

Title	レーザー核融合における圧縮効率向上に関する研究
Author(s)	山田, 家和勝
Citation	大阪大学, 1982, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/788">https://hdl.handle.net/11094/788</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

レーザー核融合における  
圧縮効率向上に関する研究

昭和57年1月

山田 家和勝

## 内容梗概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科博士前期、後期課程において過去5年間にわたって行った、核融合用高出力ガラスレーザーの開発と核融合ターゲットの圧縮効率向上を目的としたレーザー・ターゲット相互作用に関する研究成果をまとめたものである。

本論文は6章で構成されている。

第1章は緒論であって、レーザー核融合の概要と、その中での本研究の重要性について述べる。

第2章は核融合用高出力ガラスレーザー「激光Ⅱ号」の開発に関するものである。レーザーシステムの高効率化はターゲットの圧縮効率向上につながるが、特に光伝播の高効率化の研究を行い、これに詳述を行った。レーザーの動作特性の測定とそのシミュレーション計算の結果から、システムの性能を総合的に評価した。

第3章は、レーザー光とターゲットプラズマとの相互作用に関するものである。レーザー光のプラズマへの吸収とパラメトリック過程はレーザー・プラズマ相互作用領域における重要な問題であり、これらは圧縮効率に大きな影響を与える。本章ではレーザー光吸収率のレーザー波長、レーザー強度、ターゲットプラズマの $n$ 値に対する依存性を三つの波長のレーザー光(波長 $0.53\mu\text{m}$ 、 $1.06\mu\text{m}$ 、 $10.6\mu\text{m}$ )を用いて測定した結果と、低密度領域で起こるパラメトリック過程を通じて発生すると考えられる超高速イオンの測定結果について述べる。

第4章は金属薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過現象について述べる。この現象は物理的に興味深いばかりでなく、第5章で述べるキャノンターゲットへの適用が考えられ、応用面からも重要である。

第5章は本論文の主題であって、キャノンモテルに從う二重構造ターゲットを用いたレーザー光吸収率と流体力学的効率向上に関する研究結果について述べる。

第6章は結論であって、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行った。

# 目 次

第 1 章	緒 論	1
	参考文献	2
第 2 章	高効率高出力カガウスレーザー「激光IV号」の開発	3
§ 2-1	はじめに	3
§ 2-2	激光IV号システム	3
§ 2-3	光伝播の高効率化	6
	(1) アポタイザー	7
	(2) 像転送	10
§ 2-4	動作特性測定	13
	(1) 近視野像	14
	(2) 遠視野像	16
	(3) 波面収差	18
§ 2-5	動作特性シミュレーション計算	20
§ 2-6	ま す び	26
	参考文献	27
第 3 章	レーザー光とターゲットプラズマとの相互作用	28
§ 3-1	はじめに	28
§ 3-2	プラズマ吸収率のレーザー光波長依存性	29
	3-2-1 吸収過程	29
	(1) 古典吸収(逆制動輻射)	29
	(2) 共鳴吸収	33
	3-2-2 実験方法	35
	(1) レーザー装置	35
	(2) 実験配置及びターゲット	38
	3-2-3 実験結果と検討	40
	3-2-4 まとめ	41

§ 3-3	パラメトリック過程	42
3-3-1	光高調波散乱と超高速イオンの発生	43
3-3-2	実験方法	45
(1)	レーザー装置及びターゲット	45
(2)	実験配置及び測定器	46
3-3-3	実験結果	48
(1)	$\frac{3}{2}\omega_0$ 光の空間分布	48
(2)	$\frac{3}{2}\omega_0$ 光の時間変化	48
(3)	$\frac{3}{2}\omega_0$ 光の発光状態と超高速イオンとの関係	52
3-3-4	検討	53
(1)	$\frac{1}{4}n_c$ 領域での電子加速	53
(2)	プラズモンによる電子の捕獲速度	54
(3)	プラズモン電場の評価	55
(4)	実験結果の評価	57
3-3-5	まとめ	58
§ 3-4	むすび	59
	参考文献	60

第 4 章	薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過	64
§ 4-1	はじめに	64
§ 4-2	薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過 (OSAKA効果)	64
(1)	OSAKA効果	64
(2)	OSAKA効果の機構	66
(3)	雑音光によるターゲット予備破壊の可能性	66
§ 4-3	実験方法	68
(1)	レーザー装置	68
(2)	ターゲット	68
(3)	実験配置	68
(4)	プローブ光	69

§ 4-4	実験結果と検討	71
〔1〕	レーザー光透過率	71
〔2〕	ターゲット正面像	72
〔3〕	ターゲット側面像	74
〔4〕	ターゲット透過光のスペクトル	74
〔5〕	ASEの制御によるOSAKA効果の再現	78
§ 4-5	1次元流体コードによるシミュレーション計算と検討	79
〔1〕	熱定数	79
〔2〕	計算結果	83
§ 4-6	むすび	84
	参考文献	86

## 第 5 章

	キャノンホールターゲットによるレーザー光吸収率と 流体力学的効率の向上	88
§ 5-1	はじめに	88
§ 5-2	キャノンホールモデルとキャノンホールターゲット	88
〔1〕	ロケットモデル	89
〔2〕	キャノンホールモデル	90
〔3〕	キャノンホールターゲット	91
§ 5-3	キャノンホール加速機構の理論的考察	92
§ 5-4	実験方法	95
〔1〕	レーザー装置	95
〔2〕	ターゲット	95
〔3〕	実験配置	95
〔4〕	集光系	98
§ 5-5	実験結果と検討	98
〔1〕	ピンホール透過率	98
〔2〕	レーザー光吸収率	98
〔3〕	ターゲット後方への粒子エネルギー	100
〔4〕	ターゲット加速のダイナミクス	102

(5)	流体カ学的効率	106
(6)	カ 積	106
(7)	まとめ	108
§ 5-6	むすび	109
	参考文献	110

第 6 章	結 論	112
-------	-----	-----

	謝 辞	115
--	-----	-----

	業績目録	116
--	------	-----

# 第1章 緒 論

慣性閉じ込め核融合では、生成された燃料プラズマが飛散してしまう前に核融合反応を完了する必要がある。従って短時間内に核融合燃料に大きなエネルギーを投入しなければならない。これを実現するには高出力レーザーの使用が適している。レーザーによる核融合の可能性は1964年 Basov<sup>1)</sup>, Dawson<sup>2)</sup>により提案され、また1968年レーザープラズマから中性子が観測されるに至り、<sup>3)</sup>レーザーによる慣性核融合が脚光を浴びるようになった。以来レーザーによる慣性核融合のための基礎研究が急速に進められ、レーザー光とターゲットプラズマとの相互作用、エネルギー輸送における数々の機構が、各種波長のレーザーを用いて解明されてきた。これらの基礎データの蓄積をもとに、ペレット爆縮の為の最適条件(レーザー波長、レーザー光照射の均一性、ターゲット構造、等)を決定する研究が進められている。このような状況の下で当面の目標となるのはブレークイブン(照射レーザーエネルギー = 核反応生成エネルギー)の達成である。しかしこの為には数100kJ ~ 数MJのエネルギーを投入する必要があるとされており、巨大なエネルギードライバーを必要とする。従って現存のあるいは建設中の比較的小型のシステムでブレークイブンを目指すにはペレットターゲットの圧縮効率を向上することが必要不可欠である。レーザーからペレットターゲットまでを考えた場合、圧縮効率の向上は即ち、(1)レーザーシステムの効率向上、(2)レーザー光のペレットへの吸収率の向上、(3)吸収されたエネルギーのターゲット内向きの運動エネルギーへの変換効率(流体力学的効率)の向上、そして(4)ターゲット予備加熱の抑制を意味する。著者は圧縮効率の向上を目指し、この一連の過程に関する研究を行ってきた。

本論文はこれらの結果をまとめたものである。第2章では核融合用高出力ガラスレーザーの高効率化について述べる。第3章ではレーザー光とターゲットプラズマとの相互作用領域で起こるレーザー光



の吸収及び超高速粒子の発生について述べる。第4章では金属薄膜におけるレーザー光の異常透過現象(OSAKA効果)について述べる。第5章ではキャノンボールモデルに従う二重膜ターゲット(キャノンボールターゲット)を用いたレーザー光吸収率と流体力学的効率の向上について述べる。第6章は結論であり本研究で得られた成果を総括する。

### 参 考 文 献

- 1) N.G. Basov and O.N. Krokhin : Sov. Phys. JETP 19 (1964) 23.
- 2) J.M. Dawson : Phys. Fluids 7 (1964) 98.
- 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 高効率高出力ガラスレーザー「激光IV号」の開発

### §2-1 はじめに

慣性核融合を実現する為には、核融合燃料を封入したペレットターゲットに短時間の内に大きなエネルギーを投射しなければならない。現在この様な条件を満足し得るエネルギードライバーとして、Ndガラスレーザー、炭酸ガスレーザーがあり、またこれに代わる新型レーザー（KrFレーザー）や、軽イオンビーム（LIB）の開発が行なわれている。この中でNdガラスレーザーは高出力、高エネルギーが得られ、また各種の光学技術を駆使することにより、パルスの時間及び空間波形を制御できる為、核融合実験用として最も多く用いられている。本章では著者が圧縮効率向上の一環として行なった、ガラスレーザーの光伝播の高効率化と、それに伴って行なったレーザーの動作特性測定ならびにそのシミュレーション計算について述べる。

### §2-2 激光IV号システム

核融合実験用高出力ガラスレーザーでは、直径 $100\mu\text{m}$ 程度のペレットターゲットに強いレーザー光を集中しなければならない。この為には高出力で且つ波面収差の少ないレーザー光が必要である。しかしガラス材料は一般に非線形屈折率 $n_2$ を有し、その屈折率は $n = n_0 + n_2 I$  ( $I$ : レーザー強度)と表わされる。このためレーザー強度が部分的に強くなると、その部分で光の位相が遅れ、波面収差が生じる。波面収差の程度を定量的に表わす為にはB係数を用いる。これは非線形波面収差量をラジアン単位で表わしたもので、次式の様に定義される。

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int \frac{n_2}{n_0} I dl \quad (2-1)$$

ここで $\lambda$ はレーザー波長、 $l$ はレーザー光路である。このような波面収差がさらに進行するとレーザー光が局所的にフィラメント状に収束し（ビームブレイクアップ）<sup>1)</sup>局所的にレーザー強度が強くなるため光学部品の破壊の原因となる。「激光IV号」は、従来レーザーガラスとして多く用いられてきた珪酸

ガラス (Silicate) に比べて増幅利得が大きく  $n_2$  の小さいリン酸ガラス (Phosphate) を全段に用いた世界最初のガラスレーザーシステムである。<sup>2-4)</sup> これにより B 係数を約  $\frac{1}{2}$  に軽減することが可能となった。レーザーガラスの諸特性を表 2-1 に示す。

表 2-1 レーザーガラスの諸特性

	YAG	Silicate	Phosphate		
		LSG-91H	LHG-5	LHG-7	LHG-8
$\sigma (10^{-20} \text{ cm}^2) \text{ a)}$	60	2.7	3.9	3.8	4.2
$\tau (\mu\text{s}) \text{ b)}$		300	290	305	315
$\Delta\lambda (\text{\AA}) \text{ c)}$	6.5	252	186	200	201
$n \text{ d)}$		1.550	1.531	1.504	1.520
$n_2 (10^{-13} \text{ esu}) \text{ e)}$		1.59	1.13	0.95	1.02
$dn/dT (10^{-6}/\text{C}) \text{ f)}$			0.0	-2.9	-5.3
$ds/dT (10^{-6}/\text{C}) \text{ g)}$			4.6	2.3	0.6

a): stimulated emission cross section, b): radiative lifetime of the upper level, c): fluorescence half-line width at 290K<sup>o</sup>  
d): refractive index at fluorescence peak, e): nonlinear refractive index, f): temperature coefficient of refractive index, g): temperature coefficient of optical path length.

しかしこのようなシステムにおいてもレーザー光の空間分布の不均一は最小限に抑える必要がある。従って高出力レーザーシステムでは光の空間分布の劣化を抑えるコンポーネント配置とすることが重要である。

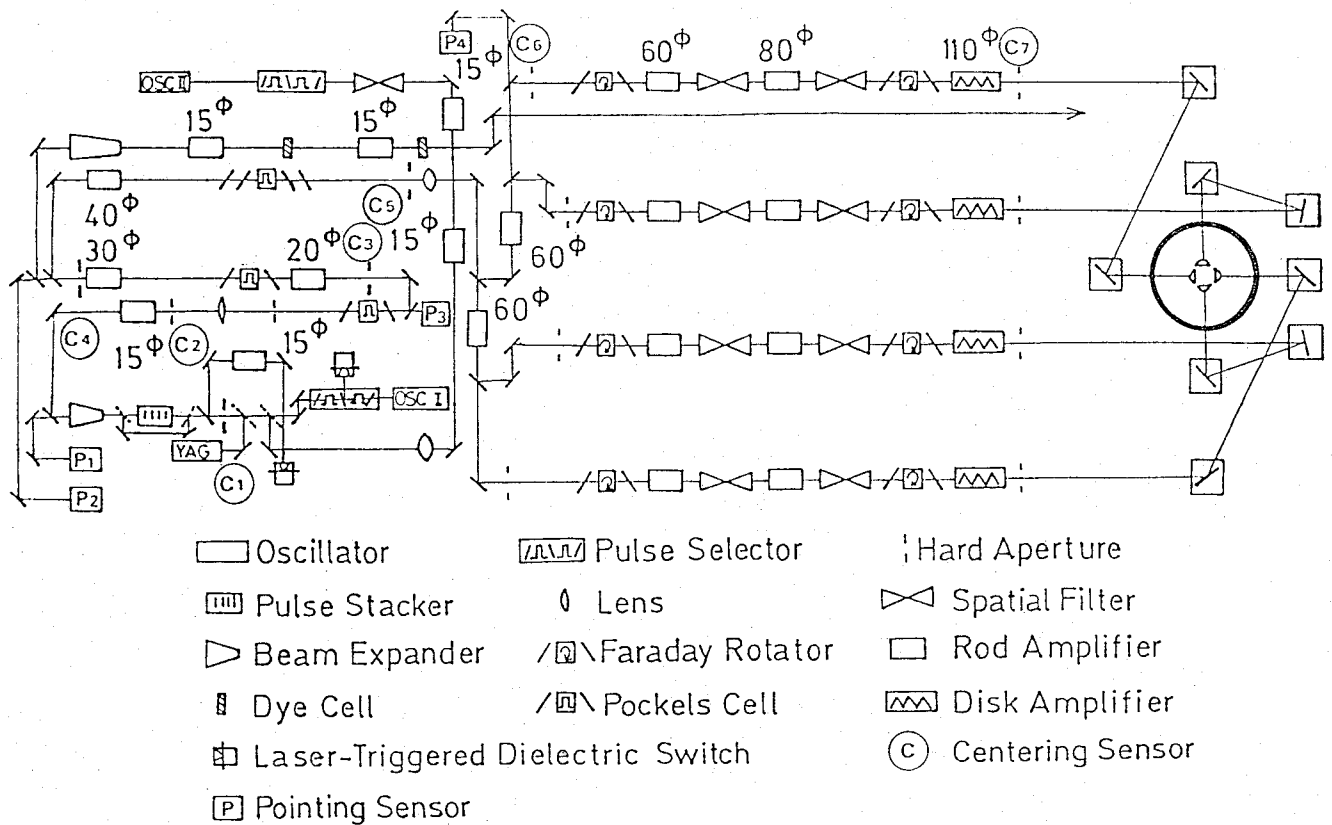


図2-1 激光IV号のシステム配置

図2-1に「激光IV号」のシステム構成を示す。発振器は可飽和色素と音響光学変調器を用いたモード同期型で、さらにサファイヤエタロンによってパルス幅50ps~1nsのモード同期列を出力安定度±5%以下の精度で発生できる。ポッケルスセル、偏光子及び高速度光スイッチ(LTDS)によって構成された電気光学シャッターを用い発振されたパルス列から1パルスが切出される。パルスはパルス整形器を用いてペレット爆縮に適した時間波形<sup>5)</sup>に整形できる。このパルスはビーム拡大器で4倍に拡大された後、前置増幅器で増幅されアポダイザーに入る。アポダイザーはハードアパーチャー、レンズ、ピンホールによって構成され、レーザー光の空間波形の整形を行なう。レ

レーザーはさらに3台の前置増幅器で増幅された後、ロッド型主増幅器3台と最終段の口径11cmディスク型主増幅器1台で増幅され、ターゲットチャンバーへ導かれる。この間3台のポッケルセルにより増幅器間の光結合による寄生発振を防止すると同時にフリール除去を行なっている。ターゲットからの反射光除去には2台のフレネーローテータを用い、ビームブレイクアップによる高空間周波成分の除去には3台の真空スペーシャルフィルターを用いている。スペーシャルフィルターはこの目的の他に、像転送用レンズ系(2-3-2)としても用いられている。

### § 2-3 光伝播の高効率化

レーザー核融合において当面の目標であるブレークダウン(入射レーザーエネルギー=核融合生成エネルギー)を達成する為には数100kJ~数MJのレーザーエネルギーが必要であると言われている。従って核融合実験用レーザーでは効率を向上することは重要な課題である。ガラスレーザーではレーザー媒質を光を介して間接励起するため、電力からレーザーへの変換効率は炭酸ガスレーザーの様な直接励起型に比べて小さくなってしまふ。従って、発生したレーザー光の光伝送路における損失を無くすることが重要である。光伝送路における損失には、光学部品の端面反射や吸収もあるが最も大きいものとして回折による損失が考えられる。核融合用高出力ガラスレーザーシステムではその全長が数10mに及ぶ為、回折により光強度分布の均一性が劣化する。光強度の不均一が成長するとガラスの非線形屈折率の為に波面収差が生じ、不均一は益々強調されついにビームブレイクアップに至る。この様な状態では光学部品を破壊するのみならず、高い空間周波数成分の増大によりレーザー光がターゲット上に集光することが不可能となり、著しいエネルギー損失となる。ここで空間周波数 $k$ は光強度の不均一リップルのスケールを $\lambda_s/2$ として $k = 2\pi/\lambda_s$ で定義される。従って回折による高空間周波リップルを発生させないことが重要である。著者はこれを目的としてアポダイザーによるレーザー空間波形の最適化を行なった。また光伝播による空間分布劣化を改善する為に均一な空間分布の像を後段に転送する像転送方式<sup>(6,7)</sup>を用いた。

### (1) アポダイザー

アポダイザーは光の空間波形を整形するものである。我々が用いたものは「ハードアパチャー・レンズ」ピンホールの組合せより成る(図2-2)。ハードアパチャーを透過した矩形分布の光はレンズによりその焦平面上で空間周波分解され、ピンホールによりその低周波成分のみが通される。これにより空間波形は高空間周波成分の無いなだらかな分布に整形される。以下に定量的な評価を試みよう。

いま図2-2のようにハードアパチャー開口面上に座標 $(r, \varphi)$ 、レンズの焦平面上に座標 $(\rho, \omega)$ をとるその瞳関数は

$$F(r, \varphi) = A(r, \varphi) \exp\{ikE(r, \varphi)\}, \quad r \leq a \quad (2-2)$$
$$= 0, \quad r > a$$

ここで $A$ はハードアパチャー上での光の複素振幅、 $E$ は波面収差には光の波数を表わす。レンズの焦平面上での分布は瞳関数のフーリエ変換で表わされるから<sup>8)</sup>その複素振幅は

$$C + iS = \int_0^a \int_0^{2\pi} A(r, \varphi) \exp i\{kE(r, \varphi) - Rr \cos(\varphi - \omega)\} r dr d\varphi \quad (2-3)$$

ただし

$$R = \frac{2\pi}{\lambda f} \rho$$

ここで $f$ はレンズの焦点距離、 $\lambda$ は光の波数である。アパチャー上で波面収差及び吸収が無い場合

$$C + iS = \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp i\{-Rr \cos(\varphi - \omega)\} r dr d\varphi \quad (2-4)$$
$$= 2\pi \int_0^a J_0(Rr) r dr$$

$$= 2\pi a^2 \frac{J_1(aR)}{aR}$$

$$\therefore C = 2\pi a^2 \frac{J_1(aR)}{aR}, \quad S = 0 \quad (2-5)$$

ここで  $J_0, J_1$  はそれぞれ 0次, 1次のベッセル関数である。これを半径  $\rho_0$  のピンホールに通したとすると、整形された空間分布は (2-5) 式をピンホール径内で逆フーリエ変換して

$$\begin{aligned} F(r) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\lambda f} \rho_0} \left\{ 2\pi a^2 \frac{J_1(aR)}{aR} \right\} J_0(Rr) R dR \\ &= a \int_0^{\frac{2\pi}{\lambda f} \rho_0} J_1(aR) J_0(Rr) R dR \end{aligned} \quad (2-6)$$

(2-6) 式を数値的に解けば整形された振幅が得られる。例として 0次の回折成分及び1次の回折成分まで通した場合の計算例を図2-3 (a)(b) に示す。(a) ではほぼガウス型に近い分布を示し、(b) では非常に大きな空間波長のリップルが見られる。さらに高次の回折成分まで通せばリップルの振幅及び波長は小さくなり矩形に近づいて行く。伝播を考えた場合、リップル波長の小さいもの(矩形に近いもの)ほど回折による劣化が速く起る為、リップル波長の大きいもの(ガウス型に近いもの)が有利である。他方ガウス型では増幅器の開口利用率 (filling factor) が小さく、効率の面で不利となる。従って一般的にはこれらの兼ね合いで空間波形の最適値を決定することになる。しかしガウスレーザーの場合はロッド増幅器の利得分布が周辺ほど高くなっており (図2-4)、これによりガウス型波形を用いても増幅されるに従ってその周辺強度の低さが補われるため増幅器開口利用率も改善される。(§2-4 参照) これらを考慮して激光 IV号ではガウス型に近い図2-3 (a) の波形を採用した。

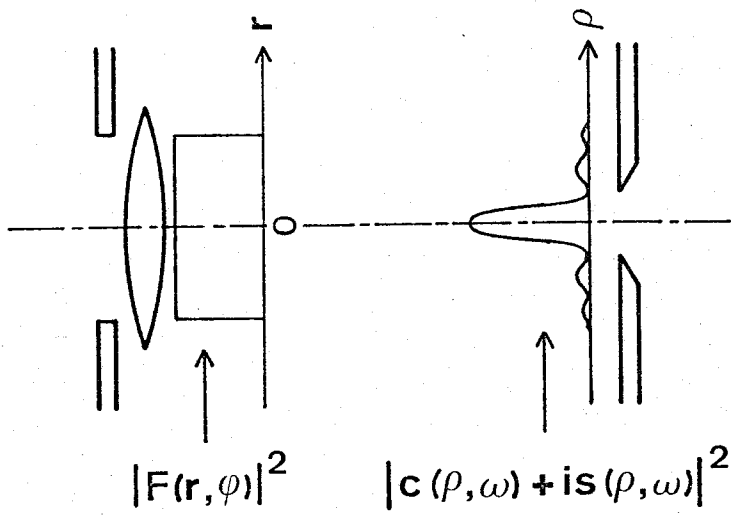


図2-2. アポダイザーの構成図

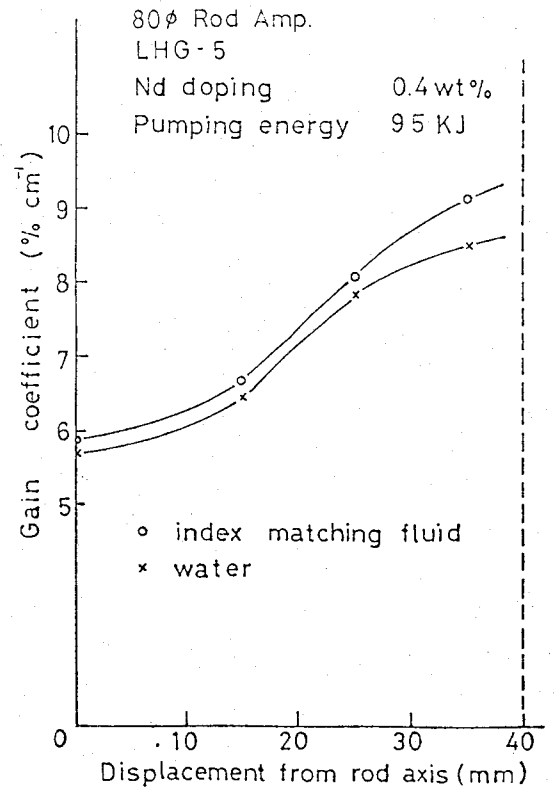


図2-4. ロッド型増器の利得係数分布

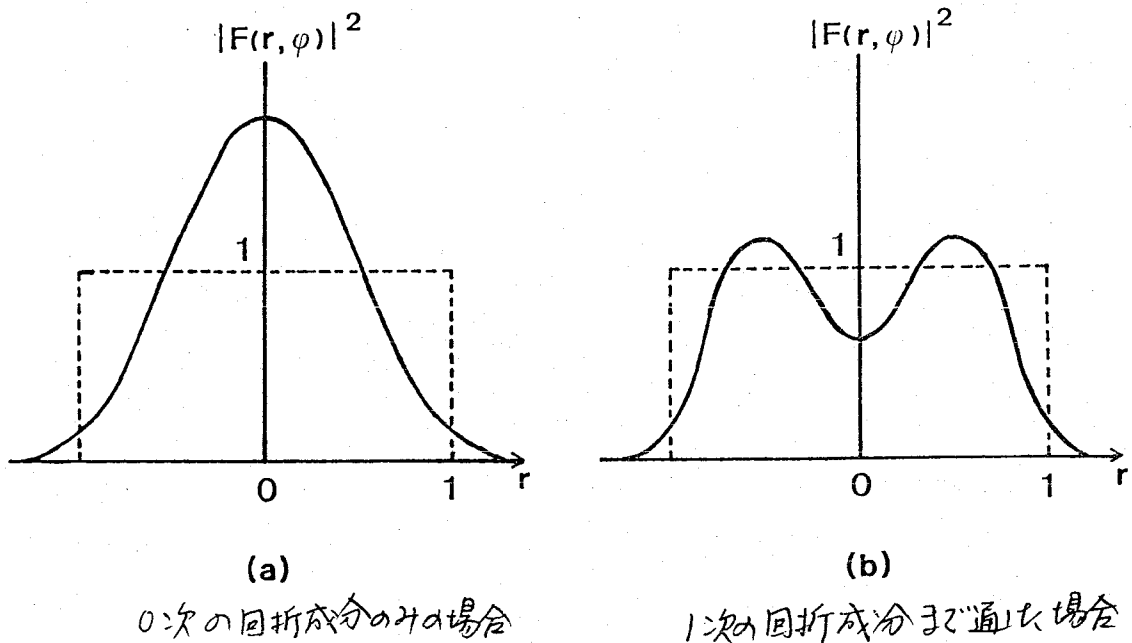


図2-3 整形されたレーザー光の空間分布



## (2) 像転送

ガウスレーザーシステム中には多くのレンズ系が存在する。これらはレーザー光の整形、拡大、発散角の調整等に用いられている。これらのレンズ系をその結像作用を考慮して最適配置すれば、空間分布の劣化の少ない像をレーザーの出力側へ次々と転送することができる(像転送)。これにより増幅器の開口利用率が向上し、また光学部品の損傷を防ぐことができる。以下にリレーレンズ系による像転送の原理を示す。例として2枚のレンズと空間から成る伝達系を考えよう(図2-5)。

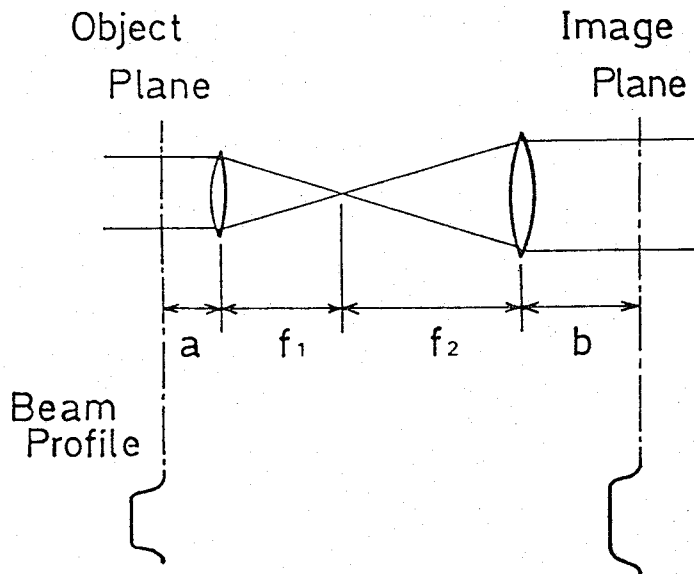


図2-5. リレーレンズ系

点Aから点Bまでの伝達マトリックス $t$ は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 t &= \begin{bmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1+f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} -\frac{1}{m} & -ma - \frac{b}{m} + f_1 + f_2 \\ 0 & -m \end{bmatrix} \quad (2-7)
 \end{aligned}$$

ここで  $m = \frac{f_2}{f_1}$  は像の倍率を示す。Object planeの像が Image planeへ転送されたとき、

$$-ma - \frac{b}{m} + f_1 + f_2 = 0 \quad (2-8)$$

となる。従って Object planeに一樣な空間分布を作ることができれば(2-8)式を満たす点Bにこの分布が転送される。この様なリレーレンズ系がn組存在すれば全伝達マトリックスは

$$T_n = \prod_{k=1}^n t_k \quad (2-9)$$

となり、このマトリックスで決まる点へ一樣な強度分布が転送される。図2-6に激光IV号の像転送図を示す。

SINGLE ARM STAGING OF GEKKO IV

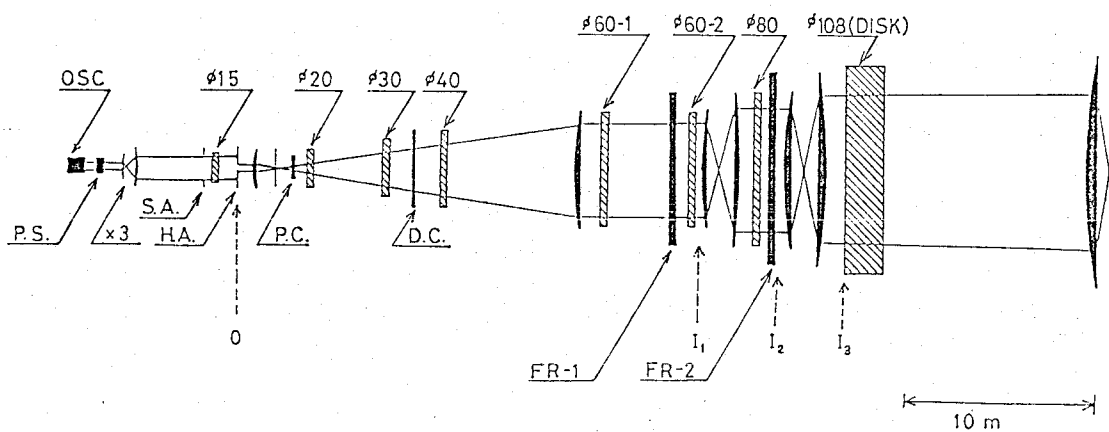


図2-6. 激光IV号の像転送図

アポダイザー、ビーム拡大器、2台の真空スペーシャルフィルターのレンズ系を最適配置することによって、アポダイザーのハードアパチャーの位置にできた空間整形された強度分布 ( $I_0$ ) が  $I_1, I_2, I_3$  の位置に伝送されることにより、回折による空間分布劣化が低減でき、システムの高出力化が可能となる。著者は激光TV号の光学系の最適配置を行ない、この状態におけるレーザー出力の特性測定を行ない、その結果を計算と対応させた。

§. 2-4 動作特性測定

システムの高効率化に伴って、レーザーの動作特性を測定した。  
測定配置を図2-7に示す。

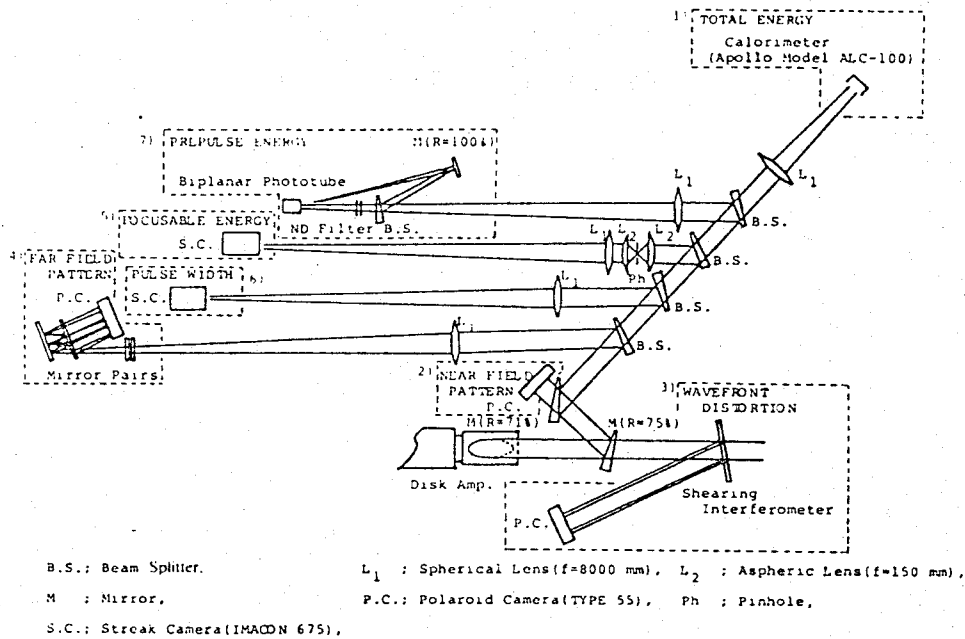


図2-7. 激光IV号動作特性測定配置図

測定は4ビームを用い最終ディスク型増幅器の出力光をビームスプリッターにより分割し、諸特性を同時計測した。測定項目及び測定器を表2-2に示し、主な測定例を以下に列挙する。

