

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	https://hdl.handle.net/11094/1303
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

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ため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案し、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、ターゲ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は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線ラジオグラフィ法について述べる。

第3章ではこのX線ラジオグラフィ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、ターゲ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。レーザー光吸収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収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ゲ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、低予備加熱のターゲ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

		ページ
第 1 章	緒 論	1
第 2 章	短パルス X 線ラジオグラフ法の開発	4
§ 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
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	17
§ 3-1	まえがき	17
§ 3-2	激光 IV 号 1.05 μm 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
第 4 章	低密度フォームを用いた求心衝撃波駆動型爆縮	32
§ 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線カロリメーター	67
5-2-2	激光Ⅱ号 0.53 μm 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で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、

$$f_B \sim \frac{PR}{PR + \beta}, \quad \beta \equiv \frac{2\alpha m_i c_s}{\langle \sigma v \rangle_T} \quad (1-1)$$

とあらわされる¹⁾。ここで ρ 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²⁾ことを考慮すると $\beta = 2 \sim 6 \text{ [g/cm}^2\text{]}$ と計算される。これより、燃焼率は PR のみの関数となり、 PR 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変であるから、 $\rho R^3 = \text{const}$ より $\rho R \propto R^{-2}$ となり圧縮するほど PR 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ることが考えられる。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おり、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。^{3,4)} さらに高速電子、衝撃波、X線放射による予備加熱量の測定がなされている。^{5,6)} 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、ターゲ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る。^{7,8)}

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、レーザー光吸収分布、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収、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、それぞれの基礎過程の研究が重要となってきた。

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二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線放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、高效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. Ripin, 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. Lehberg 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が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線も密度の高いプッシャー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比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ことで爆縮プラズマの2次元あるいは3次元情報を得ることも可能となる。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線としての機能を十分に備えている。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ぬに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 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 2.8×10^{21} [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 2×10^{20} [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 keVのX線を用いるとその波長は9 Åと可視光にくらべはるかに短かいため遮断密度は電子密度で 1.4×10^{27} [cm⁻³]となる。実際には吸収の効果があるためX線といえども 10^{27} [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、吸収の効果も考慮しても現在の爆縮プラズマの規模からすれば、 10^{23} [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。

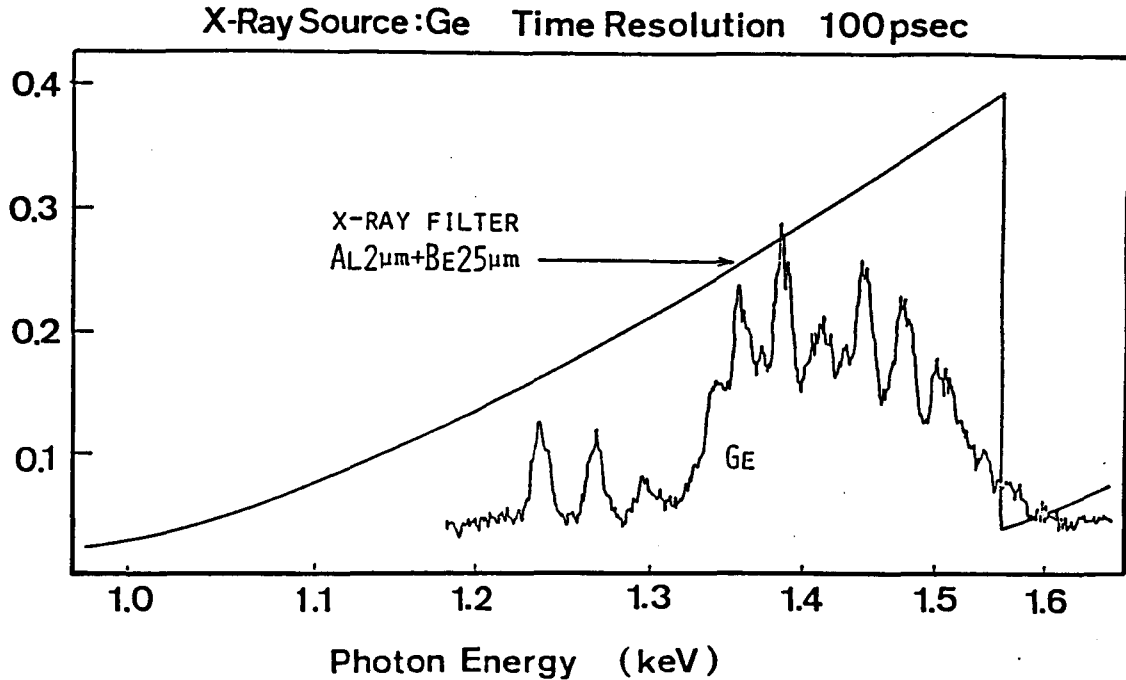
X線を燃料ペレット後面から投射し、その透過X線を測定するX線ラジオグラフ法において、そのプローブX線としてレーザーを照射した金属などから発生するX線を利用することにする。このプローブX線のターゲットプラズマによる吸収量の変化をX線フィルムなどを用いて計測する。重要なポイントは次のようである。

(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二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広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る。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線フィルムの代わりに分光情報をストリークカメラに入力すること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る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とター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¹⁾。1.4 keV付近に強い発光があり、そのスペクトル幅がりも ± 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 $2\mu\text{m}$ をフィルターとして用いれば1.4 keV近辺のX線を選択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バリリウム $75\mu\text{m}$ 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わせることで単色に近いスペクトルのプロ



第2-1回 ゲルマニウムプラズマからのX線放射スペクトル

プローブX線を作ることが出来る。圧縮コアなどの $10^{24} \sim 10^{25} [\text{cm}^{-3}]$ 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²⁾。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

御することによって時間分解を行なう必要がある。すなわち、時間分解された情報を得ようとするにはプローブX線の発光時間はペレットターゲットの爆縮時間に比べて充分短い必要がある。金属板などをガラスレーザーで照射したときに発生するX線(1 keVより高いエネルギーをもつX線)の発光時間はX線ストリークカメラ(時間分解能20 psec程度)を用いて測定した結果、照射レーザーのパルス幅に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ション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線ストリークカメラのスリット上に爆縮プラズマの像を写し、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線ストリークカメラ、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線ストリーク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 ≤ 20 psecと非常に高い分解能をもつため爆縮時間などの計測には有力である。一様性などの爆縮プラズマの形状の計測にはX線ピンホールカメラ、フレネルゾーンプ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、プローブ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プ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でよいばかりでなく、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 ΔX 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が、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 μm の直径で十分なアスペクト比(ピンホール深さ/ピンホール直径) $> 5 \sim 10$ 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 μm 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 θ 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の可能性がでてくる。現実には、 d , t , h の相互関係により妥当なと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 : $35^\circ \sim 40^\circ$

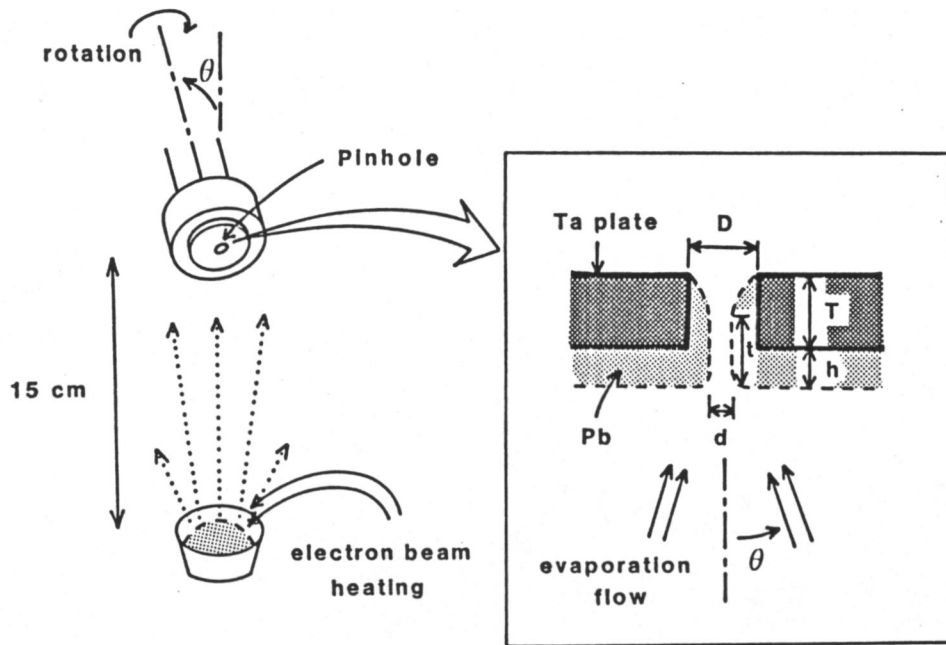
蒸着装置 : 電子ビーム加熱方式

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。

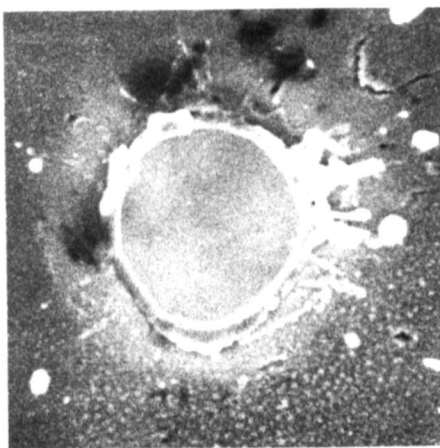
ピンホール径 : $6 \sim 7 \mu\text{m}$ φ

アスペクト比 : 1.3 (計算値)

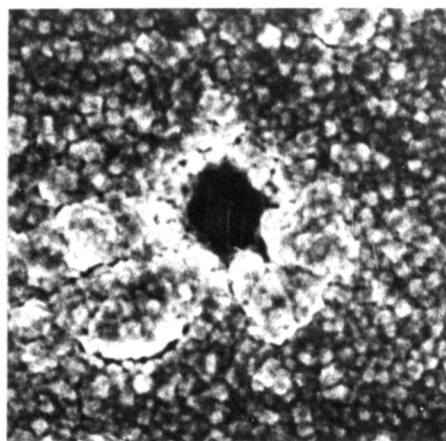
このピンホールの電子顕微鏡写真を第2-3図に示す。大きく形



第 2-2 図 ピンホール縮小化のための蒸着装置図



(a)



(b)

10 μm

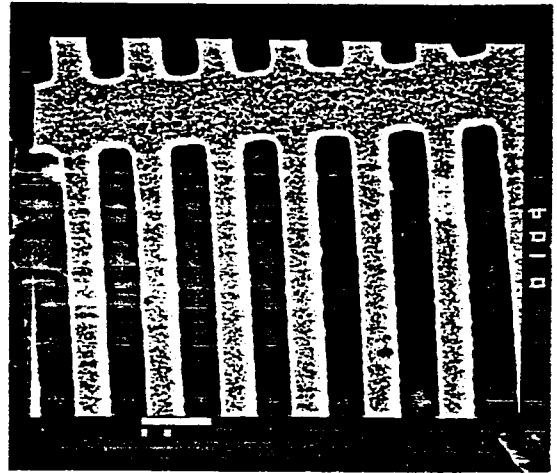
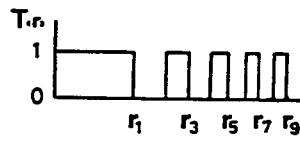
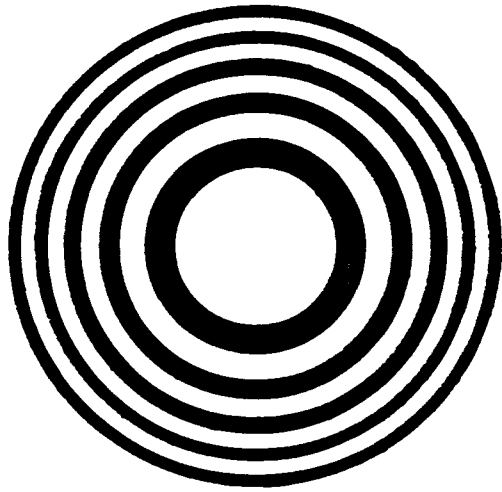


第 2-3 図 蒸着法による既存ピンホールの縮小化
(a) 蒸着前, (b) 蒸着後)

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 線ラジオグラフィ法では蒸着物質ならびに蒸着角度を
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。

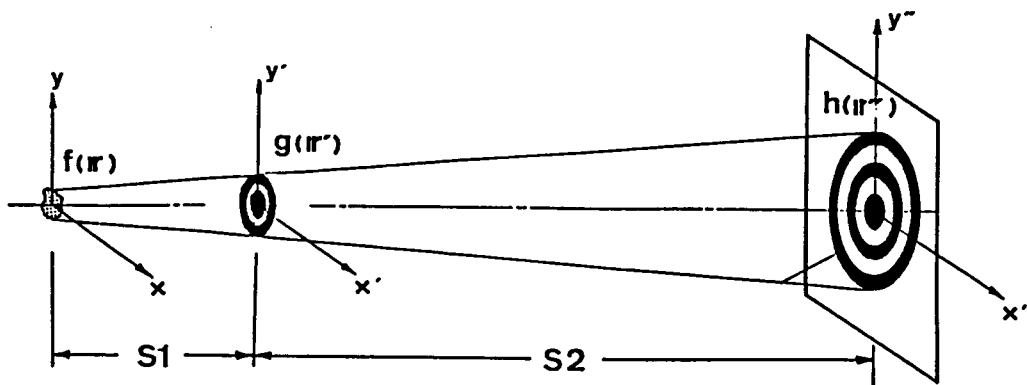
(2) フレネルゾーンプレートカメラ

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
グラフィ法で観測するには、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プレートカメラが考えられる。爆縮ペレ
ットからの透過 X 線によってゾーンプレートの影絵を 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。フレネルゾーンプレ
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プレ
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プ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 フレネルゾーンプレートの
電子顕微鏡写真



第2-6図 フレネルゾーンプレートのイメージング

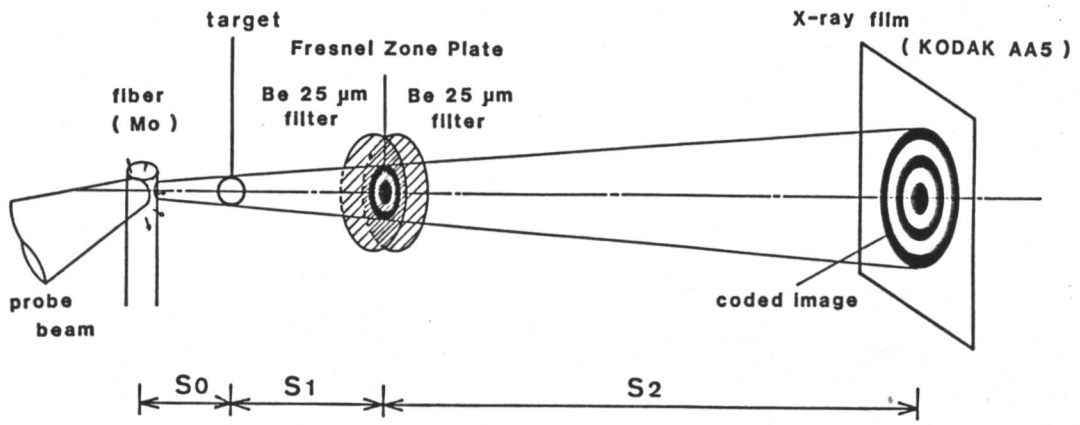
面上の像をコヒーレントな可視光で再生することにより元の3次元的な像が得られる。

このゾーンプレートカメラをX線ラジオグラフィ計測へ応用した³⁾。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200 μm 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線の減衰とゾーンプレートの保持、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 μm 、160 μm である。使用した被写体となるターゲットは直径140 μm 、肉厚2 μm のガラスマイクロバルーンとベリリウム2 μm コートしたポリエチレンマイクロバルーン140 μm 中、2 μm tである。ガラスマイクロバルーンはそれぞれ自身のX線発光像をピンホールカメラとゾーンプレートカメラで撮影し、比較するために用いた。

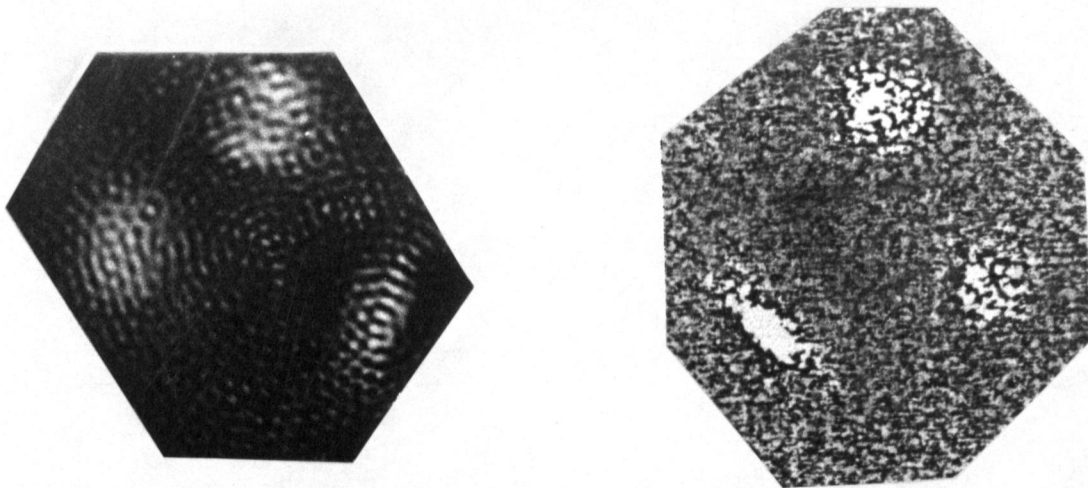
実験で得られたコーディドイメージをHe-Neレーザーを用いて再生した。第2-8図にはガラスマイクロバルーンをメインレーザーで照射したときの再生像と比較のために同時撮影したピンホール写真を示す。第2-9図はそれぞれベリリウムコートしたポリエチレンマイクロバルーンとX線源の再生像である。X線源の像とペレットの像が分離されているが、充分な像が再生されるまでには至っていない。

