



Title	レーザーによる間接駆動型爆縮核融合に関する研究
Author(s)	岡田, 和之
Citation	大阪大学, 1984, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/1303">https://hdl.handle.net/11094/1303</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# レーザーによる間接駆動型爆縮核融合 に関する研究

昭和59年1月

岡 田 和 之

## 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課程5年間にわたってレーザー爆縮一様性の向上を目的として行なった間接駆動型爆縮核融合に関する研究の成果をまとめたものである。

レーザー核融合において固体密度の $10^3 \sim 10^4$ 倍の高密度圧縮を達成するに必要な条件の第一は爆縮の一様性である。著者は低密度フォームを用いた燃料ペレットを考慮し、爆縮一様性が向上することを実験的に示した。レーザー生成プラズマよりの軟X線放射スペクトルのレーザー照射条件、ターデット材料に対する依存性を明らかにし、燃料球を外部軟X線源により照射するX線輻射駆動型爆縮方式への応用に関して重要な情報を提供した。

本論文は6章より構成されている。

第1章は緒論であり、レーザー核融合における球対称爆縮の必要性について述べる。

圧縮されるペレット流体運動を調べるために爆縮ペレットの時間分解された2次元、望ましくは3次元情報を得ることが必要である。第2章ではこの目的のために開発した短パルスX線ラジオグラフ法について述べる。

第3章ではこのX線ラジオグラフ法をレーザー爆縮計測へ応用し、理想的な一様爆縮が現実にはレーザー照射条件に大きく依存していることを明らかにした。

第4章は低密度フォームペレットの爆縮過程の諸特性について述べる。密度が $50 \sim 100 \text{ mg/cc}$ のプラスチックフォームを燃料球に厚くコートすることにより、ターデット質量を増加させることなく、レーザー吸収領域と燃料球を幾何学的に遠ざけることができる。この構造により燃料ペレットがレーザー照射条件によらず球対称に圧縮できることを示した。レーザー光吸收率もレーザーの集光条件にほとんど依存せず、従来のペレットにくらべ高い吸收率が得られることを明らかにした。

第5章ではレーザー生成プラズマから発生する軟X線のスペクトルならびに発生量のレーザー強度依存性、パルス幅、入射角ならびにターデット材料に対する依存性を明らかにした。このレーザー生成プラズマを外部X線源としたX線輻射駆動型爆縮方式における高効率、低予備加熱のターデットデザインについて議論する。

第6章は結論であって、得られた結果についてまとめ、本論文の総括を行なっている。

# 目 次

<sup>ハノニシ"</sup>		
<b>第 1 章</b>	<b>緒 論</b>	<b>1</b>
<b>第 2 章</b>	<b>短パルス X 線ラジオグラフ法の開発</b>	<b>4</b>
§ 2-1	まえがき	4
§ 2-2	爆縮プラズマ計測法としての X 線ラジオグラフ法	4
§ 2-3	爆縮プラズマ診断における X 線画像計測	9
§ 2-4	まとめ	14
<b>第 3 章</b>	<b>爆縮ペレットの X 線ラジオグラフ法による時間分解像</b>	<b>17</b>
§ 3-1	まえがき	17
§ 3-2	激光 IV 号 $1.05 \mu\text{m}$ レーザーによるペレット爆縮実験	17
§ 3-3	実験結果及び検討	21
§ 3-4	計算機シミュレーションとの対応	23
§ 3-5	まとめ	29
<b>第 4 章</b>	<b>低密度フォームを用いた求心衝撃波駆動型爆縮</b>	<b>32</b>
§ 4-1	まえがき	32
§ 4-2	積分球によるレーザー光吸収率計測	33
4-2-1	実験方法	34
4-2-2	実験結果及び検討	36
§ 4-3	求心衝撃波駆動による爆縮一様性の向上	41
4-3-1	実験方法	41
4-3-2	実験結果及び検討	42
§ 4-4	まとめ	58

第 5 章	X線輻射駆動型爆縮	61
§ 5-1	まえがき	61
§ 5-2	レーザープラズマからの X線輻射スペクトルの 計測	61
5-2-1	軟X線計測器の実用化	62
(a)	X線透過型回折格子 分光器	62
(b)	軟X線ダイオード	65
(c)	X線カロリーメーター	67
5-2-2	激光IV号 $0.53\mu\text{m}$ レーザー照射による 平面ターゲット実験	69
5-2-3	実験結果及び検討	71
(a)	金プラズマからの X線輻射スペクトル	71
(b)	レーザー強度, レーザーハーパルス幅, 入 射角依存性	75
(c)	ターゲット材料依存性	78
§ 5-3	X線輻射駆動型爆縮実験への応用	81
§ 5-4	まとめ	86
第 6 章	結論	89
	謝辞	91
	業績目録	92

# 第1章 緒論

慣性閉じ込め核融合とは重水素および三重水素などでききた燃料小球にレーザー、粒子ビーム等の高出力短パルスのエネルギーを集中投射し、生成された燃料プラズマが飛散してしまう前に核融合反応を起こそうとするものである。このとき核融合燃料を高密度に圧縮すると燃焼率が上がり、投射したエネルギーに対する核融合反応によって得られたエネルギーの比（これをペレット利得とよぶ）が大きくなる。この燃焼率は音速が燃料半径を伝播する時間を反応持続時間と考えると一様に圧縮された球対称コアの場合、

$$f_B \sim \frac{\rho R}{\rho R + \beta}, \quad \beta = \frac{2\alpha m_i c_s}{\langle \sigma v \rangle_{DT}} \quad (1-1)$$

とあらわされる<sup>1)</sup>。ここで  $\rho$  は圧縮コアの密度、 $R$  は圧縮コアの半径である。点火により燃料全体が  $60 \sim 100 \text{ keV}$  に自己加熱される<sup>2)</sup>ことを考慮すると  $\beta = 2 \sim 6 \text{ [g/cm}^2]$  と計算される。これより、燃焼率は  $\rho R$  のみの関数となり、 $\rho R$  が大きいほど燃焼率は大きくなる。圧縮過程において燃料の散逸がないとすれば燃料全質量は不变であるから、 $\rho R^3 = \text{const}$  より  $\rho R \propto R^{-2}$  となり圧縮するほど  $\rho R$  は上昇し、したがって燃焼率も高くなる。高いペレット利得を達成するためには燃料を固体密度の  $10^3 \sim 10^4$  倍というような高密度に圧縮する必要がある。そのためには、(1) 燃料を一様に圧縮すること (2) 高い流体力学的効率を維持すること (3) 燃料の予備加熱を極力小さくすることが要求される。

高い流体力学的効率を達成する方法の1つにレーザーエネルギー吸収領域をアブレーション領域に近づけろことが考えられる。この立場から、より高密度領域でプラズマと相互作用する短波長レーザーに注目が集まっている。現在、ガラスレーザー光の2倍、3倍高調波である  $0.53, 0.35 \mu\text{m}$  光照射でのアブレーション圧力、

質量アブレーション率などの計測が行なわれている。さらに高速電子、衝撃波、X線輻射による予備加熱量の測定がなされている。<sup>3,4)</sup>  
近年、第1番目の条件である圧縮の一様性はレーザーの集光条件、ターデット構造に大きく依存していることが判り、爆縮の一様性を向上させる研究が重要視されてい。<sup>5,6), 7,8)</sup>

従来の高密度圧縮をめざしたアブレーティブ圧縮では照射するレーザービーム数が有限であるため、レーザー光吸收分布、アブレーション圧力分布はレーザー照射条件に大きく依存している。そこで直接燃料ペレットにレーザーエネルギーを吸收、すなわちペレットを直接駆動せず、レーザーエネルギーを外部にて別のエネルギー媒体に変換してその幾何学的配置ならびに輸送特性を利用して燃料ペレットの一様爆縮を達成する間接駆動方式が考えられる。この間接駆動型爆縮においては新しいエネルギー媒体へのエネルギー変換効率ならびにその輸送特性、燃料ペレットとの相互作用が爆縮効率、燃料の予備加熱等に大きく影響するため、それらの基礎過程の研究が重要なになってきている。

これまで述べてきた見地に立って、著者は高密度爆縮プラズマの流体運動観測手法の開発と間接駆動型爆縮方式での爆縮過程ならびに一様性向上に関する研究を行なった。以下5章にとりまとめる。第2章では爆縮プラズマの2次元情報を得るために開発した短パルスX線ラジオグラフ法について紹介し、第3章では爆縮実験を行ない、この手法を使って得られた爆縮像の一様性について述べる。第4章では間接駆動型爆縮方式の1つである衝撃波駆動型爆縮方式における爆縮過程について述べる。第5章ではX線輻射駆動型爆縮方式の外部軟X線源としてのレーザー生成プラズマからのX線放射スペクトルについて述べ、高効率燃料ペレットについて議論する。

## 参 考 文 献

- 1) G. S. Fraley, E. J. Linnebur, R. J. Mason and R. L. Morse ,  
Phys. Fluids 17, 474 (1974)
- 2) K. Nozaki and K. Nishihara , J. Phys. Soc. Japan 43, 1393  
(1977)
- 3) B. Yaakobi, T. Boehly, P. Bourke, Y. Conturie, R. S. Craxton,  
J. Delettrez, J. M. Forsyth, R. D. Frankel, L. M. Goldman,  
R. L. McCrory, M. C. Richardson, W. Seka, D. Shvarts and  
J. M. Soures , Optics Comm. 39, 175 (1981)
- 4) T. J. Goldsack, J. D. Kilkenny, B. J. MacGowan, S. A. Teats,  
P. F. Cunningham, C. L. S. Lewis, M. H. Key, P. T. Rumsby,  
and W. T. Toner , Optics Comm. 42, 55 (1982)
- 5) E. A. McLean, S. H. Gold, J. A. Stamper, R. R. Whitlock,  
H. R. Griem, S. P. Obenschain, B. H. Ripn, S. E. Bodner,  
M. J. Herbst, S. J. Gitomer and M. K. Matzen , Phys. Rev.  
Lett. 45, 1246 (1980)
- 6) B. Yaakobi, J. Delettrez, L. M. Goldman, R. L. McCrory, W. Seka  
and J. M. Soures , Optics Comm. 41, 355 (1982)
- 7) S. P. Obenschain, R. H. Lehmberg and B. H. Ripin , Appl. Phys.  
Lett. 37, 903 (1980)
- 8) M. H. Emery, J. H. Orens, J. H. Gardner and J. P. Boris , Phys.  
Rev. Lett. 48, 253 (1982)

## 第2章 短パルスX線ラジオグラフ法の開発

### § 2-1 まえがき

核融合燃料を高密度に圧縮するためには予備加熱をおさえた状態で球対称に圧縮することが必要である。また、アブレーター層から低温のプラズマを大量に噴出させることで高効率の圧縮につながる。このように高密度圧縮をめざした爆縮においてはペレット自体の温度を上げないため、従来観測してきた領域のX線量は極度に少なくなる。また、燃料につめた計測用ガスからの発生X線も密度の高いプラズマ層に吸収されてしまい、圧縮された燃料の情報を知ることが難しくなる。このような爆縮形態においてはプローブ光を用いた能動的な計測が有効である。そのプローブ光としてX線を用いれば圧縮コアなどの高密度領域の観測が行なえるほか、プローブX線の発光時間をペレットの爆縮時間にくらべて短かくすることで時間分解された爆縮過程の情報を得ることができる。また、それと同時に観測系の空間分解能を高めるなどで爆縮プラズマの2次元あるいは3次元情報を得ること也可能となる。レーザー生成プラズマからの発生X線はターゲット材料により所要の波長のX線が選択でき、レーザーパルス幅を調整することでX線発光時間が短かくできるなどプローブX線としての機能を充分に備えている。本章では、プローブ光としてレーザー生成プラズマからのX線を用いた短パルスX線ラジオグラフ法の爆縮プラズマ計測への応用について議論する。

### § 2-2 爆縮プラズマ計測法としてのX線ラジオグラフ法

爆縮プラズマ計測に応用されるプローブ光としては可視光ならびにX線を考えることができる。可視光プローブとしては現在

のところ、ガラスレーザー光を KDP 結晶により 2 倍高調波とし、さらにラマンシフトさせた波長  $6329 \text{ Å}$  の赤色光が広く用いられている。この波長ではその遮断密度が電子密度で  $2.8 \times 10^{21} [\text{cm}^{-3}]$  となり、屈折などの効果を考えると観測できる領域はこの密度よりさらに低い  $2 \times 10^{20} [\text{cm}^{-3}]$  の密度領域となる。プローブ光として X 線、たとえば  $1.4 \text{ keV}$  の X 線を用いるとその波長は  $9 \text{ Å}$  と可視光にくらべるかに短かいため遮断密度は電子密度で  $1.4 \times 10^{27} [\text{cm}^{-3}]$  となる。実際には吸收の効果があるため X 線といえども  $10^{27} [\text{cm}^{-3}]$  というような密度領域を観測することはできない。しかし、吸收の効果を考慮しても現在の爆縮プラズマの規模からすれば、 $10^{23} [\text{cm}^{-3}]$  程度のイオン密度（この密度はほぼ固体密度に等しい）領域の観測が可能である。さらに波長の短かい（エネルギーの高い）X 線をプローブ光とすれば「圧縮コアなど」の高密度領域の観測が可能となる。

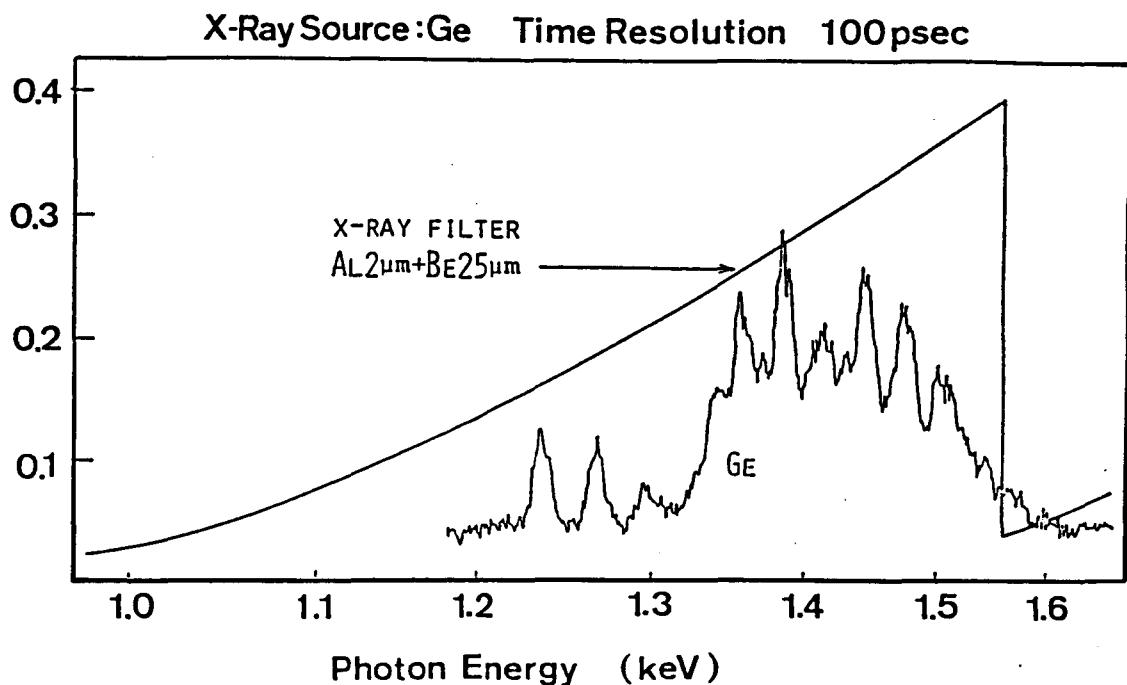
X 線を燃料ペレット後面から投射し、その透過 X 線を測定する X 線ラジオグラフ法において、そのプローブ X 線としてレーザーを照射した金属などから発生する X 線を利用する。このプローブ X 線のターゲットプラズマによる吸収量の変化を X 線フィルムなどを利用して計測する。重要なポイントは次の 3 つである。

### (1) プローブ X 線光のスペクトル

X 線ラジオグラフ法において計測対象とする爆縮プラズマのプローブ X 線の吸収量から密度、温度などを評価するとき、プローブ X 線のスペクトルが知られていることが第一条件である。観測系として X 線ピンホールカメラなどを用いて 2 次元情報を得る場合には、ピンホールカメラ自体に分光能力がないため、プローブ X 線のスペクトルが判っていることはもちろんのこと単色に近いスペクトルであることが望ましい。爆縮プラズマによる X 線の

吸収量はX線の波長によって異なるため、プローブX線のスペクトルが幅広い場合には吸収の割合の異なるX線が重ってX線フィルムに記録されることになる。このフィルムの情報から逆に爆縮プラズマの密度などを評価するのはプローブX線のスペクトルが幅広いほど難しくなる。これとは逆に得られる情報としては1次元にならざるをえないが、観測系にX線分光器を用いた場合にはある領域にわたって拡がったスペクトルをもつX線をプローブ光とすることが望ましい。観測系が分光能力をもつため爆縮プラズマのいろいろな波長での情報が一度に得ることができ。これにより爆縮プラズマの密度や温度の評価も可能となるわけである。X線フィルムの代りに分光情報をストリーカカメラに入力するなどでプラズマ温度の時間変化、すなわちエネルギー輸送状態も知ることが可能となる。このように測定すべき物理量とそれを観測するために用いる計測器に適したスペクトルをもつプローブX線を用いることが重要である。

プローブX線として用いられていくレーザー生成プラズマからの放射X線では現在のところ局所的なスペクトルの形の制御は難しいが、放射X線の波長に関してはレーザーエネルギーヒタゲット材料を変化させることである程度必要な波長のX線が得られている。第2-1図にはゲルマニウム板をガラスレーザーで照射したときに発生するX線のスペクトルを示す<sup>1)</sup>。1.4 keV付近に強い発光があり、そのスペクトル拡がりも±0.1 keVと比較的小さい。このゲルマニウムプラズマをX線源とした場合、第2-1図に示すようにアルミニウム2 μmをフィルターとして用いれば1.4 keV近辺のX線を選択的に計測に利用できる。また、第4章においてはX線源材料としてモリブデンを用いた。2.6 keV付近の発光X線を利用し、低エネルギー(1 keV付近)X線を遮断する目的でベリリウム75 μm厚のフィルターを用いた。このようにレーザープラズマからの発光X線と物質の吸収端を利用したX線フィルターをうまく組み合せることで單色に近いスペクトルのプロ



第2-1図 ゲルマニウムプラズマからのX線放射スペクトル

ープX線を作ることができる。圧縮コアなどの $10^{24} \sim 10^{25}$  [cm<sup>-3</sup>]というような高密度領域の観測にはさらに高いエネルギーのプローブX線が必要であるが、それにはより大きなレーザーエネルギーをX線源用ターゲットに投射する必要がある。また、目的とするX線を効率よく発生するX線源材料の選択が重要となる<sup>2)</sup>。このようにX線ラジオグラフ法においては高エネルギーープローブX線の開発が今後の課題である。

## (2) プローブX線の発光時間

プローブX線の発光時間はX線ラジオグラフ法における時間分解能に大きく影響する。たとえば、爆縮プラズマの2次元あるいは3次元情報を得るために観測系としてX線ピンホールカメラあるいはフレネルゾーンプレートカメラを用いた場合、計測器自体には時間分解する性能がないためプローブX線の発光時間を制

御することで時間分解を行なう必要がある。すなはち、時間分解された情報を得ようとすれば"プローブ"X線の発光時間はペレットターゲットの爆縮時間にくらべて充分短い必要がある。金属板などガラスレーザーで照射したときに発生するX線(1keVより高いエネルギーをもつX線)の発光時間はX線ストリーカメラ(時間分解能20psec程度)を用いて測定した結果、照射レーザーのパルス幅にはほぼ等しいことが判った。したがって、プローブX線の発光時間はX線源用ターゲットを照射するレーザーのパルス幅を変化させることである程度の制御は可能である。

現在、X線源を照射するレーザーは燃料ペレットを照射するレーザーからその一部を取り出して使用している。したがって、プローブX線発生用レーザーのパルス幅は燃料ペレット照射用レーザーのパルス幅に等しくなる。高密度圧縮をめざしたアブレーティブ圧縮においてはペレットの爆縮時間程度のパルス幅をもつレーザーで照射するため、プローブX線の発光時間も爆縮時間程度となり、X線ピンホールカメラを観測系に使用する場合には時間分解した情報は望めなくなる。そこで、X線ピンホールを用いてX線ストリーカメラのスリット上に爆縮ペラスマの像を写し、このスリット部の時間変化を記録すれば、1次元情報にならざるを得ないが時間分解された情報が得られることになる。このようにプローブX線の発光時間と爆縮時間との兼ね合いにより観測系を工夫すればよい。

### (3) 観測系

このX線ラジオグラフ法の観測系としてはこれまで述べてきたようなX線ストリーカメラ、X線ピンホールカメラに加えてフレネルゾーンプレートカメラがある。X線ストリーカメラによる観測ではペレットターゲット像をスリットを通して観測することで情報が1次元になってしまい、2次元、3次元的な情報は

失なわれてしまう。しかし、時間分解能は  $\lesssim 20 \text{ psec}$  と非常に高い分解能をもつたため爆縮時間などの計測には有力である。一様性など、爆縮プラズマの形状の計測には X 線ピンホールカメラ、フレネルゾーンフレートカメラが有力であるが、時間分解能力を持たないため、"ローブ" X 線の発光時間の制御が今後の課題といえよう。

### § 2-3 爆縮プラズマ診断における X 線画像計測

X 線の結像は一般には困難であるため、爆縮プラズマからの X 線画像計測にはピンホールカメラあるいはフレネルゾーンフレートカメラが広く使用されている。

#### (1) X 線ピンホールカメラ

X 線ピンホールカメラは視野が広く、収差がないのでアライメントに注意を払わないのでよいは"かりでなく、安価である等の利点がある。またピンホール径を変えることで、空間分解能と光量の調整を行なうことができる。このカメラの空間的な分解能  $\Delta x$  はピンホール径を  $A$ 、カメラの倍率を  $M$  とすると簡単には

$$\Delta x = A \times \left(1 + \frac{1}{M}\right) \quad (2-1)$$

であらわされる。空間分解能をよくするにはピンホール径を小さくすれば"よいか、光学的に暗くなることが欠点である。現在爆縮実験で達成されている圧縮コアの大きさは  $20 \sim 50 \mu\text{m}$  程度であるため、この圧縮コアを観測するためには空間分解能は  $10 \mu\text{m}$  以下であることが望ましい。現在、レーザー加工では数  $\mu\text{m}$  の直徑で充分なアスペクト比 (ピンホール深さ / ピンホール直徑  $> 5 \sim 10$ ) をもつピンホールの製作は困難である。そこで、従来使用されていた十数  $\mu\text{m}$  のピンホールの内側に高 Z 物質 (たとえば金、鉛

などX線の吸収の大きいもの)を蒸着してその直径を小さくするとともに充分なアスペクト比をもつピンホールを製作する方法を考案した。

その製作の配置ならびに概念図を第2-2図に示す。小さくしたピンホール径 $d$ とその深さ $t$ ならびに蒸着角度 $\theta$ の間には次の関係が成り立つ。

$$d \sim t \times \tan \theta \quad (2-2)$$

また蒸着する厚さんは、初期のピンホール径を $D$ として、

$$h \sim \frac{D - d}{2 \times \tan \theta} \quad (2-3)$$

とあらわされる。この2つの式からわかるように、小さなピンホール径を得ようとすれば"するほど"、また高いアスペクト比のピンホールを得ようとすれば"するほど"蒸着する厚さは大きくなる。実際には厚い蒸着はなかなか難しく、蒸着層が厚くなると形状がひずんでくるためピンホール径をそこなう可能性がでてくる。現実には、 $d$ ,  $t$ ,  $h$ の相互関係により妥当などころを見つけることになる。

実際にこの蒸着法に用いたパラメーターは次のとおりである。

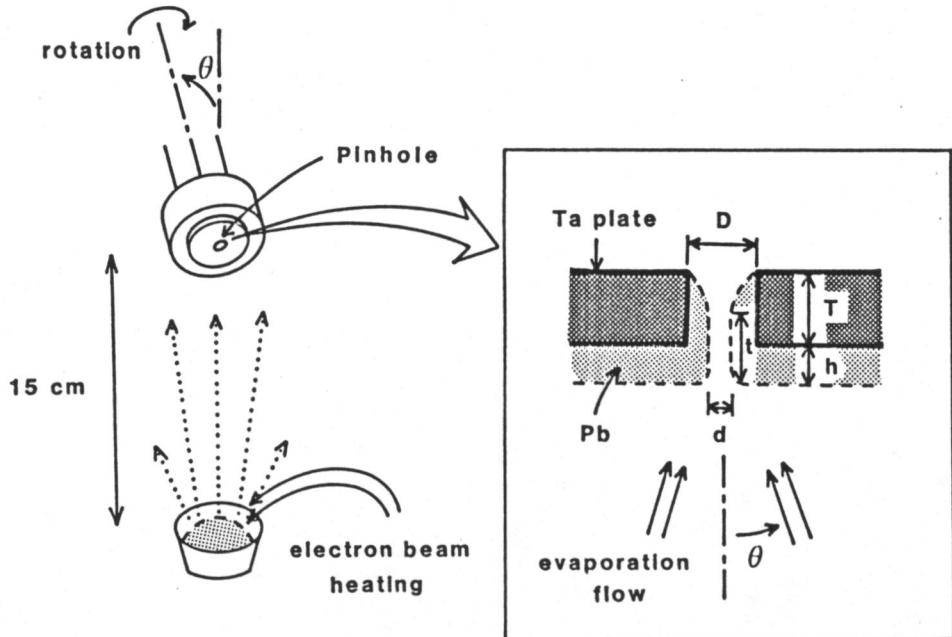
既存ピンホール : タニタル ( $Ta$ ,  $Z = 73$ ,  $\rho = 16.6 \text{ g/cc}$ ) 製  
ピンホール径  $14 \sim 15 \mu\text{m}$

蒸着物	: 鉛 ( $Pb$ , $Z = 82$ , $\rho = 11.34 \text{ g/cc}$ )
蒸着角度	: $35^\circ \sim 40^\circ$
蒸着装置	: 電子ビーム加熱方式

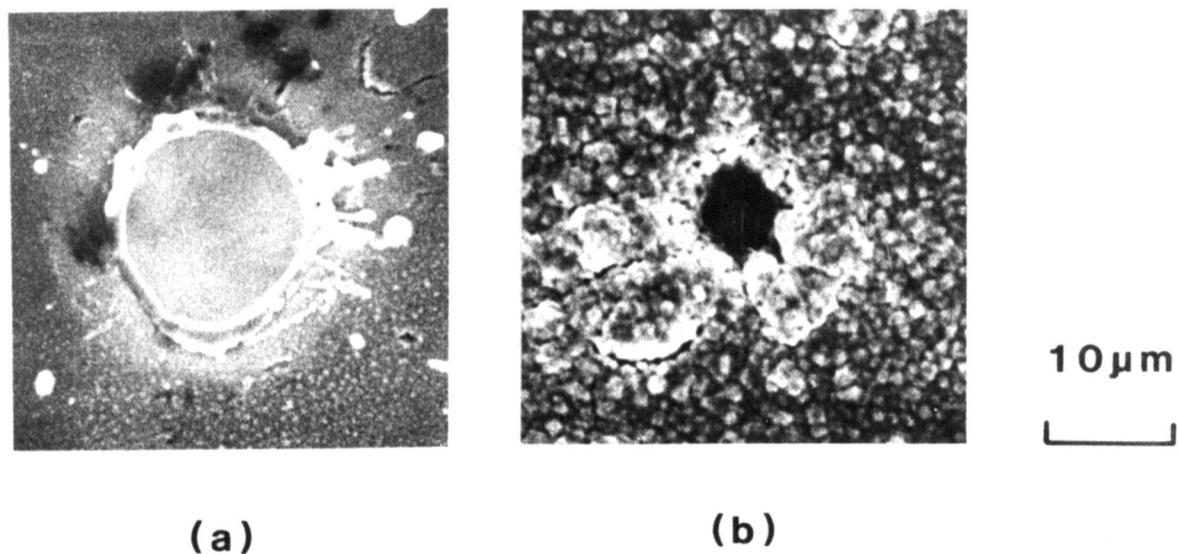
この蒸着法により得られたピンホールのパラメーターは次のとおりである。

ピンホール径	: $6 \sim 7 \mu\text{m}$
アスペクト比	: 1.3 (計算値)