表 2-1 測定項目及び測定器

測定項目	測定器
1 全エネルギー	カロリメータ (Apollo Model ALC-100)
2 近視野像	ホラロイドフィルム (TYPE-55)
3 遠視野像	アライカメラ
4 波面収差	シアリング
5 パルス幅	ストリークカメラ (John-Hadland IMACON 675)
6 アプリパルスレベル	バイアラナフォトダイオード (HTV R-617-01)
7 けい光 (AS E) エネルギー	カロリメーター

(1) 近視野像

近視野像の空間分布を得るには、赤外線写真乾板、赤外線フィルム、シリコンビジコンカメラ、ホラロイドフィルム等が用いられるが、処理や価格を考慮するとホラロイドフィルムが最も手軽である。ホラロイドフィルム (Type 55) を用いた近視野像の測定例を図 2-8 に示す。得られた像はテンスリターによって掃引し、空間分布を得るが、一般にフィルムの光学濃度  $D$  は光強度に比例する領域が狭い為、これを考慮する必要がある。図 2-9 に各種のホラロイドフィルムの光学濃度  $D$  と露光対数  $L$  との関係を示す。この曲線より今回使用した Type 55 の特性曲線の直線部分の特性方程式は

$$D = -1.2/L + 2.58 \quad (2-10)$$

$$L = \log_{10} E + 3 \quad (2-11)$$

ここで  $E$  はレーザー光のエネルギー密度 ( $J/cm^2$ ) である。この関係式を用いることにより、レーザー光の強度分布を正確に求めることができる。こうして求めたレーザー光空間分布を同図に示してある。これよりレーザー光出力が  $1.0\text{ TW}$  の場合 (a), 光強度上に高空間周波成分は少なく、 $1.65\text{ TW}$  の場合 (b), では高空間周波成分が大きく増加していることがわかる。特にレーザー光強度が  $20\text{ GW/cm}^2$  以上になると、高空間周波成分が急激に成長し、ビームブレイクアップを生じていることがわかる。従ってビームブレイクアップを生じず、光を有効にターゲット上に集光する為にはレーザーパワー  $1\text{ TW}$  以下で使用するのが望ましい。

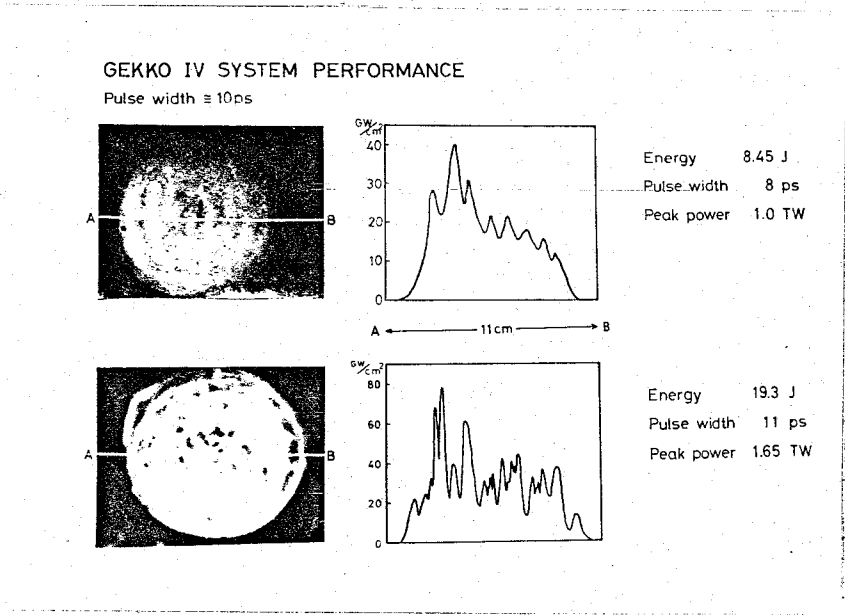


図2-8. レーザー光の空間的強度分布

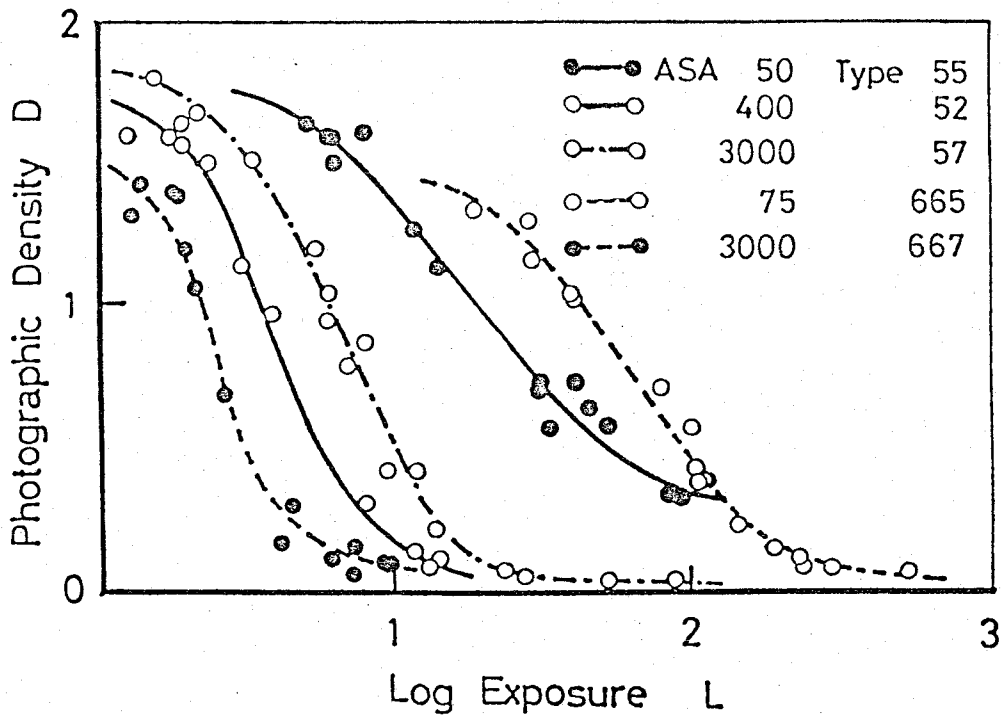


図2-9. ホラロイドフィルムの光学濃度Dと露光対数Lとの関係

## (2) 遠視野像

出力レーザー光は直径 $100\mu\text{m}$ 程度のペレットターゲットに有効に集光されなければならぬ。従ってレンズの集光点像(遠視野像)を知ることゝ重要である。遠視野像測定には、焦点距離 $8\text{m}$ のレンズとアライカメラ<sup>9)</sup>を用いた。また記録用フィルムとしてホラロイドフィルム(Type 55)を用いた。アライカメラは光強度変化用と距離変化用の二組のミラーペア(2枚の反射鏡による多重反射を得る。)を用い、焦点付近の異なる位置の像を同時に撮影できるものである(図2-10)。測定例を図2-11に示す。この時、レーザー出力は $0.4\text{TW}$ であった。同図左において横軸は焦点距離 $8\text{m}$ のレンズの焦点付近の位置と実際の集光レンズ(焦点距離 $15\text{cm}$ )上での位置に変換した値を示している。左図において最小集光像をテニシメーターで掃引し(2-10)(2-11)式を用いて集光点のエネルギー密度分布を求めると右図の様に

なる。これより直径 $16\mu\text{m}$ の領域に全エネルギーの80%が集光されるのがわかる。この値は $1.1 \times 10^{-4}$  radの発散角に相当する。出力 $1.0\text{TW}$ では発散角は $1.3 \times 10^{-4}$  radとなり若干増加するものの出力 $1\text{TW}$ 以下では十分集光可能と考えられ集光点でのレーザー光強度は $5 \times 10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$ 程度を得ることが可能である。実験的に得たレーザー光発散角は回折限界の約10倍程度であり、これは主にシステム中の光学素子の波面収差によると考えられる。

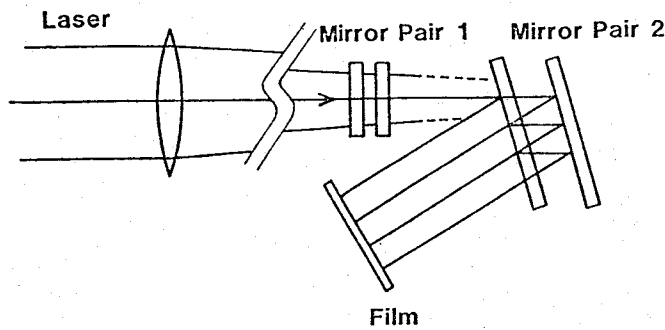


図2-10. プレイカウ模式図

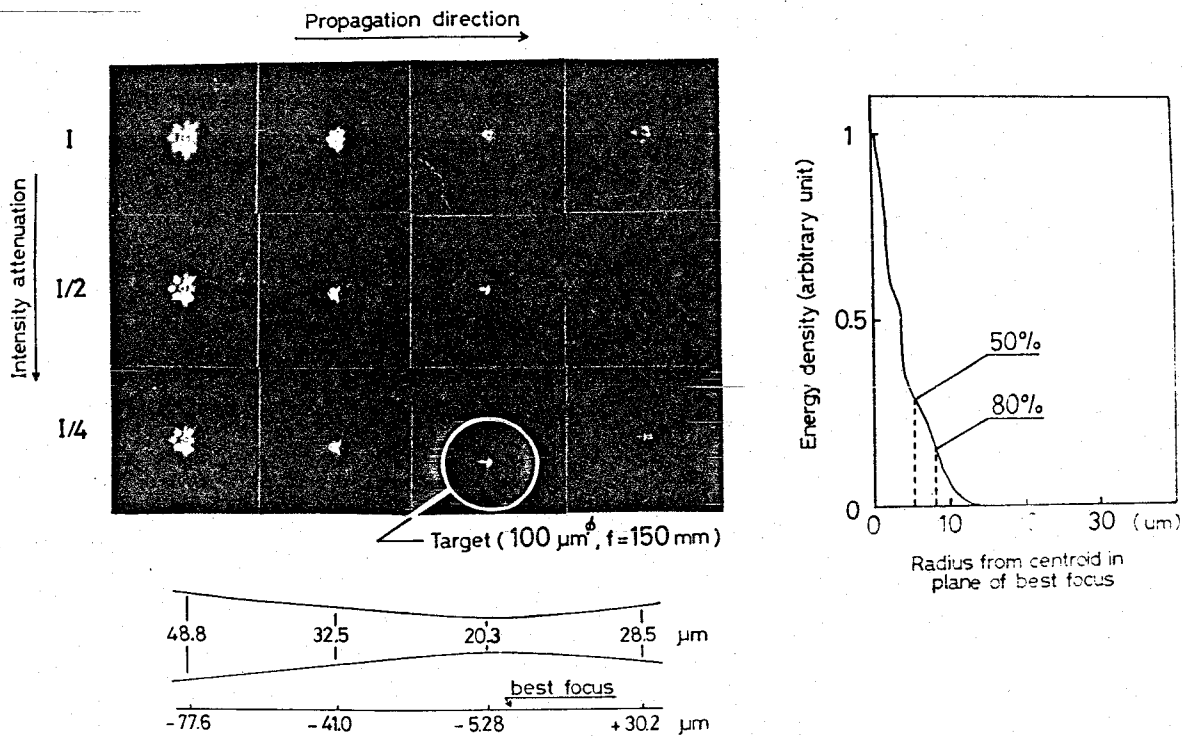


図2-11. 遠視野像の測定例



### (3) 波面収差

局所的な波面収差を生じるとガラスの非線形屈折率の為には、その部分でレーザー光が収束し光強度が強くなる。このような小規模な光強度リップル(高空間周波成分)はレンズによって集光することが困難となる。着者はシアリング干渉計を用いて波面収差の測定を行った。シアリング干渉は平行平面ガラス板の前面、後面からの反射光を空間的にシフトさせてフィルム面上で干渉させるものである。これは通常の干渉法の様参照光を必要としない為、簡単に干渉パターンを得ることが出来るが、収差を含む波面どうしの干渉である為には、パターンから波面収差量を得る為には一定の処理を必要とする。以下に簡単な処理法を示す。図2-12のような3つの波面を考える。即ちレーザー光の波面  $V_1(x)$ 、これを空間的にシフトさせた波面  $V_2(x)$ 、そしてこれらの干渉波面  $V_3(x)$  である。空間的なシフト量を  $\Delta x$  とすると、それぞれの波面の間関係は

$$V_2(x) = V_1(x - \Delta x)$$

$$V_3(x) = V_1(x) - V_2(x) = V_1(x) - V_1(x - \Delta x) \quad (2-12)$$

(2-12)式より次式が得られる。

$$\frac{1}{\Delta x} \int V_3(x) dx = \int \frac{V_1(x) - V_1(x - \Delta x)}{\Delta x} dx \quad (2-13)$$

(2-13)式で  $\Delta x \rightarrow 0$  の極限を考えると

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \int V_3(x) dx = \int \frac{dV_1(x)}{dx} dx = V_1(x) \quad (2-14)$$

つまり  $\Delta x$  が十分小さいときは次の様に近似できる。

$$\frac{1}{\Delta x} \int V_3(x) dx \cong V_1(x) \quad (2-15)$$

(2-15)式より干渉波面  $V_3(x)$  を観測すれば、レーザー光波面  $V_1(x)$  を計算によって求めることができる。

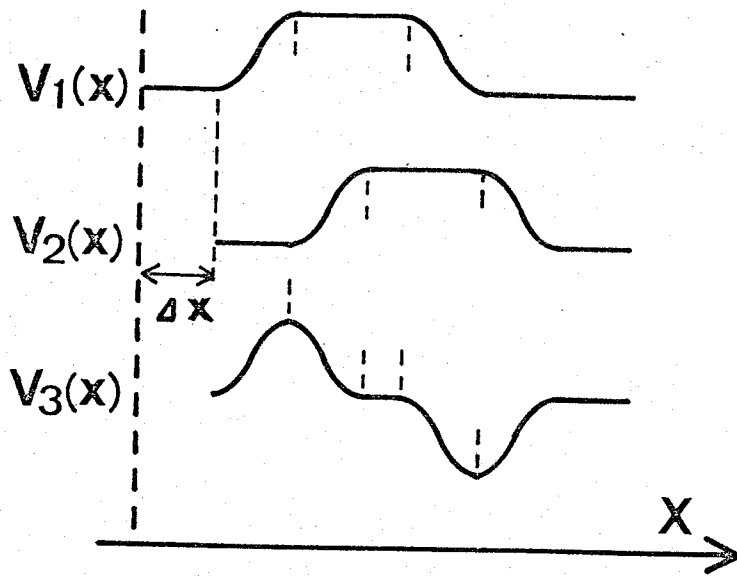


図 2-12 . レーザー光の波面と干渉波面

いまの場合、波面が真横にシフトしたとしているが、実際の干渉測定では干渉に用いる平面ガラス板の前面後面にわずかな角度がついている為、その効果により干渉フリンジが表れる。従ってこれによる位相変化を考慮すると (2-15) 式は次式の様になる。

$$V_1(x) \cong \frac{1}{\Delta x} \int V_3(x) dx + \frac{2\pi}{\ell} x \quad (2-16)$$

ただし  $\ell$  は干渉フリンジの平均間隔を表わす。ここでこの方法では波面収差の規模が横方向シフト量に比べ十分大きいこと、必要であり、小規模の波面収差測定には適さないことに注意する必要がある。図 2-13 にシアリング干渉の原理図と 図 2-14 にレーザー出力 0.06 TW, 0.69 TW, 1.1 TW に対する観測例を示す。低出力の場合、波面の乱れは小さく直線に近い干渉フリンジが観測されるが高出力になるにつれて、波面の収差によりフリンジが乱れていくのがわかる。出力 0.06 TW のパターンに対して (2-16) 式を適用すると最大波面収差は  $0.8\lambda$  ( $\lambda$ : レーザー波長) となった。高出力になるにつれてフリンジの乱れの規模が横方向へのシフト量に比べ小さくなり (2-16) 式は適用できなくなる。定性的にはビームブレイクアップによると思われ小

規模の波面収差が多くなると行くのがわかる。出力1TWではこの小規模収差がかなり多くなりこの測定例からも出力1TW以下での使用が望ましいことがわかる。

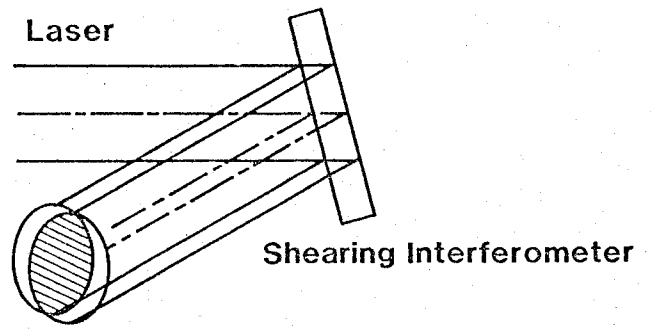


図2-13. シアリング干渉の模式図

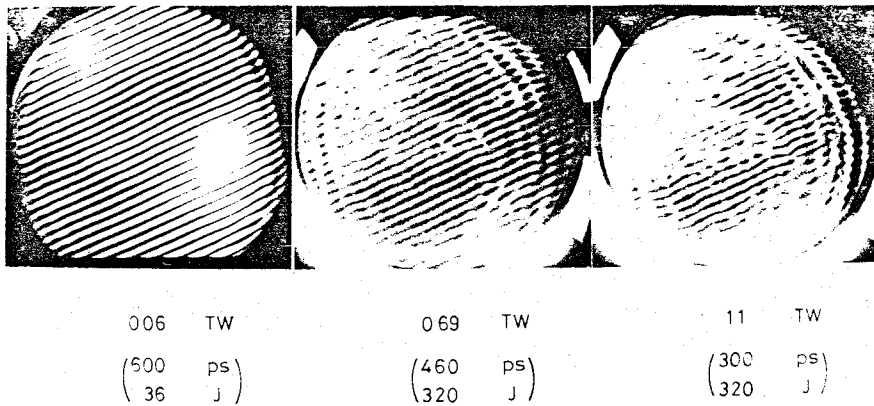


図2-14. 異なるレーザー光強度における波面収差

### §. 2-5. 動作特性シミュレーション計算

動作特性測定に伴いそのシミュレーション計算を行なった。このシミュレーションでは、前置増幅器から最終の主増幅器までのすべての光学素子を考慮した。それぞれの素子ではレーザー光強度の空間分布と偏光を時間の関数として計算した。また波面収差を表わす量として、全ビームB係数と小規模B係数を計算した。全ビームB係数は(2-1)式でIをレーザーの平均強度としたもので、小規模B係数はIとして平均強度からの変化分(リップル強度)をとったものである。レーザー

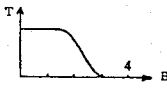
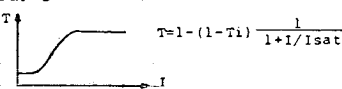
一媒質中での増幅は2準位モデルを考え、また光弾性によるレーザーロッドの複屈折も考慮した。真空スペシアルフィルターでは、小規模B係数に対する透過率を仮定した。この計算の中では回折の効果や光線追跡は考慮されていないが、実際のレーザーシステムでは像伝送により回折効果を最小に抑えている為、第1次近似としては十分有効と考えられる。計算に用いたパラメータを表2-3に示す。

表2-3. シミュレーションに用いたパラメータ

Laser Fusion Facility "GEKKO IV"

Table 3. Simulation calculation of system performance.

Input Parameters

- 1) Input; Radial intensity distribution for initial beam  
Temporal pulse shape for initial beam
- 2) Amplifier; Gain distribution  
Birefringence
- 3) Spatial Filter; T vs B curve  

- 4) Dye Cell; T vs I curve  

- 5) Polarizer;  $T_p, T_s$
- 6) Faraday Rotator;  $T$
- 7) Mirror;  $R$
- 8) Beam Splitter;  $T$

Output Parameters

- 1) Radial intensity distribution
- 2) Temporal pulse shape
- 3) Peak power
- 4) Output energy
- 5) Filling factor
- 6) State of polarization
- 7) B-integral

図2-15は増幅に伴うレーザーパルスの空間及び時間波形の変化を異なるパルス幅(10ps, 200ps, 1ns)に対して示したものである。いずれの場合も増幅器への入力パルスのピーク強度は $0.8 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ である。短パルス動作(10ps)では、ピーク強度が強くなり、B係数が大きくなる為、スペーシャルフィルタでのフィルタリングが起こる。この為にレーザー光の空間分布が不均一になっているのがわかる。一方長パルス動作(1ns)では空間及び時間的に飽和が起こっているのが観測される。

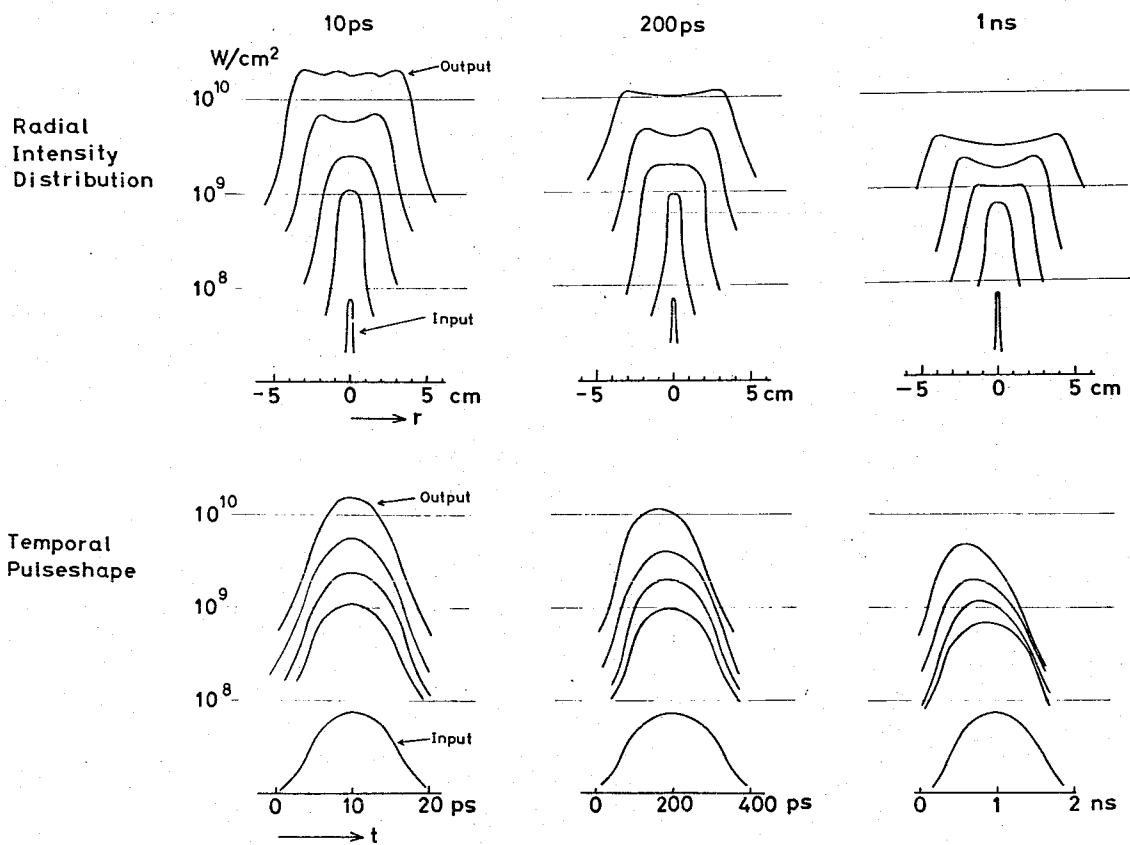


図2-15. 増幅に伴うレーザーパルスの空間及び時間波形の変化

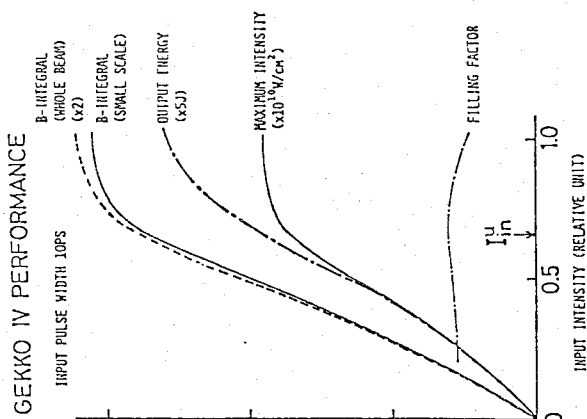
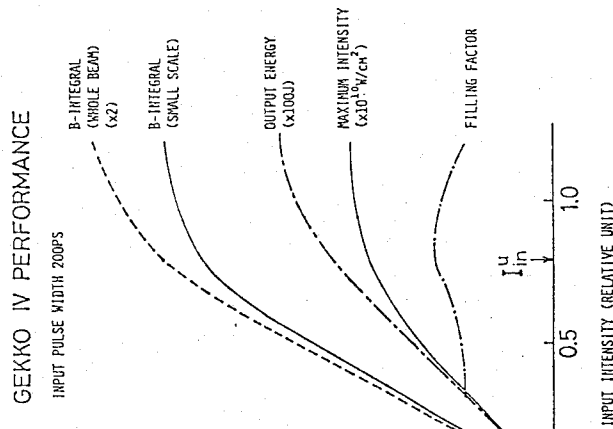
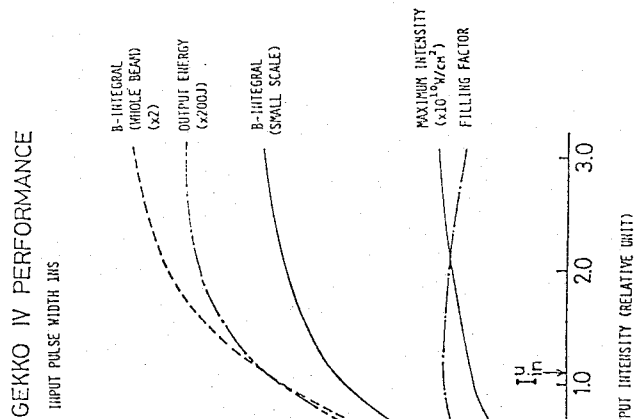


図2-16 最終出力光の諸パラメータ

GEKKO IV PERFORMANCE

FOCUSABLE OUTPUT POWER VS. PULSEWIDTH

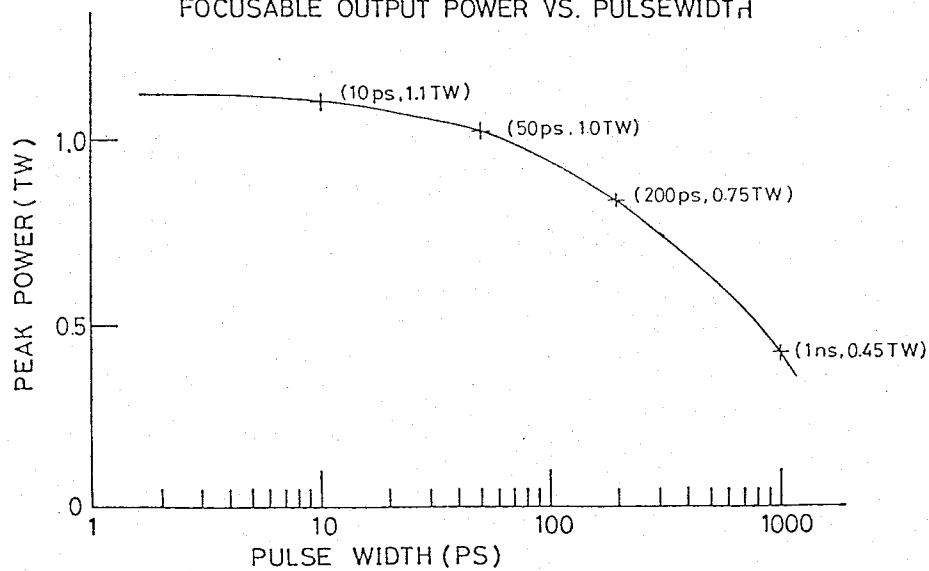


図2-17. パルス幅に対する集光可能出力

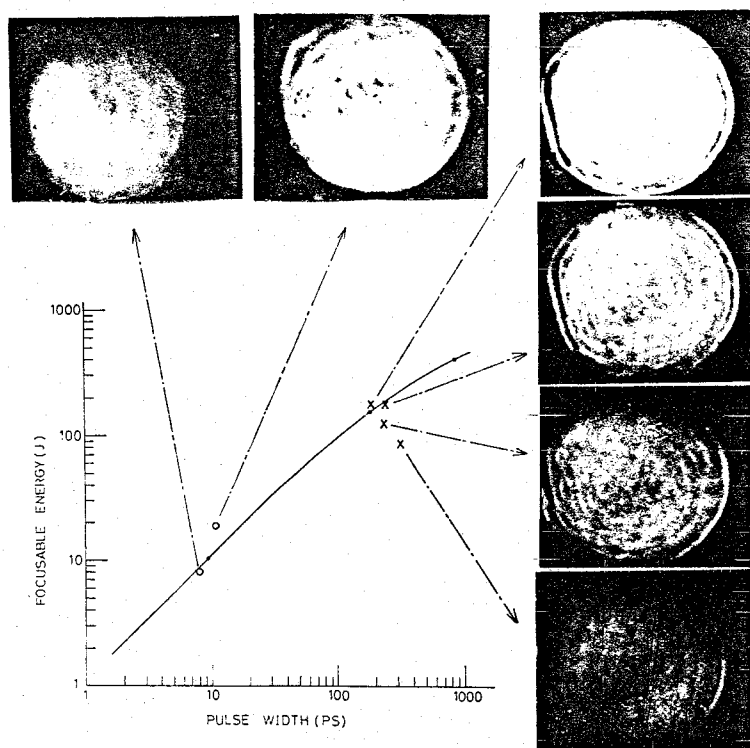


図2-18. パルス幅に対する集光可能エネルギー

図2-16 (a), (b), (c) は各パルス幅において増幅器への入射レーザー光強度を変化させた時の最終出力光の各パラメーターの値を示している。図中ですべてのパラメーターが飽和を示す入射レーザー光強度を  $I_{in}^u$  とした。  $I_{in}^u$  に対する最大レーザー光強度を集光可能強度とするとパルス幅に対し図2-17の様になり、パルス幅100ps以下では約1TWが得られる。また同様に  $I_{in}^u$  に対する出力エネルギーを集光可能エネルギーとすると、集光可能エネルギーはパルス幅に対して図2-18の様になり、パルス幅1nsにおいて500Jが得られることがわかる。また同図には実験で測定した近視野像も同時に示しているが、曲線より上の実験点では明らかにヒームブレイクアップによる強度不均一が強く現われており、シミュレーション計算は実験に良く一致していることがわかる。本章で得た実験結果とシミュレーション結果から導出されるシステムの諸特性を表2-4にまとめる。

表 2-4. 激光出力の諸特性

Parameter	Value
Beam Number	4 beam
Output Diameter	110 mm
Beam Divergence	0.13 mrad
Peak Power	4 TW (4 beams)
Focusable Power Density	$5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$
Repetition Time	30 minutes
Pulse Width	40 ps ~ 1 ns
Prepulse	$< 10^{-9}$



## §. 2-6 むすび

レーザー核融合においてブレークイーブンを達成する為には、数100 kJ ~ 数MJのエネルギーを燃料ターゲットに投入する必要があるとされており、この為にはレーザーシステムの高効率化は重要な課題である。ガラスレーザーは、高出力が得られまた光学技術と駆使することにより、パルス幅の時間及び空間波形を制御できる為、核融合実験用として最も多く用いられている。しかし、電力からレーザー光への変換の過程で光を介在した間接励起を行うため電力で直接レーザー媒質を励起できる炭酸ガスレーザー等と比べると変換効率は低くなってしまう。従って発生したレーザー光の光伝送路での損失を小さくすることが重要である。著者はガラスレーザーにおける効率向上を目的として、アポタイザーによるレーザー光の空間分布の適正化ならびに像転送方式による空間分布劣化の改善により光伝播の高効率化を計った。これに伴って行ったレーザーシステム動作特性測定の結果はシミュレーション計算とも良く一致し、比較的小型のシステムでありながら高効率高出力を得ることができた。

## 参 考 文 献

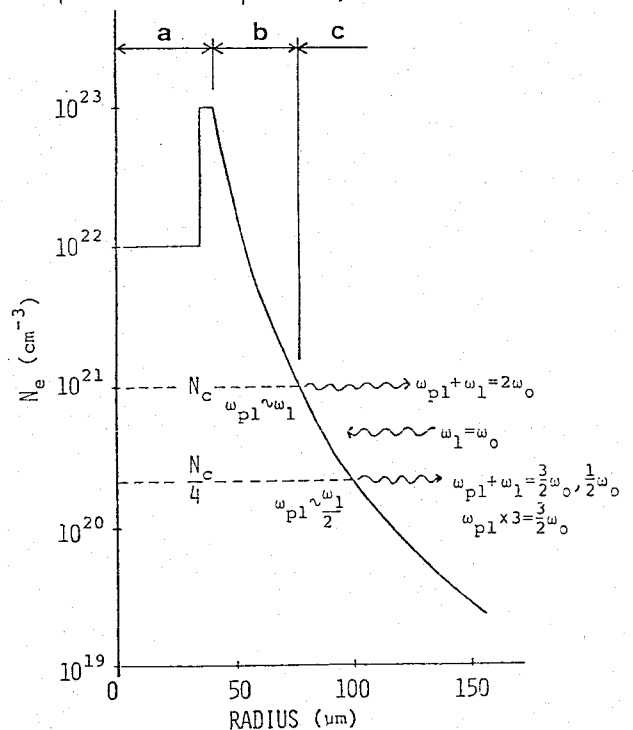
- 1) L.D. Siebert and G.R. Montry : Appl. Phys. Lett. 33(1978)645.
- 2) K.Yamada et al. : Technolo. Reports. Osaka Univ. 29(1979)159.
- 3) 加藤義章他 : レーザー研究 7 (1979) 35.
- 4) C.Yamanaka et al. : IEEE J. Quant. Electron. QE-17(1981)  
1639.
- 5) J. Nuckolls et al. : Nature 239 (1972) 139.
- 6) J.T. Hunt and P.A. Renard : IEEE J. Quant. Electron. QE-13  
(1977) 51.
- 7) J.T. Hunt, P.A. Renard and W.W. Simons : Appl. Opt. 16  
(1977) 779.
- 8) 又保田 広 : 波動光学, 岩波書店, (1979)259.
- 9) Laser Program Annual Report, Lawrence Livermore Laboratory  
UCRL-50021-75 (1975) 380.