§2-4 まとめ

X線ラジオグラフィ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



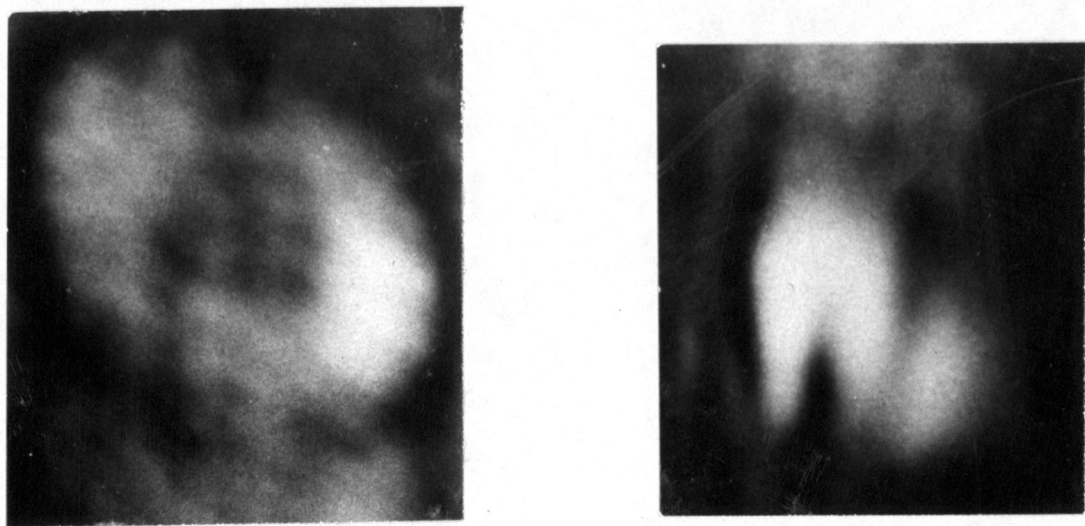
第2-7図 フレネルゾーンプレートを使ったX線ラジオグラフィ配置図



(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) ピンホール像

(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線ラジオグラフィ像

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、ゲルマニウムプラズマからの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線ピンホールカメラ用ピンホールとして、直径6 μm のピンホールを蒸着法により製作した。
- (4) フレネルゾーンプレートカメラを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) 望月孝晃, 中塚正大, 山中龍彦, 山中千代衛, "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 爆縮パレットのX線ラジオグラフィ法による 時間分解像

§3-1 まえがき

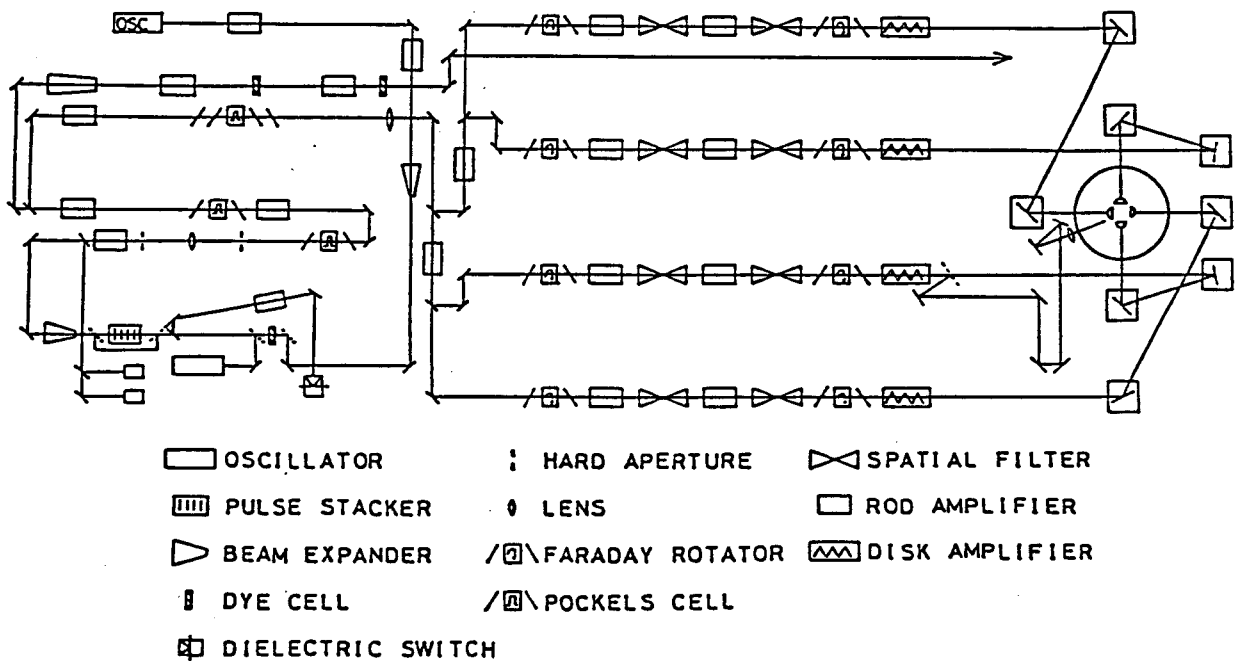
核融合プラズマのアブレーティブな爆縮過程においては、吸収されたレーザー光エネルギーが熱伝導などによりプッシャー領域まで輸送され、そのエネルギーで噴出するプラズマの反作用で燃料を圧縮する。輸送されたエネルギーでこのプッシャー領域がどのような流体運動を起し、燃料を圧縮するかは燃料の到達密度、温度に大きく影響する。高密度圧縮をめざすアブレーティブな圧縮ではプッシャー領域が空間的に一様に爆縮することが必要であり、これまで可視光プローブなどを用いてその運動の様子が調べられてきた。この可視光プローブで観測するコロナ領域(レーザー光吸収領域)は温度が高いために横方向の熱伝導もよく、一様になりやすいが、プッシャー領域になると低温高密度のため必ずしも横方向の十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線ラジオグラフィ法を応用して観測した爆縮プラズマの高密度領域(プッシャー領域)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線ラジオグラフィ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 μm レーザーによるパレットの 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ー

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のプローブ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。

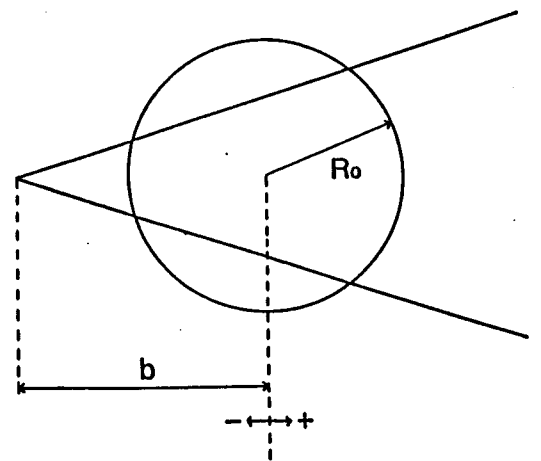
レーザーはガラスレーザー激光IV号システムを用いた¹⁾。第3-1図にそのシステム図を示す。最大出力パワー4TW(100psec)、最大出力エネルギー2kJ(1.0nsec)のレーザーシステムである。その波長は1.05 μm である。レーザー照射条件は次のことを考慮して設定した。X線源照射用レーザーはターゲット照射用レーザーから取り出しているため、第2章で述べたようにプローブX線の発光時間はターゲット照射用レーザーのパルス幅と同程度となる。アブレーション圧縮の立場からは1nsecというような長いパルス幅がふさわしいが、爆縮時間が2nsec程度と予想さ



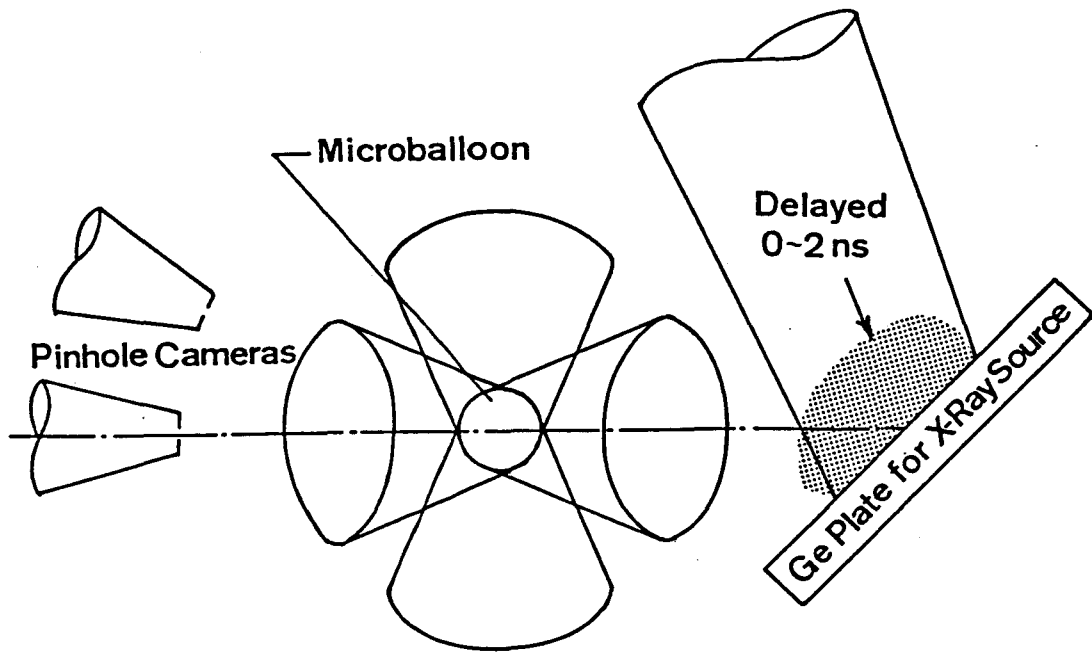
第3-1図 激光IV号システム図

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に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ション圧縮ではなく、爆縮の初期の短い時間(たとえば $400 \sim 500$ psec)のプラズ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 $50 \text{ J}/0.1 \text{ nsec}/4 \text{ beams}$ 、ポリエチレンマイクロバルーンのとき $40 \text{ J}/0.12 \text{ nsec}/4 \text{ beams}$ である。その照射レーザー強度はそれぞれ 6×10^{14} , $5 \times 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ である。こうすることにより、ターゲット自体からのX線の発光も少なくなり、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線の発光があるとX線ラジオグラフにはX線源の発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発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内錐体の内側にペレットが接する $b/R_0 = 0.34$ 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 $0 \sim 2 \text{ nsec}$ の遅延時間がとれるようにした。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回 X線ラジオグラフィシステム図

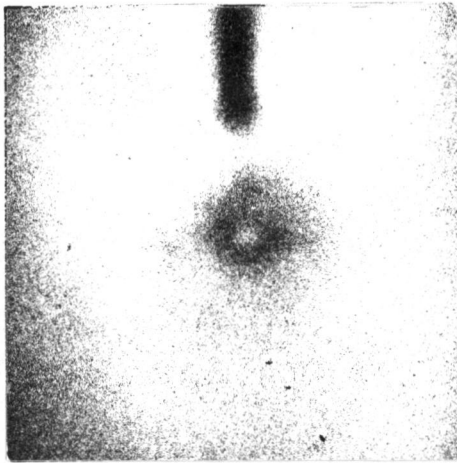
ザーで照射されたペレットターゲットの背後にゲルマニウム (Ge , $Z=32$) 板を置き、これを遅延したレーザーパルスで照射してこのゲルマニウムプラズマから発光する 1.4 keV の X 線 (第 2-1 回参照) を利用して X 線ピンホールカメラでその X 線ラジオグラフィを観測するものである。第 2 章でも述べたように、X 線ピンホールカメラにはベリリウム $25 \mu\text{m}$ とアルミニウム $2 \mu\text{m}$ のフィルターが取り付けられている。ピンホール径は $13 \mu\text{m}$ である。X 線ラジオグラフィを観測する X 線ピンホールカメラとは別にもう一台 X 線ピンホールカメラを空間的に 22.5° 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測した。

(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断できる。この照射レーザー強度でアブレーションによりはかれるベリリウムの厚さはコートした厚さ $4\mu\text{m}$ 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はか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ったが、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プッシュ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

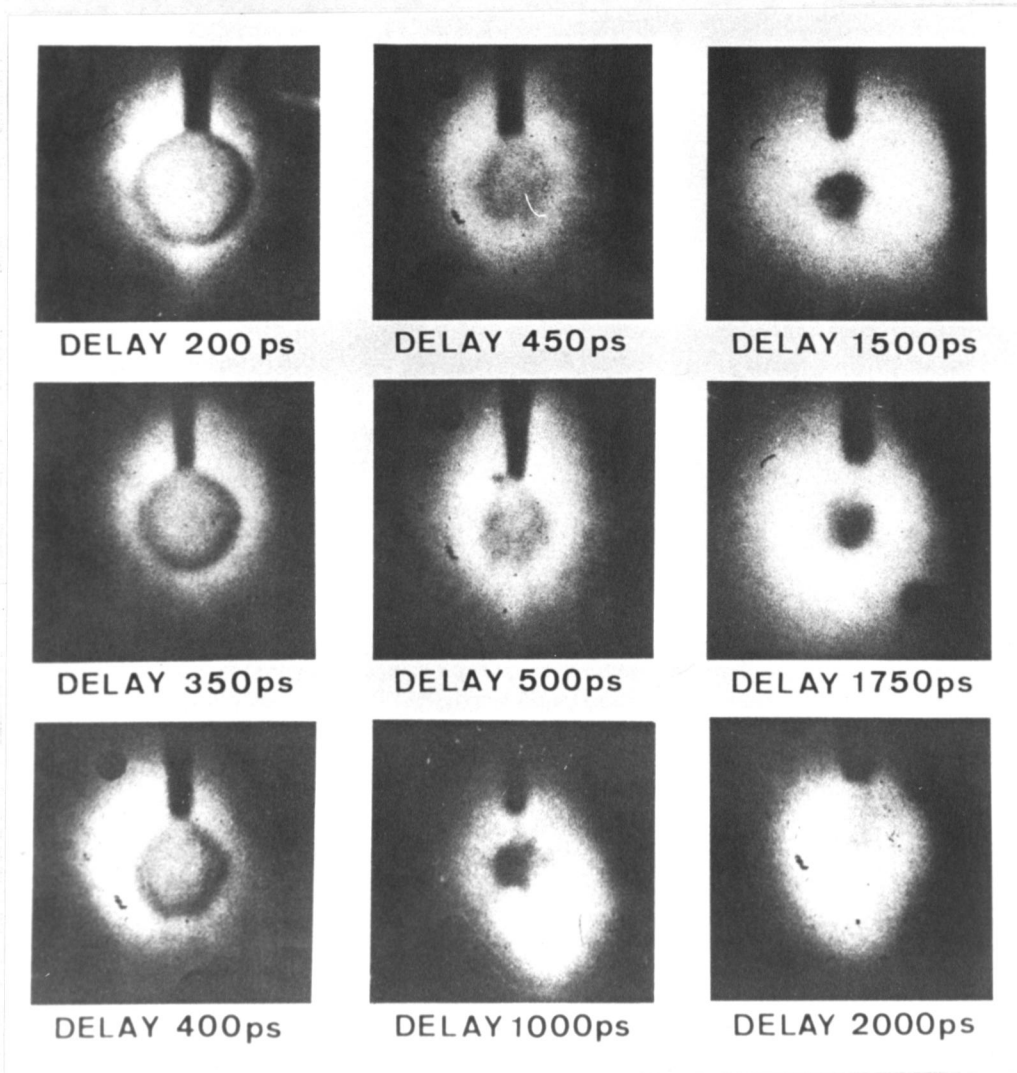
第3-5図にポリエチレンマイクロバルーンの爆縮の様子を示すX線ラジオグラフを示す。時間が経過するにつれてペレットターゲットが圧縮されていく様子が2次元像として明らかになった。その爆縮時間は $1\sim 2\text{ nsec}$ であると判断される。このX線ラジオグラフの時間分解能はレーザーパルス幅ならびに得られたX線ラジオグラフ像から 100 psec 以下であると判断できる。これは爆縮時間に対して充分短かく、時間分解能は充分であると考えられる。



(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 ホリエチ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 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か考えられる。

- (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) レーザーテ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) レーザー吸収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 線の吸収の割合を表わす不透明度 (オパシティー) τ を導入する。1 次元の爆縮流体コード HIMIC²⁾ 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 r だけ離れた点での不透明度 τ は各メッシュでの不透明度 τ_i の総和であらわされる。すなわち、