このピンホールの電子顕微鏡写真を第2-3図に示す。大きく形



第2-2図 ピンホール縮小化のための蒸着配置図

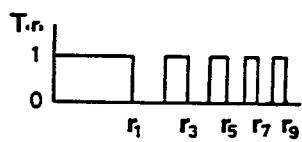
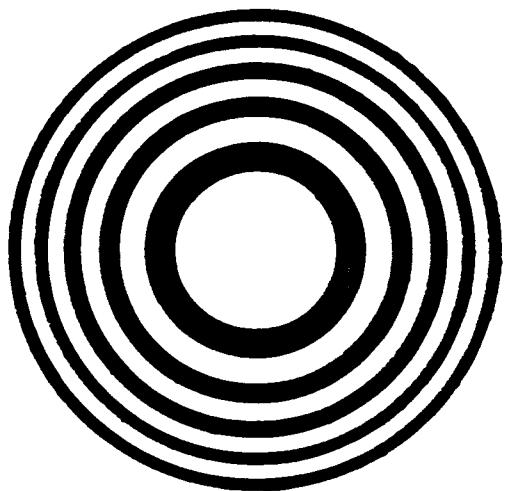


第2-3図 蒸着法による既存ピンホールの縮小化  
(a) 蒸着前, (b) 蒸着後)

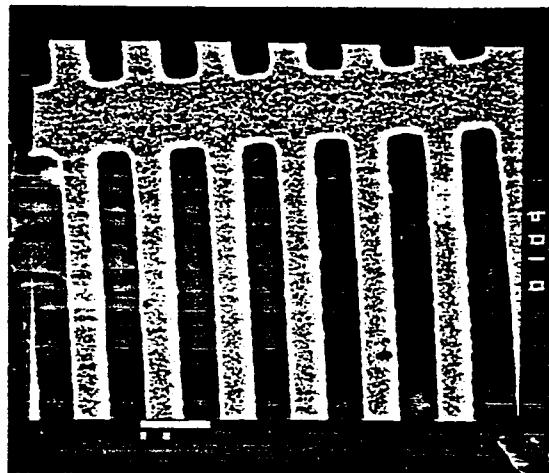
状をそこなうことなく、ピンホール径が半分程度に小さくなっているのが判る。このピンホールの深さはおよそ  $9 \mu\text{m}$  であり、 $5 \text{ keV}$  の X線は  $10^{-3}$  以下に減衰する。すなわち、 $5 \text{ keV}$  以下の X線の画像においては S/N 比は  $10^3$  以上となる。現在、X線ラジオグラフ法に用いているプローブ X線のエネルギーは最大  $2.6 \text{ keV}$  のため充分 X線ピンホールとしての働きをなす。さらに高エネルギー X線での X線ラジオグラフ法では蒸着物質ならばに蒸着角度を調整し、充分なピンホール深さをもつものを製作しなければならない。

## (2) フレネルゾーンフレートカメラ

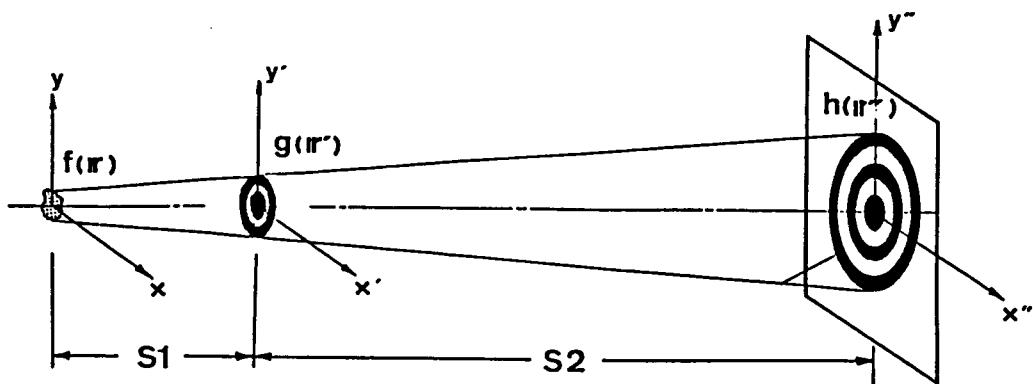
アブレーティブ圧縮で実現される低温高密度領域を X線ラジオグラフ法で観測するには、エネルギーの高いプローブ X線が必要となるが、その発生量が一般には少ないためピンホールカメラによる像の観測は困難となる。このピンホールカメラに代る計測器としてフレネルゾーンフレートカメラが考えられる。爆縮ペレットからの透過 X線によってゾーンフレートの影絵を X線フィルム上に撮影すれば、可視光を用いて爆縮ペレットを 3 次元的に再生できる。ピンホールカメラにくらべて開口部が大きいため明るく、空間分解能も向上し、3 次元情報を記録することが可能である。いわゆる光学的なレンズと同じ働きとなる。像として得られるには記録と再生の過程を経る必要がある。フレネルゾーンフレートは第 2-4 図に示すように等面積の透明な輪と不透明な輪の交互の輪より構成される。第 2-5 図にはフレネルゾーンフレートの電子顕微鏡写真を示す。第 2-6 図の配置で無数の点光源の集合体である光源によりゾーンフレートの影絵を作製することにより光源の 3 次元輝度分布の情報をフィルム面上に記録することができる。このフィルム面に記録された像は光源を構成している個々の点光源のフレネル回折像になっているため、このフィルム



第2-4図 フレネルゾーンパターン



第2-5図 フレネルゾーンフレートの  
電子顕微鏡写真



第2-6図 フレネルゾーンフレートのイメージング

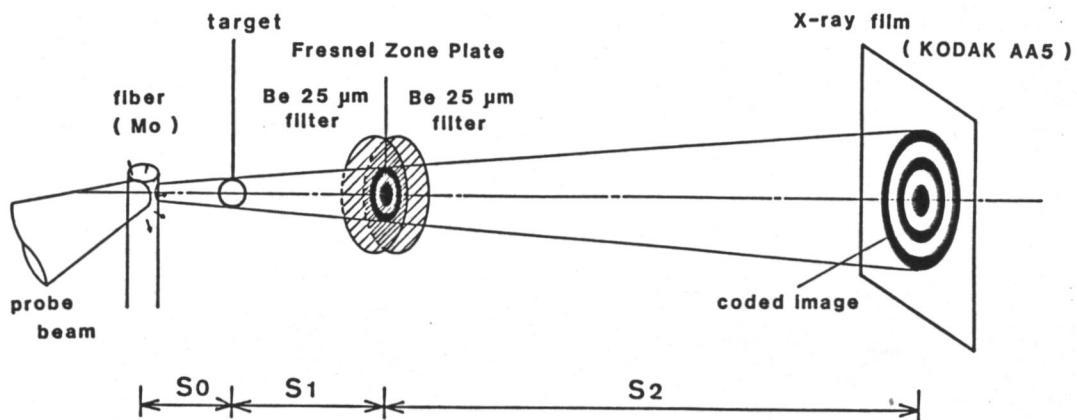
面上の像をコピーレニトな可視光で再生することにより元の三次元的な像が得られる。

このゾーンフレートカメラをX線ラジオグラフィ計測へ応用した<sup>3)</sup>。その実験配置を第2-7図に示す。X線源としてモリブデン200μm中のファイバーを用い、これをメインレーザーから取り出したプローブレーザーで照射し、2.6 keVのX線をプローブ光とした。低エネルギーX線の減衰とゾーンフレートの保持、可視光の遮断の目的でBe 50 μmを用いた。使用したX線フィルムはKODAK AA-5である。第2-7図において、 $S_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $S_1 = 20 \text{ mm}$ ,  $S_2 = 300 \text{ mm}$ で行なった。このとき理論的空間分解能、トモグラフィック分解能はそれぞれ  $10.5 \mu\text{m}$ ,  $160 \mu\text{m}$  である。使用した被写体となるターゲットは直径  $140 \mu\text{m}$ , 肉厚  $2 \mu\text{m}$  のガラスマイクロバルーンヒベリウム  $2 \mu\text{m}$  コートしたポリエチレンマイクロバルーン  $140 \mu\text{m}$  中,  $2 \mu\text{m}$  である。ガラスマイクロバルーンはその自身のX線発光像をピンホールカメラとゾーンフレートカメラで撮影し、比較するために用いた。

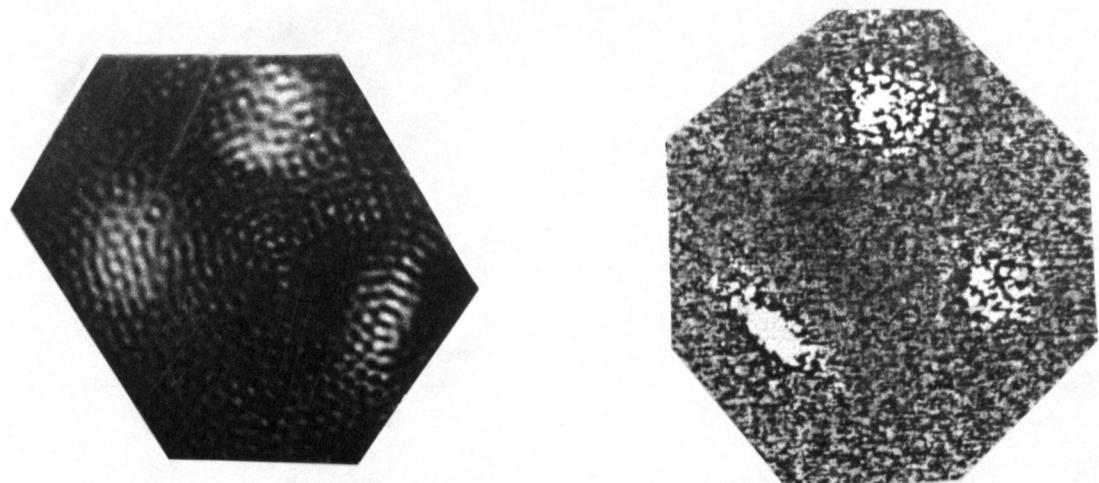
実験で得られたコーディドイメージをHe-Neレーザーを用いて再生した。第2-8図にはガラスマイクロバルーンをメインレーザーで照射したときの再生像と比較のために同時撮影したピンホール写真を示す。第2-9図はそれぞれヒベリウムコートしたポリエチレンマイクロバルーンとX線源の再生像である。X線源の像とペレットの像が分離されていいるか、充分な像が再生されるまでには至っていない。

## § 2-4 まとめ

X線ラジオグラフ法を爆縮プラズマ計測へ応用する場合、(1)プローブX線のスペクトル、(2)プローブX線の発光時間、(3)観測系の空間分解能が重要なポイントである。本章では、プローブX線としてレーザー生成プラズマからの放射X線を利用する場合に



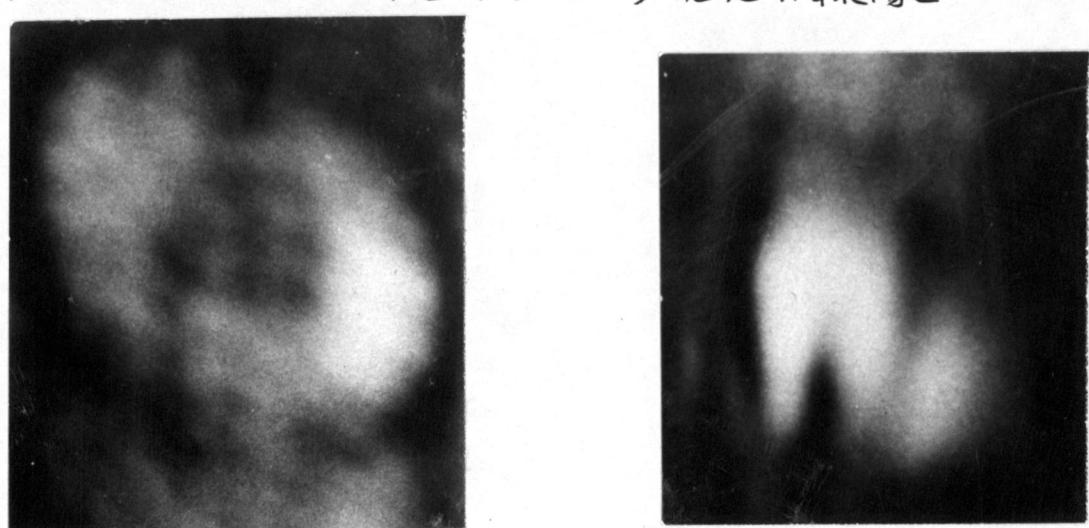
第2-7図 フレネルゾーンプレートを使ったX線ラジオグラ法配置図



(a) 再生像

(b) X線ピンホールカメラ像

第2-8図 ガラスマイクロバルーンの発光X線像



(a) ハーレット像

(b) X線源像

第2-9図 フレネルゾーンプレートカメラによるX線ラジオグラフ像

ついて各項目について検討を行なった。得られた結果をまとめると次のようになる。

- (1) X線ラジオグラフ法でのプローブX線としては高エネルギーで単色のものが好ましく、ゲルマニウムプローブマからの1.4 keV付近の発光X線がプローブX線として有効であることが判った。
- (2) X線源用金属板から発生するX線の発光時間はほぼ"照射レーザーパルス幅に等しいことがわかった。
- (3) X線ピニホールカメラ用ピンホールとして、直径6 μm のピニホールを蒸着法により製作した。
- (4) フレネルゾーンフレートカメラをX線ラジオグラフ法に応用し、X線源とペレットターゲットの像を分離して観測することができた。

### 参考文献

- 1) H. Azechi, S. Oda, M. Hamano, T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Appl. Phys. Lett. 37, 998 (1980).
- 2) D. L. Matthews, Laser Program Annual Report (1981)
- 3) 望月孝晏, 中塚正大, 山中龍彦, 山中千代薄, "レーザー核融合研究におけるX線画像計測" ED 81-18, IE 81-20 (電子通信学会).

## 第3章 爆縮ペレットのX線ラジオグラフ法による時間分解像

### § 3-1 まえがき

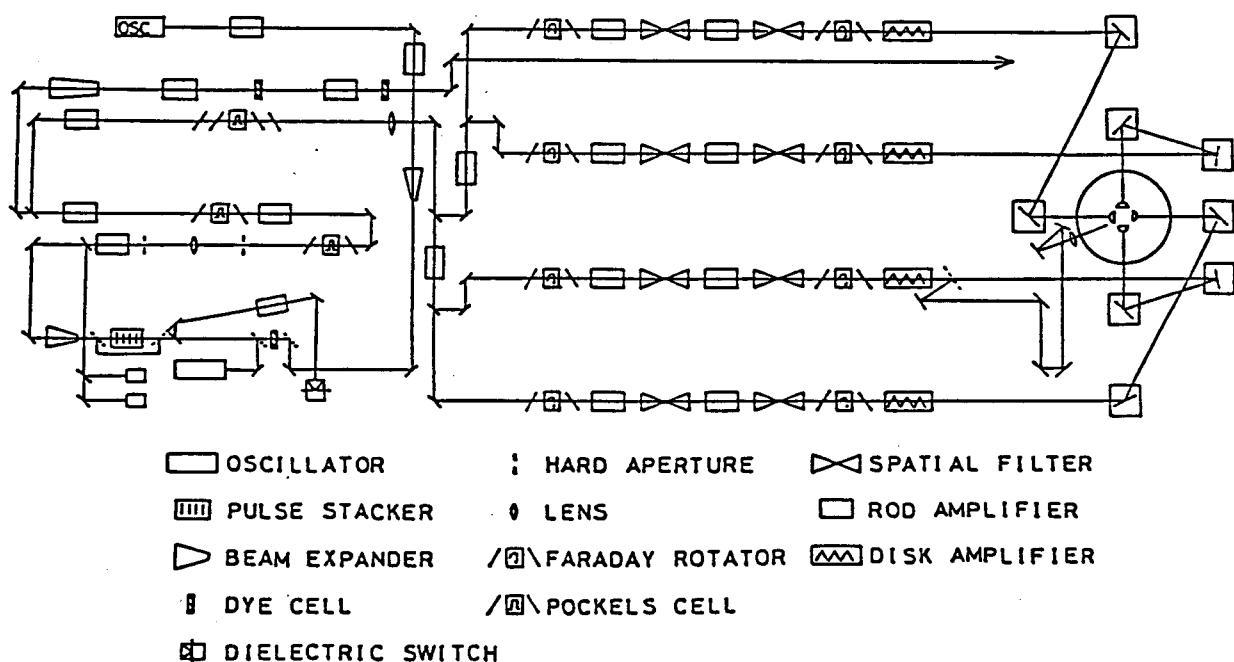
核融合プラズマのアブレーティブな爆縮過程においては、吸収されたレーザー光エネルギーが熱伝導などによりパッシュャー領域まで輸送され、そのエネルギーで噴出するプラズマの反作用で燃料を圧縮する。輸送されたエネルギーでこのパッシュャー領域がどのような流体運動を起こし、燃料を圧縮するかは燃料の到達密度、温度に大きく影響する。高密度圧縮をめざすアブレーティブな圧縮ではパッシュャー領域が空間的に一様に爆縮することが必要であり、これまでには可視光プローブなどを使ってその運動の様子が調べられてきた。この可視光プローブで観測するコロナ領域（レーザー光吸收領域）は温度が高いために横方向の熱伝導もよく、一様になりやすいが、パッシュャー領域になると低温高密度のため必ずしも横方向の充分な熱伝導が期待できるものではない。本章では短パルスX線ラジオグラフ法を応用して観測した爆縮プラズマの高密度領域（パッシュャー領域）の流体運動ならびにその一様性について議論する。また、X線ラジオグラフ法によって得られた像から爆縮プラズマのプローブX線に対する吸収の割合（不透明度）を評価し、その結果と計算機シミュレーションとの対比を行なう。

### § 3-2 激光IV号 $1.05\mu\text{m}$ レーザーによるペレットの爆縮実験

本実験においてはターゲットとして、X線の吸収の少ないベリリウムをアブレーターとしてコートしたガラスマイクロバル-

ン（GMB）ならびにポリエチレンマイクロバルーンを用いた。ベリリウムをコートしたGMBペレットでは後で述べる1.4 keVのアーロープX線に対してはベリリウムはほとんど透明となることが予想され、ガラス面の爆縮の様子が観測できるものと考えたからである。どちらのペレットも大きさは150 μm直径であり、GMBの方はベリリウムが4 μmコートしてある。

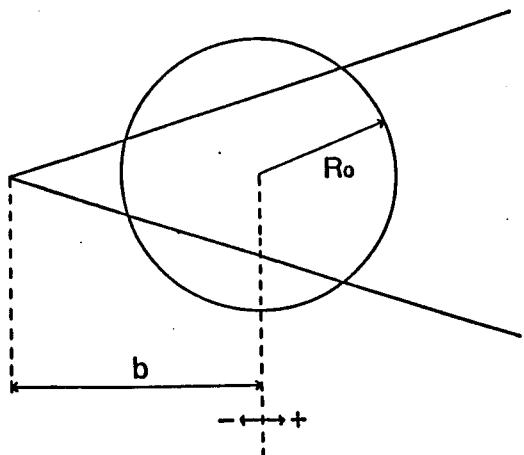
レーザーはガラスレーザー激光IV号システムを用いた<sup>1)</sup>。第3-1図にそのシステム図を示す。最大出力パワー4 TW (100 psec), 最大出力エネルギー2 KJ (1.0 nsec) のレーザーシステムである。その波長は1.05 μmである。レーザー照射条件は次のことを考慮して設定した。X線源照射用レーザーはターデット照射用レーザーから取り出しているため、第2章で述べたようにアーロープX線の発光時間はターデット照射用レーザーのパルス幅と同程度となる。アブレーティブ圧縮の立場からは1 nsecというような長いパルス幅がふさわしいが、爆縮時間が2 nsec程度と予想さ



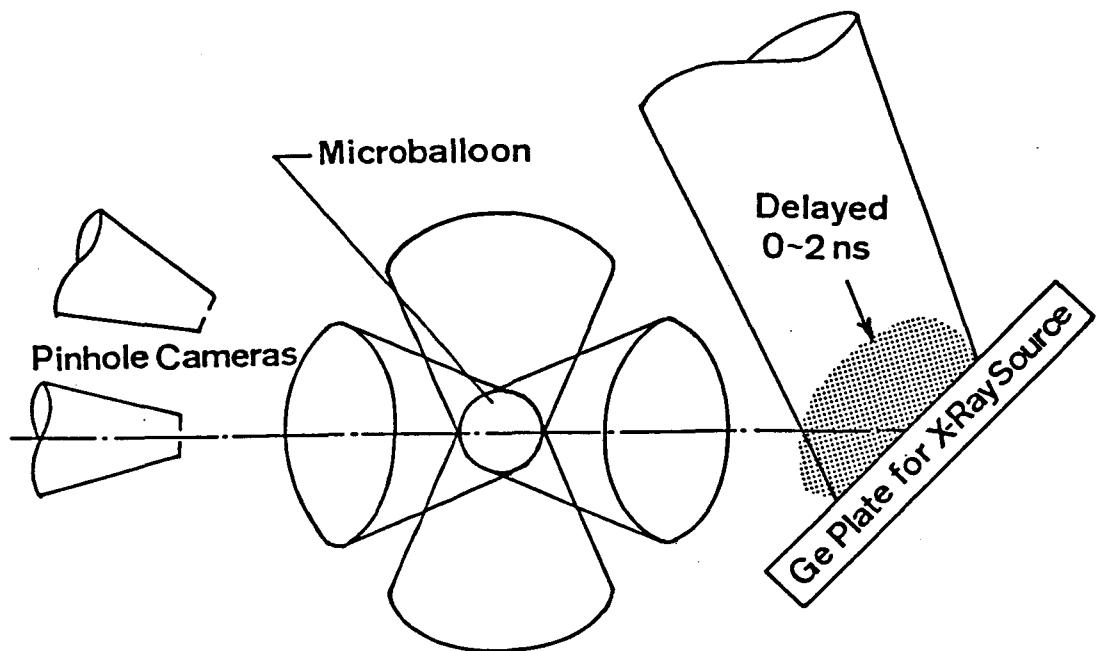
第3-1図 激光IV号システム図

れるため時間分解能が非常に悪くなる。そこで爆縮時間とX線ラジオグラフ法の時間分解能との兼ね合いでよりレーザーのパルス幅は~100 psecを選んだ。そのため爆縮は最大圧縮時までレーザーによるエネルギー投射のあるアブレーティブ圧縮ではなく、爆縮の初期の短かい時間(たとえば400~500 psec)のプラスマの噴出により加速を受け、その後は自由圧縮する爆縮過程になる。レーザーエネルギーも衝撃波による内部加熱を避けるため小さくした。ベリリウムコートGMBのとき50 J/0.1 nsec/4beams, ポリエチレンマイクロバルーンのとき40 J/0.12 nsec/4beamsである。その照射レーザー強度はそれ6×10<sup>14</sup>, 5×10<sup>14</sup> W/m<sup>2</sup>である。こうすることにより、ターゲット自体からのX線の飛光も少なくなり、X線ラジオグラフの解析が容易になる。ターゲット自体からのX線の飛光があるとX線ラジオグラフにはX線源の飛光と重なって記録されるため、解析のときにターゲット自体からの飛光量を差し引かねばならず、解析が困難となる。ペレットターゲットは正四面体の各頂から中心へ向かう方向へ、F/1.15の非球面レンズを用いて照射される。レーザーの照射条件は第3-2図に示す定義により集光されるレーザービームの円錐体の内側にペレットが接する  $b/R_0 = -3.4$ とした。

X線ラジオグラフシステムでは4本のレーザービームのうちの1本を分離してこれをX線源を作るために用いた。このレーザーパルスはターゲット照射用の4本のレーザービームに対して0~2 nsecの遅延時間が与えようとした。この実験配置図を第3-3図に示す。4本のレ



第3-2図 集光パラメーター  
( $R_0$ :ペレット初期半径)



第3-3図 X線ラジオグラフ法システム図

レーザーで照射されたペレットターゲットの背後にゲルマニウム(Ge,  $Z = 32$ )板を置き、これを遅延したレーザーパルスで照射してこのゲルマニウムプローブマから発光する1.4 keVのX線(第2-1図参照)を利用してX線ピンホールカメラでそのX線ラジオグラフを観測するものである。第2章でも述べたように、X線ピンホールカメラにはベリリウム $25\text{ }\mu\text{m}$ とアルミニウム $2\text{ }\mu\text{m}$ のフィルターが取り付けられている。ピンホール径は $13\text{ }\mu\text{m}$ である。X線ラジオグラフを観測するX線ピンホールカメラとは別にもう一台X線ピンホールカメラを空間的に $22.5^\circ$ 異なった位置に取り付け、ターゲット自体からのX線の発光ならびにX線源像を分離して観察した。

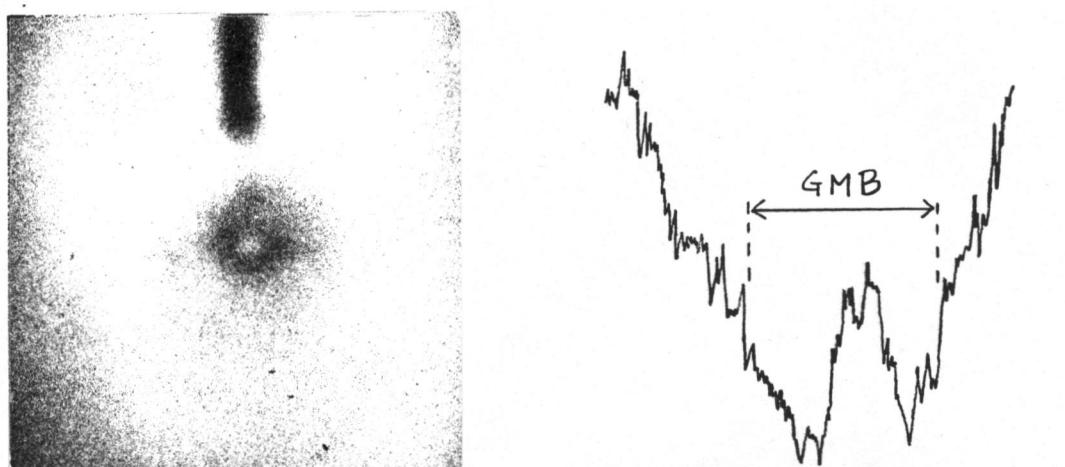
### § 3-3 実験結果及び検討

#### (1) ベリリウムをコートしたGMBを用いた実験

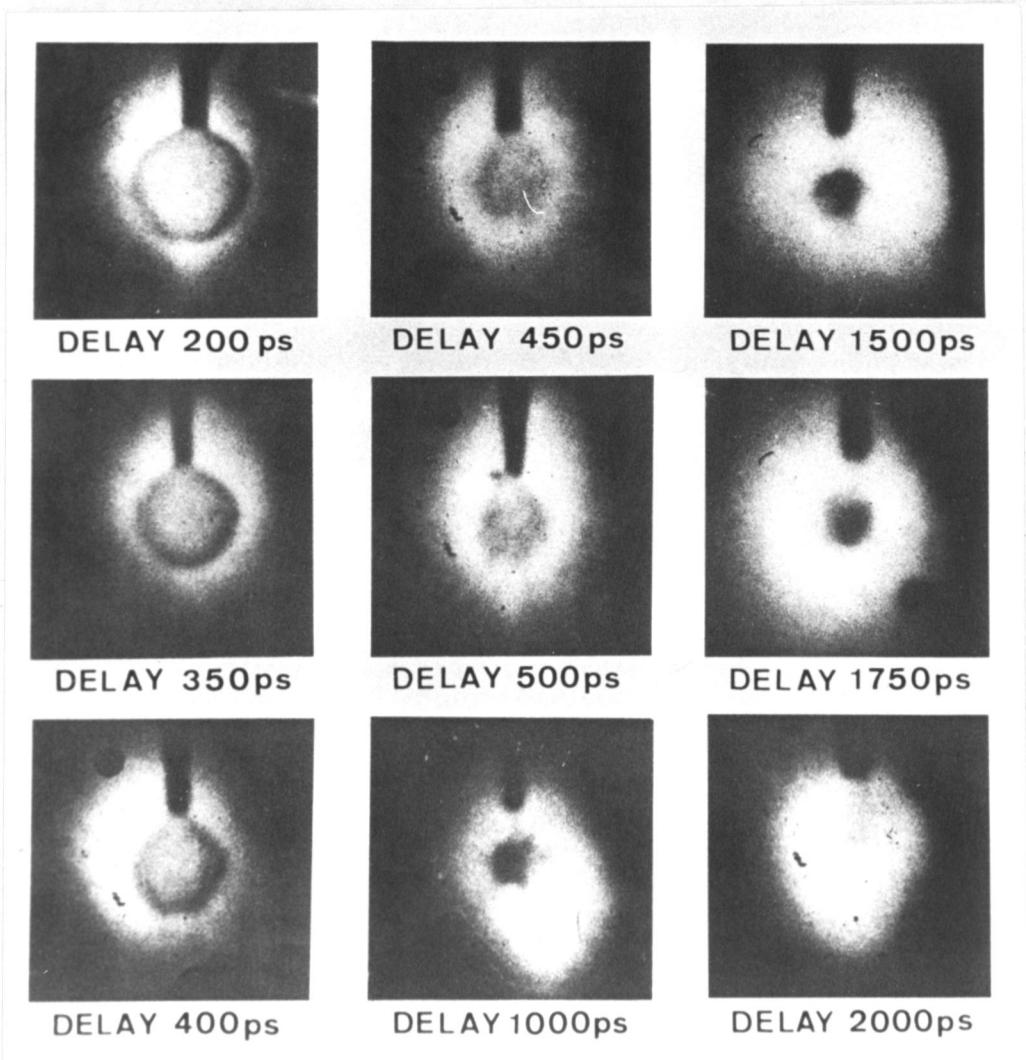
第3-4図にベリリウムコートGMBの爆縮のX線ラジオグラフとそのデンシトメータートレースを示す。このX線ラジオグラフにおいてガラスとベリリウムの境界が判斷できる。この照射レーザー強度でアブレーションによりはがれるベリリウムの厚さはコートした厚さ4μmにくらべて充分小さいため、ガラスがレーザー照射によりアブレーションを起こしている可能性はまずないと考えてよい。したがって、X線ラジオグラフにおいてはがれていく様子を呈しているのはアブレーターであるベリリウムである。また、デンシトメータートレースでもわかるようにガラス面の近くのベリリウムによるフローブX線吸収のため、予想されるほど鮮明なGMBのラジオグラフが得られなかつたが、これは投射レーザーエネルギーに対してベリリウムのコート厚が不必要に厚く、フローブX線を吸収しガラスとの境界を不鮮明したものと考えられる。X線ラジオグラフ法を用いれば、ペレットの材質とフローブX線の波長をうまく選択することでフッシャー領域の爆縮の様子を観測することができるものと考えられる。