## 第3章 レーザー光とターゲットプラズマとの相互作用

§3-1 はじめに

レーザー光をペレットターゲットに照射した時、ターゲット断面は大きく3つの領域に分けられる。即ちレーザー・プラズマ相互作用領域、エネルギー輸送領域、圧縮領域である。図3-1にこの様子を示す。図において縦軸は電子密度( $n_e$ )、横軸は半径( $r$ )をそれぞれ表わす。相互作用領域は電子密度がレーザー光のカットオフ密度以下の領域であり、この領域でレーザー光は吸収を受ける。エネルギー輸送領域は、レーザー光のカットオフ面からターゲットの固体表面までの領域であり、吸収されたエネルギーが低温電子、高速電子、衝撃波、X線輻射の形で固体表面まで輸送される。圧縮領域は固体表面より内側の領域であり、固体表面で生成されたプラズマの噴出の反作用により、核融合燃料が圧縮される。このようにしてできた高密度燃料プラズマ中で核融合反応がおこる。

本章ではレーザー・プラズマ相互作用領域に関する実験結果について述べる。この領域ではレーザー光が吸収を受ける他、各種のパラメトリック過程により、散乱光が放出され、これらの光を計測することによってプラズマ中の情報を得ることが出来る。特に $\frac{1}{4}n_c$ 付近で起こるパラメトリック過程(誘導ラマン散乱, Two-plasmon decay)を通して、核融合燃料の予備加熱の原因となる超高速粒子が放出される可能性があり、これにより、圧縮効率が低下することが予想される。従って超高速粒子発生メカニズムを調べ、これを抑制することが必要である。



a: Compression Region  
b: Transport Region  
c: Interaction Region

図3-1. レーザー生成プラズマの密度プロファイル

著者は3種類のレーザー光のプラズマへの吸収のレーザー光波長依存性及び、 $\frac{1}{4}$   $\mu\text{m}$  領域からの超高速粒子放出の2点に着目しこれらに関する実証的測定を行った。

### § 3-2 プラズマ吸収率のレーザー光波長依存性

レーザー核融合において、レーザー光のターゲットプラズマによる吸収は最も基礎的かつ重要なパラメータである。著者はレーザー光の吸収率のレーザー波長及びレーザー光強度依存性を3つの波長のレーザー ( $0.53\mu\text{m}$ ,  $1.06\mu\text{m}$ ,  $10.6\mu\text{m}$ ) を用いて調べた。この結果について述べる。

#### 3-2-1 吸収過程

レーザー光強度が比較的低い場合 ( $I\lambda^2 \leq 10^{14} \text{ W}\cdot\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ )、プラズマ温度が低い為、電子イオン間にクローン衝突が起こり、電子による振動電流に位相の遅れが生じて吸収が起こる (古典吸収)。レーザー光強度が高くなると、プラズマ温度が高くなり電子イオン間の衝突が起こりにくくなる為、古典吸収は小さくなるが、さらにレーザー光強度が強くなるとレーザー光圧がプラズマの圧力よりも大きくなり、プラズマ密度の急峻化が起こる<sup>1)</sup>。このような状態ではレーザー光の電場がそのカットオフ面までしみ込むことが可能となり、ここで共鳴電場が生成する。この電場の振動はランダウ減衰<sup>1)</sup> によって粒子と相互作用し、そのエネルギーをプラズマに与える (共鳴吸収)。以下で古典吸収と共鳴吸収の吸収率を評価してみよう。

#### (1) 古典吸収 (逆制動輻射)

いま  $x$  軸方向に密度勾配を持つプラズマを考え、レーザー光は  $x-y$  平面内で  $x$  軸に対し角度  $\theta_0$  で入射するものとし入射光電磁波を次式で与える。(図 3-2)

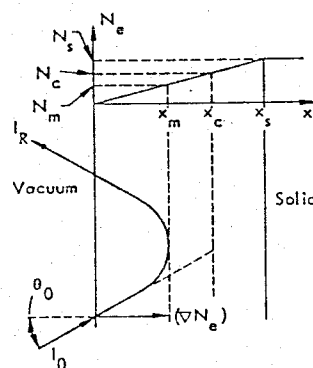


図 3-2. 不均一プラズマへのレーザー光の斜め入射

$$E = \frac{1}{2} E_0 \exp(-i\omega_0 t + ik \cdot r) + C.C. \quad (3-1)$$

ここで  $\omega_0$  は入射レーザーの周波数,  $k$  はその波数を表わす。

この振動電場による電子の運動方程式は、イオンとの衝突による粘性項を加えると

$$m_e \frac{d v_0}{dt} = -eE - \nu_c m_e v_0 \quad (3-2)$$

ここで  $m_e$ ,  $v_0$  はそれぞれ電子の質量及び振動速度であり,  $\nu_c$  は電子、イオン間の衝突周波数である。

$$\nu_c = \frac{(4\pi)^2 (ze^2)^2 n_i \ln \Lambda}{3 \cdot (2\pi k_B T)^{\frac{3}{2}} \cdot m_e^{\frac{1}{2}}} \quad (3-3)$$

で与えられる。ここで  $z$  はイオンの実効的な荷電数,  $n_i$  はイオンの密度,  $T$  はプラズマの温度,  $k_B$  はボルツマン定数,  $\ln \Lambda$  はクーロン対数である。

(3-1), (3-2) 式より

$$v_0 = \frac{-ie}{2(\omega_0 + i\nu_c)m_e} E_0 \exp(-i\omega_0 t + ik \cdot r) + C.C. \quad (3-4)$$

を得る。また電子により運ばれる電流密度  $J$  は次式で表わされる。

$$J = -ne e v_0 + C.C. \quad (3-5)$$

(3-4) (3-5) 式より次式を得る。

$$J = \frac{ine^2}{2(\omega_0 + i\nu_c)m_e} E_0 \exp(i\omega_0 t + ik \cdot r) + C.C. \quad (3-6)$$

波のエネルギー密度  $W$  の時間変化は

$$\frac{dW}{dt} = - \langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \rangle \quad (3-7)$$

と表わせる。ここで右辺は時間、空間に対し1周期の間の平均を示す。  
(3-1), (3-6), (3-7) より,  $\omega_0 \gg \nu_c$  を考慮して

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= - \frac{n_e e^2 |E_0|^2}{4 m_e} \cdot \frac{2\nu_c}{\omega_0^2 + \nu_c^2} \\ &\cong - \frac{|E_0|^2}{8\pi} \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \cdot \nu_c \\ &= - \frac{|E_0|^2}{8\pi} \cdot \frac{n_e}{n_c} \cdot \nu_c \\ &= - \frac{n_e}{n_c} \cdot \nu_c \cdot W \end{aligned} \quad (3-8)$$

を得る。ここで  $\omega_0^2 = \frac{4\pi n_c e^2}{m_e}$ ,  $\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$ ,  $W = \frac{|E_0|^2}{8\pi}$  である。

いま  $W$  の時間変化に対して対流微分を用いると,

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \frac{\partial W}{\partial t} + (\mathbf{v}_g \cdot \nabla) W \\ &= \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial v_{gx}}{\partial x} W + \frac{\partial v_{gy}}{\partial y} W \end{aligned}$$

ここで  $\mathbf{v}_g (= v_{gx} \hat{i}_x + v_{gy} \hat{i}_y)$  は波の群速度である。

いま  $W$  の  $x$  に対する変化量は小さいとし,  $\frac{\partial v_{gy}}{\partial y} = 0$  を用いると

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_{gx} W) \quad (3-9)$$

を得る。また波のエネルギー束  $\Pi$  は

$$\Pi = v_g W \quad (3-10)$$

で表わせるから、(3-9)式より

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} I(x) \quad (3-11)$$

ただし  $\frac{\partial W}{\partial t} = 0$  を用いる。

ここでプラズマ中での電磁波の分散関係式は

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= \omega_{pe}^2 + c^2(k_x^2 + k_y^2) \\ &= \omega_{pe}^2 + c^2(k_x^2 + k_0^2 \sin^2 \theta_0) \end{aligned}$$

とよめるから

$$v_{gx} = \frac{\partial \omega_0}{\partial k_x} = c \left( \cos^2 \theta - \frac{n_e}{n_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-12)$$

を得る。(3-9)(3-11)(3-12)式より

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} = \frac{n_e}{n_c} \cdot v_c \cdot \frac{I(x)}{c \left( \cos^2 \theta_0 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3-13)$$

とよめる。いま衝突周波数  $\nu_c$  とカットオフ密度における衝突周波数  $\nu_0$  を用いて  $\nu_c \simeq \nu_0 n/n_c$  と近似し、プラズマの密度変化を  $n_e/n_c = x/L$  と仮定すると、(3-3)式より

$$\begin{aligned} I(x) &= I_0 \exp \left[ -2 \int_0^x dx \left( \frac{n_e}{n_c} \right)^2 \frac{\nu_0}{c} \left( \cos^2 \theta_0 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \\ &= I_0 \exp \left( -\frac{32}{15} k_0 L \frac{\nu_0}{\omega_0} \cos^5 \theta_0 \right) \end{aligned} \quad (3-14)$$

を得る。ここで  $I_0$  は入射レーザー強度,  $x_t$  はレーザー光のおり返し点を表わす。従って古典吸収による吸収率は

$$\eta_{\text{cl.}}^{\text{ab}} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15} k_0 L \frac{V_0}{\omega_0} \cos^2 \theta_0\right) \quad (3-15)$$

で表わされる。

## (2) 共鳴吸収

トンネル効果でカットオフ点までしみ込んだ電場の振幅を  $E_d$  とし、それによって誘起された静電場を  $E_e$  とすると  $\text{div } \epsilon E = 0$  より

$$\epsilon E_e = E_d \quad (3-16)$$

ここで  $\epsilon$  はプラズマの誘電率を表わし散逸項を含めて次式で表わされる。

$$\epsilon = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{1}{1 + i\nu_c/\omega_0} \quad (3-17)$$

さらにプラズマ密度を  $n = n_c \left(1 + \frac{x}{L}\right)$  と仮定し,  $\omega \gg \nu_c$  を考慮すると (3-17) 式より

$$\epsilon = i \frac{\nu_c}{\omega_0} - \frac{x}{L} \quad (3-18)$$

またしみ込み電場  $E_d$  は次の様に表わされる<sup>2,3)</sup>

$$E_d = \frac{E_0 \Phi(\tau)}{\sqrt{2\pi\omega_0 L/c}} \quad (3-19)$$

ここで  $\Phi(\tau)$  はエアリー関数  $Ai(\xi)$  を用いて

$$\Phi(\tau) = 4\tau Ai(\tau^2) \left( |Ai(\tau^2)/Ai(\tau^2)| \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-20)$$

で表わされ  $Ai(\xi)$  と  $\tau$  はそれぞれ



$$A_i(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{u^3}{3} + u\xi\right) du \quad (3-21)$$

$$\tau = (\omega_0 L / c)^{\frac{1}{3}} \sin \theta_0 \quad (3-22)$$

である。関数  $\Phi(\tau)$  を図 3-3 に示す  
(3-16)(3-18)(3-19) 式より静電場  $E_e$  は

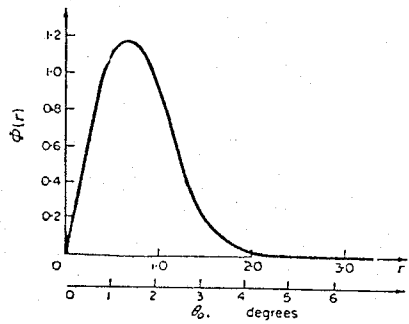


図 3-3. 関数  $\Phi(\tau)$

$$E_e = \frac{E_d}{\epsilon} = \frac{E_0 \Phi(\tau)}{\left(i \frac{\nu_c}{\omega_0} - \frac{x}{L}\right) \sqrt{2\pi\omega_0 L / c}} \quad (3-23)$$

となり、また  $E_d$  によって誘起された電流  $j_e$  は、(3-2) 式の粘性項を無視し、さらに (3-5) 式を用いて

$$j_e = - \frac{e^2 n_e}{m} \frac{E_d}{i\omega_0} \quad (3-24)$$

となる。 $E_e$  と  $j_e$  によるオーム損失は  $E_e \cdot j_e$  の実部をとることによって求められ次の様になる。

$$\text{Re}(E_e \cdot j_e) = \frac{c}{8\pi^2 L} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \frac{\nu_c / \omega_0}{\left(x/L\right)^2 + (\nu_c / \omega_0)^2} \Phi^2(\tau) E_0^2 \quad (3-25)$$

ここで  $\nu_c \rightarrow 0$  の極限をとりさらに  $\omega_{pe}^2 = \omega_0^2$  を考慮すると、

$$\text{Re}(E_e \cdot j_e) = \frac{c}{8\pi^2 L} \Phi^2(\tau) E_0^2 \pi \delta\left(\frac{x}{L}\right) \quad (3-26)$$

(3-26) 式を  $x$  について積分すると吸収されるパワー密度  $I_{ab}$  は

$$I_{ab} = c \frac{E_0^2}{8\pi} \Phi^2(\tau) \quad (3-27)$$

となる。ここで入射レーザーパワー密度は  $I_0 = \frac{c}{4\pi} E_0^2$  であるから吸収率  $\eta_{lab}$  は

$$\eta_{lab} = \frac{I_{ab}}{I_0} = \frac{\bar{\epsilon}^2(\tau)}{2} \quad (3-28)$$

となる。

(3-3) (3-5)式より古典吸収ではプラズマの  $Z$  値(実効荷電数)の増加に伴ない吸収率が増加し、またレーザー光強度が増加するとプラズマの温度の増加により吸収率は低下することがわかる。短波長レーザーを用いた場合は、より高い密度領域において吸収がおこる為衝突周波数の増加により、高い吸収率が期待できる。また長波長レーザーに比べより高い光強度までプラズマ温度が低温のままであることが予想されるから、それに伴って高いレーザー強度でも古典吸収が起こることが期待できる。これに対し、共鳴吸収では共鳴点にしみ込んだ電場により吸収が起こるからプラズマの  $Z$  値に対する依存性はない。またレーザー電場が共鳴点までしみ込む為には、プラズマ密度の急峻化が必要であり、この為、強いレーザー強度が必要となる。特に短波長レーザーはカットオフ密度が高く、高いプラズマ圧力に打ち勝っただけの光圧が必要であるから、共鳴吸収がおこるにはより高いレーザー光強度が必要となる。

### 3-2-2 実験方法

比較的的低強度領域 ( $I \leq 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ) において、レーザー光吸収率のプラズマ  $Z$  値及びレーザー強度依存性を3つの波長 ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}, 1.06 \mu\text{m}, 10.6 \mu\text{m}$ ) のレーザーに関して測定した。

#### (1) レーザー装置

使用したレーザー装置は、ガラスレーザー「激光Ⅱ号」( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}, 1.06 \mu\text{m}$ )及び炭酸ガスレーザー「烈光Ⅱ号」であった。「激光Ⅱ号」「烈光Ⅱ号」のシステム構成を図3-4, 3-5にそれぞれ示す。

「激光Ⅱ号」は全段に珪酸ガラスを使用した2ビームガラスレーザーシステム

であり、ピーク出力0.4TW(パルス幅100ps, 波長1.06 $\mu$ m)の性能を有する。発振器はNd-YAGをレーザー媒質として用いたモード同期発振器で、サファイヤエタロンを用いることにより、パルス幅は100ps~1nsの範囲で可変である。モード同期パルス列からパルス抽出器で抽出されたパルスは5台の前置増幅器により増幅され、さらに5台の主増幅器で増幅された後、ターゲットチャンバーに導かれる。最終ビーム口径は8cmである。この間、増幅器間のカップリング及びターゲットからの反射光を防止する為にホッケルセル1台とフーデー回転子2台を用いている。ビームブレイクアップによる光学コンポーネント破壊を防ぐ為には1ビーム当り2台の真空スペーシャルフィルターが用いられている。またシステムでも光伝播の高効率化を計る為、アポダイザーによるビームプロファイルの整形及び像転送が採用されている。レーザー波長は、システム最終段に非線形結晶(KDP)を挿入することにより2倍高調波( $\lambda=0.53\mu\text{m}$ )に変換することが可能である。ターゲットチャンバーは2つ使用でき、集光系には、楕円体集光鏡及び2種類のレンズ(F/1, F/5)が用意されており、実験用途により使い分けられる。

「烈光II号」は高出力2ビーム炭酸ガスレーザーシステムであり、その構成は3つの部分に分れる。即ち発振段、前置増幅段、主増幅段である。発振段はモード同期発振器と光シャッターにより構成され半値幅約1nsのパルスが切り出される。前置増幅段は2台のTEA CO<sub>2</sub>増幅器と、小型の電子ビーム制御型増幅器で構成される。主増幅段は大型の電子ビーム制御型増幅器1台からなるが、蓄積エネルギーを有効に取り出すためにレーザー光は媒質中を3回通され、飽和増幅される。増幅器間で起こる寄生発振を防止する為には、可飽和吸収ガスセルが用いられ、ターゲットからの反射光防止にはプラズマユニガイドが用いられている。またレーザー光の空間分布改善の為に真空スペーシャルフィルターが採用されている。最終ビーム径は20cmで、軸はすし放物面鏡でターゲットに集光される。

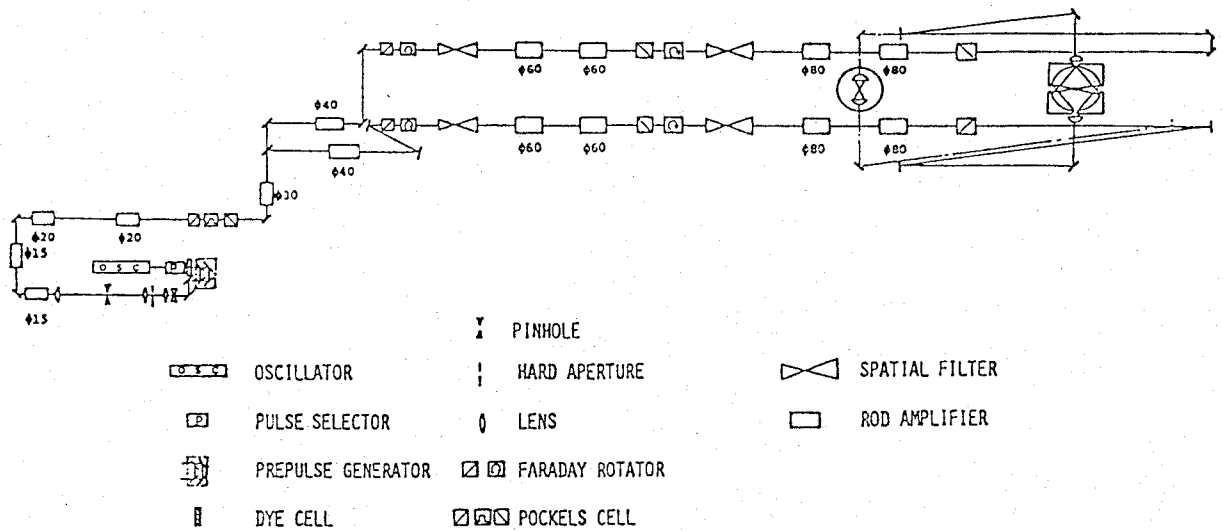


Fig. II-1 Schematic layout of GEKKO II

图3-4. 激光II号システム構成図

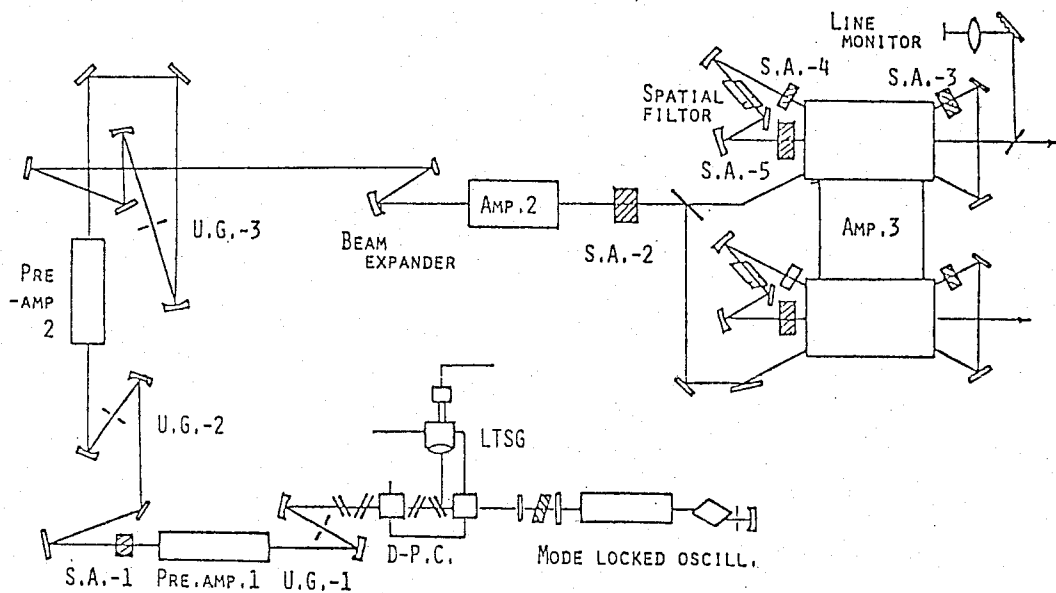


图3-5. 激光II号システム構成図

## (2) 実験配置及びターゲット

実験は「激光Ⅱ号」及び「烈光Ⅱ号」の1ビーム(どちらもSビーム)を用いて行なった。「激光Ⅱ号」での実験配置を図3-6に示す。レーザー光はターゲットの法線に対して45°方向から(F/5)非球面レンズを用いて集光された。レーザー波長は $1.06\mu\text{m}$ 及び $0.53\mu\text{m}$ で、 $0.53\mu\text{m}$ 光を得る場合は非線形光学結晶(KDP)と赤外吸収フィルター(HOYA HA-30)をシステム最終段に挿入した。使用した測定器は積分球と、入射光及び後方散乱光測定用カロリメーターであった。積分球は内部が完全拡散面\*でできた球状の光検出器で、ターゲットからの散乱光が非等方であっても積分球内面は常に等照度となる。従って積分球内面の一部で検出した信号は球内に散乱した全エネルギーに比例し、この信号を読むことによりターゲットから非等方に散乱された全エネルギーを知ることができる。

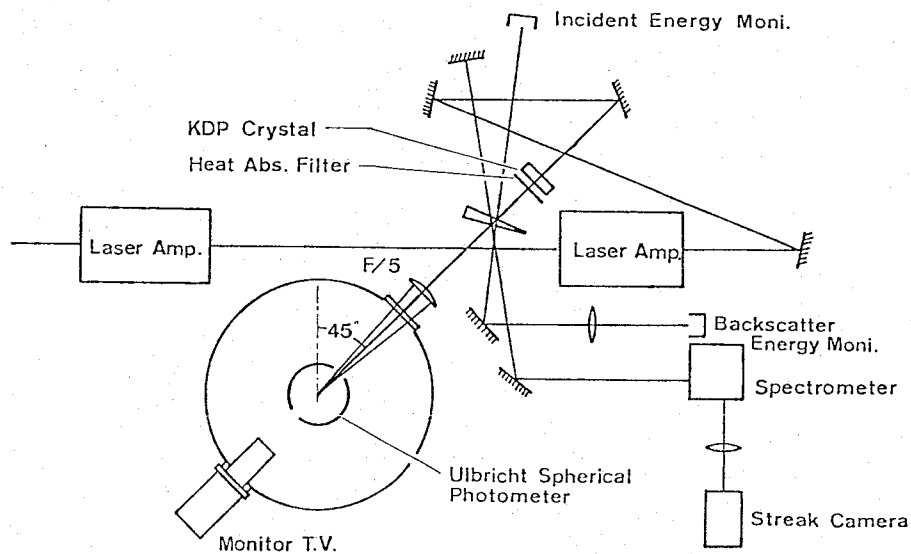


図3-6. 激光Ⅱ号での吸収計測配置

\*完全拡散面とは、その面の法線からの角度を $\theta$ とする時、面への入射光強度 $I_0$ と面からの散乱光強度 $I_s$ の間に  $I_s \propto I_0 \cos \theta$  が成立するような面をいう。

「烈光Ⅱ号」での実験配置を図3-7に示す。使用した測定器は入射光、後方散乱光測定用カロリメーター、鏡面反射光測定用カロリメーター及び集光コーン外への散乱光計測用小型カロリメーターであった。集光コーン外への散乱光計測は、小型カロリメーター(ニッコーム、LP-231T)を空間的に複数個配置し、その信号を軸対称を仮定することによって求めた。尚これらの図には同時に行なつた他の計測のための測定器も示してある。レーザー光の照射条件を表3-1に示す。ターゲットは吸収率の $\lambda$ 値依存性を調べる為に、 $Au(10\mu m^2)$ 及びビホリエチレン( $12\mu m^2$ )の2種類を用いた。

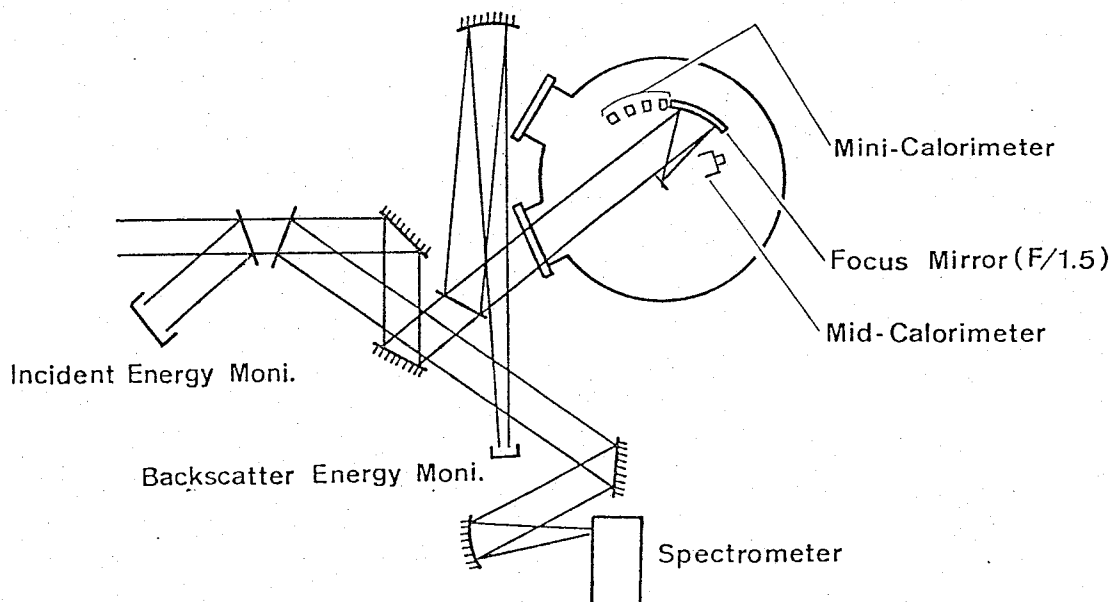


図3-7. 烈光Ⅱ号での吸収計測配置

表3-1. レーザー光の照射条件

Wavelength ( $\mu m$ )	0.53	1.06	10.6
Pulse duration (ns)	0.5	0.5	1
Incident angle (deg)	45	45	27
Focusing f number	6	6	1.5
Incident polarization	P	P	P
Intensity ( $W/cm^2$ )	$\leq 1 \times 10^{14}$	$\leq 2 \times 10^{14}$	$\leq 3 \times 10^{14}$

### 3-2-3 実験結果と検討

実験により求めたレーザー光吸収率のレーザー光強度、レーザー波長  
そしてターゲット物質のZ値依存性を図3-8 に示す。<sup>4)</sup>

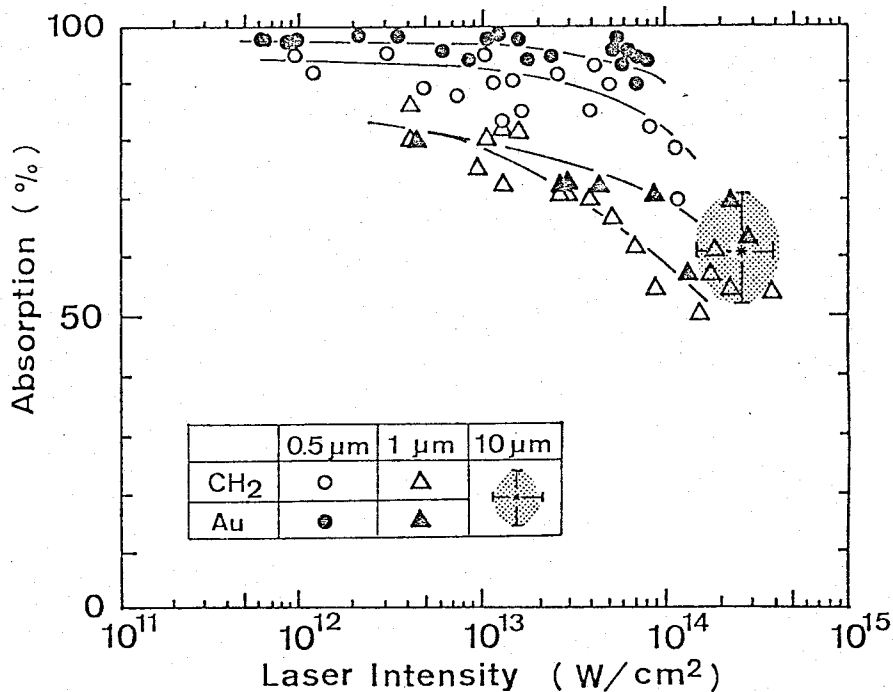


図3-8. レーザー光吸収率のレーザー光強度、レーザー波長  
ターゲットプラズマZ値に対する依存性

波長  $0.53\mu\text{m}$  レーザーでは測定レーザー強度範囲内で、吸収率は明らかにZ値依存性を示し高Z値プラズマ(Au)が高い吸収率を示した。また  $1.06\mu\text{m}$  光に比べても高い吸収率を示し、測定範囲内でAuプラズマの場合90%以上、ポリエチレンプラズマで80%以上の吸収率を得た。これより  $0.53\mu\text{m}$  光では古典吸収が支配的な吸収機構であり、しかも高密度領域で吸収を受ける為、吸収率が高いことがわかった。

波長  $1.06\mu\text{m}$  レーザーでも吸収率はZ値依存性を示し、古典吸収が支配的な吸収機構であることがわかる。しかしその吸収率は  $0.53\mu\text{m}$  光

に比べ小さい値を示した(70~50%)。これは吸収される領域の密度が低い為と考えられる。レーザー光強度が  $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  あたりから吸収率が下がり始めることが観測された。これはプラズマ温度上昇を示すものと考えられるが、これは共鳴吸収によって発生する高速電子の発生し始める強度と一致し、吸収機構が古典吸収から共鳴吸収に移行して行くことを示している。

波長  $10.6 \mu\text{m}$  レーザーでは、レーザー光強度  $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  付近で計測を行なったが、この結果吸収率はZ値に依存せず約60%を示した。これより吸収機構がすでに共鳴吸収に移行していることがわかる。