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

となり、この τ_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 σ 、プローブ X 線方向にそった吸収長 Δl_i の積であらわされるため、不透明度 τ は、

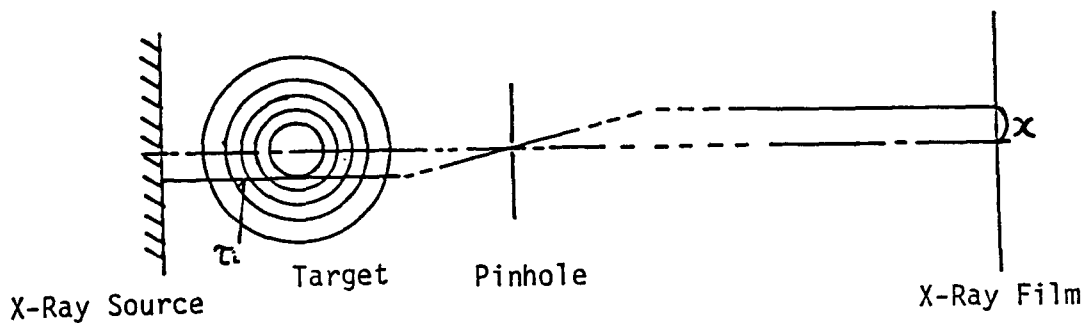
$$\tau = \sum_{\text{メッシュ}} n_i \cdot \sigma \cdot \Delta l_i \quad (3-2)$$

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 σ は異なる。したがって、不透明度 τ は次のように書きあらわされる。

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

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ぞれの元素についての合計をとらなければならない。結局、不透明度 τ は次のような式となる。

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



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、 $13\mu\text{m}$ 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 τ 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。すなわち、不透明度 τ 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 はプローブX線の空間的な強度分布、 I_2 は爆縮プラズマで吸収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線の吸収断面積はプローブX線の波長が変われば当然変化する。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、プローブX線の発光スペクトル範囲で積分して不透明度 τ 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 はプローブ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 τ を表現すると次のようになる。

$$\tau = \ln \frac{\int S_1 d(h\nu)}{\int S_2 d(h\nu)} = \ln \frac{\int S_1 d(h\nu)}{\int S_1 \exp(-\tau_1) d(h\nu)}$$

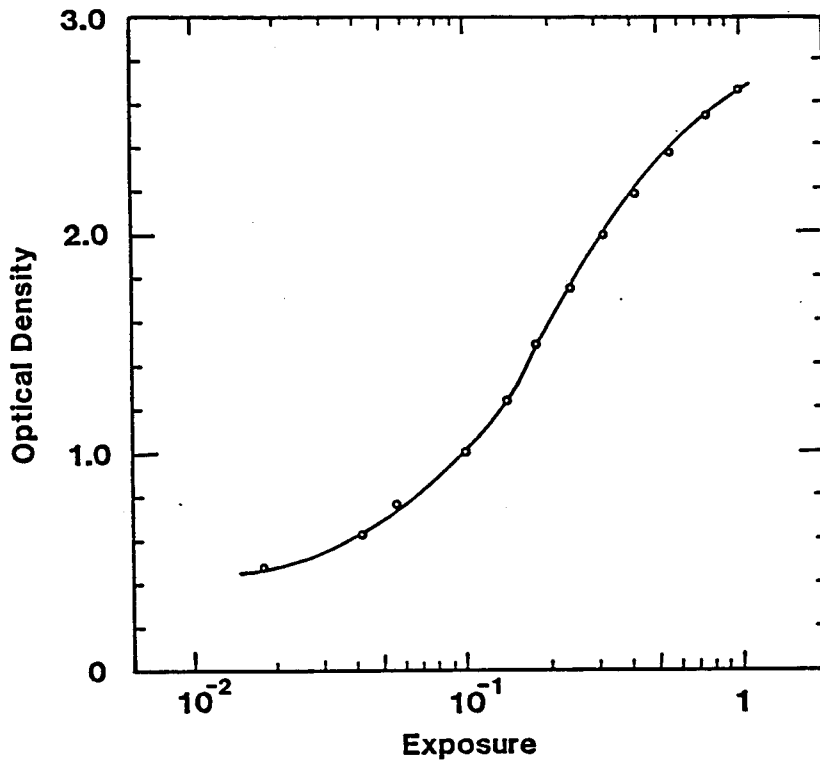
$$\tau_1 = \ln \frac{\int_A I_1 dx}{\int_A I_2 dx} = \ln \frac{\int_A I_1 dx}{\int_A I_1 \exp(-\tau_2) dx}$$

$$\tau_2 = \sum_{\lambda_{\text{X線}}} \Delta l_i \sum_{\text{元素}} N_{ik} \sum_{\text{体種}} f_{jk} \sigma_{jk}$$

(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線に対して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。レーザーアラズマより発生した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。実験で用いたフローブ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ステル($C_{10}H_8O_4$, $\rho = 1.39 \text{ g/cc}$) $2.8 \mu\text{m} \pm 0.3 \mu\text{m}$ を用いた。

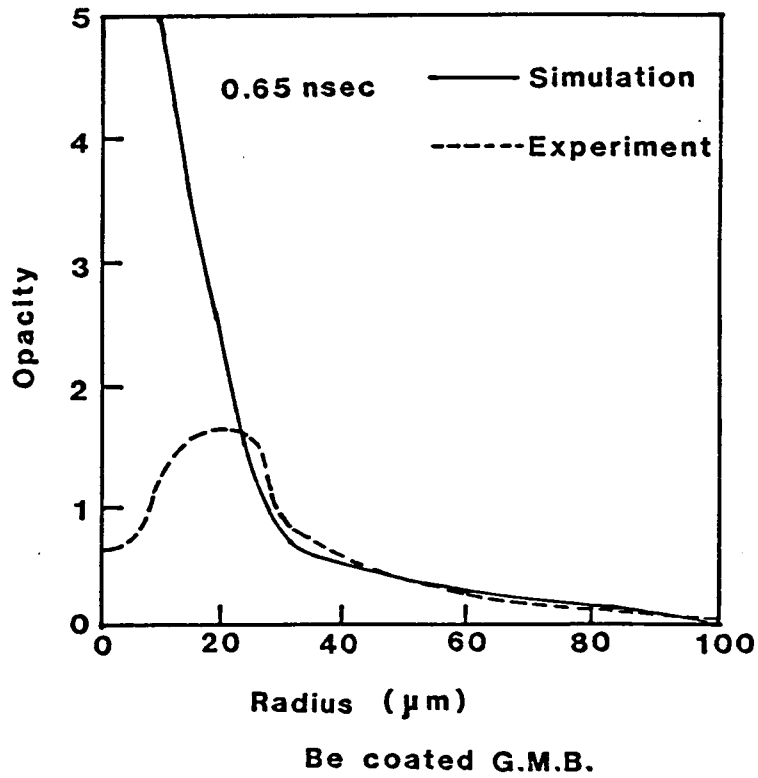


第3-7図 H-D 曲線

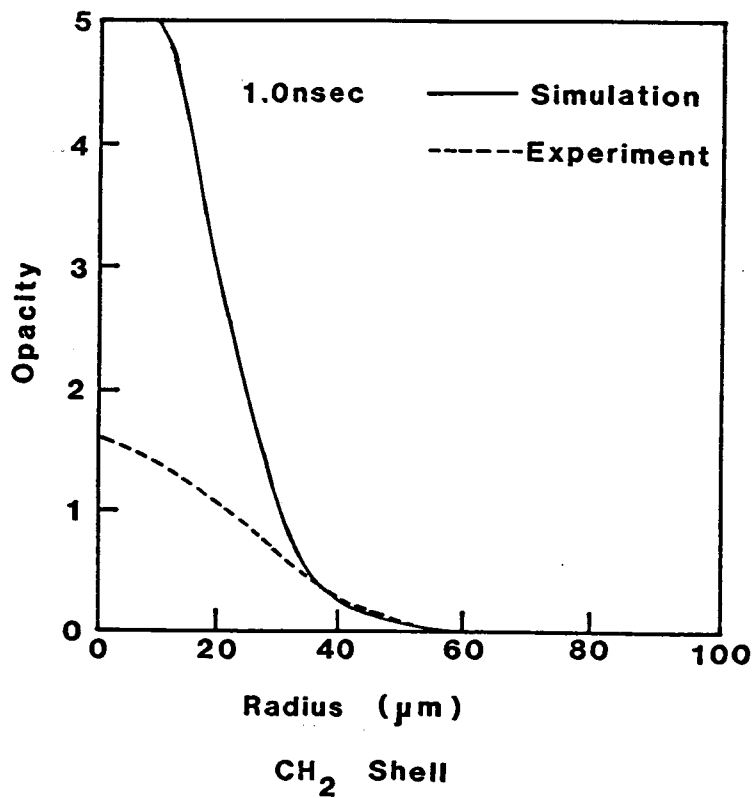
(フィルム: KODAK XRP-5)

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ゲ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ンの電離状態を計算した。第3-8図の半径が $25\ \mu\text{m}$ 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 $25\ \mu\text{m}$ 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っている。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いためと考えられる。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 バリウムコート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。

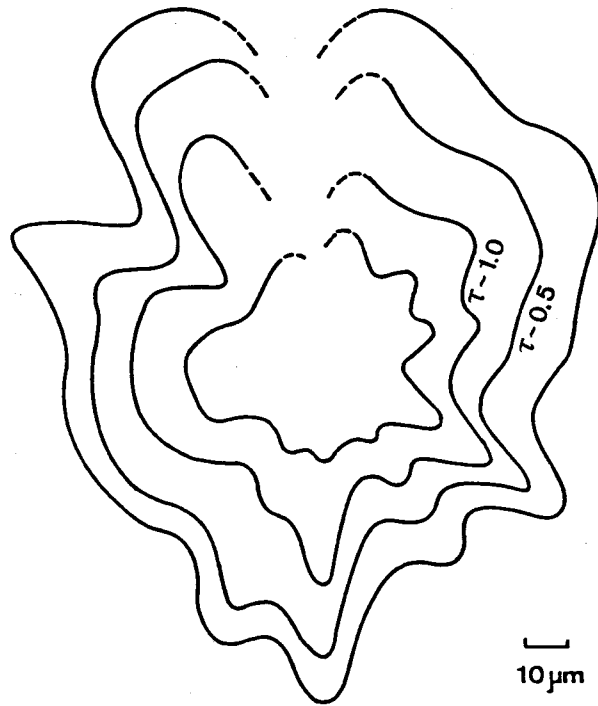
第3-10図には、第3-5図の500 psecのX線ラジオグラフから評価した2次元の等不透明度を示す。非一様性の様子がより定量的に判断できる。

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。

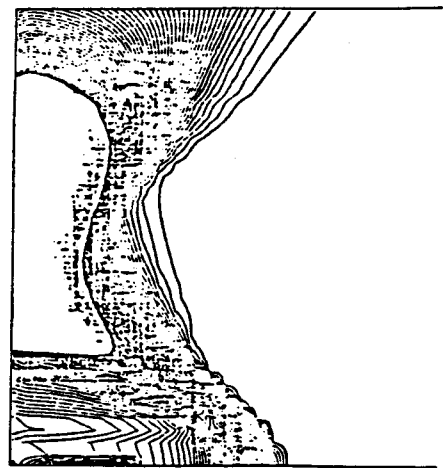
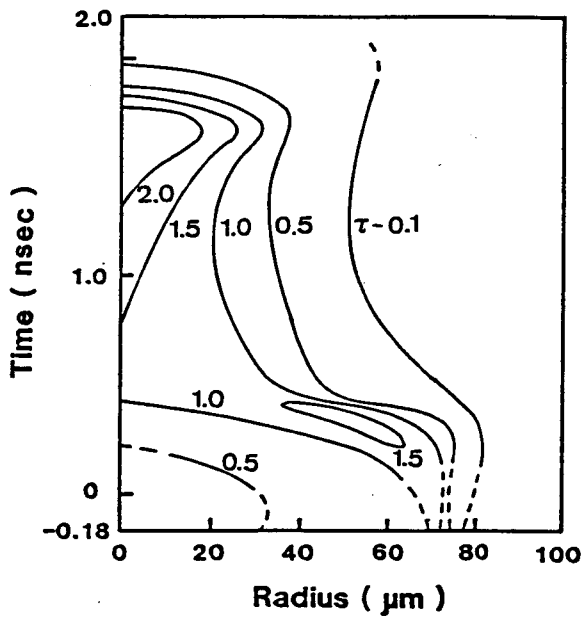
このようにプローブX線に対する不透明度を算出することで実験と計算機シミュレーションとを流体運動として比較することが可能となり、より詳細な解析ができるようになった。

§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、ペレットターゲットの爆縮過程を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回 爆縮したポリエチレンハレットの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回 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二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) フローブ 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

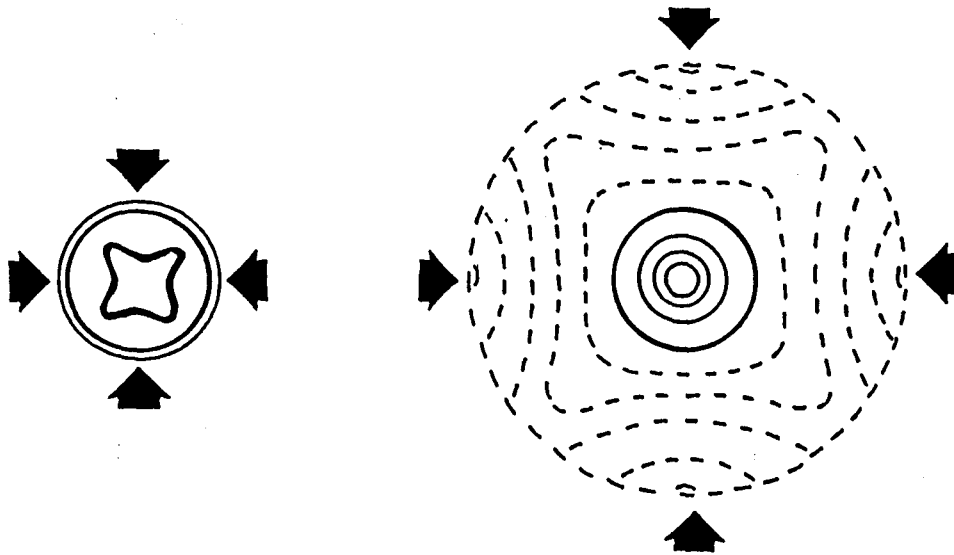
- 1) C. Yamataka, Y. Kato, Y. Izawa, K. Yoshida, T. Yamataka, T. Sasaki, M. Nakatsuka, T. Hockizuki, J. Kuroda and S. Nakai, IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 1639 (1981)
- 2) T. Yabe, K. Mima, K. Yoshikawa, H. Takabe and M. Hamano, Nucl. Fusion 21, 803 (1981).