#### (2) ポリエチレンマイクロバルーンを用いた実験

第3-5図にポリエチレンマイクロバルーンの爆縮の様子を示すX線ラジオグラフを示す。時間が経過するにつれてペレットターデットが圧縮されていく様子が三次元像として明らかになつた。その爆縮時間は1~2nsecであると判斷される。このX線ラジオグラフの時間分解能はレーザーパルス幅ならびに得られたX線ラジオグラフ像から100psec以下であると判斷できる。これは爆縮時間に対して充分短かく、時間分解能は充分であると考える。



(a) X線ラジオグラフ (b) デンシトメータートレース  
第3-4図 ベリリウムコートGMBのX線ラジオグラフ



第3-5図 ホリエタレンマイクロバルーンのX線ラジオグラフ

空間分解能は  $13 \mu\text{m}$  程度である。

遅延時間  $500 \text{ psec}$  の X 線ラジオグラフにおいて、爆縮プラズマの非一様性が観測されている。この非一様性の原因としては次のものが考えられる。

- (i) レーザービームが 4 本であることによる照射強度分布の非一様性
- (ii) レーザービーム内での強度分布の非一様性
- (iii) レーリーテーラー不安定性などによるペレット表面の不均一性の増大
- (iv) レーザー吸收領域からアブレーション領域へのエネルギー輸送の不均一性

実際にはこれらの原因が複雑にからみ合って第 3-5 図にみられる非一様性が起っていると考える。このように、爆縮の一様性はレーザーの照射条件等に大きく依存していると考えられる。

### § 3-4 計算機シミュレーションとの対応

実験で得られた X 線ラジオグラフの情報と計算機シミュレーション結果を直接対応づけられるものとして、X 線の吸收の割合を表す不透明度（オパシティー） $\tau$  を導入する。1 次元の爆縮流体コード HIMICO<sup>2)</sup> の計算結果を用いてこの球対称爆縮プラズマのプローブ X 線に対する不透明度を計算し、実験で得られたものと比較し、ペレットの爆縮過程を調べる。

#### (1) 計算機シミュレーションにおける不透明度の算出

第 3-6 図に示されたように、中心から  $x$  だけ離れた点での不透明度  $\tau$  は各メッシュでの不透明度  $\tau_i$  の総和で求められる。すなはち、

$$\tau = \sum_{\text{メッシュ}} \tau_i \quad (3-1)$$

となり、この $\tau_i$ はそのメッシュでのイオン密度 $n_i$ 、そのイオンのプローブX線に対する吸収断面積の、プローブX線方向にそった吸収長 $\Delta l_i$ の積であらわされるため、不透明度では。

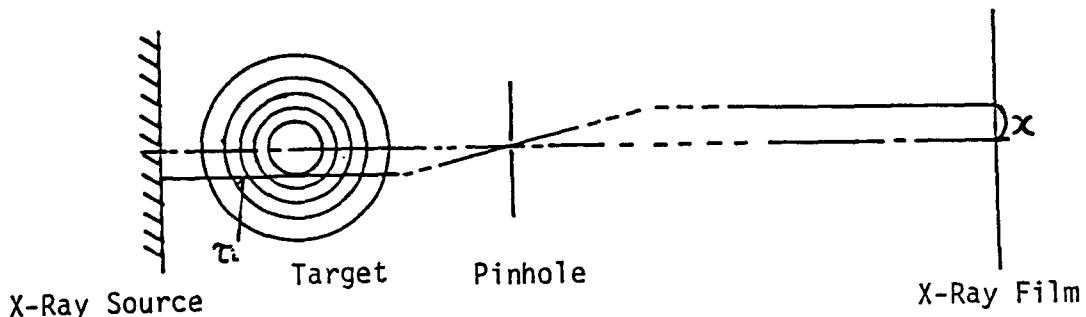
$$\tau = \sum_{\text{メッシュ}} n_i \cdot \sigma \cdot \Delta l_i \quad (3-2)$$

となる。 $n_i$ はいろいろな電離状態にあるイオンの総数であり、イオンの電離状態によりX線の吸収断面積のは異なる。したがって、不透明度は次のように書きあらわされる。

$$\tau = \sum_{\text{メッシュ}} \Delta l_i \left( \sum_{\text{付近}} n_i f_j \sigma_j \right) = \sum_{\text{メッシュ}} n_i \Delta l_i \left( \sum_{\text{付近}} f_j \sigma_j \right) \quad (3-3)$$

ここで、 $f_j$ は電離状態が $j$ であるようなイオンの割合( $f_j < 1$ )である。ターゲットが化合物であるならばそれをその元素についての合計をとらなければならぬ。結局、不透明度では次のような式となる。

$$\tau = \sum_{\text{メッシュ}} \Delta l_i \sum_{\text{元素}} n_{ik} \sum_{\text{付近}} f_{jk} \sigma_{jk} \quad (3-4)$$



第3-6図 爆縮コードへ適用させるための不透明度計算モデル

実験で用いたX線ピンホールは無限小ではなく、 $13\text{ }\mu\text{m}$  直径という有限の値をもち、爆縮したプラズマの大きさに対して空間分解能の点から無視できるほど小さくはない。ある点での不透明度 $\tau$ を求めるときに、そのピンホール径程度の領域の情報は重り合って記録される。X線の強度で考えるとわかるように、X線の強度の弱い所（不透明度の大きい所）は周辺の強度が強いとその寄与は小さくなる。すなはち、不透明度 $\tau$ はピンホール径を $A$ として、

$$\tau = \ln \left\{ \frac{\int_A I_1 dx}{\int_A I_2 dx} \right\} \quad (3-5)$$

とあらわされる。ここで、 $I_1$ は「ローブ」X線の空間的な強度分布、 $I_2$ は爆縮プラズマで吸收を受けた後の強度分布である。このように有限ピンホール径による平均化を考慮する必要がある。

最後に、X線の吸収断面積は「ローブ」X線の波長が変化すれば当然変化する。実験で用いたゲルマニウムプラズマから放射されるX線も決して単色ではなく、 $\pm 0.1\text{ keV}$  程度のスペクトル拡がりをもつ。この発光スペクトルの範囲において先に述べた空間的な強度分布のとき同様にターゲットによる吸収の少ない成分が強調されることになる。したがって、ローブX線の発光スペクトル範囲で積分して不透明度 $\tau$ は次のようにあらわされることになる。

$$\tau = \ln \left\{ \frac{\int S_1 d(h\nu)}{\int S_2 d(h\nu)} \right\} \quad (3-6)$$

ここで、 $S_1, S_2$ は「ローブ」X線源、ターゲットにより吸収された後のスペクトル強度である。このようにある点での不透明度を評価する際にも数多くの要素が重り合って影響を及ぼす。以上まと

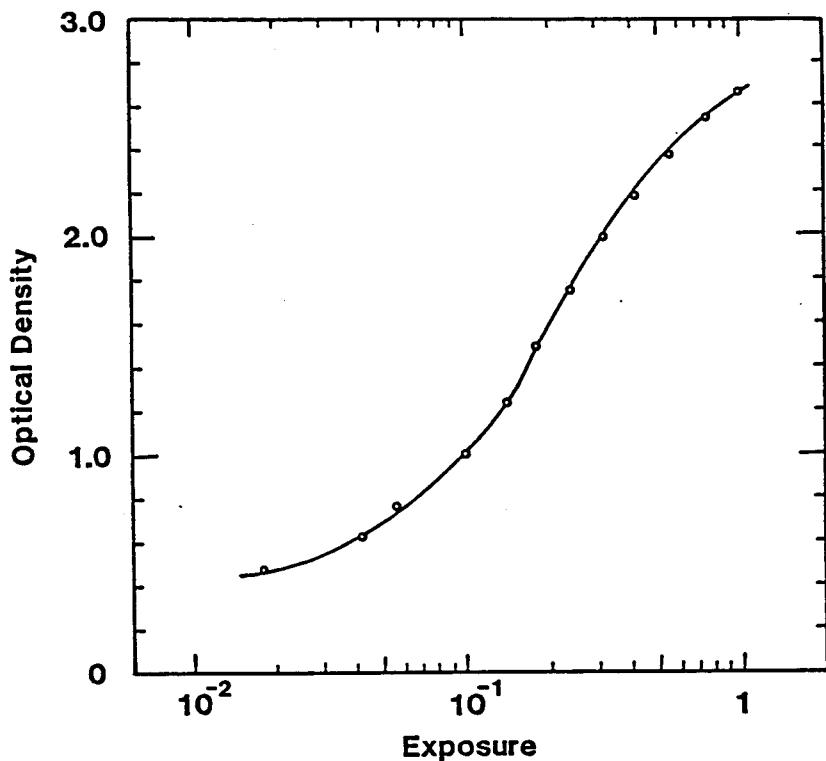
めて、不透明度 $\tau$ を表現すると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \ln \frac{\int S_1 d(h\nu)}{\int S_2 d(h\nu)} = \ln \frac{\int S_1 d(h\nu)}{\int S_1 \exp(-\tau_1) d(h\nu)} \\ \tau_1 &= \ln \frac{\int_A I_1 dx}{\int_A I_2 dx} = \ln \frac{\int_A I_1 dx}{\int_A I_1 \exp(-\tau_2) dx} \\ \tau_2 &= \sum_{\text{メッシュ}} \Delta l_i \sum_{\text{元素}} n_{ik} \sum_{\text{体積}} f_{jk} \sigma_{jk} \end{aligned} \right\} (3-7)$$

## (2) X線ラジオグラフにおける不透明度の算出

一般にX線フィルムは入射光量に比例して黒化するのではなく、あまり光量が少ないと黒化せず、また多すぎると飽和して一定の黒化度しか示さない。そこで実験で用いた波長のX線に対する露光量とフィルムの黒化度を対応づける特性曲線が必要となる。この曲線は一般にH-D曲線と呼ばれている。

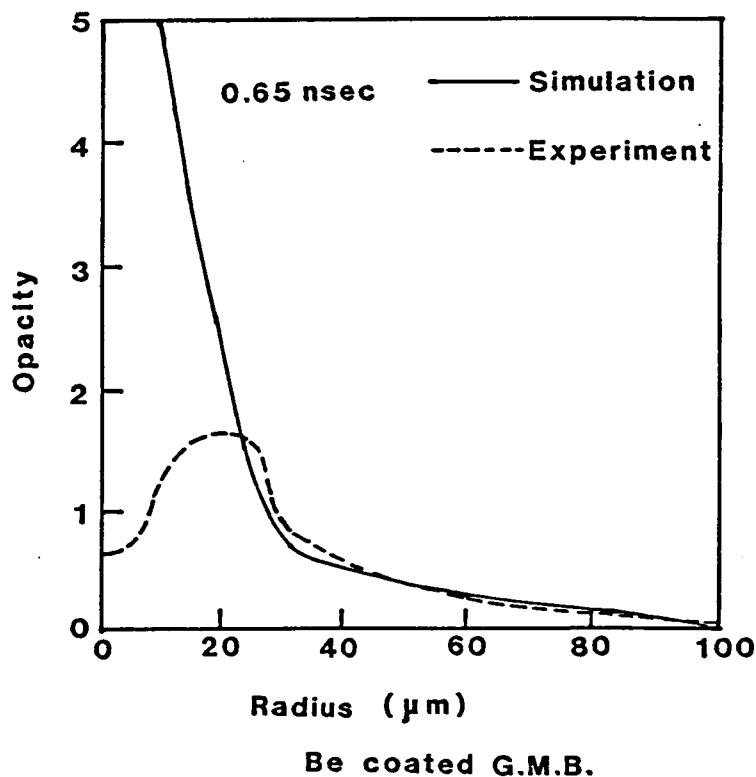
そこで得られたX線ラジオグラフから不透明度を評価するために次のようにして用いたフィルムのH-D曲線を調べた。レーザーフラスマより発生したX線を平板型結晶分光器を用いて分光する。X線フィルムの直前に厚さが一定のフィルターを階段状に置くことにより、X線の露光量を段階的に変化させたことと等価になる。X線の波長がわかっているのでフィルターによるX線の減衰が計算でき、相対的露光量が算出できる。実験で用いたプローブX線の波長に近いアルミニウムのヘリウム様イオンからの発光X線を用いてH-D曲線を作製し、不透明度を評価した。そのH-D曲線を第3-7図に示す。フィルターとしてはポリエチレン( $C_{10}H_{8}O_4$ ,  $\rho = 1.39 \text{ g/cc}$ )  $2.8 \mu\text{m} \pm 0.3 \mu\text{m}$ を用いた。



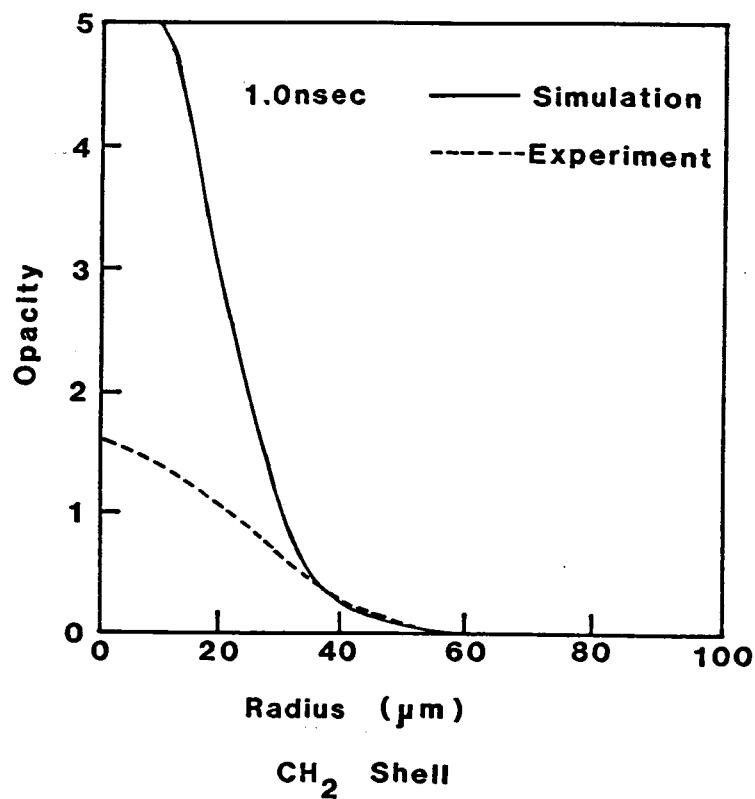
第3-7図 H-D曲線  
(フィルム: KODAK XRP-5)

実験で得られたX線ラジオグラフからデニシトメーターを用いてフィルムの黒化度を読みとり、H-D曲線を使って相対的な露光量に変換する。この値をX線源とペレットターデットにより吸収を受けた場合とで比較して不透明度を算出する。

第3-8図にはベリリウムをコートしたガラスマイクロバルーンの場合の実験値と計算機シミュレーションの空間的な不透明度曲線を示す。この不透明度を計算で評価するにあたり、全密度領域においてコロナ平衡モデルを使用してイオニの電離状態を計算した。第3-8図の半径が $25\text{ }\mu\text{m}$ より大きい高温低密度領域においては実験値と計算機シミュレーション結果が比較的一致しているのに対し、半径が $25\text{ }\mu\text{m}$ より小さい低温高密度領域では実験値とシミュレーション結果は大きく異なる。これはこのような低温高密度領域ではコロナ平衡モデルが適用できなかっためと考えられる。第3-9図にはポリエチレンマイクロバルーンの場合の不透明度曲線を示す。ベリリウムコートGMBの場合同様、



第3-8図 ベリリウムコートG.M.B の不透明度空間プロファイル



第3-9図 ポリエチレンペレットの不透明度空間プロファイル

高温低密度領域においては実験値とシミュレーション結果が一致するのに対して、低温高密度領域では両者の値は異なってくる。この理由の第一は、上で述べたように計算機シミュレーションで用いている低温高密度領域での原子の状態方程式が正しくないためである。第二は爆縮が球対称に一様におこなわれていないためである。今回用いた爆縮コードは1次元であるため完全な球対称爆縮を仮定している。実際は爆縮の一様性はレーザーの照射条件に大きく依存している。本実験においては第3-5図に示すように非一様性が観測されている。このように爆縮の非一様性の影響により実験においてはシミュレーション結果ほど高密度になっていないことが推測される。

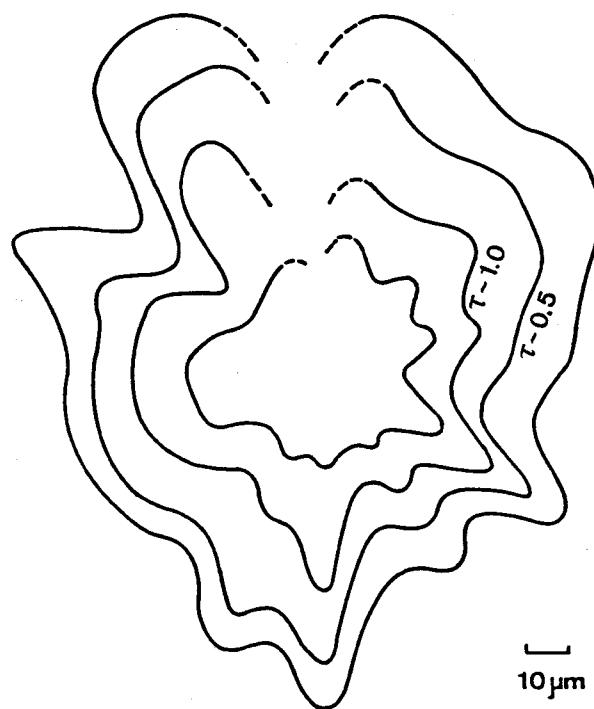
第3-10図には、第3-5図の500 psecのX線ラジオグラフから評価した2次元の等不透明度を示す。非一様性の様子がより定量的に判断できる。

第3-11図には、ポリエチレンマイクロバルーンの場合の不透明度のR-T図の実験結果と計算機シミュレーションの結果を示す。爆縮時間などは比較的よい一致をみるが、不透明度の絶対値についてはまだひらきがある。今後、低温高密度状態での原子の状態方程式などを改良する余地がある。

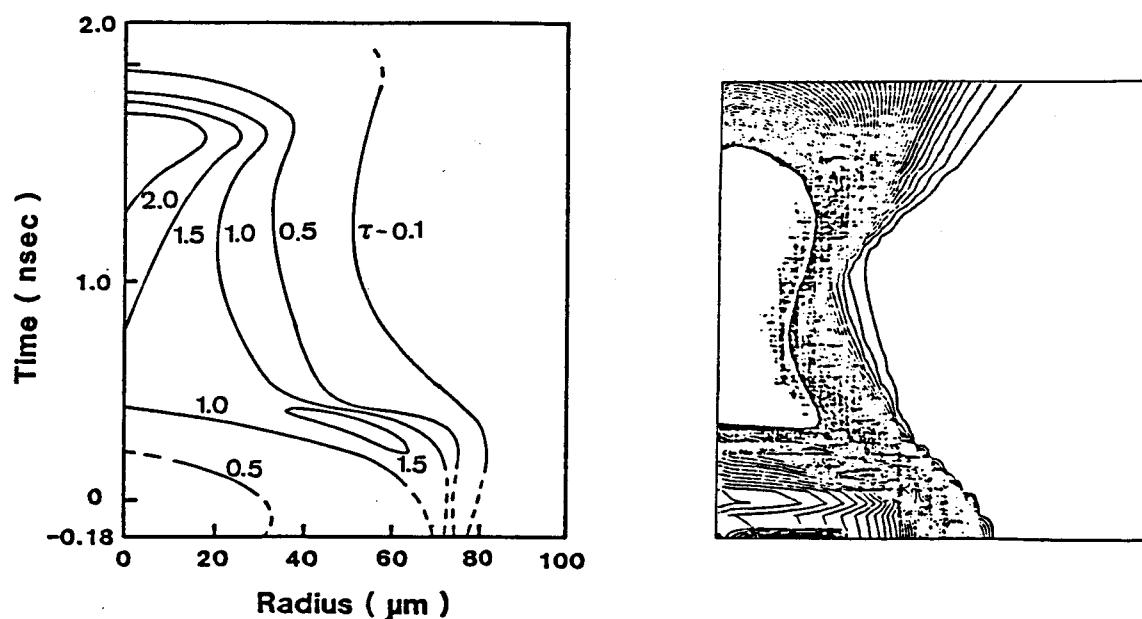
このようにプローブX線に対する不透明度を算出することで実験と計算機シミュレーションとを流体運動として比較することが可能となり、より詳細な解析ができるようになった。

### §3-5 まとめ

X線ラジオグラフ法をレーザー爆縮プラズマの計測へ応用し、ペレットターデットの爆縮過程を2次元像として明らかにした。また、プローブX線に対する不透明度を評価し、計算機シミュレーションとの対比を行なった。本章の結果をまとめると次のようになる。



第3-10図 爆縮したポリエチレンペレットの2次元等不透明曲線



(a) 実験値

(b) 計算機シミュレーション

第3-11図 不透明度のR-T図表

- (1) 短パルス X線ラジオグラフ法を用いて核融合ペレットの爆縮運動を 2 次元像として観測し、この計測法が有効であることを示した。
- (2) 爆縮の一様性はレーザーの照射条件などに大きく依存していると考えられる。
- (3) プローブ X線に対する不透明度を算出することで、流体運動として計算機シミュレーションと対応づけることができ、より詳細な解析が可能となった。

### 参 考 文 献

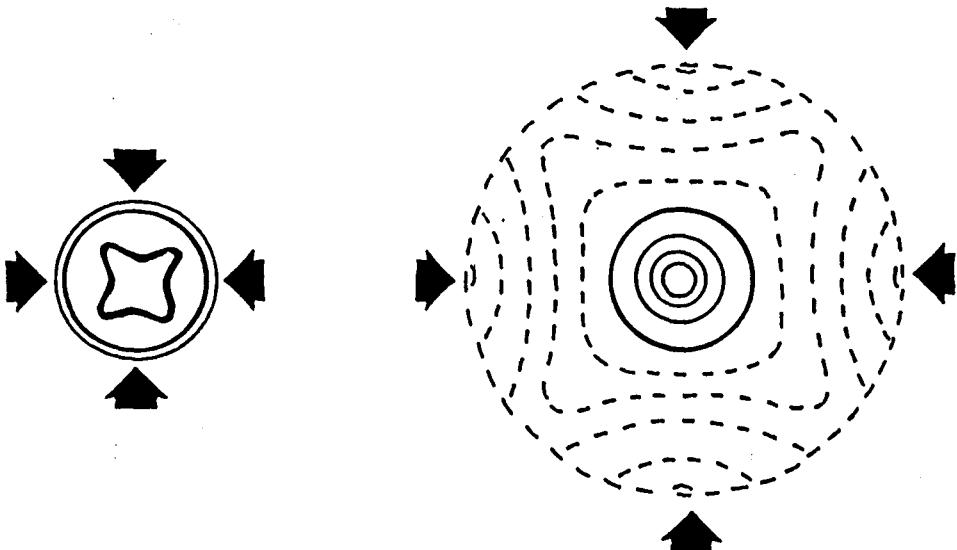
- 1) C. Yamanaka, Y. Kato, Y. Izawa, K. Yoshida, T. Yamanaka, T. Sasaki, M. Nakatsuka, T. Hachizuki, J. Kuroda and S. Nakai, IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 1639 (1981)
- 2) T. Yabe, K. Mima, K. Yoshikawa, H. Takabe and M. Hamano, Nucl. Fusion 21, 803 (1981).