以上の結果から短波長レーザーほど高レーザー光強度まで古典吸収によって吸収が起こり吸収率も大きいことがわかった。従ってこの場合圧縮に有害な高速電子を発生することなくレーザーを高強度化できアブレーション圧力も大きくなるので効率のよい圧縮が可能となる。しかしこの場合レーザーの吸収領域とアブレーション面(固体表面)との距離が近い為、レーザー照射の不均一が緩和されずにアブレーション圧力に反映する為、ターゲット圧縮が不均一になる可能性がある。また高密度領域でエネルギーが吸収される為、特に高Z値プラズマでは軟X線へのエネルギー変換効率が非常に高くなる(40%  $I \sim 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ )。この性質を利用すればX線輻射を用いた均一なターゲットアブレーションが可能と考えられ、(間接加熱) これにより均一圧縮が期待できる。長波長レーザーでは低レーザー光強度で共鳴吸収が起こり出すので吸収されたエネルギーの多くが高速電子によられ燃料の予備加熱の原因となる。しかし高速電子によるターゲットアブレーションでもアブレーション圧力は十分な値( $\sim 10 \text{ Mbar}$ )が得られることが報告されている<sup>5)</sup>。従ってターゲット構造によって予備加熱をどこまで抑えられるかが今後の課題である。

### 3-2-4 まとめ

レーザー光吸収率のレーザー波長、レーザー光強度、ターゲットプラ



ズマの $\lambda$ 値依存性を実験的に調べた。この結果、短波長レーザーほど、高いレーザー光強度まで古典吸収による吸収され、吸収率も高いことがわかった。これにより高速電子による燃料予備加熱が無い状態でレーザー光強度を大きくできるから、アブレーション圧力の増加により効率の良い圧縮が可能となる。しかし短波長レーザーでは圧縮が不均一になるという問題もあり、また炭酸ガスレーザーの効率の良さを考えた場合、長波長レーザーもその特徴を生かして利用すべきである。これらは核融合用エネルギードライバーの選択の重要な要因となりその決定には球状ターゲットを用いたさらに詳しい実験が必要であろうと考えられる。

### § 3-3 パラメトリック過程

レーザー生成プラズマ中ではPhoton(電磁波), Plasmon(電子プラズマ波), Acoustics(イオン音波)の間でさまざまなモード変換がおこる。これらの固有モードの結合により、種々のパラメトリック不安定が発生する。主なものとして次のものがあげられる。

(a) Photon  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Phonon} \\ \text{Plasmon} \end{array} \right.$

振動=流体不安定 (OTSI)

(b) Photon  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Phonon} \\ \text{Plasmon} \end{array} \right.$

$e-i$  崩壊

(c) Photon  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Plasmon} \\ \text{Plasmon} \end{array} \right.$

$e-e$  崩壊

(d) Photon  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Phonon} \\ \text{Photon} \end{array} \right.$

誘導ブリリン散乱

(e) Photon  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Plasmon} \\ \text{Photon} \end{array} \right.$

誘導ラマン散乱

ここでは  $\frac{1}{4}n_c$  ( $n_c$ : カットオフ密度) 付近で起こるパラメトリック不安定、特に誘導ラマン散乱と  $e-e$  崩壊を扱う。これらの不安定性を通じて核融合燃料の予備加熱の原因となる超高速粒子 (電子  $\sim 100 \text{ keV}$ , イオン  $\sim 1 \text{ MeV}$ ) が発生する可能性があり、その過程を解明することは重要な課題である。

### 3-3-1 光高調波散乱と超高速イオンの発生

レーザー、プラズマ相互作用領域においてはプラズマの密度変動<sup>1,6)</sup>やパラメトリック不安定等の非線形現象が起こる。これらの非線形過程によって散乱電磁波や高速粒子 (電子、イオン) が放出<sup>3-5)</sup>される。通常観測される高速イオンはその速度が  $5 \times 10^8 \text{ cm/s}$  以下であってこれは共鳴吸収過程によって放出された高速電子 (Hot Electron  $T_h \sim 10 \text{ keV}$ ) によって生成された両極性電場によって加速されたものである。しかし今回の実験ではこのような高速イオンに比べはるかに大きな速度を持つイオン ( $v \gg 2 \times 10^9 \text{ cm/s}$ ) が観測された。これを超高速イオン (Super-Fast Ion) と呼ぶ。

著者はパラメトリック過程によって放出された散乱電磁波と超高速イオンとの関係を調べることによりこれらの超高速イオンが  $\frac{1}{4}n_c$  領域のパラメトリック過程を通じて生成されている可能性があることを実験的に示した。

レーザー光の吸収は高レーザー光強度領域 ( $V_0/V_c > 1$ ) においては共鳴吸収やパラメトリック不安定性等の集団的課程によっておこる (3-2)。ここで  $V_0 = \frac{eE}{m\omega_0}$  はレーザー光電場  $E$  による電子の振動速度  $V_c = (2T_c/m_e)^{1/2}$  は温度  $T_c$  を有する低温電子の熱速度である。特に共鳴吸収で吸収されたエネルギーのほとんどは高速電子に与えられこの電子はさらにイオンを加速して高速イオンを生成する。低密度領域でもパラメトリック不安定によって電子加速が起こり得る。その主な機構は  $\frac{1}{4}n_c$  付近で起こるラマン散乱<sup>10,11)</sup>、及び  $e-e$  崩壊 (Zwpe 崩壊)<sup>12-14)</sup>

である。ラマン後方散乱を考えると入射レーザー電磁波は後方散乱光 ( $\frac{1}{2}\omega_0$ ) と入射レーザー光方向に伝播する電子プラズマ波 ( $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモン) に崩壊する。(図3-9(a)) 一方2 $\omega_{pe}$ 崩壊では、入射レーザー電磁波は、入射方向に対して斜めに伝播する2つの電子プラズマ ( $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモン) に崩壊する(図3-9(b))

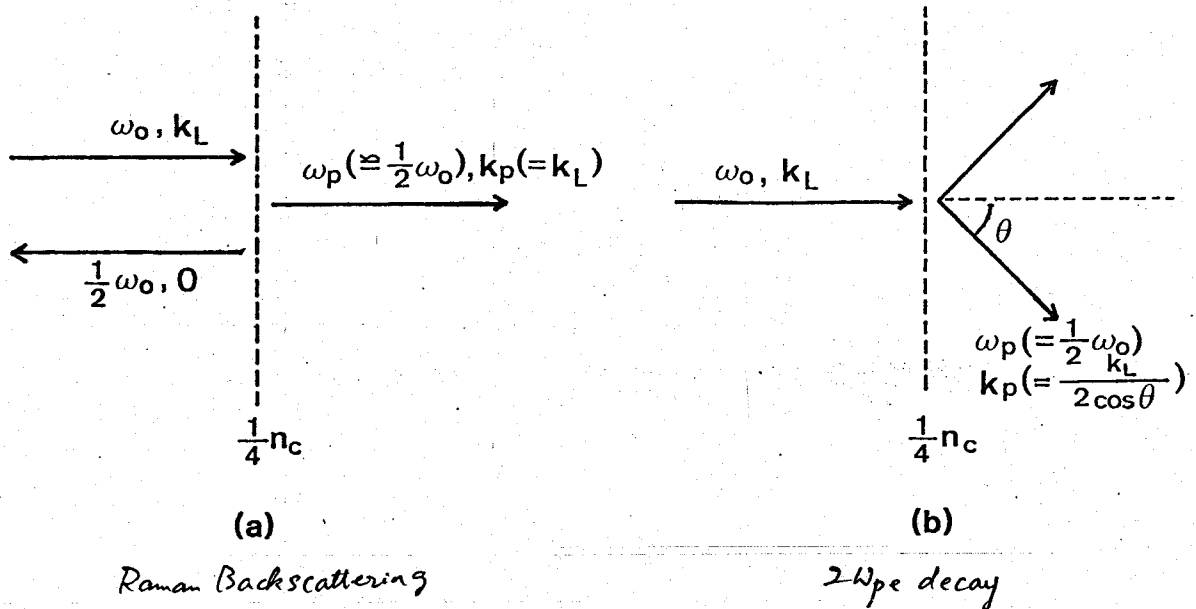


図3-9.  $\frac{1}{4}n_c$ 領域でのパラメトリック過程

これらの過程により生成される  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンの位相速度は、後で示すように光速に非常に近い値となる。従ってもしこれらのプラズモンのポテンシャル内に電子が捕獲され、その位相速度にまで加速されたとすると、そのエネルギーは約 100 keV に達することが予想される。これは共鳴吸収によって放出される高速電子 (~10 keV) に比べはるかに大きなエネルギーであり、高速電子と区別して超高速電子 (Super-Hot Electron) と呼ぶ。これらの超高速電子による両極性生電場によってイオンは加速され、超高速イオンが形成されると考えられる。 $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンは、この様な過程を通じてそのエネルギーを超高速イオンに与えるが、一部の  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンは入射レーザー光との結合あるいは他の  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンとの結合により、 $\frac{3}{2}\omega_0$  光へモード変換される。従ってここで示した粒子加速機構が正しければ  $\frac{3}{2}\omega_0$  光の放射と超高速粒子放射は相関関係を持つであろう。

著者はこの相関関係を実験的に調べる為に、 $\frac{3}{2}\omega_0$ 光と超高速粒子との同時観測を行なった。なおここで述べた一連の過程を図3-10にまとめておく。

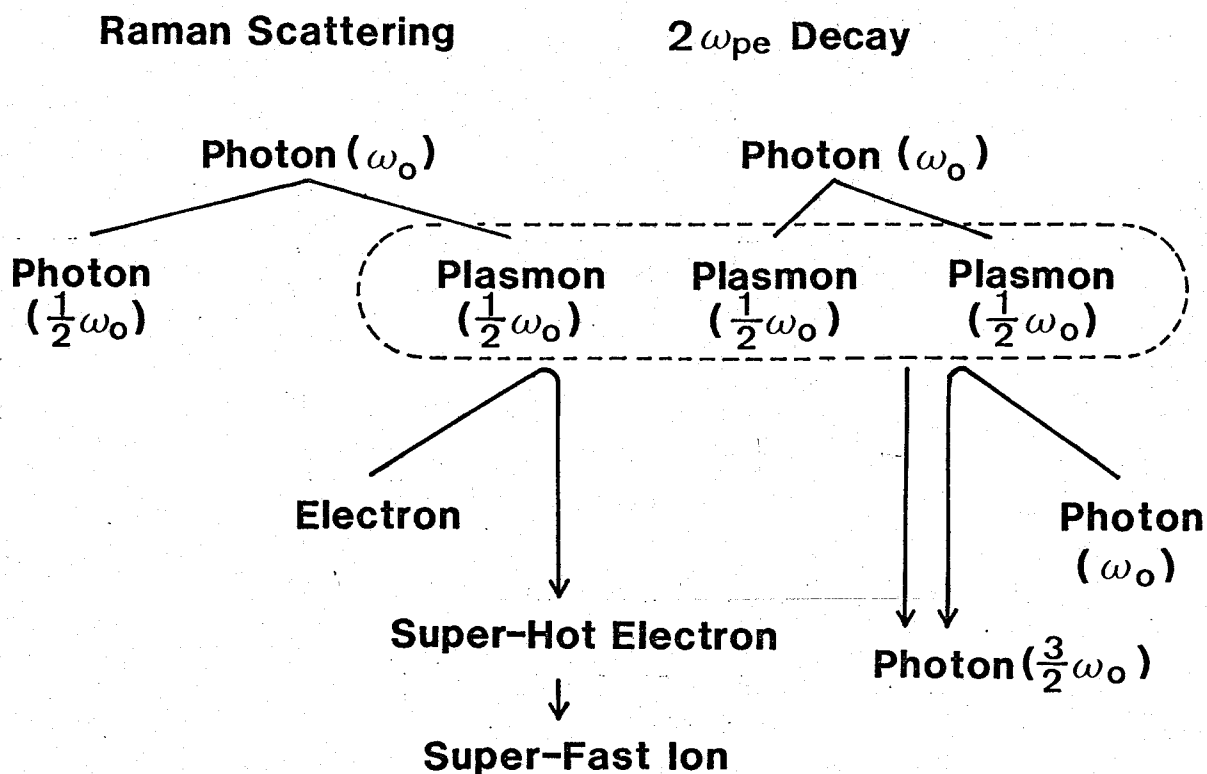


図3-10.  $\omega_{pe}$ 領域で起こる非線形現象

### 3-3-2 実験方法

#### (1) レーザー装置及びターゲット

使用したレーザーは4ビームガラスレーザー「激光10号」(第一章参照)で波長は $1.053\mu\text{m}$ 、パルス幅は50ps及び100psであった。全エネルギーは数mJ~200J(パルス幅50ps)及び数mJ~430J(パルス幅100ps)の間で変化させた。これによりターゲット表面でのレーザー

光強度は  $10^{13} \sim 10^{16} \text{ W/cm}^2$  の間で変化した。

使用したターゲットは直径  $50 \sim 100 \mu\text{m}$  のガラスマイクロバルーン (GMB) であつたが、ターゲット物質のZ値に対する依存性を調べるために、厚さ  $1 \sim 8 \mu\text{m}$  の低Z値ポリマー (ポリエチレン)\* をコーティングしたものも用いた。4本のレーザー光は、正四面体の頂点から中心に向かう方向から、非球面レンズ (F/1) を通じて対称的に照射された。

## (2) 実験配置及び測定器

実験配置を図3-11に示す。測定項目は  $\frac{3}{2}W_0$  光空間分布計測、 $\frac{3}{2}W_0$  光時間変化計測及び高速イオン計測であつた。 $\frac{3}{2}W_0$  光空間分布は顕微鏡対物レンズ、ビームスプリッター、結像レンズを用いて赤外線フィルム (Kodak Light speed infrared film) 上に結像された。また  $\frac{3}{2}W_0$  光時間変化を計測する為には、発光した  $\frac{3}{2}W_0$  光を同様の光学系を用いて分光感度  $S-1$  のストリークカメラ (John-Hadland IMACON 675) のスリット上に集光した。この時、時間的基準としてストリークカメラのスリットの一部にターゲットから散乱された、入射レーザー光 ( $W_0$ ) も同時に集光された。これらの計測では、ターゲットから放射される  $\frac{3}{2}W_0$  光以外の波長の光から  $\frac{3}{2}W_0$  光を分離する為には狭帯域干渉フィルター (中心波長  $7000 \text{ \AA}$ , 帯域幅  $50 \text{ \AA}$ ) を用いた。また用いた光学系の倍率は40倍であつた。超高速イオン計測にはトウソンパルスボライオン分析器<sup>16)</sup>を用いた。この計測器は電場と磁場によってイオンとそのイオン種及び速度に分解できる装置であり、イオン記録用フィルムにはニトロセルロースフィルム (Kodak CA 80-15) を使用した。

---

\*この低Z値ポリマーは、同時に行なつたX線計測用として数%の塩素原子を含んでゐた。

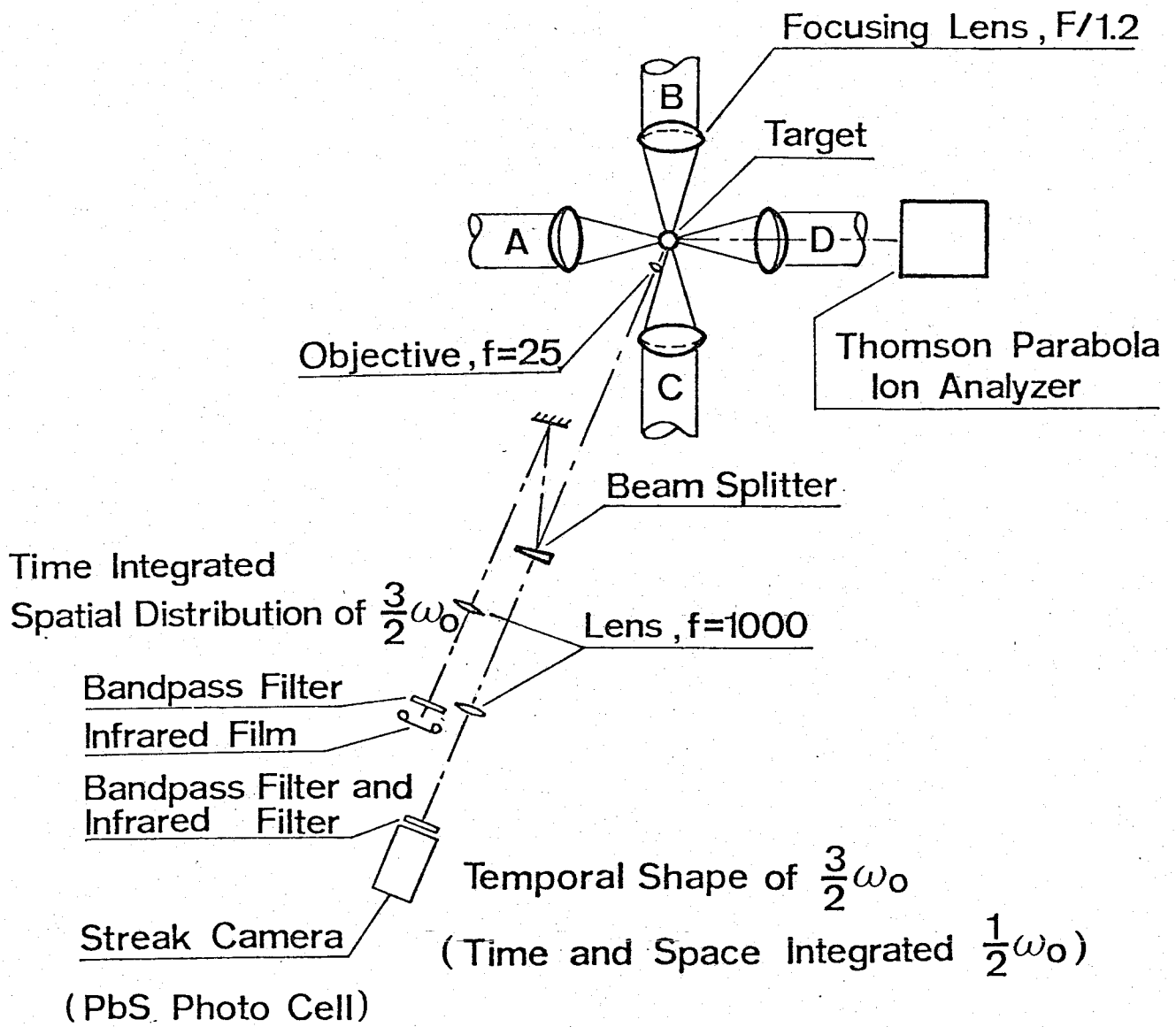


図3-11. 光高調波及び超高速イオンの測定配置

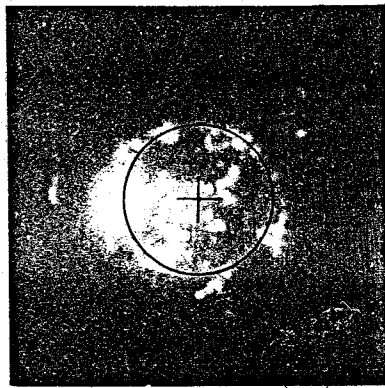
### 3-3-3 実験結果

#### (1) $\frac{3}{2}W_0$ 光の空間分布

図3-12に典型的な $\frac{3}{2}W_0$ 光の発光分布を示す図中(a),(b)はコーティングしないGMBを異なるレーザー強度で照射した場合で、(c),(d)は異なる厚さのコーティングを施したGMBを照射した場合である。 $\frac{3}{2}W_0$ 光の発光は今回の実験に用いたレーザー光強度範囲で常に観測され、光量はレーザー光強度にあまり強く依存しなかった。しかしコーティングのないGMBを照射した時、レーザー光強度 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 付近で発光パターンには変化が見られた(a),(d)。低強度側では発光領域は広がっておりしかも不鮮明であった。これに対し高強度側では発光パターンは多くの小さな点の集まりとして観測され、その点の大きさは $3 \mu\text{m}$ (光学系の分解能)以下であった。ポリマーをコーティングしたGMBを照射した時はコーティングなしの場合に比べて発光は不鮮明となったが、特にコーティング厚が $3 \mu\text{m}$ 程度以上になると点状の発光は見られなくなった(c),(d)。これらの結果より、レーザー光強度が高くなると( $\geq 10^{14} \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ )、比較的高圧のガラスプラズマ中で、レーザー光のフィラメンテーションが起っているらしいことがわかる。このようなプラズマ中でのレーザー光のフィラメンテーションは、比較的長い、10ピコ秒(数ns)のレーザーを用いた実験では観測されているが<sup>17,18)</sup>、10ピコ秒幅100ps以下の短パルスでは確認されていない。

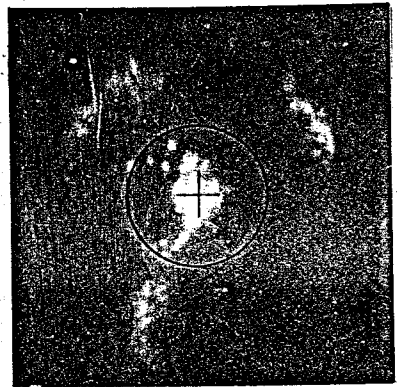
#### (2) $\frac{3}{2}W_0$ 光の時間変化

次に $\frac{3}{2}W_0$ 光の時間変化を図3-13に示す。同図(a)はストリフカメラで観測した $\frac{3}{2}W_0$ 光の時間変化写真である。この時時間基準としてターゲットから散乱されたレーザー光( $W_0$ )も同時に観測した。こうして得られた $\frac{3}{2}W_0$ 光及び $W_0$ 光の時間変化をデジタメーターにかけた結果と同図(b)に示す。図より入射レーザー光のヒーク付近で $\frac{3}{2}W_0$ 光が減少しているのがわかる。これは後に



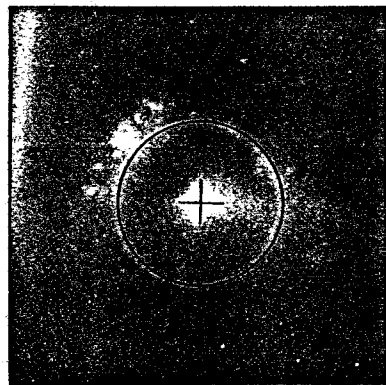
Shot No. 484  
 Target SI GMB 74  $\mu\text{m}^\phi$   
 Laser Intensity  $2.2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

(a)



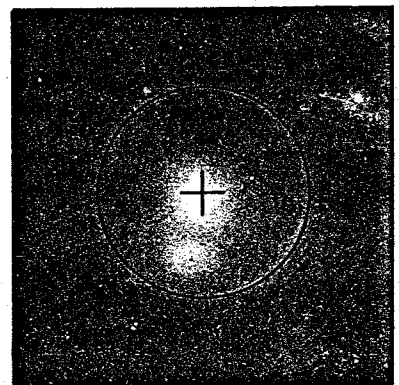
Shot No. 490  
 Target SI GMB 71  $\mu\text{m}^\phi$   
 Laser Intensity  $\approx 10^{13} \text{ W/cm}^2$

(b)



Shot No. 469  
 Target SI GMB 76  $\mu\text{m}^\phi$   
 coating, CHCl 3  $\mu\text{m}^t$   
 Laser Intensity  $2.2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

(c)



Shot No. 475  
 Target SI GMB 84  $\mu\text{m}^\phi$   
 coating, CHCl 8  $\mu\text{m}^t$   
 Laser Intensity  $1.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

(d)

图 3-12.  $3W_0$  光の空間的強度分布



示すように、入射レーザー光のピーク付近で  $\frac{1}{2} \omega_0$  光が減少したことを意味している。また  $10 \text{ ps}$  以下の微細構造も観測された。同様の微細構造は、Carter 等<sup>19)</sup>によっても観測されている。この微細構造は成長した  $\frac{1}{2} \omega_0$  プラズモンの電場の圧力によって  $\frac{1}{4}$  領域で起った、プラズマの密度変調を示すものと考えられる。<sup>20, 21)</sup> プラズマの密度変調によってプラズモンの生成が低下すると、密度プロファイルが元の状態に戻り、再びプラズモンが成長する。プラズモンが十分成長すると再び密度変調が起こる。この過程がくり返されることにより、 $\frac{3}{2} \omega_0$  光の発光に時間的微細構造が表わされる。プラズモンの生成と超高速電子放出によるプラズマの冷却によっても、この様な微細構造が起こり得る。<sup>22)</sup>

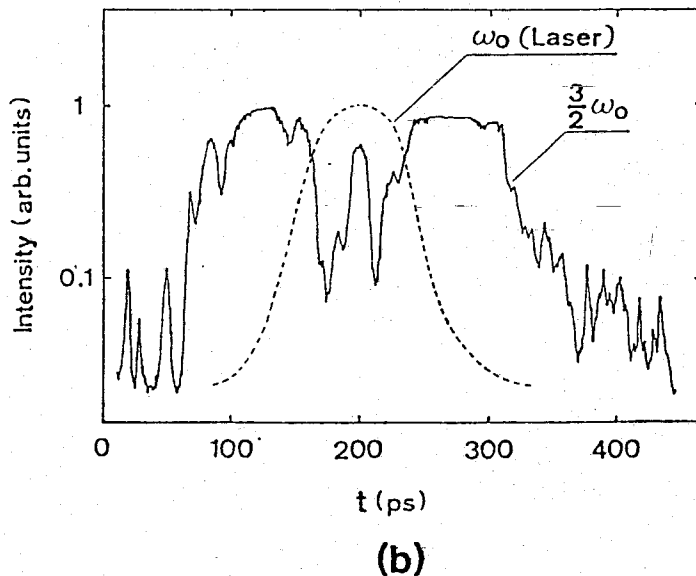
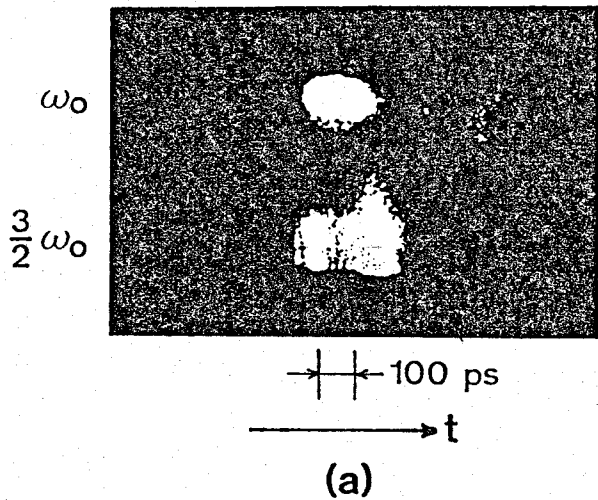
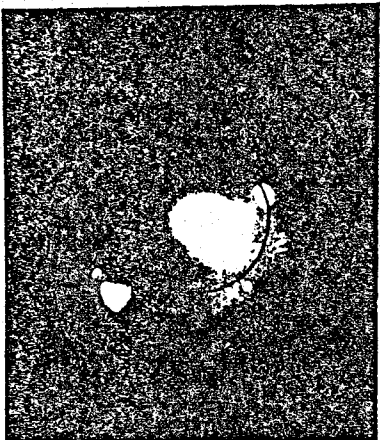
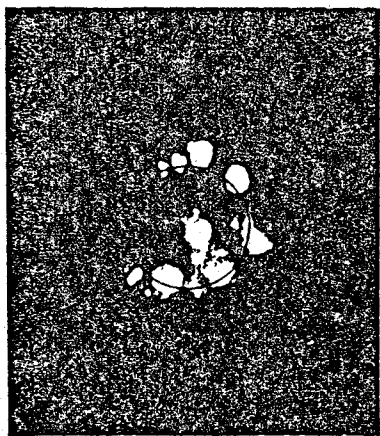


図 3-13.  
 $\frac{3}{2} \omega_0$  光の時間変化

$\frac{3}{2} \omega_0$



Ion trace



$5 \times 10^8 \text{ cm/s}$   
 $2 \times 10^9 \text{ cm/s}$

Super-fast ion

(a)

(b)

図. 3-14.  $\frac{3}{2} \omega_0$  位の粒子分布と超高速イオンとの関係

### (3) $\frac{3}{2}W_0$ 光の発光状態と超高速イオンとの関係

それぞれのショットで、トウソンパラボライオンエネルギー分析器を用いた超高速イオン計測を行なった。典型的なイオンのトレースと、同時に得た  $\frac{3}{2}W_0$ 光の空間分布を図3-14に示す。同図(a)はコーティングしないGMBをレーザー強度は  $1.7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  で照射した場合であり、(b)は厚さ  $2.4 \mu\text{m}$  のポリマーをコーティングしたGMBを、レーザー光強度  $1.1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  で照射した場合である。放物線状のトレースは、それぞれ異なる、荷電数対質量比 ( $z/m$ ) を持つイオン種を表わしている。また原点を通る直線は等速度線を表わし、その傾きが小さい程速度は大きい。従ってトレース上で左下にいくほど速度が速く、エネルギーも大きい。それぞれのトレースで最も右の曲線は700トンを示し、他の曲線は Si, O, C, Cl イオンを示す。図3-13(a)では放物線状曲線の他に、トレースの原点付近にイオンが存在することかわかる。これは非常に高速の成分であり、ここで超高速イオンと呼んでいるものである。この時  $\frac{3}{2}W_0$ 光は点状分布を示した。これに対し同図(b)に示すように  $\frac{3}{2}W_0$ 光の発光分布が点状分布を示さない時は原点付近に超高速イオンが存在しないことかわかった。原点付近に表われるイオンは非常に高速である事が予想されるが、速度の観測限界からその速度は  $2 \times 10^9 \text{ cm/s}$  以上であり、通常観測される高速イオン (ひよ  $5 \times 10^8 \text{ cm/s}$ ) よりはるかに高速であることかわかる。この測定器では原点に近づくとイオン種が区別できなくなる為、超高速イオンのエネルギーは正確に評価する事はできないが、イオン種を700トンと仮定すると  $500 \text{ keV}$  ( $v = 2 \times 10^9 \text{ cm/s}$ ) となり、他のイオン種を仮定すると  $1 \text{ MeV}$  をはるかに越える値となる。このように超高速イオンは放物線の曲線と不連続であり、通常の高速度イオンの発生機構 (共鳴吸収により放出された高速電子とイオン間に発生する両極性電場による加速) とは異なる機構により生成されていることが予想される。また超高速イオンの発生は  $\frac{3}{2}W_0$ 光の発光分布と関係を持っていることから、 $\frac{1}{4}$  領域における  $\frac{1}{2}W_0$  プラズモンによる加速機構が重要と考えられる。

### 3-3-4 検討

実験結果から、 $\frac{3}{2}\omega_0$  光が点状の発光分布を示すとき  $2 \times 10^9 \text{ cm/s}$  以上の速度を持つ超高速イオンが放出されることを示した。ここでは、この超高速イオンが、 $\frac{1}{4}n_c$  領域で生成された  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンによる加速機構によって放出される可能性について論ずる。

#### (1) $\frac{1}{4}n_c$ 領域での電子加速

超高速イオンが放出されるには超高速電子が必要である(図3-10)。超高速電子は  $\frac{1}{4}n_c$  領域でのラマン散乱及び  $2\omega_{pe}$  崩壊を通して生成され得るが、<sup>(13,24)</sup> 例としてラマン後方散乱を考え、放出される電子のエネルギーを評価してみよう。先づ  $\frac{1}{4}n_c$  領域における  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンの位相速度  $v_\phi$  を評価する。 $\frac{1}{4}n_c$  における  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンの振動数と波数をそれぞれ  $\omega_{p1}$ ,  $k_p$ , またその領域でのプラズマ振動数とレーザーの波数をそれぞれ  $\omega_{pe}$ ,  $k_L$  とすると、 $k_p = k_L$ ,  $\omega_{p1} \cong \omega_{pe}$  (図3-9(a)) であるから位相速度は

$$v_\phi = \omega_{p1} / k_p \cong \omega_{pe} / k_L \quad (3-29)$$

となる。ここでプラズマ中における電磁波の分散関係式  $\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2$  を考慮すると  $k_L = \frac{\sqrt{3} k_0}{2}$  となり、また  $\omega_{pe} = \frac{1}{2}\omega_0 = \frac{1}{2}k_0 c$

$$v_\phi \cong c / \sqrt{3} \quad (3-30)$$

を得る。ここで  $c$  は真空中の光速、 $k_0$  は入射レーザー光の波数を表わす。もし電子がこのプラズモンのポテンシャルに捕獲され、その位相速度  $v_\phi (= c/\sqrt{3})$  にまで加速されたとすると、その運動エネルギーは  $104 \text{ keV}$  に達する。(ここでは位相速度が光速に近い為、エネルギーの評価には相対論的効果を考慮した。) 一方  $2\omega_{pe}$  崩壊では次のようになる。ここでは先づ生成されるプラズモンの波数  $k_p$  を評価してみよう。 $k_p$  と入射レーザー光方向を  $\theta$  とすると(図3-9(b)), 波数の整合条件から

$$k_L = 2k_p \cos \theta \quad (3-31)$$

を得る。この崩壊過程では  $\theta = 45^\circ$  方向に最も多くのプラズモンが放出されるから

$$k_p = \frac{1}{\sqrt{2}} k_L \quad (3-32)$$

となる。(3-32) 式を考慮してラマン散乱の場合と同様の評価を行なうと、その位相速度は  $\sqrt{2}$  倍となり、従ってこれにより加速される電子のエネルギーは相対論を考慮すると 2 倍以上となる。これらの評価から、 $\frac{1}{4}\lambda_c$  領域でのパラメトリック過程により非常に高速の電子が放出され得ることがわかる。

