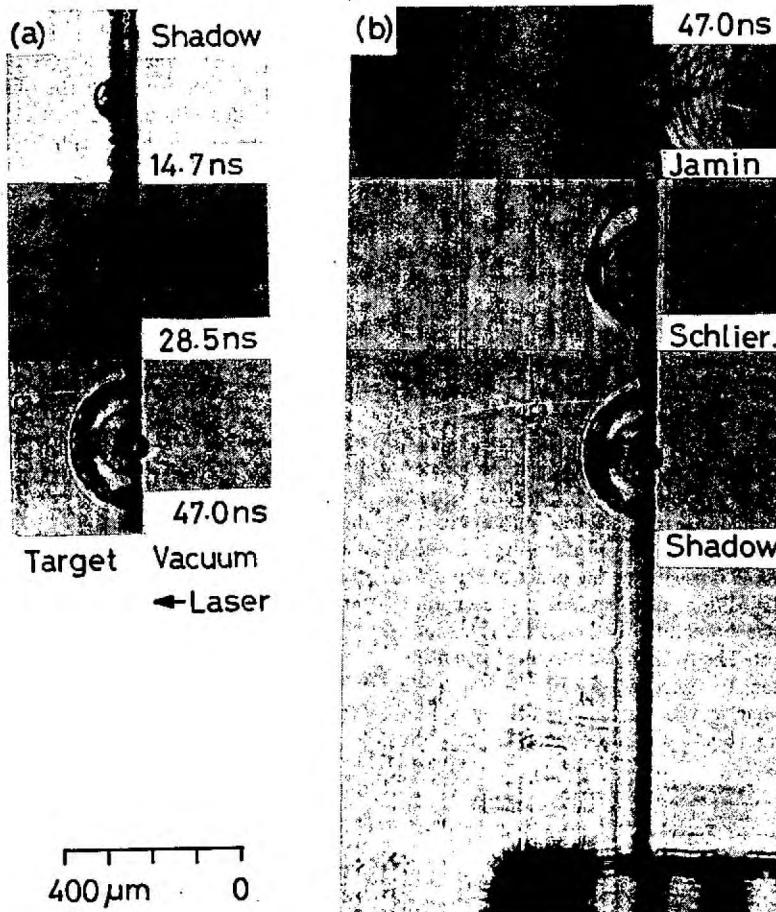


図3-4 固体ターゲット内部衝撃波の観測例

マンチネモ、シユリーレンモ、シャドウ・グラフモの同時計測の結果である。ミクロメーターはレーザー集光点から測定光学計側に1mmの位置にあり、その最小目盛は180 μmである。集光点に光学系の焦点を合わせるとミクロメーターはやや不鮮明になるが、これは被写界深度が0.5mm以下ためである。いずれもターゲット内部に伝播する半球状の衝撃波の存在が明らかである。固体内部の衝撃波は屈折率変化が大きい為あるいはメタリゼーション<sup>3)</sup>の為に、シャドウ・グラフによてもはっきりとその形状か確認出来た。

次に膨張プラスチックエネルギーを測定する為に、ターゲットを1気圧の空气中に置き空気衝撃波の観測を行った。図3-5にその結果を示す。気体中の衝撃波は屈折率変化が小さいためにシユリーレンモが適当であった。図から明らかのように空気中には、半球状の衝撃波と突起状の衝撃波が観測されている。後者はレーザーの異常吸収による生成された高速イオンによる驅動されたものである<sup>4)</sup>。5.5nsにおいてターゲット内部に衝撃波が観測されているのは、ターゲットエッジの影に重なっている為であると思われる。

図3-6はターゲット内部及び空气中にかけた半球状衝撃波のT-t 曲線である。ターゲット内部の衝撃波についてはターゲット垂直方向の伝播距離をプロットしている。実線は計算値、破線はアクリル中の音速の伝播を示す。 $(C_s = 3 \times 10^5 \text{ m/s})$ 。観測時間の間は音速に近い速度で伝播していることが判る。気体中衝撃波について

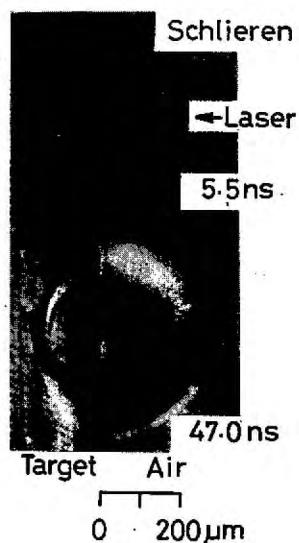


図3-5 気体衝撃波の  
シユリーレン写真

示す図の右側のプロット点はターゲット面に対して垂直方向と平行方向で平均した値を示す。室温での音波の伝播を破線で示す。

初期密度 $\rho$ の気体中で時間空間的に無限小の領域にエネルギー $E$ が解放された場合、形成される衝撃波はブラスト波として知られていおり、衝撃波フロントの半径 $r$ は

$$r = \left( \frac{f E t^2}{\rho} \right)^{1/5}$$

$$f(\gamma) = \frac{75}{16\pi} \frac{(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{3\gamma-1}$$
(3-3)

で与えられる。<sup>5)</sup> ただし $\gamma$ は気体の比熱比である。実験的に得られた衝撃波フロントの半径( $\approx 100\mu\text{m}$ )及び観測時間( $> 5.5\text{ ns}$ )はそれをレーザー集光半径( $10\mu\text{m}$ )及びレーザーハーピス幅( $30\text{ ps}$ )に比べて十分大きいので、ブラスト波の理論が成り立つと考えられる。空気中衝撃波について $\rho = 1.293 \times 10^3 \text{ g/cm}^3$ ,  $\gamma = 5/3$ ,  $E = 0.57 \text{ mJ}$ にて計算した $r-t$ 曲線を図3-6の実線で示す。実験結果はブラスト波理論曲線とよく一致し、膨張フラズマのエネルギーはレーザー・エネルギーの約11%であると結論できる。ここで簡単のために比熱比を $5/3$ としていたが、正確には相変化によるとの変化を考慮する必要がある。固体中に伝播する衝撃波からエネルギーを求めるには、経験的方程式を用いることか一般的に行われているが、経験則が成立する圧力はアクリルの場合  $1\text{ Mbar}$  まであり、レーザーフラズマの

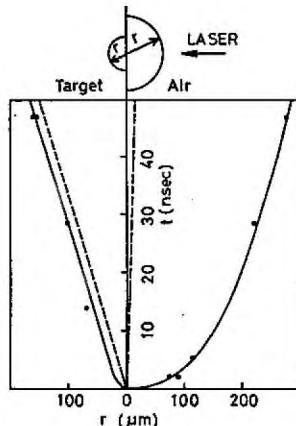


図3-6 衝撃波フロントの $r-t$ ダイアグラム

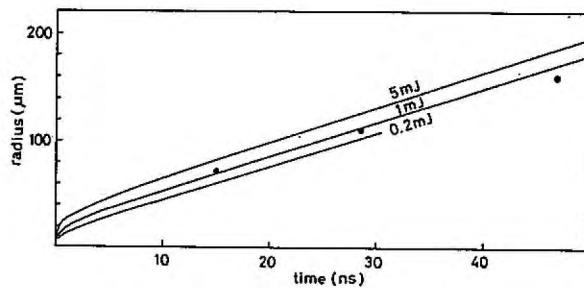


図3-7 衝撃波前方の気体の圧力を考慮したラスト波曲線と実験値

圧力はこれに比べて非常に高く(例えば  $T=100\text{ eV}$ ,  $Z=1$  とするも  $P=n_e(1+Z)T=32\text{ Mbar}$  となる。ここで  $n_e$ :アクリルの固体密度をもつた)、経験則が成り立つ保障はない。従ってここでは気体中の状態方程式が成り立っていると仮定する。実験プロットでは、衝撃波はほとんど音速に減速しているために、衝撃波前方の圧力を考慮する必要がある。このような場合には相似解(3-3)式は成立せず、流体力学式を数値的に解く必要がある。これは Brode によって計算された<sup>6)</sup>。図3-7にエネルギーを10ラマータ-1としたラスト波曲線を示す。実験結果は 0.2-1mJ(入射レーザーエネルギーの 4-20%)の曲線と一致する。

これまで述べてきたことにより、レーザー・エネルギーの 11% が膨張するイオンに与えられ、また 固体内で気体中の状態方程式が成り立つとして 4~20% の圧縮波に与えられることが判った。そこで次にピストンであるプラスチックの 10ラマータ-1を評価することにする。ターゲットは光に対して透明なアクリル( $C_5H_8O_2$ )であるが、レーザー光の遮断密度  $n_s = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  に対して、固体密度  $n_s = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  は 100 倍大きいためにターゲットが電離すればレーザー光に対して不透明となる。電離時間では近似的に

$$\tau_i = \left[ 0.8\pi a_0^2 n_n \sqrt{\frac{8kT_e}{m}} e^{-I_i/kT_e} \right]^{-1} \quad (3-4)$$

で表わされる。ここで  $a_0$  は原子半径、 $n_n$  は中性原子の密度、 $I_i$  はイオン化ポテンシャルである。 $a_0$  としてボーラ半径、 $I_i = 13.6 \text{ eV}$  を考慮し  $kT_e = 10 \text{ eV}$  のとき  $\tau_i = 1.5 \times 10^{-15} \text{ s}$  となる。レーザー光の周期は  $\lambda/c \sim 3.5 \times 10^{-15} \text{ s}$  であるから電離に要する時間はレーザー光の周期と同程度である。したがってレーザー・パルスに対してターゲットは不透明であり、固体表面の薄い層で吸収されると考えてよい。吸収されたエネルギーは固体内部へもたらされ電子の熱伝導によって運ばれる。100ナ秒レーザーであるからレーザー・パルスの間、プラズマの速度運動が無視できると考えられるとする。吸収されたエネルギーは密度を  $I$  とする、エネルギー・バランスと電子熱伝導の式より、電子温度  $T_e$  と熱波の伝播距離  $l$  にて

$$\left. \begin{aligned} It &= \frac{3}{2} nkT_e l \\ \frac{3}{2} nk \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial T_e}{\partial x} \rightarrow \frac{1}{t} \simeq \frac{2}{3} \frac{k}{n l^2} \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

