The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

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	https://hdl.handle.net/11094/788
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

レーザー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年間にわたって行なった，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Ⅳ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ない，これに伴って行なった，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って，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Z値に対する依存性を三つの波長のレーザー光（波長 0.53μm，1.06μm，10.6μm）を用いて測定した結果と，低密度領域でお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ボール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，キャノンボール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，本論文の総括を行なった。

目　次

第1章　緒　論　1
参考文献　2

第2章　高効率高出力ガラスレーザー「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〕アポダイザー　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　むすび　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　88
§5-1　はじめに　88
§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　88
〔1〕　ロケットモデル　89
〔2〕　キャノンボールモデル　90
〔3〕　キャノンボールターゲット　91
§5-3　キャノンボ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〕 流体力学的効率 106
〔6〕 力 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り、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[1]、Dawson[2]によって提案され、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って[3]、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ーの蓄積をもとに、ペレット爆縮の為の最適条件（レーザー波長、レーザー光照射の一様性、ターゲット構造、等）を決定する研究が進められている。この様な状況の下で当面の目標となるのはブレークイーブン（照射レーザーエネルギー＝核反応生成エネルギー）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ー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なってきた。

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章は結論であって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) 123.

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100μm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。

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

ここでλはレーザー波長、lはレーザー光路である。この様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（ビームブレークアップ）[1]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の小さい燐酸ガラス(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。[2-4]これによって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
$\sigma(10^{-20}cm^2)$ a)	60	2.7	3.9	3.8	4.2
$\tau(\mu s)$ b)		300	290	305	315
$\Delta\lambda(\mathring{A})$ c)	6.5	252	186	200	201
n d)		1.550	1.531	1.504	1.520
$n_2(10^{-13}esu)$ e)		1.59	1.13	0.95	1.02
$dn/dT(10^{-6}/C^\circ)$ f)			0.0	-2.9	-5.3
$ds/dT(10^{-6}/C^\circ)$ 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°
d): refractive index at fluorescence peak, e): nonlinear refractive index, f): temperature coefficient of refractive index, g): temperature coefficient of optical path length.

しかしこの様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。

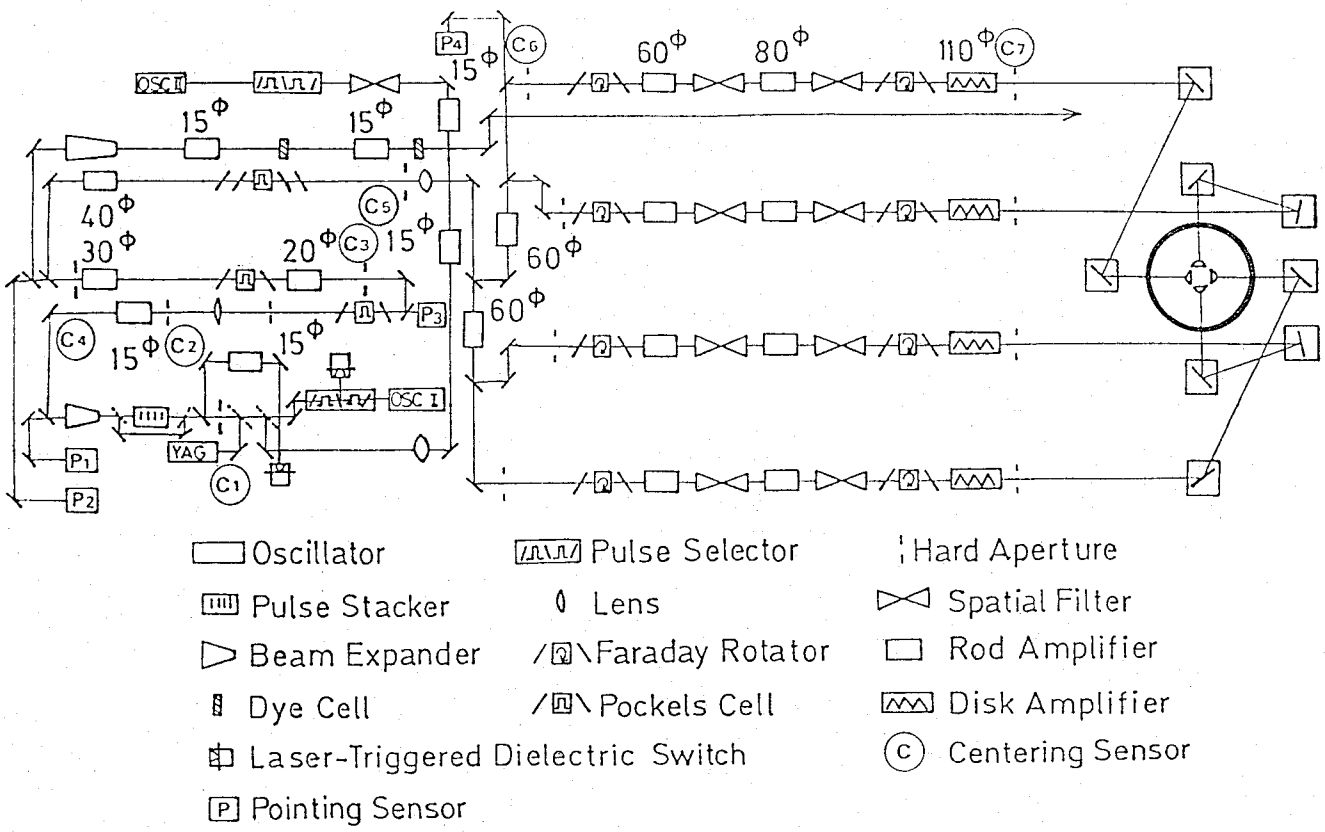


図2-1 激光IV号のシステム配置

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[5]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

ーザーパルスはさらに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、ターゲットチェンバーへ導かれる。この間3台のポッケルセルによって増幅器間の光結合による寄生発振を防止すると同時にプリパルス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台のファラデーローテータを用い、ビームブレー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イーブン(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在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う。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に及ぶ為に、回折により光強度分布の一様性が劣化する。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はビームブレークアップに至る。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[6,7]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って、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、ピンホールによって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してみよう。
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, φ)、レンズの焦平面上に座標(ρ, ω)をとるその瞳関数は

$$F(r,\varphi) = A(r,\varphi)\exp\{ikE(r,\varphi)\}, \quad r \leqq a \qquad (2-2)$$

$$= 0 \qquad\qquad\qquad\qquad , \quad r > a$$

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、k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[8]その複素振幅は

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

ただし

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

ここでfはレンズの焦点距離、λ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

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

$$= 2\pi\int_0^a J_0(Rr)\,r\,dr$$

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

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

ここで J_0, J_1 はそれぞれ 0次, 1次の ベッセル関係である。これを半径 ρ_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

$$F(r) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\lambda f}\rho_0} \left[2\pi a^2 \frac{J_1(aR)}{aR}\right] J_0(Rr)\, R\,dR$$

$$= a\int_0^{\frac{2\pi}{\lambda f}\rho_0} J_1(aR)\, J_0(Rr)\, R\,dR \qquad (2-6)$$

(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こる為, 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。しかしガラ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。

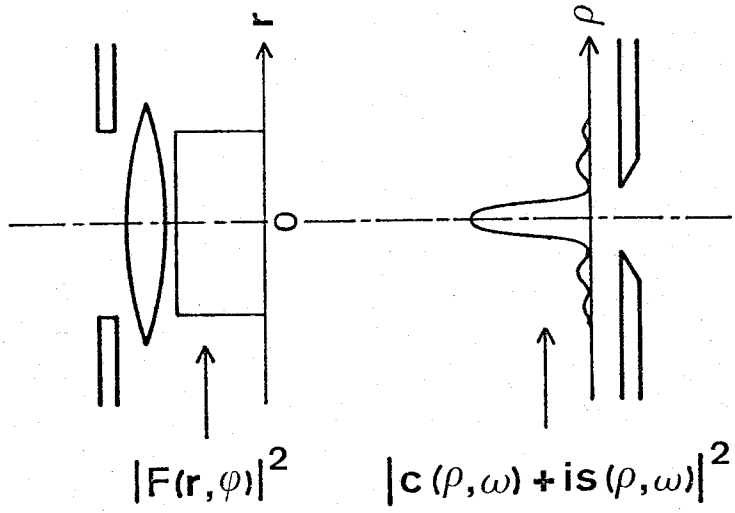


図2-2. アポダイザーの構成図

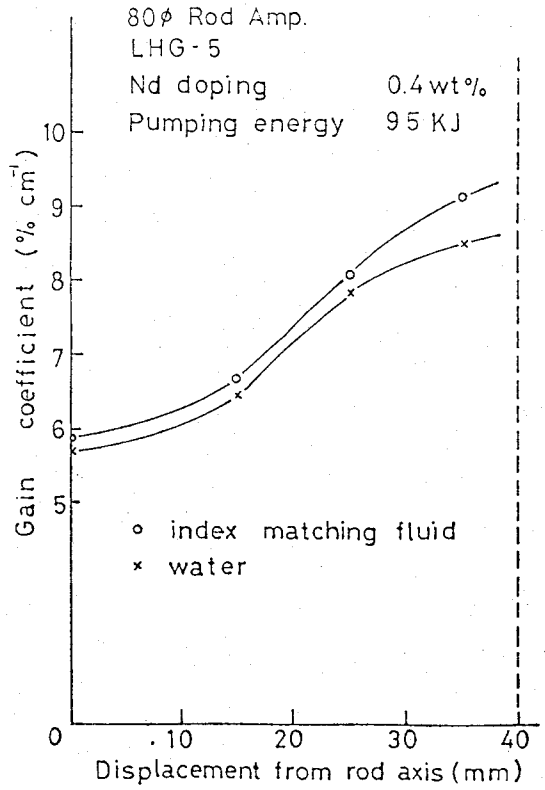
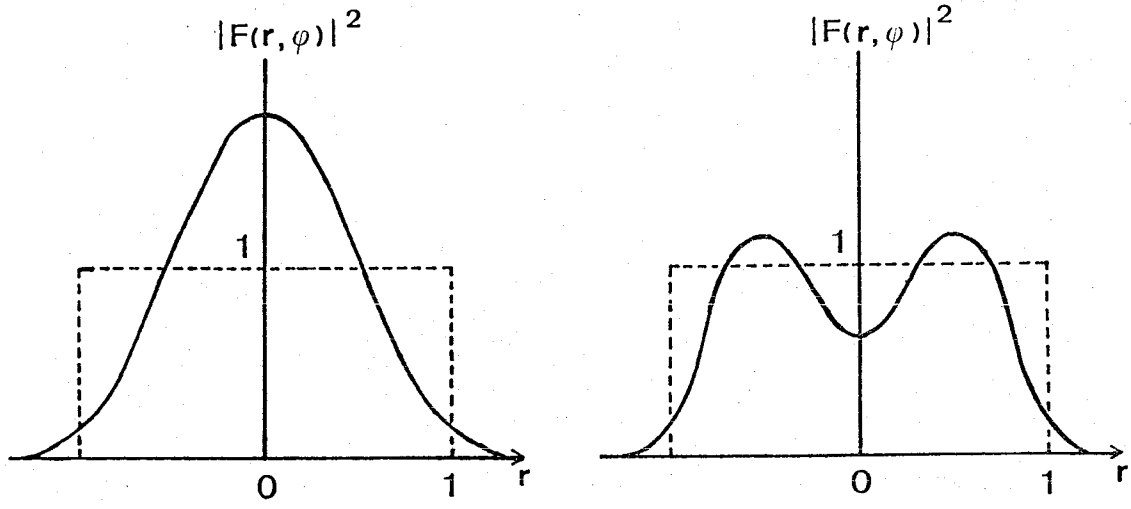


図2-4. ロッド型増器の利得係数分布



0次の回折成分のみの場合　　1次の回折成分まで通した場合

図2-3 整形されたレーザー光の空間分布

〔2〕像転送

ガラ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）。これによって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）。

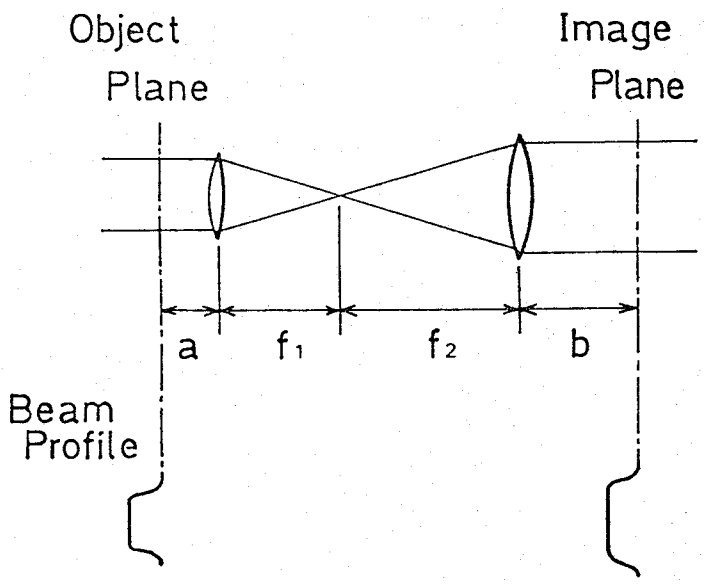


図2-5. リレーレンズ系

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。

$$t=\begin{bmatrix}1 & a\\ 0 & 1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & 0\\ -\frac{1}{f_1} & 1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & f_1+f_2\\ 0 & 1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & 0\\ -\frac{1}{f_2} & 1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & b\\ 0 & 1\end{bmatrix}$$

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

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

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

となる。従って Object plane に一様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

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

となり、このマトリックスで決まる点へ一様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。

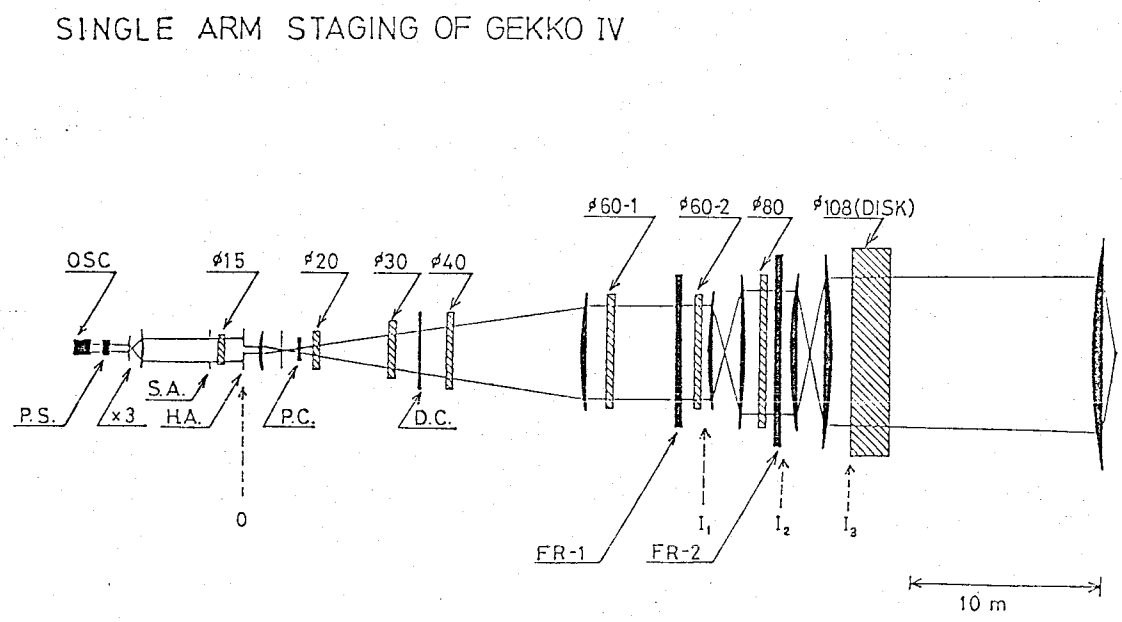


図 2-6. 激光IV号の像転送図

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れによって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IV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なって、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。

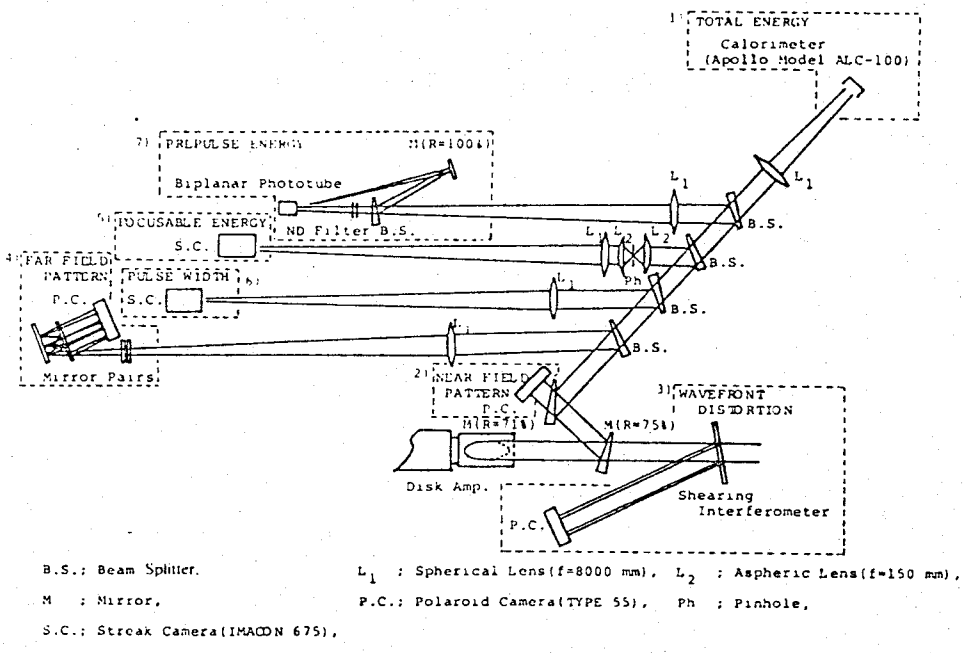


図2-7. 激光Ⅳ号動作特性測定配置図

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って分割し、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	カロリーメータ (Apollo Model ALC-100)
2 近視野像	ポラロイドフィルム(TYPE-55)
3 遠視野像	アレイカメラ
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 IMACON675)
6 プリパルスレベル	バイプラナフォトダイオード (HTV R-617-01)
7 けい光(ASE)エネルギー	カロリーメーター

〔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、ポ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ポラロイドフィルムが最も手軽である。ポラロイドフィルム(Type 55)を用いた近視野像の測定例を図2-8に示す。得られた像はデンシトメー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に各種のポ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の特性曲線が直線の部分の特性方程式は

$$D = -1.21L + 2.58 \qquad (2\text{-}10)$$

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

ここでEはレーザー光のエネルギー密度(J/cm²)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1.0TWの場合(a)、光強度上に高空間周波成分は少なく、1.65TW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20GW/cm²以上になると、高空間周波成分が急激に成長し、ビームブレークアップを生じていることがわかる。従ってビームブレークアップを生じず、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1TW以下で使用するのが望ましい。