## (2) プラズモンによる電子の捕獲速度

ところで  $\frac{1}{2}\omega_0$  プラズモンによる電子加速はランダウ減衰過程であるから、電子捕獲がある為には被加速電子の初期速度は  $v_\phi$  にある程度近い値でなければならぬ。いま初期速度を  $v_\phi - \Delta v$  ( $\Delta v$ : 捕獲速度) とし、許される  $\Delta v$  を評価してみよう。

プラズモン電場の振幅を

$$\tilde{E}_p = E_p \sin(k_p x - \omega t) \quad (3-33)$$

とすると、そのポテンシャル  $\phi$  は

$$\phi = \frac{E_p}{k_p} \cos(k_p x - \omega t) \quad (3-34)$$

従って、このポテンシャルにより電子が得る最大ポテンシャルエネルギー  $E_\phi$  は

$$E_\phi = \frac{eE_p}{k_p} \quad (3-35)$$

プラズモンに乗った系で考えたときの電子の運動エネルギー  $\frac{1}{2} m (\Delta V)^2$  と  $E\phi$  との均合いを考えて

$$\frac{1}{2} m_e (\Delta V)^2 = \frac{e E_p}{k_p} \quad (3-36)$$

より

$$\Delta V = \left( \frac{2e E_p}{m_e k_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-37)$$

を得る。従って電子捕獲がおこる為の電子の初期速度  $v_e$  は次の条件で与えられる。<sup>24,25)</sup>

$$\frac{c}{\sqrt{3}} - \left( \frac{2e E_p}{m_e k_p} \right)^{\frac{1}{2}} \lesssim v_e \quad (3-38)$$

(3-38)式より、超高速電子が効率よく生成されるには、プラズモン電場  $E_p$  が十分大きいこと、及び初期速度の大きい電子が十分多く存在することが必要である。

### (3) プラズモン電場の評価

プラズマ波の非線形な周波数シフト<sup>26)</sup>からプラズモン電場がどの程度まで成長できるかを評価してみる。まずプラズモン電場の圧力によって起こるプラズマ密度の減少量を評価しよう。いまプラズマ電場の振動によって与えられる電子の圧力とプラズマの熱的な圧力との均合いより次式を得る。

$$m_e n_e \left( \frac{\partial v_{os}}{\partial t} + v_e \frac{\partial}{\partial x} v_{os} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (n_e T_e) \quad (3-39)$$

ここで  $n_e$  及び  $T_e$  はそれぞれプラズマの密度及び温度、また  $v_{os}$  は電子の振動速度で、次式で与える。

$$V_{0s} = - \frac{e E_p(x)}{m_e \omega_p} \cos(k_p x - \omega_p t) \quad (3-40)$$

(3-40)式を(3-39)式に代入し、時間平均をとると(3-39)式の第1項は消えて、次式を得る

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{e^2 E_p^2(x)}{4 m_e \omega_p^2} \right) = \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial x} (n_e T_e) \quad (3-41)$$

ここでプラズマ密度の減少量  $\delta n_e$  は初期密度  $n_0$  に比べ十分小さいとし、 $T_e$  は一定と考えると

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{e^2 E_p^2(x)}{4 m_e \omega_p^2} \right) \approx - T_e \frac{d}{dx} \left( \frac{\delta n_e}{n_0} \right) \quad (3-42)$$

これを積分し、 $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m$  を用いると

$$\frac{\delta n_e}{n_0} \approx - \frac{E_p^2}{16\pi n_0 T_e} \quad (3-43)$$

を得る。

次にこのような密度減少による周波数シフトが、不安定の成長率  $\gamma_0$  以上になるとプラズモン電場の成長がとまると仮定すると次の条件が成り立つ。

$$|\delta \omega_p| \approx \gamma_0 \quad (3-44)$$

ここで

$$\begin{aligned} |\delta \omega_p| &= \left| \omega_p \sqrt{1 + \frac{\delta n_e}{n_0}} - \omega_p \right| \\ &\approx \frac{\omega_p}{2} \frac{\delta n_e}{n_0} \end{aligned} \quad (3-45)$$

だから (3-43) (3-44) (3-45) 式より、プラズモン電場の成長限界として次式を得る。

$$\frac{E_p^2}{32\pi n_e T_e} \sim \frac{\gamma_0}{\omega_p} \quad (3-46)$$

#### (4) 実験結果の評価

再びラマン後方散乱を仮定すると、成長率  $\gamma_0$  は<sup>27)</sup>

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{3}}{4} (\nu_0 / c) \omega_0 \quad (3-47)$$

と表わされる。ここで  $\nu_0$  は入射レーザー光電場  $E_0$  による振動速度であり

$$\nu_0 = \frac{eE_0}{m_e \omega_0} \quad (3-48)$$

である。いま典型的実験条件 (レーザー強度  $I = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 電子温度  $T_e = 1 \text{ keV}$ ) を (3-38), (3-46), (3-47), (3-48) 式に適用すると、プラズモン加速に必要な電子の初期速度は  $\nu_e \geq 1.2 \times 10^{10} \text{ cm/s}$  となりエネルギーで評価すると  $\varepsilon \geq 43 \text{ keV}$  となる。(ただしここで相対論的效果を考慮した。) この速度 (あるいはエネルギー) は、低温電子に比べてはるかに大きいから、プラズモン加速が起こる為には共鳴吸収により生成される高速電子が必要となることがわかる。

さて共鳴吸収で放出される高速電子のエネルギーを簡単に評価してみる。高速電子の平均エネルギーは、カットオフ密度付近のプラズマスケール長  $L$  と共鳴電場  $E_d$  を用いて  $\varepsilon \sim eE_d L$  で与えられる。ここで  $E_d$  は、入射レーザー電場  $E_0$  を用いて  $E_d = E_0 \Psi(\tau) (2\pi k_0 L)^{-\frac{1}{2}}$  と表わされる (3-2-1, [2] 参照)。この式に典型的な実験条件 ( $I = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $L = 0.5 \mu\text{m}$ <sup>28)</sup>,  $\Psi(\tau) = 1$ ) を用いると  $\varepsilon \sim 23 \text{ keV}$  となる。この値はプラズモン加速に必要なとされるエネルギー (43 keV) より



小さく、このままで加速を受けることはできないだろう。しかしもし26倍程大きいレーザー強度を仮定すると、プラズモン加速に必要な電子の初期エネルギーは共鳴吸収で生成された高速電子のエネルギー(23 keV)程度となり、プラズモン加速が十分に起こり得ると考えられる。この程度のレーザー光強度の増加はプラズマ中におけるレーザー光のフィラメンテーションによって起こり得るだろう。こうして生成された超高速電子がイオンとの間で生じる両極性電場でイオンが加速され、超高速イオンが発生すると考えられる。著者は実験によって比較的高圧値プラズマ中では $\frac{\omega}{2}$ の光が点状に発光し、またその様な発光を示す時に超高速イオンが放出されることを示した。これは上記の様なプラズモンによる粒子加速機構を考えることにより説明できる。

ところで超高速電子が生成される為には、共鳴吸収によって放出される高速電子が必要であることを前に示した。このような高速電子はレーザー光強度の強くなるレーザーパルスピーク付近で最も多く発生するだろう。パルスピーク付近で発生した高速電子がプラズモン加速によりエネルギーを得てプラズモンが減衰したとすると、これに伴って $\frac{\omega}{2}$ の光の強度も減衰するだろう。これは $\frac{\omega}{2}$ の時間変化に対する観測結果と一致し、これからもプラズモン加速による超高速イオンの生成が裏付けられる。ただしパルスピーク付近での $\frac{\omega}{2}$ の光の減少には、パルスピークでの密度急峻化によってパラメトリック不安定の相互作用距離が減少する効果も考慮する必要があると考えられる。超高速粒子は燃料予備加熱により圧縮効率の低下をひきおこす為、その生成を抑える必要がある。このためにはレーザー光のフィラメンテーションを小さくすることが有効であろう。

### 3-3-5 まとめ

著者は $\frac{\omega}{2}$ の光の空間分布及び時間変化を観測した。この結果から短パルス( $\leq 100$  ps)においても比較的高圧値プラズマ中においてはレーザー光のフィラメンテーションが起こることがわかった。またこの様な条件下

では  $\frac{1}{4} \lambda_c$  領域ではあるパラメトリック過程 (ラマン散乱,  $2\omega_{pe}$  崩壊) を通じて超高速粒子 (電子, イオン) が放出されることがわかった。これらは燃料の予備加熱の原因となる為、その生成を抑えることが必要である。この為にはレーザー光のプラズマ中でのフィラメンテーションを抑えることが有効と考えられる。

### § 3-4 ますび

本章ではレーザー・プラズマ相互作用領域において圧縮効率に影響を与えるレーザー光の吸収とパラメトリック過程について調べた。

レーザー光吸収率測定では、吸収率のレーザー波長、レーザー強度、ターゲットプラズマの  $Z$  値依存性を 3 つの波長のレーザー ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ,  $1.06 \mu\text{m}$ ,  $10.6 \mu\text{m}$ ) を用いて測定した。この結果短波長レーザーほど、高密度領域で吸収が起こり、温度も低い為、高レーザー強度まで古典吸収によって吸収され、吸収率も高いことがわかった。これにより高速電子による燃料予備加熱がないう状態でレーザー光強度を大きくでき、これによるアブレーション圧力の増加が可能となるであろう。しかし一方で吸収領域とアブレーション面とが近いために起こる圧縮の不均一性が問題として残されている。また炭酸ガスレーザーの効率の良さを考慮すれば長波長レーザーも特徴を生かして利用すべきである。

パラメトリック過程では、特に  $\frac{1}{4} \lambda_c$  領域ではあるラマン散乱と  $2\omega_{pe}$  崩壊に注目し、 $\frac{3}{2}\omega_0$  光と超高速イオンの発生の関係を調べた。この結果、プラズマ中でレーザー光強度が十分強くなると、パラメトリック過程を通じて超高速粒子が放出されることがわかった。これらの粒子は燃料予備加熱の原因となる為、その生成を抑えることが必要であるが、この為にはレーザー光のプラズマ中でのフィラメンテーションを抑えることが有効であると考えられる。

## 参 考 文 献

- 1) K. Lee, D.W. Forslund, J.M. Kindel, and E.L. Lindman :  
Phys. Fluids 20 (1977) 51.
- 2) V.L. Ginzburg : The Propagation of Electromagnetic Waves in  
Plasmas (Pergamon, New York, 1964) p. 260.
- 3) K.G. Estabrook, E.J. Valeo, and W.L. Kruer : Phys. Fluids 18  
(1975) 1151.
- 4) 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 (1981) 2011.
- 5) H. Daido, R. Tateyama, K. Ogura, A. Tsujimoto, H. Fujita,  
K. Mima, S. Nakai, and C. Yamanaka : Research Report of  
Institute of Laser Engineering Osaka University ILE8123p  
(1981).
- 6) P. Kaw, G. Schmidt, and T. Wilcox : Phys. Fluids 16 (1973) 1522.

- 7) J. Albritton and P. Kock : *Phys. Fluids* 18 (1975) 1139.
- 8) C. M. Armstrong, B.H. Ripin, F.C. Young, R. Decoste, R.R. Whitlock,  
and S.E. Bordner : *J. Appl. Phys.* 50 (1979) 5233.
- 9) N.A. Ebrahim, and C. Joshi : *Phys. Fluids* 24 (1981) 138.
- 10) D.W. Forslund, J.M. Kindel, and E.L. Lindman : *Phys. Fluids*  
18 (1975) 1002.
- 11) D.W. Forslund, J.M. Kindel, and E.L. Lindman : *Phys. Fluids*  
18 (1975) 1017.
- 12) E. A. Jackson : *Phys. Rev.* 153 (1967) 235.
- 13) W.L. Kruer, and J.M. Dawson : *Phys. Fluids* 14 (1977) 1003.
- 14) C.S. Liu, and M. N. Rosenbluth : *Phys. Fluids* 19 (1976) 967.
- 15) B.I. Cohen, and A.N. Kaufman : *Phys. Fluids* 21 (1978) 404.
- 16) S. Sakabe, T. Mochizuki, T. Yamanaka, and C. Yamanaka :  
*Rev. Sci. Instrum.* 51 (1980) 1314.
- 17) M.J. Herbst, J.A. Stamper, R.R. Whitlock, R.H. Lehberg, and

- B. H. Ripin : Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 328.
- 18) O. Willi, and P. T. Rumsby : Opt. Commun. 37 (1981) 45.
- 19) P. D. Carter, and S. M. L. Sim : Phys. Rev. Lett 44 (1980) 1407.
- 20) H. A. Baldis, J. C. Samson, and P. B. Corkum : Phys. Rev. Lett.  
41 (1978) 1719.
- 21) A. B. Langdon, B. F. Lasinski, and W. L. Kruer : Phys. Rev. Lett.  
43 (1979) 133.
- 22) K. Mima, unpublished.
- 23) P. M. Campbell, R. R. Johnson, F. J. Mayer, L. V. Powers, and  
D. C. Slater : Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 274.
- 24) C. Joshi, T. Tajima, and J. M. Dawson : Phys. Rev. Lett. 47  
(1981) 1285.
- 25) J. M. Dawson, and R. Shanny : Phys. Fluids 11 (1968) 1506.
- 26) H. H. Chen, and C. S. Liu : Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 881.
- 27) A. Simon, and W. B. Thompson : Advance in Plasma Physics

(John Wiley & Sons, New York, 1964) p. 260.

28) A. Raven, and O. Willi: Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 278.

## 第4章 薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過

### § 4-1 はじめに

前章においてレーザープラズマ相互作用に関する実験結果及びその解釈について述べた。本章ではエネルギー輸送に関する現象を扱う。

1977年にレーザー光がアブレーション深さに対して非常に厚いターゲットを異常透過し得ることが山中、等によって報告された<sup>1)</sup>。この現象は「OSAKA効果」と呼ばれその物理的機構はまだ解明されていない。この現象は物理的に興味深いのみならず、第5章に述べるキャノンボールターゲットへの応用が考えられ、圧縮効率向上という意味でも重要である。

著者はこの現象の解明と応用を目的として実験を行なった。この結果について述べる。

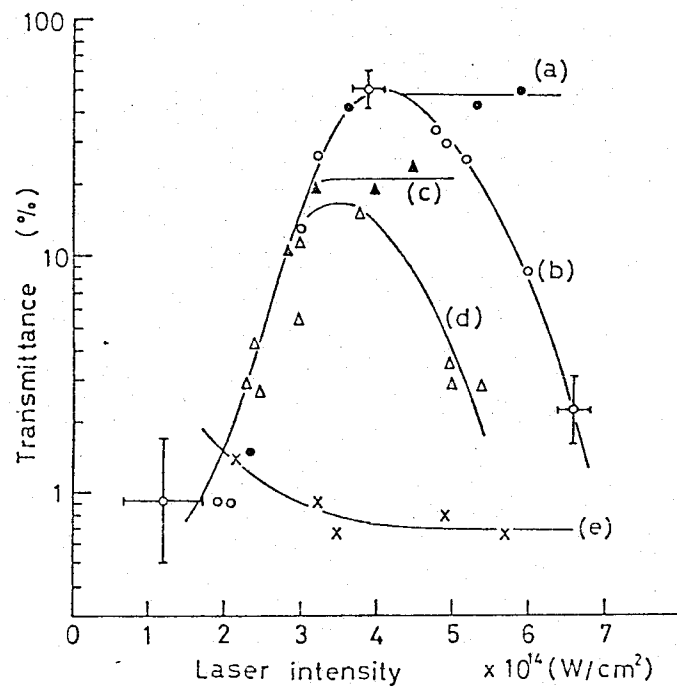
### § 4-2 薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過(OSAKA効果)

#### (1) OSAKA効果

OSAKA効果とはレーザー光をNi等の薄膜に照射したときアブレーションの深さに対して厚いターゲットを異常透過する現象である。図4-1に山中、等が観測した5種類のターゲットに対するレーザー光透過率の強度依存性を示す。レーザー光はガラスレーザー(波長 $1.06\mu\text{m}$ , パルス幅 $200\text{ps}$ )である。ポリエチレン $4\mu\text{m}$ を照射した場合(曲線(c))透過率は2%以下である。ニッケルに対してニッケル $2.5\mu\text{m}$ を照射すると(曲線(a))、レーザー強度 $4 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$ 以上で50%の透過率を示す。さらにポリエチレン $4\mu\text{m}$ にニッケル $2.3\mu\text{m}$ をコーティングしたものをニッケル側から照射した場合(曲線(b))、レーザー強度 $4 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$ で最大値50%を示し、その両側で透過率は減少する。この現象を通常のターゲットアブレーションで評価してみよう。質量アブレーション率 $\dot{m}$  (mass ablation rate) は吸収されたレーザーエネルギーを膨張するプラズマエネルギーの釣合から次のように評価される<sup>2)</sup>

$$\dot{m} = \frac{1}{4} f^{\frac{2}{3}} Z^{-1} M m_e^{-\frac{1}{3}} n_c^{\frac{2}{3}} \Phi_{abs}^{\frac{1}{3}} \quad (4-1)$$

ここで  $f$  は熱流制限係数、 $Z$  はイオンの荷電数、 $M$  はイオンの質量、 $m_e$  は電子の質量、 $n_c$  はレーザー光のカットオフ密度、 $\Phi_{abs}$  は吸収されたレーザーのエネルギー束を表す。この関係式を用いてホリエケレン及びニッケルのアブレーションの深さを評価するとレーザー光強度  $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  においてそれぞれ  $0.6 \mu\text{m}$  及び  $0.13 \mu\text{m}$  となり、ニッケル及びニッケルホリエケレンターゲットの透過率の大きさは通常の熱伝導によるアブレーションでは全く説明できないことがわかる(計算において  $f = 0.6$  を仮定した)。また同図でニッケルの厚さを薄くすると(曲線(c)、(d))、かえって透過率が減少しているが、これは通常の熱伝導では説明できず他の機構を考える必要がある。



- (a) レーザー →  $N_1, 2.5 \mu\text{m}$
- (b) " →  $N_1, 2.3 \mu\text{m} + (\text{CH}_2)_n, 4.0 \mu\text{m}$
- (c) " →  $N_1, 1.25 \mu\text{m}$
- (d) " →  $N_1, 1.0 \mu\text{m} + (\text{CH}_2)_n, 4.0 \mu\text{m}$
- (e) " →  $(\text{CH}_2)_n, 4.0 \mu\text{m}$

図 4-1. 薄膜ターゲットにおけるレーザー光透過率のレーザー光強度依存性



## (2) OSAKA効果の機構

OSAKA効果の原因となる機構として次の4つが考えられる

- 1) レーザ光のファイブメントーションによる低密度プラズマチャンネルの形成。
- 2) 高エネルギー電子( $\sim 10\text{keV}$ )によるターゲット加熱によって起るプラズマ膨張。
- 3) 軟X線輻射(数 $10\text{eV}$ ~数 $100\text{eV}$ )によるターゲット加熱によって起るプラズマ膨張。
- 4) 雑音光(レーザーシステムの増幅自然放射光(Amplified Spontaneous Emission, ASE), フリパルス等)によるターゲット予備破壊。

この中で2), 3) が最も可能性が高いと考えられてきたが定量的には不確かさを残したままであった。本研究ではOSAKA効果の機構を明らかにする為ターゲットの動的挙動を詳しく観測した。コンピューターシミュレーションの結果と比較することによりOSAKA効果の原因は、雑音光によるターゲット予備破壊の可能性が最も大きい。

## (3) 雑音光によるターゲット予備破壊の可能性

レーザー光を照射した時の物質の状態は比較的長いパルス幅に対しては調べられており、図4-2のようになる。この状態図はターゲット物質の違によって異なるが、図より大体の目安を得ることが出来る。(ただし固体状態でレーザー光吸収率が無視できる程小さい物質に対してはこの図は適用できない。) 図4-2よりレーザー光強度が物強い( $I > 10^8 \text{ W/cm}^2$ )時はターゲット物質はプラズマ化するがレーザー光強度が弱くなると( $I < 10^7 \text{ W/cm}^2$ ), ターゲット物質はイオン化することができず融解しあるいは蒸気化することがわかる。高エネルギーレーザーシステムで物質の融解蒸気化に関するものとしてASEやフリパルス等の強度の弱い雑音光が考えられる。これらは通常物低いレベル(激光II号では主レーザー強度に対して $10^{-9}$ 以下)に抑えられているが強度的には物質を蒸気化できる領域にある。ガラス、ポリエチレン等のターゲットでこれが問題にならないのは固体状態でのレーザー光吸収率が十分小さい為であると考えられ、固体状態での吸収率を無視できない物質に対しては、雑音光による蒸気化によってターゲットが予備破壊を受

ける可能性がある。色々な波長における金属薄膜の反射率を表4-1に示す。

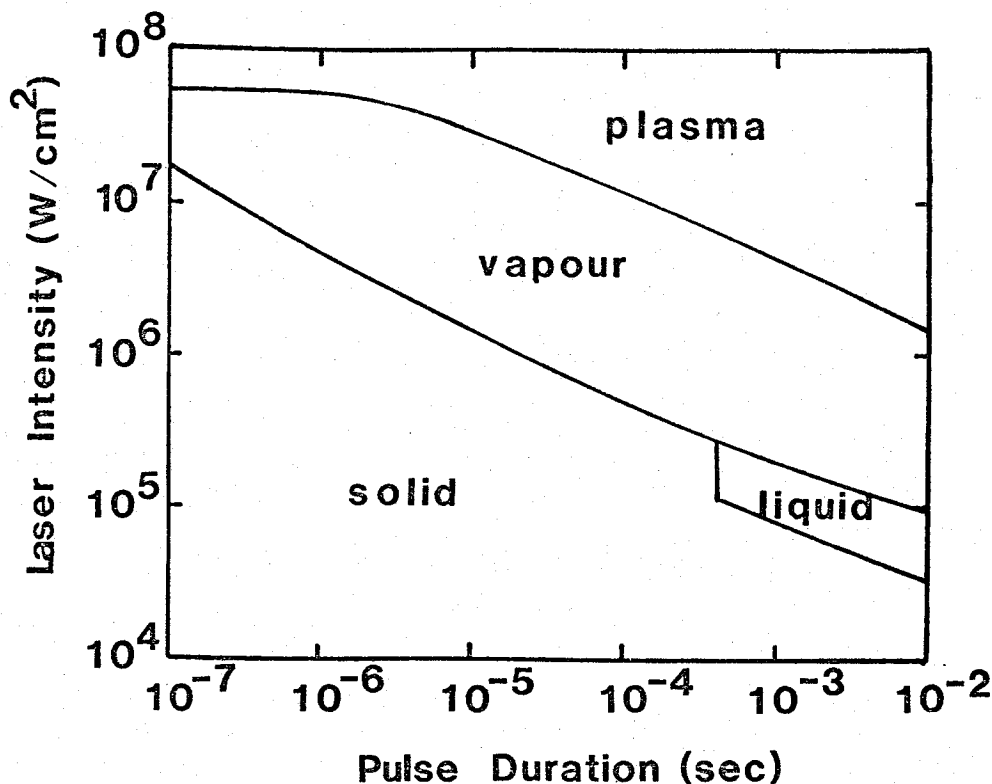


図4-2. レーザー光パルス幅及び強度に対する7-4.1物質の状態変化

表4-1. 金属薄膜の光反射率

$\lambda$ ( $\mu$ )	Ag	Al	Au	Cd	Cu	Ni	Pt	Rh	Sn
0.200				23		44	38		9
0.251				36		37.8	33.8		17
0.280	25.2	92.3	37.8		33.0	37.6	43.1	68.5	
0.305				49		( $\lambda = 0.275$ )	( $\lambda = 0.275$ )		21
0.360	88.2	92.5	36.3	60	41.5	41.2	52.4	77.0	27
0.400	94.8	92.4	38.7	( $\lambda = 0.357$ )	47.5	( $\lambda = 0.361$ )	( $\lambda = 0.361$ )	77.6	( $\lambda = 0.357$ )
0.450	96.6	92.2	38.7		55.2	56.1	58.4	77.2	
0.500	97.7	91.8	47.7		60.0	( $\lambda = 0.441$ )	( $\lambda = 0.441$ )	77.4	
0.550	97.9	91.6	81.7		66.9	54.9	67.9	78.0	
0.600	98.1	91.1	91.9		93.3	( $\lambda = 0.546$ )	( $\lambda = 0.546$ )	79.1	
0.700	98.5	89.9	97.0		97.5	68.8	69.0	80.4	
1.0	98.9	93.9	98.2		98.5	72.0	77	85.0	
2.0	98.9	97.2	98.2		98.6	83.5		90.5	
3.0	98.9	97.5	98.3		98.6	88.7		92.5	
5.0	98.9	97.7	98.3		98.7	94.4		94.5	
7.0	98.9	97.8	98.4		98.7	94.3	95.5	95.2	
10.0	98.9	98.0	98.4		98.8		95.5	96.0	

表より異常透過を顕著に示すニッケルは波長 $1\mu\text{m}$ 光に対し、他の金属に比べて反射率が小さい、即ち吸収率が大きいことがわかる。上記にレーザーシステムの雑音光が“OSAKA効果の原因となりうることを示した。しかし厚さ $5\mu\text{m}$ 程度のターゲットを完全に蒸気化するには $0.1\sim 1\text{mJ}$ 程度のエネルギーが必要である。雑音光の中で、フリパルスはパルス幅が短く十分なエネルギーを供給することはできないであろう。従ってパルス幅の長いASEがターゲットの予備破壊に最も重要な役割を果たすものと予測される。

### §4-3 実験方法

今回の実験では、レーザーシステムのASEによるターゲット予備破壊の可能性について調べた。

#### (1) レーザ装置

使用したレーザーはガラスレーザー「激光Ⅱ号」の1ビーム(南ビーム: Sビーム)であり波長は $1.064\mu\text{m}$ であった。主レーザー光のパルス幅は $100\text{ps}$ で、そのエネルギーは $0.4\sim 20\text{J}$ の間で変化させた。これによりターゲット表面においてレーザー強度は $1\times 10^{14}\sim 4\times 10^{15}\text{W/cm}^2$ であった。このときのASEのエネルギーは $900\mu\text{J}$ 以下、パルス幅は約 $300\mu\text{s}$ であり、そのターゲット表面での強度は $4\times 10^4\text{W/cm}^2$ (エネルギー $900\mu\text{J}$ のとき)と評価される。

#### (2) ターゲット

使用したターゲットは主にマイラ(厚さ $3\mu\text{m}$ )単膜、ニッケル(厚さ $2\mu\text{m}$ )単膜、及びこれを貼り合わせたニッケル-マイラ二重膜、の3種類である。

#### (3) 実験配置

図4-3に実験配置を示す。レーザー光はターゲットの法線に対して $45^\circ$ 方向から非球面レンズ(F/1)を用いて集光された。レーザー光透過率

は入射光及び反射光モニター用カロリーメーターを用いて測定した。また透過光の一部をビームスプリッターにまつて取り出し、そのスペクトルシフト及び拡がりを観測した。使用した分光器は Gzerny-Turner 型モノクロメーター (Nikon G-250) であり、600本/mmの回折格子の使用により波長分解能は  $2\text{\AA}$  であつた。ターゲットの動的挙動を調べる為には波長  $633\text{nm}$  のプローブ光を用い、光学バックライト法によりターゲット正面像と、また光学シャドウグラフィ法によつてターゲット側面像を撮影した。(図4-4) ターゲットの前か後方への荷電粒子のモニターには法拉デーカップイオンコレクターを使用した。測定項目及び使用した計測等を表4-2にまとめる。

表4-2 測定項目及び測定器

測定項目	測定器
レーザー光透過率	入射透過光モニター
ターゲット正面像	光学バックライト法
ターゲット側面像	光学シャドウグラフィ法
透過光スペクトル	Gzerny-Turner型モノクロメーター
荷電粒子	法拉デーカップイオンコレクター

#### (4) プローブ光

プローブ光は主レーザー光の一部をビームスプリッターで取り出しこれを非線形光学結晶(KDP)に通して得られる2倍高調波(波長 $530\text{nm}$ )をさらにラマン媒質(エタールアルコール使用)を用いて波長シフトさせるのである。ラマン媒質中では入射光が媒質の分子振動の固有振動数によって決まる周波数シフトを受け、長波長光(スーアス光波長 $633\text{nm}$ )が放出される。得られたプローブ光のパルス幅は約70psであつた。この光を狭帯域フィルターを組み合わせることによりプラズマ中での非線形効果によって放出される2倍高調波(波長 $530\text{nm}$ )の影響を避け鮮明な像を得ることが出来る。

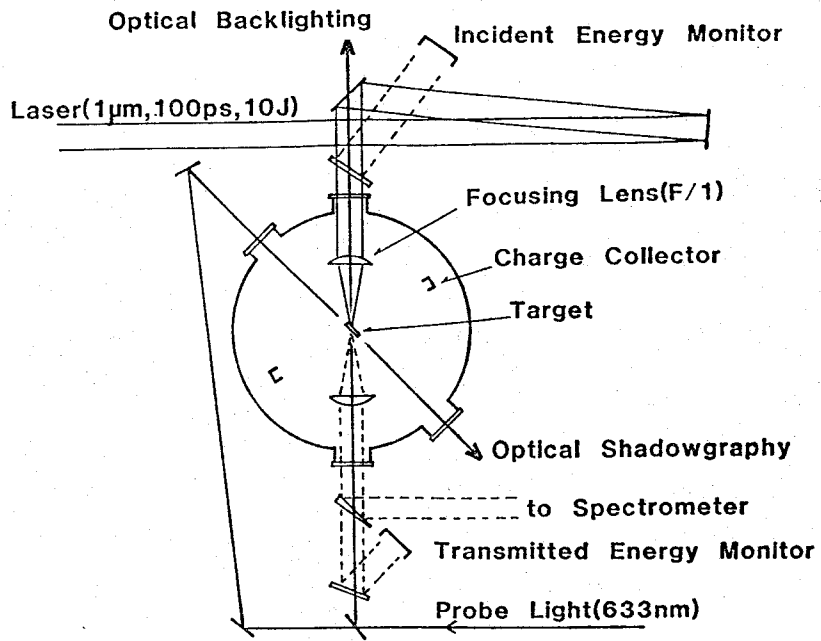


図4-3. OSAKA効果の実験配置

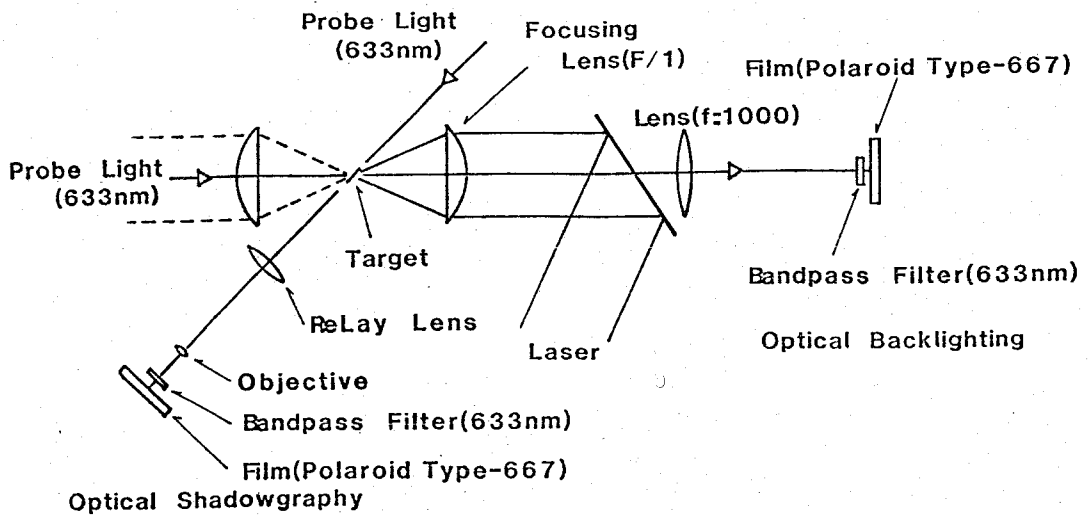


図4-4. 光学計測配置図

## § 4-4 実験結果と検討

### (1) レーザー光透過率

レーザー光強度  $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  におけるレーザー光透過率の測定結果を表 4-3 に示す。この時の ASE エネルギーは  $900 \mu\text{J}$  以下であった。マイラ  $3 \mu\text{m}$ 、ニッケル  $2 \mu\text{m}$ 、ニッケル ( $2 \mu\text{m}$ ) - マイラ ( $3 \mu\text{m}$ ) 二重膜に対して透過率はそれぞれ  $\lesssim 1\%$ 、 $65\%$ 、 $20\%$  であり、ニッケル単膜及びニッケル-マイラ二重膜において透過率が大きいことがわかる。今回の測定では山中等が観測したと同様な異常透過現象が観測されたが、この場合より約 1 桁高いレーザー光強度において透過が観測された。これは使用したレーザーシステムの違いによる ASE レベルの違いの為に考えられる。