が成立する。ここで  $k$  はボルツマン定数、 $n$  は電子密度、 $k$  は電子の熱伝導度であり。

$$k = b T_e^{5/2}, \quad b \simeq 2 \times 10^{-6} / Z_0 \quad (\text{cgs units})$$

であらわされる。熱波前方では温度が低いので熱拡散率  $Z$  は近似的に 1 と置く。(3-5)式より未知数  $l$  及び  $T_e$  は  $I$  や  $t$  の関数といふ

$$\left. \begin{aligned} l &= b^{3/4} \left( \frac{3}{2} nk \right)^{-1/4} I^{5/4} t^{7/4} \\ T_e &= b^{-1/4} \left( \frac{3}{2} nk \right)^{-1/4} I^{4/4} t^{2/4} \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

であらわされる。この関係は最初に Caruso によって求められた<sup>7)</sup>。 (3-6)式は  $0 \leq t \leq t_0$  (ではパルス幅) で定義される。空気中衝撃波とターゲット内部衝撃波のエネルギー和は吸収エネルギーを考慮せよ。これはレーザー・エネルギーの 15% から 31% であった。ここでは簡単のために吸収率 20% とする。レーザー・パルスが終った時刻  $t = 30 \text{ ps}$  における

$$l = 0.41 \mu\text{m}$$

$$T_e = 1.23 \times 10^6 \text{ K} = 106 \text{ eV}$$

である。ETD し電子密度として  $n = \bar{\chi} n_s$  ( $n_s$  は固体密度  $1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ )  $\bar{\chi}$  はコロナモデルに基いて  $T_e = 100 \text{ eV}$  に対して 2.9 である。このようにして直径  $20 \mu\text{m}$  (レーザーの集光直径) 長さ  $l$  の円筒状のプラズマが出来てあると考えられる。イオンは電子-イオンの緩和によつて加熱される。等分配時間  $T_{eq}$  は

$$T_{eq} = \frac{3mM}{8\sqrt{2}\pi n_i e^4 \bar{\chi} \ln \Lambda} \left( \frac{kT_e}{m} \right)^{3/2} \quad (3-7)$$

で与えられる<sup>8)</sup>。  $\bar{\chi} = 2.9$ ,  $n_i = n_s$ ,  $\ln \Lambda = 10$ , アクリルの平均質量数  $\bar{A} = 6.67$  すると、 $T_{eq} = 1.4 \text{ ps}$  であり、パルス幅より十分短い。すなはち  $T_e$  とイオン温度  $T_i$  とはほぼ等しいと考えられる。

## [2] 球面ターゲット<sup>9)</sup>

平面ターゲットにレーザー光を照射することにより固体内部へ進行する衝撃波が形成されることが明らかとなつた。ここでは球面爆縮核融合の実験において使用されている球状のガラス・エイクロバーレン内部の衝撃波を観測した。

図3-8 にレーザー・パルスの立ち上がりから測り、(a) 130 ps 及び (b) 200 ps でのシャドウ・グラフを示す。レーザー・エネルギーは  $3 \pm 1 \text{ J}$ 、パルス幅は 70 ps (半値幅) である。

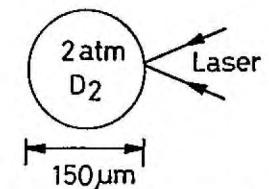
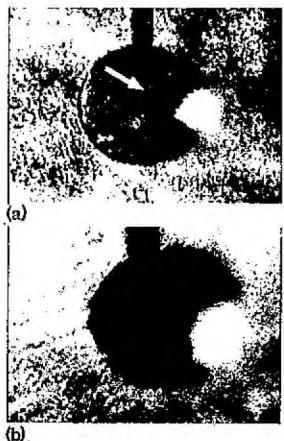


図3-8 ライタス・マイクロ・バルーン内部  
の衝撃波のシャドウ・グラフ  
(a) 130ps (b) 200ps



図(a)ではレーザー光をターゲット表面に集光した。ターゲット表面でのレーザー強度は約  $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  である。測定した電子温度は 500 eV である。レーザー光照射領域で明るく光っている部分から遮断密度領域から放出されるレーザー光の第2高調波であり、観測光と波長が等しい(?)にフィルターでこの光を減衰させることは出来ない。図3-8(a)においてマイクロバルーン内部の重心に衝撃波が観測されていることが明らかである。衝撃波の速度は時間平均として伝播距離を観測時間で割ったものと考えられ、 $5 \times 10^7 \text{ cm/s}$  であった。シャドウグラフ上の光強度は、屈折率の空間に関する二階微分に比例する結果があるため、衝撃波フロントの幅は明部と暗部の間隔であると考えられる(図3-9)。図3-8(a)における暗部があまり明らかではないが、この間隔が明部の幅の2倍程度程度を考えると  $10 \mu\text{m}$  となる。有限の時間間隔で測定しているため、実際の衝撃波フロントの幅はこれよりも大きい。図3-8(b)(200ps)

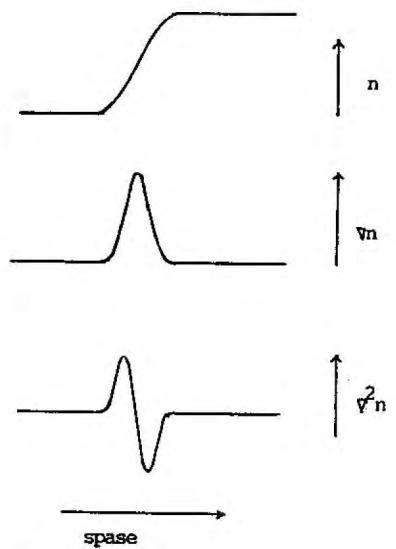


図3-9 衝撃波 フロントとシヤドウ グラフ  
の関係

におけるひずみ。熱伝導の下ためにターゲット全体が離離して観測光に対する不透明になつてゐる。

さうにひづみのようでは構成でこの衝撃波が形成されているかについて簡単のため一次元問題として取り扱う。まず「電子の熱伝導波がガラスの膜を破る時間  $t_i$  を評価する」(3-6)式において熱波の伝播距離  $s$  を膜の厚さと等しく置くことにより  $t_i = 10 \text{ ps}$  となる。ここで  $I = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $n_e = \bar{\chi} n_s$  ( $n_s = 6.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ),  $\bar{\chi} = 10$  として計算した。 $t_i$  は観測時間より十分短いので重水素と熱いガラス・プラスチックは初期における接觸していると考えることが出来る。初期における圧力不連続もった流体の運動は衝撃波の理論でよく知られているように高圧力気体中(ドライバー・ガス)には希薄波が伝わり、希薄波の裾の部分がピストンとして低圧力気体中(テスト・ガス)に衝撃波を形成する。<sup>5)</sup> 図3-10にその様子を示す。ここで添え字 0, 3 はそれぞれ低圧

及び高圧力気体中の初期物理量を示す。高圧力気体中の断熱希薄波の式、低圧力気体中の強い衝撃波におけるラニキン・ユゴニスの関係式及びヒストン(接触面)の条件  $P_1 = P_2$ ,  $u_1 = u_2$  を用いることにより、密度比  $\rho_3/\rho_0$  が大きい磁界で衝撃波の速度  $D$  及び後面での温度  $T_1$  が次のように求められる<sup>5)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} D &= \frac{\gamma + 1}{\gamma' - 1} C_3 \\ T_1 &= \frac{2\gamma'(\gamma - 1)}{(\gamma' - 1)^2} \frac{A}{A'} T_3 \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

ここで、 $\gamma, \gamma'$  はテストガス(低圧気体)及びドライバー・ガス(高圧気体)中の比熱比、 $A, A'$  はそれぞれの質量数を示す。 $C_3$  はドライバー・ガス中の音速である。一般にプラズマ中の衝撃波では電子の熱伝導が高いため衝撃波プロントの前方に前駆加熱層が張り出している<sup>5)</sup>。このために、重水素ガスはこの層中であらかじめ電離されていると考えられる。 $\gamma = \gamma' = 5/3$  を置くことによって出来るドライバー・ガスであるガラス・プラズマの音速は  $C_3 = \sqrt{(ZTe + 3Ti)/M}$  である。電子-イオンの等分配時間は固体密度において 1.4 ps であり (3-7) 式において  $Z = 10$ ,  $A = 20$ ,  $n_i = 6.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\ln \lambda = \delta$  として計算した)、考えている

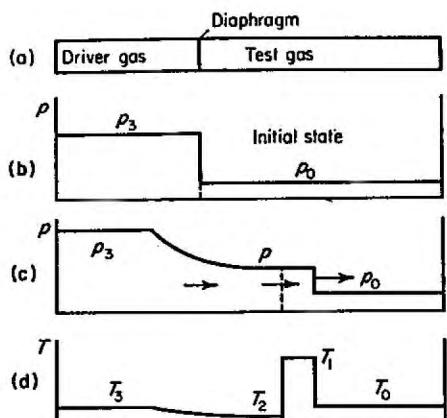


図 3-10 衝撃波管

時間( $\approx 100\text{ps}$ )に比べて十分短いので  $T_i \approx T_e = 0.5\text{keV}$  とみなすことが出来る。このようにして  $C_3 \approx 1.8 \times 10^7 \text{ cm/s}$  となり 衝撃波速度は  $D \approx 7 \times 10^7 \text{ cm/s}$  である。実験結果とより一致を示す。理論と実験の相異は、主として一次元を仮定したことによると思われる。

次に衝撃波プロントの厚さを評価する。プラズマ衝撃波の構造は前方から (1) 前駆加熱層、厚さ  $\Delta x_0$ 。(2) 粘性フロン、厚さ  $\delta$ 、(3) 電子-イオン緩和層、厚さ  $\Delta x_1$  これからなり、厚さの程度は  $\Delta x_0 \sim \Delta x_1 \sim (M/m)l_i$ ,  $\delta \sim l_i$  である<sup>5)</sup>(図3-11)。ここで  $l_i$  は イン-イオンの平均自由行程である。シャドウグラフでは密度変化の領域が観測されるので、プラズマ密度が急激に変化する粘性フロンを考えればよく。

$$\delta \sim l_i = 2.42 \times 10^{19} T_i [\text{keV}]^2 / Z^4 n_i \ln \Lambda \text{ cm}$$