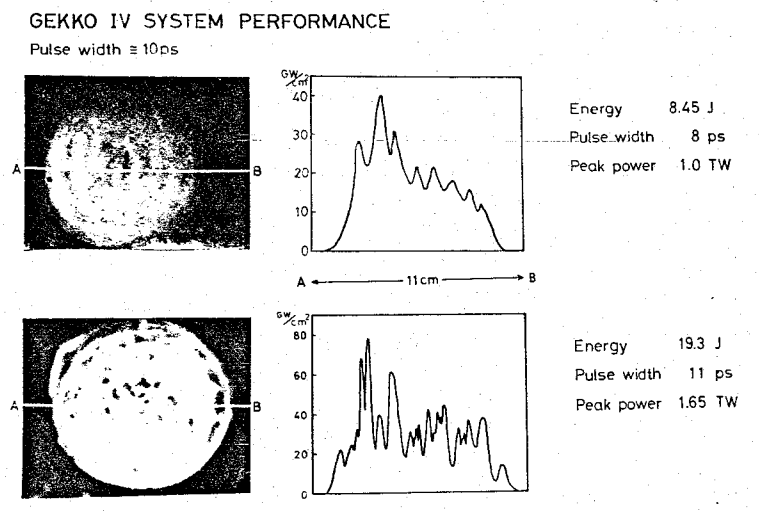


図2-8. レーザー光の空間的強度分布

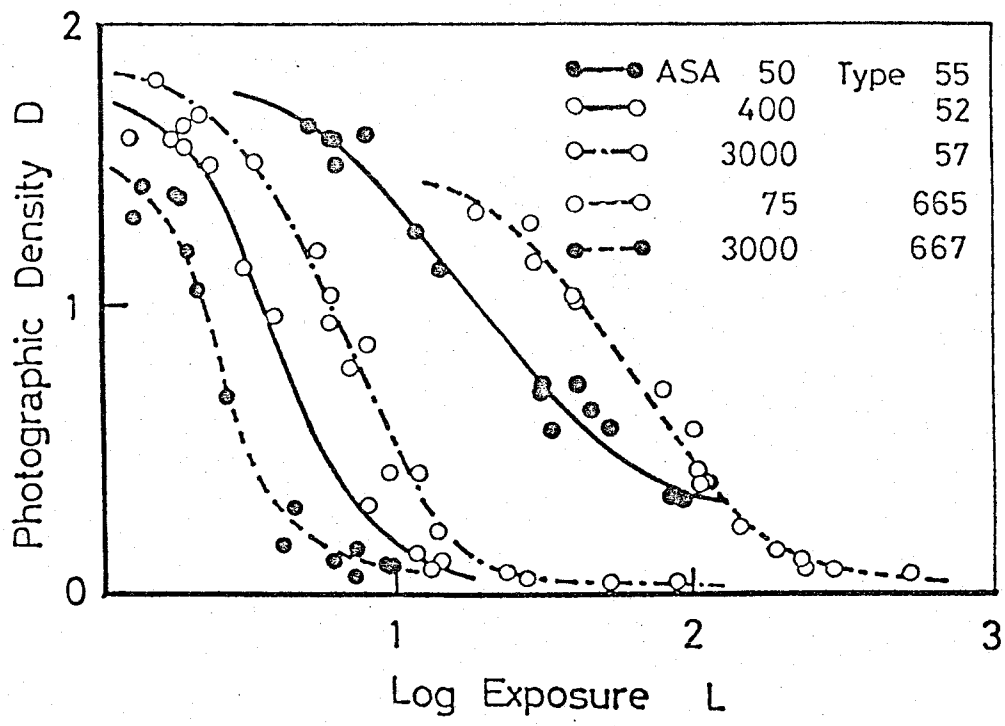


図2-9. ポラロイドフィルムの光学濃度Dと露光対数Lとの関係

(2) 遠視野像

出力レーザー光は直径100μm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ない。従ってレンズの集光点像(遠視野像)を知ることが重要である。遠視野像測定には焦点距離8mのレンズとアレイカメラ[9]を用いた。また記録用フィルムとしてポラロイドフィルム(Type 55)を用いた。アレ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0.4TWであった。同図左において横軸は焦点距離8mのレンズの焦点付近の位置を実際の集光レンズ(焦点距離15cm)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デンシトメーターで掃引し(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16μm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1.1×10^{-4}radの発散角に相当する。出力1.0TWでは発散角は1.3×10^{-4}radとなり若干増加するものの出力1TW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5×10^{17}W/cm²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。

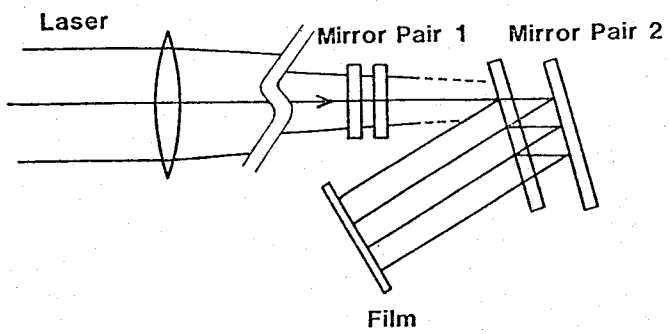
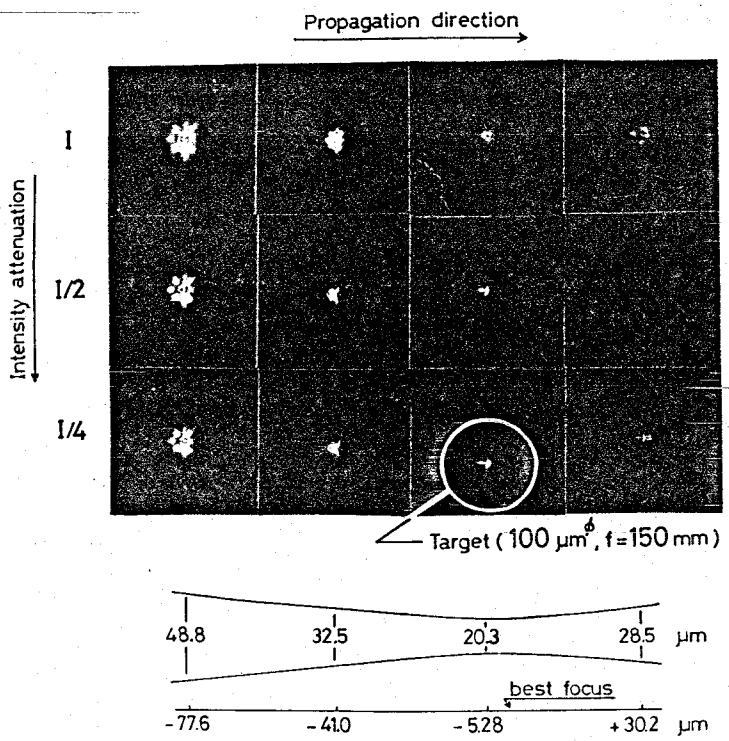


図2-10. アレイカメラ模式図



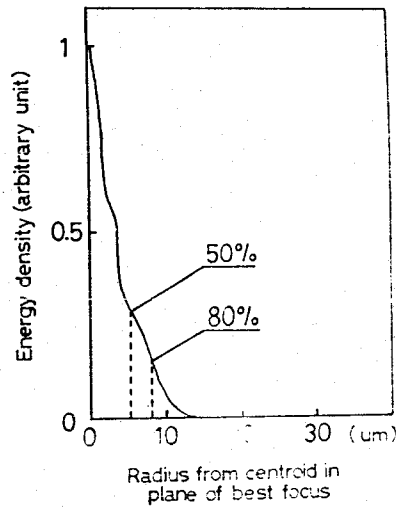


図2-11. 遠視野像の測定例

〔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、その部分でレーザー光が収束し光強度が強くなる。この様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なった。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に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できるが、収差を含む波面どうしの干渉である為に、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 Δx とすると、それぞれの波面の間の関係は

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

$$V_3(x) = V_1(x) - V_2(x) = V_1(x) - V_1(x-\Delta x) \qquad (2\text{-}12)$$

(2-12)式より次式が得られる。

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

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

$$\lim_{\Delta x \to 0} \frac{1}{\Delta x}\int V_3(x)\,dx = \int \frac{dV_1(x)}{dx}\,dx = V_1(x) \qquad (2\text{-}14)$$

いま Δx が十分小さいときは次の様に近似できる。

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

(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。

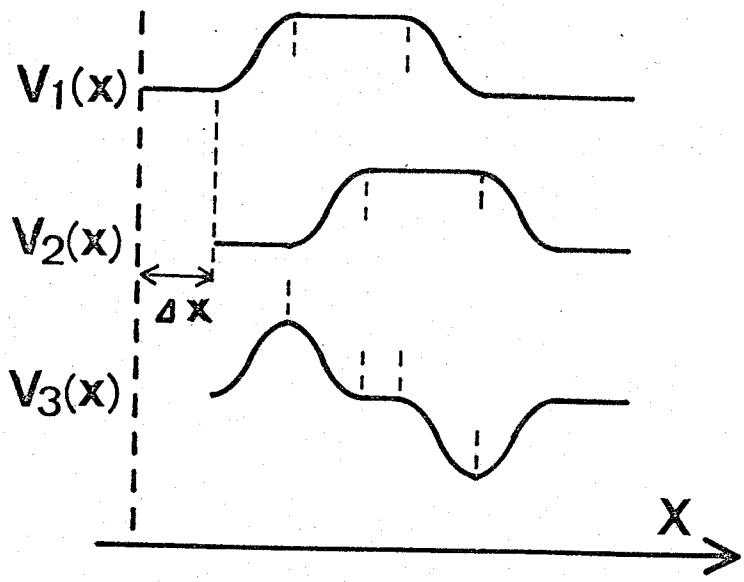


図2-12．レーザー光の波面と干渉波面

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、その効果によって干渉フリンジが表われる。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。

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

ただし ℓ 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が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、波面の収差によって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0.8λ（λ：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ークアップによると思われる小

規模の波面収差が多くなって行くのがわかる。出力1.1TW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。

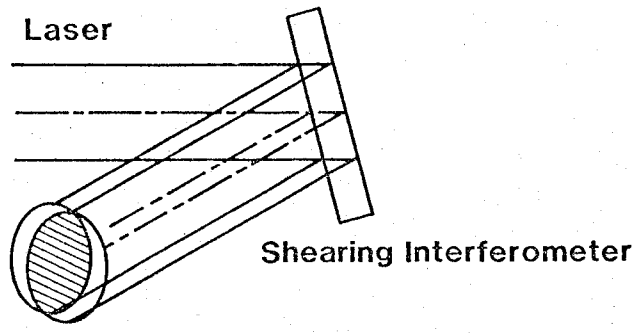


図2-13. シアリング干渉の模式図

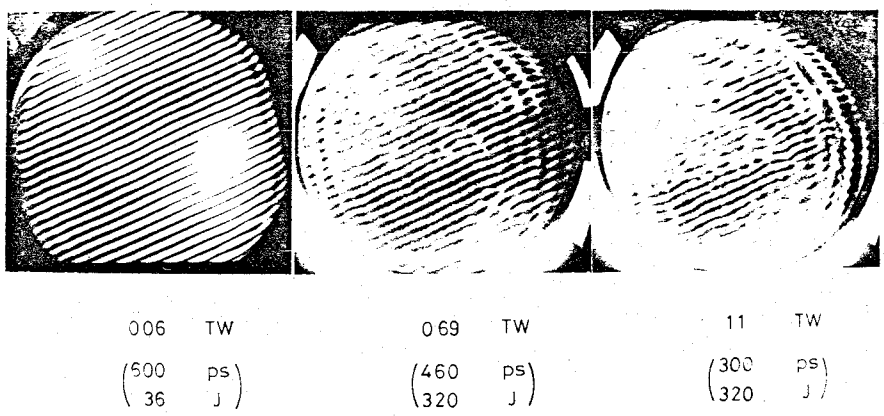


図2-14. 異なるレーザー光強度における波面収差

§.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

一媒質中での増幅は2準位モデルと考え、また光弾性によるレーザーロッドの複屈折も考慮した。真空スペシャルフィルターでは、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って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。

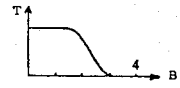
表2-3. シミュレーションに用いたパラメータ.

Laser Fusion Facility "GEKKO IV"

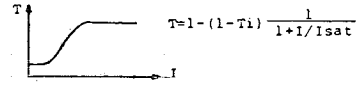
Table 3. Simulation calculation of system performance.

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0.8×10^{8} W/cm²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ー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。

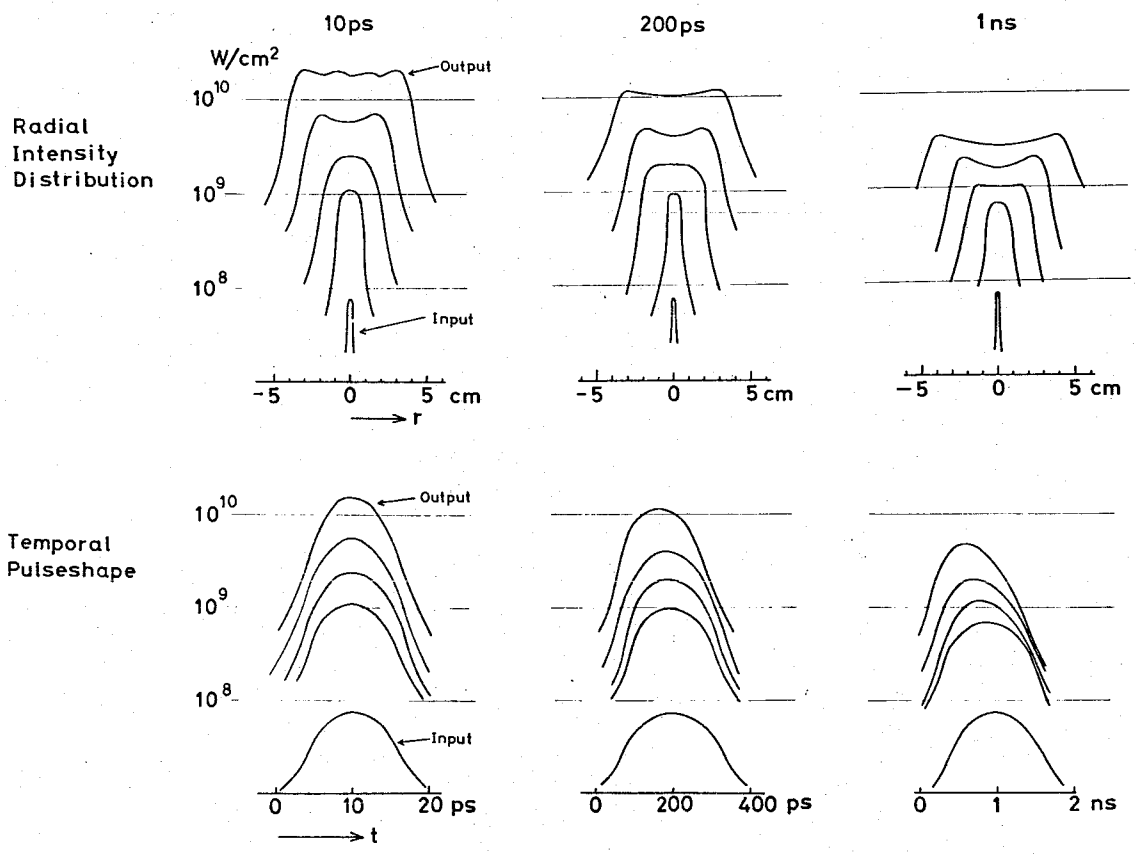


図2-15. 増幅に伴うレーザーパルスの空間及び時間波形の変化

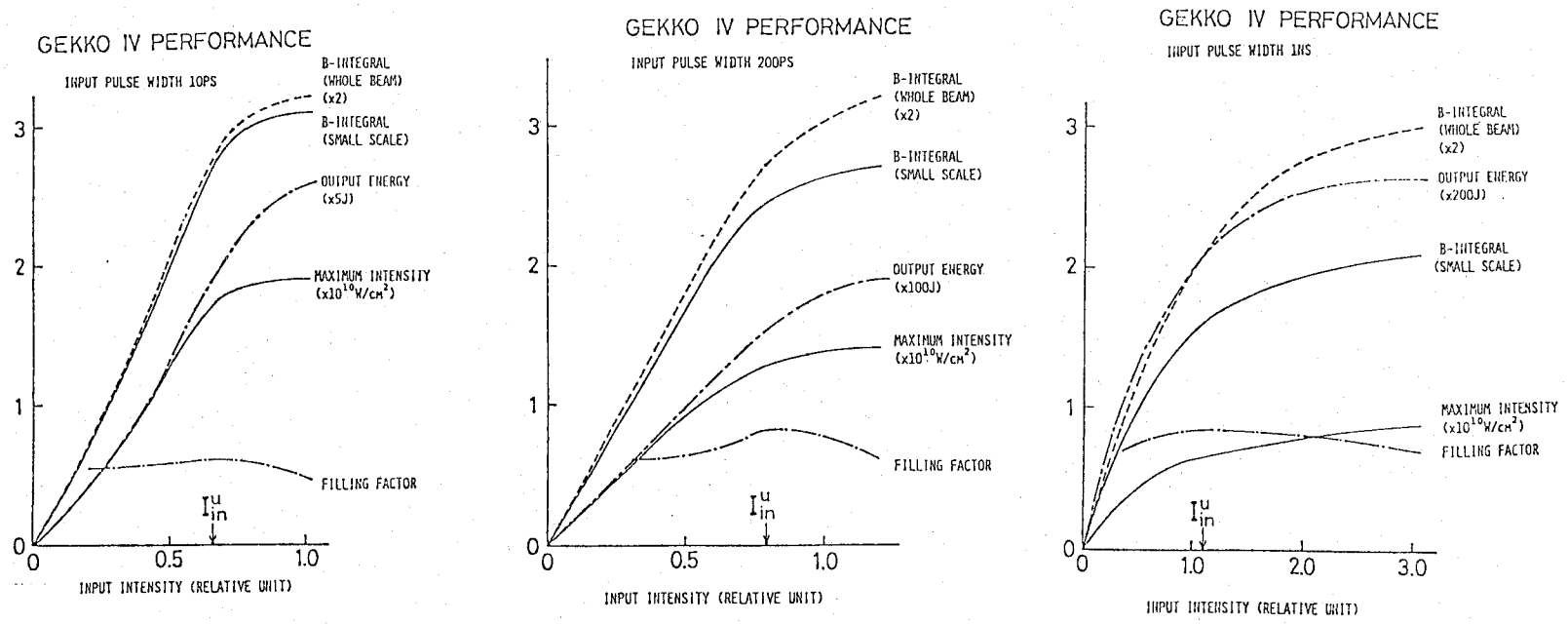


図2-16. 最終出力光の諸パラメータ

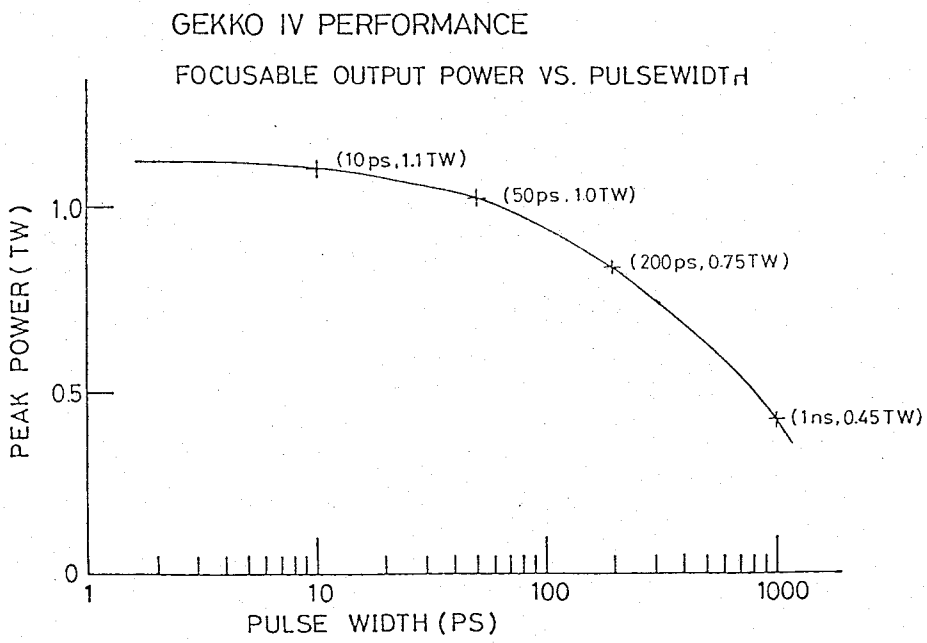


図2-17. パルス幅に対する集光可能出力

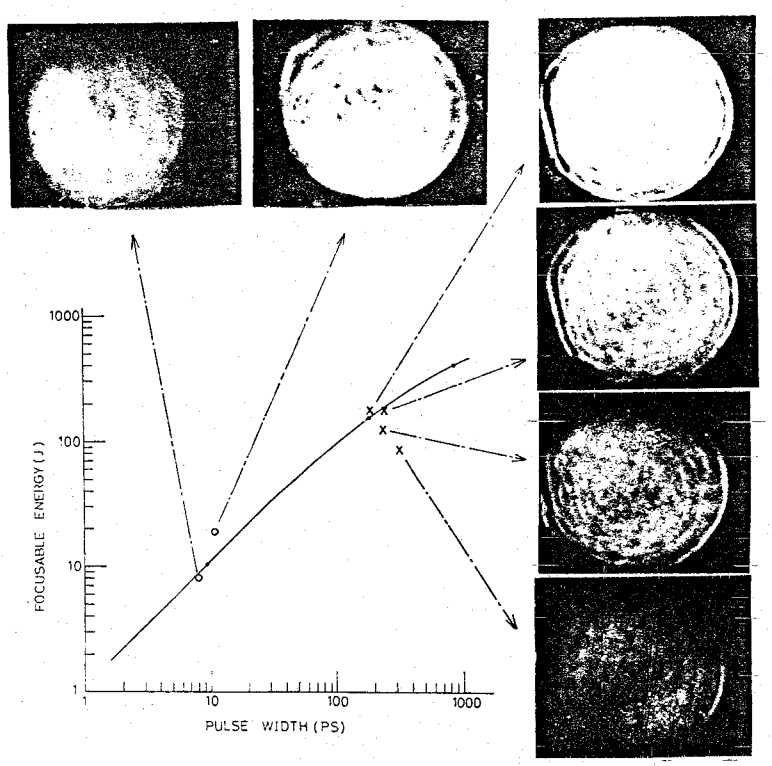


図2-18. パルス幅に対する集光可能エネルギー

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ビームブレー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XII号出力の諸特性

Parameter	Value
Beam Number	4 beam
Output Diameter	110 mm
Beam Divergence	0.13 mrad
Peak Power	4 TW (4 beams)
Focusable Power Density	5×10^{17} W/cm²
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。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関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に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、アポダ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. Renerd and W.W. Simons : Appl. Opt. 16 (1977) 779.