## 第4章 低密度フォームを用いた末心衝撃波駆動型爆縮

### § 4-1 まえがき

核融合燃料を球対称に圧縮するためには、燃料ペレットを空間的に一様な圧力を駆動し、爆縮させることが必要である。そのためにはレーザー光吸収エネルギー分布が空間的に一様であることが望ましいが、照射レーザービーム数が有限であるため吸収エネルギー分布は照射レーザービーム数、レーザービームのF値( $F = f/D$ ,  $f$ : 焦点距離,  $D$ : ビーム径), 集光条件などに大きく依存する。そこで、吸収されたエネルギーが燃料ペレットに輸送される間に横方向のエネルギー緩和(エネルギー輸送)が燃料の一様圧縮に大きな役割を果たす。この横方向のエネルギー緩和はレーザー吸収領域と燃料ペレットを空間的(幾何学的)に離すことで助長されると考えられる。燃料ペレットに低密度フォームを厚くコートするにより、ターダゲット質量を増加させることなくこの目的を達成することができ、燃料ペレット上で一様な圧力分布が期待できる。第4-1図に示すように、従来の低密度アブレーターペレット(a図)ではエネルギー吸収領域とプロッシャー領域が接近しているため、レーザービームの照射の不均一性がそのままプロッシャー領域の不均一性としてあらわれやすい。本章で述べる低密度フォーム(b図)ではエネルギー吸収領域がプロッシャー領域から離れているため吸収されたエネルギーがプロッシャー領域に輸送される間の横方向エネルギー輸送が期待でき、プロッシャー領域では一様な駆動圧力分布が予想される。

また、フォームターダゲットはプラスチックフォームのもつセル構造からレーザー照射の初期段階ではレーザー光がセルの中に入り込んでしまうことが予想される。このような状況はセルの大きさやレーザーハーパルス幅、入射角との関係で決まり、吸収率の増



**Solid Density Ablator**

**Low Density Foam Ablator**

(a)

(b)

第4-1回 幾何学的効果による圧縮一様性の向上

大につながる。

本章では低密度フォームターティゲットの爆縮一様性向上と吸収率増大を目的として行なった研究について述べる。

## 4-2 積分球によるレーザー光吸収率計測

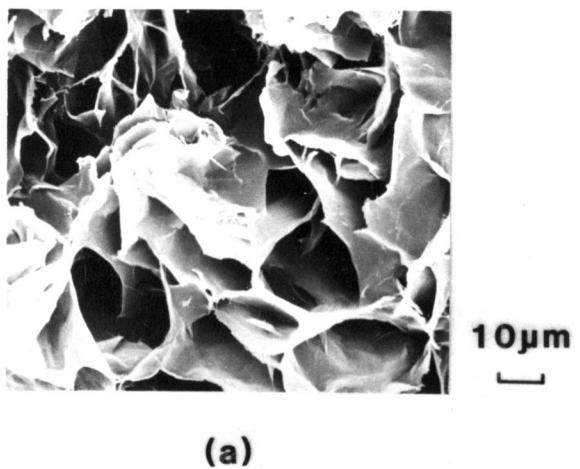
照射したレーザーのエネルギーが核融合ペレットにどのようないくつかの吸収機構でどの程度吸収されたかを知ることが爆縮過程を解明する第一歩である。照射したレーザーエネルギーの一部はターティゲットプラズマにより吸収され、その吸収されたエネルギーは熱電子、高速電子、X線輻射などとしてペレットターティゲットの爆縮に関与する。吸収されなかった残りのレーザーエネルギーは散乱光としてそのエネルギーを持ち去ることになる。このレーザー光のターティゲットプラズマによる吸収率は、散乱された（後方散乱、側方散乱）レーザー光のエネルギーを測定することにより間接的に

ではあるが知ることができる。本実験では積分球を用いてフォームペレットの散乱光エネルギーを計測し、レーザー光吸收率を評価した。

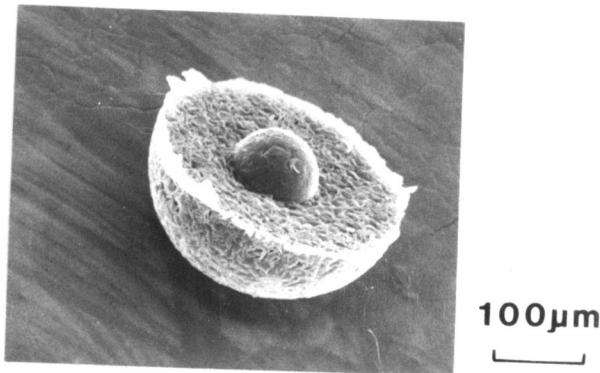
#### 4-2-1 実験方法

本章で述べるフォームペレットは次の過程を経て製作される。<sup>1)</sup>まず、プラスチックフォームの材料であるTPX(ホリ(4-メチル-1-ヘンテン)= $C_5H_{12}$ ,  $\rho_{TPX} = 0.83 \text{ g/cc}$ )を溶媒のジフェニルメタンに入れ、 $230^{\circ}\text{C}$ 付近まで加熱攪拌して溶かしTPXの溶液を作る。この溶液を銅で作ったフォームペレットの鋳型の中に入れてそのまま冷却する。その後、メタノールで溶媒であるジフェニルメタンを完全に抽出し、フォーム(泡)状になったTPXの半球状のものを製作する。燃料球を2つの半球状のフォームで包み込むことによりフォームペレットが完成する。実際のフォームペレットの電子顕微鏡写真を第4-2回に示す。この写真から本実験で用いたプラスチックフォームのセルの大きさは $15\sim20 \mu\text{m}$ 、その壁厚は $0.7\sim1.5 \mu\text{m}$ である。吸収率計測においては中心におられた燃料球は不要なのでフォームボールを用いて実験を行なった。その直径は $300 \mu\text{m}$ である。このときのフォームの実効的な密度は $122 \text{ mg/cc}$ であった。吸収率計測においては比較のために低々<sup>2)</sup>固体密度のベリリウムをコートしたガラスマイクロバルーン(GMB) $139 \mu\text{m}$ 中を用いた。

レーザーは激光IV号レーザーシステムを用いた。波長は $1.05 \mu\text{m}$ で、パルス幅、レーザーエネルギーはそれぞれ $0.12 \text{ nsec}$ ,  $50 \text{ J/beam}$ と設定した。4本のレーザービームが正四面体の頂点方向から $F/1.15$ の非球面レンズでターディットへ集光される。集光パラメータ $b/R_0$ を0から-3.3まで変化させた。このとき、フォームペレット上での幾何学的な照射面積でのレーザー強度は $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ( $b/R_0 = -3.3$ )～ $7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ( $b/R_0 = 0$ )である。



(a)



(b)

第4-2図 フォームペレットの電子顕微鏡写真  
 (a) : フォームの表面  
 (b) : フォームペレット

計測は積分球を用いて側方散乱光エネルギーの評価を行なった。積分球は球の内壁を完全拡散面にしたもので、球の内壁上では光源からの直射光をさえぎる位置に關係なく照度が一定になる。その照度は光源から拡散面に到達する全光束に比例することから全散乱光計測に利用できる。その大きさは内径21cmであり、表面は完全拡散面となるように酸化マグネシウムがコートしてある。エネルギー検出器として1μmのバンドパスフィルターと光量調整のためのNDフィルターを付けたシリコンフォトダイオードを用いた。本実験においては2つのフォトダイオードで測定し、その相加平均をとった。この2つのフォトダイオードの指示値の相違は±10%であった。レンズの集光コーン内への後方散乱光に対しては、別に光カロリーメーターを設置し、後方散乱光エネルギーを測定した。

## 4-2-2 実験結果及び検討

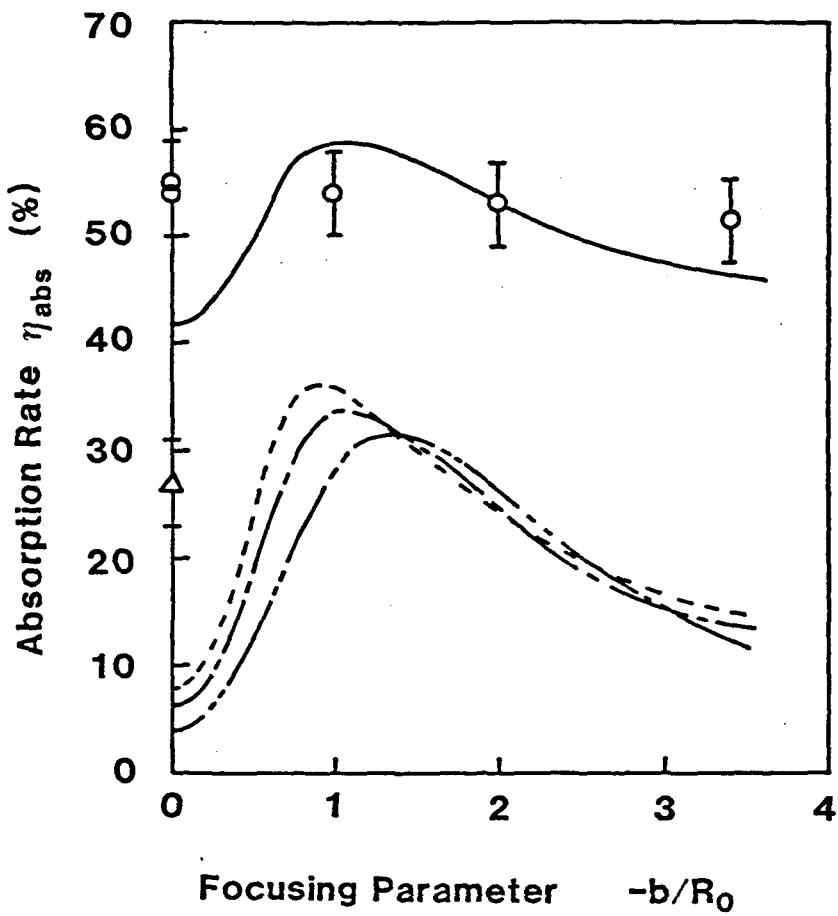
第4-3図にフォームペレットのレーザー光吸收率の集光条件に対する依存性を示す。また、 $b/R_0 = 0$  でレーザー強度がフォームペレットの場合と同じになる照射条件ごとのベリリウムコート GMB のレーザー光吸收率をも示す。第4-3図をみてわかるよろにフォームペレットのレーザー光吸收率はレーザーの集光条件にほとんど依存せず、55% であった。この値はベリリウムコート GMB の吸収率にくらべて近く高い値である。

この吸収率の特性を検討するために、計算機コード "ABS"<sup>12)</sup> を用いてシミュレーションを行ない、実験値と比較した。この計算機コードの特徴は以下のとおりである。

- (i) 古典吸収と共鳴吸収過程が考慮されている。
- (ii) 2つの密度スケール長  $L_1$ ,  $L_2$  をもつ球対称プラズマで、光線軌跡法を用いて吸収率を計算している。ここで、長い方の密度スケール長  $L_2$  は、 $L_2 \sim C_s \times t_{pulse}$  ( $C_s$ : プラズマ中の音速,  $t_{pulse}$ : レーザーパルス幅) として評価している。
- (iii) レーザーパルス幅内ではプラズマは定常状態であるとみなしている。
- (iv) プラズマの電子温度は空間的には均一である。レーザー強度(集光条件に対しては次の比例則)にしたがうものとする。<sup>3)</sup>

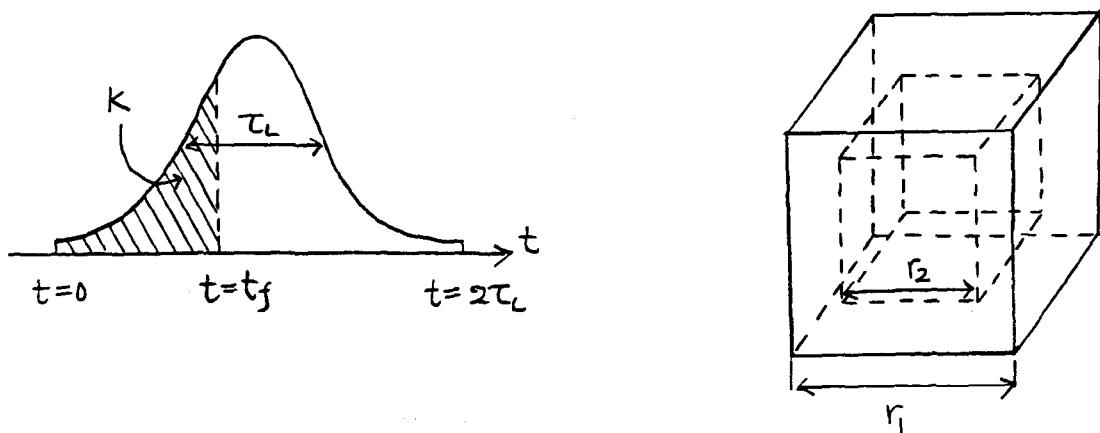
$$T_e \sim 760 \left( \frac{I_L}{10^{15}} \right)^{0.25} \sim 0.135 \left( \frac{P_L}{S_L} \right)^{0.25} \quad [eV] \quad (4-1)$$

ここで、 $I_L$  はレーザー強度 [ $\text{W/cm}^2$ ],  $P_L$  はレーザーパワー [ $\text{W}$ ],  $S_L$  は照射面積 [ $\text{cm}^2$ ] である。この比例則は  $b/R_0 = -2.0$  の場合 720 eV となり、実験において Ross-Filter 法を用いた X 線 PIN ダイオードならびにチャージコレクターにより評価した値 700~1000 eV とはほぼ一致する。



第4-3図 フームハレットのレーザー光吸收率の集光条件依存性

( ---  $K=0, L_1=2 \mu m$   
 - - -  $K=0, L_1=4 \mu m$   
 - - - -  $K=0, L_1=6 \mu m$   
 —  $K=90, L_1=4 \mu m, t_f=110 \text{ psec}$ 
)



第4-4図 フームハレットのレーザー光吸收モデル

第4-5図 フームの立体構造モデル

また、この計算機コードの妥当性はベリリウムをコートしたポリエチレンマイクロバルーンの集光条件依存性の実験において、絶対値とともに確かめられて<sup>2)</sup>いる。

スケール長 $L_1$ を $2, 4, 6 \mu\text{m}$ と変化させたときの集光条件依存性を第4-3図に示す。また、密度スケール長 $L_2$ の変化は吸収率にほとんど寄与しないことが判った。いずれの場合も実験値より低く、集光条件に大きく依存する。 $b/R_0 = 0$ においてはレーザー光はターゲットプラスマに対してすべて垂直に入射するため共鳴吸収過程は起こらず古典吸収のみとなる。集光パラメータ $b/R_0$ を大きく(-側へ)していくとレーザー光はターゲットプラスマに対して斜めに入射することになるため、その臨界密度が小さくなり、古典吸収は单调に減少する。この計算機シミュレーション結果において、集光条件依存性に大きく寄与している吸収過程は共鳴吸収によるものである。 $b/R_0 = -1^{\circ} \sim -1.5^{\circ}$ で最大値を示すのは、この集光条件でできるレーザーの入射角が共鳴吸収曲線の最大値を与える値に対応するからである。

それに対してフォームペレットの場合には集光条件に対してこのような吸収特性を示していない。そこで次のような吸収過程を考えた。第4-2図にも示したように、プラスチックフォームはセル構造をしているため、レーザー照射の初期段階ではレーザー光がセルの中へ進入し、多重反射をくり返すうちにそのエネルギーのはば $100\%$ が吸収される過程である。このような状況による吸収率への寄与は、セルの大きさとレーザーパルス幅、入射角などにより決まるものと考えられる。セルが大きいほどレーザー光はセル中へ進入しやすく、レーザー光の入射角がセルの壁に対して平行なほど奥深くまで進入することができる。そしてこのセルがプラスマで満されるまでの時間まで上述した状況は続き、その時間はセルの大きさと壁からのプラスマの膨張速度に依存する。このセルがプラスマで満される時間がレーザーパルス幅にくらべて長いときは吸収率の増大が期待できる。

そこで、計算機シミュレーションの中にこの効果を次のように考慮した。第4-4図のよう時に時刻  $t_f$  までは入射レーザー光のうち  $K\%$  のものはセル中へ進入し完全吸収される。残りの  $(100-K)\%$  のレーザー光はコードに従って古典吸収、共鳴吸収が計算される。時刻  $t_f$  が  $t_f$  より大きくなれば“入射レーザー光のすべてがコードに従って計算される”と考える。この  $K$  の値はプラスチックフォームを第4-5図のような立方体構造で近似したときの開口率で評価する。この場合、TPXの密度  $\rho_{TPX}$ 、フォームの実効密度  $\rho_{foam}$  と  $K$  の間には次の関係式が成り立つ。

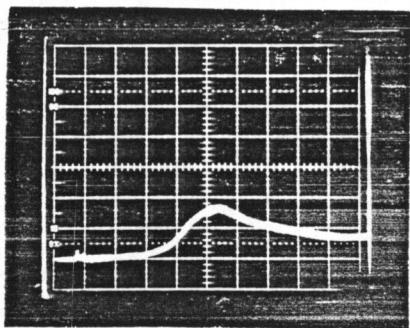
$$\frac{\rho_{foam}}{\rho_{TPX}} = \frac{r_1^3 - r_2^3}{r_1^3} = 1 - \left(\frac{K}{100}\right)^{1.5} \quad (4-2)$$

$$K \equiv \frac{r_2^2}{r_1^2} \times 100$$

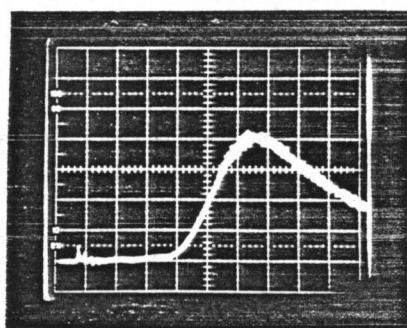
この式に本実験で用いたパラメーター  $\rho_{foam} = 122 \text{ mg/cc}$ ,  $\rho_{TPX} = 0.83 \text{ g/cc}$  を代入し、 $K$  の値を求めると  $K = 90$  となる。すなわち、レーザー照射の初期段階では 90% のレーザー光がセル中へ進入し、完全吸収されることになる。 $K = 90$  として  $t_f$  を変化させ、計算機コードによる集光条件依存性が実験値と適合する  $t_f$  を求めると  $t_f \sim 110 \text{ psec}$  となる。 $\tau_L = 120 \text{ psec}$  であるからレーザー ハルスの半分程度は先に述べたレーザー光がセル中へ进入する状況が実現されているものと考えられる。遮断密度領域が音速  $C_s$  程度で膨張すると仮定する。 $T_e \sim 800 \text{ eV}$  では  $C_s \sim 2 \times 10^7 \text{ cm/sec}$  となり、第4-2図に示されたような  $20 \mu\text{m}$  程度の大きさのセルは  $50 \text{ psec}$  程度の時間でプラズマで満されることになる。この時間はレーザーハルス幅のほぼ半分であり、計算機コードで算出される値とよく一致をみる。 $b/R_0 = 0$  で実験値と計算値が一致しない理由は、 $b/R_0 = 0$  のような局所的な照射では実際には計算機で仮定している球対称プラズマの条件から逸脱しているためと考える。本来、 $b/R_0 = 0$  の集光条件では古典吸収のみであるが、ターゲットプラズマが球対称でないため共鳴吸収の寄与があらゆるところ、実験では

計算値より高い吸収率が評価されているものと思われる。

フォームペレット照射時に得られたチャージコレクター信号を第4-6回に示す。 $b/R_0 = 0$ で幾何学的な照射面積から算出されるレーザー強度は $7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ であるが、 $10^8 \text{ cm/sec}$ を超える速度をもつイオン（高速イオン）の量は非常に少ないと判る。ポリエチレンなどをコートした従来のペレットであれば高速電子が生成する双極性電場により加速される高速イオンが観測されるようなレーザー強度領域である。更にX線PINダイオードの信号よりkeV領域のX線発生量も少なかった。これはフォームペレットの場合、プラスチックフォームの表面形状からレーザー入射角が共鳴吸収を起しやすい条件にならず、そのため高速電子の発生量が少なく、X線PINダイオード信号も小さく出たと考える。また、高速電子が発生してもセルの内部では高速イオンを生成するような双極性電場が形成されないものと推測される。従来のペレットでは高速電子は半径方向に発生するが、フォームペレットの場合はフォームの形状からみても半球形に近いようにペレットに対してはむしろ方位角方向に発生しやすい状況にある。すなわち、フォームペレットにおいて発生した高速電子は横方向のエネルギー輸送、あるいはフォーム層の加熱などに働き、双極性電場を形成するものは少ないものと考える。



(a)  $b/R_0 = 0$



(b)  $b/R_0 = -2.7$

第4-6回 フォームペレット照射時のチャージコレクタ信号波形

(a)  $I_L = 6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $0.5 \text{ V/div}$ ,  $100 \text{ ns/div}$

(b)  $I_L = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $0.5 \text{ V/div}$ ,  $100 \text{ ns/div}$

### § 4-3 求心衝撃波駆動による爆縮一様性の向上

低密度フォームを用いてレーザー光吸收領域とブッシュ領域の距離を遠ざけることで、吸収エネルギーの空間分布の不均一性がブッシュ一面の駆動圧力分布においてどの程度改善されるかを定量的に評価することを目的として実験を行なった。ブッシュ領域の観測にはX線ラジオグラフ法を用い、2次元像からその一様性を評価した。

#### 4-3-1 実験方法

本実験においては、直径 $100\mu\text{m}$ 、肉厚 $1\mu\text{m}$ のガラスマイクロバルーン(GMB)に実効密度が $122\text{mg}/\text{cc}$ のプラスチックフォーム層を $100\mu\text{m}$ つけたターゲットを用いた。燃料として $\text{D}_2$ ガスを $4.7$ 気圧封入した。

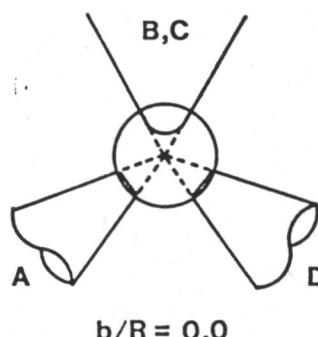
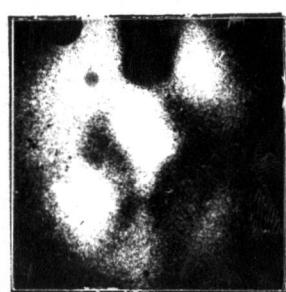
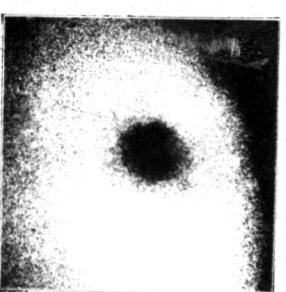
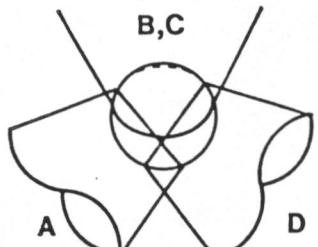
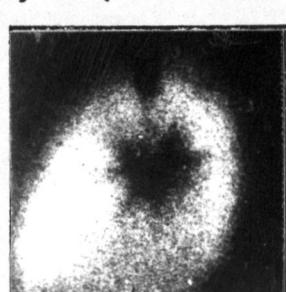
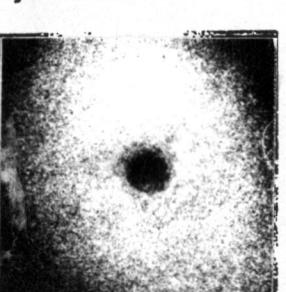
レーザーは吸収率計測のときと同様に激光IV号レーザーシステムを用いた。レーザー波長 $1.05\mu\text{m}$ 、レーザーパルス幅 $0.12\text{nsec}$ 、レーザーエネルギー $40\text{J}/\text{beam}$ とした。レーザーの集光条件は $b/R_0 = 0, -2.7$ の2つに固定し、集光条件による爆縮一様性の変化、また、同集光条件におけるフォームペレットと従来の低密度固体密度アブレーターペレットの爆縮一様性の違いに注目して実験を行なった。レーザー強度は $b/R_0 = -2.7$ のときで $5 \times 10^{14}\text{W/cm}^2$ である。

計測手段としてX線ラジオグラフ法を用いて爆縮プラズマの形状を観測し、一様性の評価を行なった。X線源ターゲットとしてモリブデン( $\text{Mo}, z=42$ )を用いた。その発光時間はおよそ $120\text{psec}$ である。このモリブデンプラズマより発生するX線をベリリウム $75\mu\text{m}$ のフィルターをかけたX線ビニホールカスラーで計測することにより、 $2.6\text{keV}$ X線によるラジオグラフが得られる。このエネルギーのX線はプラスチックフォームに対しては不透明度

が最大 0.4 であり（ちなみにガラスに対しては 4 となる）、充分透明となるためガラス プッシュ シャー 領域の観測が可能である。ピッホール 径は  $12 \mu\text{m}$  の直径のものを用いた。X 線ピッホール カメラをもう一台、X 線源とフォームペレットの X 線像が分離して観測できるように配置した。また、レーザー光吸収領域の温度、プロスマ粒子を観測するため、X 線 PIN ダイオード、チャージコレクターを配置した。

#### 4-3-2 実験結果及び検討

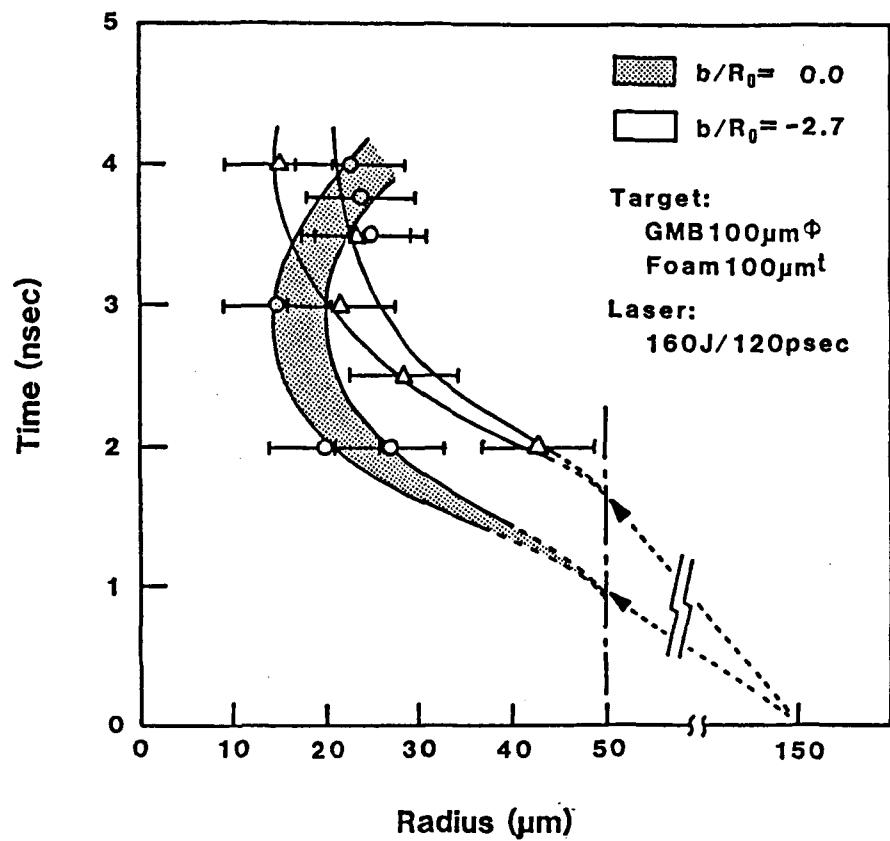
第 4-7 図に集光パラメータ  $b/R_0$  が 0, -1.7 ～ -2.7 の場合のベリリウム、ポリエチレンコートした従来のペレットとフォームペレットの X 線ラジオグラフを示す。ベリリウム、ポリエチレンをコートしたペレットにおいて大きな非一様性が観測されていて、フォームペレットの場合ガラス プッシュ シャー 面において従来のペレットで観測されていた大きな非一様性は観測されず、球対称に圧縮されていることが判る。第 4-8 図には得られた X 線ラジオグラフのガラス プッシュ シャー の平均半径を時間に対してプロットした流線図を示す。ここで、図中の流線の幅はショット毎のはらつきを示すものである。レーザー照射時からガラス プッシュ シャー が内側へ動き出すまでに遅延時間のあることが判る。 $b/R_0 = 0$  のときでその遅延時間は  $1.0 \text{ nsec}$ ,  $b/R_0 = -2.7$  のときで  $1.65 \text{ nsec}$  である。1 次元の爆縮流体コード HIMICO<sup>4)</sup> で計算機シミュレーションした結果を第 4-9 図に示す。このシミュレーションコードには(4-2)節で述べたフォームの吸収過程は考慮されていないため、吸収率を人為的に変化させてガラス プッシュ シャー の爆縮の動きが実験と一致するよう調整した。計算機シミュレーションにおける衝撃波到達以前のガラス 球殻の膨張は高速電子によるものである。このシミュレーション結果からガラス プッシュ シャー は衝撃波で駆動されていることが予測される。

Focusing Condition	Low Z coated shell	Foam layered GMB
 $b/R = 0.0$	<p>Delay 300psec</p>  $GMB 160\mu m^\phi + CH_2 5.5\mu m^t$	<p>Delay 3.5nsec</p>  $GMB 100\mu m^\phi + Foam 100\mu m^t$
 $b/R = -1.7 \sim -2.7$	<p>Delay 800psec</p>  $CH shell 140\mu m^\phi + Be 2\mu m^t$	<p>Delay 4.0nsec</p>  $GMB 100\mu m^\phi + Foam 100\mu m^t$

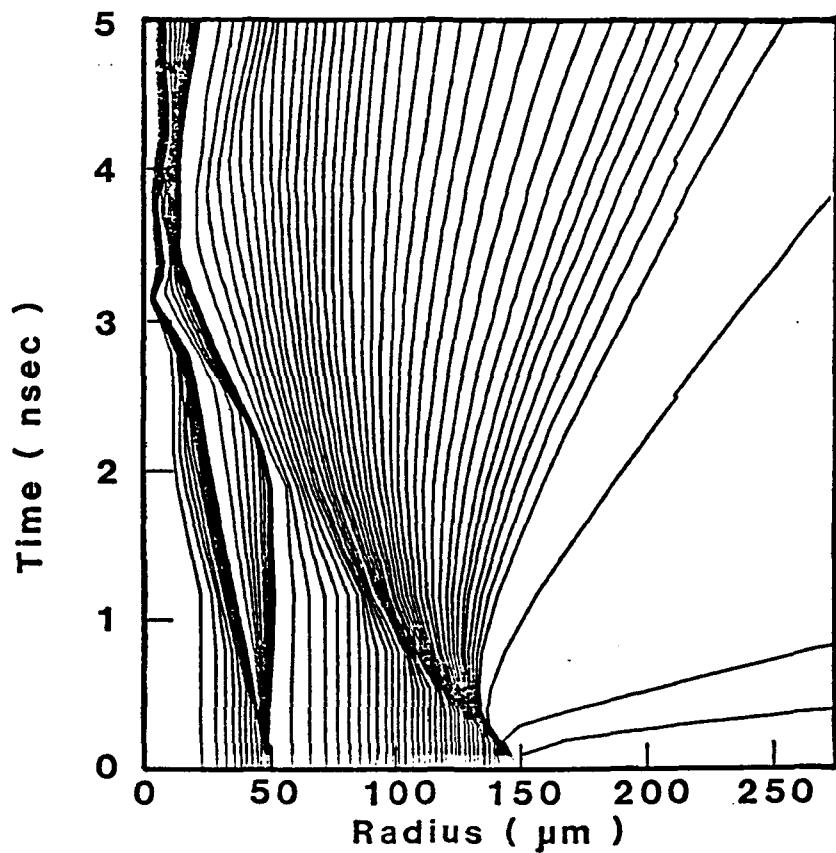
第4-7図 フォームペレットと低Z物質コートペレットのX線ラジオグラフ  
( フォームペレット :  $b/R_0 = 0, -2.7$  )  
 $CH_2, Be$  コートペレット :  $b/R_0 = 0, -1.7$  )

### (1) 衝撃波駆動型爆縮

ガラスシャーを駆動する要因としてまず第一に考えらるるのは、アブレーション波面がガラス面に到達し直接ガラス殻を駆動する場合である。この照射レーザー強度ではかかるフォーム層の厚さは質量アブレーション率からおよそ $5\mu m$ 程度である。<sup>5)</sup> フォーム層の厚さ $100\mu m$ に対して充分小さいものである。したがって、アブレーション波面がガラス殻に到達し、これを駆動しているとは考えられない。次には高速電子あるいはX線輻射によりシャー領域まで吸収エネルギーが輸送されることが考えら



第4-8図 フォームヘットの流線図



第4-9図 フォームヘットの爆縮シミュレーション

れる。チャージコレクターならびにX線PINダイオードの信号より評価できる高速電子の温度は最大4keVであり、この温度の電子の平均自由行程を次式により評価すると。<sup>6)</sup>

$$l_f \sim 1.44 \times 10^{19} \times \frac{T_h [keV]^2}{n_i [cm^{-3}] \times Z^{3/2} \times \ln A} [cm] \quad (4-3)$$