で与えられる。ガスは重水素であるので  $Z=1$ 、4倍に圧縮されたイオン密度は  $n_i = 4.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  であるから  $\delta \approx 5 \mu\text{m}$

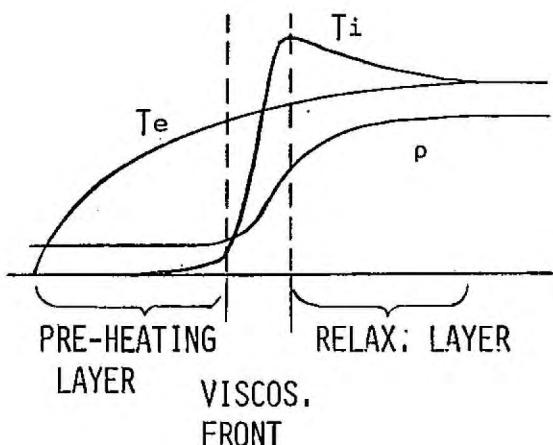


図3-11 プラズマ中の衝撃波フロンの構造

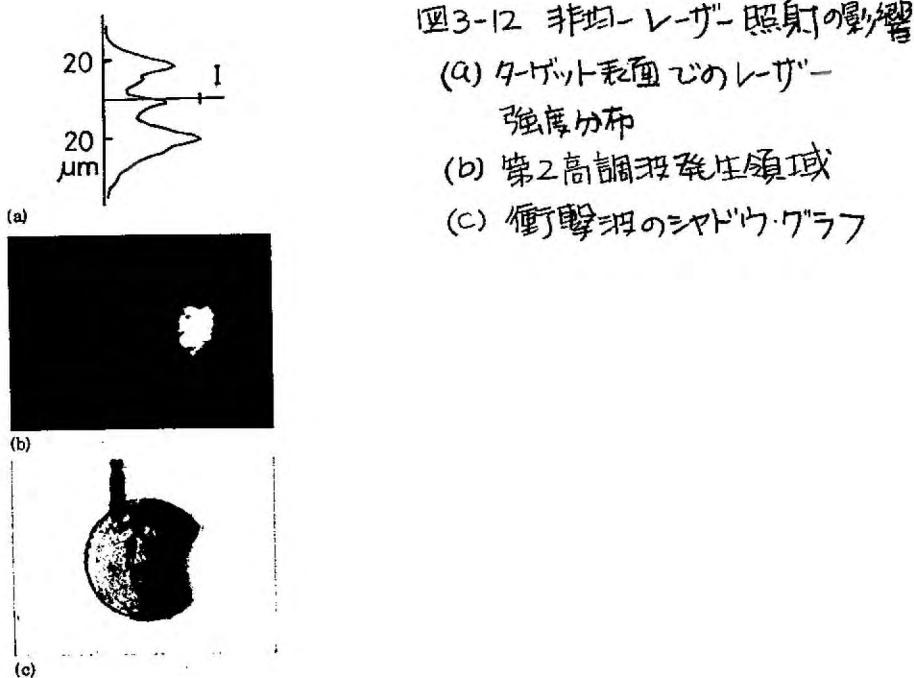
を得る。この値はマイクロ・バルーンの大きさに比して十分小さく、観測された衝撃波の厚さと同程度である。

このようにしてガラス・マイクロ・バルーン内部の衝撃波の発生機構について、初期に高温 高密度 ( $0.5 \text{ keV}$ , 固体密度) のプラズマが生成され、それが膨張し、膨張波(希薄波)の裾の部分がセストンとなって重力中心に衝撃波を駆動するという理解が得られた。この機構は、膨張の反作用により圧縮するいわゆるアブレーション・モードとは異なり、強い衝撃波モードの機構を考えることが出来る。

### 3-4-3 ターゲット表面に沿った熱伝導<sup>9)</sup>

レーザー爆縮核融合においては球状ターゲットの球対称を保ちながら圧縮を行うことが必要であるが、実際にはレーザー・ビームの数が有限であり、又、1本のビームの空間的な強度分布も一様でないことから、レーザー光を均一に照射することは非常に困難である。このため、ターゲット表面に沿った熱伝導によりレーザー照射の非一様性を緩和することが考えられている。正筋においては空間的に非一様なレーザー照射が圧縮の対称性を与える影響を調べるモデル実験を行い、表面に沿った熱伝導の効果について議論する。

レーザー照射の空間的な非一様性の効果を調べるために、レーザー光の集光位置をターゲット内部に変えた。CW-YAG レーザーによって測定したターゲット表面におけるレーザー光強度分布は図3-12(a)に示すように、焦点中心のピーカーと、それを取り囲むリング状の分布から成っていい。実際のレーザーでは、ビームのブレーキ・アップ、レーザーロッドの熱歪等のために CW-YAG レーザーの場合と全く同一の分布であるとは言えないが、図3-12(b)に示す



ように、レーザー・フローズンからの第2高調波発生領域は、(a)と相似の分布をしており、定性的には同一の分布と考えてよい。このような照射条件のもとで観測した衝撃波を図3-12(c)に示す。レーザー・エネルギーは5J、観測時間は160psである。レーザー強度分布に対応して衝撃波が3つに別かれていることが明らかである。(b),(c)は同一のレーザーショットで撮影したものである。この実験結果は、積方向の(ターゲット表面に沿った)熱伝導が良好ないことを示している。

熱伝導の方程式

$$\frac{3}{2}n k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial T_e}{\partial x}$$

より、温度が均一化される距離  $x_H$  は近似的に

$$x_H \approx \sqrt{\frac{k(T_e)t}{\frac{3}{2}n k}} \quad (3-9)$$

$$= 1.27 \times 10^4 (2.9313 + z)^{-1/2} T_e(\text{keV})^{5/4} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} t^{1/2} \sqrt{\ln z}$$

で与えられる。ここで熱伝導率  $\kappa$  は

$$\kappa = \epsilon \delta_T 20 \left( \frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{(kT_e)^{5/2} k}{m^{1/2} e^4 Z \ln \Lambda}$$

である。補正係数  $\epsilon \delta_T$  を

$$\epsilon \delta_T \approx \frac{0.3706 Z}{2.9313 + Z}$$

と近似すると、 $Z=1$  から  $Z=16$  までの範囲で Spitzer の計算値と 4% 以内の誤差で一致する。

もし横方向の熱伝導が遮断密度  $n_c$  以下の領域を通しておられるものとするとき、 $t = 10 \text{ ps}$  (10 ピロセカンドの 1/10) をしても  $X_H \approx 130 \mu\text{m}$  となる。ここで  $Z$  としてコロナモデルより求めた  $T_e = 500 \text{ eV}$  における値  $Z \approx 8.6$ 、 $n = n_c$  での  $\ln \Lambda \approx 2.3$  を使って計算した。レーザー強度分布の空間変化の長さは、図 3-12(a) において中心部の山と外側の山との間隔の 1/2 として  $10 \mu\text{m}$  であるから  $X_H$  はこれよりはるかに大きい。したがって、熱が遮断密度以下の中性子を通過しておられるとき、レーザー光の不均一性は十分平均化されるはずであり、実験結果を矛盾する。このようにして横方向の熱の流れは  $n_c$  以上の領域を通じて行われると考えられる。このような機構として、例えは図 3-13 に示すように、(a)  $n_c$  以下の領域の熱伝導が磁場の発生等によって制限され  $n_c$  以上の高密度領域の熱伝導だけによつて横方向に熱が流れることによる効果、もしくは(b) レーザーの光圧力によるセルフ・オーファシングによつてレーザー照射のない領域の密度が高くなるという効果が考えられる。

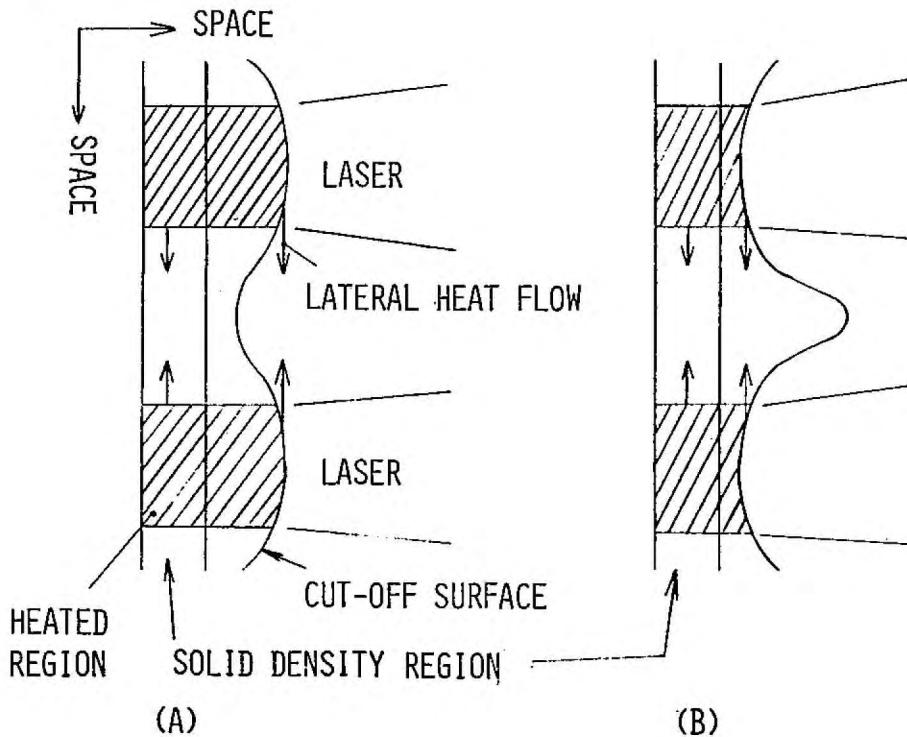


図3-13 種方向の熱伝導

### §3-5 むすび

爆縮過程を模擬して衝撃波形成の実験を行った結果、固体ターゲット内の圧縮波の存在を確認した。また、ガラス・エイクロ・ハーレーン内部の衝撃波の観測に初めて成功した。得られた結果をまとめると