8) 久保田広：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って，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って，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って，固体表面で生成されたプラズマの噴出の反作用によって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って散乱光が放出され，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できる。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，これによって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のメカニズムを調べ，これを抑制することが必要である。

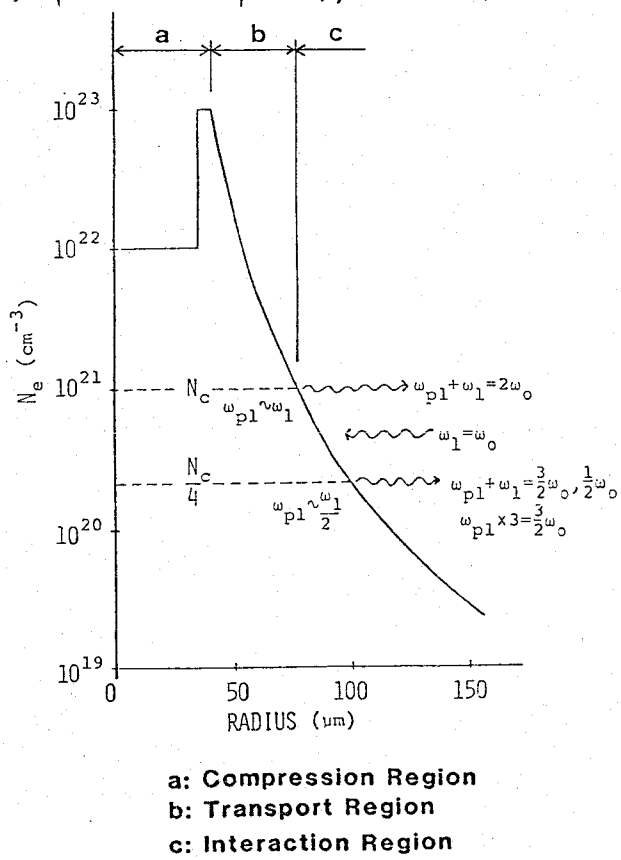


図3-1. レーザー生成プラズマの密度プロファイル

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 $\frac{1}{4}n_c$ 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でかつ重要なパラメーターである。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（0.53μm, 1.06μm, 10.6μm）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（$I\lambda^2 \leq 10^{14}\,W\cdot\mu m^2/cm^2$）、プラズマ温度が低い為、電子イオン間にクーロン衝突が起こり、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。[1] この様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 θ_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）

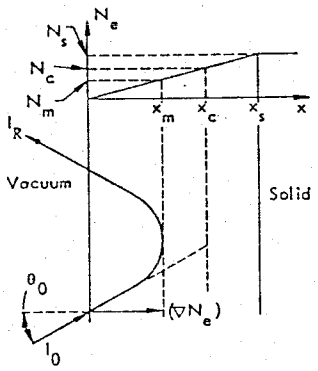


図3-2. 不均一プラズマへのレーザー光の斜め入射

$$\mathbb{E} = \frac{1}{2}\mathbb{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbb{k}\cdot\mathbb{r}) + C.C. \qquad (3-1)$$

ここでω_0は入射レーザーの周波数，$\mathbb{k}$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

$$m_e \frac{d\mathbb{v}_0}{dt} = -e\mathbb{E} - \nu_c m_e \mathbb{v}_0 \qquad (3-2)$$

ここでm_e，$\mathbb{v}_0$はそれぞれ電子の質量及び振動速度であり，ν_cは電子，イオン間の衝突周波数であって

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

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

$$\mathbb{v}_0 = \frac{-ie}{2(\omega_0 + i\nu_c)m_e}\mathbb{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbb{k}\cdot\mathbb{r}) + C.C. \qquad (3-4)$$

を得る。また電子によって運ばれる電流密度$\mathbb{J}$は次式で表わされる。

$$\mathbb{J} = -n_e e \mathbb{v}_0 + C.C. \qquad (3-5)$$

(3-4)(3-5)式より次式を得る。

$$\mathbb{J} = \frac{i n_e e^2}{2(\omega_0 + i\nu_c)m_e}\mathbb{E}_0 \exp(i\omega_0 t + i\mathbb{k}\cdot\mathbb{r}) + C.C. \qquad (3-6)$$

波のエネルギー密度Wの時間変化は

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

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

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{n_e e^2 |\mathbb{E}_0|^2}{4m_e}\cdot\frac{2\nu_c}{\omega_0^2+\nu_c^2}$$

$$\cong -\frac{|\mathbb{E}_0|^2}{8\pi}\cdot\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\cdot\nu_c$$

$$= -\frac{|\mathbb{E}_0|^2}{8\pi}\cdot\frac{n_e}{n_c}\cdot\nu_c$$

$$= -\frac{n_e}{n_c}\cdot\nu_c\cdot W \qquad (3-8)$$

を得るここで $\omega_0^2 = \frac{4\pi n_c e^2}{m_e}$，$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$，$W = \frac{|\mathbb{E}_0|^2}{8\pi}$ である。

いまWの時間変化に対して対流微分を用いると，

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\partial W}{\partial t} + (\mathbb{v}_g\cdot\nabla)W$$

$$= \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial v_{gx}}{\partial x}W + \frac{\partial v_{gy}}{\partial y}W$$

ここで $\mathbb{v}_g$ $(= v_{gx}\mathbb{i}_x + v_{gy}\mathbb{i}_y)$ 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

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

を得る。また波のエネルギー束 Π は

$$\Pi = v_g W \tag{3-10}$$

で表わせるから，(3-9)式より

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

ただし $\frac{\partial W}{\partial t} = 0$ を用いた。
ここでプラズマ中での電磁波の分散関係式は

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + c^2(k_x^2 + k_y^2)$$

$$= \omega_{pe}^2 + c^2(k_x^2 + k_0^2 \sin^2\theta_0)$$

となるから

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

を得る。(3-9)(3-11)(3-12)式より

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

となる。いま衝突周波数 ν_c をカットオフ密度における衝突周波数 ν_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

$$I(x) = I_0 \exp\left[-2\int_0^{x_t} dx \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2 \frac{\nu_0}{c}\left(\cos^2\theta_0 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]$$

$$= I_0 \exp\left(-\frac{32}{15} k_0 L \frac{\nu_0}{\omega_0} \cos^5\theta_0\right) \tag{3-14}$$

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

$$\eta_{ab}^{cl.} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0}$$

$$= 1 - \exp\left(-\frac{32}{15} k_0 L \frac{\nu_0}{\omega_0} \cos^5\theta_0\right) \qquad (3\text{-}15)$$

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_ℓ とすると $\mathrm{div}\,\varepsilon E = 0$ より

$$\varepsilon E_\ell = E_d \qquad (3\text{-}16)$$

ここで ε 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。

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

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

$$\varepsilon = i\frac{\nu_c}{\omega_0} - \frac{x}{L} \qquad (3\text{-}18)$$

またしみ込み電場 E_d は次の様に表わされる[2,3]

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

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

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

で表わされ $Ai(\xi)$ と τ はそれぞれ

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

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

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_ℓ は

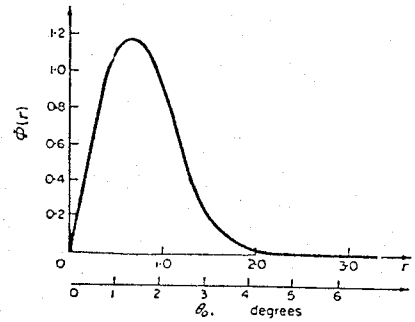


図3−3. 関数 $\Phi(\tau)$

$$E_\ell = \frac{E_d}{\varepsilon} = \frac{E_0 \Phi(\tau)}{\left(i\frac{\nu_c}{\omega_0} - \frac{x}{L}\right)\sqrt{2\pi\omega_0 L/c}} \qquad (3-23)$$

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

$$j_\ell = -\frac{e^2 n_e}{m}\frac{E_d}{i\omega_0} \qquad (3-24)$$

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

$$Re(E_\ell \cdot j_\ell) = \frac{c}{8\pi^2 L}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\frac{\nu_c/\omega_0}{(x/L)^2 + (\nu_c/\omega_0)^2}\Phi^2(\tau)E_0^2 \qquad (3-25)$$

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

$$Re(E_\ell \cdot j_\ell) = \frac{c}{8\pi^2 L}\Phi^2(\tau)E_0^2 \pi\delta\left(\frac{x}{L}\right) \qquad (3-26)$$

(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

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

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 η_{ab} は

$$\eta_{ab} = \frac{I_{ab}}{I_0} = \frac{\Phi(\tau)}{2} \qquad (3-28)$$

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って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って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つ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

比較的低強度領域($I \leq 3 \times 10^{14}$ 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(λ=0.53μm, 1.06μm, 10.6μm)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」(λ=0.53μm, 1.06μm)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1.06μm）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って、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切出されたパルスは5台の前置増幅器によって増幅され、さらに4台の主増幅器で増幅された後、ターゲットチェンバーに導かれる。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ポッケルスセル1台とファラデー回転子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。またこの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（λ＝0.53μm）に変換することが可能である。ターゲットチェンバーは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、実験用途によって使い分けられる。

「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って構成され半値幅約1nsのパルスが切り出される。前置増幅段は2台のTEA CO_2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、軸はずし放物面鏡でターゲットに集光される。

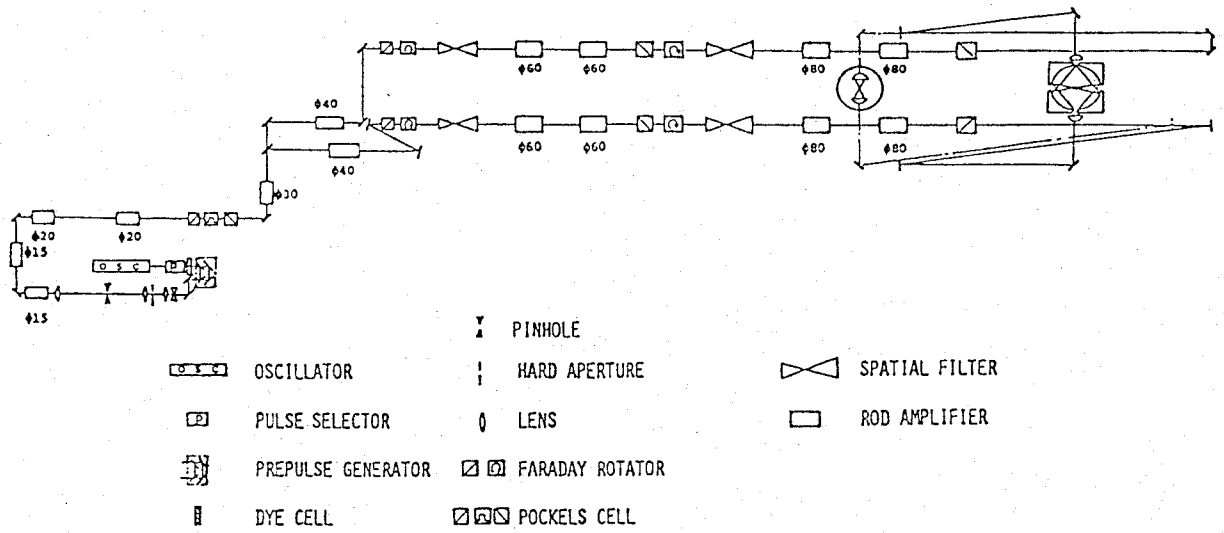


Fig. II-1 Schematic layout of GEKKO II

図3-4. 激光II号システム構成図

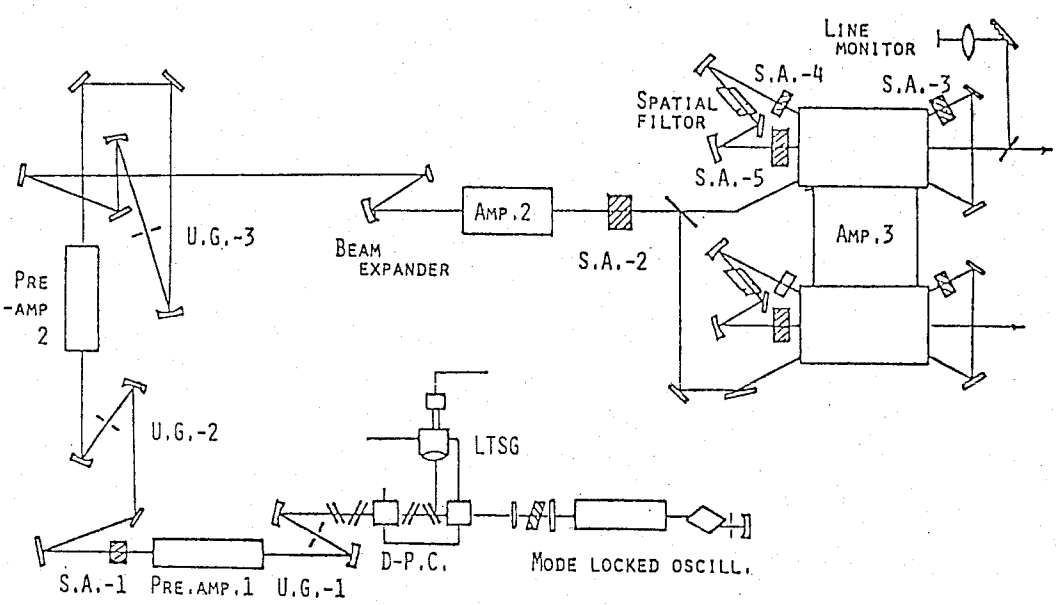


図3-5. 激光II号システム構成図

(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1.06μm及び0.53μmで、0.53μm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ーメーターであった。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って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。

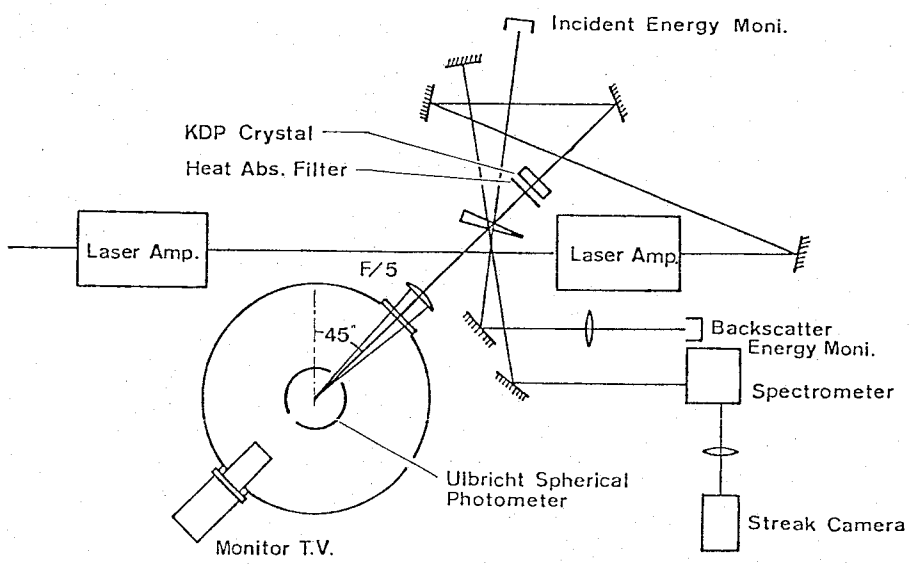


図3-6. 激光II号での吸収計測配置

---

*完全拡散面とは、その面の法線からの角度をθ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ーメーター、鏡面反射光測定用カロリー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ーメーターであった。集光コーン外への散乱光計測は、小型カロリーメーター(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っ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Z値依存性を調べる為に、Au(10μm^t)及びポリエチレン(12μm^t)の2種類を用いた。

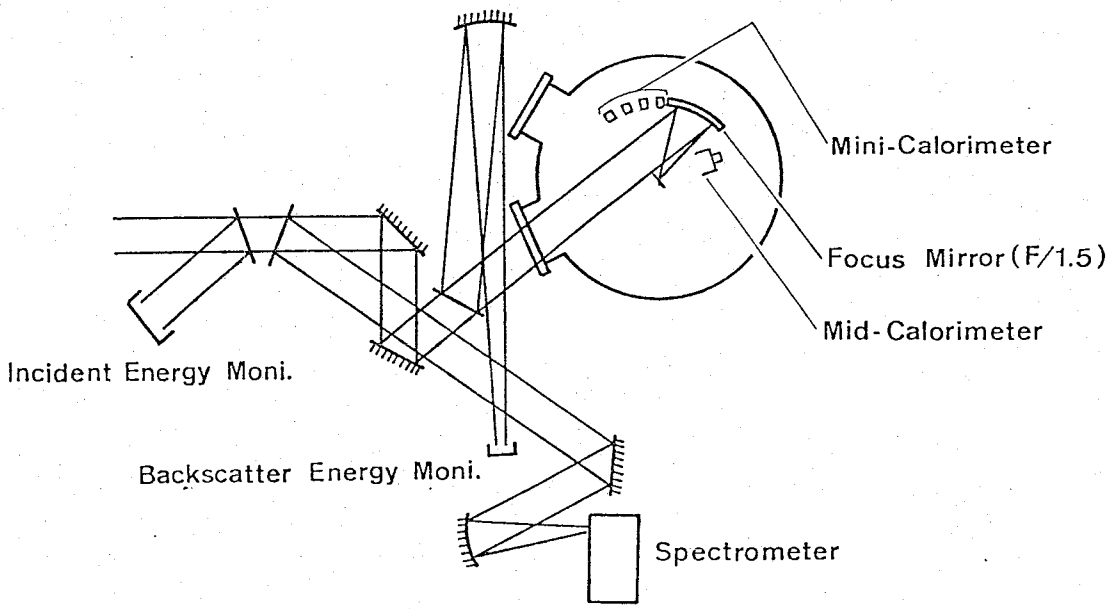


図3-7. 烈光II号での吸収計測配置

表. 3-1. レーザー光の照射条件

Wavelength (μm)	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)	$\leq 1\times10^{14}$	$\leq 2\times10^{14}$	$\leq 3\times10^{14}$