$l_f \sim 5 \mu m$ となる。したがって、ガラスフッシャ一面までエネルギーを輸送し、駆動に寄与する電子の数は少ないと判断できる。また、X線輻射によるエネルギー輸送についても、X線発生量の少ないことがX線ピンホールカメラ、X線PINダイオードにより確かめられており、これらによるエネルギー輸送の可能性は小さい。高速電子にしてもX線輻射にてもガラスフッシャーの内側への運動開始がレーザー照射にくらべて遅延することは説明できない。さらに第4-10図にX線ラジオグラフ法によりフォーム層を伝播中と思われる衝撃波が観測されている。以上のことを考え合わせると、計算機シミュレーション結果からも予測されたように、フォームペレット爆縮は衝撃波駆動型爆縮であると考えられる。

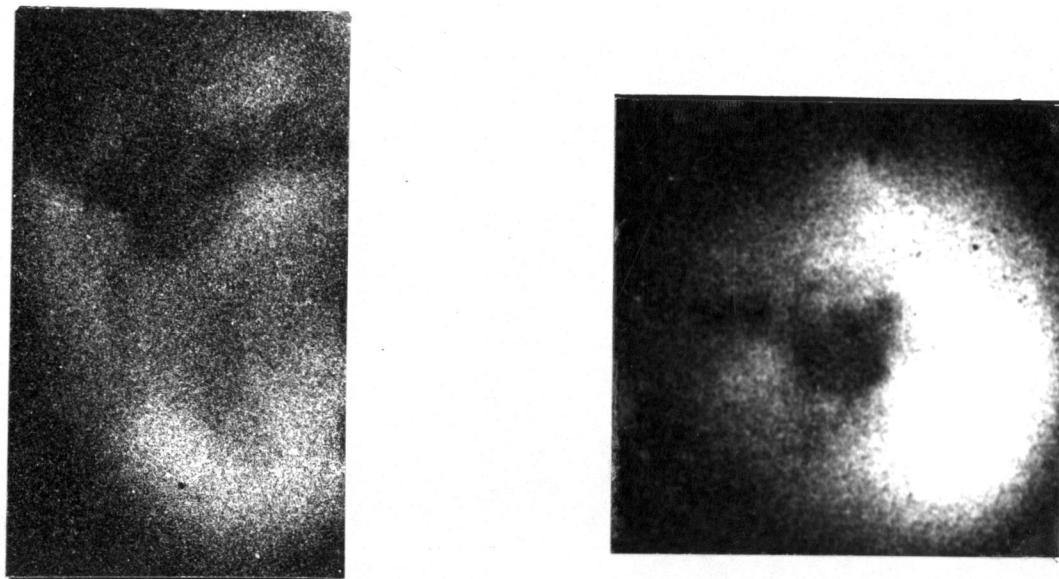
## (2) 爆縮一様性の向上と緩和係数

第4-11図に爆縮の一様性を示すパラメーターの一つである $\delta R/R_0$ の時間変化を示す。ここで、 $R_0$ は初期のペレット半径であり、 $\delta R = (R_1 - R_2)/2$  ( $R_1, R_2$ : X線ラジオグラフの最大、最小半径) である。同様にフッシャー駆動圧力の一様性、吸収エネルギーの一様性を $\delta P/P$ ,  $\delta I_a/I_a$ と定義する。自由落下モデルを考えてこれらの量を関係づけると次のようになる。

$$\frac{\delta R}{R_0} = \frac{\delta P}{P} \times \frac{t}{\tau_{imp}} \quad (4-4)$$

$$\frac{\delta P}{P} = f \times \frac{\delta I_a}{I_a} \quad (4-5)$$

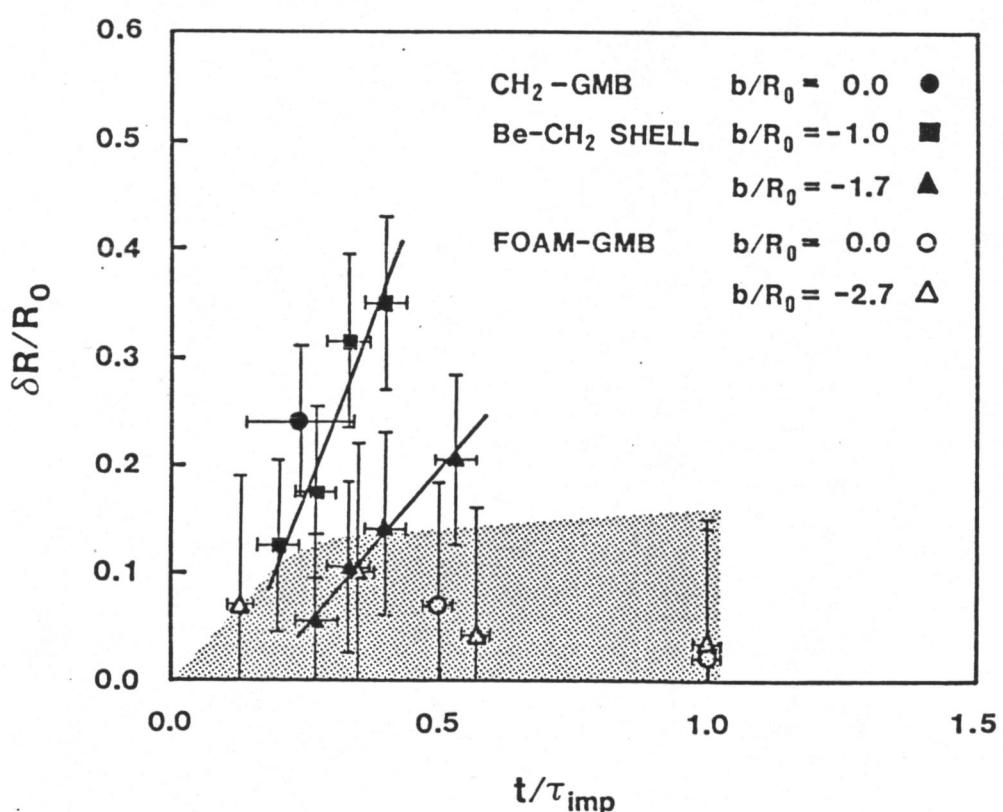
ここで、 $\tau_{imp}$ はペレットの爆縮時間であり、 $f$ を緩和係数といふ



(a) GMB 100  $\mu\text{m}$  + foam 150  $\mu\text{m}$   
90 J/80 ps 2 nsec delay

(b) GMB 100  $\mu\text{m}$  + foam 100  $\mu\text{m}$   
60 J/80 ps 3 nsec delay

第 4-10 図 衝撃波の X 線ラジオグラフ



第 4-11 図 爆縮一様性の時間変化

ことにする。レーザーの吸収分布を計算機コード“ABS”により調べてみると、本実験の集光条件においては  $\delta I_0/I_0 \sim 1$  である。これはレーザー光により直接照射されない部分が存在するからである。第4-11回の  $\delta R/R_0$  の  $t/t_{imp}$  に対する傾きを評価すると、ベリリウムコートポリエチレンペレットで  $b/R_0 = -1.7$  の場合  $\delta P/P \sim 0.4$  であり、フォームペレットの場合  $b/R_0 = 0, -2.7$  いずれの場合でも  $\delta P/P$  は最大  $0.2$  である。この数値と(4-5)式を使って緩和係数  $f$  を求めると、

$$\begin{aligned} \text{ベリリウムコートポリエチレンペレット} &: f \sim 0.4 \\ \text{フォームペレット} &: f < 0.2 \end{aligned}$$

となる。すなわち、フォームペレットの場合、 $b/R_0 = 0$  という局所的な照射条件においても プッシュャー駆動圧力分布の不均一性はレーザー吸収エネルギー分布の不均一性の 20% 以下に向上することを示している。それに対して、直接駆動型のベリリウムコートポリエチレンペレットにおいては、 $b/R_0 = -1.7$  の照射条件で 40% 程度にしか一様性は改善されないとなる。

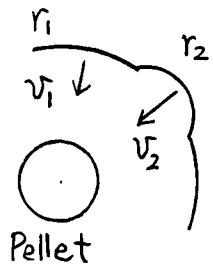
### (3) 衝撃波の流体力学的特性

このフォームペレットにおける駆動圧力分布の一様性向上のメカニズムは、衝撃波駆動型爆縮であることを考えるとフォーム中を伝播する衝撃波の流体力学的特性が大きな役割を果していふと考える。その第1は、第4-12回に示すような求心衝撲波の特性である。曲率半径  $r$  と求心衝撲波面の速度  $v$  との間には次の関係式が成り立つことが知られてゐる。<sup>7)</sup>

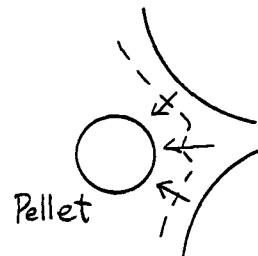
$$v \times r^{\frac{\alpha}{\lambda}} = \text{const.}$$

$$\therefore v \propto r^{-\frac{\alpha}{\lambda}} \quad (4-6)$$

ここで、 $\alpha$  は幾何学的形状により決まる値で円筒形状の場合  $\alpha = 1$



第4-12図 求心衝撃波の速度



第4-13図 衝撃波の衝突による  
ジェットの発生

であり、球形状の場合は $\alpha = 2$ である。また、入は断熱定数 $\gamma$ を使って次のように定義される。

$$\lambda = \frac{\gamma + 2}{\gamma} + \left( \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} \quad (4-7)$$

$\alpha, \lambda > 0$ であるから、(4-6)式は $K$ を正の定数として

$$v \propto \frac{1}{r^k} \quad (4-8)$$

とあらわされる。第4-12図において $r_1 > r_2$ であるから各衝撃波面の速度 $v_1, v_2$ の間に $v_1 < v_2$ なる関係が成立する。すなわち、衝撃波の遅れた部分が先行した部分に追いつくことが可能となる。

第二に考えられるのは、第4-13図に示すような衝撃波どうしの衝突によるジェットの発生である。このジェットの速度は衝撃波の速度より大きく、ターゲット中心に向かうものと推測される。これもまた、衝撃波の遅れた部分が先行した部分に追いつくことが可能となるため、フッシャー領域一様運動のメカニズムの

1つであると考える。

このような衝撃波のフォーム中の流体力学的なふるまいに注目してフォームペレットの爆縮過程のシミュレーションを2次元のPICコード<sup>(9)</sup>を用いて行なった。その一例を第4-14図に示す。この計算機シミュレーションにおいては、Z軸に対して回転対称であり、図中に示したレーザー照射になつている。計算パラメータは次のとおりである。

$$\text{タービネット} : \text{GMB } 100\mu\text{m}\phi / 1\mu\text{m}^2 \quad \text{フォーム } 100\mu\text{m}^2 \\ \rho_{\text{foam}} = 120 \text{ mg/cc}$$

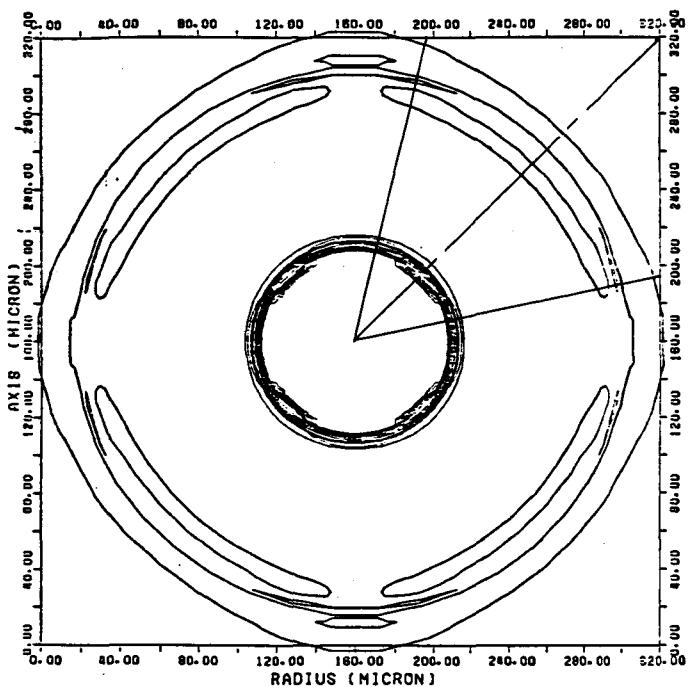
$$\text{レーザー} : 160 \text{ J} / 0.12 \text{ nsec}$$

衝撃波の発生ならばにその速度は実験値とほぼ一致している。またガラスプロッシャー面においても空間的に一様な圧力分布がうかがわれる。

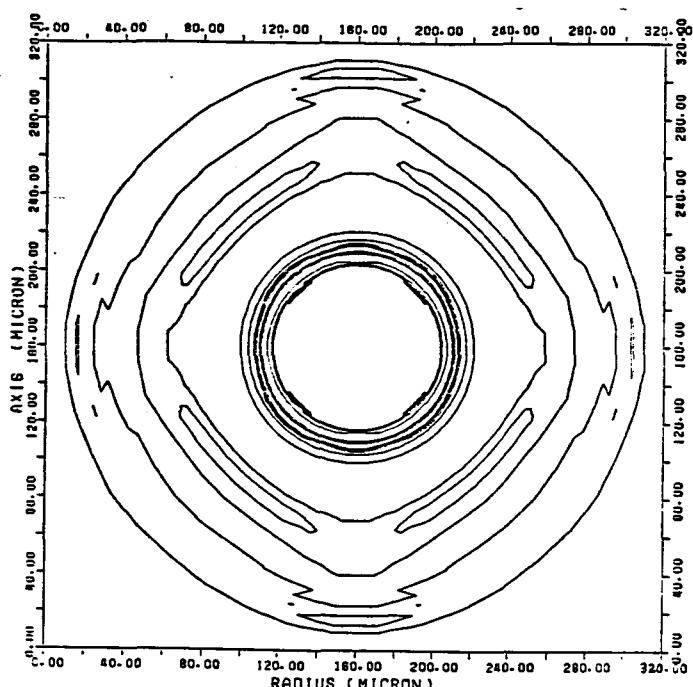
次にガラス球殻と燃料ガスが衝撃波駆動によりどの程度加熱されるかを評価するため、まず衝撃波がフォーム層伝播する時間と(4-6)式を使って衝撃波がガラスプロッシャー面に到達したときの速度を求める。14-6)式の比例定数をA、衝撃波の伝播時間をTとおくと、

$$T = \int_{t_2}^{t_1} dt = \int_{R_2}^{R_1} \frac{dr}{v} = \int_{R_2}^{R_1} \frac{dr}{Ar^{-k}} \\ = \frac{1}{A(1+k)} \left\{ R_1^{(1+k)} - R_2^{(1+k)} \right\} \quad (4-9)$$

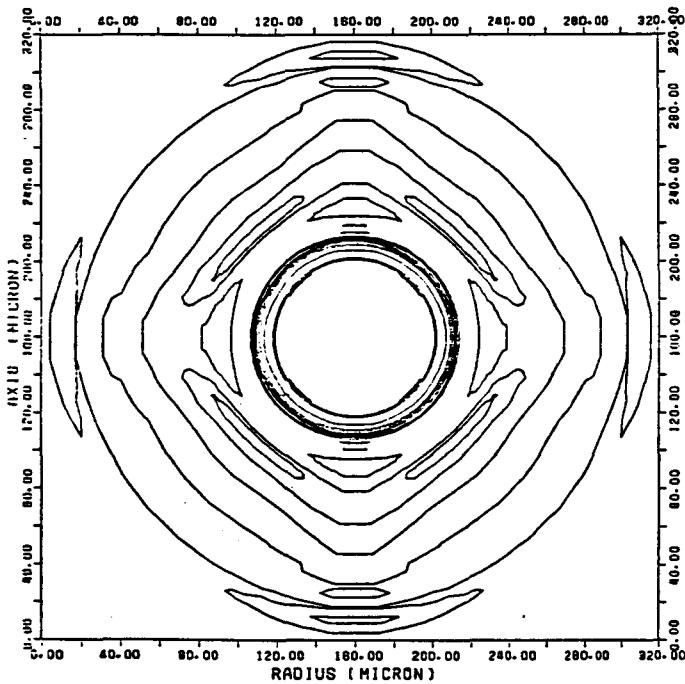
となる。球の場合 $\alpha=2$ であり、 $\gamma=5/3$ とすると(4-7)式より $\lambda=4.44$ となり、 $k=0.45$ となる。 $b/R_0=-2.7$ のときの $T=1.65$  [nsec]を代入してAの値を求めると、 $A=-7.55 \times 10^5$ となり、負の符号は内側へ向かうことを意味する。これより $v_{r=R_1} \sim 8.2 \times 10^6$  cm/secとなる。また、 $b/R_0=0$ の場合は第4-10図でみられるように上述の場合とは逆の計算になる。すなわち、 $R_1$ としてはレーザー照射のスポット半径の $50\mu\text{m}$ 、 $R_2$ は $150\mu\text{m}$ 、 $T \sim 1.0 \text{ nsec}$ として $R_2$ での速度がガラスプロッシャー面での速度となり、 $v_{r=R_2}=$



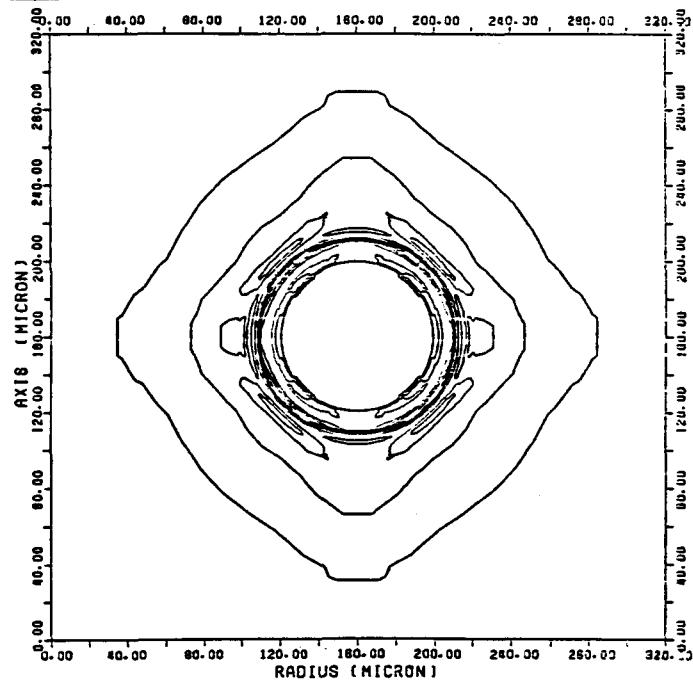
$t = 400 \text{ ps}$



$t = 800 \text{ ps}$



$t = 1000 \text{ ps}$



$t = 1200 \text{ ps}$

第4-14図 2次元PICコードによる3フォームヘレットの爆縮シミュレーション

$8.3 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  となる。このように衝撃波がフォームを伝播する平均速度は  $b/R_0 = 0, -2.7$  でそれそれ  $1 \times 10^7, 6 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  であるが、ガラスプロッシャ一面での速度はいづれの照射条件の場合もほぼ  $8.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  であると考えられる。ここれはガラスプロッシャーの爆縮速度が  $b/R_0 = 0, -2.7$  でそれそれ  $3.2 \times 10^6, 3.0 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  とほぼ等しい値を示すことからも推察できるものである。

#### (4) 衝撃波駆動型爆縮のモデル化

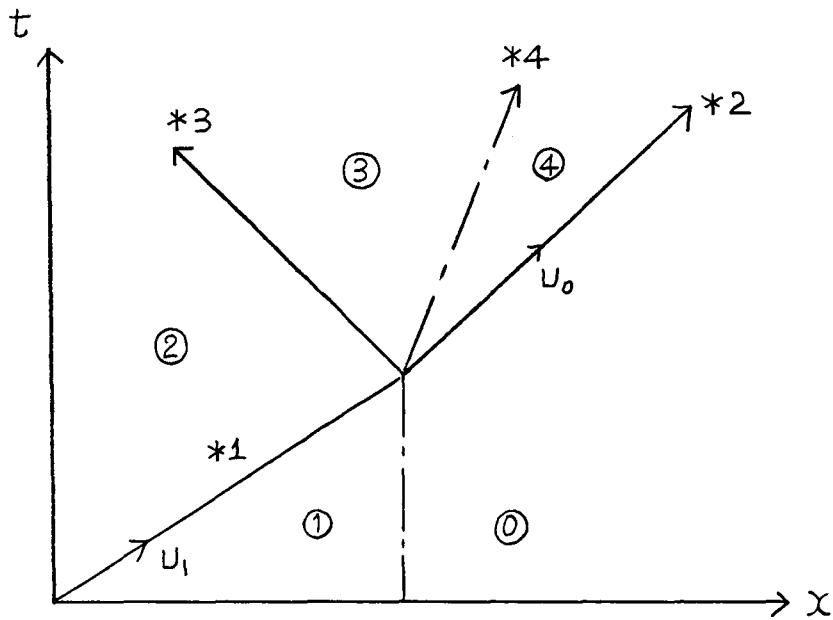
衝撃波駆動型爆縮のダイナミックスをモデル化してシミュレーション結果を説明するため、この  $8.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  の衝撃波速度と物質中の衝撃波の関係式<sup>9)</sup>を解き、爆縮速度の評価を行ない、ガラス球殻と燃料ガスの加熱量を算出する。まず第1に衝撃波がフォーム層からガラス層へ、次にガラス層へ透過した衝撃波が燃料層へ伝播すると考える。それらの場合について衝撃波の関係式より加熱量を算出する。

#### (a) 衝撃波がフォーム層からガラス層へ伝播する場合

第4-15図に示すように、フォーム層を速度山で伝播してきた衝撃波はガラス層に衝突することにより、一部は反射衝撃波として、一部は透過程衝撃波として透過する。第4-15図のように(0~4)の状態を考え、密度  $\rho$ 、流体の速度  $v$ 、圧力  $P$ 、衝撃波の速度(マッハ数)  $M$ 、音速  $a$  にそれそれ 0 から 4 までの添字をつけてあらわす。\*1 ~ \*4 までの境界で以下の関係式が成り立つ。

境界面 \*1 において

$$v_2 = v_1 + \frac{2(M_1^2 - 1)}{(v+1)M_1} a_1 \quad (4-10)$$



第4-15図 フォーム層からガラス層への衝撃波の伝播モデル

$$\rho_2 = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2 + 2} \cdot \rho_1 \quad (4-11)$$

$$P_2 = P_1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_1^2 - 1) P_1 \quad (4-12)$$

境界面\*2において

$$v_4 = v_o + \frac{2(M_o^2 - 1)}{(\gamma+1)M_o} a_o \quad (4-13)$$

$$\rho_4 = \frac{(\gamma+1)M_o^2}{(\gamma-1)M_o^2 + 2} \rho_o \quad (4-14)$$

$$P_4 = P_o + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_o^2 - 1) P_o \quad (4-15)$$

境界面\*3において

$$v_3 = v_2 - \frac{2(M_2^2 - 1)}{(\gamma+1)M_2} a_2 \quad (4-16)$$

$$\rho_3 = \frac{(\gamma+1)M_2^2}{(\gamma-1)M_2^2 + 2} \rho_2 \quad (4-17)$$

$$P_3 = P_2 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_2^2 - 1) P_2 \quad (4-18)$$

境界面  $\neq 4$  において

$$v_3 = v_4 \quad (4-19)$$

$$P_3 = P_4 \quad (4-20)$$

$\gamma$ -カーブを伝播する衝撃波が strong shock であるとすると、(4-10)～(4-12) 式は次のようになる。

$$v_2 = \frac{2}{\gamma+1} U_1 = \frac{3}{4} U_1 \quad (4-21)$$

$$\rho_2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_1 = 4\rho_1 \quad (4-22)$$

$$P_2 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_1 U_1^2 = \frac{3}{4} \rho_1 U_1^2 \quad (4-23)$$

(4-21)～(4-23)式を(4-16)～(4-18)式に代入すると、

$$U_3 = \frac{3}{4} U_1 - \frac{3}{4} \frac{M_2^2 - 1}{M_2} a_2 \quad (4-24)$$

$$\rho_3 = \frac{8M_2^2}{2M_2^2 + 6} \times 4\rho_1 = \frac{16M_2^2}{M_2^2 + 3} \times \rho_1 \quad (4-25)$$

$$\begin{aligned} P_3 &= \frac{3}{4} \rho_1 U_1^2 + \frac{5}{4} (M_2^2 - 1) \frac{3}{4} \rho_1 U_1 \\ &= \frac{15}{16} \left( M_2^2 - \frac{1}{5} \right) \rho_1 U_1^2 \end{aligned} \quad (4-26)$$

これらの式と(4-13)～(4-15), (4-19), (4-20)式を用いると、(4-13)式において初期にガラスは液体運動をしていないものとして  $v_0 = 0$  とする。

$$\frac{3}{4} U_1 - \frac{3}{4} \cdot \frac{M_2^2 - 1}{M_2} a_2 = \frac{3}{4} \cdot \frac{M_0^2 - 1}{M_0} a_0 \quad (4-27)$$

$$\frac{15}{16} \left( M_2^2 - \frac{1}{5} \right) \rho_1 U_1^2 = \left\{ 1 + \frac{5}{4} (M_0^2 - 1) \right\} P_0 \quad (4-28)$$

(4-28)式より

$$M_0^2 = \frac{1}{5} + \frac{3}{4} \left( M_2^2 - \frac{1}{5} \right) \frac{\rho_1 U_1^2}{P_0} \quad (4-29)$$

上式と(4-27)式を用いて  $M_2$  を求めると。ここで、フォームならびにガラスの電離はそれほど進んでいないとして  $a_0, a_2$  は中性気体中の音速表示で代用する。すなはち、

$$a_0 \sim \left( \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (4-30)$$

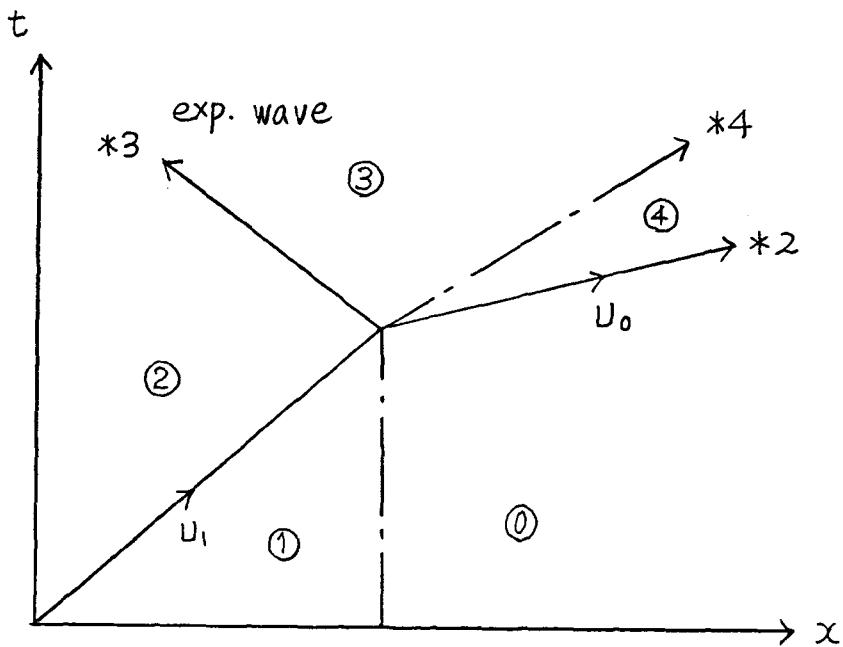
$$a_2 \sim \left( \gamma \frac{P_2}{\rho_2} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{5}{3} \cdot \frac{\frac{3}{4} \rho_1 U_1^2}{4 \rho_1} \right)^{1/2} \sim \frac{\sqrt{5}}{4} U_1 \quad (4-31)$$

となる。ここでガラスの予備加熱温度 ( $P_0$  算出のために必要となる) はシミュレーション結果を参考にして 5 eV とする。 $U_1 = 8.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  なる値を用いて (4-27) 式より  $M_2$  を求めると  $M_2 = 1.68$  となる。(4-29) 式より  $M_0$  を求め、(4-13) ~ (4-15) 式によりガラス層のパラメーターを求めると次のようになる。

{ ガラス層を伝播する衝撃波の速度	: $3.3 \times 10^6 \text{ cm/sec}$
{ ガラス層の流体の速度	: $2.3 \times 10^6 \text{ cm/sec}$
ガラス層の温度	: 17 eV

### (b) ガラス層から燃料ガス層へ伝播する衝撃波の場合

第4-16図に示すように先ほどと異なり境界面 \*3 においては希薄波となることが予想される。これはガラス層の密度にくらべ燃料ガス層の密度が充分小さいからである。先ほどと同じ状態番号、境界面番号につけかえて方程式をたてる。境界面 \*1 では状態はすべて先ほど計算されているので方程式は不要となる。