表 4-3. 3 種類のターゲットに対するレーザー光透過率

Target	Mylar ( $3 \mu\text{m}^t$ )	Nickel ( $2 \mu\text{m}^t$ )	Nickel-Myler
Transmittance	$\lesssim 1\%$	65%	20%

(4-1) 式を用いてレーザー光強度  $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  におけるアブレーションの深さを計算すると、マイラ、ニッケルに対してそれぞれ  $1.2 \mu\text{m}$  及び  $0.23 \mu\text{m}$  となり、ニッケル  $2 \mu\text{m}$  におけるレーザー光透過はターゲットのアブレーションによって説明することはできない。また、ニッケル-マイラ二重膜ではニッケル単膜に比べ透過率は小さくなっているが、マイラ単膜より厚いターゲットにおいて明らかなるレーザー光透過が観測された。これは通常のターゲットアブレーションでは説明できない。

## [2] ターゲット正面像

光学バックライト法を用いたレーザー集光点付近のターゲット正面像を図4-5に示す。この場合の実験条件はターゲットが $2\mu\text{m}$ 厚のニッケルでありレーザー光強度は $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 、ASEエネルギーは $900 \mu\text{J}$ 以下であった。プローブ光の遅延時間は主レーザー光のピークを基準として $-350 \text{ ps} \sim +800 \text{ ps}$ まで変化させた。 $-350 \text{ ps}$ ではターゲットの破壊は観測されなかったが、 $-300 \text{ ps}$ においてすでにターゲット上に直径 $\sim 200 \mu\text{m}$ のピンホール状の穴が観測され、このピンホールは $+800 \text{ ps}$ まで閉じない。これよりASEによるターゲット予備破壊が起きている可能性が強いことがわかった。また $0 \text{ ps} \sim +400 \text{ ps}$ の間ではターゲット上に形成されたピンホール内に微細構造が観測され、レーザー光の集光点付近に低密度のプラズマが生成されているらしいことがわかる。蒸気の世界音速程度である。Ni蒸気の世界音速は $1 \times 10^5 \text{ cm/s}$ 程度であり、十分遅いので遅延時間 $0 \text{ ps}$ においてピンホール周辺にはNi蒸気が存在する。この蒸気は主レーザー光によってイオン化され、低密度プラズマを形成することになる。このようにして生成された低密度プラズマの散逸時間からプラズマの電子温度を評価することができる。遅延時間 $+400 \text{ ps}$ までピンホール内に観測された微細構造は $+800 \text{ ps}$ では観測されない。そこでプラズマは $800 \text{ ps}$ の時間内に $100 \mu\text{m}$  (ピンホール半径)動いたと仮定すると、散逸速度は $1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ である。この速度がプラズマの熱速度 $v_{th} = (\gamma T_e / M)^{1/2}$ であるとすると、電子温度は $500 \text{ eV}$ となる。(ただし $T_e$ は電子温度、 $M$ はイオンの質量で、ニッケルの実効荷電数を $Z=15$ と仮定した。)

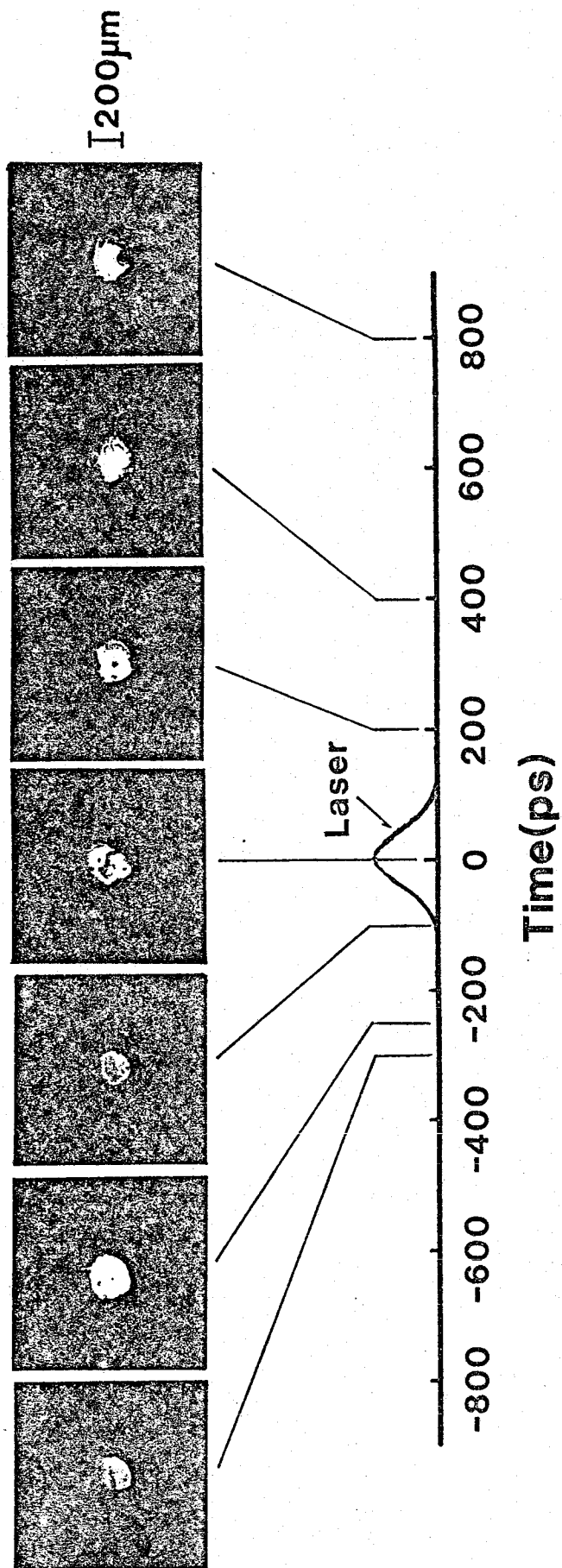


図 4-5. フラッシュ正角像の時間変化

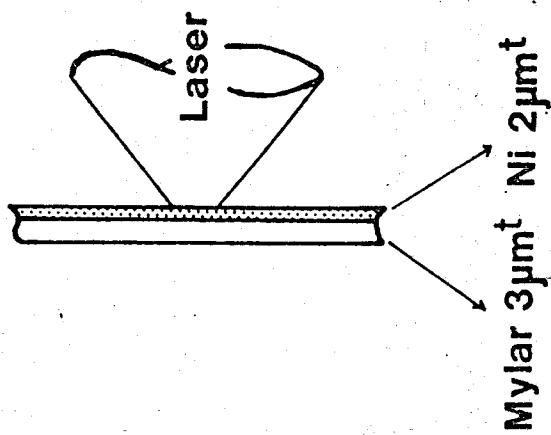


### (3) ターゲット側画像

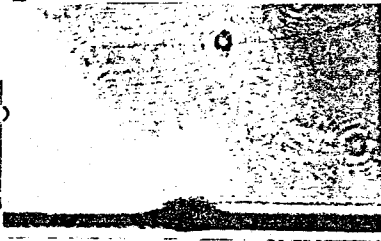
光学シャドウグラフ法を用いたターゲット側画像の測定例を図4-6に示す。ターゲットはニッケル-マイラニ重膜ターゲットでレーザー光はニッケル側から照射された。同図(a), (b)は異なるASEエネルギーに対する観測例で、それぞれ $\sim 10 \mu\text{J}$ ,  $\sim 900 \mu\text{J}$ であった。(ASEエネルギーはレーザーシステム中に挿入した可飽和色素(Ni-Complex)の濃度を変えることにより制御した。) 主レーザー光強度は $2.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ であった。ASEエネルギーが小さい場合(図4-6(a)), ターゲット前面へのプラズマの熱膨張が観測され、この時レーザー光透過率は0.3%と小さかった。これに対しASEエネルギーが大きい場合(図4-6(b))プラズマの膨張は見られず且つ顕著なレーザー光透過(17%)が観測された。またこの場合、大きき $10 \mu\text{m}$ 以下の無数の粒子がターゲット表面から $500 \mu\text{m}$ 以上の距離にまで飛び散っているのが観測された。この微小粒子は、ターゲット表面が非常に短時間で加熱された為に熱歪によってターゲット物質の一部が飛び散り生じたものであると考えられる。この結果から、レーザー光透過率が大きい時には、主レーザー光がターゲットに到達する前に既にターゲットが予備破壊されているらしいことがわかった。

### (4) ターゲット透過光のスペクトル

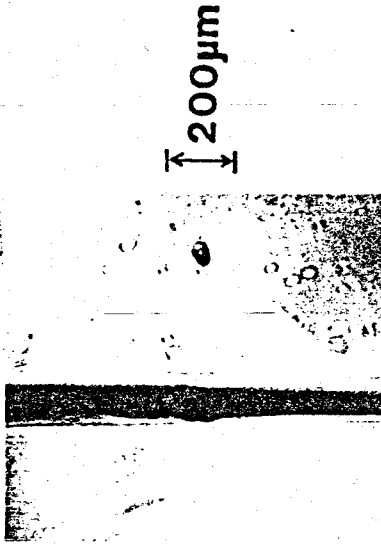
ターゲット物質の状態をさらに詳しく知る為に、ターゲット透過光の分光を行なった。図4-7に典型的な測定例を示す。(a)は透過率が小さい場合(0.3%)、(b)は透過率が大きい場合(25%)である。(a)では入射レーザー波長の両側に波長シフト成分が観測された。シフト量は短波長側に $\sim 50 \text{ \AA}$ 、長波長側に $\sim 30 \text{ \AA}$ であった。これに対し(b)ではスペクトルシフトは観測されずスペクトル幅のわずかな広がりだけが観測された( $8 \text{ \AA}$ )。 (a)の場合長波長及び短波長両側へシフトしていることから何らかの可逆過程によるレーザー光の自己位相変調がおこっている可能性がある。プラズマ中では、この可逆過程として、レーザー光強度の増加減少に伴ったレーザー光圧の変化によるプラズマ密度の時間変化が考えられる。



# 8 1 0 8 2 7 0 5



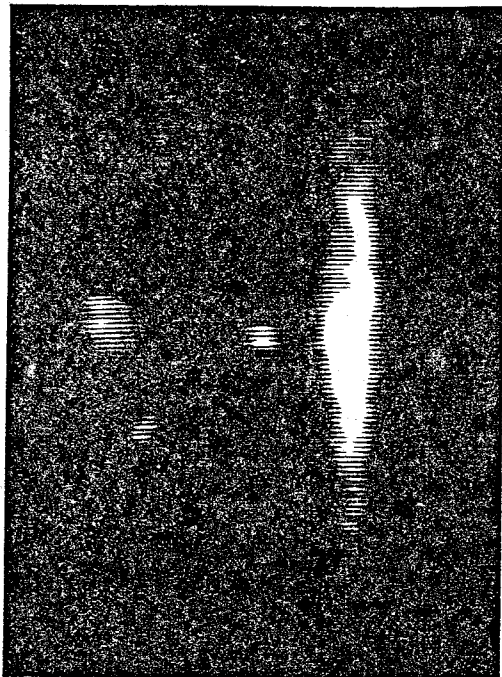
# 8 1 0 7 3 1 0 3



$E_{ASE} \leq 10 \mu J$	$E_{ASE} \leq 900 \mu J$
$T = 0.3 \%$	$T = 17 \%$
$t_d = 0 \pm 50 ps$	$t_d = 0 \pm 50 ps$
(a)	(b)

図4-6. 異なるASEエネルギーに対するアークの側面像

#81082705

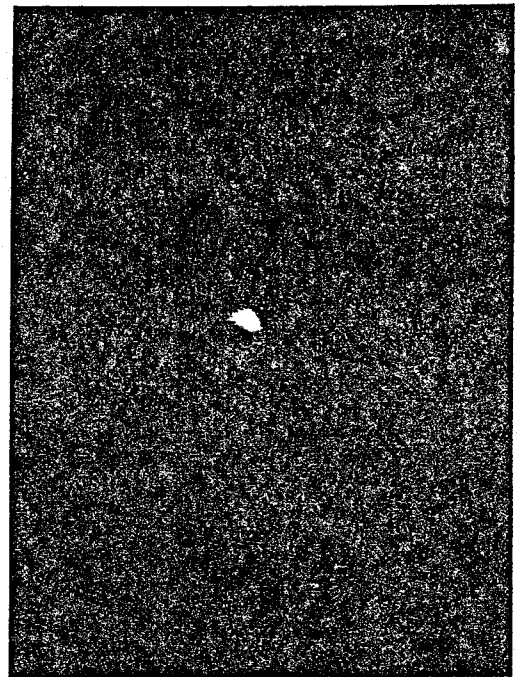


— -50       $\lambda_0 + 30$  (Å)

T = 0.3 %

(a)

#81080102



— -30       $\lambda_0 + 30$  (Å)

T = 25 %

(b)

図4-7. ターゲット透過光のスペクトル

プラズマ密度の変化に伴いプラズマの屈折率が時間的に変化し、レーザー光は自己位相変調を受ける。<sup>7)</sup> レーザーパルスの立ち上がり部分では、プラズマの屈折率が時間的に増加し、透過光は長波長側にシフトする。また立ち下がり部分では、プラズマの屈折率が時間的に減少し、透過光は短波長側にシフトする。この場合、スペクトルシフトあるいはスペクトル拡がりからレーザー光路中に存在するプラズマの密度を評価することができる。プラズマ中での自己位相変調による周波数シフト量  $\Delta\omega$

は次式で評価される。<sup>8)</sup>

$$\Delta\omega = \frac{4\pi e^2}{m e \omega_0 |v_g|} \left\{ L \frac{d}{dt} \Delta n_e + \Delta n_e \frac{d}{dt} L \right\} \quad (4-2)$$

ここで、 $e$ 、 $m_e$  はそれぞれ電子の電荷及び質量と、 $\omega_0$  は入射レーザー周波数と、 $L$ 、 $\Delta n_e$  はそれぞれプラズマのスケール長及び密度変化量を表わす。 $v_g$  はレーザー光のプラズマ中での群速度であり、プラズマ中での電磁波の分散関係式  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2$  を用いて

$$v_g^2 = \left( \frac{d\omega}{dk} \right)^2 = c^2 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \quad (4-3)$$

と表わされる。ここで  $c$  は真空中での光速  $k$  はプラズマ中での電磁波の波数である。また  $\omega_{pe}$  はプラズマ振動数であり

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \quad (4-4)$$

である。レーザー光の光圧によるプラズマの密度変化は、レーザー光圧とプラズマの圧力の釣り合いより次式で評価される ((3-43)式)。

$$\Delta n_e \approx \frac{-|E_0|^2}{16\pi T_e} \quad (4-5)$$

ここで  $E_0$  は入射レーザー光の電場、 $T_e$  はプラズマの電子温度である。いま実験条件に対する典型的なパラメーターとしてレーザー光強度  $I = 2 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>、電子温度  $k_B T_e = 500$  eV、プラズマのスケール長  $L = 27 \mu\text{m}$ 、スケール長の時間変化  $\frac{d}{dt} L = 1 \times 10^7$  cm/s とする。これらと (4-5)、(4-2) 式に代入すると  $50 \text{ \AA}$  のスペクトルシフトから  $|v_g| = 5.8 \times 10^9$  cm/s を得る。従って (4-3)、(4-4) 式よりプラズマの電子密度は  $n_e = 0.96 n_c$  ( $n_c$ : カットオフ密度) となる。また図 4-7(b) の場合のスペクトル拡がりと同じ式を適用すると、 $4 \text{ \AA}$  (中心波長からの拡がり) は  $|v_g| = 2.7 \times 10^{10}$  cm/s に対応し、従って電子密度は  $n_e = 0.19 n_c$  となる。この結果よりレーザー光透過率が大きい時はレーザー光路中に密度の高いプラズマは存在しないことがわかった。これは光学バックライト法及び光学シフト法の計測結果と一致する。

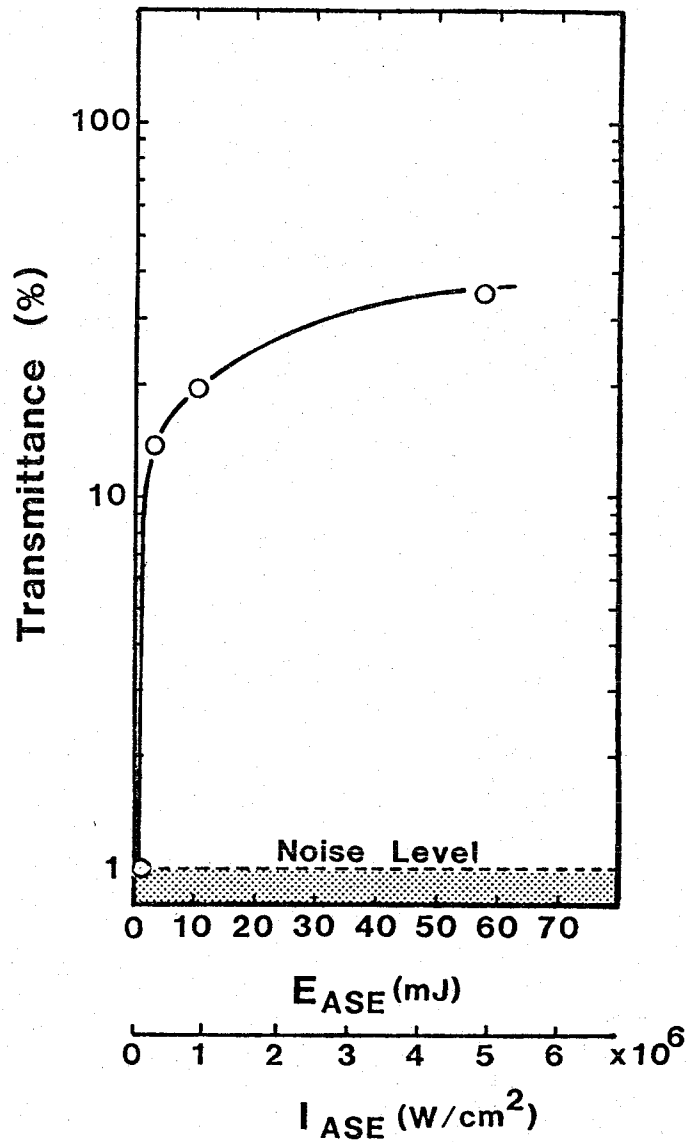


図4-8. ASE強度及びエネルギーに対する主レーザー光透過率

[5] ASEの制御によるOSAKA効果の再現

以上の測定から、OSAKA効果がASEによるターゲット予備破壊によっておこっている可能性があることが示された。ここではASEエネルギーを制御することによってOSAKA効果の再現を試みた。即ちレーザーシステム中の偏光子により反射されたASEの一部を増幅

器列(Nビーム)で増幅及び制御したEビームスプリッターを用いて再び主レーザー光(Sビーム)の光路内に導入した。この時Sビーム自体のASEは可飽和色素により十分低いレベルに抑えられ、その強度は $10^3 \text{ W/cm}^2$ 以下、エネルギーは $10 \text{ nJ}$ 以下であった。ASEのエネルギー及び強度に対する透過率変化を図4-8に示す。主レーザー光強度は $\sim 4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、ターゲットはニッケル2  $\mu\text{m}$ 単膜であった。この結果レーザー光透過率はASE強度 $5.5 \times 10^4 \text{ W/cm}^2 \sim 1.4 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ において急激に増加し、図4-1、曲線(a)に比較的近い曲線が得られた。ただしこの場合十分な透過を得る為にはASEのエネルギー $10 \text{ mJ}$ 以上を必要とし通常のレーザー照射におけるASEエネルギー( $900 \mu\text{J}$ 以下)に比べて大きすぎることに及び最大透過率は35%程度で期待される値の $\frac{1}{2}$ 程度であることなどの問題点が残されている。

#### §. 4-5. 1次元流体コードによるシミュレーション計算と検討

実験に伴ってASEによるターゲット蒸気化のシミュレーション計算を行った。使用したコードは1次元流体コードで、これにターゲット物質の熱定数(融点、沸点、融解熱、気化熱、熱伝導率)を与えた。

##### (1) 熱定数

熱定数の中で特に熱伝導率は物質の状態や温度によって変化する。以下にこれを評価する。

##### i) ニッケル固体

金属固体中では伝導電子の拡散によって熱伝導が起こる。いま金属の抵抗率を $\rho$ 、導電率を $\sigma$ とすると

$$\sigma = \rho^{-1} \quad (\text{mho} \cdot \text{cm}^{-1}) \quad (4-6)$$

である。また金属の熱伝導率 $K$ と導電率 $\sigma$ との関係はウーテマン・

フランクツの法則により次式で表わされる。

$$K = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 T(^{\circ}K) \sigma \quad (\text{J/m} \cdot \text{sec} \cdot ^{\circ}K) \quad (4-7)$$

ここで  $T$  は温度、 $k_B$  はボルツマン定数、 $e$  は電子の素電荷である。  
従って (4-6)、(4-7) 式より  $\rho$  が与えられれば  $K$  を計算することが出来る。いま ニッケルの固体状態での  $\rho$  を次式で近似する。<sup>9)</sup>

$$\begin{aligned} \rho &= 8 \times 10^{-6} (1 + 4.15 \times 10^{-3} T(^{\circ}K)) \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \\ &= 8 \times 10^{-6} (1 + 48.1 T(\text{eV})) \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \quad (4-8) \end{aligned}$$

(4-6)、(4-7)、(4-8) 式より ニッケル固体の熱伝導率は

$$K = \frac{4.12 \times 10^5 T(\text{eV})}{1 + 48.1 T(\text{eV})} \quad (\text{J/m} \cdot \text{sec} \cdot \text{eV}) \quad (4-9)$$

となる。

### ii) ニッケル液体

金属液体においても同様の評価が出来る。抵抗率は固体状態とは不連続であり、次式で近似する。<sup>10)</sup>

$$\begin{aligned} \rho &= 2.86 \times 10^{-5} (1 + 1.15 \times 10^{-3} T(^{\circ}K)) \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \\ &= 2.86 \times 10^{-5} (1 + 13.3 T(\text{eV})) \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \quad (4-10) \end{aligned}$$

(4-6)、(4-7)、(4-10) 式より ニッケル液体の熱伝導率は

$$K = \frac{1.15 \times 10^5 T(\text{eV})}{1 + 13.3 T(\text{eV})} \quad (\text{J/m} \cdot \text{sec} \cdot \text{eV}) \quad (4-11)$$

となる。

### iii) ニッケル気体

気体の熱伝導は気体分子の衝突によっておこる。気体の平均自由行程を  $l$ 、熱速度を  $v_T$ 、気体分子の質量を  $m$  とすると、熱伝導係数

Kは

$$K = \ell v_T = \ell \left( \frac{2k_B T(^{\circ}K)}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{m}^2/\text{sec}) \quad (4-12)$$

で与えられる。いま衝突周波数を $\nu$ 、衝突断面積を $Q$ 、気体の密度を $n$ 、原子半径を $a$ とすると次の関係がある。

$$\ell = \frac{v_T}{\nu} \quad (\text{m})$$

$$\nu = Q n v_T \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (4-13)$$

$$Q = \pi a^2 \quad (\text{m})$$

(4-12)、(4-13)式より次式を得る。

$$K = (\pi a^2 n)^{-1} \left( 2k_B T(^{\circ}K)/m \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{m}^2/\text{sec}) \quad (4-14)$$

(4-14)式の熱伝導係数 $K$ と通常用いる熱伝導率 $K$ に変換すると次式を得る。

$$\begin{aligned} K &= n k k_B \\ &= (\pi a^2)^{-1} \left( 2k_B T(^{\circ}K)/m \right)^{\frac{1}{2}} k_B \quad (\text{J}/\text{m} \cdot \text{sec} \cdot \text{eV}) \end{aligned} \quad (4-15)$$

(4-15)式に数値を代入することにより、ニッケル気体の熱伝導率は

$$K = 6.01 \times 10^3 \sqrt{T(\text{eV})} \quad (\text{J}/\text{m} \cdot \text{sec} \cdot \text{eV}) \quad (4-16)$$

となる。

iv) マイラ固体、気体

マイラは解離温度が低く従って温度変化範囲が狭く温度変化はほとんど無視できる。またニッケルに比べ非常に短時間内に $3\mu\text{m}$ の膜全体が蒸気化し固体表面から飛び去ってしまうから気体



状態の熱伝導率の変化は計算にあまり影響を与えないと考えられる。これを考慮してその熱伝導率は一定 ( $4.19 \times 10^3 \text{ J/m} \cdot \text{sec} \cdot \text{ev}$ ) とした。計算に用いた物質の熱定数を表4-4、表4-5に示す。

表4-4 熱定数

	ニッケル	マイラ
融点 (°K)	1728	420
沸点 (°K)	3005	
融解熱 (cal/g)	71.7	309
気化熱 (cal/g)	1514	

注)マイラは融点(420K)において固体から気体への昇華がおこると仮定した。また昇華に必要な熱量は炭素の結合エネルギーから求めた。

表4-5 熱定数

	ニッケル			マイラ	
	固体	液体	気体	固体	気体
定積比熱 (cal/g·deg)	0.101	0.0674	0.0506	0.424	0.424
熱伝導率 (J/m·sec·ev)	$\frac{4.12 \times 10^5 T(\text{ev})}{1+48.1 T(\text{ev})}$	$\frac{1.15 \times 10^5 T(\text{ev})}{1+13.3 T(\text{ev})}$	$6.01 \times 10^3 \sqrt{T(\text{ev})}$	$4.19 \times 10^3$	$4.19 \times 10^3$

マイラは重合体であり、相変化を起さないので、固体、液体、気体の区別が明らかではない。この為計算においては炭素数が22を境界として

固体から気体へ昇華が起こると仮定した。

(2) 計算結果

計算により得たターゲットの動的挙動を図4-9に示す。

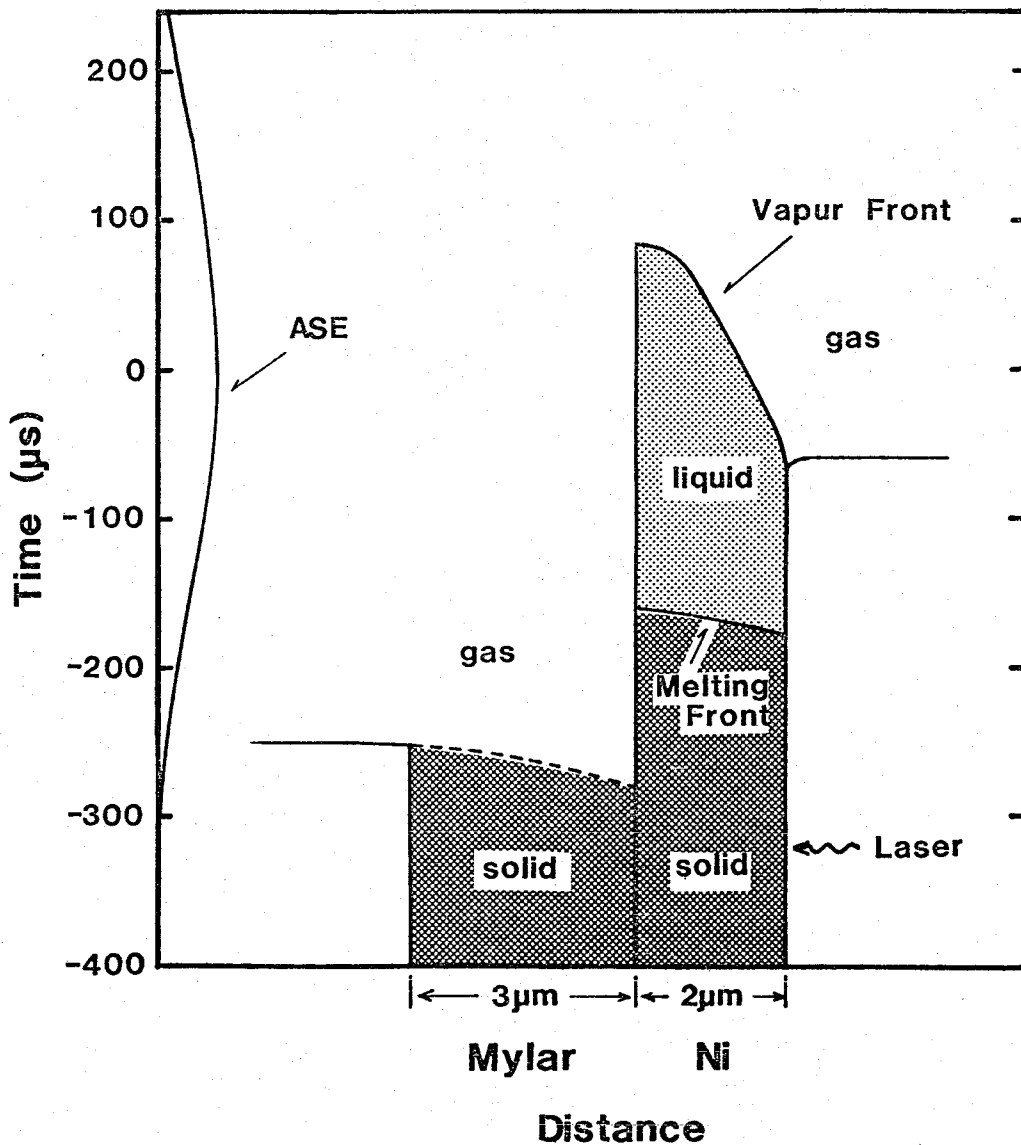


図4-9. ASEによるターゲット蒸気化の計算結果。

ターゲットはニッケル2μm-マイラ3μmの二重膜でASEはニッケル側から入射する。簡単の為ASEはガウス型分布をしているとし、そのピーク強度は $2 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ 、パルス幅は300μsと仮定した。ニッケルによるASEの吸収率は表4-1より28%とした。ニッケル表面で吸収

されたエネルギーは、熱伝導によってマイラまで運ばれる。マイラの解離温度はニッケルの融点、沸点に比べて十分小さい為、先づマイラが気化する。その後ニッケルが液化しASEのピークから約 $90\mu\text{s}$ 後に全てのニッケルが気化する。このシミュレーション計算より、ニッケルは固体状態で、低強度光の吸収率が大きい為、光吸収体として働いていることがわかる。この働きにより、ASEはマイラ単膜より厚いニッケル-マイラ二重膜を予備破壊することができると考えられる。ただし今回の計算条件ではASEエネルギーが $4.7\text{mJ}$ 必要であり、この値は激光II号システムで実際に観測される値( $900\mu\text{J}$ 以下)に比べて約5倍以上大きい。定量的な一致を得る為には、物質の融解、蒸発に関してより詳しい物理過程を扱う必要があると思われる。

#### §.4-6 むすび

本章では、薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過現象(OSAKA効果)のメカニズムを調べる為に実験及びシミュレーション計算を行った。この結果、ASEによるターゲット予備破壊がその原因となり得ることを示した。しかし、ASEによる予備破壊でOSAKA効果を再現する為には $10\text{mJ}$ 以上のASEエネルギーが必要であり(§.4-4〔5))これは通常のレーザー照射におけるASEエネルギーに比べて大きすぎる。またニッケル-ホリエケレン二重膜を照射した場合、いったん増加した透過率が高レーザー強度側で再び減少する事実(図4-1, 曲線(b))はこのモデルでは説明できない。これらを完全に説明する為には予備破壊に付随した他のメカニズム(例えば §.4-2〔2〕, 1), 2), 3))も考慮する必要があると考えられる。この異常透過現象は固体状態で光吸収率の大きい物質に対してはターゲット予備破壊の原因となる為問題となる。しかし十分厚い金属膜をレーザー光が透過する性質は次章

で述べるキャノンボールターゲットに積極的に応用することができ  
る。もしキャノンボールターゲットのタンパー膜としてニッケルを用いれ  
ば、ピンホールを前もって開けておくことなくレーザー光をタンパー内  
部に注入することができ、キャノンボールターゲットの実用性向上につ  
ながる為、圧縮効率の向上に役立ってであろう。この場合、タンパー  
膜の材質としては固体状態で吸収率が大きく(表4-1)、かつ  
密度の高い白金が有望となるかもしれない。

## 参 考 文 献

- 1) C. Yamanaka et al. : Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 4A, edited by H. J. Schwarz and H. Hora (Plenum Publishing Corporation, 1977) p. 577.
- 2) J. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka, and C. Yamanaka : Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 619.
- 3) K. Yamada, M. Yagi, H. Nishimura, F. Matsuoka, H. Azechi, T. Yamanaka, and C. Yamanaka : Journal of the Physical Society of Japan 51 (1982) (to be published).
- 4) 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 (1981) 2011.

- 5) 山中千代衛：レーザー工学，コロナ社，(1981) 181.
- 6) 飯田 修一 他：物理定数表，朝倉書店，(1974) 119
- 7) C. Yamataka, T. Yamataka, J. Mizui and  
N. Yamaguchi: Phys. Rev. A 11 (1975) 2138
- 8) 水井 川順一：レーザーによるプラズマ加熱過程の基礎的  
研究(大阪大学工学部，博士論文，昭和53年8月).
- 9) 有山兼孝 他：物質の磁性(物性物理学講座6)，  
共立出版株式会社，p.240
- 10) 日本金属学会編：金属液体の構造と物性(金属物性基礎  
講座5)．丸善株式会社，p.227.