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。[4]

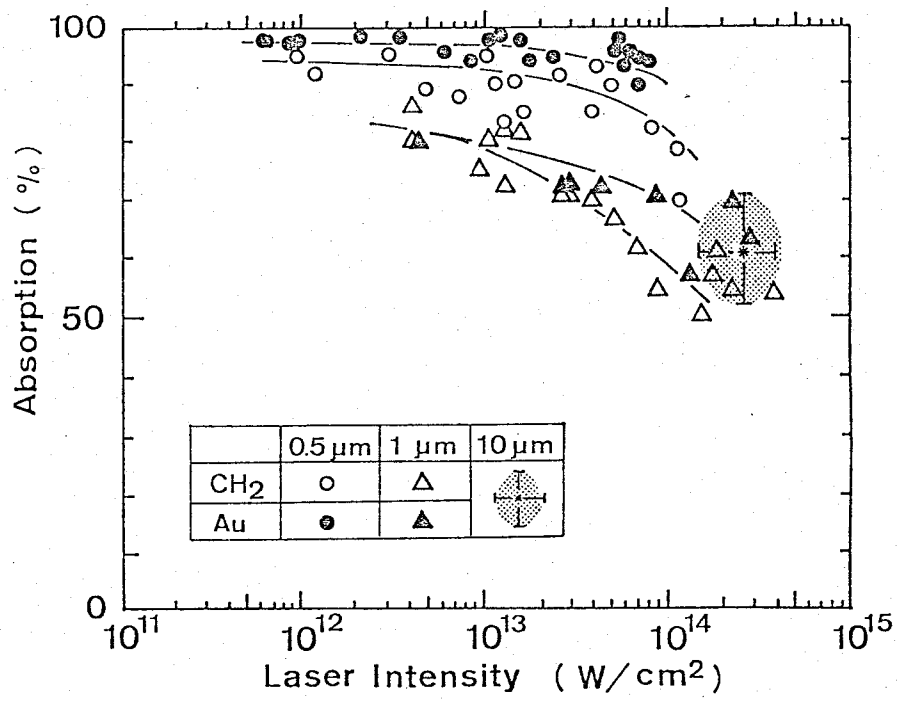


図3-8. レーザー光吸収率のレーザー光強度，レーザー波長ターゲットプラズマ Z 値に対する依存性

波長 0.53μm 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 1.06μm 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 0.53μm 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 1.06μm 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 0.53μm 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 1×10^{14} w/cm² 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 10.6μm レーザーでは，レーザー光強度 3×10^{14} w/cm² 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％ $I\sim1\times10^{14}$ w/cm²）。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与え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（~10 Mbar）が得られることが報告されている。[5] 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 Z 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5つがあげられる。

(a) Photon < Phonon / Plasmon　　振動二流体不安定（OTSI）

(b) Photon < Phonon / Plasmon　　e-i 崩壊

(c) Photon < Plasmon / Plasmon　　e-e 崩壊

(d) Photon < Phonon / Photon　　誘導ブリラン散乱

(e) Photon $\left\langle \begin{array}{l} \text{Plasmon} \\ \text{Photon} \end{array} \right.$　　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～100keV，イオン≳1MeV)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調[1,6]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)が放出される[3-5]。通常観測される高速イオンはその速度が 5×10^8 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～10keV)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($v \gg 2\times10^9$ 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 $V_c = (2T_c/m_0)^{\frac{1}{2}}$ 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[12-14]は $\frac{1}{4}n_c$ 付近で起こるラマン散乱[10,11]，及び e－e 崩壊($2\omega_{pe}$ 崩壊)

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))

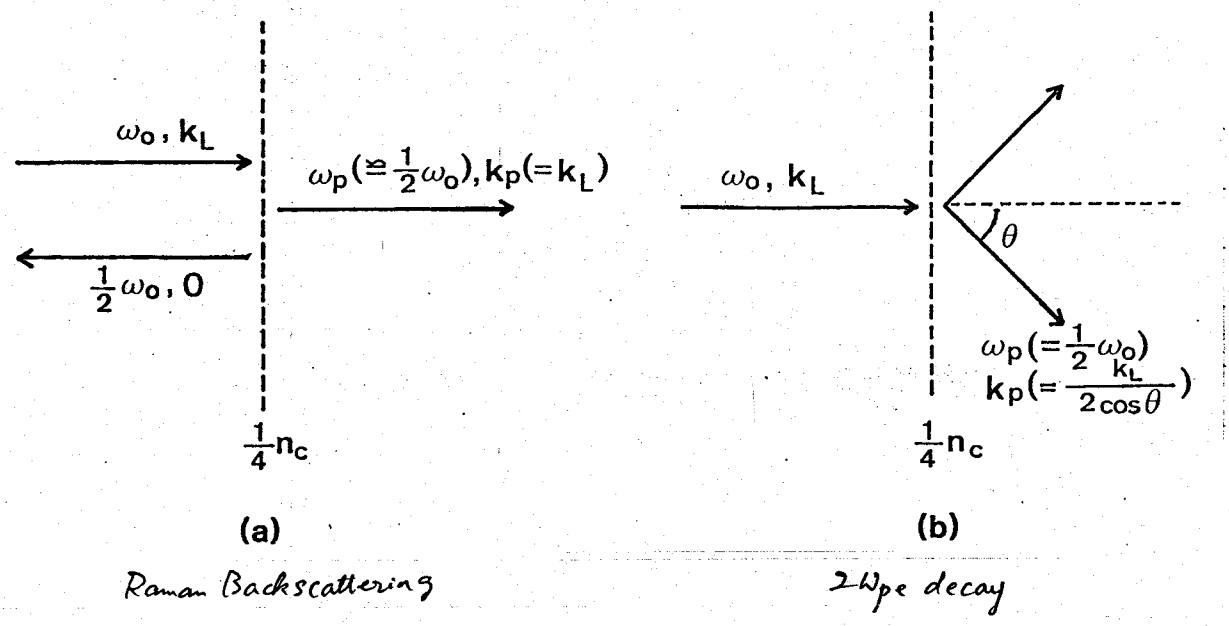


図3-9. $\frac{1}{4}n_c$領域でのパラメトリック過程

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[15]、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100keV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(~10keV)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2つの $\frac{1}{2}\omega_0$ プラズモンとの結合によって、$\frac{3}{2}\omega_0$ 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 $\frac{3}{2}\omega_0$ 光の発光と超高速粒子放出とは相関々係を有するであろう。

著者はこの相関々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。

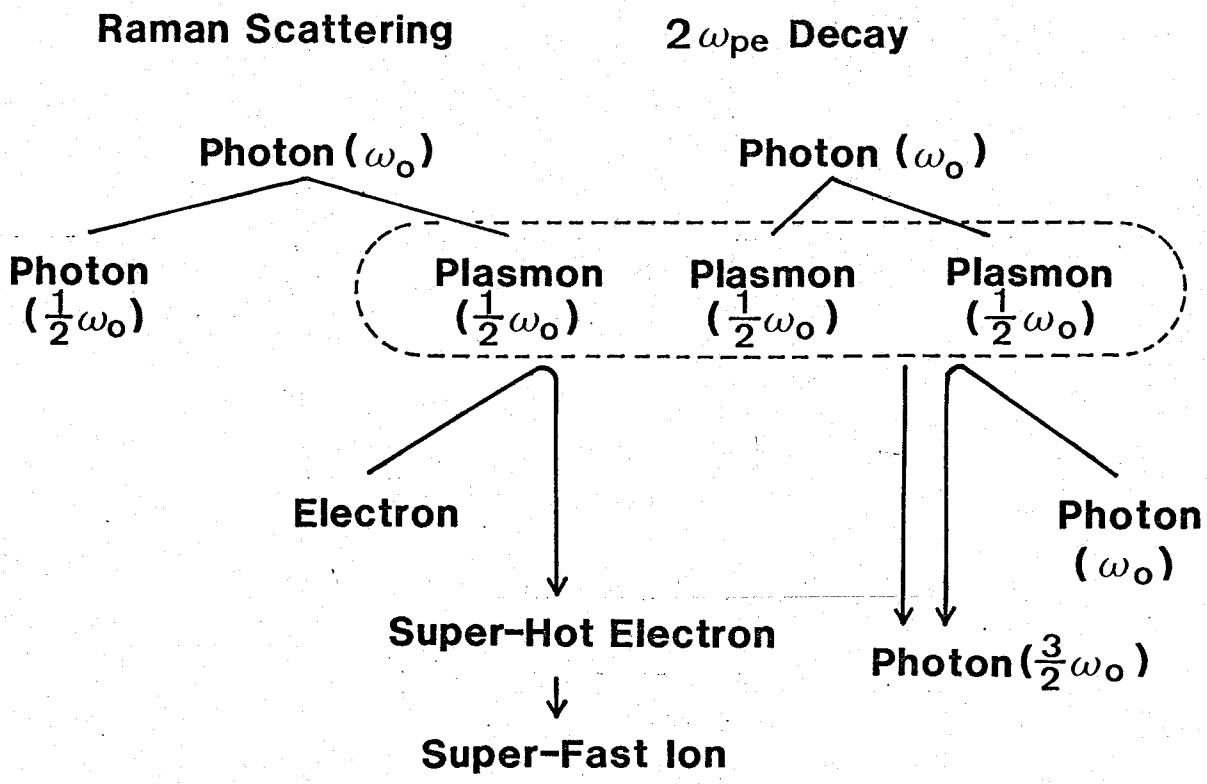


図3-10. n_c領域で起こる非線形現象

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IV号」(第一章参照)で波長は1.053μm、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。これによってターゲット表面でのレーザー

光強度は 10^{13} ～ 10^{16} W/cm² の間で変化した。

使用したターゲットは直径 50～100μm のガラスマイクロバルーン（GMB）であったが、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 1～8μm 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）を通し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 $\frac{3}{2}\omega_0$ 光空間分布計測，$\frac{3}{2}\omega_0$ 光時間変化計測及び高速イオン計測であった。$\frac{3}{2}\omega_0$ 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 Ligh. speed infrared film）上に結像された。また $\frac{3}{2}\omega_0$ 光時間変化を計測する為に、発光した $\frac{3}{2}\omega_0$ 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（ω_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 $\frac{3}{2}\omega_0$ 光以外の波長の光から $\frac{3}{2}\omega_0$ 光を分離する為に狭帯域干渉フィルター（中心波長 7000 Å，帯域幅 50 Å）を用いた。また用いた光学系の倍率は 40 倍であった。超高速イオン計測にはトムソンパラボライオン分析器[16]を用いた。この計測器は電場と磁場によってイオンを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，同時に行なった X 線計測用として数％の塩素原子を含んでいた。

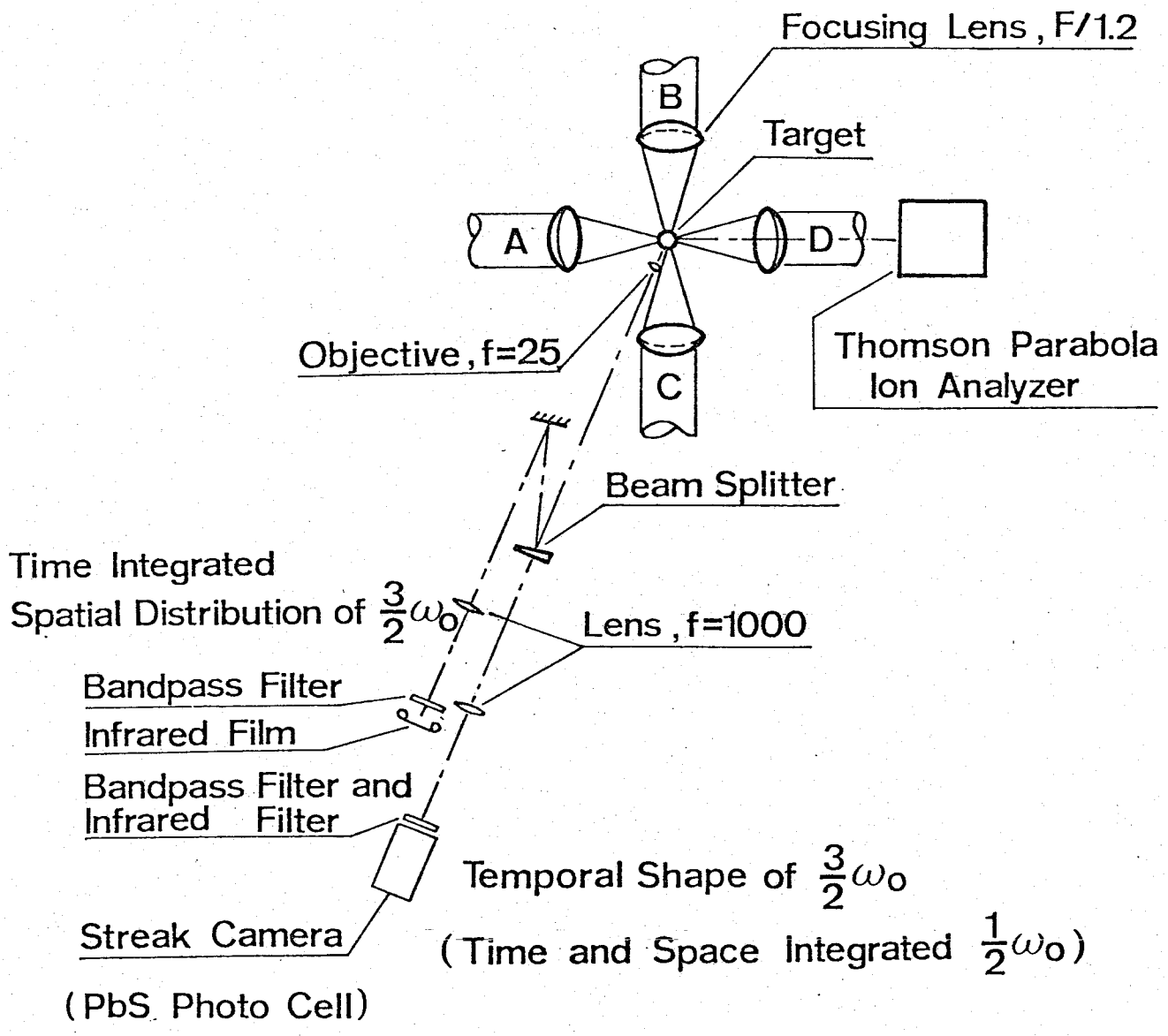


図3-11. 光高調波及び超高速イオンの測定配置

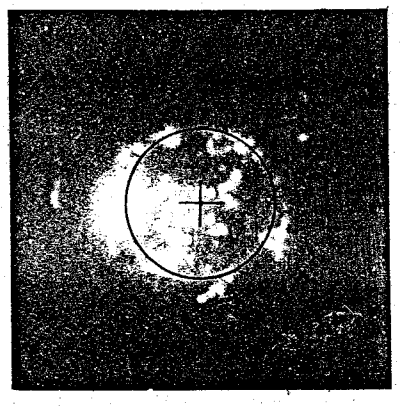
3-3-3 実験結果

〔1〕$\frac{3}{2}\omega_0$光の空間分布

図3-12に典型的な$\frac{3}{2}\omega_0$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$\frac{3}{2}\omega_0$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しないGMBを照射した時,レーザー光強度$10^{14}\sim10^{15}$ 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3μm(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3μm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($\gtrsim10^{14}\sim10^{15}$ W/cm^2),比較的高Z 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。この様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,比較的長いパルス幅(数nS)のレーザーを用いた実験では観測されているが[17,18],パルス幅100PS以下の短パルスでは確認されていない。

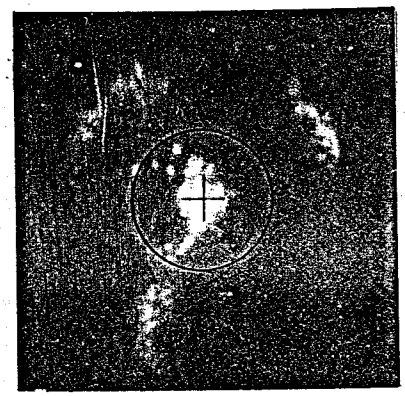
〔2〕$\frac{3}{2}\omega_0$光の時間変化

次に$\frac{3}{2}\omega_0$光の時間変化を図3-13に示す。同図(a)はストリークカメラで観測した$\frac{3}{2}\omega_0$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(ω_0)も同時に観測した。こうして得られた$\frac{3}{2}\omega_0$光及びω_0光の時間変化をデンシトメーターにかけた結果を同図(b)に示す。図より入射レーザー光のピーク付近で$\frac{3}{2}\omega_0$光が減少しているのがわかる。これは後に



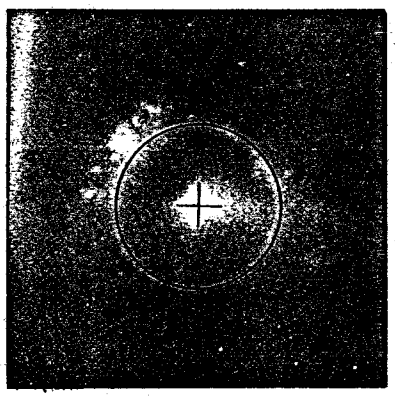
Shot No. 484
Target SI GMB 74 μm^{ϕ}
Laser Intensity 2.2×10^{16} W/cm^2

(a)



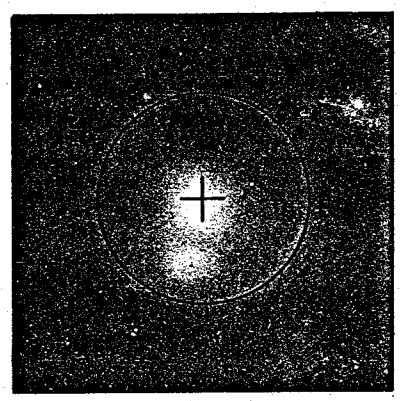
490
SI GMB 71 μm^{ϕ}
$\lesssim 10^{13}$ W/cm^2

(b)



Shot No. 469
Target SI GMB 76 μm^{ϕ}
coating, CHCl 3 μm^{t}
Laser Intensity 2.2×10^{16} W/cm^2

(c)



475
SI GMB 84 μm^{ϕ}
coating, CHCl 8 μm^{t}
1.4×10^{16} W/cm^2

(d)

図 3-12. $\frac{3}{2}\omega_0$ 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10ps以下の微細構造も観測された。同様の微細構造は、Carter等[19]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 $\frac{1}{4}n_c$ 領域で起こったプラズマの密度変調を示すものと考えられる[20,21]。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[22]。