第4-16図 ガラス層から燃料ガス層への衝撃波の伝播モデル

境界面\*2において

$$U_4 = \frac{2(M_0^2 - 1)}{(\gamma + 1) M_0} a_0 \quad (4-32)$$

$$\rho_4 = \frac{(\gamma + 1) M_0^2}{(\gamma - 1) M_0^2 + 2} \rho_0 \quad (4-33)$$

$$P_4 = P_0 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_0^2 - 1) P_0 \quad (4-34)$$

境界面\*3において

$$P_3 = P_2 \times \left\{ 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \cdot \frac{U_3}{a_2} \right\}^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4-35)$$

境界面\*4において

$$U_3 = U_4 \quad (4-36)$$

$$P_3 = P_4 \quad (4-37)$$

(4-34), (4-37)式より (4-35)式の左辺は、

$$P_3 = P_4 = P_0 + \frac{27}{\gamma+1} (M_0^2 - 1) P_0 = \frac{5}{4} (M_0^2 - \frac{1}{5}) P_0$$

(4-32), (4-36) 式より (4-35) 式の右辺は.

$$P_2 \times \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{v_3}{a_2} \right\}^{\frac{27}{\gamma-1}} = P_2 \times \left\{ 1 - \frac{1}{4} \frac{M_0^2 - 1}{M_0} \cdot \frac{a_0}{a_2} \right\}^5$$

したがって、(4-35)式は、

$$\frac{5}{4} (M_0^2 - \frac{1}{5}) P_0 = P_2 \left\{ 1 - \frac{1}{4} \frac{M_0^2 - 1}{M_0} \cdot \frac{a_0}{a_2} \right\}^5 \quad (4-38)$$

となる。  $P_2, a_2$  には先ほど結果を、  $P_0, a_0$  に関する初期にはガラスと燃料ガスは等温であったとして、これらの値を評価する。(4-38)式より  $M_0$  を求めると、  $M_0 = 2.6$  となり燃料ガス中の衝撃波の速度ならびに温度は次のようになる。

{ 燃料ガス層を伝播する衝撃波の速度 :	$7.3 \times 10^6 \text{ cm/sec}$
{ 燃料ガス層の温度 :	$15 \text{ eV}$

以上まとめると、 $8.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  の速度の衝撃波によりガラス層は  $17 \text{ eV}$ 、燃料ガスは  $15 \text{ eV}$  程度に加熱され、この衝撃波駆動によりガラス殻は内側へ  $2.3 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  の速度で爆縮することになる。このガラス殻の流体の速度は実験的に得られたガラスの爆縮速度  $3 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  より少し低い値となっている。実験においては衝撃波がフォーム層、ガラス殻を通過したあとも衝撃加熱されたフォームの圧力によりさらにガラスが加速を受けているため、計算値の方が若干小さめに評価されているものと考える。また、各層の加熱温度については、ガラスの温度上昇はシミュレーション結果とよく一致するが、燃料の温度についてはシミュレーション結果の方が若干高い値となる。これは第4-9図でも判るようにフォームを透過してきた少量の高速電子により  $5 \text{ eV}$  まで加熱されたガラス殻の膨張により燃料ガスは衝撃波が到達する以前から圧縮を受けている。シミュレーションにおいてはこの圧縮による温度上昇が加わるため、先ほど計算した値よりも高くなっていると考え

る。

次にこの加熱温度、ガラス殻の爆縮速度と最大圧縮時のガラス殻外径をもとにして燃料の到達密度を評価する。初期状態(a) ( $P_{op}, V_{op}, T_{op}, P_{of}, T_{of}$ ) から最大圧縮状態(b) ( $P_p, V_p, T_p, P_f, V_f, T_f$ ) まで断熱圧縮されるとして仮定する。(a)の状態としてガラスプッシャーが最大の速度(最大運動エネルギー)をもったときとし、このエネルギーが(b)の状態においてガラス殻と燃料ガスの内部エネルギーに変換されたとし、最大圧縮時にはプッシャー層と燃料層は圧力平衡を保っているものとする。(a)の状態におけるガラス層の膨張は先ほどの評価した温度で決まる音速程度で拡がったものとする。ガラス、燃料ガス層に断熱変化の式を適用して。

$$\text{ガラスプッシャー} : P_{op} V_{op}^{\gamma} = P_p V_p^{\gamma} \quad (4-39)$$

$$\text{燃料ガス} : P_{of} V_{of}^{\gamma} = P_f V_f^{\gamma} \quad (4-40)$$

$$\text{圧縮時の圧力平衡} : P_p = P_f \quad (4-41)$$

$$\text{初期温度比} : \frac{T_{op}}{T_{of}} = \frac{17}{15} \sim 1.1 \quad (4-42)$$

断熱過程における仕事量  $W$  は次のようにあらわされる。

$$W = \int_{V_0}^{V_p} (-P) dV = \frac{1}{\gamma-1} P_0 V_0 \left\{ \left(\frac{V_0}{V_p}\right)^{\gamma-1} - 1 \right\} \quad (4-43)$$

したがって、エネルギーの変遷は次の式であらわされる。

$$W_{kinetic} = W_{fuel} + W_{pusher}$$

$$= \frac{3}{2} N_f T_{of} \left[ \left\{ \left(\frac{V_{of}}{V_f}\right)^{\gamma-1} - 1 \right\} + \frac{N_p}{N_f} \cdot \frac{T_{op}}{T_{of}} \left\{ \left(\frac{V_{op}}{V_p}\right)^{\gamma-1} - 1 \right\} \right] \quad (4-44)$$

各照射条件でのガラスプッシャーのもつ運動エネルギーと最大圧縮時のプッシャー外径より最大圧縮時の燃料の密度と温度を評価すると次のようになる。

$$b/R_0 = 0 \quad \text{のとき} \quad \rho_f \sim 0.11 \text{ g/cc}, T_f \sim 144 \text{ eV}$$

$$b/R_0 = -2.7 \quad \text{のとき} \quad \rho_f \sim 0.08 \text{ g/cc}, T_f \sim 172 \text{ eV}$$

第4.-9回に示した計算機シミュレーション結果では最大圧縮時には  $\rho_f \sim 0.23 \text{ g/cc}$  と少し大きい値が計算されている。(4-44)式の評価には内側へ運動するフォームのエネルギーが考慮されていないため到達密度に若干の差があらわれたものと考える。

最後に、フォームペレットの流体力学的効率の評価を行なう。この効率を次のように定義する。

$$\text{流体力学的効率} \equiv \frac{\text{内側へ向かう物質のもつ最大運動エネルギー}}{\text{吸収されたエネルギー}} \quad (4-45)$$

実験においては、ガラスプロッシャーのもつ運動エネルギーは評価できるが、フォームのもつ運動エネルギーの評価は困難である。そこでガラスプロッシャーの運動が一致する計算機シミュレーション結果よりガラスとフォームのもつ運動エネルギーを評価し、流体力学的効率を算出すると 0.8% となる。従来の直接駆動型爆縮のときにくらべ  $1/10$  程度である。レーザー光吸收領域とプロッシャー領域の距離を遠ざけたことにより流体力学的効率は低下したものと考えられる。しかし、プラスチックフォームの密度とフォーム層の厚さを調整することにより最適化をはかれれば、一様性をくずすことなしに流体力学的効率をさらに向上させることができると考える。

#### § 4-4 まとめ

本章においてフォームペレットの爆縮過程を明らかにし、プロッシャー面において駆動圧力分布の一様性の向上を実験的に示した。以上、結果をまとめると次のようになる。

- (1)  $0.12 \text{ nsec}$  レーザーハルス照射 ( $\lambda_L = 1.05 \mu\text{m}$ ) でフォームペレットのガラスプロッシャー面で従来のベリリウムあるいはホリエ

チレンをコートしたペレットにからべ駆動圧力分布の一様性の向上を観測した。

- (2) フォームペレットの爆縮は衝撃波駆動力であり、一様性向上のメカニズムとしてフォーム中の求心衝撃波の流体力学的作用を用いることが可能であることを示した。
- (3) フォームペレットでは、レーザー吸収率は集光条件にはほとんど依存せず、55%と従来のペレットにくらべ高い値を示した。これはペレット表面のセル中へレーザー光が進入し、完全吸収される効果が影響していると考える。

### 参考文献

- 1) A. Condeville, P. Egharts, J. P. Perrine, L. Rey and R. Rouillard, J. Vac. Sci. Technol. 18, 1227 (1981); R. J. Fries (private communication); T. Norimatsu, Annual Progress Reports on Laser Fusion Program, ILE-APR-81.
- 2) S. Sakabe, T. Mochizuki and C. Yamanaka; Research Report of Institute of Laser Engineering, Osaka University, ILE 8126P, 1981.
- 3) C. Yamanaka, S. Nakai, Y. Kato, T. Sasaki and T. Mochizuki; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, eds. H. J. Schwarz, H. Hora, H. Lubin and B. Yaakobi (Plenum, New York, 1981) Vol. 5, p. 541.
- 4) T. Yabe, K. Mima, K. Yoshikawa, H. Takabe and M. Hamano, Nucl. Fusion 21, 803 (1981).

- 5) H. Nishimura, H. Azechi, K. Yamada, A. Tamura, Y. Inada, F. Matsuoka, M. Hamada, Y. Suzuki, S. Nakai and C. Yamamoto, *J. Phys. Rev. A* 23, 2011 (1981).
- 6) 細川 浩一郎 修士論文 (1979) 大阪大学
- 7) K. Fong and B. A. Aliborn, *Phys. Fluids* 22, 416 (1979); J. H. Gardner, D. L. Book and I. B. Bernstein, *NRL Memo. Report* 4370.
- 8) T. Yabe, A. Nishiguchi and N. Ueda, *Appl. Phys. Lett.* 39, 222 (1981).
- 9) Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Phenomena* (Academic Press, New York, 1966) p. 1~

## 第5章 X線輻射駆動型爆縮

### § 5-1 まえがき

低密度フォームを用いた衝撃波駆動型爆縮では、爆縮の一様性に顕著な向上が見られるが爆縮効率の向上が課題である。流体力学的効率を向上する立場から短波長レーザー( $0.53, 0.35 \mu\text{m}$ )の照射がすすめられている。X線輻射はその波長がレーザーの波長にくらべさらに短かいため、爆縮プラズマのより高密度領域との相互作用により圧縮効率の向上が期待できる。燃料球を照射するX線源として外部にレーザー生成プラズマを設けると、その幾何学的配置ならびにX線放射のインコヒーレンスにより燃料球の一様照射も可能となる。このX線輻射駆動型爆縮方式においては、照射するX線のスペクトルならびにX線の発生効率が爆縮効率、燃料の予備加熱に大きく影響を与える。逆に照射するX線スペクトルに合せた吸收体を燃料ペレットにデザインすることで高効率ターベットが実現できよう。本章では $0.53 \mu\text{m}$ レーザーにより生成した平板状プラズマから放射されるX線のスペクトル強度の絶対測定を行ない、そのレーザー強度、パルス幅、ターベットへの入射角そしてターベット材料に対する依存性について議論する。これに伴い開発したX線透過型回折格子分光器、軟X線ダイオード、X線カロリーメーターなどの計測器について述べる。

### § 5-2 レーザープラズマからのX線輻射スペクトルの計測

外部に照射X線源をもつX線輻射駆動型爆縮方式においては、照射X線のスペクトルを知ることが爆縮過程解明の第一歩である。本節では、この外部X線源としてのレーザー生成プラズマから放射される軟X線スペクトルの計測とこれに伴って開発した計測器

について述べる。

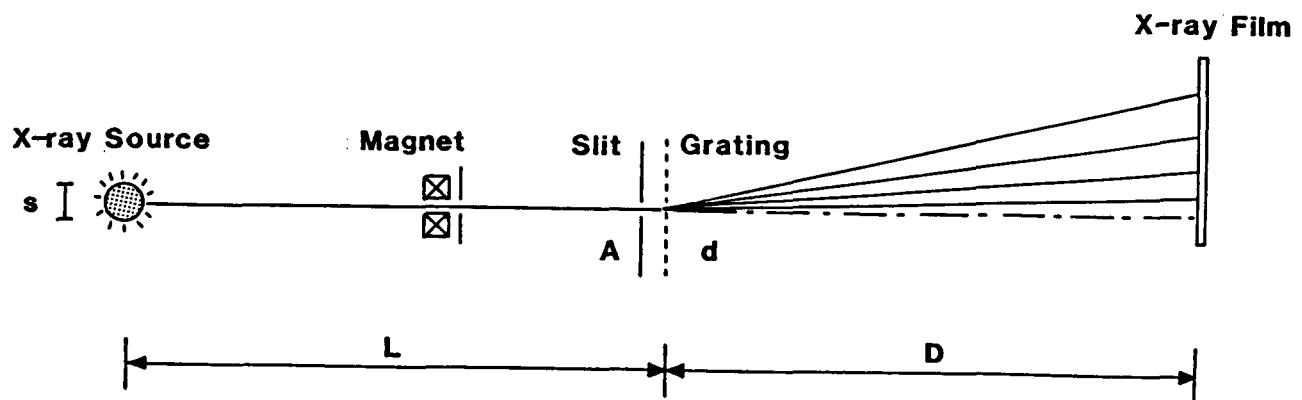
## 5-2-1 軟X線計測器の実用化

### (a) X線透過型回折格子分光器 (TGSM)

この分光器の構成図を第5-1図に示す。X線源(大きさS)からやってきたX線をまずアーチャー(大きさA)で制限し、その直後の透過型回折格子(格子定数d)によりある角度θで分散させる。このとき入射X線の波長λと分散角θとは次の式で関係づけられる。

$$n\lambda = d \sin \theta \quad (5-1)$$

ここで、nは回折次数である。この分光器の波長分解能Δλは次のようにして求められる。(5-1)式の両辺の微分をとることにより、



第5-1図 X線透過型回折格子分光器の構成図

$$\Delta\lambda = \frac{d}{n} \cdot \cos\theta \cdot \Delta\theta \quad (5-2)$$

となる。今、分散角は通常  $2^\circ$  以下で使用しているため  $\cos\theta \sim 1$  とみなせ。

$$\Delta\lambda = \frac{d}{n} \Delta\theta$$

となる。ここで  $\Delta\theta$  は2つの成分からなり、これを  $\Delta\theta_1$ ,  $\Delta\theta_2$  と区別してあらわすと

$$\Delta\lambda = \frac{d}{n} (\Delta\theta_1 + \Delta\theta_2) \quad (5-3)$$

となる。 $\Delta\theta_1$  はX線源から放射されたある特定の波長のX線の回折格子への入射角の不確定さによるものである。したがって第5-1図の記号を使って次のようにあらわされる。

$$\Delta\theta_1 = \frac{S+A}{L} \quad (5-4)$$

$\Delta\theta_2$  についてはX線フィルムを主体に考える。X線フィルム上のある特定の点に入射するX線の波長を考えると、そこからアローチャーを見込む角度できまる波長範囲のものがその点に重って記録される。したがって  $\Delta\theta_2$  は次のようにあらわされる。

$$\Delta\theta_2 = \frac{A}{D} \quad (5-5)$$

また回折次数についてはその効率から考えて1次のものを利用した。したがって以上まとめると、第5-1図に示す透過型回折格子分光器の波長分解能は次のようになる。

$$\Delta\lambda = \frac{d(S+A)}{L} + \frac{d \cdot A}{D} \quad (5-6)$$

本実験で用いた分光器のパラメーターを次にまとめる。

回折格子  $1000\text{本/mm}$  ( $d = 1\mu\text{m}$ )  $\text{Au } 0.3\mu\text{m}$

line/Space 比  $\gamma \sim 0.8$

$L \sim 799\text{mm}$ ,  $D \sim 1027\text{mm}$

X線源の大きさ  $S \sim 200\text{ }\mu\text{m}$ , アハーチャーの大きさ  $A \sim 100\text{ }\mu\text{m}$  とすると、(5-6)式より  $\Delta\lambda \sim 5\text{ \AA}$  となる。

次にこの分光器の観測範囲について論じる。この分光器が観測できる最大、最小波長は次にあげる要因により決まる。

$$\lambda_{\max} = \min \left\{ \begin{array}{l} \text{回折格子で決まる波長 (10000\AA)} \\ \text{フィルムの長さで決まる波長 (124\AA)} \end{array} \right.$$

$$\lambda_{\min} = \max \left\{ \begin{array}{l} \text{分光器の分解能で決まる波長 (5\AA)} \\ \text{フィルムの粒子で決まる波長 (< 2\AA)} \\ \text{回折格子の X線に対する S/N で} \\ \text{決まる波長 (7\AA)} \end{array} \right.$$

このように本実験で用いた分光器の低エネルギー側 ( $\lambda_{\max}$ ) はフィルムの長さで決まり、高エネルギー側 ( $\lambda_{\min}$ ) は回折格子の X線に対する S/N で決まっており、100 eV から 1.8 keV が観測範囲である。

今回使用した回折格子の分散効率は幾何光学により次のように計算される。<sup>1)</sup> 1次、2次、……の効率を  $\eta_1, \eta_2, \dots$  とする。

$$\eta_n = \left( \frac{\sin \frac{n\pi}{\gamma+1}}{n\pi} \right)^2 \times (1 - 2b \cos \varphi + b^2) \quad (5-7)$$

ここで、 $b^2$  は格子の透過率、 $\varphi$  は回折格子を通過するときにによる位相シフト量である。軟X線領域においては Au 0.3 μm は充分不透明であり、位相シフトも起らないとすれば、各次数の効率は次のように計算される。

$$\eta_1 = 9.8 \%$$

$$\eta_2 = 0.3$$

$$\eta_3 = 0.8$$

$$\eta_4 = 0.3$$

この効率は軟X線領域においてほぼ一定である。このような回折格子を利用するかぎりにおいては高次の回折の重なりは避けられ

ないため、各次数の分散効率を把握したうえで得られたスペクトルを解析する必要がある。回折格子の透過率が今述べたような矩形ではなく、正弦波的に変化する回折格子を用いれば、0次と1次の回折像のみが存在することになり、分散媒体としては理想的なものとなる。

この分光器に用いたX線フィルムは KODAK NS-ST と同じく KODAK TYPE 101 の2種類である。

以上、この分光器の特徴をまとめると次のようになる。

- (i) 軟X線領域で回折格子の分散効率が一定であり、表面状態にほとんど依存しない。
- (ii) 観測範囲が充分広い。
- (iii) 遮光用窓が不要のため、軟X線領域の観測に適している。
- (iv) 測定器としてのアライメントが簡単である。

### (b) 軟X線ダイオード (XRD)

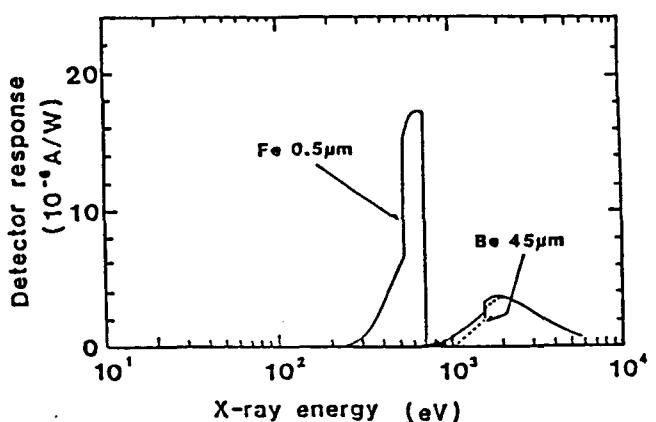
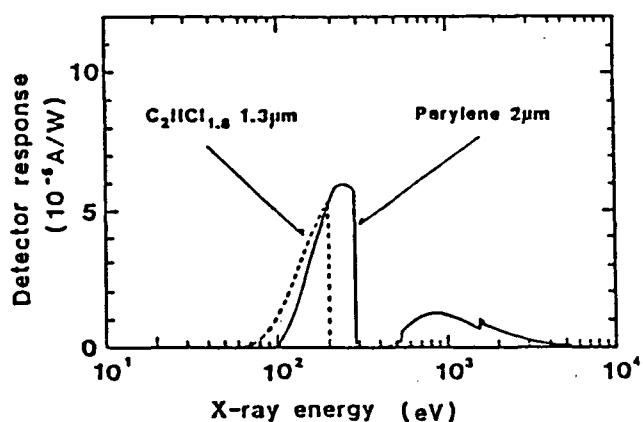
本実験に使用した軟X線ダイオードは平板対型ダイオードで、X線フィルターの透過率とフォトカソードの量子効率によりその総合感度が決定される。非常に小型で、時間応答も 100 psec 程度が期待できる。1つのパッケージに 10 個の X 線ダイオードを取り付けることができる。多チャンネル化が容易になっている。第5-2 図に本実験で用いた X 線ダイオードの感度曲線の一例を示す。<sup>2)</sup> 用いたフォトカソードはアルミニウムである。X線フィルターとフォトカソードの物質の吸収端などを利用してある領域のみに感度をもたせるようにしたものである。実際の感度曲線は第5-2 図でも判るように高エネルギー側にも感度をもつ部分が存在する。したがって、鉄 0.5 μm のフィルターをもつ X 線ダイオードの高エネルギー成分の寄与は、ベリリウム 47.7 μm のフィルターをもつ X 線ダイオードの信号を用いて評価し、0.53 - 0.71 keV の X 線量を算定した。実験に用いたフィルターは次のようである。

(金アラズマからのX線輻射スペクトルの計測)

- (1) ハリレン ( $C_8H_8$ )  $2\mu m$
- (2) ハリレン  $0.5\mu m$  + ベリリウム (Be)  $148\mu m$
- (3) ハリレン  $0.5\mu m$  + バナジウム (V)  $0.37\mu m$
- (4) ベリリウム  $15.0\mu m$
- (5) 鉄(Fe)  $0.5\mu m$
- (6) ベリリウム  $47.7\mu m$

(X線輻射スペクトルのターゲット材料依存性)

- (1) ハリレン  $2\mu m$
- (2) トリクロレン ( $C_2HCl_{1.8}$ )  $1.3\mu m$
- (3) ハリレン  $0.5\mu m$  + バナジウム  $0.37\mu m$
- (4) ベリリウム  $19.2\mu m$
- (5) 鉄  $0.5\mu m$
- (6) ベリリウム  $19.2\mu m$
- (7) 鉄  $0.5\mu m$  + ハリレン  $> 0.76\mu m$
- (8) ニッケル (Ni)  $0.37\mu m$  + ハリレン  $0.5\mu m$

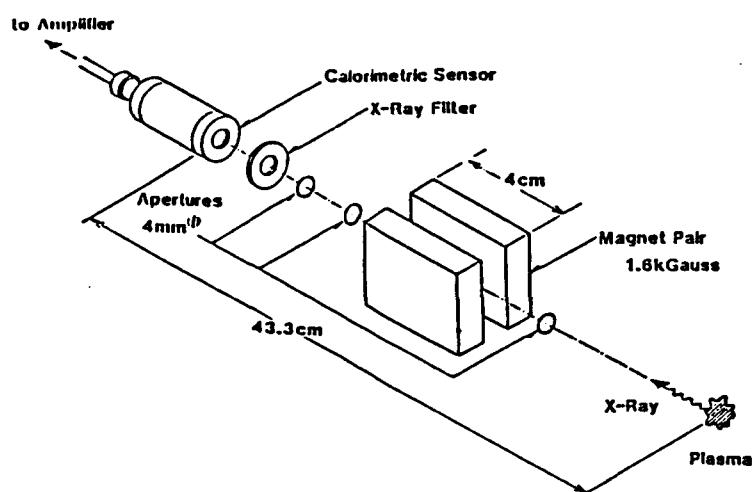


第5-2図 軟X線ダイオードの感度曲線

以上のフィルターにより 0.1~1.6 keV を 4つあるいは 6つのエネルギー範囲に分割し、軟X線のスペクトル計測を行なった。使用したオシロスコープは、TEKTRONIX 7104 と TEKTRONIX 485である。実験で得られたダイオード波形からこの測定系の総合時間応答は 500 psec 以下であることが判った。また、信号ケーブルの減衰も実際のダイオード信号を用いて計測した。

### (C) X線カロリメーター (MXCM)

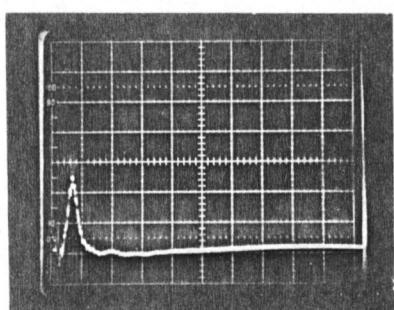
X線カロリメーターの構成図を第5-3図に示す。レーザープラズマからの粒子は先端に取り付けられた磁石の作る磁場で曲げられ、カロリメーター素子には到達しない構造になっている。X線はX線フィルター（カロリメーター素子は可視光にも感度があるため遮光性をもたなければ必要がある）を通過後、X線吸収体に吸収され、その温度を上昇させる。この温度上昇を熱電対



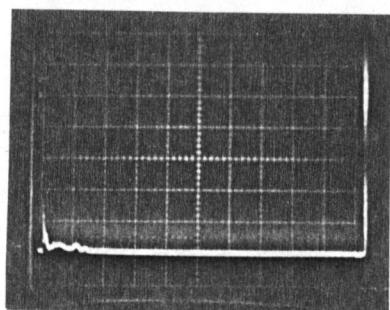
第5-3図 X線カロリメーターの構成図

で検知して、その出力を増幅、記録するものである。この計測器には  $\mu\text{sec}$  の時間分解能がないため、プラズマ粒子が X 線フィルターに衝突し、そのとき出す X 線とターゲットプラズマからの X 線を分離できない。そのためにも、また、フィルターの保護も兼ねて上述のように磁場によりプラズマ粒子を遮蔽しなければならない。この磁場の効果は第 5-4 図に示すチャージコレクター信号により確かめられている。磁場がある場合、プラズマ粒子による信号はほとんどなくなっている。このカロリーメーターの校正は、He-Ne パルスレーザーを用いて行った。この X 線カロリーメーターの特徴を次にあげる。

- (i) 小型で、(2~3)  $\mu\text{V}/\mu\text{J}$  と高感度である。
- (ii) 吸収体として  $25\mu\text{m}$  厚、 $4.5\text{ mm}$  径のタンタル (Ta,  $Z=73$ ) ディスクが用いられており、軟 X 線に対する吸収率は 100 % で一定である。
- (iii) 热電対の温点の場所が吸收体に対して同心円上に 3 種類あり、これらが直列に接続されているため温度分布の場所的なばらつきが平均化される。



(a) 磁場無



(b) 磁場有

第 5-4 図 チャージコレクターによる X 線カロリーメーター用磁場の効果の検証

本実験においてこのX線カロリメーターに用いたフィルターは次のものである。

- (1) アルミニウム(Al)  $1.7\text{ }\mu\text{m}$
- (2) ベリリウム(Be)  $15.0\text{ }\mu\text{m}$
- (3) パリレン( $\text{C}_8\text{H}_8$ )  $0.5\text{ }\mu\text{m}$  + バナジウム(V)  $0.37\text{ }\mu\text{m}$
- (4) パリレン  $1.1\text{ }\mu\text{m}$  + アルミニウム  $0.16\text{ }\mu\text{m}$

## 5-2-2 激光IV号 $0.53\text{ }\mu\text{m}$ レーザー照射による平面ターデット実験

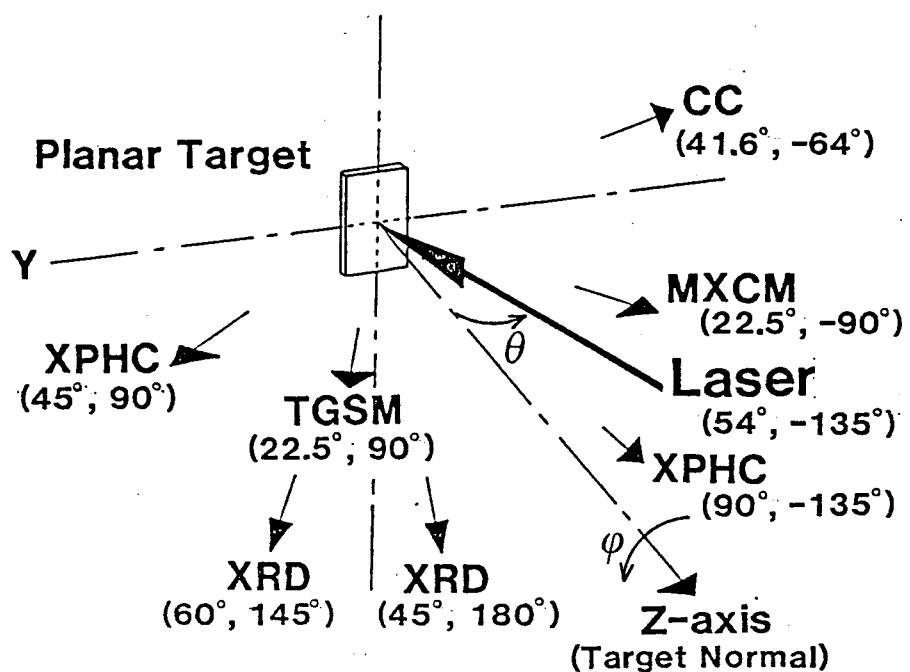
レーザープラズマからのX線放射スペクトルはレーザー照射条件、ターデット材料などに大きく依存することが予想される。その第1段階として平面ターデットによりX線放射スペクトルならびにX線発生効率(以下、変換効率と呼ぶ)が照射レーザー強度、レーザーパルス幅、レーザー入射角、ターデット材料にどのように変化するかを調べることが本節の目的である。