## 第5章 キャノンボールターゲットによるレーザー光吸収率と 流体力学的効率の向上

### § 5-1 はじめに

レーザー核融合において当面の目標であるブレークイーブン(照射レーザーエネルギー=核反応生成エネルギー)を実現する為には燃料ペレットを固体密度の $10^3 \sim 10^4$ 倍に圧縮し、その中心部で核融合反応の点火条件( $T \sim 4 \text{ keV}$ ,  $D-T$ )を満足させる必要がある。レーザー光のターゲットプラズマによる吸収率及び流体力学的効率即ち吸収されたエネルギーが、プラズマの内向き運動エネルギーに変換される割合の向上を図ることは必要とするレーザーエネルギーを低減させる為非常に重要である。ターゲットプラズマの圧縮機構の中で、アブレイティブな圧縮に対して通常用いられるモデルはロケットモデルである。このモデルでは、レーザー照射により噴出したプラズマのロケット作用により、プッシャーを介して燃料が圧縮される。この場合レーザー光の吸収率は、レーザー光強度 照射角度等により大きく異なるが、流体力学的効率は  $\Delta M / M_0$  ( $M_0$ : 初期のターゲット質量,  $\Delta M$ : アブレイトした質量) 程度となり、実験的には  $10 \sim 20\%$  程度である。

著者は今回、流体力学的効率と吸収率の向上を目的に、キャノンボールモデル<sup>3,4)</sup>に従う加速機構を導入した。また、この一次元モデル実験として、穴あき二重膜ターゲット(キャノンボールターゲット)を開発した。これにより、同じ実験条件下で従来の単膜照射と比較した場合、吸収率が14倍、流体力学的効率が7倍の向上が観測されており、この方法をペレットターゲットに適用すれば比較的小型のレーザーシステムでブレークイーブンを実現することが可能となるであろう。

### § 5-2 キャノンボールモデルとキャノンボールターゲット

レーザー核融合において得られるペレット利得  $G_p$  (核反応生成エネルギー/照射レーザーエネルギー)とこれを得る為に必要な最小のレーザーエネルギー  $E_L$  との関係は次式で表わされる。<sup>5)</sup>

$$E_L \cong \eta_{ab}^{-1} (G_p / 115 \eta_{ab})^{1/2} (A_s / \eta_{LF})^{1/2} (\alpha / \eta_{LF})^3 \quad (5-1)$$

ここで、 $A_s$  は点火パラメータであり、点火領域の温度  $T_s$  (eV) と点火領域の "PR" (=  $H_s$  (g/cm<sup>2</sup>)) を用いて  $A_s \equiv T_s H_s^3 / 540$  と定義される。 $\alpha$  は圧縮された燃料の内部エネルギーと等エントロピー圧縮を行なった時に要する外部からの仕事との比であり、理想的には 1 となる。 $\eta_{LF}$  は圧縮された燃料の内部エネルギーと吸収されたレーザーエネルギーの比であり、理想状態 ( $\alpha=1$ ) では流体力学的効率  $\eta_H$  と等しくなる。 $\eta_{ab}$  はレーザー光のターゲットプラズマへの吸収率である。理想状態を考えると (5-1) 式より次式のような比例関係が成り立つ。

$$E_L \propto (\eta_{ab} \cdot \eta_H)^{-3.4} \quad (5-2)$$

従って  $\eta_{ab} \times \eta_H$  をわずかなでも増加させることができれば  $E_L$  を大幅に減少させることができる。著者は  $\eta_{ab} \times \eta_H$  の向上を目指して通常のロケットモデルに代わるキャノンボールモデルに従うターゲットを用いた。

### (1) ロケットモデル

ロケットモデルにおける流体力学的効率を評価してみよう。 $v, u, M, \Delta M$  をそれぞれ、被加速ターゲットの実験室系での速度、アブレートしたプラズマのターゲットに乗った系での速度、ターゲットの初期質量、アブレートプラズマの質量とすると、流体力学的効率は次式で表わされる。(図 5-1)

$$\eta_H = \frac{1}{2} M v^2 / E_a \quad (5-3)$$

ここで  $E_a$  はプラズマに吸収されたエネルギーを表わし、輻射及び高速粒子による損失を無視すると、加速されたターゲットとアブレートしたプラズマの運動エネルギーの和として次式のように与えられる。

$$E_a = \frac{1}{2} (M v^2 + \Delta M (v-u)^2) \quad (5-4)$$



(5-3)(5-4)式より

$$\eta_H = \left(\frac{v}{u}\right)^2 / \left[\left(\frac{v}{u}\right)^2 + \frac{\Delta M}{M} \left(1 - \frac{v}{u}\right)^2\right] \quad (5-5)$$

(5-5)式で2次以上の微小量を無視すると、

$$\eta_H = \left(\frac{v}{u}\right)^2 \left(\frac{\Delta M}{M}\right)^{-1} \quad (5-6)$$

を得る。いま良く知らぬロケット方程式

$$\frac{v}{u} = \ln\left(\frac{M_0}{M}\right) \quad (5-7)$$

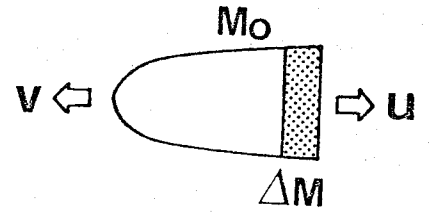


図5-1. ロケットモデル

と(5-6)式より流体力学的効率 $\eta_H$ は次式のようになる。

$$\eta_H = \left(\frac{v}{u}\right)^2 \left[\exp\left(\frac{v}{u}\right) - 1\right]^{-1}$$

$$\cong \frac{v}{u} \cong \frac{\Delta M}{M} \quad (5-8)$$

上式より流体力学的効率の最大値 $\eta_{H, max}$ は $\Delta M/M_0 = 0.8$ のとき65%を得る。  
 (かこの条件ではイクスプロージョン・プッシャー・モーター<sup>6)</sup>の領域である為、ロケットモデルの適用は不適當であるうえ、レ-リ-テ-ラ- (R-T)不安定を生を招く恐れがあるため、実験的には $\eta_{H, max}$ は10~20%にとどまる。

## (2) キャノンボールモデル

キャノンボールモデル(図5-2)は大砲の弾丸の加速機構と同等のものである。大きな質量を持つ砲と小さな質量を持つ弾丸の間に高温・高圧ガス(プラズマ)を注入する時質量比が十分大きいと、ほとんどすべてのエネルギーは弾丸の運動エネルギーとして与えられ、弾丸のみが加速される。

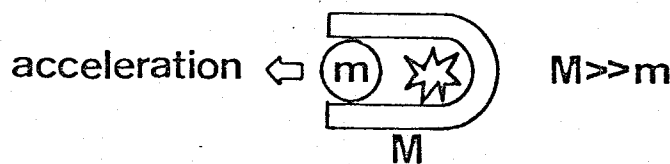


図5-2. キャノンボールモデル

キャノンボールモデルにおける流体力学的効率を評価してみよう。<sup>4,7)</sup> 弾丸の質量を  $m$ 、砲の質量を  $M$  とし、それぞれの速度を  $v$  及び  $V$  とすると運動保存則より

$$v = \frac{M}{m} V \quad (5-9)$$

ここで吸収されたエネルギーはすべて弾丸と砲のエネルギーに変換されたと仮定すると(5-3)式を用いて

$$\eta_H = \frac{\frac{1}{2} m v^2}{\left(\frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} M V^2\right)} \quad (5-10)$$

(5-9)(5-10)式より次式を得る。

$$\eta_H = \frac{M}{M+m} \quad (5-11)$$

従って理想的には  $\eta_H \sim 100\%$  ( $M \gg m$ ) が期待できる。

### (3) キャノンボールターゲット

このモデルに対する1次元模擬実験用ターゲットとして、穴あき二重膜ターゲット(キャノンボールターゲット)を用いた。ターゲット構造を図5-3に示す。

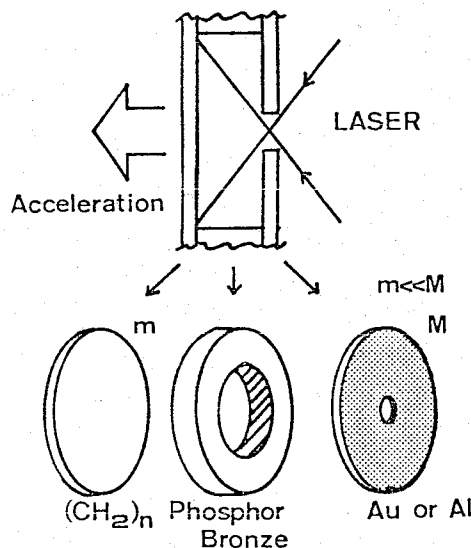


図 5-3 キャノンボールターゲットの構造

ターゲットは外径4mm 内径700 $\mu\text{m}$  厚さ100 $\mu\text{m}$ の燐青銅のスペンサーリングの両側に厚さ12 $\mu\text{m}$ のポリプロピレン膜とピンホール(直径150 $\mu\text{m}$ )を持つ厚さ10 $\mu\text{m}$ の金膜を貼り合わせた構造を持つ。レーザー光は大きな質量を持つ金膜のピンホールを通して、小さい質量を持つポリプロピレン膜に照射される。この時吸収しなかったレーザー光も膜の間を往復する間にほとんど吸収され、レーザー光吸収率 $\eta_{ab}$ も100%に近づくことが期待される。こうして生成されたプラズマの膨張により質量の小さいポリプロピレン膜のみが強く加速される。

### §5-3 キャンボール加速機構の理論的考察

キャンボール加速機構を1次元的に評価する。いまレーザー照射によって生成されたプラズマの圧力を $P$ とすると、被加速膜(単位面積あたりの質量 $m$ )の位置 $x$ は次の運動方程式で表わされる。

$$P = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (5-12)$$

生成されたプラズマを理想気体と考え、その断熱膨張を仮定すると、次の関係を得る。

$$P_0 V_0^\gamma = P V^\gamma$$

$$P = P_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^\gamma \quad (5-13)$$

ここで $P_0, V_0$ は初期の圧力及び体積、 $P, V$ は時刻 $t$ での圧力、体積である。いま初期の膜の間隔を $d_0$ 、重い膜(ターゲット)の単位面積あたりの重さを $M$ とし、運動量保存の法則を考慮すると、

$$\left( \frac{V_0}{V} \right)^\gamma = \left[ 1 + \left( 1 + \frac{m}{M} \right) \frac{x}{d_0} \right]^{-\gamma} \quad (5-14)$$

従って、(5-12) ~ (5-14) 式より

$$P_0 \left[ 1 + \left( 1 + \frac{m}{M} \right) \frac{x}{d_0} \right]^{-\gamma} = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (5-15)$$

を得る。ここで簡単の為に特長的な位置 $x_{scale}$ 、速度 $v_{max}$ 、そして

時間  $t_{scale}$  を次の様に定義する。

$$\begin{aligned} \lambda_{scale} &\equiv d_0 \left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-1} \\ v_{max} &\equiv \left[ 2E / \left\{ sm \left(1 + m/M\right) \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5-16)$$

$$t_{scale} \equiv \lambda_{scale} / v_{scale}$$

ここで  $E, S$  はそれぞれレーザーによって注入されたエネルギー及びターゲット表面積である。

これより(5-15)式は次の無次元方程式となる。

$$\left[1 + \tilde{x}\right]^{-\gamma} = 2(\gamma - 1)^{-1} \frac{d^2 \tilde{x}}{d\tilde{t}^2} \quad (5-17)$$

ここで  $\tilde{x} = x / \lambda_{scale}$ ,  $\tilde{t} = t / t_{scale}$  である。

(5-17)を簡単に積分すると

$$\frac{d\tilde{x}}{d\tilde{t}} = \left[1 - (1 + \tilde{x})^{1-\gamma}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (5-18)$$

(5-18), (5-16)より次の関係を得る。

$$\begin{aligned} v/v_{max} &= \left[1 - (1 + x/\lambda_{scale})^{1-\gamma}\right]^{\frac{1}{2}} \\ \eta_H(1 + m/M) &= 1 - (1 + x/\lambda_{scale})^{1-\gamma} \end{aligned} \quad (5-19)$$

$$t/t_{scale} = \frac{1}{\lambda_{scale}} \int_0^{x/\lambda_{scale}} \left[1 - (1 + x/\lambda_{scale})^{1-\gamma}\right]^{-\frac{1}{2}} dx$$

ここで  $\eta_H(1 + m/M) = (v/v_{max})^2$  を用いる。(5-19)式を数値的に解いた結果を図5-4に示す。図より、 $t \geq 10 t_{scale}$  において  $\eta_H \sim 100\%$  となることがわかる。なおこの時、 $x \sim 10 d_0$  となるので、スパーサーリングと極加速膜の隙間からの横方向への圧力損失を小さくする為には、初期の膜間隔  $d_0$  をターゲット面積  $S$  に比べ十分に小さくする必要がある。

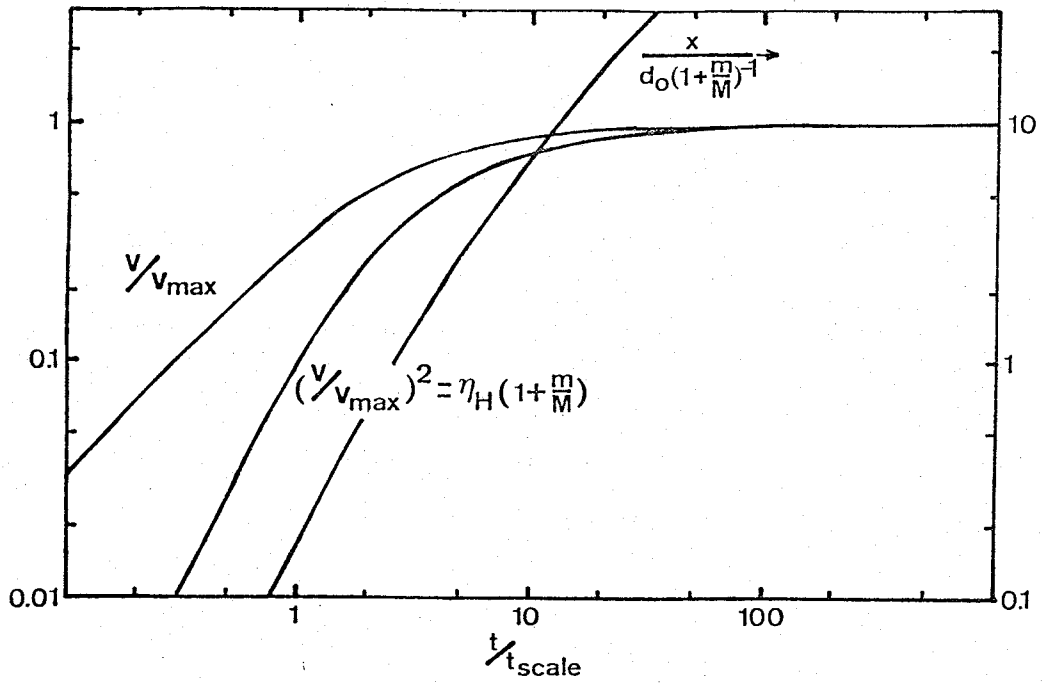


図5-4. キャノン加速のモデル計算

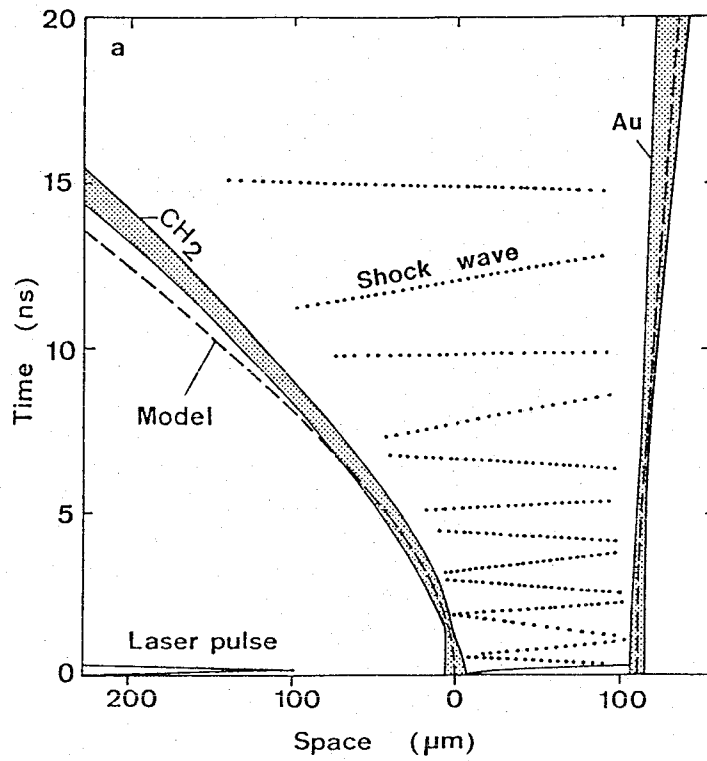


図5-5. 一次元流体コト HIMICO を用いたシミュレーション計算

次に1次元流体コード HIMICO を用いたシミュレーション結果を示す。ターゲットは厚さ  $12\mu\text{m}$  のポリプロピレンと厚さ  $10\mu\text{m}$  の金膜で構成されその初期間隔は  $100\mu\text{m}$  とした。吸収されたレーザーエネルギーは単位面積当り  $650\text{ J/cm}^2$ 、パルス幅は  $100\text{ps}$  (FWHM) であり、これは実際の実験条件にほぼ等しい。図 5-5 に被加速膜とタンパー位置の時間変化に対する計算結果(影を付けた領域)を示す。レーザー光は図の右側より入射し、ポリプロピレンの表面のみで吸収される。シミュレーション結果は、同時に示したモデル計算結果(破線)と良く一致していることがわかる。ただしシミュレーションにおいて、膜の加速は膜の間で発生する多くの衝撃波によって行なわれており、プラズマの断熱膨張を仮定したモデルに比べて膜の速度がわずかに小さくなっていることがわかる。

§ 5-4 実験方法

(1) レーザー装置

使用したレーザーシステムはガウスレーザー「激光Ⅱ号」の1ビーム(Sビーム)である。波長は  $1.06\mu\text{m}$ 、パルス幅は  $100\text{ps}$ 、エネルギーはターゲット上で  $\sim 2\text{ J}$  であった。

(2) ターゲット

ターゲットは § 5-2 に示したキャノンボールターゲットを用いた。また被加速膜の加速状態の変化を調べる為に厚さ  $10\mu\text{m}$  の金膜の代わりに、直径  $100\mu\text{m}$  のピンホールを持つ厚さ  $2\mu\text{m}$  のアルミニウム膜を用いたターゲットも使用した。前後面の膜の質量比 ( $m/M$ ) はポリプロピレン-金の場合  $0.056$ 、ポリプロピレン-アルミニウムの場合  $2.0$  であった。ロケットモデルとの比較の為に、ポリプロピレン単膜を使用した。

(3) 実験配置

実験配置を図 5-6 に示す。入射、反射、透過光測定用大口径

カロリメーター及び散乱光測定用小口径カロリメーターを用いてレーザー光のピンホール透過率 $T$ 、レーザー光吸収率 $\eta_{ab}$ を計測した。ターゲット後方への粒子エネルギーは、差動形イオンカロリメーター及びフラニデーカップイオンコレクターを用いて測定した。差動形イオンカロリメーター(図5-7)は2個の熱電対型小口径カロリメーター(ヒュームルP-231Tの吸収体を厚さ $30\mu\text{m}$ 直径 $4.5\text{mm}$ のディスクに変えたもの)の組み合わせから成る。一方には粒子を遮蔽する為に厚さ $3\mu\text{m}$ のマイラフィルムを付けた。この状態で2個のカロリメーターの差信号 $\frac{U}{U_0}$ を読むことにより粒子のみのエネルギーが得られる。ターゲット加速の様子を観測する為に、メインレーザー光に同期した光学プローブ光( $\lambda=633\text{nm}$ )による2チャンネル光学シャドウ計測を行なった。行った計測を表5-1にまとめる。

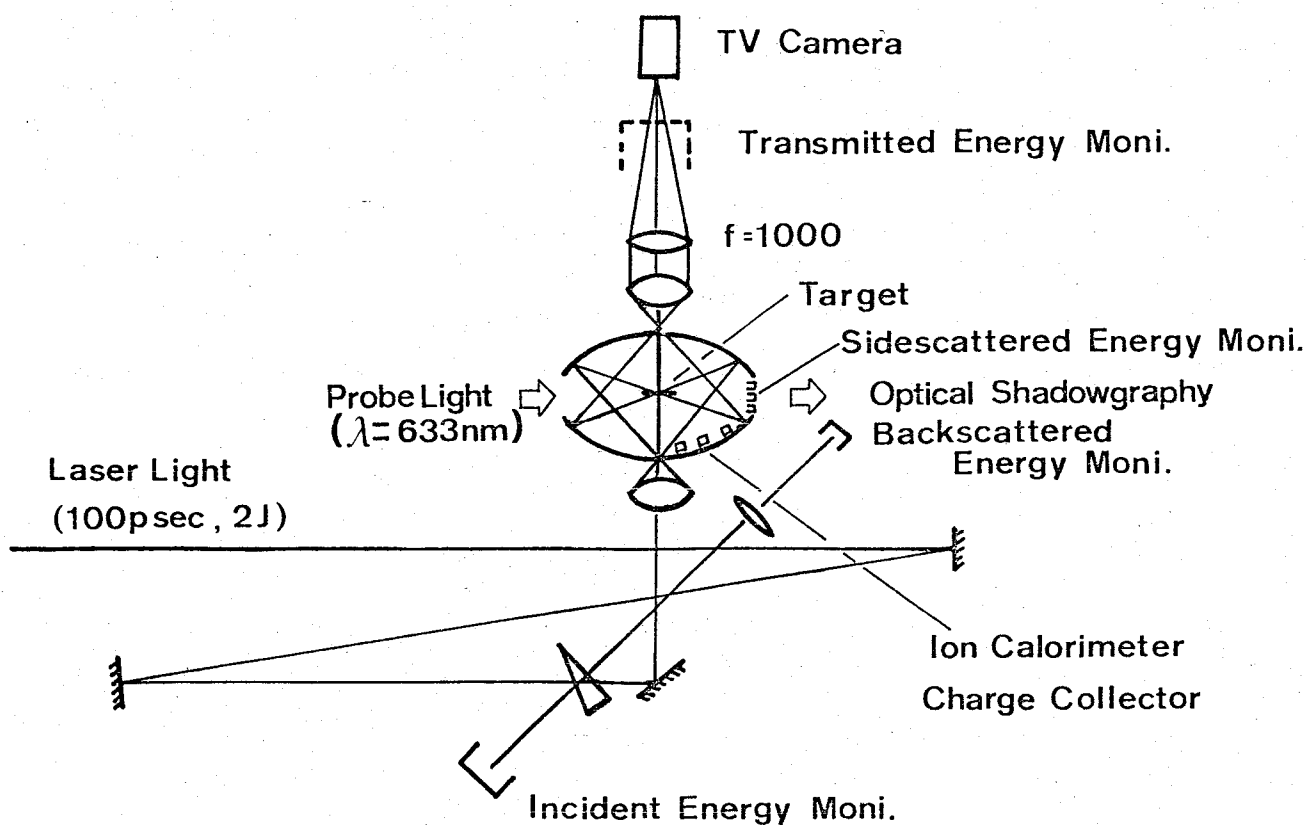


図5-6. キャノンボール加速の実験配置

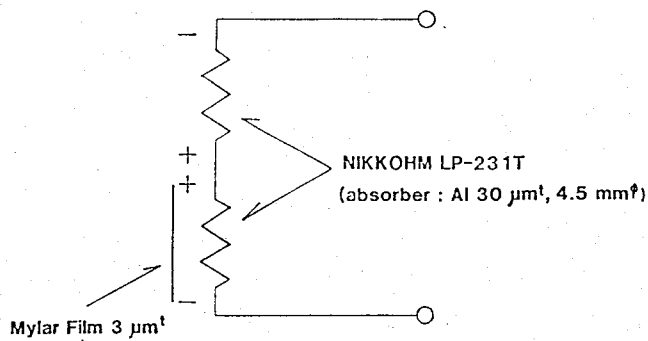


図5-7. 差動型イオンカロリメーター

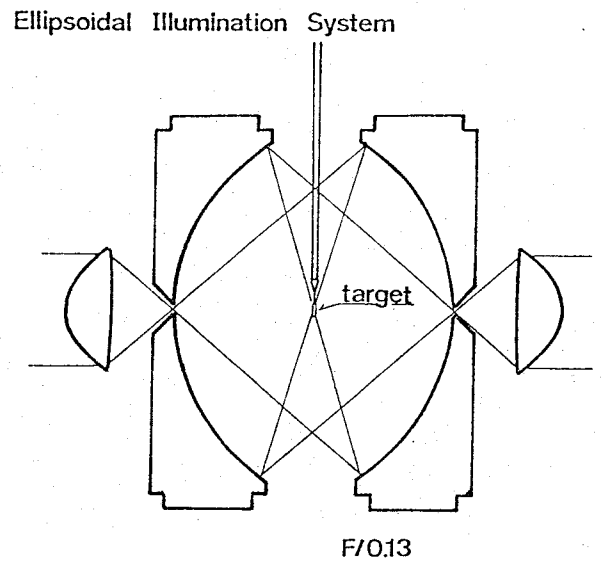


図5-8. 楕円集光システム

表5-1 測定項目及び測定器

測定項目	測定器
ピンホール透過率	入射、反射、透過エネルギーモニター
レーザー光吸収率	
荷電粒子	差動型イオンカロリメーター
	ファラデーカップイオンコレクター
ターゲット側面像	光学シャドウグラフ法



#### (4) 集光系

今回用いたキャノンホールターゲットでは直径 $\sim 100\mu\text{m}$ 程度のピンホールにレーザー光を通すことが必要であり、従って集光径を出来るだけ小さくする必要がある。また流体力学的効率を出来るだけ大きくするためには共鳴吸収により生成される高速電子によるターゲットの予備加熱を小さくする必要がある、この為には被加速膜上でのレーザー光強度を小さくする必要がある。これらの目的の為に、レーザー集光系として図5-8に示す楕円体集光システムを用いた。これは非球面レンズと楕円体鏡で構成され、明るさは $F/0.13$ に達する。このシステムの使用により直径 $15\mu\text{m}$ 内に $\sim 100\%$ のエネルギーを集光することが可能であり、またポリプロピレン膜上でのレーザー光強度は $\sim 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ と小さくターゲット予備加熱をほとんど無視できる。

### § 5-5 実験結果と検討

#### (1) ピンホール透過率

キャノンホールターゲットにレーザー光が十分吸収されるには、ターゲットに設けたピンホールのレーザー光透過率が十分大きくなければならない。今回用いたAuターゲット(ピンホール $150\mu\text{m}$ )、Alターゲット(ピンホール $100\mu\text{m}$ )に対するレーザー光透過率はそれぞれ $80 \pm 6\%$ 、 $67 \pm 7\%$ であった。この値はレーザー光の集光径( $\sim 15\mu\text{m}$ )を考慮すると十分大きいとは言えないが、これは照射レーザー光の集光角が非常に大きい( $150^\circ$ )為、ターゲットの設置精度( $\pm 10\mu\text{m}$ )からくるターゲット位置のずれによっておこると考えられる。

#### (2) レーザー光吸収率

ターゲット構造上、3つの吸収率( $\eta_{ab}^t$ ,  $\eta_{ab}^{Au, Al}$ ,  $\eta_{ab}$ )が定義される。

$\eta_{ab}^t$  は入射レーザーエネルギーから反射光, 透過光, 散乱光エネルギーを差し引いたもので, フォルマフィルタゲートと単一のゲートとを比較時の吸収率に相当し次式で定義される。(図5-9)

$$\eta_{ab}^t \equiv \frac{E_i^D - (E_B^D + E_S^D + E_T^D)}{E_i^D} \quad (5-20)$$

ここで  $E_i^D, E_B^D, E_S^D, E_T^D$  はそれぞれ二重膜ゲートに対する入射, 反射, 散乱, 透過エネルギーである。よってレーザー光が Au(Al) フィルムのピンホールを通過する際, その周辺に当たって吸収される成分,  $\eta_{ab}^{Au(Al)}$  が含まれており, 同様に次式で定義する。(図5-10)

$$\eta_{ab}^{Au(Al)} \equiv \frac{E_i^S - (E_B^S + E_S^S + E_T^S)}{E_i^S} \quad (5-21)$$

ここで  $E_i^S, E_B^S, E_S^S, E_T^S$  はそれぞれフィラ単膜に対する入射, 反射, 散乱, 透過エネルギーである。後者は後面フィルムの加速に寄与するから, 実効的PI吸収率として  $\eta_{ab}$  を次式で定義する

$$\eta_{ab} \equiv \eta_{ab}^t - \eta_{ab}^{Au(Al)} \quad (5-22)$$

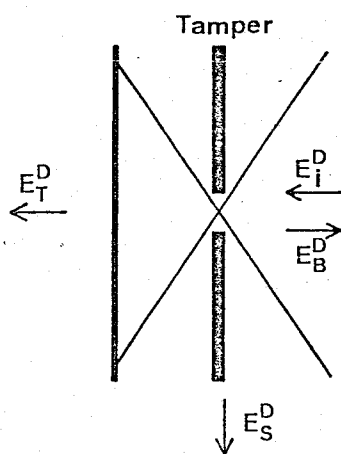


図5-9.  $\eta_{ab}^t$  の測定図

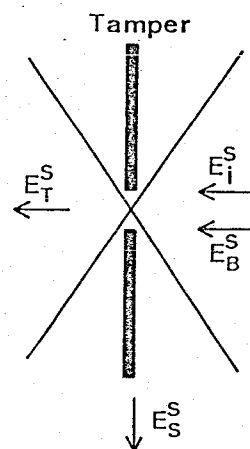


図5-10.  $\eta_{ab}^{Au(Al)}$  の測定図

$\eta_{ab}^t$  は Au タンパー、Al タンパーに対しそれぞれ  $91 \pm 9\%$ 、 $83 \pm 12\%$ 、  
 $\eta_{ab}^{Au(Al)}$  は Au タンパー、Al タンパーに対しそれぞれ  $77 \pm 7\%$ 、 $73 \pm 4.6\%$ 、  
と測定された。従って  $\eta_{ab}$  は Au タンパー、Al タンパーに対しそれぞれ  $74 \pm 15\%$ 、  
 $76 \pm 17\%$  となった。また同一照射条件でポリプロピレン単膜を照射した場合の吸収率は、 $5.2 \pm 3.5\%$  であった。これよりキャノンホールターゲットでは、ピンホールを透過したレーザー光は、ほぼ  $100\%$  吸収され、吸収率はポリプロピレン単膜照射に比べ約 14 倍に向上していることがわかった。(ただし単膜照射で吸収が小さいのは、レーザー照射の集光角が非常に大きい ( $150^\circ$ ) 為であって、照射条件の最適化により吸収率は向上する<sup>(10)</sup>) キャノンホールターゲットの場合、吸収されないエネルギーのほとんどは、前面タンパーのピンホール周辺からの鏡面反射光であり、透過光及び集光コネクタへの散乱光は小さく、ほとんど無視できるレベルであった。

### (3) ターゲット後方への粒子エネルギー

ターゲット後方への粒子エネルギーの角度分布を差動形イオンカロリメーターとファラデーカップイオンコレクターを空間的に配置することにより調べた。

Au タンパーと Al タンパーに対するターゲット後方への粒子エネルギーの角度分布を図 5-11 に示す。イオンカロリメーターは、被測定粒子の速度によってその感度が異なる為、絶対値計測には誤差が大きくなる。従って図では相対値のみを示した。軸より右側は Au タンパーの場合、軸より左側は Al タンパーの場合である。粒子の噴出はターゲット後方の非常に狭い領域に分布しており、被加速膜が熱膨張することなく、膜の間にとけ込められたプラズマの圧力によって加速されたことを示している。これらを軸対称を仮定して積分すると粒子の運動エネルギーは Au タンパーの場合に Al タンパーの場合の 3 倍となる。一方 5-3 のモデル計算によれば両ショットのレーザーエネルギー及び吸収率を考慮すると、2.7 倍となり測定値はモデルと非常に良く一致していることがわかる。