第4章 低密度フォームを用いた求心衝撃波駆動型爆縮

§ 4-1 まえかき

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で駆動し、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($F \equiv f/D$, 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ことにより、ター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、従来の低密度固体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へ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

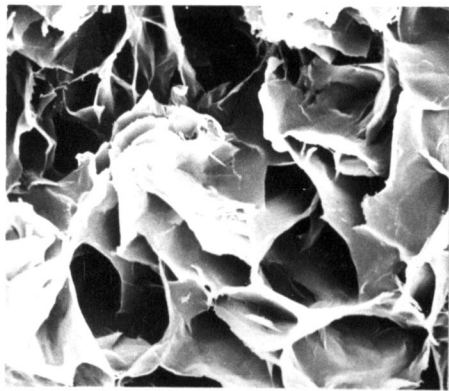
照射したレーザーのエネルギーが核融合ペレットにどのような吸収機構でどの程度吸収されたかを知ることが爆縮過程を解明する第一歩である。照射したレーザーエネルギーの一部はターゲットプラズマにより吸収され、その吸収されたエネルギーは熱電子、高速電子、X線輻射などの形でペレットターゲットの爆縮に関与する。吸収されなかった残りのレーザーエネルギーは散乱光としてそのエネルギーを持ち去ることになる。このレーザー光のターゲットプラズマによる吸収率は、散乱された（後方散乱、側方散乱）レーザー光のエネルギーを測定することにより間接的に

ではあるが知る事ができる。本実験では積分球¹⁾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、レーザー光吸収率を評価した。

4-2-1 実験方法

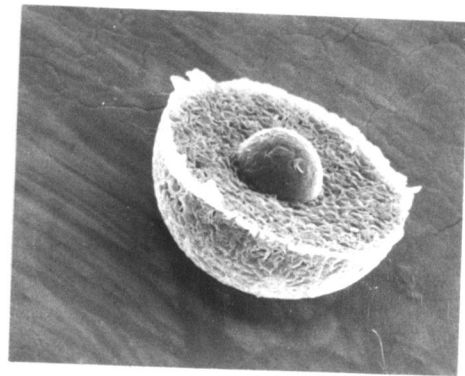
本章で述べるフォームペレットは次の過程を経て製作される¹⁾。まず、プラスチックフォームの材料であるTPX (ポリ(4-メチル-1-ペンテン)) = C_5H_{12} , $\rho_{TPX} = 0.83 \text{ g/cc}$) を溶媒のジフェニルメタンに入れ、 230°C 付近まで加熱攪拌して溶かしTPXの溶液を作る。この溶液を銅で作ったフォームペレットの鋳型の中に入れてそのまま冷却する。その後、メタノールで溶媒であるジフェニルメタンを完全に抽出し、フォーム(泡)状になったTPXの半球状のものを製作する。燃料球を2つの半球状のフォームで包み込むことによりフォームペレットが完成する。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 $15 \sim 20 \mu\text{m}$, その壁厚は $0.7 \sim 1.5 \mu\text{m}$ である。吸収率計測においては中心におか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 mg/cc であった。吸収率計測においては比較のために低密度固体密度のバ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 nsec , 50 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ゲットへ集光される。集光パラメーター 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 $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ($b/R_0 = -3.3$) $\sim 7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ($b/R_0 = 0$) である。



(a)

10 μ m



(b)

100 μ m

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れば位置に関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1 μ m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 $\pm 10\%$ 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

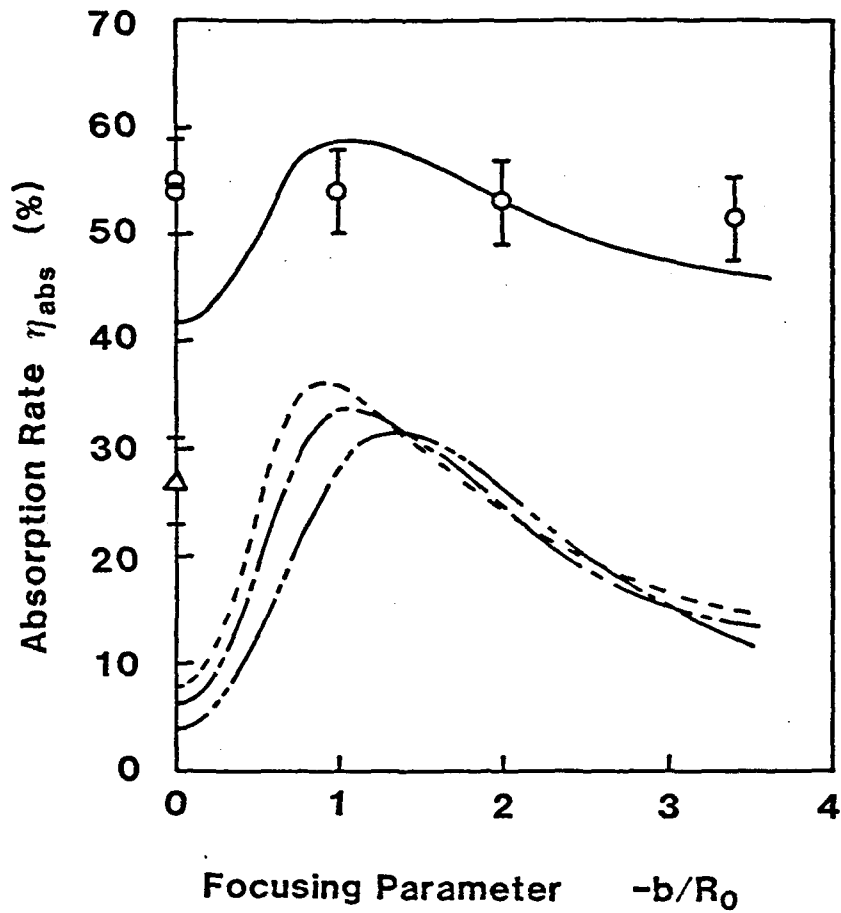
第4-3図にフォームペレットのレーザー光吸収率の集光条件に対する依存性を示す。また、 $b/R_0 = 0$ でレーザー強度がフォームペレットの場合と同じになる照射条件でのベリリウムコートGMBのレーザー光吸収率をも示す。第4-3図をみてわかるようにフォームペレットのレーザー光吸収率はレーザーの集光条件にほとんど依存せず、55%であった。この値はベリリウムコートGMBの吸収率にくらべ2倍近く高い値である。

この吸収率の特性を検討するために、計算機コード“ABS”²⁾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、 $L_2 \sim C_s \times \tau_{\text{pulse}}$ (C_s : プラズマ中での音速, τ_{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。³⁾

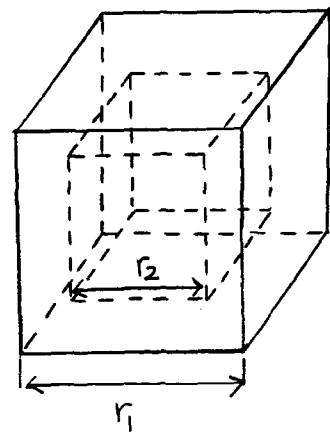
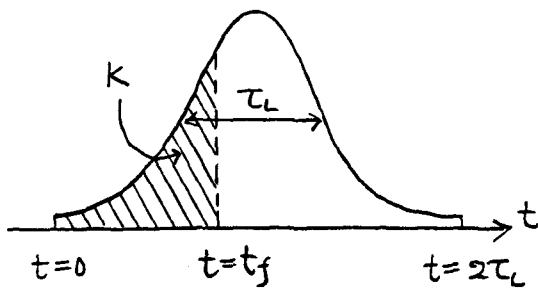
$$T_e \sim 760 \left(\frac{I_L}{10^{15}} \right)^{0.25} \sim 0.135 \left(\frac{P_L}{S_L} \right)^{0.25} \quad [\text{eV}] \quad (4-1)$$

ここで、 I_L はレーザー強度 [W/cm^2] , P_L はレーザーパワー [W] , S_L は照射面積 [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とほぼ一致する。



第4-3図 フォームホレットのレーザー光吸収率の集光条件依存性

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



第4-4図 フォームホレットのレーザー光吸収モデル

第4-5図 フォ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いる。²⁾

スケール長 L_1 を 2, 4, 6 μm 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ズ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(一側へ)していくとレーザー光はターゲットプラズ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、古典吸収は単調に減少する。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。 $b/R_0 = -1 \sim -1.5$ 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ほぼ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出来る。そしてこのセルがプラズマで満た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ズマの膨張速度に依存する。このセルがプラズマで満た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 ρ_{TPX} 、フォームの実効密度 ρ_{foam} と K の間には次の関係式が成り立つ。

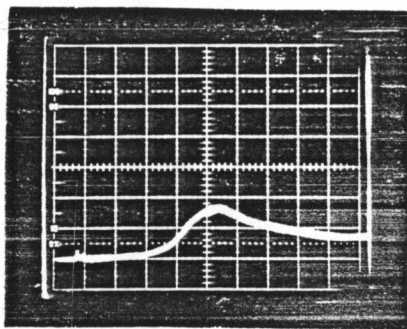
$$\frac{\rho_{foam}}{\rho_{TPX}} = \frac{r_1^3 - r_2^3}{r_1^3} = 1 - \left(\frac{K}{100}\right)^{1.5} \quad (4-2)$$

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

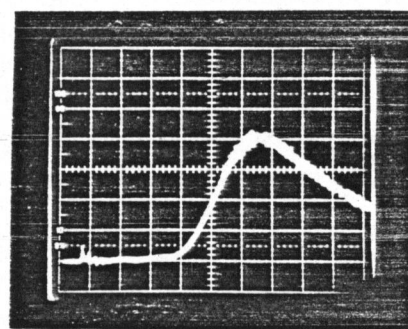
この式に本実験で用いたパラメータ $\rho_{foam} = 122 \text{ mg/cc}$ 、 $\rho_{TPX} = 0.83 \text{ g/cc}$ を代入し、 K の値を求めると、 $K = 90$ となる。すなわち、レーザー照射の初期段階では90%のレーザー光がセル中へ進入し、完全吸収されることになる。 $K = 90$ として t_f を変化させ、計算機コードによる集光条件依存性が実験値と適合する t_f を求めると $t_f \sim 110 \text{ psec}$ となる。 $\tau_L = 120 \text{ psec}$ であるからレーザーパルスの半分程度は先に述べたレーザー光がセル中へ進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 psec程度の時間でプラズマで満たされることになる。この時間はレーザーパ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い一致をみる。 $b/R_0 = 0$ 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われて、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 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ことが判る。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にはフォームの形状からみても判る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られる。



(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 V/div , 100 ns/div

(b) $I_L = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 0.5 V/div , 100 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収領域とプッシャー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プッシャー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。プッシャー領域の観測にはX線ラジオグラフィ法を用い、二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 122mg/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 D_2 ガスを 4.7 気圧封入した。

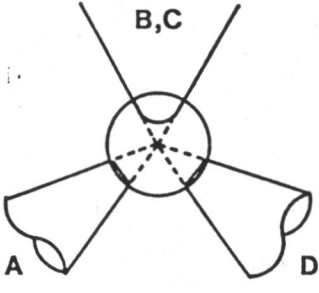


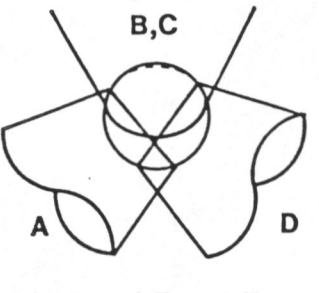
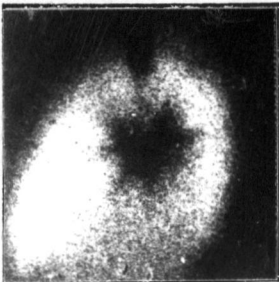
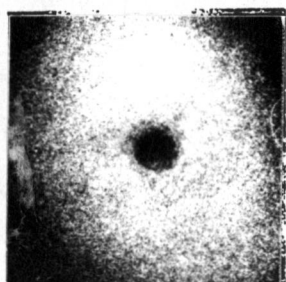
レーザーは吸収率計測のときと同様に激光IV号レーザーシステムを用いた。レーザー波長 $1.05\mu\text{m}$ 、レーザーパルス幅 0.12nsec 、レーザーエネルギー 40J/beam とした。レーザーの集光条件は $b/R_0 = 0$ 、 -2.7 のストッに固定し、集光条件による爆縮一様性の変化、また、同集光条件におけるフォームレットと従来の低密度固体密度アブレーターレットの爆縮一様性の違いに注目して実験を行なった。レーザー強度は $b/R_0 = -2.7$ のときで $5 \times 10^{14}\text{W/cm}^2$ である。

計測手段としてX線ラジオグラフィ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(Mo , $Z=42$)を用いた。その発光時間はおおよそ 120psec 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線ピニホールカメラで計測することにより、 2.6keV X線によるラジオグラフィが得られる。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

が最大の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ャー領域の観測が可能である。ピンホール径は12 μm の直径のものを用いた。X線ピン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、プラズマ粒子を観測するために、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るのに対して、フォームペレットの場合ガラスプッ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ば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 nsec, $b/R_0 = -2.7$ のときで1.65 nsecである。1次元の爆縮流体コードHIMICO⁴⁾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ャーの爆縮の動きが実験と一致するように調整した。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。

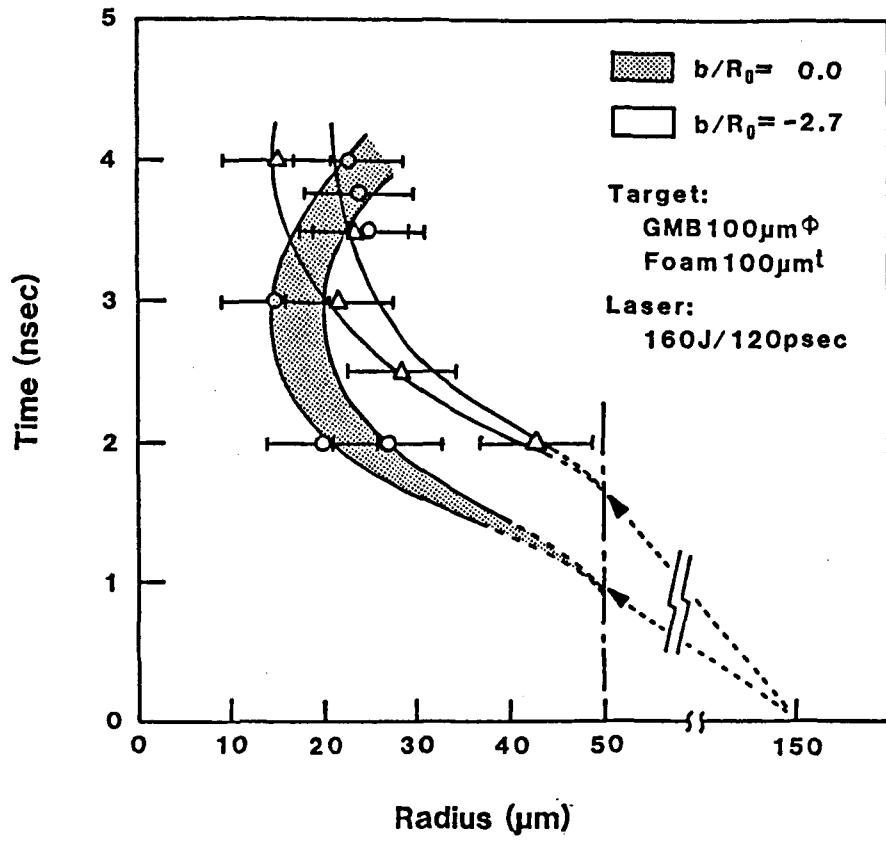
Focusing Condition	Low Z coated shell	Foam layered GMB
 <p>$b/R = 0.0$</p>	<p>Delay 300psec</p>  <p>GMB 160µmΦ + CH₂ 5.5µm^t</p>	<p>Delay 3.5nsec</p>  <p>GMB 100µmΦ + Foam 100µm^t</p>
 <p>$b/R = -1.7 \sim -2.7$</p>	<p>Delay 800psec</p>  <p>CH shell 140µmΦ + Be 2µm^t</p>	<p>Delay 4.0nsec</p>  <p>GMB 100µmΦ + Foam 100µm^t</p>

第4-7回 フォームレットと低Z物質コートレットのX線ラジオグラフ

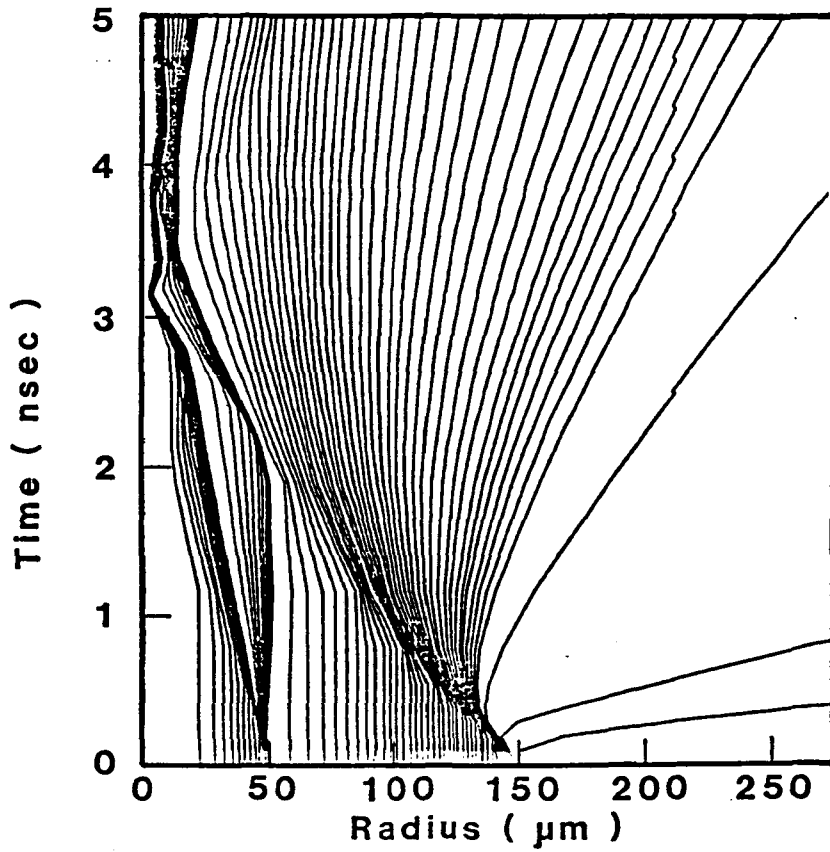
(フォームレット : $b/R_0 = 0, -2.7$)
(CH₂, Be コートレット : $b/R_0 = 0, -1.7$)

(1) 衝撃波駆動型爆縮

ガラスプッ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ほかのフォーム層の厚さは質量アブレーション率からおよそ5µm程度であり、⁵⁾ フォーム層の厚さ100µm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線輻射によりプッシャー領域まで吸収エネルギーが輸送されることか考えら



第4-8回 フォームホレットの流線図



第4-9回 フォームホレ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ば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4 keV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、⁶⁾

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

$l_f \sim 5 \mu\text{m}$ となる。したがって、ガラスプッシャー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か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。高速電子にしろX線輻射にしろガラスプ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。