ターデットとしては、Al( $Z=13$ )、Ti( $Z=22$ )、Cu( $Z=29$ )、Ge( $Z=32$ )、Mo( $Z=42$ )、Sn( $Z=50$ )、Ta( $Z=73$ )、Au( $Z=79$ )の平板ターデットを用いた。

レーザーとしては激光IV号システムの1ビームを用いた。このレーザービームをKDP結晶(TYPE II)によりその波長を2倍高調波の $0.53\text{ }\mu\text{m}$ 光としてターデットへ集光照射した。変換されずに透過してきた基本波の $1\text{ }\mu\text{m}$ 光を遮断するために、熱線吸収フィルター(H.A.フィルター、6mm)を用いた。レーザーエネルギーは4-20 J/beamで、 $F/1.15$ の非球面レンズにより集光されたレーザービームを集光点あるいは集光点から $380\text{ }\mu\text{m}$ までオフフォーカスにするにより、レーザー強度を $10^{13} \sim 10^{15}\text{ W/cm}^2$ まで変化させて実験を行なった。レーザーのパルス幅は $0.12 \sim 1.0\text{ nsec}$ と変化させた。レーザー入射角度は $0^\circ$ (垂直入射)と $54^\circ$ (斜入射)の2種類について行なった。 $54^\circ$ という大きな入射角を

選んだ理由は次のとおりである。X線軸射駆動型爆縮をキャノンボール構造のターゲットで実現すると、照射レーザー光は外球X線エミッターに対して $40^\circ \sim 60^\circ$ という大きな角度で入射するところになる。このような状況においては、レーザー光の臨界密度は低密度領域へと移行し、電離の時間的変化や高密度領域へのエネルギー輸送などから、X線放散スペクトルは垂直入射の場合と異なることを予想される。軟X線エミッターからの放射スペクトルが異なるれば、燃料ペレットのデザインにも影響を与える。高効率の爆縮をおこなうためには、照射X線のスペクトルに応じて燃料ペレットをデザインする必要がある。

計測器として前節で述べたX線透過型回折格子分光器、軟X線ダイオード、X線カロリーメーターをはじめ、X線の発光領域を観測するためにX線ピニホールカメラを設置した。X線ピニホールカメラにはフィルターとしてベリリウム $55\text{ }\mu\text{m}$ を用い、その空間分解能は $8\text{ }\mu\text{m}$ である。他に、プラスマ粒子を観測するためチャージコレクターを用いた。これらの計測器の配置を第5-5図に示す。

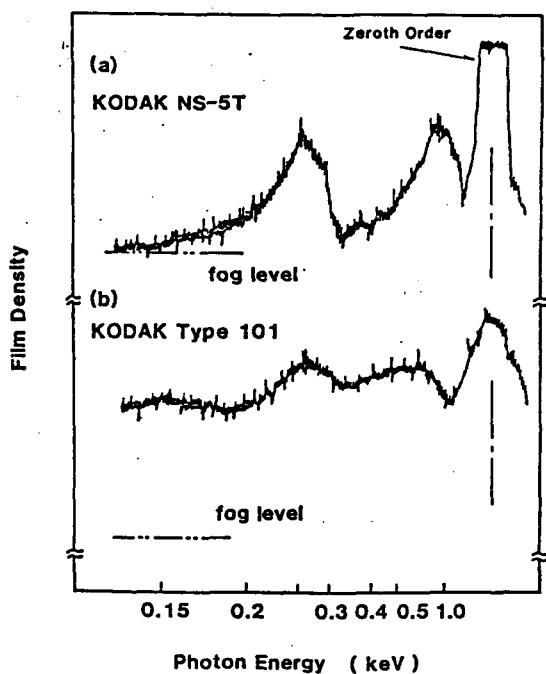


第5-5図 計測器配置図

## 5-2-3 実験結果及び検討

### (a) 金アラスマからのX線輻射スペクトル

Au板を $54^\circ$ 入射の状態で 1 nsec パルスレーザーで照射したときにはX線透過型回折格子分光器により得られたX線放射スペクトルを第5-6図に示す。NS-5T X線フィルムに記録されたスペクトルでは、フィルム面上の保護膜に含まれていると思われる炭素(C, z=6)のK-吸収端(280 eV)の影響があらわれており、280~800 eV程度のX線は大きな吸収を受けている可能性がある。その点、TYPE 101は紫外領域から軟X線領域に感度があり、保護膜もなされていないため、スペクトルにおいても炭素のK-吸収端の影響はあらわれていない。NS-5Tフィルムの場合にくらべ1 keV付近のスペクトルのピークが低エネルギー側へ移行している。TYPE 101は高エネルギー領域(>1 keV)ではX線の検出感度



第5-6図 X線透過型回折格子分光器によるAuアラスマからのX線輻射スペクトル

- (a)  $11.2 \text{ J} / 1.0 \text{ ns} \quad I_L \sim 1.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$
- (b)  $4.8 \text{ J} / 1.0 \text{ ns} \quad I_L \sim 7.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$

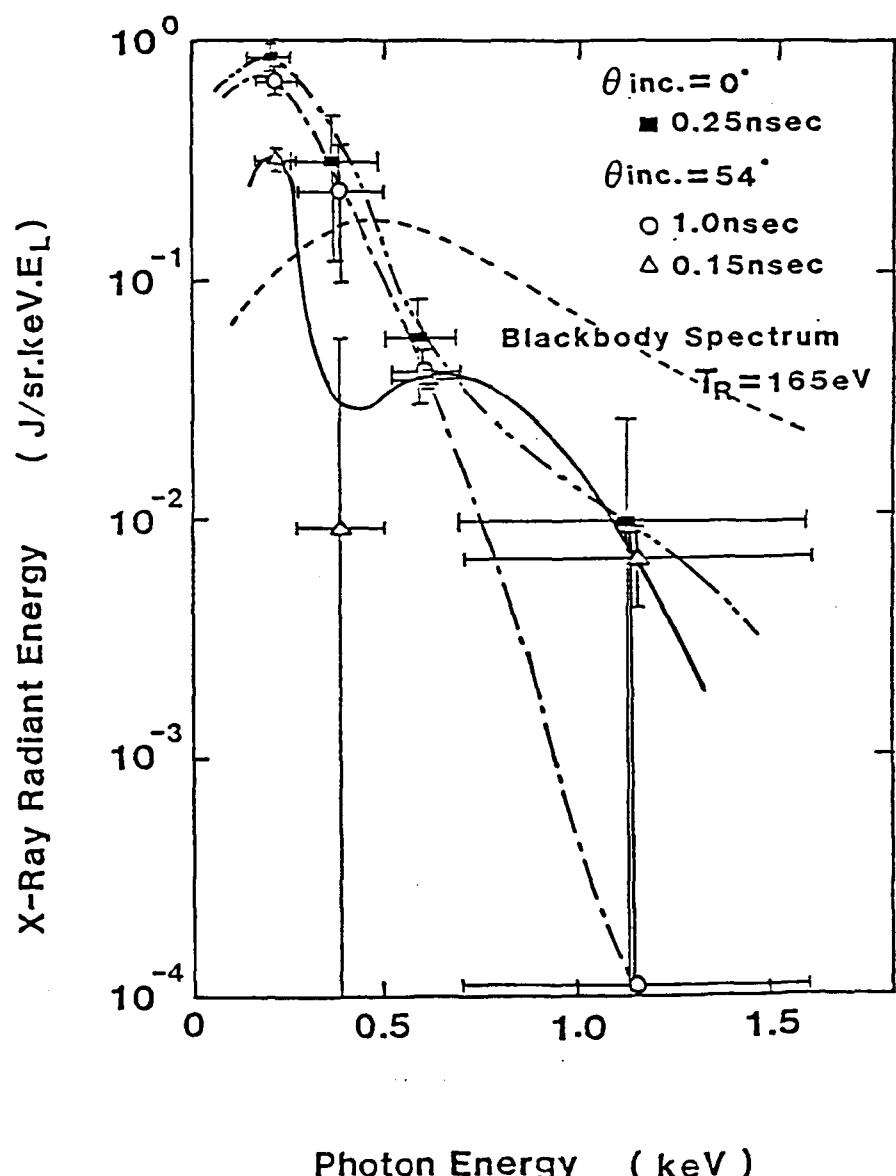
が低下していると予想される。このため、1 keV付近のスペクトルピークが見かけ上低エネルギー側へ移行したよう記録されていえると考える。いざれにせよ、Auプラズマからの放射スペクトルには 0.2 - 0.3 keV と 0.6 - 1.2 keV にピーコークが存在することが判る。

軟X線の発光の空間分布は、パリレン 2 mm のフィルターをもつ 2 台の X 線ダイオードを空間的に異なった場所に設置して測定した結果、ほぼ cosine 分布（面発光）に近いことが判った。また接線方向からの X 線ピンホールカメラ像よりその発光拡がりは、スポット径 92 μm に対して 25 μm 程度である。軟X線は X 線ヒーホールカメラによって観測される X 線が発生する領域よりもさらに低温高密度領域から発生していると推測されるため<sup>3)</sup>、発光拡がりは 25 μm より小さいと考える。したがって、この実験条件下では軟X線の発光は等方的な分布よりも、cosine 分布に従うと判断できる。

X 線カロリーメーターのような積分型検出器では一般にその信号量は真実のスペクトル強度と検出器の総合応答スペクトルとの掛け算により決まる。したがって、いくら応答スペクトル（感度）だけを正確に知りえても、感度がそのバンド幅の中で一定ではなくれば、真実のスペクトル強度のバンド幅積分値を得られた信号量より決定することは真実のスペクトルを別の方法で予知できないかぎり、厳密には不可能である。すなわち、検出器で設定されているバンドの中で検出感度がゼロではないか、比較的小さいという個所で真実のスペクトル強度が大きい場合にはエネルギー評価の誤差が非常に大きくなる。このような状況は、スペクトル強度の絶対量を評価するときに問題となり、よく知られているとある。そこで問題を打解するには、真実のスペクトル強度の形をなんらかの方法で別に精度は少々悪くても評価できれば（少なくとも問題にしているバンド幅の中で感度の変化より、真実のスペクトルがゆるやかに変化しているとか……）、上記の評価誤差は充分小さくすることができる。本実験の場合には、第

5-6回のスペクトルの形を基準として使用している。現在の段階ではX線フィルター製作などの立場から、X線カロリーメーター単独で軟X線をスペクトル分解してエネルギー量を測定するのには難しく、本実験ではX線ダイオードにより測定されたスペクトルの信頼性を高めるためのクロスチェックと高エネルギー成分( $> 1.6 \text{ keV}$ )の計測に同時に使用した。

発光の空間分布がcosine分布であることを考慮し、上記のようによつての軟X線計測器のデータ



第5-7回 X線ダイオードなどによるAuプラズマからのX線輻射スペクトル

ータを処理することにより得たAuフーラズスマからのX線放射スペクトルを第5-7回に示す。レーザーの照射条件は $54^\circ$ 入射でパルス幅を $0.15$ と $1.0\text{ nsec}$ と変化させたときの、また、パルス幅は $0.15 \sim 0.25\text{ nsec}$ と短パルスの状態で入射角を $54^\circ$ と $0^\circ$ と変化させたものである。このスペクトル強度は観測方向をターテット面に対して垂直方向としたときのものである。得られたダイオードの信号波形は時間積分して評価している。第5-7回をみてわかるように、各照射条件でのスペクトルは異なるが、いずれの場合もX線量の大部分は $1\text{ keV}$ 以下の領域に存在していることわかる。各照射条件での $0.7\text{ keV}$ 以下の輻射量の全輻射量に対する比をとると、

入射角	$54^\circ$	パルス幅	$1.0\text{ nsec}$	$\sim 100\%$
入射角	$54^\circ$	パルス幅	$0.15\text{ nsec}$	$\sim 88\%$
入射角	$0^\circ$	パルス幅	$0.25\text{ nsec}$	$\sim 93\%$

となり、 $1\text{ nsec}$ パルス照射の場合は輻射量の $100\%$ 近くが、金ターテットの場合、 $1\text{ keV}$ 以下の領域に集中していることになる。また、X線カロリーメーター信号より $1.6\text{ keV}$ 以上のX線輻射量は入射レーザーエネルギーの $1\%$ 以下であることが確かめられた。

第5-7回に示された $1\text{ nsec}$ パルス照射(入射角 $54^\circ$ )のときの放射スペクトルを黒体輻射スペクトルと比較してみる。 $0.17\text{--}1.6\text{ keV}$ 領域の放射されるX線量が等しくなるような黒体輻射温度 $T_R$ を求めると $165\text{ eV}$ となる。このとき発光領域はレーザーが照射されているスポット径とした。最も低いエネルギー領域を観測しているX線ダイオードの信号波形の幅もほぼレーザーパルス幅程度であることから、発光時間はレーザーパルス幅程度と考えた。この $T_R = 165\text{ eV}$ で決まる黒体輻射スペクトルを第5-7回中に破線で示す。実験で得られたスペクトルは上記の黒体輻射スペクトルにくらべて、 $1\text{ keV}$ 付近の成分が小さい。すなわち、 $1\text{ keV}$ 付近の輻射を放出するほど電離が進んでいないと推測される。また、黒体輻射スペクトルであるためには、輻射とフーラズスマが平衡状態

にはることが必要である。そのためには Au プラズマ中の X 線輻射の平均自由行程が プラズマのスケール長に対して充分短かいことが要求される。この平均自由行程を Roseland 平均自由行程で評価する。この Roseland 平均自由行程は次式で与えられる。<sup>4)</sup>

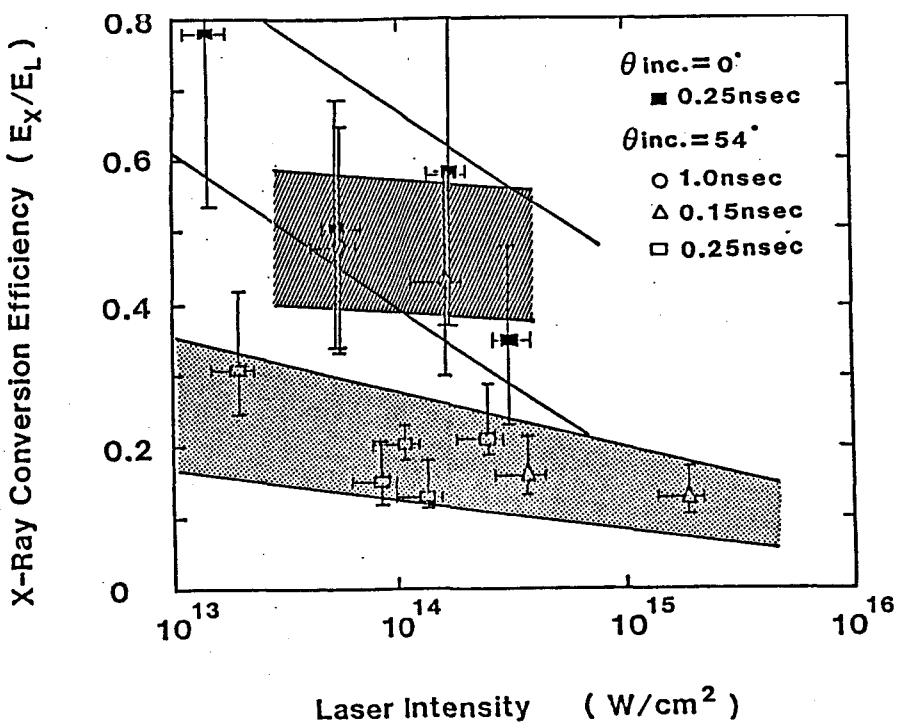
$$l_R \sim 4.4 \times 10^{22} \times \frac{T_R^{1/2}}{N_i^2 \times m(m+1)^2} \quad [cm] \quad (5-8)$$

ここで、  $T_R$  は X 線輻射温度、  $N_i$  はイオンの数密度、  $m$  は電離数である。例えば、 輻射温度が 200 eV の X 線がイオン密度  $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  で 20 倍に電離した Au プラズマ中ではどの程度吸収され山すに進むかを計算してみると、  $9.5 \mu\text{m}$  となり、 プラズマのスケール長と同程度あるいはそれ以上となる。このような条件下では、 プラズマ粒子と X 線輻射の間でエネルギー平衡が充分に実現しているとは考えにくい。

これらのことから、 X 線ダイオードにより得られたスペクトルは 黒体輻射スペクトルではないと結論できる。この結論は、 非平衡 LTE モデルを扱った計算機シミュレーションとい一致をみることからもうなづける。平衡しているとした LTE モデルの場合には、 1 keV 以上の X 線量が多くなることがシミュレーションで示されている。

### (b) レーザー強度、パルス幅、入射角依存性

照射レーザーのパルス幅、入射角  $\theta_{inc}$  が変化したときの金 プラズマからの放射 X 線スペクトルについては 第 5-7 図に示すところである。また、照射レーザーエネルギーから 0.17-1.6 keV 領域の X 線輻射への変換効率のレーザー強度依存性を各レーザー照射条件で 第 5-8 図に示す。入射角が  $54^\circ$  という照射条件においては、 X 線変換効率はレーザー強度に対して強い依存性は示さず、 パルス幅の長い方が変換効率は高くなっている。また、 入射角度に関しては、 垂直入射の方が斜入射に対して変換効率は高い



第5-8図 X線変換効率のレーザー強度依存性  
値を示している。

この原因は主としてレーザー光エネルギー吸収率の差に起因していると考えられる。 $10^{13} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$  の照射レーザー強度領域において  $0.53 \mu\text{m}$  光のレーザーエネルギー吸収率は、金タービゲットで垂直入射の場合  $80\%$  程度ではほぼ一定であることが実験的に知られている。<sup>5,6)</sup>一方、 $54^\circ$  というような斜入射ではその吸収率は約  $30\%$  となり<sup>7)</sup>、前者との比が X線変換効率の差をほぼ説明している。また、レーザーパルス幅に関しては垂直入射では  $80 \text{ psec}$  と  $2 \text{ nsec}$  で吸収率に大差のないことが知られているが<sup>6)</sup>、 $54^\circ$  という斜入射ではレーザーのプラズマへの入射角が少しのプラズマ膨張でも変化するため吸収率がレーザーパルス幅に比較的大きく依存し、それが X線変換効率の差として反映されていると思われる。すなわち、 $1 \text{ nsec}$  パルス照射の方が  $0.25 \text{ nsec}$  パルス照射の場合よりもプラズマの膨張が比較的大きく、プラズマへの垂直入射成分が増え、吸収率は高くなると考えられる。また、金のような高Z物質では、レーザーパルス幅が変化すれば到達電離度が変化することが予想される。このような電離状態の変化が X線変換効率へ影響していることも考えられる。

X線変換効率が照射レーザー強度に対して強い依存性を示さないのは、言い換れば、X線変換効率が吸収エネルギー強度に対して強い依存性を示さないことを意味する。これはプラズマの電離状態、温度が吸収エネルギー強度にこの領域では強く依存しないことを示していると考えられる。垂直入射においては、そのレーザー強度依存性が斜入射にくらべて強くなっている。斜入射照射の場合は顕著でないか、垂直入射の場合はレーザー強度が大きいほど $0.17 - 0.28 \text{ keV}$ などの低エネルギー成分が明らかに減少している。 $1 \text{ keV}$ 付近のX線については観測誤差が大きいため増加していると断言することはできないが、照射レーザー強度が大きくなるにしたがって、(a)で述べたように電離状態が進み、放射X線スペクトルは高エネルギー側へ移行しているものと考える。したがって、現在観測している $0.17 - 1.6 \text{ keV}$ 領域のX線への変換効率は徐々に低下することになる。

放射スペクトルの形において第5-7図に示すように長パルスと短パルス、斜入射と垂直入射の場合で変化がみられてい。第5-7図の $1 \text{ nsec}$ パルス照射においては第5-6図の透過型回折格子分光器で得られたスペクトルにおける $1 \text{ keV}$ 付近のピーカーが観測されていないか、これは計測器の観測領域の広さと誤差にかくされているためである。短パルス照射においては第5-7図にも明らかに $1 \text{ keV}$ 付近にピーカーが現われている。プラズマはレーザーのエネルギー注入とともに電離が進んでいくわけだが、長いレーザーパルスと短かいパルスの場合でその電離状態の時間的なふるまいが異なることが予想され、これが放射スペクトルに変化を与えていることが考えられる。また、 $1 \text{ nsec}$ パルス照射の場合は $0.15 \text{ nsec}$ パルス照射の場合よりもプラズマが大きくなり、発生した軟X線の再吸収などの効果も観測したスペクトルの形に影響していると考える。

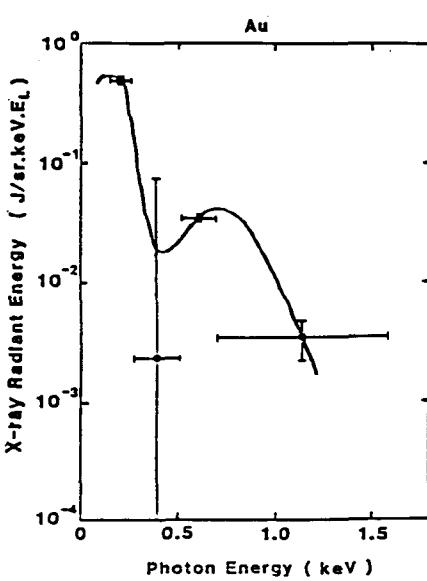
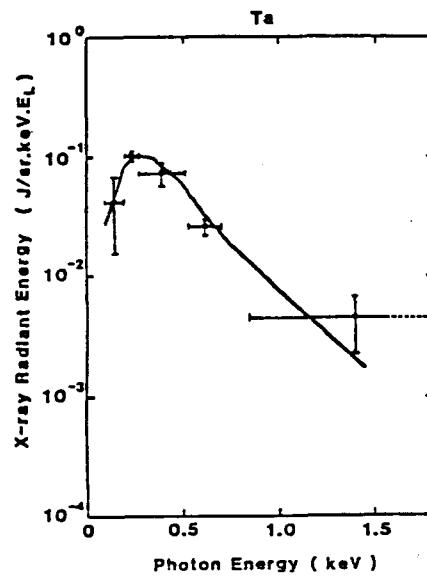
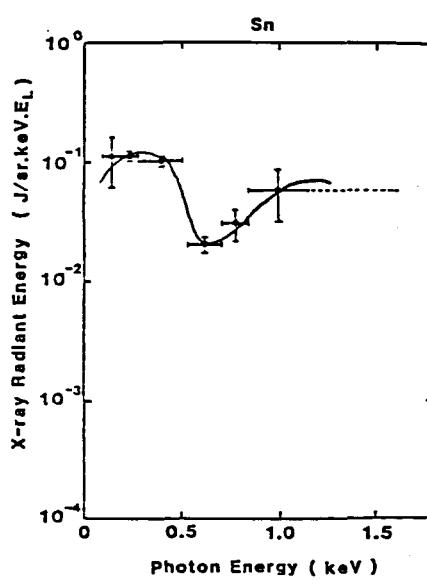
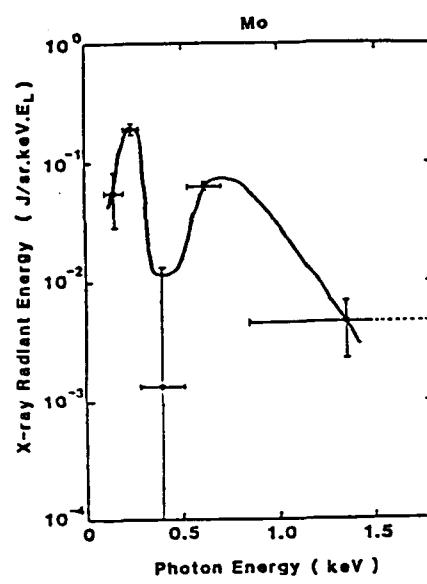
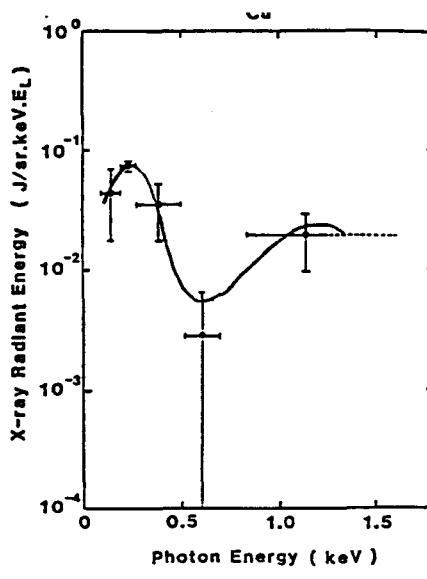
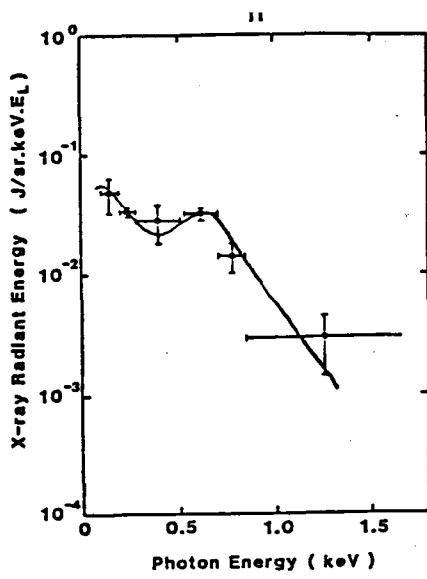
レーザー入射角を変化させるとレーザーの臨界密度が変化し、遮断密度、アーチレーション領域までの距離も変化する。たとえば

54° 入射では臨界密度は垂直入射のときの  $(\cos 54^\circ)^2 \sim 1/3$  程度となる。このような状況下においては加熱領域の密度が変化するため、電離の進み方も当然変化する。また、加熱領域から軟X線が発生していると考えられる低温高密度領域の間の距離や密度、温度分布（イオンの電離状態に大きく関係する）の勾配が入射角の変化により異なるため、放射に関するイオンの電離状態分布が異なる。そのため、X線の発生や放射されたX線の再吸収などが変化すると考える。垂直入射の場合と斜入射にくらべて高密度領域で相互作用するため、電離もあまり進まず、放射スペクトルも低エネルギー成分が主体となっていると考えられる。

#### (C) ターゲット材料依存性

レーザー パルス幅を 0.23 nsec, 照射レーザー強度  $1.1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , スポット径  $228 \mu\text{m}$  中として、ターゲット材料を Ti から Au まで変化させたときの X線放射スペクトルを測定した。第 5-9 図に Ti ( $Z=22$ ) から Au ( $Z=79$ ) までの各物質からの X線放射スペクトルを示す。

Ti については 0.1-1.6 keV 領域の X線への変換効率は 7.5%  $\pm 2.0\%$  となっている。0.5 ~ 0.8 keV 附近に発光ピークが現われている。これは、Ti の L殻の電子の遷移による発光と考えられる。さらに外側の M殻電子による発光については第 5-9 図には明らかでないが、0.1 keV 附近に存在すると推測される。同様にして、Cu について考えると、そのスペクトルの様子から 1 keV 附近の発光ピークが L殻電子によるもので、0.2 ~ 0.3 keV 附近のものが M殻電子によるものであると考えられる。Ti と Cu は元素の周期表からみると同じ周期の元素である。同じ L殻電子による X線発光ピークも Ti については 0.5 ~ 0.8 keV, Cu については 1.0 ~ 1.4 keV と区数の大きい Cu の方が高エネルギー側へ移行している。また、M殻電子による発光ピークが Ti でははっきりあらわれていないが、