- (1) 固体平面ターゲットを用いた実験により、レーザー・フローズ等によってターゲット中に衝撃波が駆動されることが明らかとなった。
- (2) 膨張フローズ等によって駆動される気体中の衝撃波はブリスト波であり、エネルギー計測に適していることが判った。この

結果求めた膨張プラスチックのエネルギーはレーザー・エネルギーの10%であった。

- (3) 固体ターゲット中に輸送されるエネルギーは気体中のエネルギー方程式が成立するとして、レーザー・エネルギーの4-20%であった。
- (4) 重元素を封入したガラス・エイクロハルーンを用いた実験においても燃料中に衝撃波が駆動されることが明らかとなった。
- (5) ガラス・プラスチック内側に膨張し、その膨張波の裾の部分がピストンとしての役割を果しているとするモデルにより衝撃波の速度及び衝撃波フロントの厚さが説明できた。この結果、単一の短いパルスによる爆縮の機構が明らかとなった。
- (6) レーザー照射の不均一性が衝撃波の形成に強い影響を与えることが明らかとなった。遮断密度以下の領域を通して熱が流れるとするレーザーの不均一性が緩和されるはずであり、ターゲット表面に沿った熱伝導が低下していることが判った。

### 第3章の文献

- 1) U.A. Bartori and E. Chen, *Plasma Physics* (IAEA, Vienna, 1965), p. 287.
- 2) H. Azechi, Y. Sakagami, T. Yamanaka and C. Yamanaka, *J. phys. Soc. Japan* 42, 1362 (1977).
- 3) A.A. Birshtein, M.S. Tarasov and V.A. Tsakerman, *Sov. Phys. JETP* 11, 15 (1960).
- 4) H. Azechi, Y. Sakagami, T. Yamanaka and C. Yamanaka, *Appl. Phys. Lett.* 30, 187 (1977).

- 5) Ya.B. Zeldovich and Yu.P. Raizer, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, edited by W.D. Hayes and R.F. Probstein (Academic, New York, 1966)
- 6) H.L. Brode, J. appl. Phys. 26, 766 (1955).
- 7) A. Caruso, in Laser Interaction and Related Plasma phenomena, edited by H.J. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1971), p.289.
- 8) L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, (Interscience, New York, 1962).
- 9) H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka, T. Norimatsu, T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Appl. Phys. Lett. 32 216. (1978).

## 第4章 エネレギー輸送過程

### §4-1 はじめに

レーザー光は逆制動輻射過程(古典吸収)と共鳴吸収過程によりプラズマに有効に吸収され、散乱損失は長パルスにおいても抑えられることが第2章で明らかになった。また第3章ではこのようにして吸収されたエネルギーによってターゲット内部に衝撃波が形成される事を明らかにした。一段の衝撃波では平面の場合、圧縮率は4倍から最大であり、球形衝撃波においても30倍程度であるから、 $10^3$ - $10^4$ 倍の圧縮率を得るには、多段の衝撃波を燃料ペレット中心で同時に集中させなければならぬ。この為には遮断密度領域で吸収されたエネルギーの輸送過程を解明する必要がある。エネルギー輸送の機構としては古典的な熱伝導、高速粒子による輸送、X線の再吸収の3種が考えられる。これらの微視的な機構について詳細を調べることはもちろん重要であるが、工学的な見地からは上記の機構による輸送過程の結果、衝撃波に与えられるエネルギーを測定する必要がある。

第3章においてエネルギー測定の方法としてプラスト波法や有効である事が判った。しかし輸送エネルギーを評価する場合は、固体ターゲットではその性能方程式が十分説明されているとは言えず、またガラス・マイクロ・バルーンではターゲット表面が早い時期に電離され観測光に対して不透明になるため、いずれも適切な方法であるとは言い難い。本研究では薄膜ターゲットをヘリウム・ガス中に設置しターゲットの前面(レーザー照射側)と後面に形成される衝撃波を観測する方法を採用了。ターゲットとしては低反射率のミラ・フィルム及びホーリ・バーを用いて輸送エネルギーの

レーザー強度依存性を調べた。また特に熱伝導以外の機構による輸送現象を調べるために高反射率の金を裏打ちして同様な測定を行った。

#### §4-2 実験装置及び結果

使用したレーザー・システムは激光Ⅱ号で、第2章§2-4で述べたものと同一である。実験装置の概略を図4-1に示す。10 Torr のヘリウム・ガス中に設置した平面ガラス薄膜ターゲットに F数 1.2, 焦点距離 120 mm のレンズを用いてレーザー光を垂直に入射させた。ターゲットが存在しない場合にはヘリウム・ガスがプラズマ化しないことをあらかじめ確認した。ターゲット面上での時間積分したレーザー光の強度分布を図4-2に示す。(a) は焦点までの分布、(b) は焦点からターゲット表面から約 100 μm 内部の場合の分布である。実験は主として (b) のレーザー光強度分布を行った。レーザーのパルス幅は 230 - 250 ps (半値幅) である。焦点位置を一定に保ち、ターゲット面上でのレーザー強度を  $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  から  $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  まで変化させた。

レーザー照射側(前面)にはアブレーション・イオンにより駆動された衝撃波が形成される。プラズマ中に輸送されたエネルギーはターゲット裏面に向うイオンの運動エネルギーとなり、後面にも衝撃波が形成される。これらの衝撃波はやがて長い時間の後、ブラスト波となり初期エネルギーの情報を持つといふことが期待できる。初期密度  $\rho_0$  のガス中で時間・空間的に無限小の領域にエネルギー E が解放された場合、球状の衝撃波が形成され、その半径は第3章で与えたように、

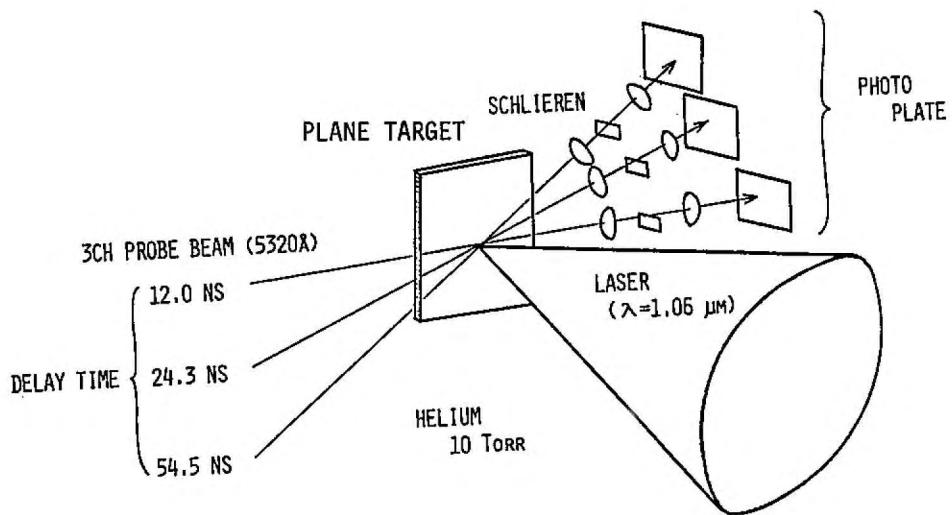


図 4-1 実験配置

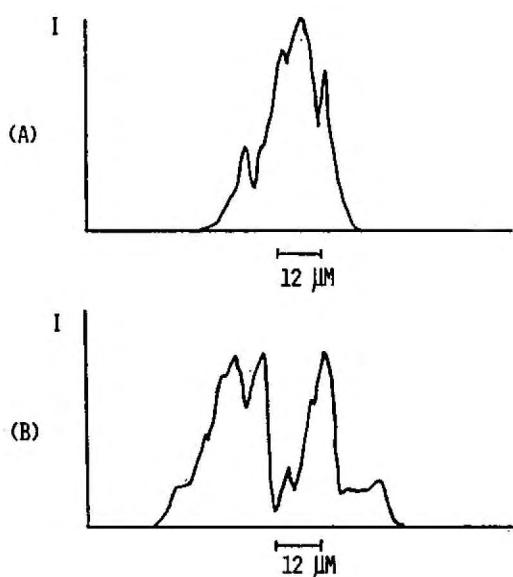


図 4-2 焦点、近傍でのレーザー光の強度分布

$$R = (f(\rho) \cdot \tau^2 / \rho)^{1/5} \quad (4-1)$$

$$f(\rho) = \frac{75}{16\pi} \frac{(\rho-1)(\rho+1)^2}{(3\rho-1)}$$

とする。<sup>1)</sup> ここで  $\tau$  とは比熱比である。  $\tau = 0.727$  ラスト波の  $R$ - $\tau$  関係を測り定ければ "エネルギー"  $E$  を求めることが可能である。ここで衝撃波の観測現象を 3チャンネルのシリーレンモードにより行った。シリーレン系は以下の通りである。焦点距離 300 mm, F 数 1/14 のアクロコトレンズによりプロラズマの像を 1 对 1 倍率レーザーし、その実像を焦点距離 50 mm, F 数 2.0 のカメラレンズにより  $\times 2.0$  または  $\times 3.6$  の倍率で撮写した。シリーレン・タイフはタガット表面に対して垂直な軸と平行にした。観測用 KDP 結晶によつて発生させた第 2 高調波 ( $5320 \text{ Å}$ ) であり観測時間はレーザー光に対して 12.0 ns, 24.3 ns 及び 54.5 ns である。

### [1] 低反射タゲット

タゲットには 3 mm 厚のユラ・フルレ (C<sub>10</sub>H<sub>8</sub>O<sub>4</sub>) を使用した。

図 4-3 に典型的な 3 つのレーザー光強度領域での衝撃波を示す。レーザー光は左側から照射されている。前面 (レーザー照射側) の衝撃波は測り定めたすべてのレーザー強度において半球形であったのに対し、後面ではレーザー強度が低い場合 ( $I < 5 \times 10^{14} \text{ W}/(\text{cm}^2)$ ) は半球形の衝撃波ではなく、中間の強度の場合 ( $5 \times 10^{14} < I < 5 \times 10^{15} \text{ W}/(\text{cm}^2)$ ) タゲット垂直に強い方向性をもつジェット状の衝撃波が形成された。レーザー光強度を更に大きくすると ( $I > 5 \times 10^{15} \text{ W}/(\text{cm}^2)$ ) 再び半球形に近い形状に戻る。