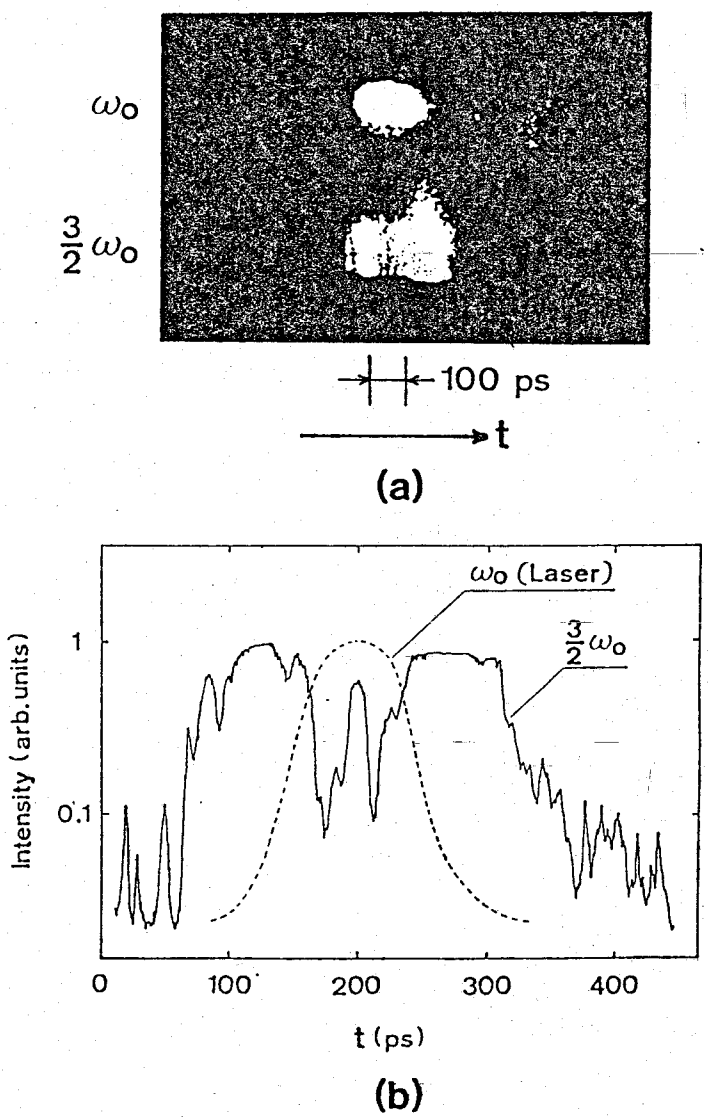


図3-13. $\frac{3}{2}\omega_0$ 光の時間変化

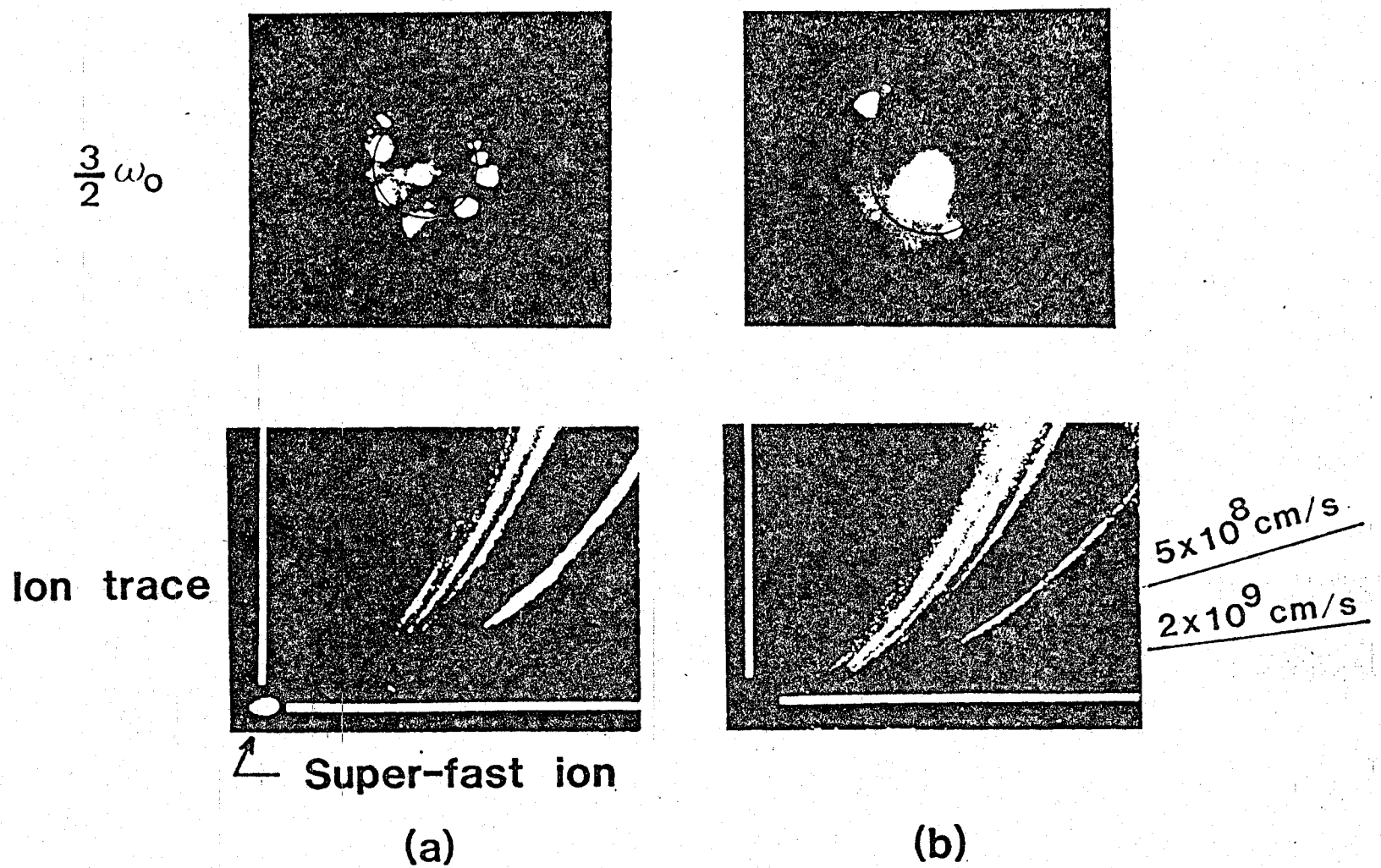


図.3-14. $\frac{3}{2}\omega_0$光の発光分布と超高速イオンとの関係,

〔3〕$\frac{3}{2}\omega_0$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、トム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$\frac{3}{2}\omega_0$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CHBをレーザー強度は1.7×10^{16} W/cm^{2}で照射した場合であり、(b)は厚さ2.4μmのポリマーをコーティングしたCHBを、レーザー光強度1.1×10^{16} 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った荷電数対質量比(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行くほど速度が速く、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プロトンを示し、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がわかる。これは非常に高速の成分であって、ここで超高速イオンと呼んでいるものである。この時$\frac{3}{2}\omega_0$光は点状分布を示した。これに対し同図(b)に示すように$\frac{3}{2}\omega_0$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がわかった。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2×10^9 cm/s以上であって、通常観測される高速イオン($v \lesssim 5\times10^8$ cm/s)よりはるかに高速であることがわかる。この測定器では原点に近づくに従って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、イオン種をプロトンと仮定すると500keV($v=2\times10^9$ cm/s)となり、他のイオン種を仮定すると1MeVをはるかに越える値となる。このような超高速イオンは放物線の曲線と不連続であり、通常の高速イオン[23]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$\frac{3}{2}\omega_0$光の発光分布と関係を持っていることから、$\frac{1}{4}n_c$領域における$\frac{1}{2}\omega_0$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2×10^9cm/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$2\omega_{pe}$崩壊を通じて生成され得るが、[13,24] 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_ϕ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ω_{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ω_{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

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

となる。ここでプラズマ中における電磁波の分散関係式$\omega_0^2=\omega_{pe}^2+k_L^2c^2$を考慮すると$k_L=\frac{\sqrt{3}k_0}{2}$となり、また$\omega_{pe}=\frac{1}{2}\omega_0=\frac{1}{2}k_0c$

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

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_ϕ($=c/\sqrt{3}$)にまで加速されたとすると、その運動エネルギーは104keV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θとすると(図3-9(b))、波数の整合条件から

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

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

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

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、$\frac{1}{4}n_c$ 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、電子捕獲がおこる為には被加速電子の初期速度は v_ϕ にある程度近い値でなければならない。いま初期速度を $v_\phi - \Delta v$ (Δv: 捕獲速度)とし、許される Δv を評価してみよう。

プラズモン電場の振幅を

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

とすると、そのポテンシャル ϕ は

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

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_ϕ は

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

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_ϕ との均合いを考えて

$$\frac{1}{2}m_e(\Delta v)^2 = \frac{eE_p}{k_p} \qquad (3-36)$$

より

$$\Delta v = \left(\frac{2eE_p}{m_e k_p}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3-37)$$

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。[24,25]

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

(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[26]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。いまプラズマン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。

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

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。

$$v_{os} = -\frac{e E_p(x)}{m_e \omega_p} \cos(k_p x - \omega_p t) \qquad (3-40)$$

(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

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

ここでプラズマ密度の減少量δn_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

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

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

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

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γ_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。

$$|\delta \omega_p| \cong \gamma_0 \qquad (3-44)$$

ここで

$$|\delta \omega_p| = \left|\omega_p \sqrt{1+\frac{\delta n_e}{n_0}} - \omega_p\right|$$

$$\cong \frac{\omega_p}{2}\frac{\delta n_e}{n_0} \qquad (3-45)$$

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。

$$\frac{E_p^2}{32\pi n_e T_e} \simeq \frac{\gamma_0}{\omega_p} \qquad (3\text{-}46)$$

〔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 γ_0 は[27]

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{3}}{4}(v_0/c)\,\omega_0 \qquad (3\text{-}47)$$

と表わされる。ここで v_0 は入射レーザー光電場 E_0 による振動速度であり

$$v_0 = \frac{eE_0}{m_e\omega_0} \qquad (3\text{-}48)$$

である。いま典型的実験条件(レーザー強度 $I=1\times10^{16}\,W/cm^2$, 電子温度 $T_e=1\,keV$)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 $v_e \gtrsim 1.2\times10^{10}\,cm/s$、となりエネルギーで評価すると $\mathcal{E} \gtrsim 43\,keV$ となる。(ただしここでも相対論的効果を考慮した。)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。

そこで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 $\mathcal{E} \sim eE_dL$ 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 $E_d = E_0\Phi(\tau)(2\pi k_0 L)^{-\frac{1}{2}}$ と表わされる(3-2-1、〔2〕参照)。この式に典型的な実験条件($I=1\times10^{16}\,W/cm^2$, $L=0.5\,\mu m$[28], $\Phi(\tau)=1$)を用いると $\mathcal{E}\sim23\,keV$ となる。この値はプラズモン加速に必要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Z値プラズマ中では$\frac{3}{2}\omega_0$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$\frac{3}{2}\omega_0$光の強度も減衰するだろう。これは$\frac{3}{2}\omega_0$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$\frac{3}{2}\omega_0$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$\frac{3}{2}\omega_0$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（≦100 ps）においても比較的高Z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$\frac{1}{4}n_c$領域でおこ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の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 むすび

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（$\lambda=0.53\,\mu m$，$1.06\,\mu m$，$10.6\,\mu m$）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。しかし一方では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$\frac{1}{4}n_c$領域でおこるラマン散乱と$2\omega_{pe}$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. Whitelock, 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) 604.

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. Lehmberg, 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年にレーザ光がアブレーション深さに比べ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[2]。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[3]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

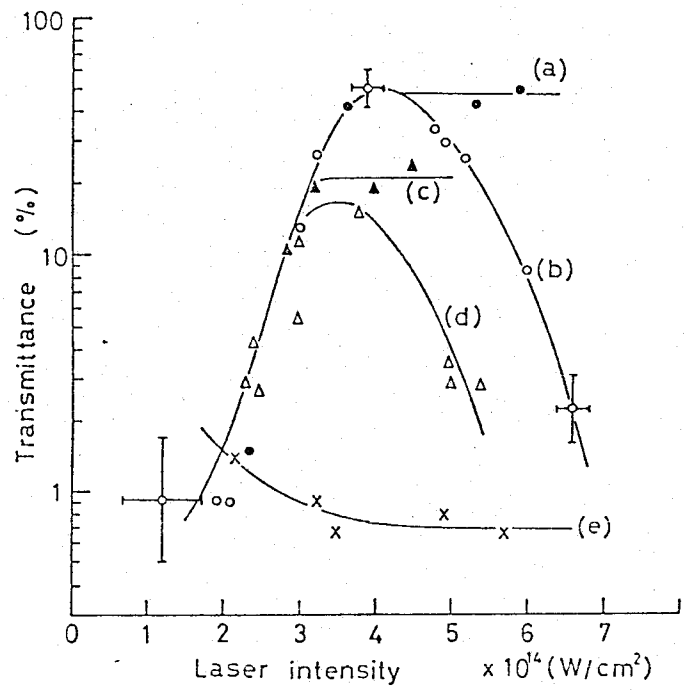
§4-2 薄膜ターゲットにおけるレーザー光の異常透過(OSAKA効果)

(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比べ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 μm, パルス幅200 ps)である。ポリエチレン4 μmを照射した場合(曲線(e))透過率は2%以下である。これに対してニッケル2.5 μmを照射すると(曲線(a))、レーザー強度 4×10^{14} W/cm^{2}以上で50%の透過率を示す。さらにポリエチレン4 μmにニッケル2.3 μm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 4×10^{14} 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[4]

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

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はレーザ光のカットオフ密度、Φ_{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ポリエチ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 4×10^{14} W/cm² においてそれぞれ0.64μm及び0.13μmとなり、ニッケル及びニッケル-ポリエチ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、これも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_i, 2.5 μm
(b) 〃 → N_i, 2.3 μm + $(CH_2)_n$, 4.0 μm
(c) 〃 → N_i, 1.25 μm
(d) 〃 → N_i, 1.0 μm + $(CH_2)_n$, 4.0 μm
(e) 〃 → $(CH_2)_n$, 4.0 μm

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) レーザ光のフィラメンテ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(~10keV)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10eV~数100eV)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出光(Amplified Spontaneous Emission, ASE), プリパルス等)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[1,2]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に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も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もっとも大きい。

(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[5]、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できる。(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十分強い($I > 10^8$ 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($I \lesssim 10^7$ 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。高出力ガラスレーザーシステムで物質の融解蒸気化に関与するものとしてASEやプリパルス等の強度の弱い雑音光が考えられる。これらは通常十分低いレベル(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。[6)]

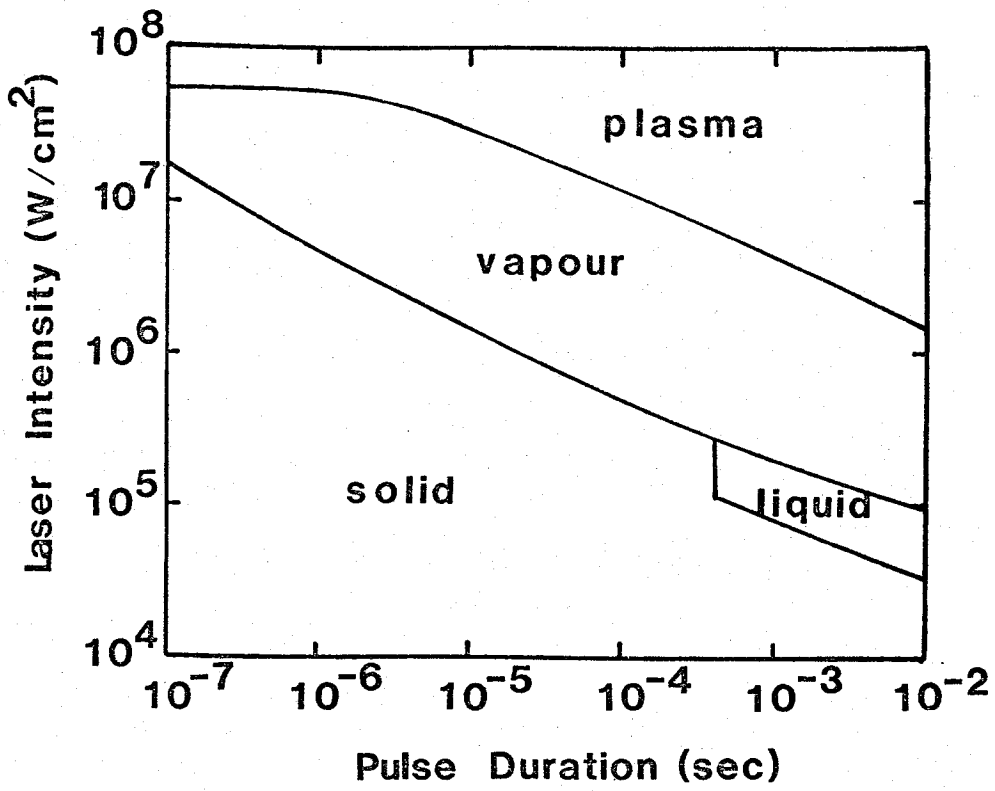


図4-2. レーザー光パルス幅及び強度に対するターゲット物質の状態変化

表4-1. 金属薄膜の光反射率

λ (μ)	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 (λ=0.275)	43.1 (λ=0.275)	68.5	
0.305				49					21
0.360	88.2	92.5	36.3	60 (λ=0.357)	41.5	41.2 (λ=0.361)	52.4 (λ=0.361)	77.0	27 (λ=0.357)
0.400	94.8	92.4	38.7		47.5			77.6	
0.450	96.6	92.2	38.7		55.2	56.1 (λ=0.441)	58.4 (λ=0.441)	77.2	
0.500	97.7	91.8	47.7		60.0			77.4	
0.550	97.9	91.6	81.7		66.9	54.9 (λ=0.546)	67.9 (λ=0.546)	78.0	
0.600	98.1	91.1	91.9		93.3			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1μm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5μm程度のターゲットを完全に蒸気化するには0.1〜1mJ程度のエネルギーが必要である。雑音光の中で、プ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) レーザー装置

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1.064μmであった。主レーザー光のパルス幅は100psで、そのエネルギーは0.4〜20J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強度は1×10^{14}〜4×10^{15} W/cm²であった。このときのASEのエネルギーは900μJ以下、パルス幅は約300μsであり、そのターゲット表面での強度は4×10^{4} W/cm²(エネルギー900μJ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3μm)単膜、ニッケル(厚さ2μm)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。レーザ光はターゲットの法線に対して45°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よって取出し、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2Åであった。ターゲットの動的挙動を調べる為に波長633nm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法によってターゲット側面像を撮影した。(図4-4)ターゲットの前方、後方への荷電粒子のモニターにはファラ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法
透過光スペクトル	Gzerny-Turner型モノクロメータ
荷電粒子	ファラ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530nm)をさらにラマン媒質(エタノール アルコール使用)を用いて波長シフトさせたものである。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(ストークス光波長633nm)が放出される。得られたプローブ光のパルス幅は約70psであった。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530nm)の影響を避け鮮明な像を得ることができる。