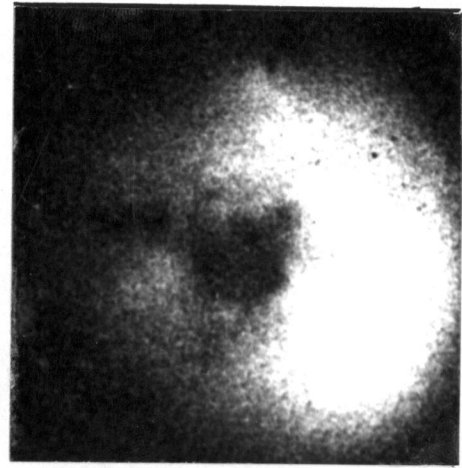
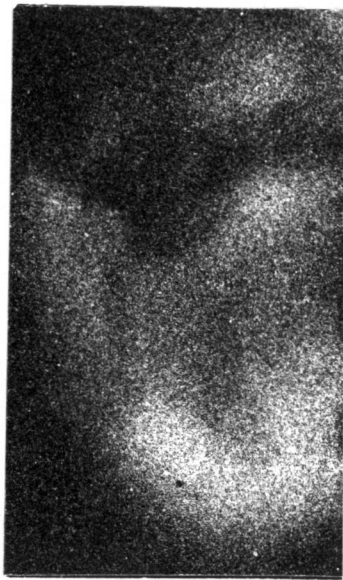
(2) 爆縮一様性の向上と緩和係数

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。同様にプ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るとこれらの量と関係づけると次のようになる。

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

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

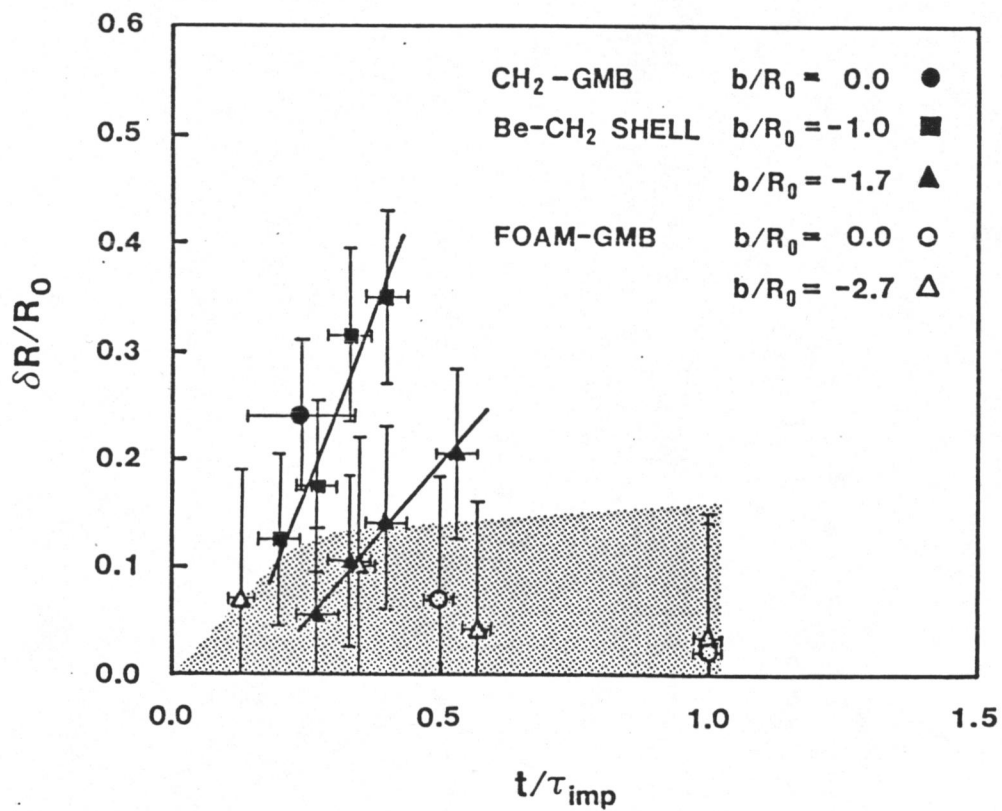
ここで、 τ_{imp} はペレットの爆縮時間であり、 f を緩和係数とよぶ



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

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

第4-10回 衝撃波のX線ラジオグラフ



第4-11回 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 $\delta I_a / I_a \sim 1$ 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図の $\delta R / R_0$ の τ / τ_{imp} に対する傾きを評価すると、バ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は $b/R_0 = 0, -2.7$ 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)式を使って緩和傾数 f を求めると、

バリウムコートポリエチレンペレット : $f \sim 0.4$

フォームペレット : $f < 0.2$

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、直接駆動型のバ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ことになる。

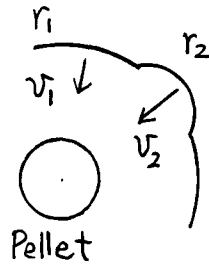
(3) 衝撃波の流体力学的特性

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たしていると考えられる。その第1は、第4-12図に示すような求心衝撃波の特性である。曲率半径 r と求心衝撃波面の速度 v との間には次の関係式が成り立つことが知られている。⁷⁾

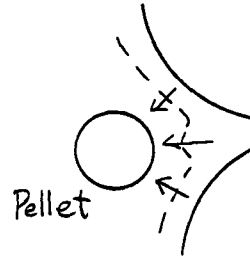
$$v \times r^{\frac{\alpha}{\lambda}} = \text{const.}$$

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

ここで、 α 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、 λ は断熱定数 γ 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

$$v \propto \frac{1}{\gamma K} \quad (4-8)$$

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 の間には $v_1 < v_2$ 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2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、プッシュャー領域一様駆動のメカニズムの

1つであると考える。

このような衝撃波のフォーム中で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²⁾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っている。計算パラメータは次のとおりである。

ターゲット : GMB 100 $\mu\text{m}\phi$ /1 $\mu\text{m}t$ フォーム 100 $\mu\text{m}t$
 $\rho_{\text{foam}} = 120 \text{ mg/cc}$

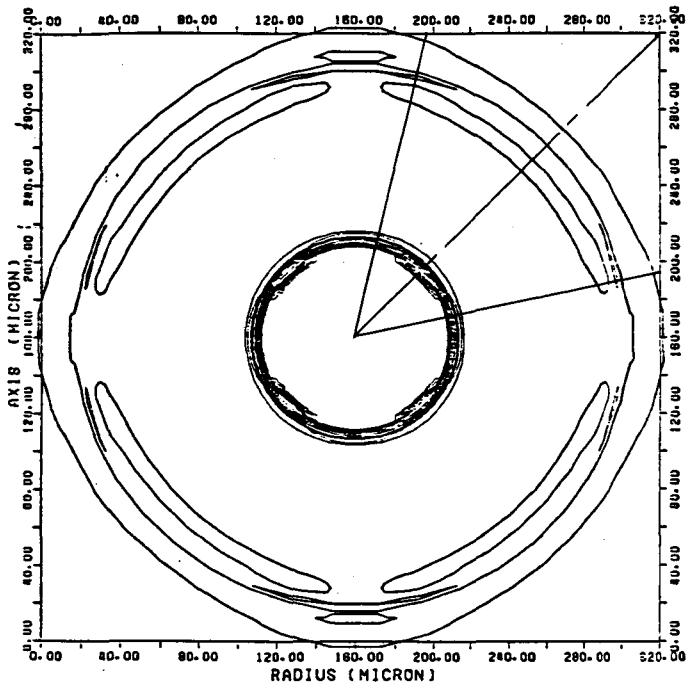
レーザー : 160 J/0.12 nsec

衝撃波の発生ならびにその速度は実験値とほぼ一致している。またガラスプ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。

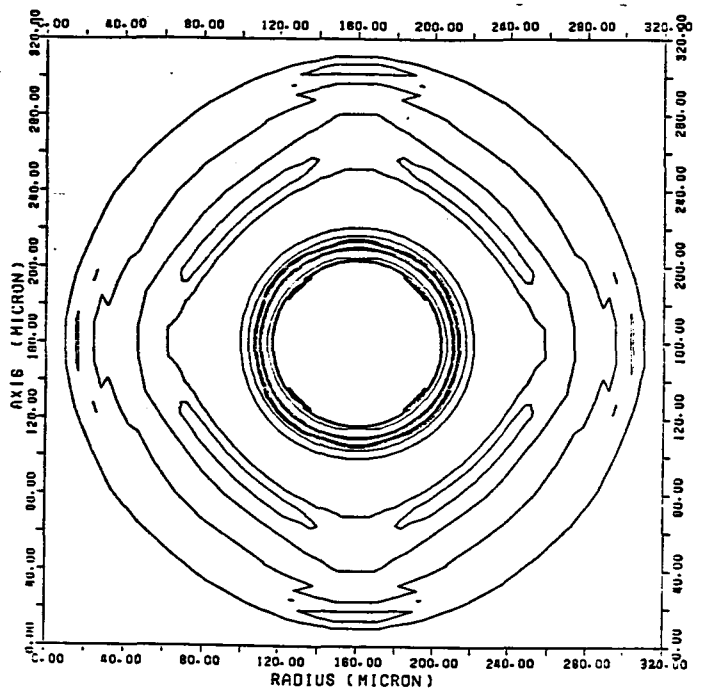
次にガラス球殻と燃料ガスが衝撃波駆動によりどの程度加熱されるかを評価するため、まず衝撃波がフォーム層を伝播する時間と(4-6)式を使って衝撃波がガラスプッシャー面に到達したときの速度を求め、(4-6)式の比例定数をA、衝撃波の伝播時間をTとおくと、

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

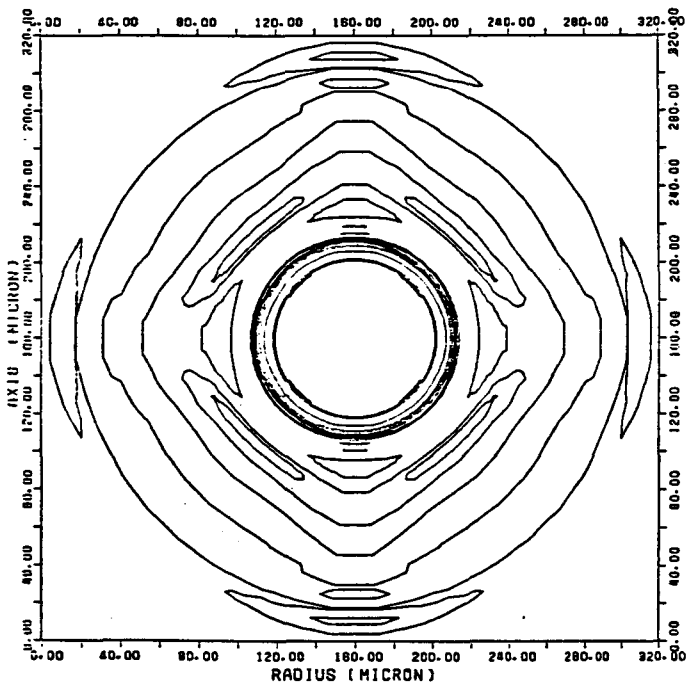
となる。球の場合 $\alpha = 2$ であり、 $\gamma = 5/3$ とすると(4-7)式より $\lambda = 4.44$ となり、 $k = 0.45$ となる。 $r/R_0 = -2.7$ のときの $T = 1.65$ [nsec]を代入してAの値を求めると、 $A = -7.55 \times 10^5$ となり、負の符号は内側へ向かうことを意味する。これより $v_{r=R_1} \sim 8.2 \times 10^6$ cm/secとなる。また、 $r/R_0 = 0$ の場合は第4-10図でみられるように上述の場合とは逆の計算になる。すなわち、 R_1 と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



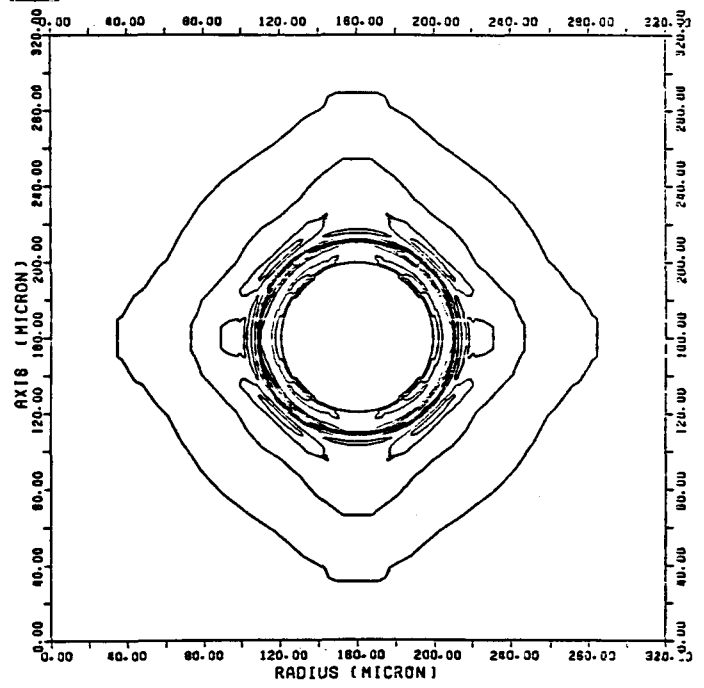
$t = 400 \text{ ps}$



$t = 800 \text{ ps}$



$t = 1000 \text{ ps}$



$t = 1200 \text{ ps}$

第4-14図 2次元PICコードによるフォームレットの爆縮シミュレーション

8.3×10^6 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 $b/R_0 = 0, -2.7$ でそれぞれ $1 \times 10^7, 6 \times 10^6$ cm/sec であるが、ガラスプッシャー面での速度はいずれの照射条件の場合もほぼ 8.2×10^6 cm/sec であると考えられる。これはガラスプッシャーの爆縮速度が $b/R_0 = 0, -2.7$ でそれぞれ $3.2 \times 10^6, 3.0 \times 10^6$ cm/sec とほぼ等しい値を示すことから推察できるものである。

(4) 衝撃波駆動型爆縮のモデル化

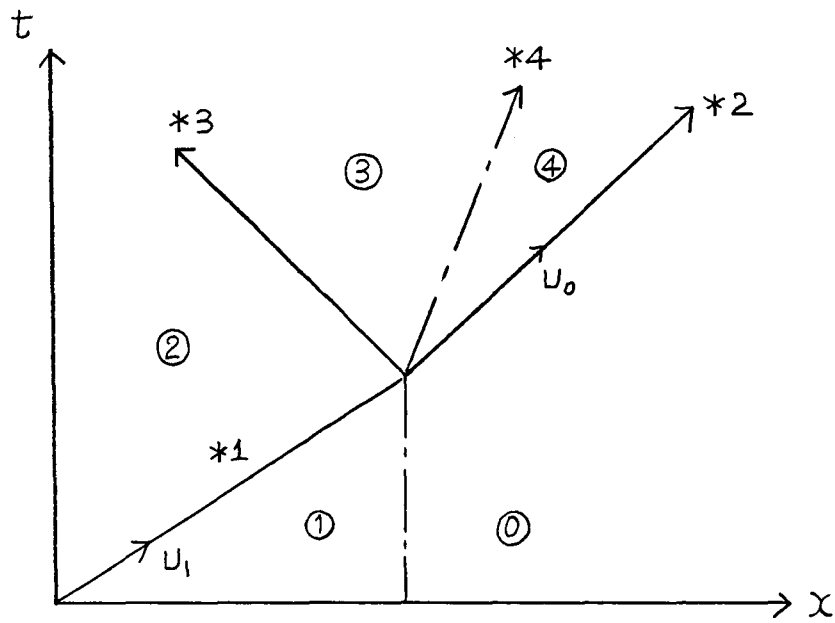
衝撃波駆動型爆縮のダイナミクスをモデル化してシミュレーション結果を説明するため、この 8.2×10^6 cm/sec の衝撃波速度と物質中での衝撃波の関係式⁹⁾を解き、爆縮速度の評価を行ない、ガラス球殻と燃料ガスの加熱量を算出する。まず第1に衝撃波がフォーム層からガラス層へ、次にガラス層へ透過した衝撃波が燃料層へ伝播すると考える。それぞれの場合について衝撃波の関係式より加熱量を算出する。

(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 U_1 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 ρ 、流体の速度 v 、圧力 P 、衝撃波の速度(マッハ数) $U(M)$ 、音速 a にそれぞれ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

$$U_2 = U_1 + \frac{2(M_1^2 - 1)}{(\gamma + 1) M_1} a_1 \quad (4-10)$$



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

$$p_2 = \frac{(\gamma+1) M_1^2}{(\gamma-1) M_1^2 + 2} p_1 \quad (4-11)$$

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

境界面 *2 において

$$v_4 = v_0 + \frac{2(M_0^2 - 1)}{(\gamma+1) M_0} a_0 \quad (4-13)$$

$$p_4 = \frac{(\gamma+1) M_0^2}{(\gamma-1) M_0^2 + 2} p_0 \quad (4-14)$$

$$P_4 = P_0 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_0^2 - 1) P_0 \quad (4-15)$$

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*4 において

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

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

7オーム層を伝播する衝撃波が strong shock であるとすると、(4-10~12) 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、

$$v_3 = \frac{3}{4} U_1 - \frac{3}{4} \frac{M_2^2-1}{M_2} a_2 \quad (4-24)$$

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

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

これらの式と (4-13) ~ (4-15), (4-19), (4-20) 式を用いる。(4-13) 式において初期にカラスは流体運動はしていないものとして $v_0 = 0$ とする。

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

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

(4-28)式より

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

上式と(4-27)式を用いて M_2 を求める。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。すなわち、