第 5-9 図 各種ターゲットからの X 線輻射スペクトル

Cuでは0.2~0.3 keVにあらわれてゐる。厳密には原子番号の $Z$ ではなく実効的な $Z_{eff}$ （電離していない電子による遮蔽を考慮したもの）を用ひるべきであるが、ここでは充分電離が進んでいると考へて、元素型モデルを考えよう。電離エネルギーが $Z^2$ に比例することを考えると、同じL殻の電子による発光ピークの移行の量もほぼ $Z^2$ に比例した形でなされると推測する。第5-9図よりTiのL殻電子による発光ピークを0.65 keVとすると、Cuでは、

$$0.65 \times \left(\frac{29}{22}\right)^2 \sim 1.13 \quad [\text{keV}]$$

にL殻電子による発光ピークが予想される。実験で得られたスペクトルと比較してよく一致していることが判る。これはM殻電子の場合にもあてはまり、今度は逆にCuの方からTiのM殻電子による発光ピーク位置を推測すると、

$$0.25 \times \left(\frac{22}{29}\right)^2 \sim 0.14 \quad [\text{keV}]$$

となり、Tiのスペクトルから推測するに最も当たる値である。Ti, CuともK殻に電子が2個残っているとしてTiは $Z=20$ , Cuは $Z=27$ として計算しても1.13 keV, 0.14 keVが大幅にずれることはない。また、発光ピークの現われ方にについてみると、CuではL殻電子による発光ピークがはっきりと現われてゐるのに対して、Tiの場合はその発光ピークが弱い。これは照射レーザー強度で決まるプラズマの電子温度（エネルギー）が、TiのL殻電子を励起するエネルギーよりもCuのL殻電子を励起するエネルギーと適合していいため、CuのL殻電子による発光ピークがはっきりとあらわれたものと考える。

Mo, Snについては、その元素周期性から高エネルギー（1 keV付近）ピークがM殻電子によるもの、0.1~0.3 keVの低エネルギーピークはN殻電子によるものであると考えられる。Mo, SnについてもM, N殻電子による発光ピークが電離度 $Z$ の関係に合致するものとして逆に $Z$ を推測し、電離がどの状態まで進んでいるか

を評価すると、L殻電子をやっと電離できる程度である。すなわち、Moでは $Mo^{+30}$ 程度まで電離が進行しているものと推測できる。

i. Taにおいては2つのピークはみられず、0.2~0.5 keVに存在するピークがN殻電子によるものであると思われる。そのN殻電子による発光ピークがAuにおいては0.6~1.0 keVにあらわれている。

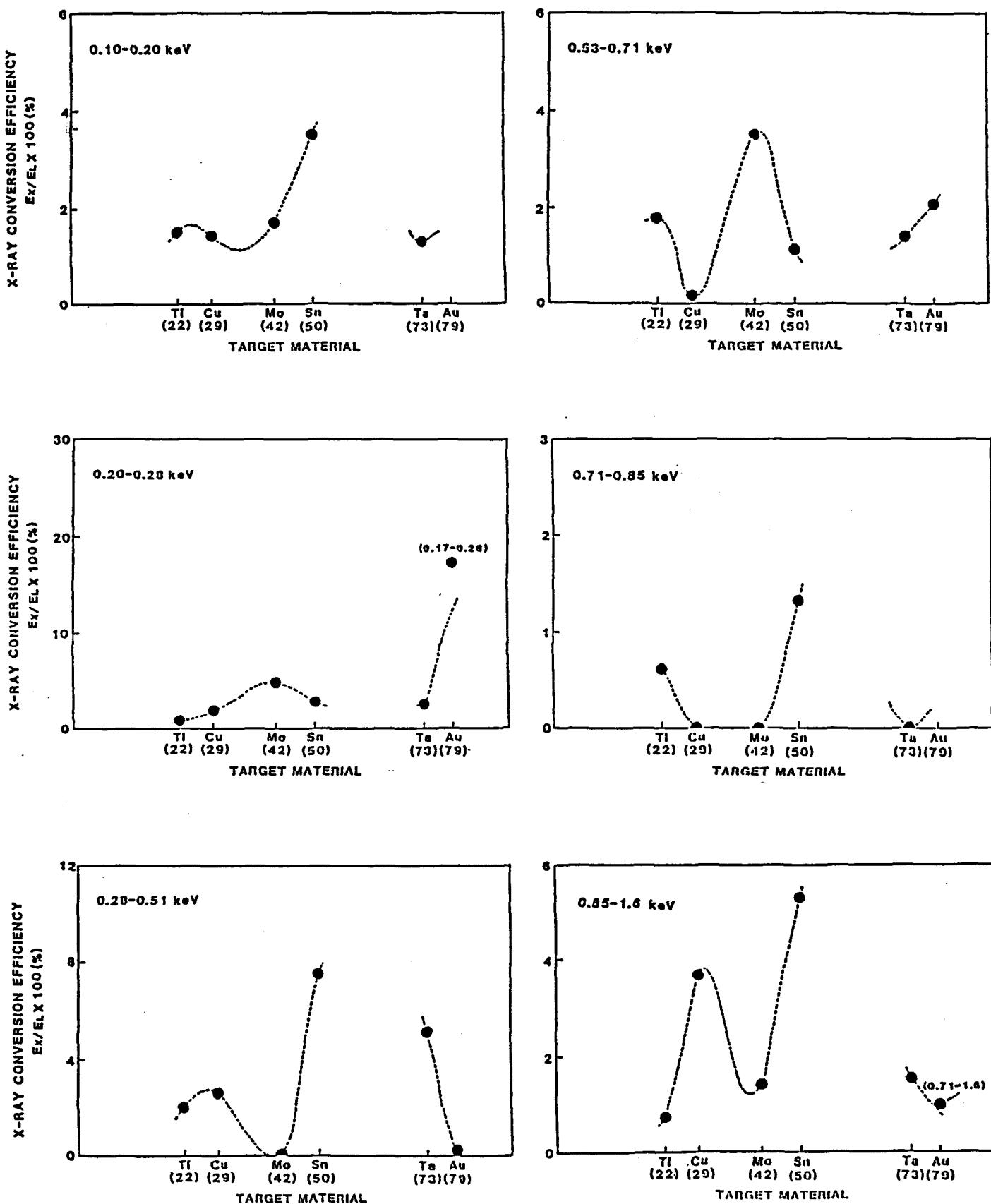
0.1~0.2, 0.2~0.28, 0.28~0.51, 0.53~0.71, 0.71~0.85, 0.85~1.6 keVならびに0.1~1.6 keV領域のX線への変換効率を第5~10図、第5~11図に示す。また、第5~11図には照射条件が全く同じでないか、参考データとしてAl, GeのX線変換効率を示した。これららの図から、例えば0.1~0.2 keVではSnで変換効率が高く、0.53~0.71 keVではTi, Moで変換効率にピークがあらわれている。このように、各エネルギー領域への変換効率に振動構造が現われるのは、上で議論した各種のターデット材料の電離状態の変化を顕著に表わしていると考えられる。

### § 5-3 X線輻射駆動型爆縮実験への応用

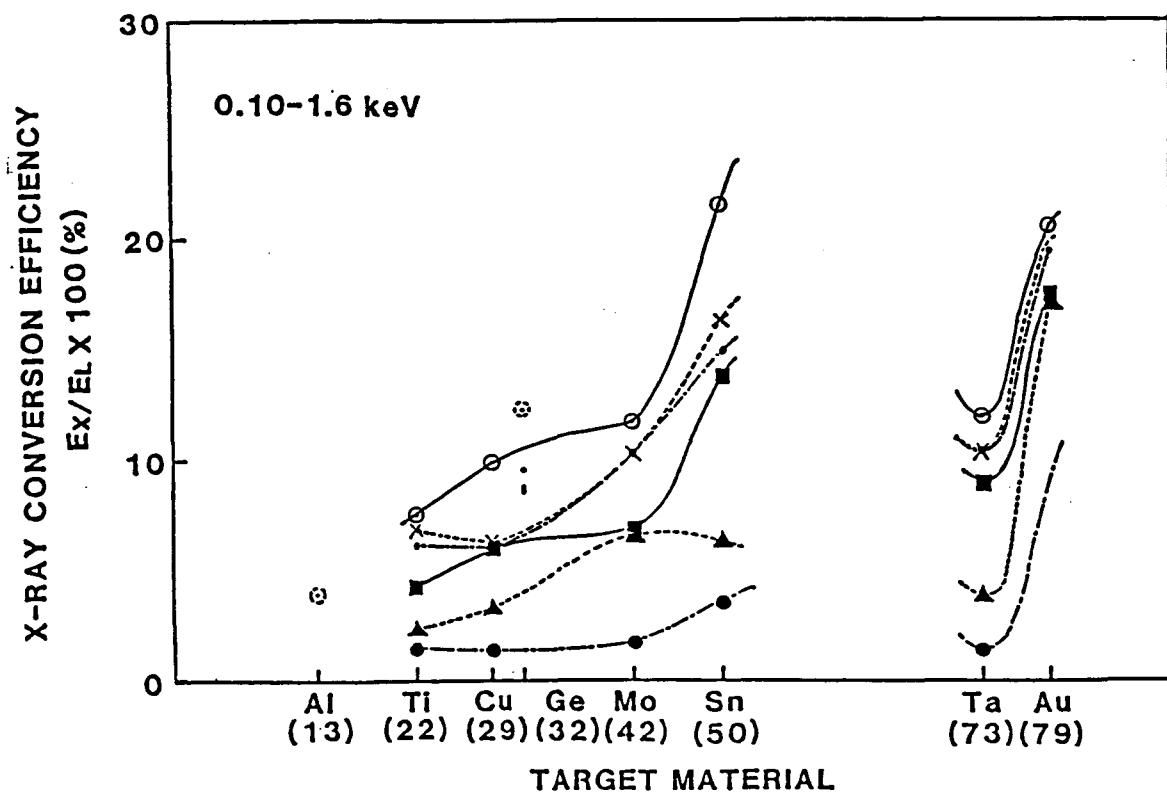
前節までで外部軟X線源としてのレーザー生成アラススマから放射されるX線のスペクトルならびに変換効率について述べてきた。本節では金をX線エミッター材料としたときのX線輻射駆動型爆縮実験について簡単に述べる。使用したレーザーは激光IV号で、4ビームをKDP結晶により  $0.53 \mu m$  光として10ps幅および100psecで運転した。

#### (1) アブレーション圧力

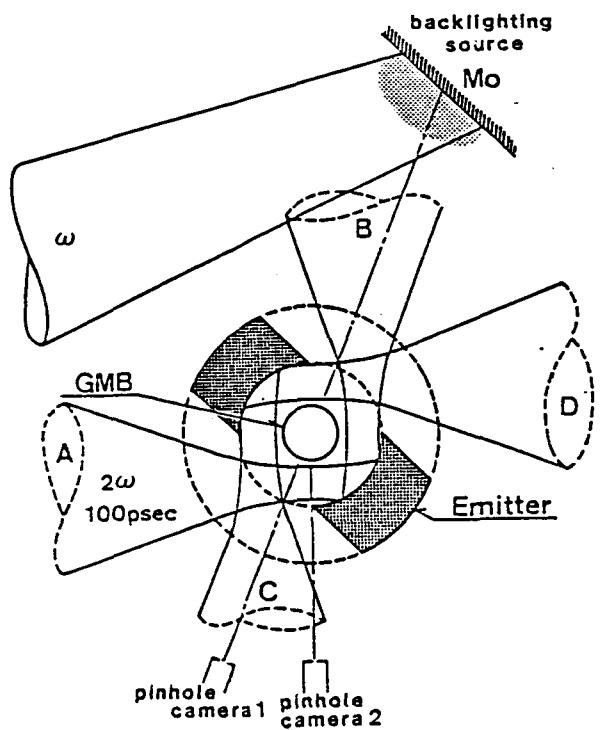
ペレットターデットを用いて行なった爆縮実験の配置図を第5~12図に示す。X線エミッターとしてステンレス管の内側に金をコートしたもの用いた。レーザービームはこのエミッタータ



第5-10図 各エネルギー領域のX線量のZ依存性

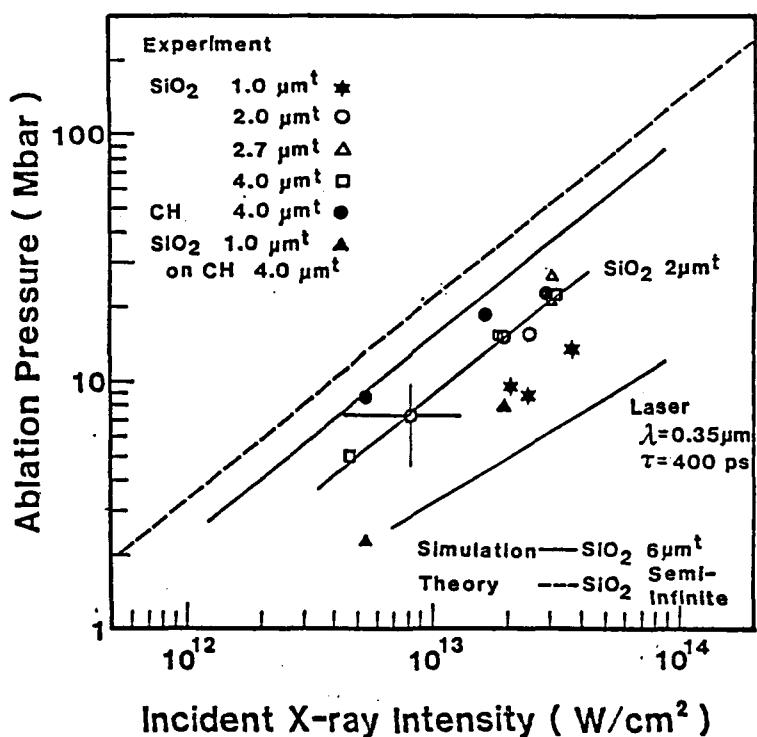


第5-11 図 X線変換効率のターゲット材質依存性



第5-12 図 X線輻射駆動型爆縮実験配置図

ターゲットを $54^\circ$ の角度で照射することになる。ペレットターゲットとしてはガラスマイクロバルーン（GMB）を主に用いた。その大きさは $150\text{ }\mu\text{m}$ 直径、肉厚 $2\text{ }\mu\text{m}$ である。 $X$ 線で駆動させ圧縮するペレットの様子を観測するため、第4章でも紹介したモリブデンを $X$ 線源とする $X$ 線ラジオグラフ法を用いた。第5-13図には得られた $X$ 線ラジオグラフから評価されたアブレーション圧力の照射 $X$ 線強度に対する依存性を示す。照射 $X$ 線強度 $10^{13}\text{ W/cm}^2$ で $10\text{ Mbar}$ に近いアブレーション圧力が得られ、この値はレーザー照射の場合にくらべて3倍近く高い値である。第5-7図に示した短パルス $54^\circ$ 入射の場合のスペクトルで考えてみると、照射 $X$ 線スペクトルの $0.2-0.3\text{ keV}$ の成分はガラス中に含まれる珪素（Si,  $Z=14$ ）のL吸収端（ $105\text{ eV}$ ）で、また、 $1\text{ keV}$ 付近のものについては酸素（O,  $Z=8$ ）のK吸収端（ $530\text{ eV}$ ）で吸収を受け、効率のよハターゲットデザインであることが判る。



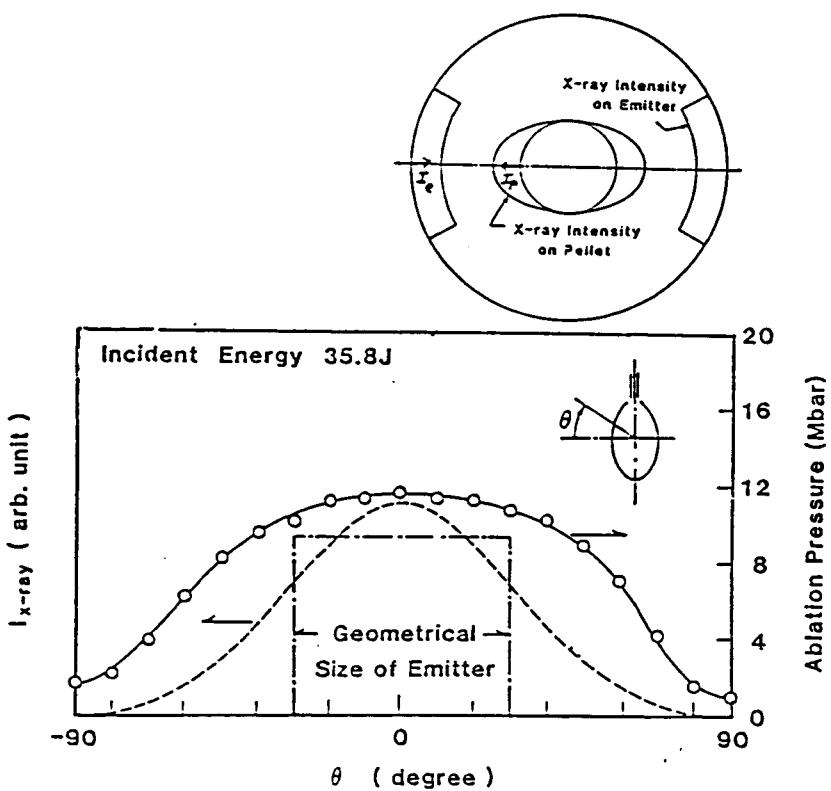
第5-13図 アブレーション圧力の照射 $X$ 線強度依存性

## (2) 爆縮の一様性

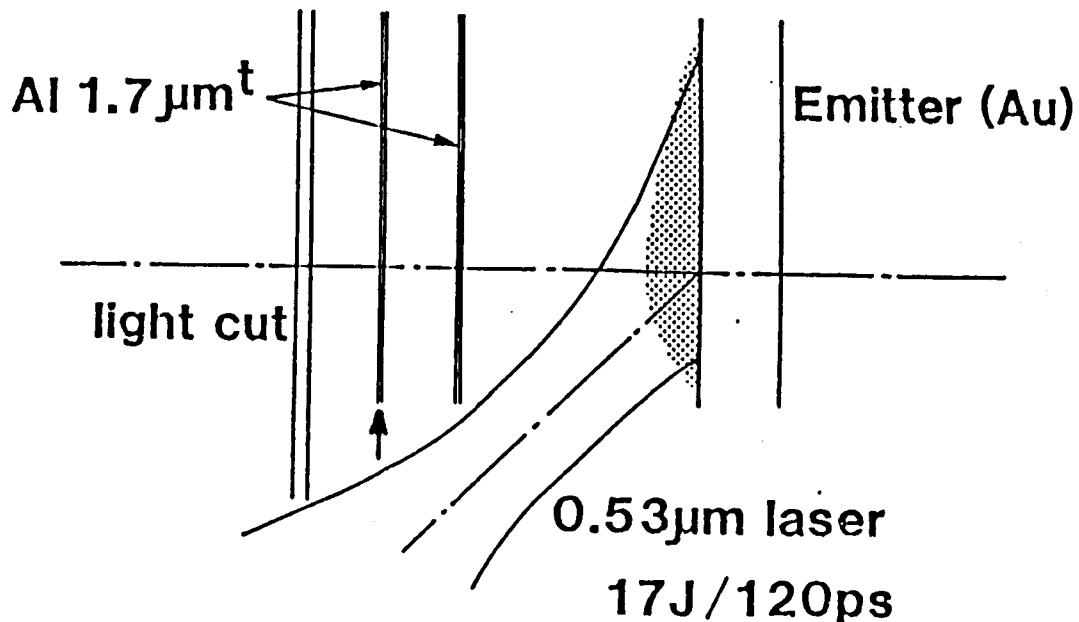
第5-14図に先の実験で得られたペレット上でのX線強度分布と計算によって得られた強度分布を示す。幾何計算で予想される分布に匹敵あるいはそれ以上に一様なX線の強度分布が得られている。

## (3) 予備加熱

X線輪射駆動型爆縮におけるX線による予備加熱量の測定の実験配置図を第5-15図に示す。X線源は金であり、その入射角は $54^\circ$ である。吸收体としてアルミニウム $1.7\text{ }\mu\text{m}$ （第1膜）、予備加熱量測定用として同じくアルミニウム $1.7\text{ }\mu\text{m}$ （第2膜）を使用している。この第2膜が吸収するX線量をその膜の拡がりの程度から測定するものである。吸收体がAlの場合は第5-7図の短パルス斜入射の放射スペクトルの $0.5\text{--}1.6\text{ keV}$ の成分が主として第2膜のAlを加熱していることが判った。



第5-14図 ペレット上でのX線強度分布



第 5-15 図 X線子備加熱測定配置図

## § 5-4 まとめ

X線輻射駆動型爆縮において、外部X線源として現在用いているレーザー生成プラズマからの放射X線スペクトルの絶対量測定を行ない、そのレーザー照射条件、ターダゲット材料に対する依存性を明らかにした。本章での結果をまとめると次のようになる。

- (1) 金プラズマからのX線放射スペクトルの測定を行ない、X線量の大部分は1keV以下の領域に存在し、そのスペクトルは黒体輻射スペクトルではないことを明らかにした。
- (2) 斜入射の場合、X線への変換効率は照射レーザー強度に対して強い依存性は示さない。
- (3) レーザーパルス幅に対しては長いパルスの方がX線変換効率

は高くなっている。

- (4) 斜入射にくらべ、垂直入射の方が変換効率の高いことが明らかになった。スペクトルの形も異なり、このスペクトルの変化はレーザー光吸收領域から高密度領域へのエネルギー輸送の経路のイオン電離状態が異なるためと考える。
- (5) 種々の平板ターデットからの放射X線スペクトルを測定し、軟X線領域において、元素周期に対応するスペクトルの変化を明らかにした。

### 参考文献

- 1) N. M. Ceglia, R. L. Kauffman, A. M. Hawryluk and H. Medecki  
(to be published).
- 2) R. H. Day, P. Lee, E. B. Saloman and D. J. Nagel, J. Appl. Phys.  
52, 6965 (1981).
- 3) P. Jaeglé, A. Carillon and G. Jamelot, Phys. Rev. A Rapid Comm.  
27, 1247 (1983).
- 4) Ya. B. Zel'dovich and Yu. B. Raizer, Physics of Shock Waves  
and High-Temperature Phenomena (Academic Press, New York,  
1966), p279
- 5) W. C. Mead, E. H. Campbell, K. G. Estabrook, R. E. Turner,  
W. L. Kruer, P. H. Y. Lee, B. Pruett, T. C. Ruppert, K. G. Tirsell,  
G. L. Stradling, F. Ze, C. E. Max and M. D. Rosen, Phys. Rev.  
Lett. 47, 1289 (1981)
- 6) C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff,  
J. Tirmont, M. Weinfeld and A. Michard, Phys. Rev. Lett. 48,  
1018 (1982)

7) E. M. Campbell , Laser Program Annual Report (1979)

## 第6章 結論

短パルス X線ラジオグラフ法を爆縮プラズマ計測へ応用し、高密度領域の一様性を観測した。爆縮の一様性はレーザー照射条件に依存していことがあることが判り、間接駆動型爆縮方式による圧縮一様性の向上を提案した。衝撃波駆動型爆縮方式において、フッシャー領域で著しい一様性の向上を観測した。X線輪射駆動型爆縮方式では X線源の特性について調べ、高効率ペレット設計への情報を探求した。本論文における結果を総括すると次のようになる。

### 第2章

- (1) X線ラジオグラフ法による爆縮プラズマの密度、温度あるいは形状の観測について、X線源の発光 X線のエネルギーとそのスペクトル、発光時間の測定を行ない、観測系の空間分解能の向上をはかった。

### 第3章

- (1) X線ラジオグラフ法を爆縮プラズマ計測へ応用し、時間分解された三次元情報を得られることを示した。
- (2)  $1.05\mu\text{m}$  レーザー爆縮実験において、高密度領域の一様圧縮がレーザー照射条件に大きく依存していることを明らかにした。
- (3) 不透明度を評価することにより、流体運動として計算機シミュレーションと対応することができ、より詳細な解析が可能となった。

### 第4章

- (1) レーザー光吸收領域とフッシャー領域を低密度フォーム層を用いて幾何学的に遠ざけることにより、衝撃波駆動型爆縮と

となり、アッシュヤー領域で爆縮の一様性が向上することを示した。これは衝撃波がフォーム層を伝播するときの流体力学的作用に起因すると結論された。

- (2) フォームペレットのレーザー光吸收率は集光条件にほとんど依存せず、55%と従来のペレットにくらべ高い値を示した。これは照射初期段階にレーザー光がフォームのセル中へ進入し、完全吸收される効果が影響しているものと考える。

## 第5章

- (1) 波長  $0.53 \mu\text{m}$  のレーザーによって生成した金プラスマからの放射X線の絶対スペクトル計測を行ない、そのレーザー強度、レーザーパルス幅、レーザー入射角依存性を明らかにした。放射X線スペクトルは黒体輻射スペクトルとは異なり、その変換効率は、 $I_L = 10^{13} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$  の領域では照射レーザー強度には強く依存せず、パルス幅が長い方ほど、入射角が小さいほどX線変換効率は大きいことが判った。
- (2) 各種ターゲット材料について放射X線スペクトルを明らかにし、X線輻射駆動型爆縮方式のターゲット設計に対して重要な情報を提供了。

以上の結果は、レーザーによる間接駆動型爆縮過程の解明と将来のペレット設計に大きく貢献するものと考える。

## 謝　　辞

1. 本研究の遂行に際し、終始懇意なる御指導、御鞭撻を賜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、西村正太郎名誉教授、大石嘉雄教授、藤井克彦教授、鈴木 肥教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授、山中龍彦教授、井沢靖和教授、加藤義章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、御討論を戴いた望月孝晏助教授に厚く感謝します。

また、終始変わぬ御指導、討論、激励を戴いた三間盈興教授、西原功修助教授、矢部 孝講師、中塙正大助教授、山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、故・的場幹史助教授、吉田国雄講師、北川米喜講師、今崎一夫講師に謝意を表します。

終りに、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、激励を戴いた井門俊治助手、畦地 宏助手、藤田尚徳助手、乗松孝好助手、宮永憲明助手、大道博行助手、宮本修二助手、仁木秀明助手、高部英明助手、阪部周二助手、実野孝久助手、上田孝寿代（三菱電機）、門脇 実氏（日本電気）および本研究遂行にあたり惜せない協力を戴いた白神宏元君、菊池昭博君（村田製作所）、浜田宗光君、池田直昭君、渡辺一裕君他研究室の方々に感謝します。

## 業 繢 目 錄

### 主要論文

- (1) Efficient Laser Absorption in Low Density Foam Target  
K. Okada, S. Sakabe, H. Shiraga, T. Mochizuki  
and C. Yamanaka  
Jpn. J. Appl. Phys. 21, L257 (1982)
- (2) Laser Implosion of Thick Low-Z Foam Coated Glass Microballoon  
K. Okada, T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga,  
T. Yabe and C. Yamanaka  
Appl. Phys. Lett. 43, 231 (1983)
- (3) Implosion Characteristics of Foam Layered Pellet for Laser Fusion  
K. Okada, T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga,  
T. Yabe, T. Norimatsu and C. Yamanaka  
Technol. Repts. Osaka Univ. 32, 313 (1982)
- (4) Spectrum-Resolved Absolute Energy Measurement of X-Ray Emission in 0.17 - 1.6 keV Range from a 0.53 μm Laser-Irradiated Au Target  
K. Okada, T. Mochizuki, M. Hamada, N. Ikeda,  
H. Shiraga, T. Yabe and C. Yamanaka  
Jpn. J. Appl. Phys. 22, L671 (1983)
- (5) Ablative Acceleration of Pellet Shells Irradiated by External Soft X-Ray Sources  
T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, H. Shiraga,  
T. Yabe and C. Yamanaka  
Jpn. J. Appl. Phys. 22, L133 (1983)

## 発表論文

- (1) Lateral Ablation Pressure Distribution in a 1.053- $\mu\text{m}$ -Laser-Irradiated Pellet  
H. Shiraga, T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada,  
A. Kikuchi and C. Yamanaka  
Phys. Rev. Lett. 49, 1244 (1982)
- (2) Implosion Symmetry of Laser Irradiated Fusion Pellet  
T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, K. Okada,  
T. Yabe and C. Yamanaka  
Physica Scripta T2, 479 (1982)
- (3) Preheating Energy in a Soft-X-Ray-Accelerated Foil  
H. Shiraga, S. Sakabe, K. Okada, T. Mochizuki  
and C. Yamanaka  
Jpn. J. Appl. Phys. 22, L383 (1983)

## 学会発表

- (1) ガラスレーザー激光IV号によるプラズマ実験  
IV. X線シャドウグラフによる爆縮ダイナミックスの研究  
日本物理学会 早稲田大学 1980年3月
- (2) X線シャドウグラフによるレーザー核融合爆縮ダイナミックスの研究  
電気学会全国大会 日本工学院専門学校 1980年4月
- (3) X線シャドウグラフによるレーザー核融合爆縮ダイナミックスの研究  
電気学会関西支部大会 大阪工業大学 1980年11月
- (4) レーザー核融合における爆縮対称性の研究  
レーザー学会 大阪大学 1981年2月
- (5) 低密度フォームアブレーターヘリットの爆縮  
日本物理学会 新潟大学 1981年10月
- (6) 低密度フォームを用いた均一爆縮の研究  
電気学会関西支部大会 神戸大学 1981年11月
- (7) Radiation Driven Compression III  
- X線スペクトルとエネルギー -  
日本物理学会 中央大学 1983年3月
- (8) Radiation Driven Compression VI  
- X線輻射スペクトルのレーザー強度、パルス幅及び区依存性 -  
日本物理学会 岡山大学 1983年10月
- (9) Radiation Driven Compression VII  
- Cannon-Cavity構造とX線輻射 -  
日本物理学会 岡山大学 1983年10月