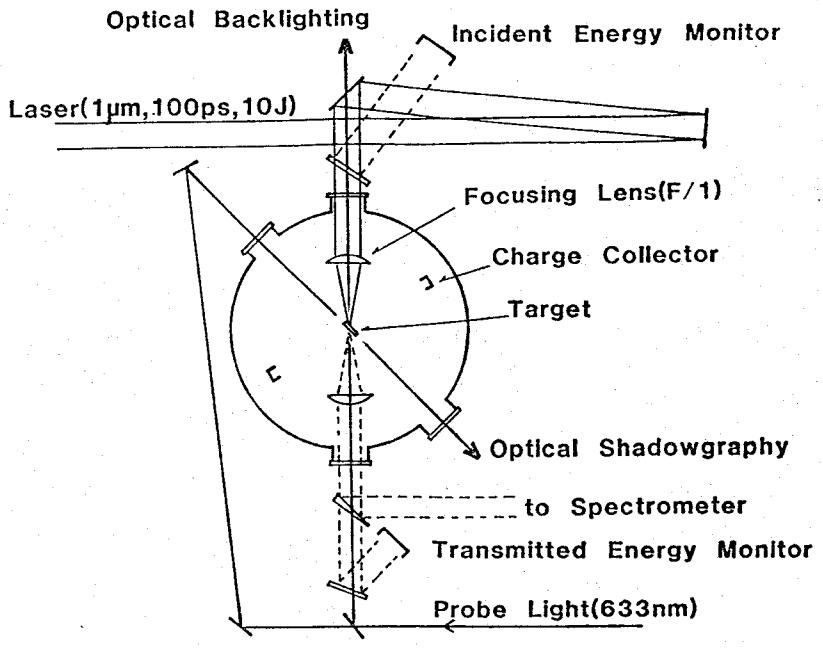


図 4-3. OSAKA効果の実験配置

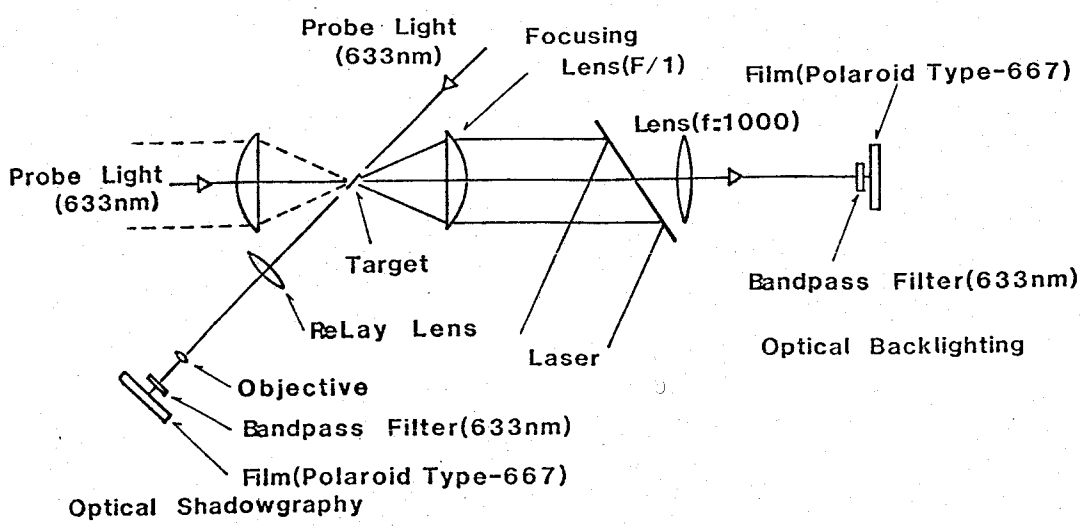


図4-4. 光学計測配置図

§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3×10^{15} W/cm² 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900μJ以下であった。マイラ3μm，ニッケル2μm，ニッケル(2μm)－マイラ(3μm)二重膜に対して透過率はそれぞれ≲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レベルの違いの為であると考えられる。

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(3μm^t)	Nickel(2μm^t)	Nickel-Myler
Transmittance	≲1%	65%	20%

(4-1)式を用いてレーザー光強度3×10^{15} W/cm² 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1.2μm及び0.23μmとなりニッケル2μm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レーザー光透過が観測されこれも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2μm厚のニッケルでありレーザー光強度は3×10^{15} W/cm^2，ASEエネルギーは900μJ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-350ps～+800psまで変化させた。-350psではターゲットの破壊は観測されなかったが，-300psにおいてすでにターゲット上に直径～200μmのピンホール状の穴が観測され，このピンホールは+800ps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こっている可能性が強いことがわかった。また0ps～+400ps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。蒸気の速度はその音速程度である。Ni蒸気の音速は1×10^5 cm/s程度であり，十分遅いので遅延時間0ps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+400psまでピンホール内に観測された微細構造は+800psでは観測されない。そこでプラズマは800psの時間内に100μm（ピンホール半径）動いたと仮定すると，散逸速度は1×10^7 cm/sである。この速度がプラズマの熱速度$v_{th}=(ZT_e/M)^{\frac{1}{2}}$であるとすると，電子温度は500eV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Z≒15と仮定した。）

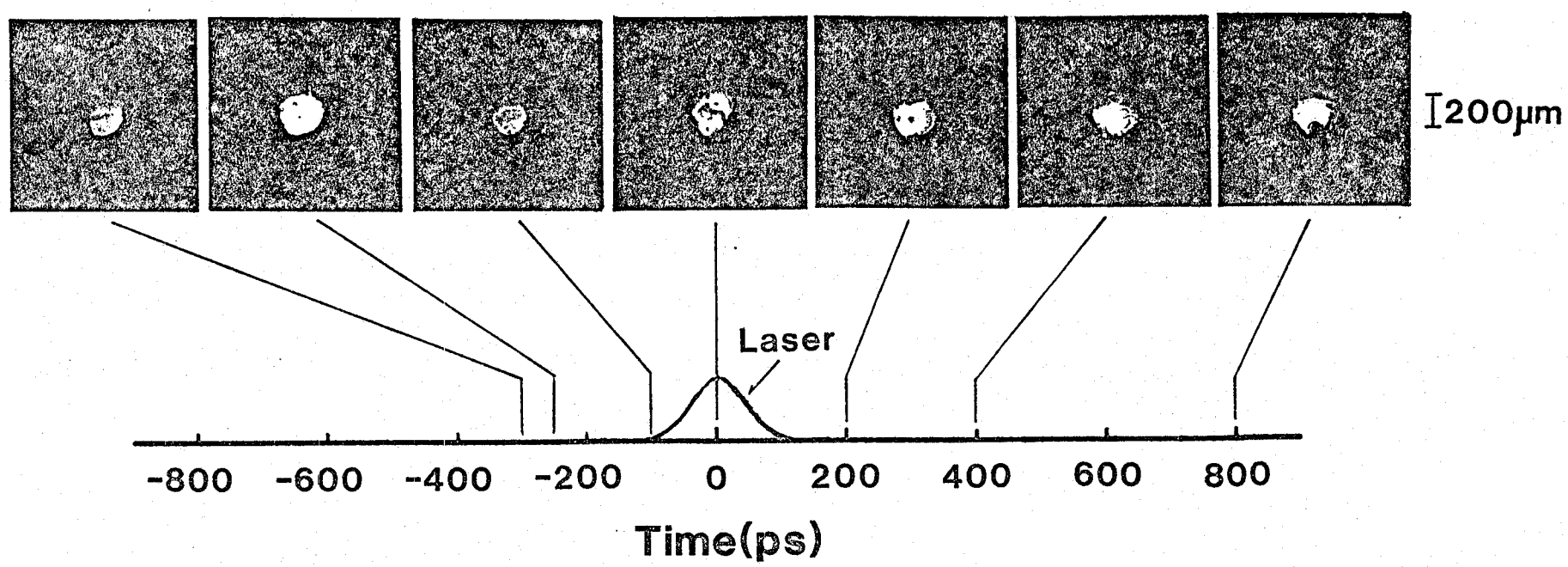


図 4-5. ターゲット正面像の時間変化

〔3〕ターゲット側面像

光学シャドウグラフ法を用いたターゲット側面像の測定例を図4-6に示す。ターゲットはニッケル－マイラ二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～10μJ、～900μJ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2.5×10^{15} W/cm²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、大きさ10μm以下の無数の粒子がターゲット表面から500μm以上の距離にまで飛び散っているのが観測された。この微少粒子は、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って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～50Å、長波長側に～30Å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拡がりが観測された(8Å)。(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。

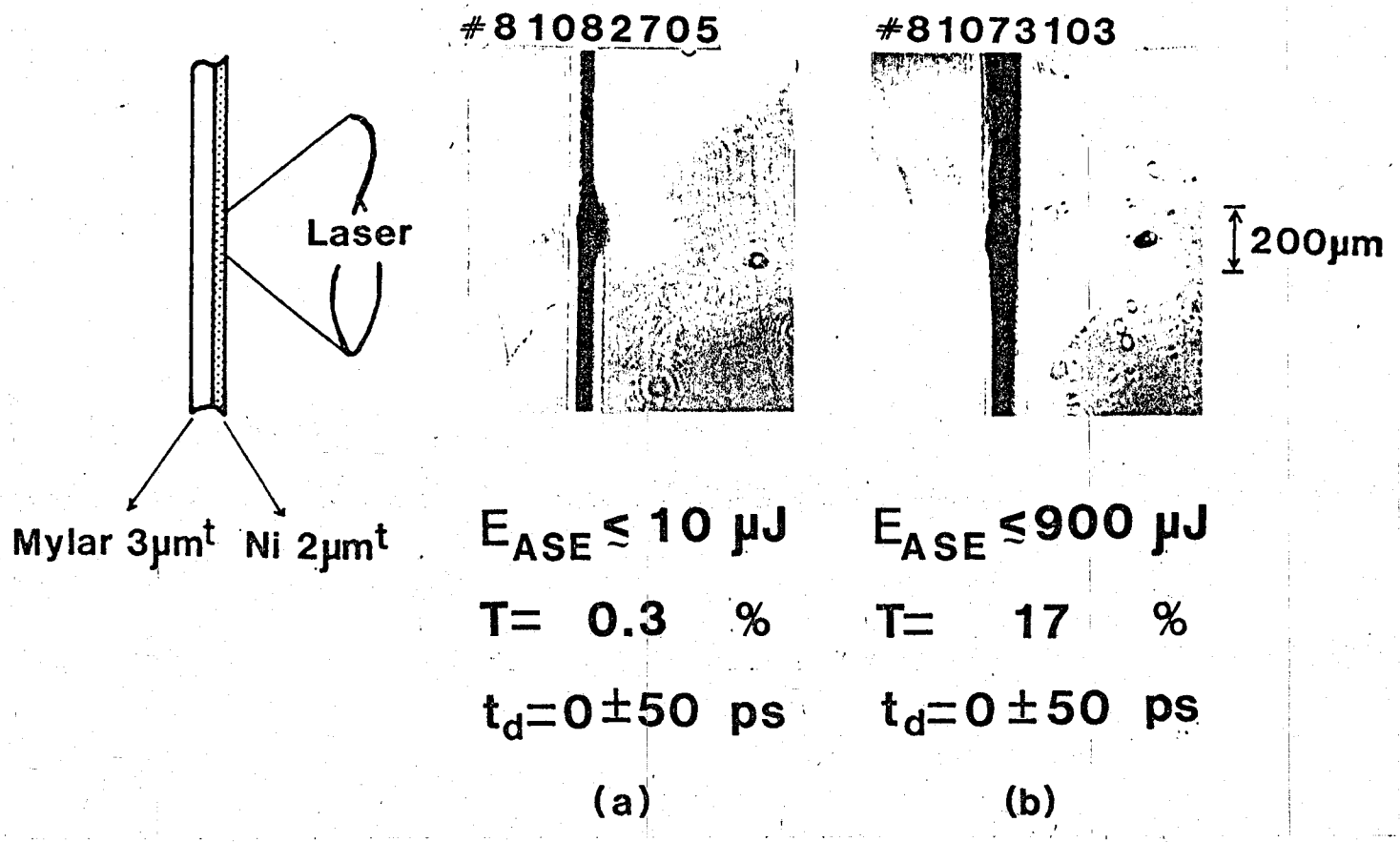


図4-6. 異なるASEエネルギーに対するターゲット側面像

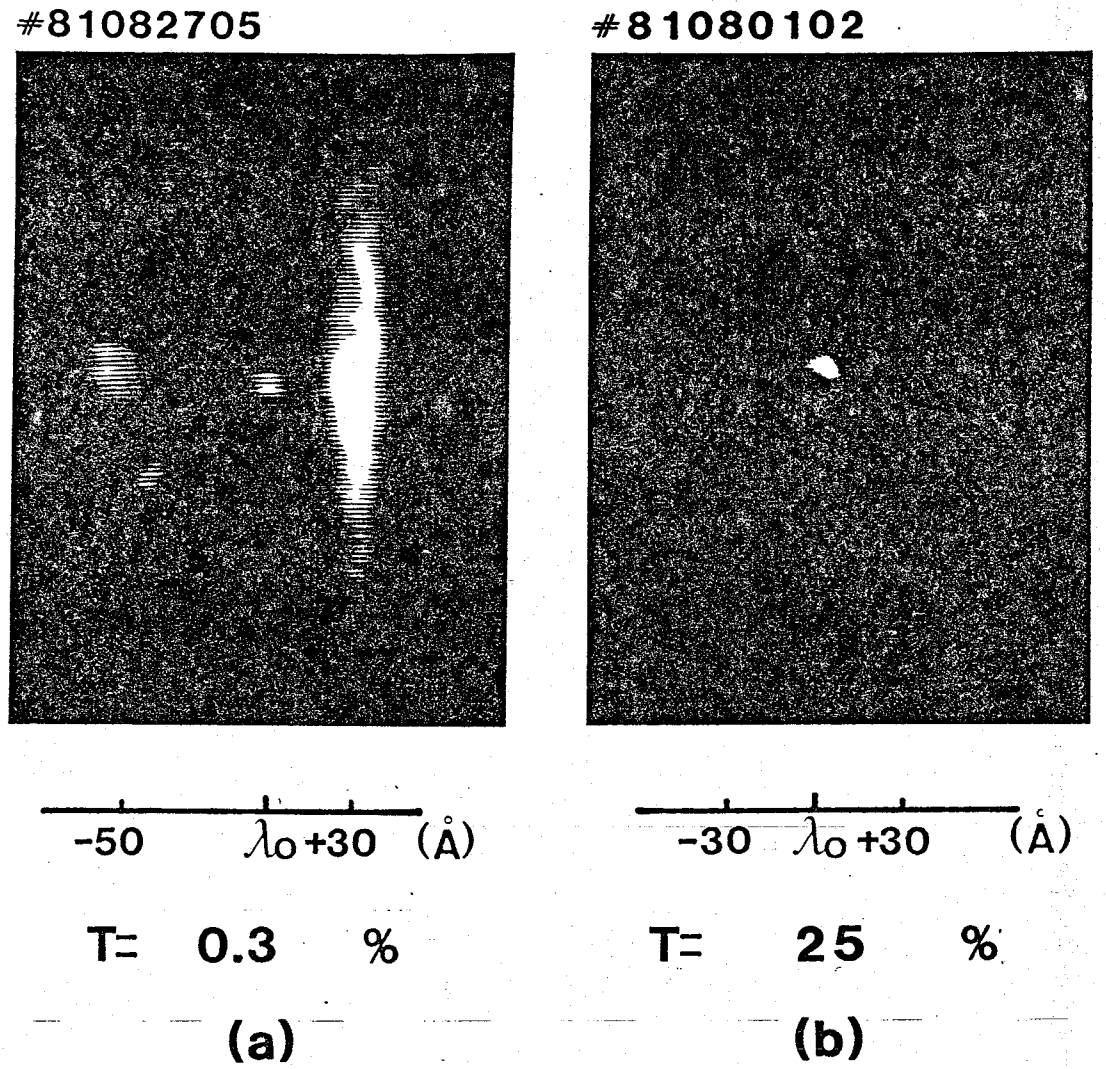


図4-7. ターゲット透過光のスペクトル

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。[7] 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。[8)]

$$\Delta\omega = \frac{4\pi e^2}{m_e \omega_0 |v_g|}\left\{ L\frac{\partial}{\partial t}\Delta n_e + \Delta n_e \frac{\partial}{\partial t} L \right\} \quad (4\text{-}2)$$

ここで、e、m_e はそれぞれ電子の電荷及び質量を、ω_0 は入射レーザー周波数を、L、Δn_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ってプラズマ中での電磁波の分散関係式 $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2k^2$ を用いて

$$v_g^2 = \left(\frac{d\omega}{dk}\right)^2 = c^2\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right) \quad (4\text{-}3)$$

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 ω_{pe} はプラズマ振動数であって

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

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との釣合いより次式で評価される((3-43)式)。

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

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 $I = 2\times10^{15}$ W/cm², 電子温度 $k_B T_e = 500$ eV, プラズマのスケール長 $L = 27\,\mu m$, スケール長の時間変化 $\frac{\partial}{\partial t}L = 1\times10^7$ cm/s とする。これらを(4-5)、(4-2)式に代入すると 50Å のスペクトルシフトから $|v_g| = 5.8\times10^9$ 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に同じ式を適用すると、4Å(中心波長からの拡がり)は $|v_g| = 2.7\times10^{10}$ 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ャドウ法の計測結果と一致する。

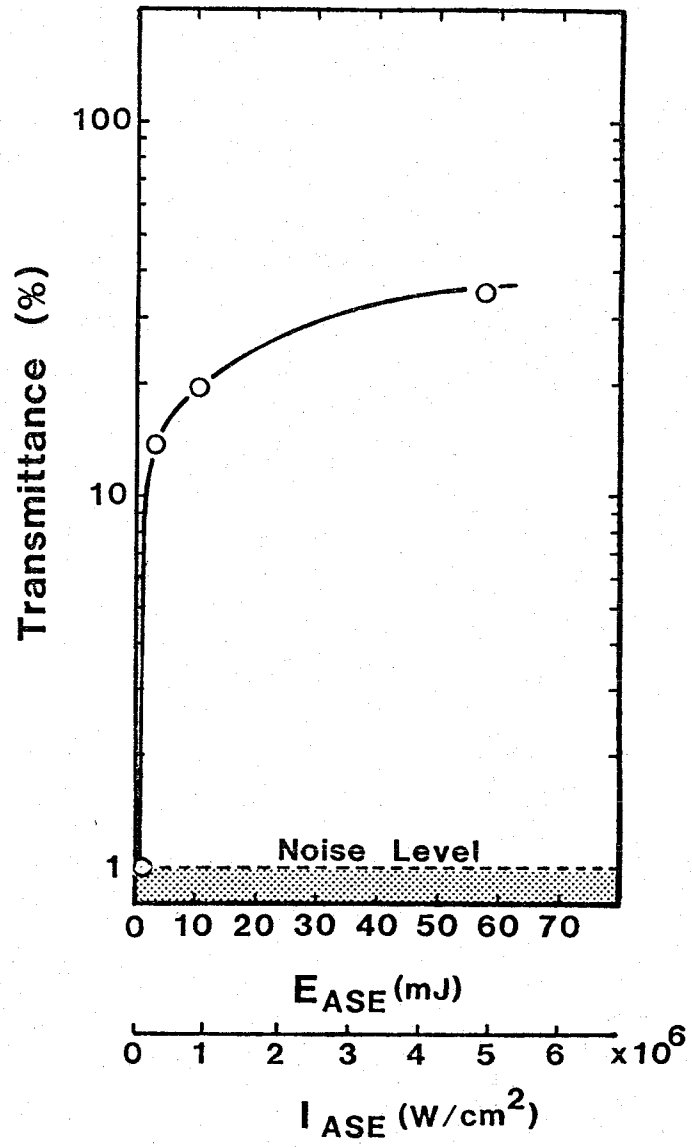


図4-8. ASE強度及びエネルギーに対する主レーザー光透過率

〔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上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は可飽和色素によって十分低いレベルに抑えられ、その強度は10^3 W/cm^{2}以下、エネルギーは10nJ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～4×10^{14} W/cm^2、ターゲットはニッケル2μm単膜であった。この結果レーザー光透過率はASE強度5.5×10^4 W/cm^2～1.4×10^5 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10mJ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（900μJ以下）に比べて大きすぎること及び最大透過率は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なった。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電導が起こる。いま金属の抵抗率をρ、導電率をσとすると

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

である。また金属の熱伝導率Kと導電率σとの関係はヴィーデマン・

フランツの法測により次式で表わされる。

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

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ρが与えられればKを計算することができる。いまニッケルの固体状態でのρを次式で近似する。[9]

$$\rho=8\times10^{-6}(1+4.15\times10^{-3}T(^\circ K)) \qquad (\Omega\cdot cm)$$

$$=8\times10^{-6}(1+48.1\,T(eV)) \qquad (\Omega\cdot cm) \quad (4-8)$$

(4-6)、(4-7)、(4-8)式よりニッケル固体の熱伝導率は

$$K=\frac{4.12\times10^5\,T(eV)}{1+48.1\,T(eV)} \qquad (J/m\cdot sec\cdot eV) \quad (4-9)$$