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

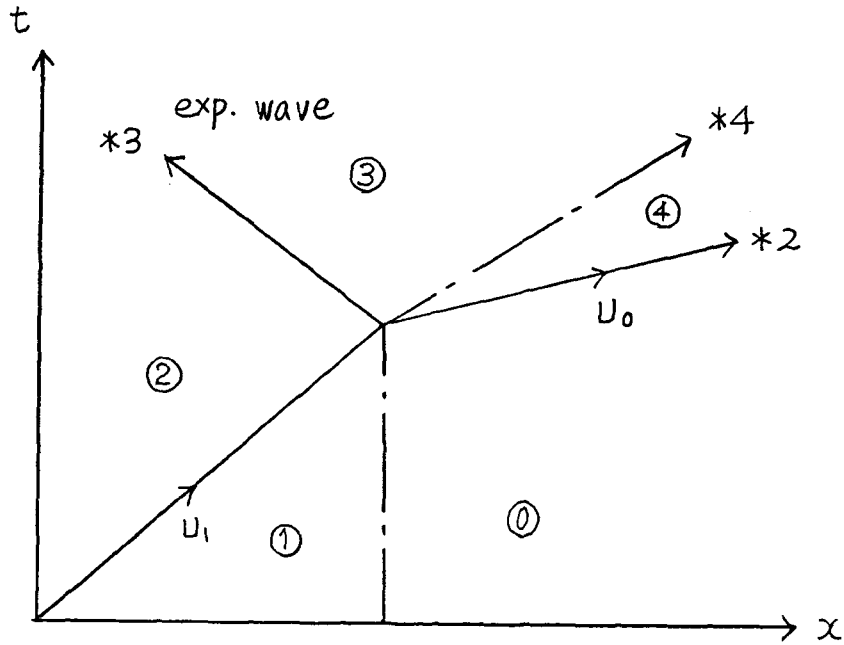
$$a_2 \sim (\gamma \frac{P_2}{\rho_2})^{1/2} \sim (\frac{5}{3} \cdot \frac{\frac{3}{4} \rho_1 U_1^2}{4 \rho_1})^{1/2} \sim \frac{\sqrt{5}}{4} U_1 \quad (4-31)$$

となる。ここでガラスの予備加熱温度 (P_0 算出のため T_0 が必要となる) はシミュレーション結果を参考にして 5 eV とする。 $U_1 = 8.2 \times 10^6$ 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を求めることになる。

{	ガラス層を伝播する衝撃波の速度	: 3.3×10^6 cm/sec
	ガラス層の流体の速度	: 2.3×10^6 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か予想される。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回 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

$$v_4 = \frac{2(M_0^2 - 1)}{(\gamma + 1) M_0} a_0 \quad (4-32)$$

$$p_4 = \frac{(\gamma + 1) M_0^2}{(\gamma - 1) M_0^2 + 2} p_0 \quad (4-33)$$

$$P_4 = p_0 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_0^2 - 1) p_0 \quad (4-34)$$

境界面 *3 において

$$p_3 = p_2 \times \left\{ 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \cdot \frac{v_3}{a_2} \right\}^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4-35)$$

境界面 *4 において

$$v_3 = v_4 \quad (4-36)$$

$$p_3 = p_4 \quad (4-37)$$

(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\$ には先ほどの結果を、\$P_0, a_0\$ に関しては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。

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

以上まとめると、\$8.2 \times 10^6\$ cm/sec の速度の衝撃波によりガラス層は 17 eV, 燃料ガスは 15 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\$ 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\$ 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め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 回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 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。

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) ($P_{op}, V_{op}, T_{op}, P_{of}, V_{of}, T_{of}$) 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こ評価した温度で決まる音速程度で広がったものとする。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 は次のようにならわされる。

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

したがって、エネルギーの変遷は次の式にならわされる。

$$\begin{aligned} W_{kinetic} &= W_{fuel} + W_{pusher} \\ &= \frac{3}{2} N_f T_{of} \left[\left\{ \left(\frac{V_{of}}{V_f} \right)^{\gamma-1} - 1 \right\} + \frac{N_p}{N_f} \cdot \frac{T_{op}}{T_{of}} \left\{ \left(\frac{V_{op}}{V_p} \right)^{\gamma-1} - 1 \right\} \right] \quad (4-44) \end{aligned}$$

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。

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

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

第 4-9 図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。レーザー光吸収領域とプ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 nsec レーザーパルス照射 ($\lambda_L = 1.05 \mu\text{m}$) でフォームペレットのガラスプッシャー面で従来のベリリウムあるいはホリエ

4レンをコートしたペレットにく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であり、一様性向上のメカニズムとしてフォーム中での球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られる。

参 考 文 献

- 1) A. Condeville, P. Eyharts, 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, ILE8126P, 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, *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. Aulborn, *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. Zeldovich 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いいため、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ト性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線の発生効率か爆縮効率、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収体を燃料パレットにデザインすることで高効率ターゲ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、ターゲットへの入射角そしてターゲ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。

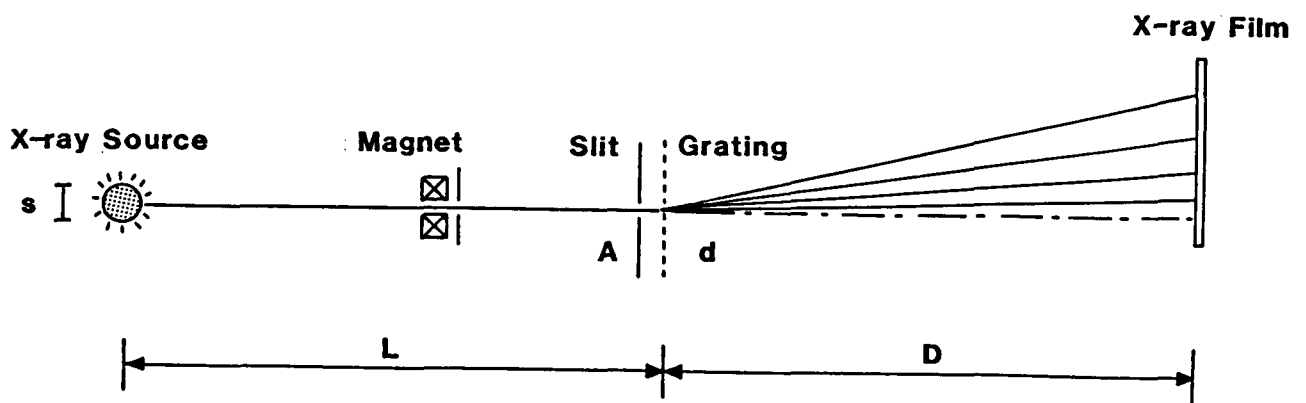
5-2-1 軟X線計測器の実用化

(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線をまずアパーチャー(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 $\Delta\lambda$ 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° 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、そこからアパーチャを見込む角度でさ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を次にまとめる。

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

line/Space比 $\gamma \sim 0.8$

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

X線源の大きさ $S \sim 200 \mu\text{m}$, アパーチャの大きさ $A \sim 100 \mu\text{m}$ 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。

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

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

このように本実験で用いた分光器の低エネルギー側 (λ_{\max}) はフィルムの長さで決まり、高エネルギー側 (λ_{\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¹⁾は幾何光学により次のように計算される。1次, 2次, ……の効率をそれぞれ η_1, η_2, \dots とする。

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

ここで、 b^2 は格子の透過率、 ϖ は回折格子を通過することによる位相シフト量である。軟 X線領域に対しては Au $0.3 \mu\text{m}$ 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カメラ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-5T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ンメントが簡単である。

(b) 軟X線ダイオード (XRD)

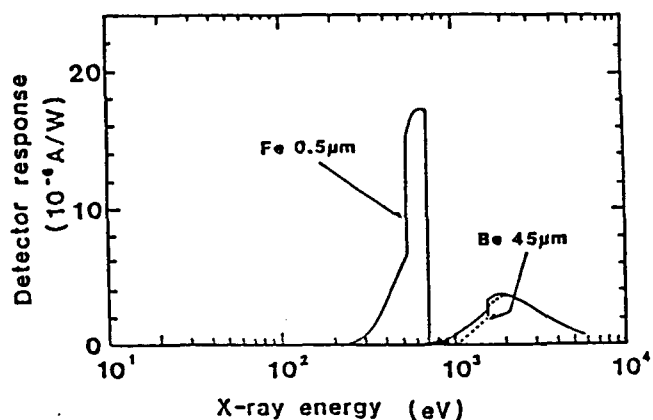
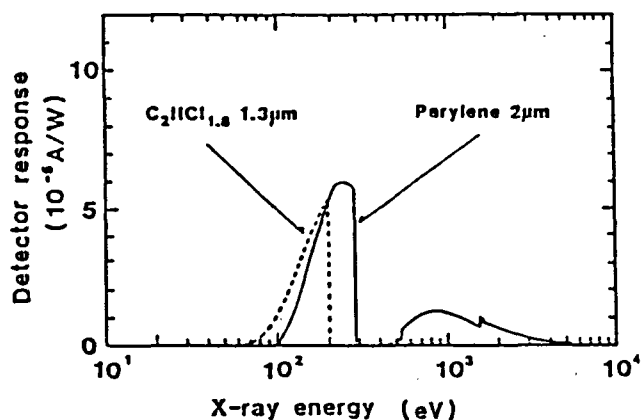
本実験に使用した軟X線ダイオードは平板対型ダイオードでX線フィルターの透過率とフォトカソードの量子効率によりその統合感度が決定される。非常に小型で、時間応答も100 psec程度が期待できる。1つのパッケージに10ヶのX線ダイオードを取り付けることができ、多チャンネル化が容易になっている。第5-2回に本実験で用いたX線ダイオードの感度曲線の一例を示す。²⁾用いたフォトカソードはアルミニウムである。X線フィルターとフォトカソードの物質の吸収端などを利用してある領域のみに感度をもたせるようにしたものである。実際の感度曲線は第5-2回でも判るように高エネルギー側にも感度をもつ部分が存在する。したがって、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。

(金プラズマからのX線輻射スペクトルの計測)

- (1) パリレン (C_8H_8) $2\mu m$
- (2) パリレン $0.5\mu m$ + ベリリウム (Be) $1.48\mu m$
- (3) パリレン $0.5\mu m$ + 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) パリレン $2\mu m$
- (2) トリクレン ($C_2HCl_{1.8}$) $1.3\mu m$
- (3) パリレン $0.5\mu m$ + 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 $0.5\mu m$ + パリレン $0.76\mu m$
- (8) ニッケル (Ni) $0.37\mu m$ + パリレン $0.5\mu m$

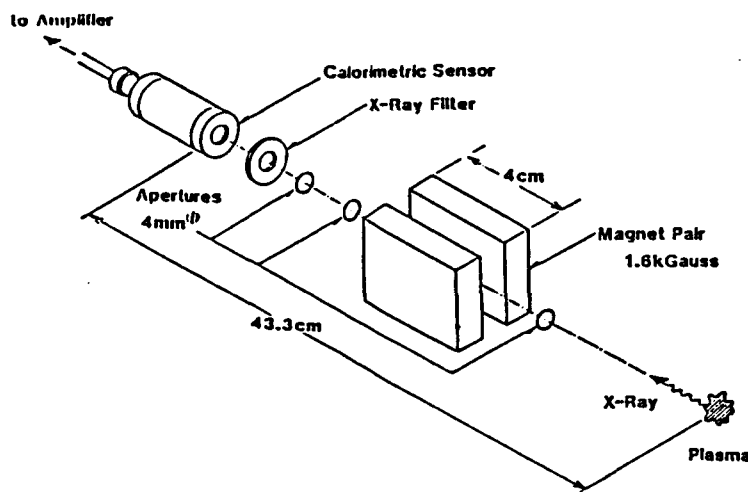


第5-2回 軟X線ダイオードの感度曲線

以上のフィルターにより $0.1 \sim 1.6 \text{ keV}$ 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)

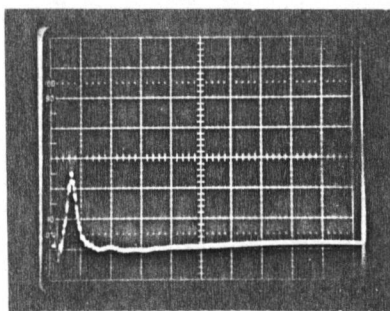
X線カロリメーターの構成図を第5-3図に示す。レーザープラズマからの粒子は先端に取り付けられた磁石の作る磁場で曲げられ、カロリメーター素子には到達しない構造になっている。X線はX線フィルター(カロリメーター素子は可視光にも感度があるため遮光性をもたす必要がある)を通過後、X線吸収体に吸収され、その温度を上昇させる。この温度上昇を熱電対



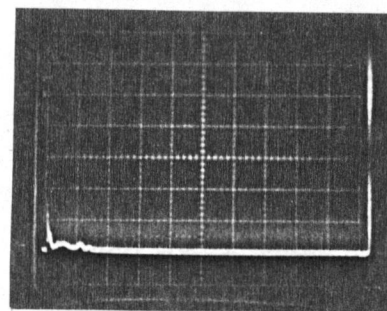
第5-3図 X線カロリメーターの構成図

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 μsec 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。このカロリメーターの較正は、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、 4.5mm 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) 熱電対の温点の場所が吸収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) $1.7 \mu\text{m}$
- (2) ベリリウム (Be) $15.0 \mu\text{m}$
- (3) パリレン (C₈H₈) $0.5 \mu\text{m}$ + バナジウム (V) $0.37 \mu\text{m}$
- (4) パリレン $1.1 \mu\text{m}$ + アルミニウム $0.16 \mu\text{m}$

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

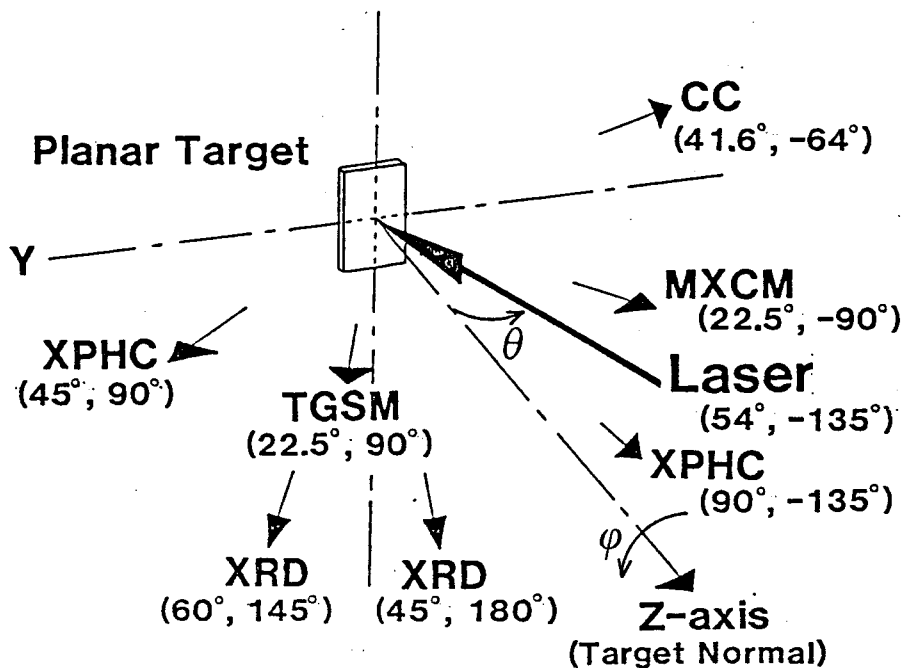
レーザープラズマからのX線放射スペクトルはレーザー照射条件、ターゲット材料などに大きく依存することが予想される。その第1段階として平面ターゲットによりX線放射スペクトルならびにX線発生効率(以下、変換効率と呼ぶ)が照射レーザー強度、レーザーパルス幅、レーザー入射角、ターゲット材料に対してどのように変化するかを調べるのが本節の目的である。

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

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 $0.53 \mu\text{m}$ 光としてターゲ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 $1 \mu\text{m}$ 光を遮断するため、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 $4-20 \text{ J/beam}$ で、 $F/1.5$ 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 $380 \mu\text{m}$ までオフフォーカスにすることにより、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° (垂直入射)と 54° (斜入射)の2種類について行なった。 54° 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線放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ことになる。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線放射スペクトルは垂直入射の場合と異なることも予想される。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線ピンホールカメラを設置した。X線ピンホールカメラにはフィルターとしてベリリウム $55\mu\text{m}$ を用い、その空間分解能は $8\mu\text{m}$ である。他に、プラズマ粒子を観測するために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。

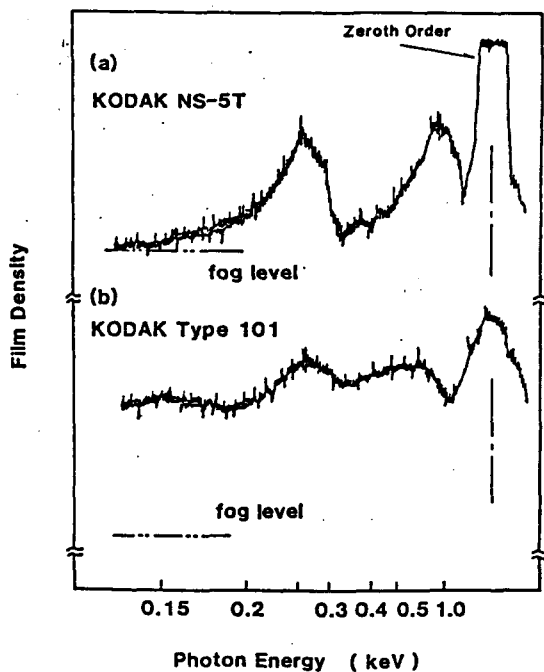


第5-5図 計測器配置図

5-2-3 実験結果及び検討

(a) AuプラズマからのX線放射スペクトル

Au板を 54° 入射の状態では1 nsecパルスレーザーで照射したときは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($>1\text{keV}$)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プラズマからのX線放射スペクトル