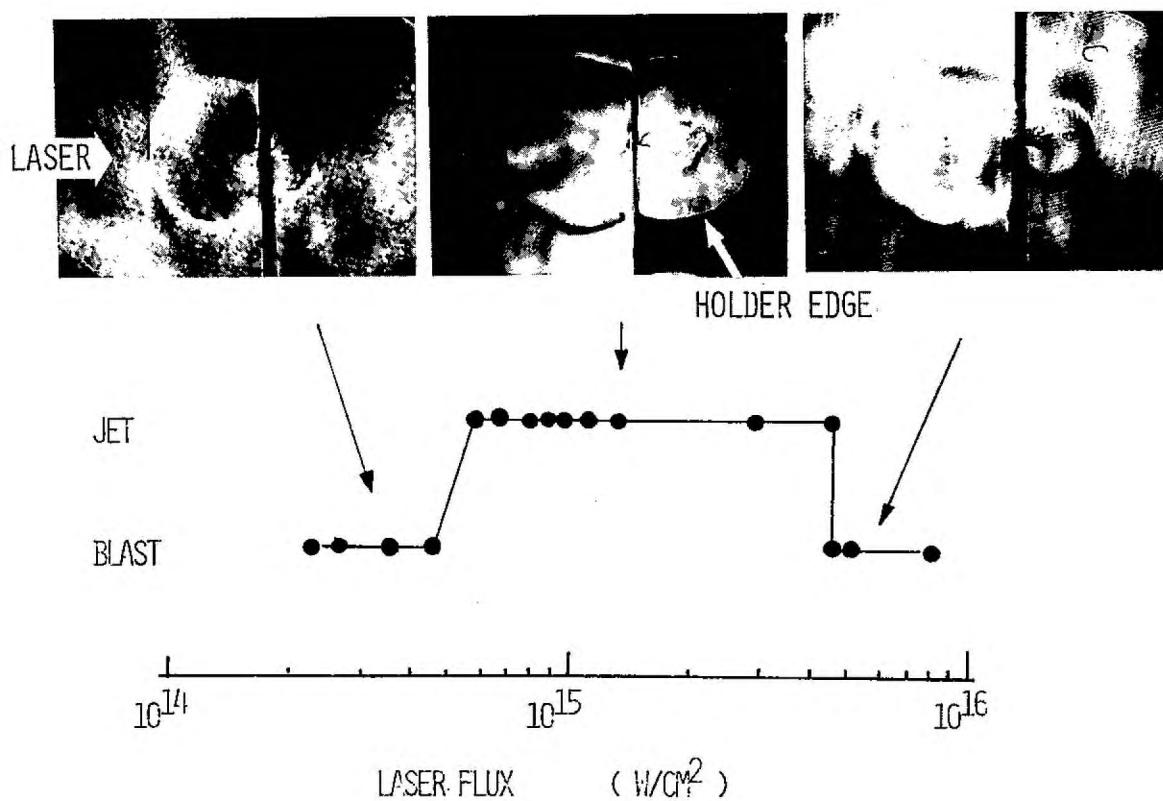


図4-3 衝撃波のレーザー強度依存性

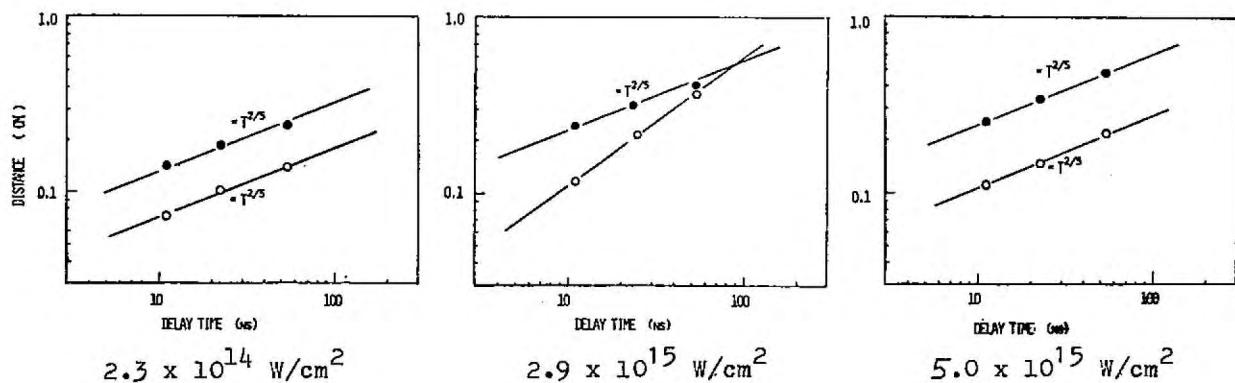


図4-4 衝撃波フロントの伝播特性  
●印；前面 ○；後面

$2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  以下では、後面に衝撃波が観測されたなかった。これは最も短い観測時間 12.0 ns より以前に衝撃波が減衰したためと考えられる。衝撃波フロントの半径の時間変化を図 4-4 に示す。前面の衝撃波においても、完全な半球状ではなく、いいないためどの点を半径としてプラズマ理論と比較するかに問題が残るが、ここではターゲット面上に平行な方向の最大半径を比較した。ジェット丸の衝撃波については半径を定義できないために、ターゲットからの距離をプロットした。半球丸に近い衝撃波はほぼ  $7/5$  则に乗っているのに対し、ジェット丸の衝撃波は等速運動に近

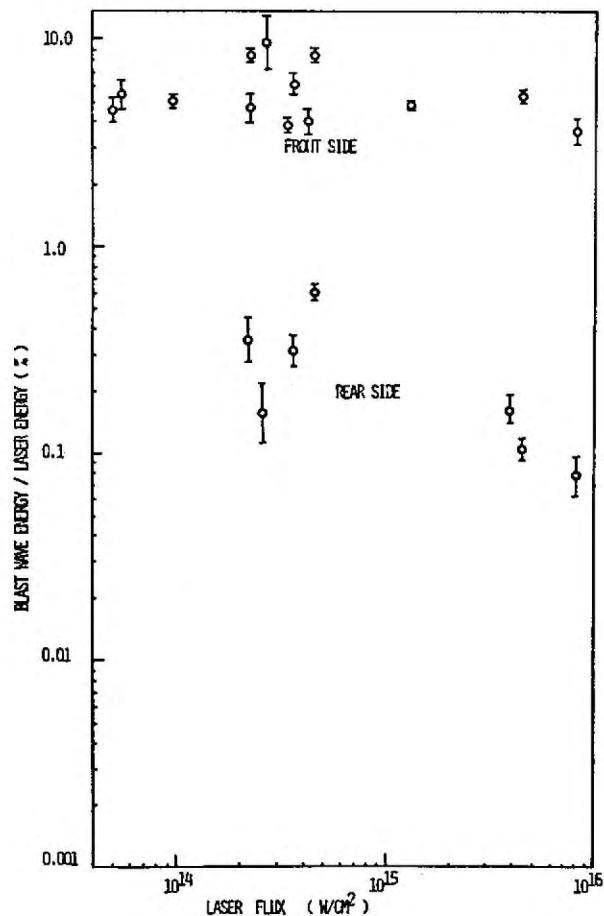


図4-5 入射エネルギー規格化  
したプラズマエネルギーの  
レーザー強度依存性

11こでが半りる。観測時間はレーザーのハーフスリット幅に比べて十分長く、レーザーの集光径も衝撃波の大きさに比べて十分小さいので半球衝撃波はブラスト波とみなして差しつかえないと考えられる。図4-5にはこのようにして求めた前面及び後面ブラスト波エネルギー  $E_f$ ,  $E_r$  の入射エネルギー  $E_0$ に対する比を示した。 $E_f/E_0$ はレーザー強度が  $5 \times 10^{13}$  から  $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  までの範囲でほぼ一定値を示し  $5 \sim 10\%$  であった。これに対し後面ブラスト波エネルギー  $E_r/E_0$  はレーザー強度とともに減少する傾向を示した。

ターゲットの厚さを  $6 \mu\text{m}$ ,  $12 \mu\text{m}$  としたときにあわせても後面ジェット衝撃波が観測された。また  $0.1 \mu\text{m}$  のドライバー（ポリビニルアルコール  $\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_2$ ）を使用した場合にはジェット衝撃波は形成されずターゲット前面と後面で対称的なブラスト波となつた。（図4-6）

## [2] 高反射物質を裏打ちした二重構造ターゲット

高反射物質により高速粒子、X線による燃料の前駆加熱を防ぐターゲット構造が考えられている。これをモデル化するために  $3 \mu\text{m}$  厚のエラ・フィレムに金を蒸着したものを作成し、エラ側からレーザー光を照射して同様の測定を行った。金の厚さは  $0.17 \mu\text{m}$  から  $0.6 \mu\text{m}$  まで変化させた。図4-7(a)に測定結果の一例を示す。測定した全でのレーザー強度において前面・後面ともにブラスト波が形成された。図4-7(b)に前面及び後面ブラスト波エネルギーのレーザーエネルギーに対する比をレーザー強度の関数として示す。前面ブラスト波エネルギー比  $E_f/E_0$  は、エラドリの場合と同様にほぼ一定の値を示した。後面ブラスト波エネルギー  $E_r$  は  $10^{15}$  から  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  の範囲で前面ブラスト波エネルギー  $E_f$  の  $1/100$  程度となつた。