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できるが、抵抗率は固体状態とは不連続であって次式で近似する。[10]

$$\rho=2.86\times10^{-5}(1+1.15\times10^{-3}T(^\circ K)) \quad (\Omega\cdot cm)$$

$$=2.86\times10^{-5}(1+13.3\,T(eV)) \qquad (\Omega\cdot cm) \quad (4-10)$$

(4-6)、(4-7)、(4-10)式よりニッケル液体の熱伝導率は

$$K=\frac{1.15\times10^5\,T(eV)}{1+13.3\,T(eV)} \qquad (J/m\cdot sec\cdot eV) \quad (4-11)$$

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、気体分子の質量をmとすると、熱伝導係数

Kは

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

で与えられる。いま衝突周波数をν，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。

$$l = \frac{v_T}{\nu} \qquad (m)$$

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

$$Q = \pi a^2 \qquad (m)$$

(4-12)，(4-13)式より次式を得る。

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

(4-14)式の熱伝導係数Kを通常用いる熱伝導率Kに変換すると次式を得る。

$$K = n K k_B$$

$$= (\pi a^2)^{-1}\left(2k_B T(^\circ K)/m\right)^{\frac{1}{2}} k_B \quad (J/m\cdot sec\cdot eV) \qquad (4-15)$$

(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

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

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3μm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。これらを考慮してその熱伝導率は一定（4.19×10^{3} J/m・sec・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）	$\frac{4.12\times10^{5}T(eV)}{1+48.1T(eV)}$	$\frac{1.15\times10^{5}T(eV)}{1+13.3T(eV)}$	$6.01\times10^{3}\sqrt[3]{T(eV)}$	4.19×10^{3}	4.19×10^{3}

マイラは重合体であって、相変化を起こさない為、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。

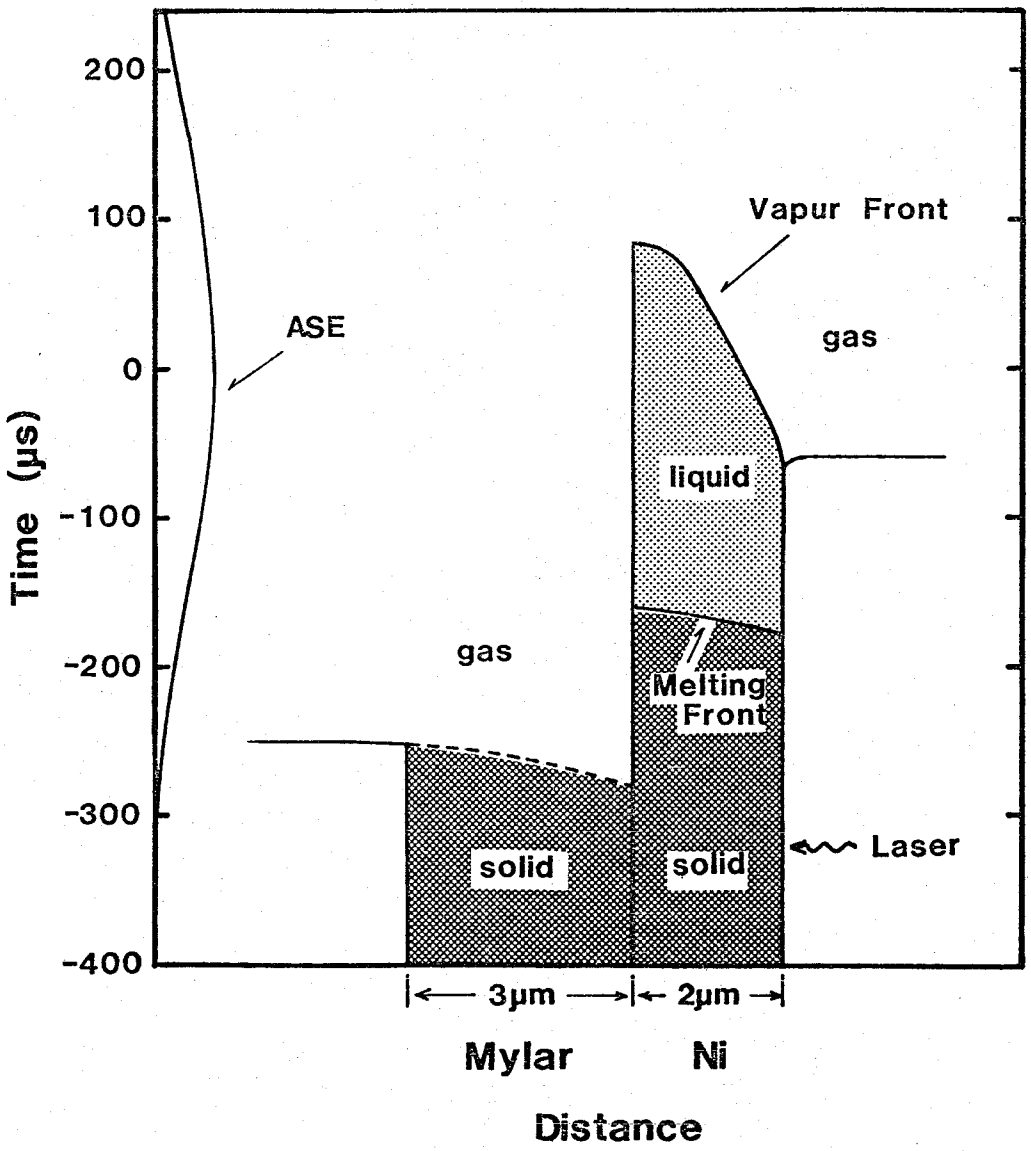


図4-9. ASEによるターゲット蒸気化の計算結果

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2×10^5 W/cm²、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90μs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の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。この働きによって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ものと考えられる。ただし今回の計算条件ではASEエネルギーが4.7mJ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（900μJ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、蒸発に関してもっと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なった。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10mJ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－ポリエチ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つであろう。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. Yamanaka, T. Yamanaka, J. Mizui and N. Yamaguchi : Phys. Rev. A 11 (1975) 2138

8) 水井順一：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10^3~10^4倍に圧縮し、その中心部で核融合反応の点火条件($T_i \geq 4keV$, 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に非常に重要である。ターゲットプラズマの圧縮機構の中で、アブレー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[1]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って、プッシャーを介在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 照射角度等によって大きく異なるが、流体力学的効率は$\Delta M/M_0$ (M_0:初期のターゲット質量, ΔM:アブレートした質量)程度となり、実験的には10~20%程度[1,2]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[3,4]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、吸収率で14倍、流体力学的効率で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。[5]

$$E_L \cong \eta_{ab}^{-1} (G_p / 115\,\eta_{ab})^{\frac{12}{5}} (A_s / \eta_{LF})^{\frac{2}{5}} (\alpha / \eta_{LF})^3 \qquad (5-1)$$

ここで、A_sは点火パラメーターであって、点火領域の温度T_s(eV)と点火領域の"ρR"(=H_s(g/cm^2))を用いて$A_s \equiv T_s H_s^3/540$と定義される。α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って理想的には1となる。η_{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って理想状態($\alpha=1$)では流体力学的効率η_Hと等しくなる。η_{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。

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

従って$\eta_{ab} \times \eta_H$をわずかでも増加することができれば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, ΔM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)

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

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。

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

(5-3)(5-4)式より

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

(5-5)式で2次以上の微小量を無視すると、

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

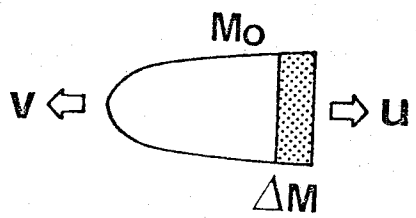


図5-1. ロケットモデル

を得る。いま良く知られたロケット方程式

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

と(5-6)式より流体力学的効率は次式のようになる。

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

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

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。しかしこの条件ではイクスプローディングプッシャーモード[6]の領域である為、ロケットモデルの適用は不適当であるうえ、レーリーテーラー(R-T)不安定性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。

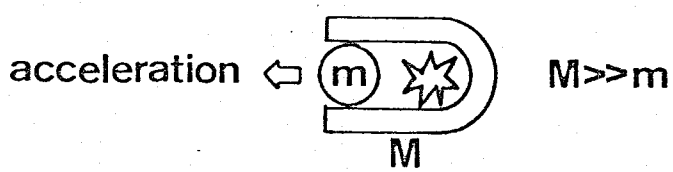


図5-2. キャノンボールモデル

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[4,7]。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

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

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

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

（5-9）（5-10）式より次式を得る。

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

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）[8]を用いた。ターゲット構造を図5-3に示す。

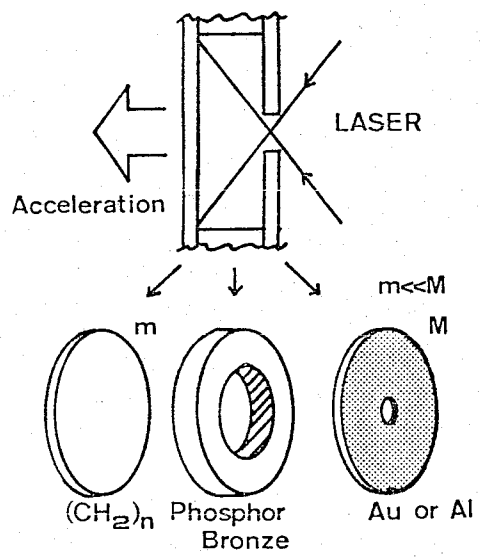


図5-3 キャノンボールターゲットの構造

ターゲットは外径4mm 内径700μm 厚さ100μmの燐青銅のスペンサーリングの両側に厚さ12μmのポリプロピレン膜とピンホール(直径150μm)を持つ厚さ10μm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。この時吸収され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η_{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 キャノンボール加速機構の理論的考察

キャノンボール加速機構を1次元的に評価する[4]。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。

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

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。

$$P_0V_0^{\gamma} = PV^{\gamma}$$

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

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(ダンパー)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、

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

従って、(5-12)～(5-14)式より

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

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

時間 t_{scale} を次の様に定義する。

$$x_{scale} \equiv d_0 \left(1+\frac{m}{M}\right)^{-1}$$

$$v_{max} \equiv \left[2E/\{Sm(1+m/M)\}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (5-16)$$

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

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。

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

ここで $\tilde{x} = x/x_{scale}$, $\tilde{t} = t/t_{scale}$ である。
(5-17) は簡単に積分できて

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

(5-18), (5-16) より次の関係を得る。

$$v/v_{max} = \left[1-(1+x/x_{scale})^{1-\gamma}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\eta_H(1+m/M) = 1-(1+x/x_{scale})^{1-\gamma} \qquad (5-19)$$

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

ここで $\eta_H(1+m/M) = (v/v_{max})^2$ を用いた。(5-19) 式を数値的に解いた結果を図5-4に示す。図より、$t \gtrsim 10\, t_{scale}$ 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加速膜の隙間からの横方向への圧力損失を少なくする為には、初期の膜間隔 d_0 をターゲット面積 S に比べ十分小さくとる必要がある。

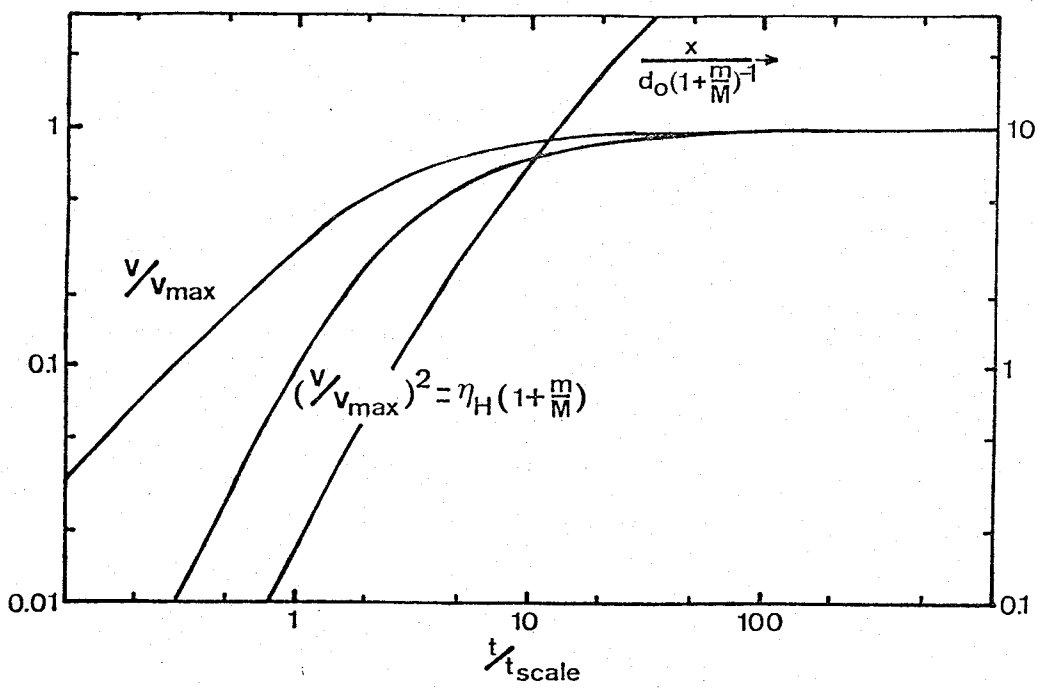


図5-4. キャノンボール加速のモデル計算

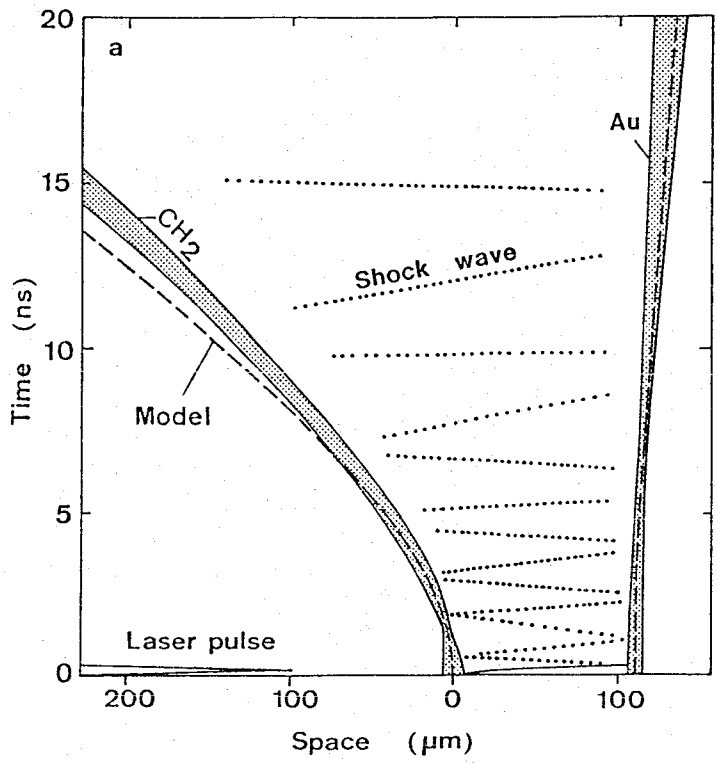


図5-5. 一次元流体コードHIMICOを用いたシミュレーション計算

次に1次元流体コードHIMICO[97]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12μmのポリプロピレンと厚さ10μmの金膜で構成されその初期間隔は100μm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 J/cm², パルス幅は100ps (FWHM)であり、これは実際の実験条件にほぼ等しい。図5-5に被加速膜とターゲット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ラスレーザー「激光II号」の1ビーム(Sビーム)である。波長は1.06μm, パルス幅は100ps, エネルギーはターゲット上で～2J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10μmの金膜の代わりに、直径100μmのピンホールを持つ厚さ2μm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は、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

カロリーメーター及び散乱光測定用小口径カロリー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η_{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ーメーター及び、ファラ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ーメーター（図5-7）は2個の熱電対型小口径カロリーメーター（ニッコームLP-231Tの吸収体を厚さ30μm、直径4.5mmのディスクに変えたもの）の組合わせから成る。一方には粒子を遮蔽する為に厚さ3μmのマイラフィルムを付けた。この状態で2個のカロリーメーターの差信号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（λ=633nm）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。

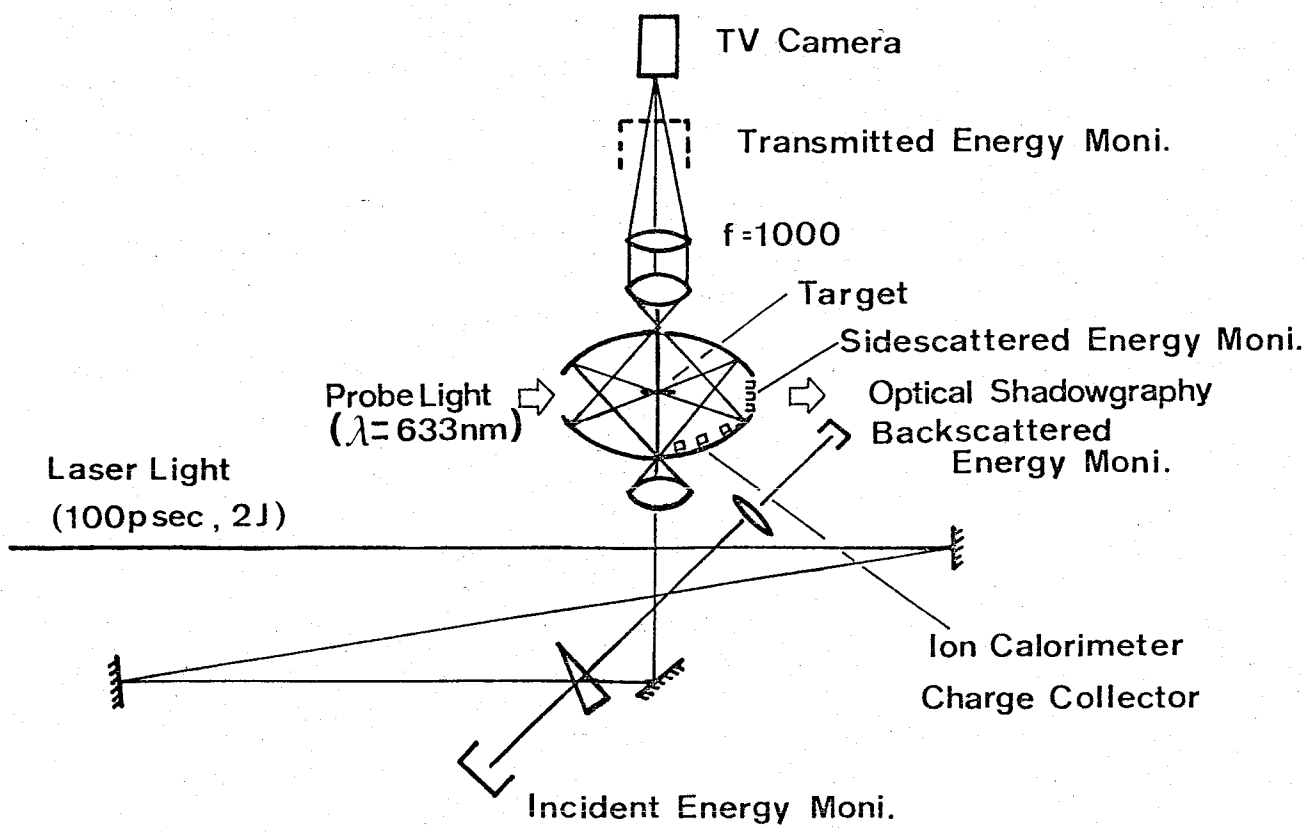


図5-6. キャノンボールカロ速の実験配置

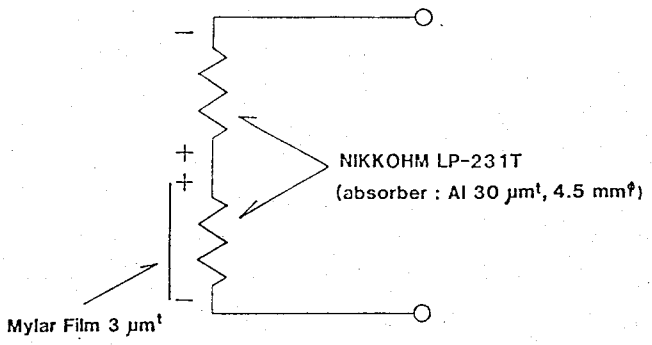


図5-7. 差動型イオンカロリーメーター

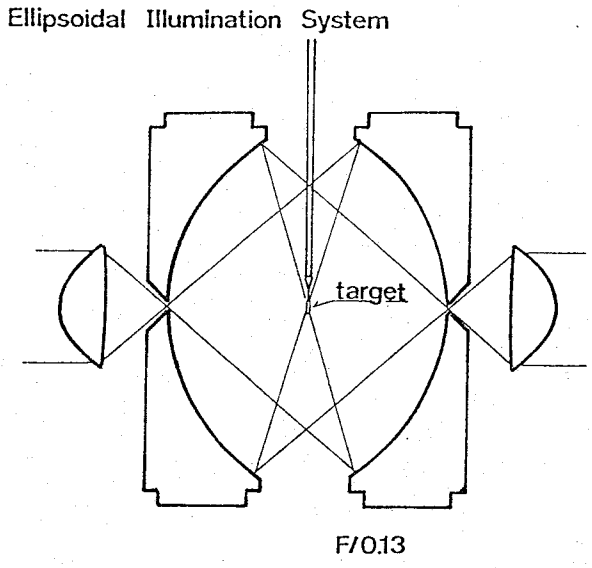


図5-8. 楕円集光システム

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ーメーター
	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ボールターゲットでは直径～100μm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り、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15μm内に～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～5×10^{12} 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