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

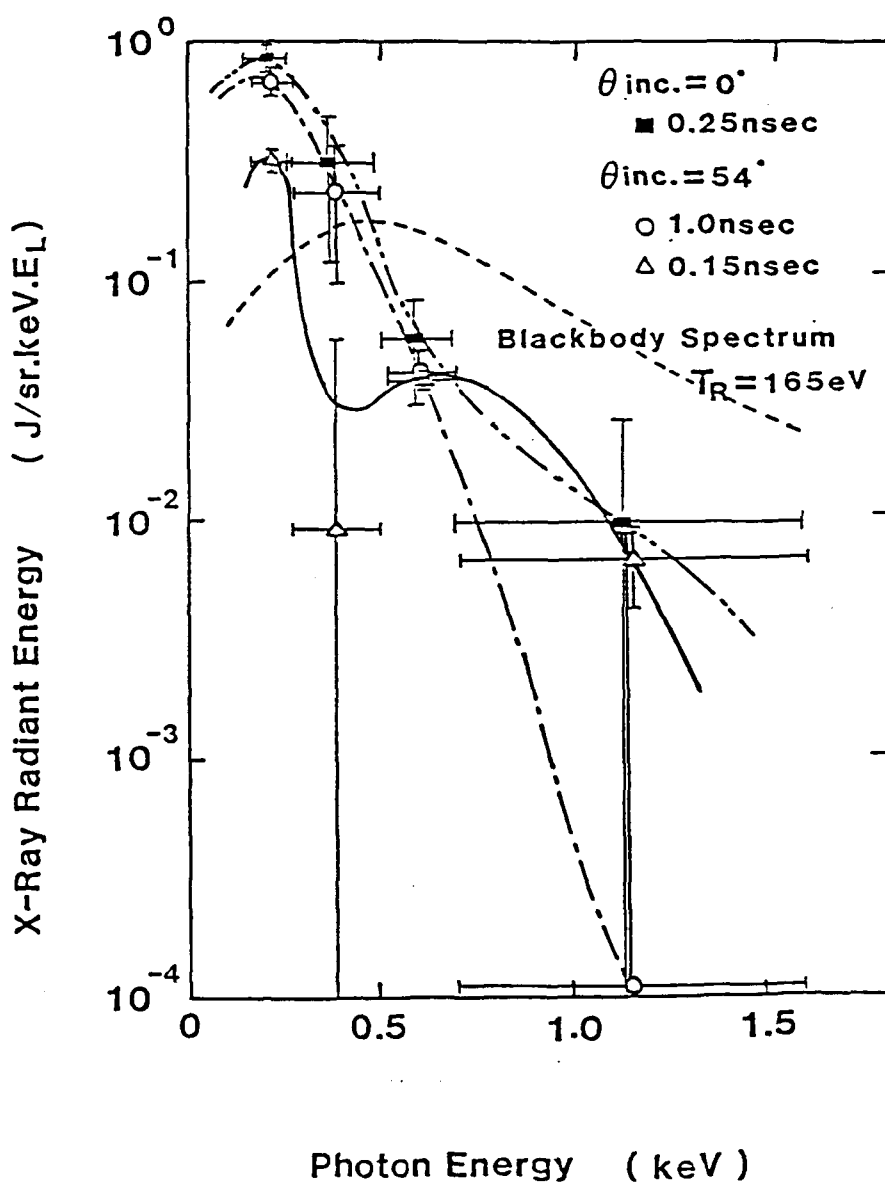
が低下していると予想される。このため、1 keV 付近のスペクトルピークが見かけ上低エネルギー側へ移行したように記録されていると考える。いずれにせよ、Au プラズマからの放射スペクトルには 0.2 - 0.3 keV と 0.6 - 1.2 keV にピークが存在することが判る。

軟 X 線の発光の空間分布は、バリレンズ μm 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、スポット径 $92 \mu\text{m}$ に対して $25 \mu\text{m}$ 程度である。軟 X 線は X 線ピン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³⁾、発光拡がりは $25 \mu\text{m}$ より小さいと考える。したがって、この実験条件では軟 X 線の発光は等方的な分布よりはむしろ、 \cosine 分布に従うと判断できる。

X 線カロリ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なければ、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、よく知られていることである。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の感度の変化より、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可能である。本実験の場合は、第

5-6回のスเป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線カロリメータ単独で軟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 keV)の計測に同時使用した。

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3つの軟X線計測器のデ



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線放射スペクトル

ータを処理するこにより得たAuプラズマからのX線放射スペクトルを第5-7図に示す。レーザーの照射条件は 54° 入射でパルス幅を 0.15 と 1.0 nsecと変化させたときの、また、パルス幅は $0.15 \sim 0.25$ nsecと短パルスの状態で入射角を 54° と 0° 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ゲ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図をみてわかるように、各照射条件で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 keV以下の領域に存在していることがわかる。各照射条件での 0.7 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°	、	パルス幅	1.0 nsec	~	100%
入射角	54°	、	パルス幅	0.15 nsec	~	88%
入射角	0°	、	パルス幅	0.25 nsec	~	93%

となり、 1 nsecパルス照射の場合は輻射量の 100% 近くが、金ターゲットの場合、 1 keV以下の領域に集中していることとなる。また、X線カロリメータ信号より 1.6 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図に示された 1 nsecパルス照射(入射角 54°)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。 $0.17 \sim 1.6$ 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 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 $T_R = 165$ eVで決まる黒体輻射スペクトルを第5-7図中に破線で示す。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 keV付近の成分が小さい。すなわち、 1 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、輻射とプラズマが平衡状態

になることが必要である。そのためにはAuプラズマ中での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Rosseland平均自由行程で評価する。このRosseland平均自由行程は次式で与えられる。⁴⁾

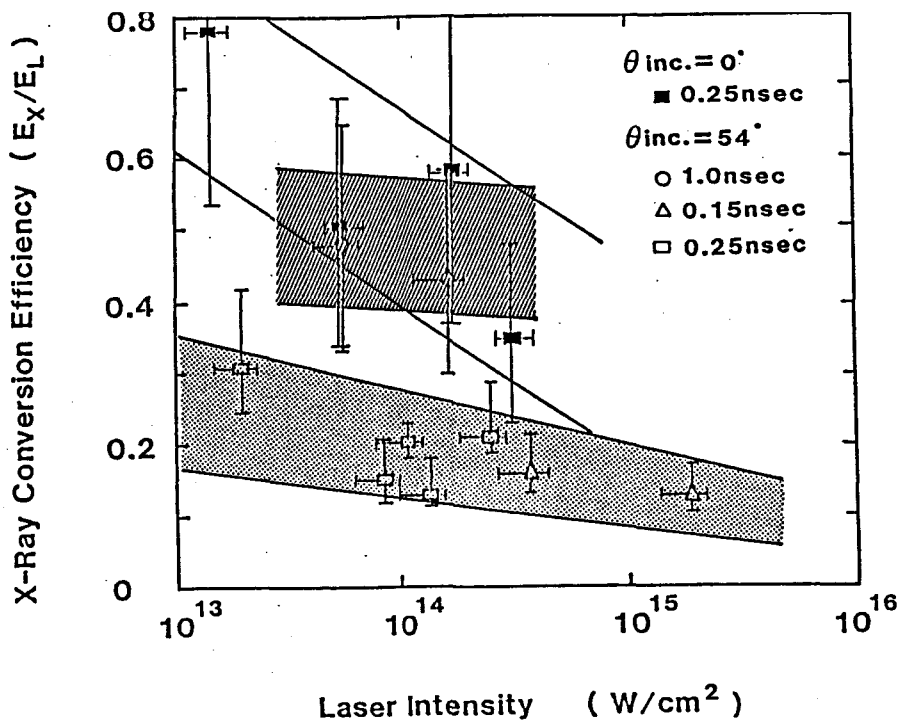
$$\lambda_R \sim 4.4 \times 10^{22} \times \frac{T_R^{3/2}}{N_i^2 \times m(m+1)^2} \quad [\text{cm}] \quad (5-8)$$

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価に電離したAuプラズマ中ではどの程度吸収されず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十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よ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 θ_{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図に示しておりである。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° 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回 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、金ターゲットで垂直入射の場合は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^{5,6)}。一方、 54° というような斜入射ではその吸収率は約30%となり⁷⁾、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80psecと2nsecで吸収率に大差のないことが知られているが⁶⁾、 54° 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、1nsecパルス照射の方が0.25nsec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位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が、垂直入射の場合はレーザー強度が大きいほど0.17-0.28 keVなどの低エネルギー成分が明らかに減少している。1 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られる。したがって、現在観測している0.17-1.6 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る。第5-7図の1 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 keV付近のピークが観測されていないが、これは計測器の観測領域の広さと誤差にかく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 keV付近にピークが現われている。プラズマはレーザーのエネルギー注入にともなって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 nsecパルス照射の場合には0.15 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られる。

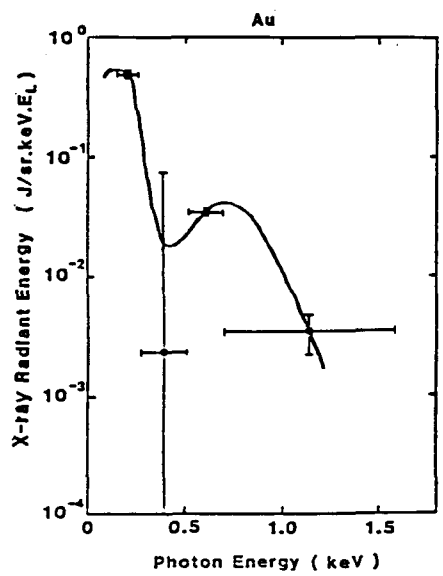
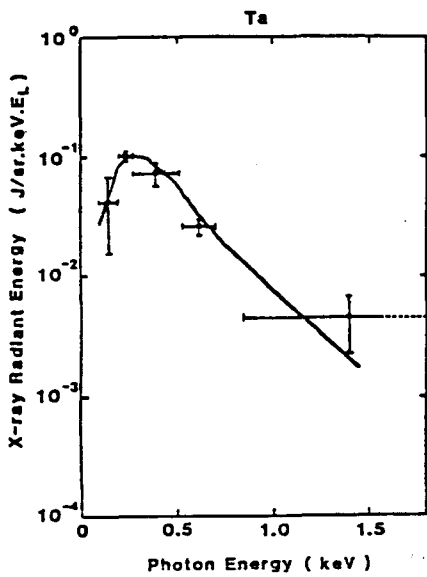
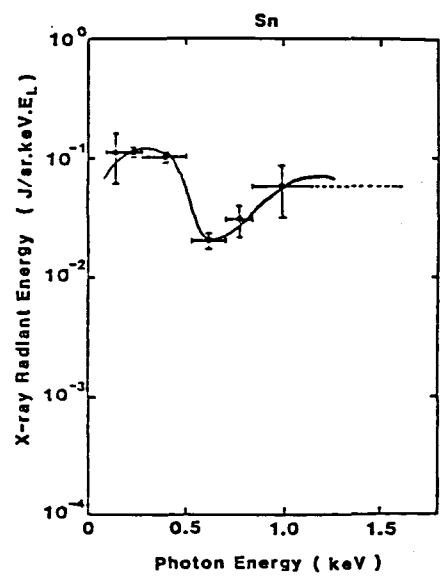
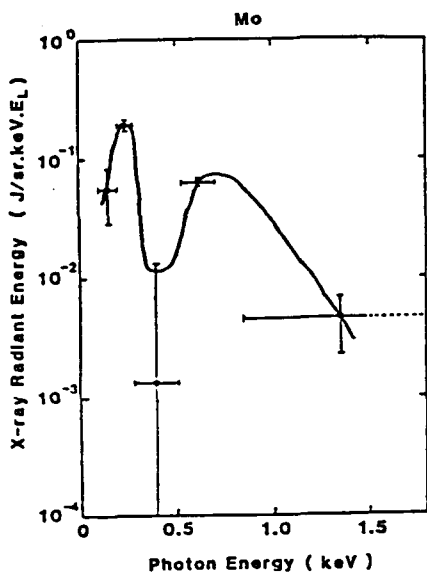
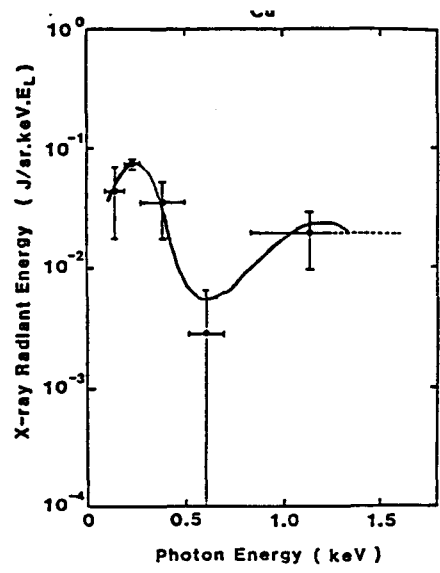
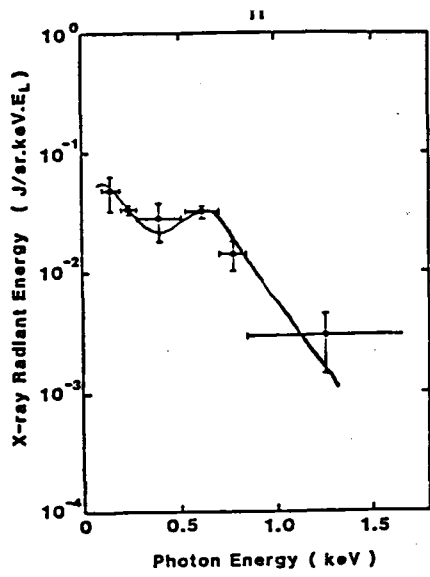
レーザー入射角を変化させるとレーザーの臨界密度が変化し、遮断密度、ブレイション領域までの距離も変化する。たとえば、

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わるため、電離の進め方も当然変化する。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思われる。垂直入射の場合は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てき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 μm 中として、ターゲット材料をTiからTa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線への変換効率率は7.5% ± 2.0%となっている。0.5~0.8 keV付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付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付近の発光ピークがL殻電子によるもので、0.2~0.3 keV付近のものが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Z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 線放射スペクトル

Cuでは0.2~0.3 keVにあらわれている。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）を用いるべきであるが、ここでは充分電離が進んでいると考え、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回より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妥当な値である。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いるのに対して、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たため、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られる。

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_0 の関係に合致するものとして逆に Z_0 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殻電子をやっとな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においてはスッのピークはみられず、 $0.2 \sim 0.5 \text{ keV}$ 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 $0.6 \sim 1.0 \text{ keV}$ にあらわれている。