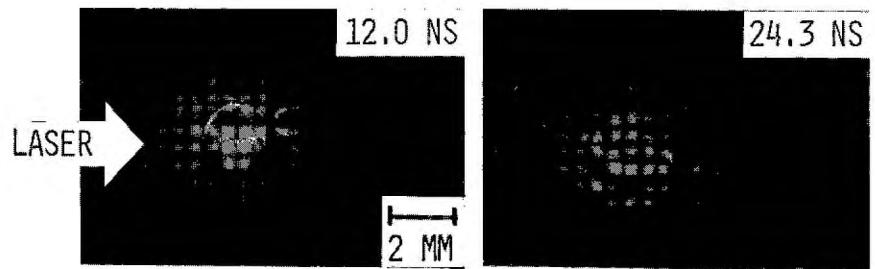
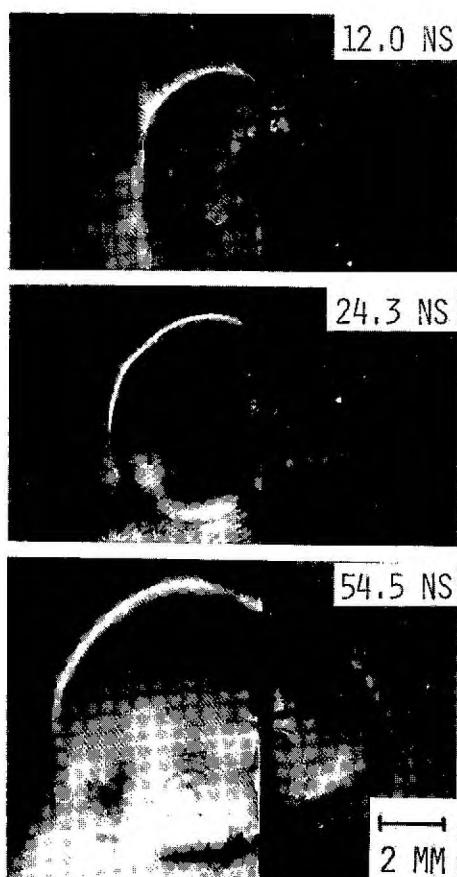


図4-6 ポリイミドコートアルマーレ  $0.1 \mu\text{m}$  ターゲットでの衝撃波  
( $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ )



(a) Au  $0.3 \mu\text{m}$  裏打ちターゲット  
 $I = 4.8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$

(b) 入射エネルギーで規格化したプラスト波  
エネルギーのレーザー強度依存性

図4-7 金を裏打ちしたターゲットでの衝撃波

二重構造ターゲットでは、ジェット衝撃波は形成されず、後面は常にブラスト波であった。低エネルギーターゲットの場合、膜厚を6μm, 12μmにしてときも、ジェット衝撃波が形成されたことから、単にターゲット質量が増加した結果であるとは考えられず、高エネルギー質の現象である。

#### §4-3 検討

3μm低エネルギーターゲットでの実験結果をまとめると以下のようにある。

- (1) 前面の衝撃波は測定した全てのレーザー強度において半球状のブラスト波となり、そのエネルギーはレーザー・エネルギーの5~10%の範囲で一定であった。
- (2) 後面の衝撃波は $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 以下でブラスト波となるが、それ以上のレーザー強度では、ジェット状の等速衝撃波となった。さらにレーザー強度を増し、 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 以上になると再びブラスト波に近い半球状の衝撃波となった。
- (3) エネルギー輸送の効率はレーザー強度の増加に伴い減少する傾向を示した。

ジェット状の衝撃波が形成されるためには、ターゲット垂直方向に強い方向性を持ったエネルギーの流れが存在しなければならぬ。このように強い方向性をもつ過程として(1)高速電子によるエネルギー輸送、(2)磁場の発生によるプラズマ流のコリメーション<sup>2)</sup>、(3)熱伝導が何らかの原因により低下し、圧力勾配が117までも存在するためにターゲットを後方に押し続けることが考えられる。

エネルギー輸送過程として最近、X線の再吸収の

重要性が指摘されている<sup>3)</sup>が、X線が強い方向性を持つことは考えられず、また低Z物質中の吸収長は長いため、ジェット衝撃波の原因であるとは考えられない。一方エネルギーEの高速電子の平均自由行程 $l_{ei}$ は、電荷数Z、イオン密度n<sub>i</sub>中で

$$l_{ei} = 7.7 \times 10^{18} \frac{E^2 (\text{keV})}{Z^2 n_i \ln \Lambda} \quad (4-2)$$

で与えられる。 $E=15 \text{ keV}$ の場合、 $Z=4.55$ (ヨウ素の平均電荷数)、 $n_i = 9.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ とすれば $l_{ei} = 0.8 \mu\text{m}$ となりこれはターゲットの厚さより短い。従って内向きの高速電子はターゲット内部で散乱され方向性をもったイオンは後方へは出てこないと考えられる。ターゲットの厚さを $6 \mu\text{m}$ 、 $12 \mu\text{m}$ にした場合もジェット衝撃波が形成され、また $0.1 \mu\text{m}$ のターゲットの場合も形成されなかったことは、いざれも、高速粒子がこの衝撃波を駆動しているのではないことを示している。次に磁場の効果であるとするにターゲット前面ではプラスト波になることが説明できます。さらに $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 以上で磁場が発生しても $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 以上で再びプラスト波に近くなることが説明出来ない。そこで以下では熱伝導の効果だけを考えることにする。

プラスト波形成の過程では、初期においては膨張プラズマがピストンとしてガスを押し、通常の衝撃波を形成するが、プラズマの圧力が衝撃波後面の圧力より低下してしまうと、ピストンは減速することになり衝撃波はプラスト波に近づいて行く<sup>4)</sup>。従ってプラズマの平均圧力が衝撃波後面の圧力を等くくなるまでの時間 $t_p$ が観測時間に比べて十分短ければ、衝撃波は常にプラスト波として観測されることになる。この時間の大きさを非常に単純化したモデルで評価する。初期半径 $r_0$ 、温度 $T_0$ 、密度 $\rho_0$ のプラズマが、密度 $\rho_g$ のガス

中へ一様な 温度、密度分布を保ちながら 断熱膨張する  
と考え、膨張フロントの速度は初期の音速  $C_0$  で一定と  
する。時刻  $t$  において 半径、温度、密度がそれぞれ  $r$ ,  
 $T, \rho$  に  $t$  による  $\propto$  する。断熱条件より  $(\rho/\rho_0) \sim (r_0/r)^3$ ,  
 $(T/T_0) \sim (r_0/r)^2$  であるから、圧力を衝撃波後面  
の圧力  $[(\gamma+1)/2] \rho_0 C_0^2$  に等しいとして

$$t_p \sim \frac{r_0}{C_0} \left( \frac{3}{4} \frac{\rho_0}{\rho_g} \right)^{1/5} = 360 \text{ ps} \quad (4-3)$$

を得る。ここで  $r_0$  として レーザー光の焦点直径、ターゲット厚さの  
円筒プラズマと同じ体積をもつ 球の半径をとり、 $C_0 \approx 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$  とした。この時間は観測時間に比べて  
十分短い。実験では 前面衝撃波は常にプラスト波と  
なるており、 $t_p$  は十分短いと考えて良いと思われる。このよ  
うに 衝撃波から プラスト波への遷移時間を無視する  
ことが出来るので、後面の衝撃波が プラスト波によるか  
ジェット状の衝撃波になるかは、熱波が ターゲット裏側  
まで達する 時間  $t_b$  と 観測時間  $t_{\text{observe}}$  の大小関  
係で決まる。すなむち

$$\begin{cases} t_b \ll t_{\text{observe}} & \text{の場合 プラスト波か} \\ t_b \approx t_{\text{observe}} & \text{の場合 ジェット衝撃波か} \end{cases} \quad (4-4)$$

形成されると考えられる。

図4-8に熱波の伝播特  
性を 距離  $L$  を 時間  $t$  の  
関数として示す。初期  
においては 熱波は超音  
速で進行する為に プラ  
ズマの流れ体運動を無視  
することが出来る。後期  
においては、流れ体運動  
を伴った熱波 すなむち

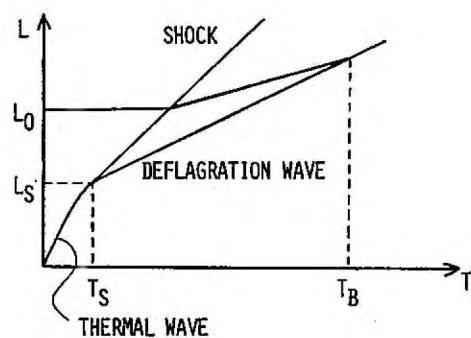


図4-8 熱波の伝播特性

燃焼波 (Deflagration Wave) として伝播する。このようにして熱波がターゲット中で音速に減速するまで進む距離  $l_s$  をターゲットの厚さ  $l_0$  の大小で熱波が支配的か燃焼波が支配的かが決まる。すなはち

$$\left\{ \begin{array}{l} l_s > l_0 \text{ では熱波が支配的となり強い} \\ \quad \text{衝撃波モードに近くなる} \\ l_s < l_0 \text{ では燃焼波が支配的となり} \\ \quad \text{アブレーションモードとなる} \end{array} \right. \quad (4-5)$$

流れ運動が熱波の伝播に比べて無視出来る場合 ( $t < t_s$ ) をまずはじめに考える。熱波の伝播距離  $l$  を電子温度  $T$  の吸収されたエネルギー流束密度  $I$  を時間  $t$  に対する関係は第3章の(3-6)式で求めたように

$$\left. \begin{array}{l} l = b^{2/9} \left(\frac{3}{2}nk\right)^{-7/9} I^{5/9} t^{7/9} \\ T = b^{-2/9} \left(\frac{3}{2}nk\right)^{-2/9} I^{4/9} t^{2/9} \end{array} \right\} \quad (4-6)$$

で表わされる<sup>5)</sup>。ここで  $b = 2 \times 10^{-6}/\Xi$ 。(cgs 単位系) で、熱波前方の電離度  $\Xi_0 = 1$  である。 $l$  の時間微分を音速  $C_s = \sqrt{\Xi T/M}$  に等しいと置くことにより、

$$\left. \begin{array}{l} t_s = \left(\frac{7}{9}\right)^3 b \left(\frac{M}{k\Xi}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{2}nk\right)^{-2} I \\ \quad \simeq 2.92 \times 10^{20} \left(\frac{A}{\Xi}\right)^{3/2} \frac{I [W/cm^2]}{n^2} \\ l_s = \left(\frac{7}{9}\right)^{7/3} b \left(\frac{3}{2}nk\right)^{-7/3} \left(\frac{M}{k\Xi}\right)^{7/6} I^{4/3} \\ \quad \simeq 5.48 \times 10^{30} \left(\frac{A}{\Xi}\right)^{7/6} n^{-7/3} I [W/cm^2]^{4/3} \end{array} \right\} \quad (4-7)$$