キャノンボールターゲットにレーザー光が十分吸収されるには、タンパー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タンパー(ピンホール150μm)、Alタンパー(ピンホール100μm)に対するレーザー光透過率はそれぞれ80±6%、67±7%であった。この値はレーザー光の集光径(～15μm)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°)為、ターゲットの設定精度(±10μm)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(η_{ab}^{t}, $\eta_{ab}^{Au,Al}$, η_{ab})が定義される。

η_{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引いたもので，ダブルフォイルターゲットを単一のターゲットとした時の吸収率に相当し次式で定義される。(図5-9)

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

ここでE_i^D, E_B^D, E_S^D, E_T^Dはそれぞれ二重膜ターゲットに対する入射，反射，散乱，透過エネルギーである。これにはレーザー光がAu(Al)タンパーのピンホールを通過する際，その周辺に当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)

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

ここでE_i^S, E_B^S, E_S^S, E_T^Sはそれぞれタンパー単膜に対する入射，反射，散乱，透過エネルギーである。後者は後面フォイルの加速に寄与しないから，実効的な吸収率としてη_{ab}を次式で定義する。

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

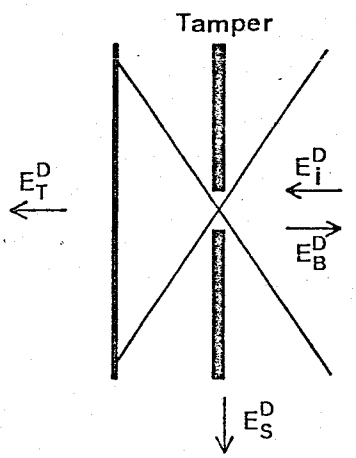


図5-9. η_{ab}^{t}の測定図

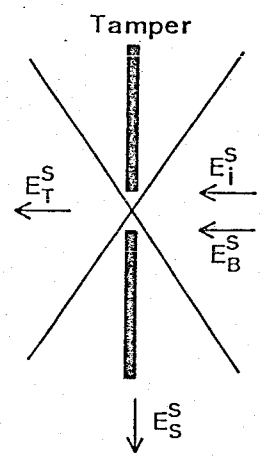


図5-10. $\eta_{ab}^{Au(Al)}$の測定図

η_{ab}^{t} は Au タンパー, Al タンパーに対しそれぞれ 91±9%, 83±12%, $\eta_{ab}^{Au(Al)}$ は Au タンパー, Al タンパーに対しそれぞれ 77±7%, 73±4.6, と測定された。従って η_{ab} は Au タンパー, Al タンパーに対しそれぞれ 74±15%, 76±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±3.5% であった。これよりキャノンボ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°)為であって, 照射条件の最適化により吸収率は向上する。[10]) キャノンボ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, 透過光及び集光コーン外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ー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。イオンカロリーメーターは, 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, 膜の間にとじ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 タンパーの場合は 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。

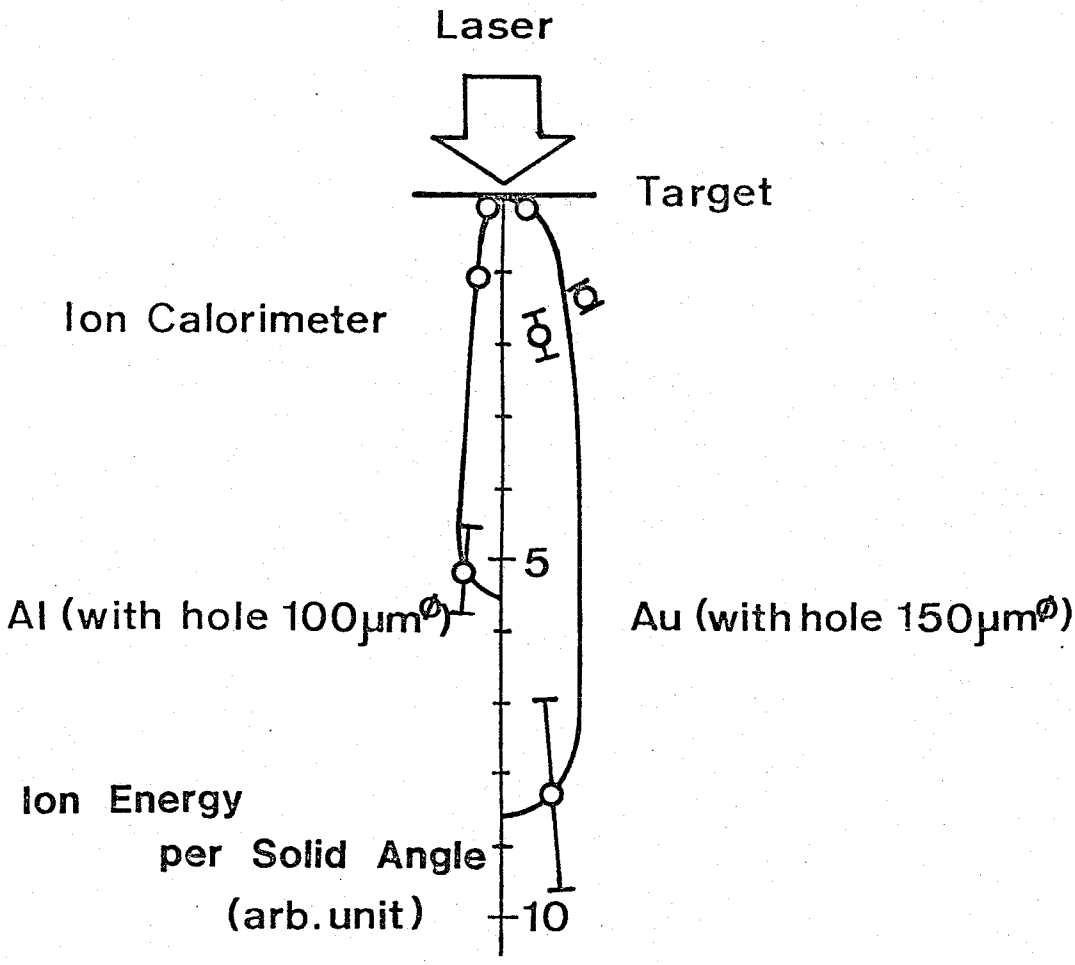


図5-11. ターゲット後方へのイオンエネルギーの角度分布

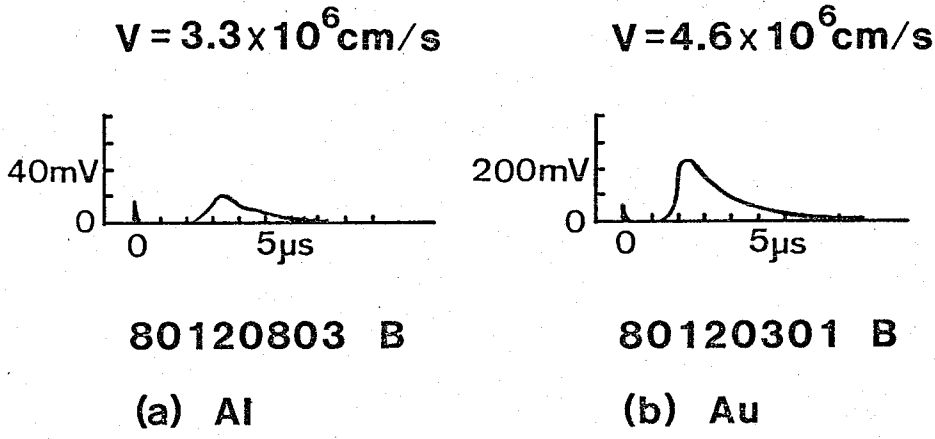


図5-12. ターゲット後方で測定したイオンコレクター信号

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タンパー及びAuタンパーの場合である。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) 3.5×10^6 cm/s (b) 4.4×10^6 cm/sとなりAlタンパーに比べてAuタンパー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のプローブ光を用いた、2チャンネル光学シャドウ計測を行なった。プロー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、図の様な非対称照射となった。(a)及び(b)はそれぞれAuタンパー(150μmφピンホール)、Alタンパー(100μmφ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タンパー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タンパー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

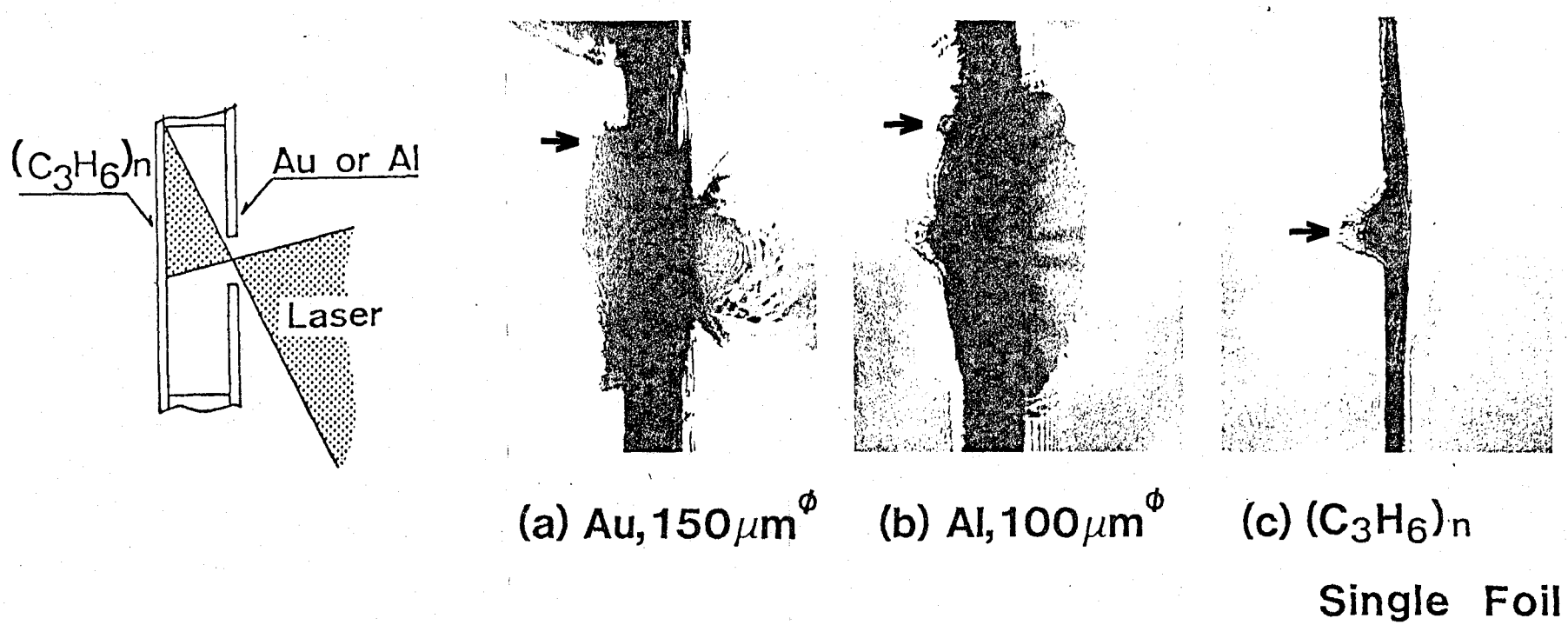


図5-13. 3種類のターゲットでの加速の違い

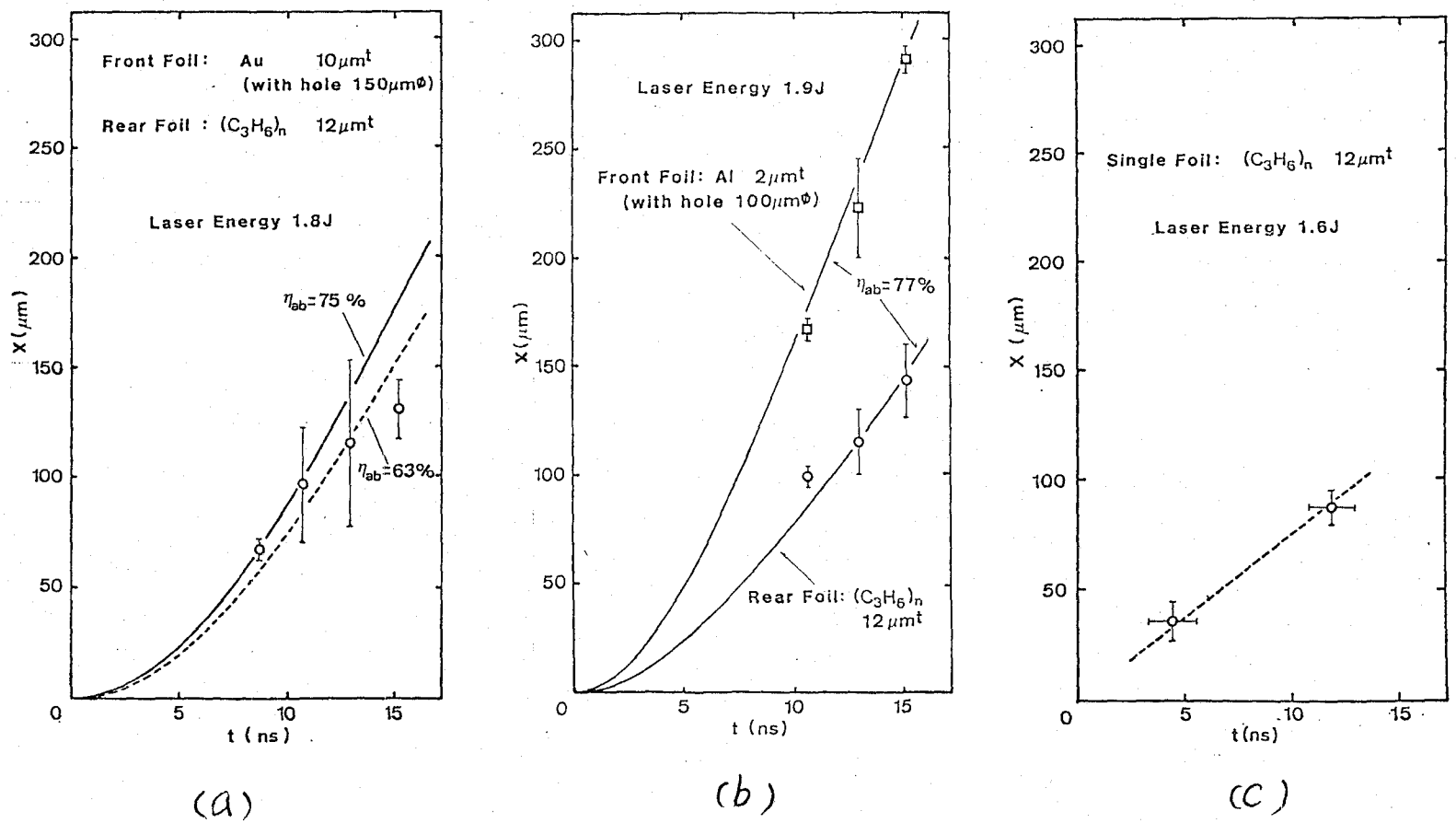


図5-14. 3種類のターゲットに対する加速の時間変化.

ット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。これはキャノンボ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($v \simeq 1\times10^7$ 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200eV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Al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な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ペ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) スペ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Al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100μmピンホールAu

タンパー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)よりキャノンボール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(5ns～12ns)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(cb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) 2.3×10^{6} cm/s, (b) 1.5×10^{6} cm/s, (c) 7.6×10^{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。これに対してキャノンボールターゲット(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($\eta_{ab}\times E_L$)で割ることにより流体力学的効率(η_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ール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η_Hも過大評価している可能性がありこの比はもっとも大きくなる可能性がある。

〔6〕カ　積

(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η_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）の違いによってη_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

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

$$= v \cdot \frac{dm}{dt} + m \cdot \frac{dv}{dt} \qquad (5\text{-}23)$$

i) キャノンボールモデルの場合

$\frac{dm}{dt} = 0$ だから (5-23)式より

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

従って

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

$$= m v_{max} \qquad (5\text{-}24)$$

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[1]

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

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Δmとすると

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

したがって

$$\int p\,dt = \int u\,d\Delta m$$

$$= u\Delta m_{max} \qquad (5-25)$$

ここでΔm_{max}はΔm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 g/cm·s，2200 g/cm·s及び780 g/cm·sとなる。したがってキャノンボー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Δm_{max}は西村、等[2]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ーを表5-2にまとめる。キャノンボー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ボールターゲットでは直径100~150 μm

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ー

Target	Au 150μm$^{\Phi}$	Al 100μm$^{\Phi}$	Single Foil$(C_3H_6)_n$
Transmittance	80±6 %	67±7 %	———
η_{ab}^{t}	91±9 %	83±12 %	———
$\eta_{ab}^{Au,Al}$	17±7 %	7.3±4.6 %	———
η_{ab}	74±15 %	76±17 %	5.2±3.5 %
η_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レークイーブ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. Decoste, 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, L141 (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ガラスレーザー「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。ガラスレーザー「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0.53μm、1.06μm、10.6μm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$\frac{1}{4}n_c$領域)で生成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いその原因を解明すると同時に、キャノンボールターゲットへの適用について検討した。最後にキャノンボール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、そ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) 高出力燐酸ガラスレーザー「激光Ⅳ号」の建設に従事し、特に、アポダイザ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性能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性能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 0.53μm、1.06μm、10.6μm）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となると予測される。

(2) $\frac{1}{4}n_c$ 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を調べた。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（$I \gtrsim 10^{17} \sim 10^{18}$ 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。粒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ィ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、増幅自然放出光（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力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、流体力学的効率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の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、激励を戴いた三間圀興助教授、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、兼松孝好助手、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み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 μm 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 μm 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

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ダイズドアパ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	10.6μm. 1.06μm. 0.53μm レーザー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	10.6μm. 1.06μm. 0.53μm レー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	10.6μm. 1.06μm. 0.53μm レー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10.6μm. 1.06μm. 0.53μm. レー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線ダイオードの開発	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	キャノンボ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 一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	Au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	10.6μm 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Z 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 ーレーザー波長依存性ー	神戸大学	電気学会（関西支部）
1981. 11. 23	高Z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）