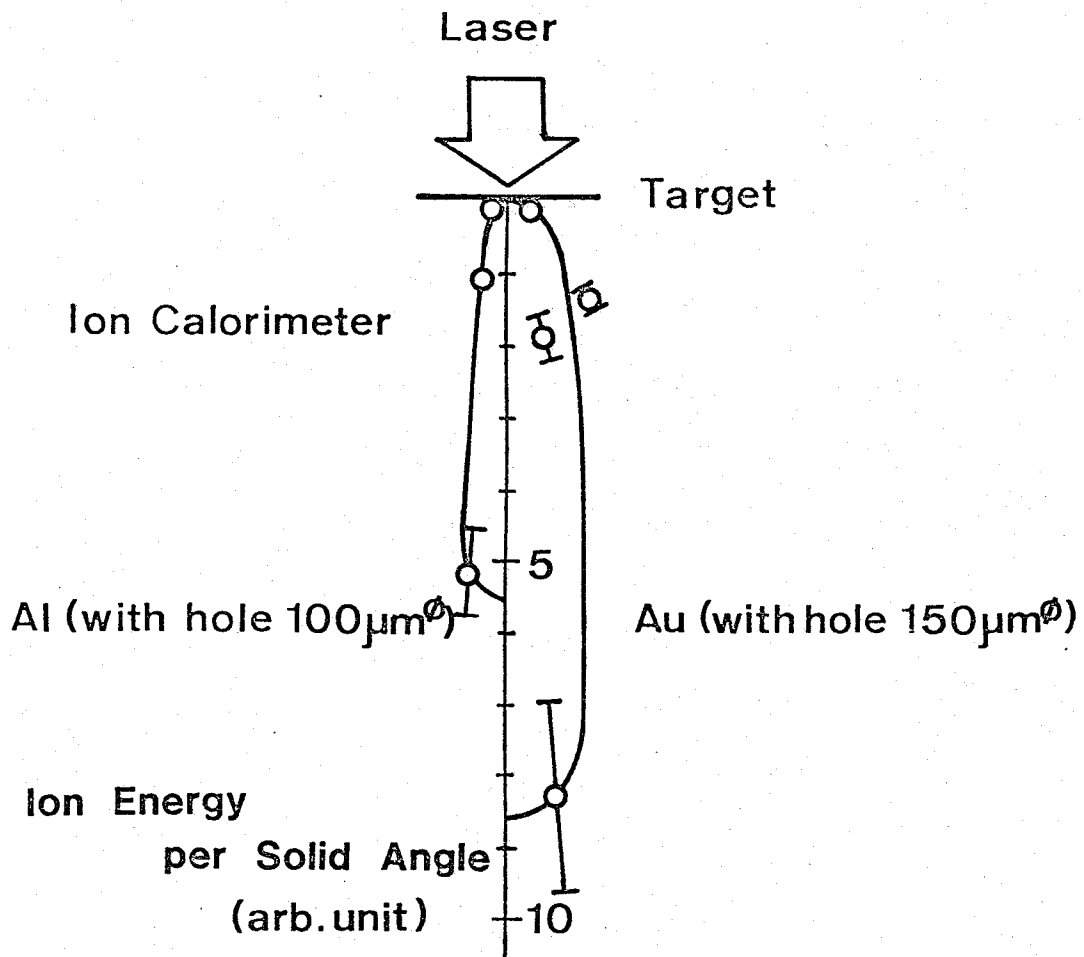
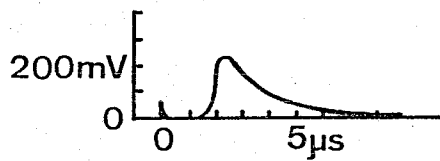
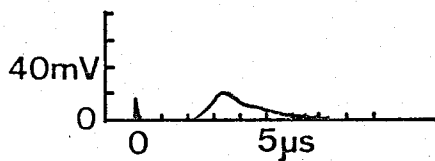


図5-11. 7-ゲット後方へのイオンエネルギーの角度分布

$$V = 3.3 \times 10^6 \text{ cm/s}$$

$$V = 4.6 \times 10^6 \text{ cm/s}$$



80120803 B

80120301 B

(a) Al

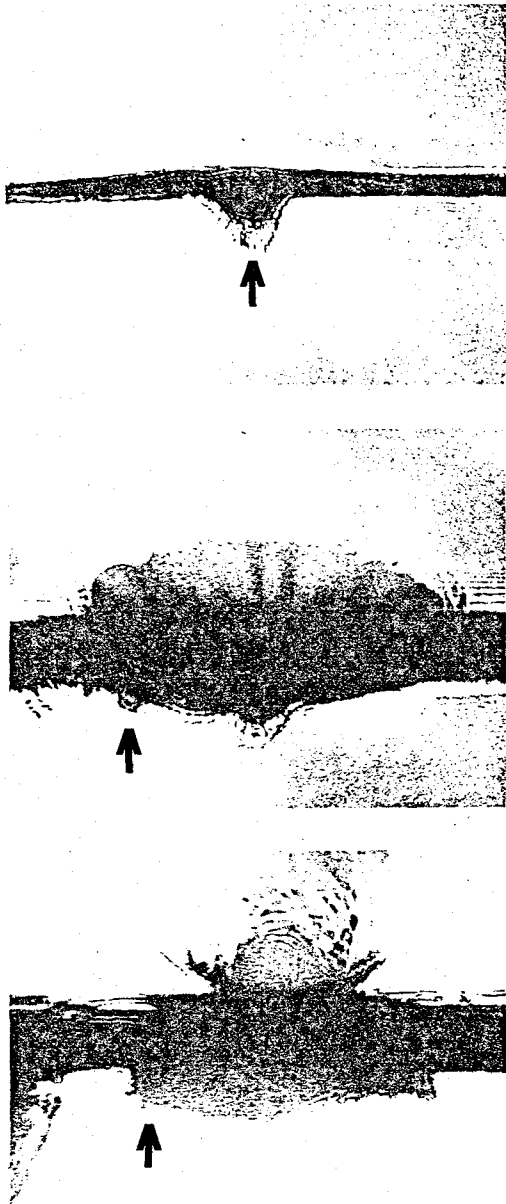
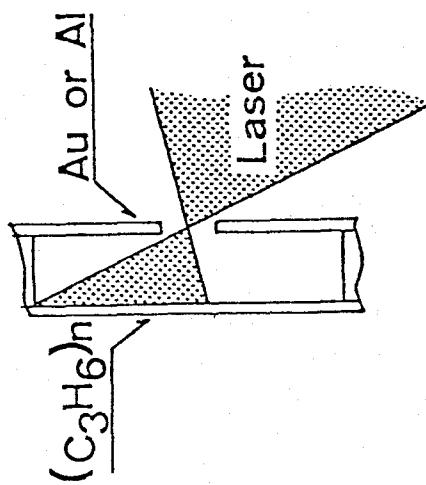
(b) Au

図5-12. 7-ゲット後方で測定したイオンエネルギー信号

イオンコレクターによるターゲット後方へのイオン電流の測定例を図5-12に示す。図の横軸は時間、縦軸はイオン電流に対応する電圧である。ターゲットからイオンコレクターまでの距離は11cmであった。(a)及び(b)はそれぞれAlタンパ-及びAuタンパ-の場合である。得られた信号はイオン電流であるから波形は粒子数を直接表わさない。しかし例としてイオン電流のピークにおける粒子速度をX線によるフォトエミッション信号を基準として評価した。その結果粒子速度はそれぞれ(a)  $3.5 \times 10^6$  cm/s (b)  $4.4 \times 10^6$  cm/sとなりAlタンパ-に比べてAuタンパ-の場合の方が大きな速度を得ていることがわかる。またポリプロピレン単膜照射の場合は両測定ともに、測定限界以下であり、ターゲット後面への粒子エネルギーが非常に小さいことがわかった。

#### (4) ターゲット加速のダイナミクス

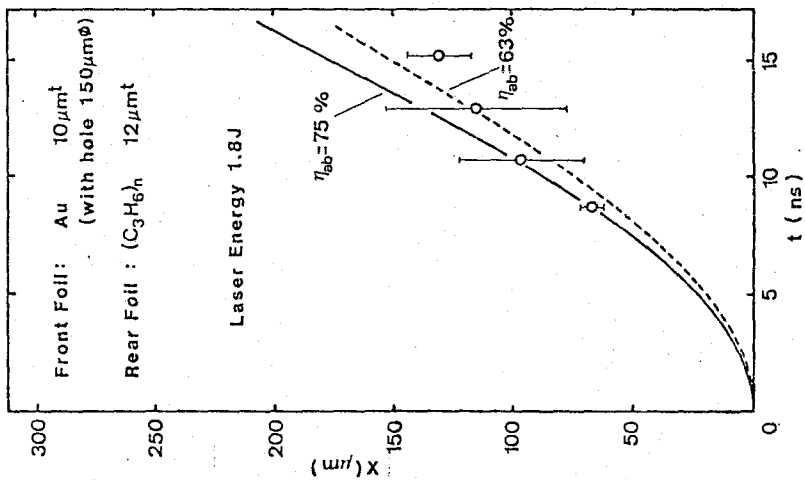
ターゲット加速の時間変化を観測する為に主レーザー光と同期した波長633nmのプロブ光を用いた、2チャンネル光学シャドウ計測を行った。プロブ光は主レーザー光の一部を非線形結晶(KDP)に通して波長530nm光とし、これをさらにエチルアルコールによるラマンシフトを用いて波長変換したもので、そのパルス幅は約70psであった。測定結果の例を図5-13に示す。左端の図はターゲットに対するレーザー光照射の模式図である。この実験ではターゲット後方への粒子エネルギーを測定する為、入射レーザー光の一部が遮蔽されており、図のような非対称照射となった。(a)及び(b)はそれぞれAuタンパ-(150 $\mu$ m $\phi$ ピンホール)、Alタンパ-(100 $\mu$ m $\phi$ ピンホール)の場合であり、(c)はポリプロピレン単膜の場合である。観測時間は主レーザー光のピークから13ns後であった。(a)ではAuタンパ-はほとんど動かずポリプロピレン膜側に強い加速が見られる。またピンホールからのプラズマの漏れも観測される。(b)ではAlタンパ-側に強い加速が見られる。これは、単位面積あたりの前後面の膜の質量比( $m/M$ )が(b)の場合2.0と大きい為である。(a)、(b)よりわかるように、ターゲ



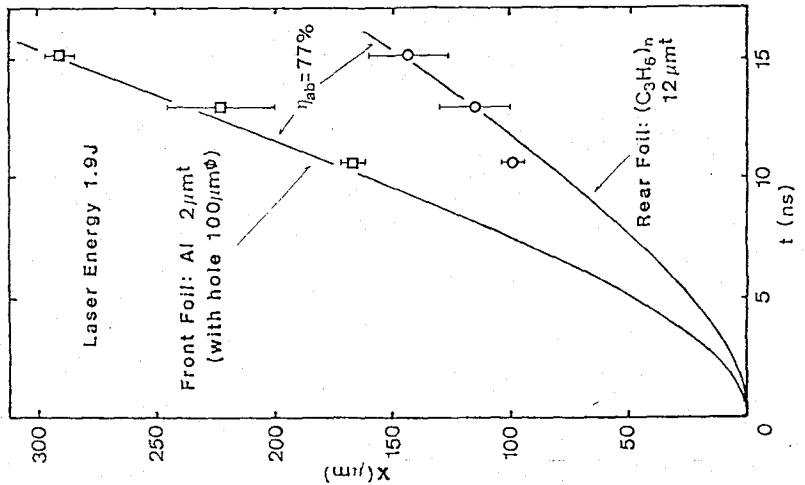
(a) Au, 150  $\mu\text{m}$   $\phi$  (b) Al, 100  $\mu\text{m}$   $\phi$  (c)  $(C_3H_6)_n$

Single Foil

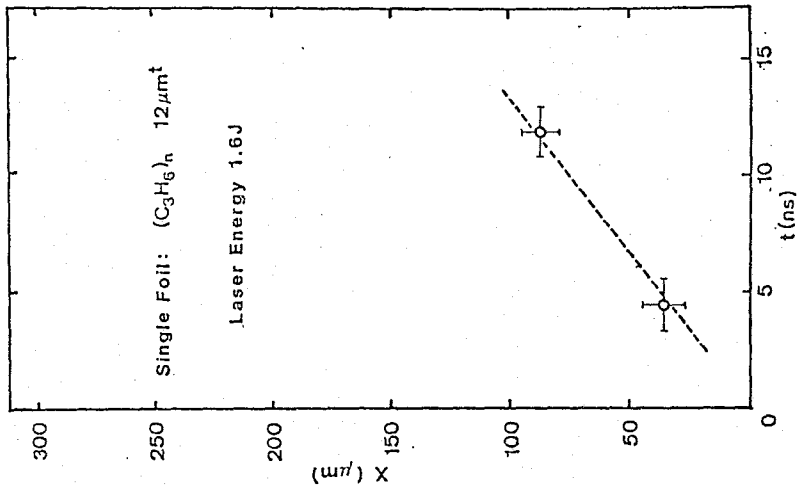
図5-13. 3種類の日-4,1,2の加速の違い



(a)



(b)



(c)

図5-14. 3種類のアザイトに対する加速の時間変化.

上半分のみが照射されたにもかかわらず下半分も十分な加速を受けている。これはキャノンホールターゲットがレーザー照射の非一様性による圧力の不均一性をかなりの程度まで緩和することが可能であることを示している。(c)では比較的吸収の大きい中央部分のみがロケット作用によって突起状に加速されているのがわかる。この部分ではプローブ光の持続時間(70ps)内に高速のプラズマ( $v \approx 1 \times 10^7$  cm/s)がターゲット後方に噴出している様子が観測されているのでその温度は200 eV程度となっているものと思われる。同様の突起状噴出は(a), (b)の場合にも観測された。

シャドウ写真の観測時間を変えることにより得た膜の位置の時間変化を図5-14に示す。図5-14に示したデータ点は図5-13において矢印を付けた位置に対応する。図5-14 (a), (b), (c)は図5-13 (a), (b), (c)に対応する。図中○印はポリプロピレン膜の動きを、□印はA1タンパーの動きを示す。実線は実験条件及び実験より得た吸収率を考慮したモデル計算の結果であり、破線は実験点に最も適合する実験曲線である。(a)における実験曲線はレーザー光吸収率を63%と仮定したときのモデル曲線に一致し実際の吸収率75%より16%程度低い値を示している。これより吸収されたエネルギーの一部が何らかの過程で失われていることが推測される。

エネルギー損失機構として次の4つが考えられる。

- 1) ピンホールからのプラズマの漏れ
- 2) 膜の加速によって生じたポリプロピレン膜とスパーサーリングのすき間からのプラズマの漏れ
- 3) ターゲット物質の蒸気化あるいはイオン化の為のエネルギー損失
- 4) スパーサーリングへの熱伝導損失

この中で1)の損失機構が最も重要と考えられる。これは(b)に示すようにピンホール径の小さいA1タンパーの場合はモデル計算と良く一致すること、また追加実験として行なった100 $\mu$ mピンホールAu



タンポの実験結果もモデル計算と良く一致したことの2点から結論される。図5-14 (a), (b)よりキャノンボルトターゲットの加速状態は1次元キャノンボールモデルとよく一致することがわかった。これに対し(c)ではポリプロピレン膜は観測時間(5 ns ~ 12 ns)内において一定の速度で移動しており、キャノンボール加速に比べて非常に短時間で一定速度に達している。これはロケット作用による加速を意味する。図5-14の実験曲線(c)では実線のモデル曲線が実験曲線と一致する。より、ポリプロピレン膜の最終到達速度はそれぞれ(a)  $2.3 \times 10^6$  cm/s, (b)  $1.5 \times 10^6$  cm/s, (c)  $7.6 \times 10^5$  cm/sと評価される。ただしポリプロピレン単膜の場合(c)、前述の様に被加速膜がかなり高温になっている可能性があり、膜の熱膨張の効果が無視できなくなる。従って光学シャドウ写真から得た膜の速度は過大評価している可能性がある。これに対しキャノンボルトターゲット(a), (b)では、その中央部を除いて高速のプラズマの噴出は見られず、またモデル計算とも一致することから、被加速膜は十分冷たいものと考えられる。

#### (5) 流体力学的効率

“キャノン”あるいは“ロケット”機構によりポリプロピレン膜が低温のまま加速されたと仮定すると、固体のポリプロピレン膜の質量及び最終到達速度から、被加速膜の運動エネルギーを求めることができる。これより得た値を吸収されたレーザーエネルギー( $q_{ab} \times E_i$ )で割ることにより流体力学的効率( $\eta_H$ )は上記の場合に対しそれぞれ(a) 80%, (b) 33%, (c) 12%と評価される。したがってキャノンボルトターゲットの流体力学的効率は単膜照射に比べて約7倍大きいことがわかる。なお(c)ではポリプロピレン膜の速度を過大評価している可能性がある為、 $\eta_H$ も過大評価している可能性がある。この比はもっとも大きくなる可能性がある。

#### (6) カ 績

(5-8)(5-11)式からわかるように、キャノンボールモデルでは  $M \gg m$  が満足されている限り  $u_H$  は大きく変化しない。これに対しロケットモデルでは初期の膜厚(即ち初期の質量  $M_0$ )の違によって  $u_H$  は大きく異なる。従って両者を比較するには、発生した圧力の時間積分、即ち単位面積当りの力積  $\int P dt$  を比較することが必要である。それぞれについて単位面積当りの力積の評価をしよう。

被加速ターゲットの単位面積当りの質量を  $m$ 、速度を  $v$  とすると

$$P = \frac{d(mv)}{dt}$$

$$= v \cdot \frac{dm}{dt} + m \cdot \frac{dv}{dt}$$

(5-23)

i) キャノンボールモデルの場合

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad \text{よって (5-23) 式より}$$

$$P = m \cdot \frac{dv}{dt}$$

従って

$$\int P dt = \int m dv$$

$$= m v_{\max}$$

(5-24)

ここで  $v_{\max}$  は最終到達速度を表わす。

ii) ロケットモデルの場合

よく知られているように次式が成立する<sup>1)</sup>

$$m \frac{dv}{dt} = -u \frac{dm}{dt}$$

ここで  $u$  は被加速膜に乗った座標系で表したアブレーション

速度である。上式を(5-23)式に代入し、 $u \gg v$ を考慮すると

$$p = -u \frac{dm}{dt}$$

さらに単位面積あたりアブレートした質量を $\Delta M$ とすると

$$p = u \frac{d\Delta M}{dt}$$

したがって

$$\int p dt = \int u d\Delta M$$

$$= u \Delta M_{max}$$

(5-25)

ここで $\Delta M_{max}$ は $\Delta M$ の最大値を示す。

(5-24)(5-25)式に実験条件での典型的な値を代入することにより、単位面積当りの力積はAuタンパー、Alタンパー及びポリプロピレン単膜に対しそれぞれ $3200 \text{ g/cm}\cdot\text{s}$ 、 $2200 \text{ g/cm}\cdot\text{s}$ 及び $780 \text{ g/cm}\cdot\text{s}$ となる。したがってキャノンホルターゲットにおける力積は単膜照射に比べ約4倍となっている。ここで単膜照射の場合の $u$ 及び $\Delta M_{max}$ は西村、等<sup>2)</sup>の評価を用いた。

### (7) まとめ

実験結果の解析により得られた各種パラメータを表5-2にまとめる。キャノンホルターゲットの使用により、ポリプロピレン単膜照射に比べレーザー光吸収率14倍、流体力学的効率7倍、単位面積当りの力積4倍の向上を得た。またレーザー光照射の不均一性によるターゲット圧縮の不均一性もかなり緩和されることがわかった。今回用いたキャノンホルターゲットでは直径 $100 \sim 150 \mu\text{m}$

のピンホールを通してレーザー光を二重膜内に導入したがこの方式を球状ターゲットに適用するのは実際上かなり難しいと思われる。しかし第4章で示した OSAKA 効果をこのターゲットに適用すれば、あらかじめピンホールを開けることなくレーザー光をタンパー内部に注入できるので、球状ターゲットへの実用化も可能となるであろう。

表 5-2. 3種類のターゲットに対する諸パラメータ

Target	Au 150 $\mu\text{m}^\phi$	Al 100 $\mu\text{m}^\phi$	Single Foil(C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> ) <sub>n</sub>
Transmittance	80 ± 6 %	67 ± 7 %	——
$\eta_{ab}^t$	91 ± 9 %	83 ± 12 %	——
$\eta_{ab}^{\text{Au,Al}}$	17 ± 7 %	7.3 ± 4.6 %	——
$\eta_{ab}$	74 ± 15 %	76 ± 17 %	5.2 ± 3.5 %
$\eta_H$	80 %	33 %	12 %
$\int P dt$	3200 g/cm·s	2200 g/cm·s	780 g/cm·s

§ 5-6 むすび

著者はターゲット加速における吸収率及び流体力学的効率の向上を目指し、ロケットモデルに代わってキャノンボールモデルに従う二重膜ターゲット(キャノンボールターゲット)を用いて実験を行った。粒子計測及び光学計測の結果よりこのターゲットの流体力学的運動は1次元モデル及びシミュレーション計算結果と一致することが確認された。更にレーザー光吸収率及び流体力学的効率も十分向上していることがわかった。今後 OSAKA 効果を用いた球状ターゲットへの適用が実現できれば、比較的小型のレーザーシステムでブルーグリーンを達成することが可能となるかもしれない。

## 参 考 文 献

- 1) R. Dewste, S.E. Bodner, B.H. Ripin, E.A. Mclean, S.P. Obenschain, and C.M. Armstrong, Phys. Rev. Lett. 42, 1673 (1979)
- 2) H. Nishimura, H. Azechi, K. Yamada, A. Tamura, Y. Inada, F. Matsuoka, M. Hamada, Y. Suzuki and C. Yamanaka, Phys. Rev. A 23, 2011 (1981).
- 3) T. Yabe and K. Niu: J. Phys. Soc. Jpn. 40 (1976) 863.
- 4) H. Azechi, N. Miyanaga, S. Sakaba, T. Yamanaka, and C. Yamanaka, Jpn. J. Appl. Phys 20, L477 (1981)
- 5) R.E. Kidder, Nuclear Fusion 16, 405 (1976).
- 6) E.K. Storm, J.T. Larsen, J.H. Nuckolls, H.G. Ahlstrom, and K.R. Manes, preprint of Lawrence Livermore Laboratory prepared for submission to the APS Plasma Physics Meeting of the American

Physical Society, Atlanta, Georgia, November  
5-11, 1977, UCRL-79788.

- 7) S. Higaki, S. Ido, K. Imasaki, S. Miyamoto,  
T. Yabe, K. Nishihara, S. Nakai and C. Yamanaka.  
Research Report of Institute of Laser Engineering  
Osaka University, ILE 8018P (unpublished).
- 8) K. Yamada, M. Yagi, H. Nishimura, F. Matsuoka,  
H. Azechi, T. Yamanaka, and C. Yamanaka, J. Phys.  
Soc. Jpn. 51 (1982), (to be published).
- 9) T. Yabe, K. Mima, K. Yoshikawa, and H. Takabe, Jpn.  
J. Appl. Phys. 20, L 141 (1981)
- 10) E. Fabre, The Review of Laser Engineering (special issue for  
report on IAEA Technical Meeting on Advances in Inertial  
Confinement System, Oct. 29- Nov. 1, 1979, Osaka Japan),  
8, No. 1, 28 (1980)

## 第6章 結 論

著者はレーザー核融合における圧縮効率向上を目的として高出力カラスレーザー「激光Ⅳ号」の開発に従事し、またレーザー光とターゲットとの相互作用に関する研究を行なった。カラスレーザー「激光Ⅳ号」の開発では特に光伝播の高効率化の研究を行ない、システムの高効率化に貢献した。レーザー光を用いたターゲット実験では先づレーザー光のターゲットプラズマへの吸収率のレーザー波長、レーザー強度、プラズマのZ値依存性を波長 $0.53\mu\text{m}$ 、 $1.06\mu\text{m}$ 、 $10.6\mu\text{m}$ のレーザーを用いて統一的に調べた。さらにレーザー光の吸収領域(特に $\frac{1}{4}\lambda$ 領域)で生じされると考えられる非常に高エネルギーの超高速粒子の発生を実験的に検証し、その発生機構を明らかにした。次に金属薄膜ターゲットで起こるレーザー光の異常透過現象を扱ってその原因を解明すると同時に、カーボンターゲットへの適用について検討した。最後にカーボンモデルに従う二重構造ターゲットを用いたレーザー光吸収率と流体力学的効率向上の研究を行ない、これらの十分な向上を得ることに成功した。各章で得た結果を総括すると次のようになる。

### (第2章)

- (1) 高出力燐酸カラスレーザー「激光Ⅳ号」の建設に従事し、特に、アホダイガーを用いたレーザー光の空間分布の適正化並びに像転送方式による空間分布劣化の改善を行うことによりシステムの高効率化に貢献した。
- (2) 「激光Ⅳ号」の出力動作特性を各種の光学技術を用いて測定しシステムのパフォーマンスを実験的に評価した。
- (3) 「激光Ⅳ号」のシステム動作をコンピューターによるシミュレーション計算を用いて解析し、また出力動作特性測定結果と合わせてシステムのパフォーマンスを総合的に評価した。

### (第3章)

- (1) レーザー光吸収率のレーザー波長、レーザー強度、ターゲットプラズマのZ値依存性を3つの波長のレーザー(波長  $0.53\mu\text{m}$ ,  $1.06\mu\text{m}$ ,  $10.6\mu\text{m}$ )を用いて総合的に評価した。この結果、短波長レーザーほど高レーザー強度まで古典吸収によって吸収され、吸収率が高いことを実験的に示した。これより短波長レーザーでは高速電子による燃料予備加熱のない状態でレーザー光強度を大きくでき、アブレーション圧力の増加に伴って有効なターゲット圧縮が可能になると予測される。
- (2) 本報の領域で起こるパラメトリック過程(ラマン散乱、 $2\omega_{pe}$ 崩壊)に注目し、 $\frac{3}{2}\omega_0$ 光と超高速イオンの発生との関係と調べた。この結果、プラズマ中でレーザー強度が極端に強くなると( $I \geq 10^{17} \sim 10^{18} \text{W/cm}^2$ )これらのパラメトリック過程を通じて超高速粒子が放出されることを実験的に示した。超高速粒子は核融合燃料の予備加熱の原因となる為、その生成を抑えることが必要であるが、この為にはレーザー光のプラズマ中でのフラメンテーションを抑えることが必要であることがわかった。

### (第4章)

- (1) 金属薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過現象(OSAKA効果)の機構を調べる為に実験及びコンピューターによるシミュレーション計算を行なった。この結果、増幅自然放射光(ASE)によるターゲット予備破壊がその原因となり得ることを示した。

### (第5章)

- (1) ターゲット加速における吸収率及び流体学的効率の向上を目指し、キャノンボールモデルに従う二重膜ターゲット(キャノンボールターゲット)を用いて実験を行なった。この結果、通常の単膜ターゲットに比較して吸収率14倍、流体学的効率7倍という十分な向上が得られた。



以上の結果から、レーザー核融合において圧縮効率の十分な向上が期待でき、従って本研究の成果はブレークイーブン達成の為に重要な要素となると考えられる。

## 謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜わった山中千代衛教授に深厚なる謝意を表します。あわせて大学院在学中において御指導、御教示を戴いた木下仁志教授、西村正太郎元教授、犬石嘉雄教授、故川辺和夫教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授、山中龍彦教授、井沢靖和教授に謝意を表します。

本研究を通じて数々の有益な御助言、討論を戴いた加藤義章助教授ならびに西村博明助手に厚く感謝します。

また終始変らぬ御指導、討論、激励を戴いた三間園興助教授、西原功修助教授、望月孝晏助教授、中塚正大助教授、山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、吉田国雄講師、北川米喜講師、矢部孝講師、今崎一夫講師に謝意を表します。

終わりに山中研究室及びレーザー核融合研究センターで研究生生活の苦楽を共にし、熱心な討論、激励を戴いた的場幹史助手、井門俊治助手、畦地宏助手、藤田尚徳助手、乗松孝好助手、宮永憲明助手、大道博行助手、宮本修治助手、仁木秀明助手、高部英明助手、黒田淳二氏(日本電気)、川田博氏(日産自動車)、水本洋一氏(三菱電機)、上田孝寿氏(三菱電機)、蛙子修氏(指月電機)、門馬実氏(日本電気)および本研究遂行にあたり惜しめない協力を戴いた松岡不識君、八木誠君他研究室の方々に感謝します。

# 業績目録

## 主要論文

- 1) Improvement of Absorption and Hydrodynamic Efficiency by Using a Double Foil Target with a Pinhole  
K.Yamada, M.Yagi, H.Nishimura, F.Matsuoka, H.Azechi, T.Yamanaka, and C.Yamanaka:  
J. Phys. Soc. Jpn. 51, (1982) (to be published).
- 2) Experimental Study of Wavelength Dependences of Laser-plasma Coupling, Transport, and Ablation Processes  
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, (1981) 2011.
- 3) Time- and Space-resolved Temperature of a 10.6  $\mu\text{m}$  Laser Irradiated Foil  
H.Nishimura, M.Yagi, F.Matsuoka, K.Yamada, T.Yamanaka, S.Nakai, and C.Yamanaka:  
Appl. Phys. Lett. 39, (1981) 592.
- 4) Generation of Super-Fast Ions due to Nonlinear Processes near the Quarter Critical Density in Laser-Produced Plasmas  
K.Yamada, S.Sakabe, N.Miyanaga, Y.Inada, Y.Kato, K.Mima, and C.Yamanaka:  
Submitted to Jpn. J. Appl. Phys.

## その他の論文

- 1) Laser Fusion Facility "GEKKO IV - 4 TW Four Beam Phosphate Glass Laser System  
K.Yamada, O.Ebisu, Y.Inada, Y.Kato, J.Kuroda, Y.Mizumoto, M.Monma, T.Sasaki, T.Yamanaka, K.Yoshida, and C.Yamanaka:  
Technology Reports of Osaka University 29, (1979) 159.
- 2) Ablative Mode Compression Experiments of Spherical Targets by Glass Laser GEKKO IV  
H.Azechi, Y.Inada, Y.Kato, T.Matsuo, N.Miyanaga, E.Morikawa, K.Nishihara, S.Oda, S.Sakabe, T.Sasaki, H.Shiraga, T.Yabe, K.Yamada, K.Yoshida, T.Yamanaka, and C.Yamanaka:  
Technology Reports of Osaka University 30, (1980) 157.
- 3) Experimental Study on Wavelength Scaling in Laser Fusion by Using 0.53, 1.06 and 10.6  $\mu\text{m}$  Lasers  
H.Nishimura, H.Azechi, K.Yamada, A.Tamura, Y.Inada, F.Matsuoka, M.Hamada, Y.Suzuki, S.Nakai, and C.Yamanaka:  
Technology Reports of Osaka University 31, (1981) 97.
- 4) Experimental Study of Cannonball Acceleration by Using a Double-Foil Target with a Hole  
K.Yamada, M.Yagi, H.Nishimura, F.Matsuoka, H.Azechi, T.Yamanaka, and C.Yamanaka:  
Technology Reports of Osaka University 31, (1981) 1621.

# 学 会 発 表 表

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1977. 7. 30	ガラスレーザー用アポタイズド パッチャーの設計とその特性	北海道大学	電気学会全国大会
1977. 10. 10	ガラスレーザー 激光4号Ⅱ. ビーム特性測定	東京理科大学	物理学会
1978. 3. 31	ガラスレーザー 激光4号Ⅲ. 動作特性	東北大学	物理学会
1978. 11. 5	レーザーのシステム構成と動作 特性	近畿大学	応用物理学会
1979. 4. 3	ガラスレーザー 激光による核融合 の研究Ⅴ. 光高調波の観測	大阪大学	物理学会
1980. 3. 28	10.6 $\mu$ m, 1.06 $\mu$ m, 0.53 $\mu$ m レー ザとプラズマとの相互作用Ⅰ. 吸収とブリラン散乱	早稲田大学	物理学会
1980. 3. 28	10.6 $\mu$ m, 1.06 $\mu$ m, 0.53 $\mu$ m レ ザーとプラズマとの相互作用Ⅱ. エネルギー輸送	早稲田大学	物理学会
1980. 3. 28	10.6 $\mu$ m, 1.06 $\mu$ m, 0.53 $\mu$ m レ ザーとプラズマとの相互作用Ⅲ. 流体力学的効率	早稲田大学	物理学会
1980. 4. 4	波長10.6 $\mu$ m, 1.06 $\mu$ m, 0.53 $\mu$ m, レ ザーとプラズマとの相互作用	日本工学院 専門学校	電気学会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1980. 10. 2	レーザーによる高速電子の生成とアブレーションへの効果	福井大学	物理学会
1980. 10. 2	高速応答軟X線タイオドの開発	福井大学	物理学会
1980. 10. 2	ガラスレーザー照射二重構造ターゲットの圧縮効率	福井大学	物理学会
1980. 11. 24	レーザー核融合における流体力学的効率の向上	大阪工業大学	電気学会 (関西支部)
1981. 2. 12	キャノール方式によるレーザー爆縮	大阪大学	レーザー学会
1981. 2. 12	レーザープラズマよりの軟X線放射特性	大阪大学	レーザー学会
1981. 3. 30	レーザー核融合における加速機構II - Cannonball acceleration -	広島大学	物理学会
1981. 3. 30	レーザープラズマにおける輻射輸送	広島大学	物理学会
1981. 4. 1	レーザー核融合 -穴あき二重構造ターゲット	日本工学院 専門学校	電気学会
1981. 10. 2	Al <sub>K</sub> プラズマでの輻射変換の波長依存性	新潟大学	物理学会
1981. 10. 2	10.6 $\mu$ m レーザー生成プラズマ中での横方向エネルギー輸送	新潟大学	物理学会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1981. 10. 2	高圧レーザープラズマ中での、縦方向 エネルギー輸送	新潟大学	物理学会
1981. 11. 23	レーザー生成Auプラズマによる輻 射変換 -レーザー波長依存性-	神戸大学	電気学会 (関西支部)
1981. 11. 23	高圧値プラズマ中でのエネルギー 輸送	神戸大学	電気学会 (関西支部)