が得られる。ここで  $A$  は質量数である。流れ運動が始まる前にターゲットが全部熱化される条件  $l_s > l_0$  は(4-7)式より求めることが出来、

$$I > I_B = \left(\frac{7}{9}\right)^{-7/4} b^{-3/4} \left(\frac{3}{2} nk\right)^{7/4} \left(\frac{M}{RZ}\right)^{-7/8} l_0^{3/4}$$

$$\approx 8.83 \times 10^{-24} n^{7/4} \left(\frac{A}{Z}\right)^{-7/8} l_0^{3/4} [W/cm^2]$$

$$= 2.67 \times 10^{15} W/cm^2 \quad (4-8)$$

である。数値はエラタゲットでの値  $A \approx 8.73$   $Z \approx 4.55$   
 $n = Z \times (9.6 \times 10^{22}) cm^{-3}$ ,  $l_0 = 3 \mu m$  を用いて計算した。  
 このようにして  $I > I_B$  では燃焼波は形成されず"ターゲット  
 を破る時間  $t_b$  は超音速の熱波だけが決まり、(4-6)  
 式において  $l = l_0$  を置くことによつて

$$t_b = b^{-2/7} \left(\frac{3}{2} nk\right) l_0^{9/7} I^{-5/7}$$

$$= 8.80 \times 10^{-20} n l_0^{9/7} I^{-5/7} [W/cm^2] \quad (4-9)$$

を得る。熱波が支配的な領域 ( $I > I_B$ ) では(4-9)式  
 により  $t_b$  は  $10 \mu s$  以下である。燃焼波はピストンを  
 働か<sup>6)</sup>ために、膜が破れる時間は長くなる。図4-9に  
 燃焼波が形成されたときの  $l-t$  タイグラム、及びある  
 時刻での密度分布を示す。この  $l-t$  曲線は図4-8に  
 おいて  $l = l_s$ ,  $t = t_s$  を原点としたものである。ここで  
 入りは燃焼波、出は流体、入りは衝撃波の静止系から  
 みて速度である。チャップマン=ジュゲー (C-J) 点は燃焼  
 波に乗った座標系からみて流速が音速になる点である<sup>7)</sup>。  
 燃焼波はピストンの役割をするか、通常のピストンより異  
 り、流体は少しずつ漏れて真空中へ飛出する。このため入り  
 と出には速度差が生じる。強い衝撃波に対するランキン=  
 ユゴニオの関係式を用いると燃焼波が膜の後面に達  
 するのに要する時間  $\tau = t - t_s$  は

$$\tau = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{l_0}{\lambda_D - u} \quad (4-10)$$

で与えられる。燃焼波に乗った座標系で前面と後面  
 の質量保存則は

$$\frac{u - \lambda_D}{C_{CJ}} = \frac{n_{CJ}}{4n_s} \quad (4-11)$$

である。ここで  $n_{CJ}$ ,  $C_{CJ}$  は C-J 点での密度及び音速であり、 $4n_s$  は衝撃波後面の密度 ( $n_s$  は固体密度) である。 $n_{CJ}$ ,  $C_{CJ}$  は高部にあって解析された方法<sup>8)</sup> を使つて次のようによく求められる。燃焼波は定常であると考えているのでエネルギー注入は必要ではないか。衝撃波によつて圧縮される領域および真空中に膨張する領域は非定常であり、エネルギー注入が必要となる。圧縮領域でのエネルギーは膨張領域のエネルギーに比べて小さいので前者を無視する。膨張領域では燃焼波に乗つた座標系  $x$  (+ $x$  が真空側) で

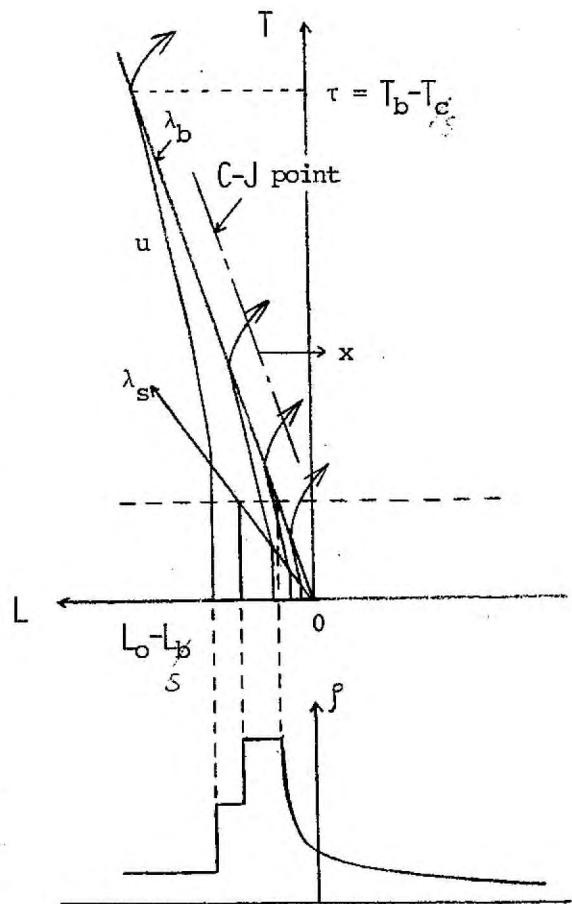


図 4-9 燃焼波の伝播

$$\left. \begin{aligned} n_i &= n_{CJ} \exp\left(-\frac{x}{C_{CJ} t}\right) \\ u &= C_{CJ} + \frac{x}{t} \end{aligned} \right\} \quad (4-12)$$

が成立する。従つてこの領域のエネルギーは

$$\begin{aligned} E &= \int_0^\infty \left( \frac{1}{2} M n_i u^2 + \frac{3}{2} \bar{\gamma} n_i T_{CJ} \right) dx \\ &= 4n_{CJ} M C_{CJ}^3 t \end{aligned} \quad (4-13)$$

で与えられる。一方遮断密度近傍で吸收されたエネルギー束は電子によって運ばれるので

$$I = f n_c m v_e^3 \quad (4-14)$$

が成立する。ここで  $f$  は熱流の減衰係数であり、 $f \leq 0.4$  である。 $\dot{E}$  を (4-14) 式を等しいと置くことにより、

$$\left. \begin{aligned} n_{cJ} &= \frac{1}{4} f \sqrt{\frac{M}{m}} n_c z^{-\frac{3}{2}} \\ c_{cJ} &= \sqrt{\frac{z T_{cJ}}{M}} = \sqrt{z \left( \frac{m^{\frac{1}{2}}}{f n_c} I \right)^{\frac{2}{3}} / M} \end{aligned} \right\} \quad (4-15)$$

を得る。ただし遮断密度面とチャップン＝ジュゲー点での電子温度は等しいとして。(4-15)式を (4-11)式に代入することにより膜が破れるまでの時間  $t_b$  は

$$\begin{aligned} t_b - t_s &= \bar{t} = \frac{1}{4} m^{1/3} n_c^{-2/3} n_s z^{-1} f^{-2/3} I^{-1/3} (l_0 - l_s) \\ &\propto f^{-2/3} I^{-1/3} \end{aligned} \quad (4-16)$$

で与えられる。導出過程で明らかのように (4-16)式はチャップン＝ジュゲー点から遮断密度面より内側にある場合にのみ成立する。したがって

$$f \leq 4 \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} z^{1/2} \approx 0.066 \quad (4-17)$$

の場合には (4-16)式を用いることが出来ない。

このようにして

$I > I_B$  に対しては (4-9)式

$I < I_B$  に対しては (4-16) や (4-7)式

を用いて  $I$  の閾値を定め  $t_b$  を計算したもののが図 4-10 である。パラメータは  $f$  である。 $I > 2.7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  では強い衝撃波モードとなる(つまり)、ターゲットは 10 ps 以下の間に

全て熱化される。  
 $I < 2.7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$   
 ではアブレーション駆動  
モードとなる。もし熱  
流の減衰が $f$ ない  
( $f \approx 0.4$ ) とすれば、  
 $t_b$ は常に観測時  
間  $\approx 10\text{ns}$  よりも短く  
全てのレーザー強度に  
おいてブラスト波が  
形成されるはずである。  
 $I > 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  で  
シエット状の等速衝撃  
波が形成される実験  
事実は、この領域で  
熱流の減衰が起り  
 $t_b$ が大きくなつて観測  
時間に近づくのであると思われる。この理論曲線はレ  
ーザー・パルスの存在時間内で成立するものであるから、燃  
焼波がターゲット裏面まで達する前にレーザー・パルスが  
終った場合には、 $t_b$ はさらに大きくなる。観測時間は  
近づく。エネルギー軸引効率を示す実験結果(3)も同  
様に熱流の低下現象の存在を示している。このように  
してレーザー強度  $I = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2 (= I_1)$  以上でシエット  
衝撃波が形成され、 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2 (= I_2)$  以上で再  
びブラスト波になることが説明出来た。ここで  $I_1$  は熱  
流低下現象の閾値、 $I_2$  は強い衝撃波モードや燃  
焼波モードの境界条件  $I_B$  に対応しているものと考えら  
れる。

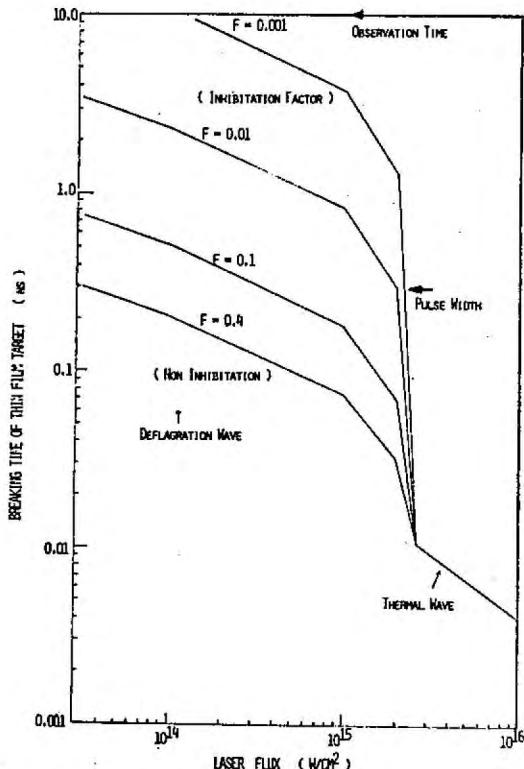


図4-10  $t_b$ のレーザー強度依存性

高エネルギー密度を裏打ちしたターゲットでは、熱伝導とは

独立にエネルギーが輸送されていると思われる。このような過程としては高速電子による予偏加熱、X線の再吸収があるが前者は先述したようにコラ 中で散乱され高Z散乱領域にまで達するため出来ないため後者が重要であると考えられる。

#### §4-4 むすび

本章ではエネルギー輸送過程の結果としての輸送効率を測定することを目的として研究を行った。実験は低Z散乱膜ターゲット(3μm厚コラ・フレム)の場合や、これに高Z散乱物質(金)を裏打ちした二重構造ターゲットの場合に分かれる。

低Z散乱ターゲットでの結果をまとめると

- (1) ターゲット前面(レーザー光照射側)の衝撃波は測定したレーザー強度( $5 \times 10^{13} \sim 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ )において常に半球状のプラスト波となり、このエネルギーは入射レーザーエネルギーの5~10%の範囲一定であった。
- (2) 後面の衝撃波は  $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  以下のプラスト波となるがそれ以上のレーザー強度ではシエット状の等速衝撃波となり、さらにレーザー強度を増し  $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  以上になると再びプラスト波に近い半球状の衝撃波となった。
- (3) エネルギー輸送効率はレーザー強度の増加に伴い減少する傾向を示した。
- (4) ターゲットの厚さを変えた場合薄い膜厚(0.1μm)では前後対称のプラスト波、厚い膜厚(3, 6, 12μm)では後面はシエット状衝撃波となった。
- (5) シエット衝撃波の形成は熱流の低下を伴う燃焼

波の形成における説明されることを示した。

二重構造ターゲットの結果をまとめると

- (6) ターゲット前面は(1)と同様に常にプラスト波となり後面もまたプラスト波となり、ジェット衝撃波は形成されなかった。
- (7) 高反射率物質の厚さを0.16から0.6μmまで変化させてもエネルギー転送効率には実験誤差範囲で変化ではなく1%程度であった。  
金を裏打ちした場合にはX線の再吸収が重層反射構造にならうと考えられる。

#### 第4章の文献

- 1) Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic, New York, 1971), p.97.
- 2) K. Itoh and S. Inoue, Phys. Rev. Lett. 37, 508 (1976).
- 3) J. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. 39, 619 (1977).
- 4) 島本守, レーザーフラズマのコリメーション・エクロバーレン内部衝撃波, (岐阜工業高等専門学校論文, 昭和52年1月).
- 5) A. Caruso, in Laser Interaction and Related plasma phenomena, edited by H.J. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1971), p.289.
- 6) 例えず西原功彦, 第16回フューズ工芸セミナー「島の専攻」テキスト (名古屋大学フューズ研究所核融合懇談会, 昭和52年8月).
- 7) ランダウ・リフシツ, 理体力学 (東京国書, 1971).
- 8) H. Takabe, K. Nishihara and T. Taniuchi, J. Phys. Soc. Japan 45, 2001 (1978).

## 第5章 結論

レーザー核融合の基礎過程によるレーザー光の吸収と散乱、吸収エネルギーの輸送、圧縮波形成の過程を解明することを目的として研究を行った。まずレーザー光の動量によるプラスマの密度勾配の急峻化を検証した。この効果が共鳴吸収を増大させることを明らかにし、さらにイオン加熱の効果と共にレーザー光の散乱を低下させることを示した。これにより断熱圧縮における散乱光抑制の見通しを与えた。次に爆縮の基礎過程によるレーザー駆動衝撃波の振舞を調べた。この結果に基づいてエネルギー輸送過程の研究を行い、熱伝導低下が重要な機構となることを示した。本論文における結果を総括するところのようになる。

## 第2章

- (1) 新しく開発した干涉顕微鏡によりプラスマ密度分布を測定した。この結果電子温度1keV、レーザー強度 $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ において、遮断密度領域でのプラスマ密度勾配のスケール長が $1 \sim 2 \mu\text{m}$ であることが明らかとなった。実験結果はレーザー光の動量による密度勾配の急峻化の理論によって説明出来た。
- (2) 散乱光の角度分布の測定の結果、共鳴吸収が支配的な吸収機構となっていることを明らかにした。この結果から求めたスケール長は $1.7 \mu\text{m}$ となり(1)の結果によく一致した。
- (3) 断熱圧縮におけるレーザー光の散乱を模擬するためには長いレーザー・パルス( $\sim 1\text{ns}$ )を用いて反射光の時間変化を調べた。パルス幅 $\sim 700\text{ps}$ 以上、レーザー強度が $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 以上においてブリラン散乱が異常に低下することを明らかにし、

この現象がイオン加熱によるランダウ減衰の増大とプラスチック密度の急峻化によって説明されることを示した。

### 第3章

- (1) 時間分解光学計測により平面ターゲット及びガラス・マイクロ・バレーン・ターゲット内部の衝撃波の存在を検証した。マイクロ・バレーン内部衝撃波の速度及び衝撃波フロントの厚さは、衝撃波管の理論によて説明されることを示し、強い衝撃波モードでの圧縮機構を明らかにした。
- (2) 内部衝撃波の形状がレーザー照射の空間的均一性に強く依存していることを明らかにし、ターゲット表面に沿った熱伝導の重要性を示した。

### 第4章

- (1) レーザー・プラスズマ中のエネルギー輸送過程を調べるために、ターゲット前面及び後面での衝撃波を観測しエネルギー輸送効率のレーザー強度依存性を測定した。入射レーザー強度が $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ を超えるとターゲット後面にジェット状の衝撃波が形成される事を明らかにし、この現象は熱流の低下によって説明される事を示した。

以上の結果から、レーザー核融合における動重力の有用性が明らかになり、又、輸送過程、圧縮過程における基本的現象を明らかにした。

## 謝 辞

本研究の遂行に際し、終始御懇意なる御指導、御鞭撻を賜わりました。山中千代衡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、西村正太郎教授、大石嘉雄教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授に謝意を表します。

修工課程在学中 御指導、御鞭撻を戴き、その後も終始御教示、討論を戴いた岐阜工業工学校 有馬泉教授、所工幸男助教授に謝意を表します。

また 終始 おかれらぬ 御指導、討論、激励を戴いた山中龍彦、助教授、佐々木孝友助教授、加藤義章助教授、西原功助教授、三間圓興助教授、丹沢靖和助教授、望月孝昌助教授、吉田国雄助手、的場幹史助手、北川光喜助手、今崎一助手、矢部孝助手。さらに 終始 御討論を戴いた名古屋大学 フラズマ研究所 水井順一助手に謝意を表します。

終わりに 研究生活の苦樂を共にし 熱心な討論 激励を戴いた研究室の方々におよび 本研究の大半がにおいて協力して戴いた尾田重遠君はじめ諸氏に感謝いたします。

## 業績目録

### 主要論文

- 1) A Protuberant Shock Wave Driven by Laser-produced Fast Ions  
Applied physics Letters 30, 187 (1977).
- 2) Optical Measurement of Laser Driven Imploding Shock Wave  
Journal of the Physical Society of Japan 42, 1362 (1977).
- 3) Measurement of Density Modification of Laser-Fusion  
Plasmas  
Physical Review Letters 39, 1144 (1978).
- 4) Laser Driven Shock Wave inside a Glass Microballoon  
Target  
Applied physics Letters 32, 216 (1978).

### 発表論文

- 1) レーザーフラズマの時間分解密度計測;  
電磁流体シンポジウム (東京電研, 1976), p.89.
- 2) ハフニウムによる爆縮の研究  
電磁流体シンポジウム (東京電研, 1977), p.116.
- 3) Compression Experiment on Laser Fusion in Osaka  
7th Annual Conference on Anomalous Absorption  
of Intense High Frequency Waves, The University  
of Michigan, May 18-20, 1977.
- 4) Laser Fusion Experiments in Osaka  
Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion,  
San Diego, February 7-9, 1978.
- 5) Thermo-Nuclear Fusion Study by Glass Laser "GekkoII"  
Technology Reports of the Osaka University  
28, 1414 (1978)

- 6) Inertial Confinement Fusion Research in Osaka  
 7th International Conference on Plasma Physics and  
 Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-  
 37-M-4, Innsbruck, Austria, August 23-30, 1978.
- 7) Picosecond Microphotography of Laser-Plasma  
 13th International Congress on High Speed Photography  
 and Photonics, paper No. TS-27-2, Tokyo,  
 August 20-25, 1978.
- 8) Laser Fusion Experiment on Pellet Implosion Observed  
 by X-Ray Streak Photography  
 13th International Congress on High Speed  
 photography and Photonics, paper No. Ts 10-4,  
 Tokyo, August 20-25, 1978.

### 学会発表

- |  |                       |              |
|--|-----------------------|--------------|
| 1) ターゲット内部のレーザー-プラズマ密度計測                                 | 物理学会                  | 京工 昭50年4月    |
| 2) レーザー-プラズマ密度計測   | 物理学会                  | 日工 昭50年10月   |
| 3) フラッシュレーザーによる核融合の研究<br>II 密度計測                         | 物理学会                  | 名工 昭51年4月    |
| 4) レーザー核融合研究用ピコセカンド<br>撮影法について                           | 応用物理学会<br>高速度写真シンポジウム | 慶大 昭52年3月    |
| 5) 爆縮プラズマの光学計測   | 物理学会                  | 山口工 昭52年4月   |
| 6) 爆縮プラズマの密度計測   | 電気学会                  | 北大 昭52年7月    |
| 7) フラッシュレーザー「激光」による核融合<br>の研究Ⅳ アブレーション領域における<br>密度プロファイル | 物理学会                  | 東京理工 昭52年10月 |
| 8) 超高速X線ストリーケ・カメラ  | 応用物理学会<br>高速度写真シンポジウム | 昭53年3月       |
| 9) フラッシュレーザー「激光」による核融合<br>の研究Ⅴ 密度計測                      | 物理学会                  | 東北大 昭53年4月   |

10) レーザー爆縮核融合における運動量と 物理問題 翻工 昭53年10月  
エネルギー輸送