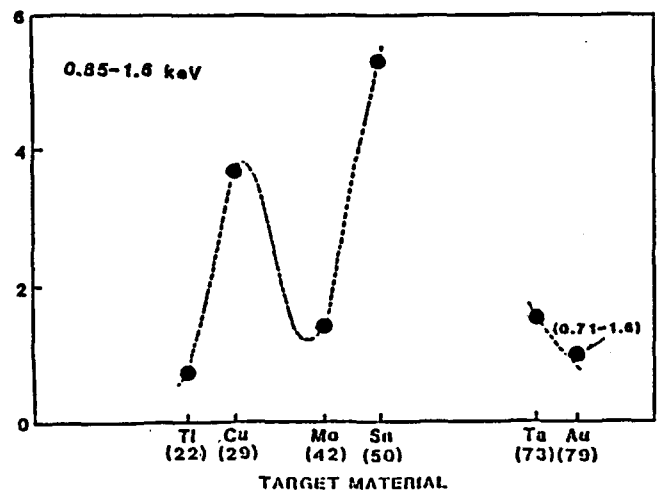
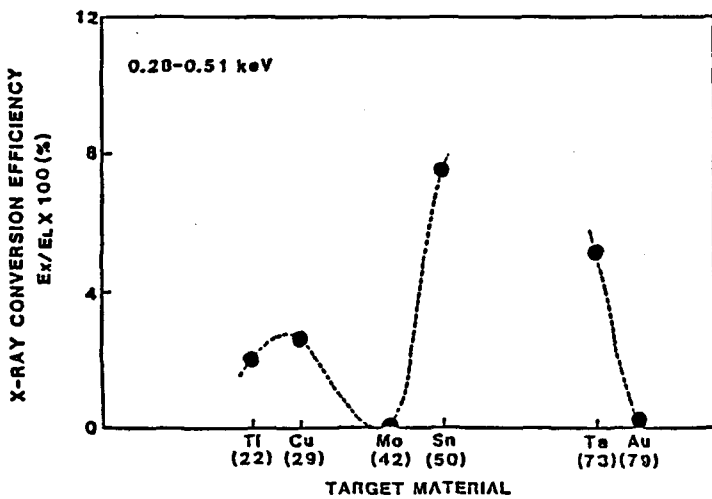
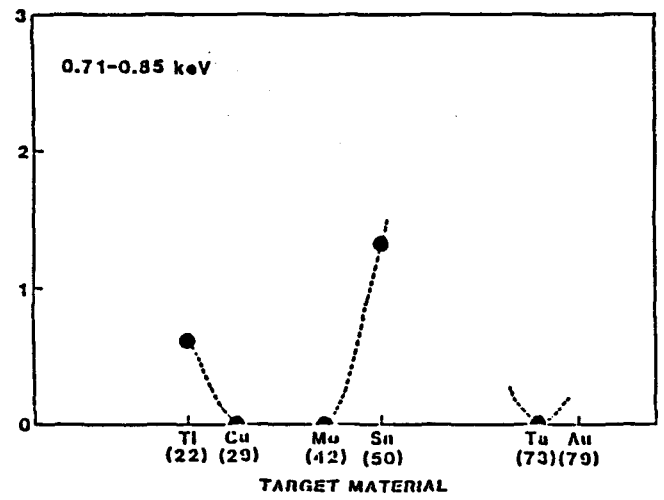
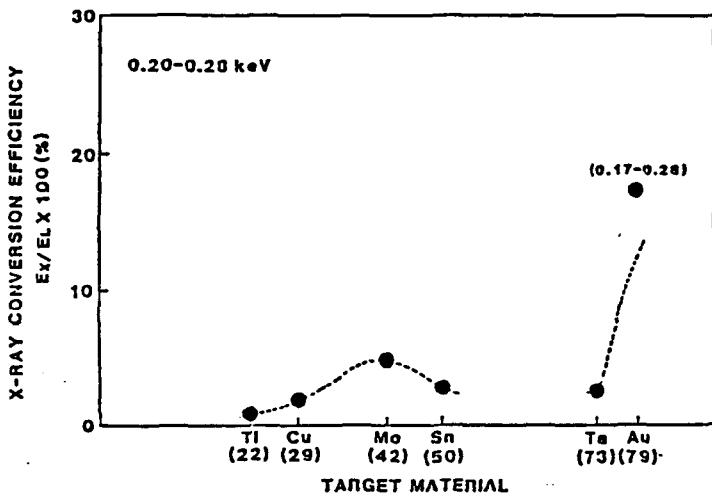
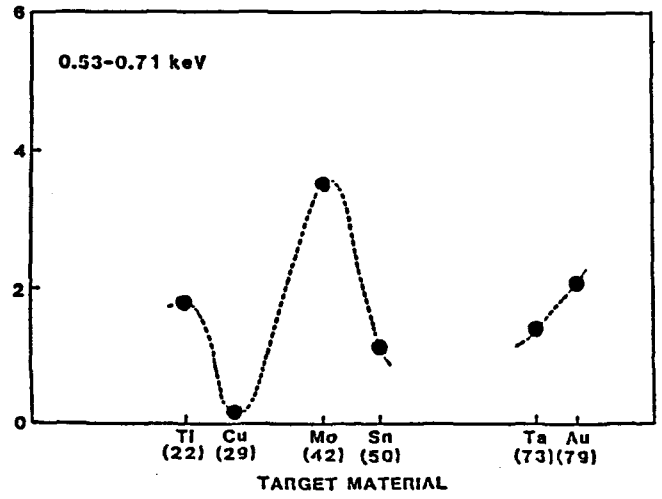
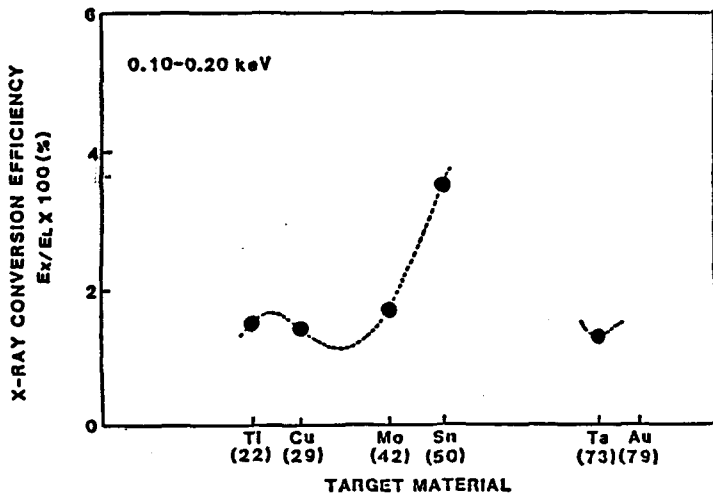
$0.1 - 0.2$, $0.2 - 0.28$, $0.28 - 0.51$, $0.53 - 0.71$, $0.71 - 0.85$, $0.85 - 1.6 \text{ keV}$ ならびに $0.1 - 1.6 \text{ keV}$ 領域のX線への変換効率を第5-10図, 第5-11図に示す。また、第5-11図には照射条件が全く同じでないが、参考データとしてAl, GeのX線変換効率も示した。これらの図から、例えば $0.1 - 0.2 \text{ keV}$ ではSnで変換効率が高く、 $0.53 - 0.71 \text{ keV}$ ではTi, Moで変換効率にピークがあらわれている。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ゲ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

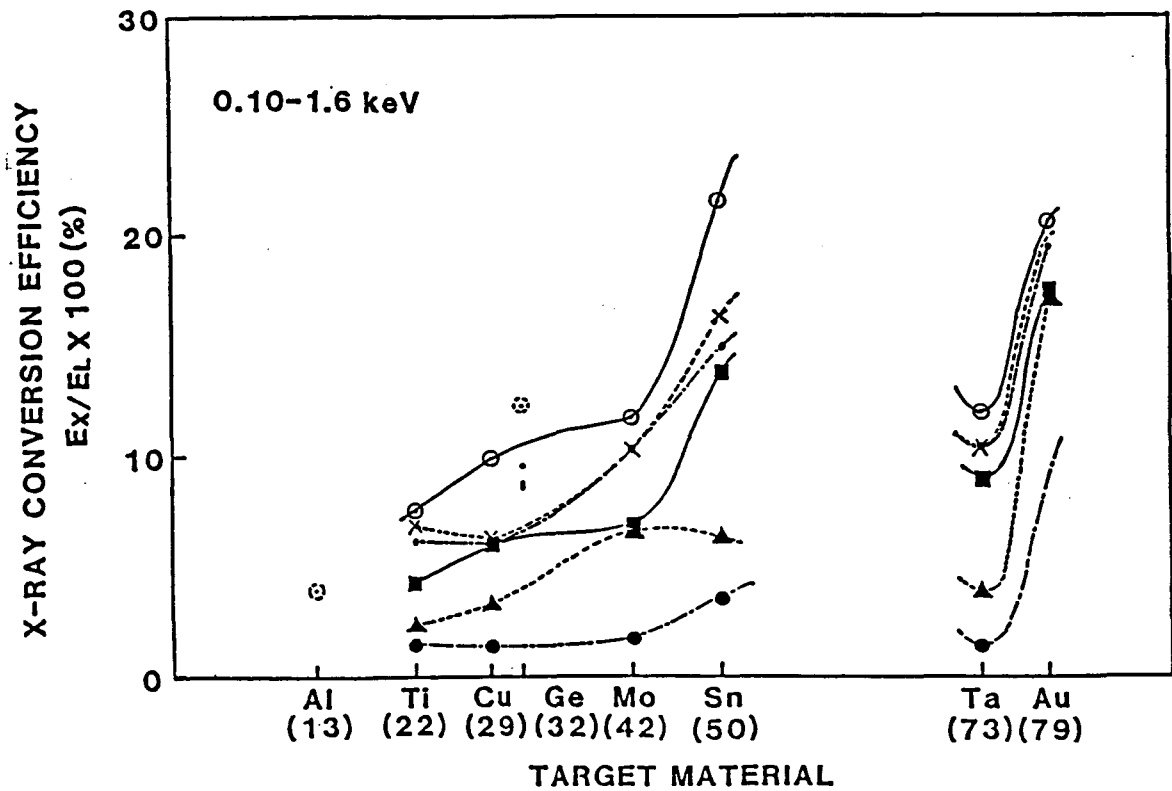
前節までで外部軟X線源としてのレーザー生成プラズマから放射されるX線のスペクトルならびに変換効率について述べてきた。本節では金をX線エミッター材料としたときのX線輻射駆動型爆縮実験について簡単に述べる。使用したレーザーは激光IV号で、4ビームをKDP結晶により $0.53 \mu\text{m}$ 光としてパルス幅およそ 100 psec で運転した。

(1) アブレーション圧力

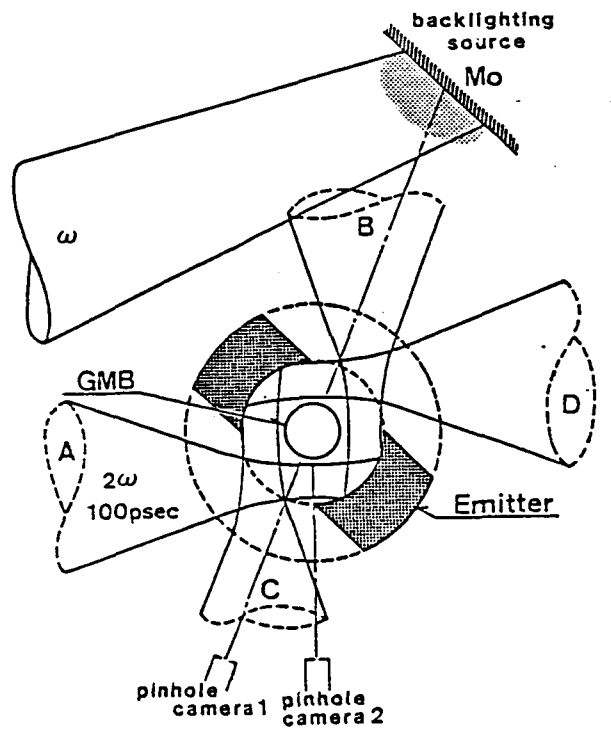
ペレットターゲットを用いて行なった爆縮実験の配置図を第5-12図に示す。X線エミッターとしてステンレス管の内側に金をコートしたものを用いた。レーザービームはこのエミッタータ



第5-10回 各エネルギー領域のX線量のZ依存性

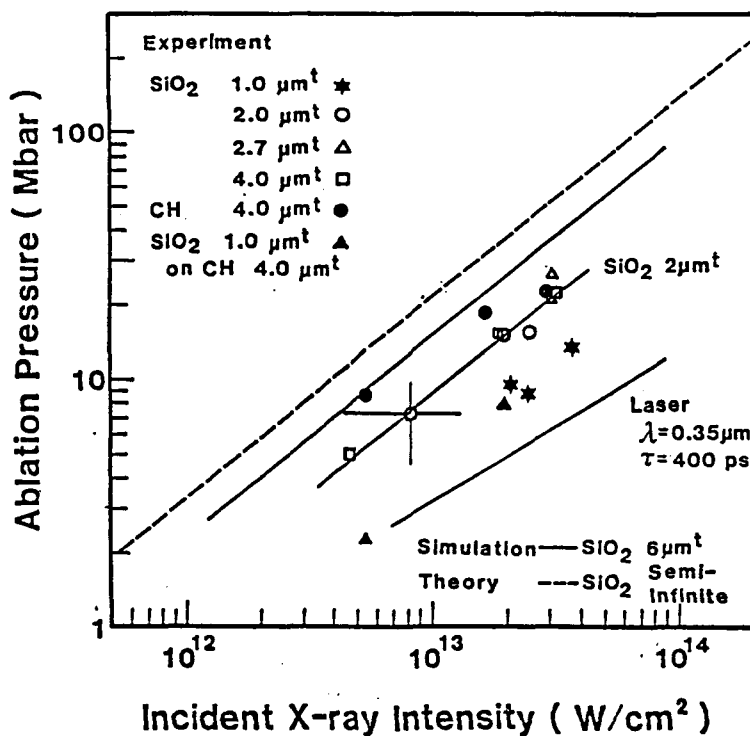


第5-11 圖 X線変換効率のZ依存性



第5-12 圖 X線輻射駆動型爆縮実験配置図

ターゲットを 54° 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 $150\ \mu\text{m}$ 直径, 肉厚 $2\ \mu\text{m}$ である。X線で駆動される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 $10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 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° 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、効率のよいターゲットデザインであることが判る。



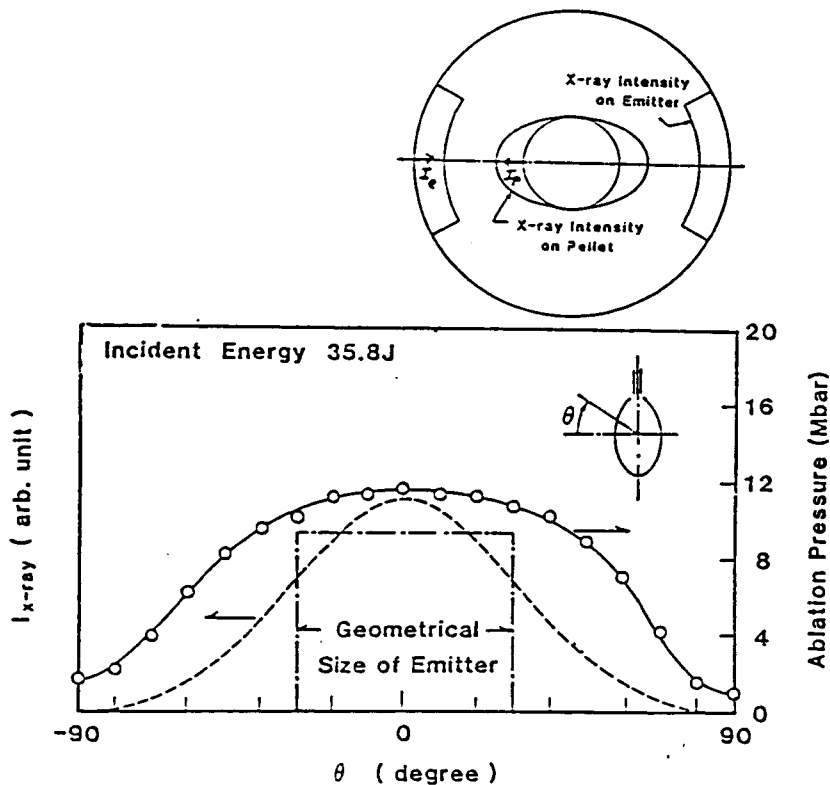
第5-13 図 アブレーション圧力の照射X線強度依存性

(2) 爆縮の一様性

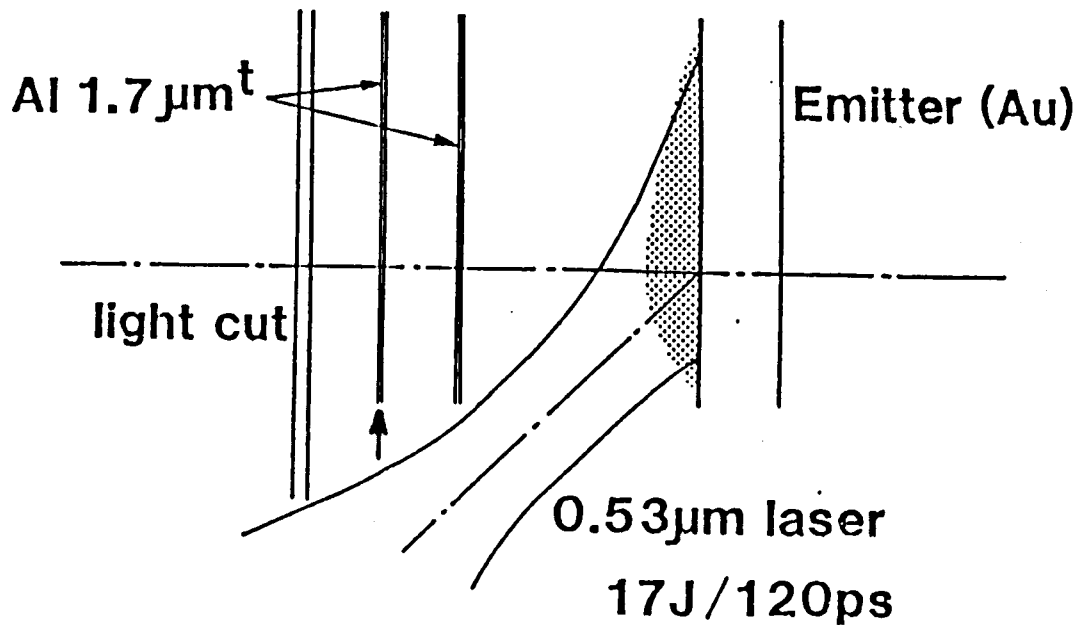
第5-14回に先の実験で得られたペレット上でのX線強度分布と計算によって得られた強度分布を示す。幾何計算で予想される分布に匹敵あるいはそれ以上に一様なX線の強度分布が得られている。

(3) 予備加熱

X線放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回に示す。X線源は金であり、その入射角は 54° である。吸収体としてアルミニウム $1.7\mu\text{m}$ (第1膜)、予備加熱量測定用として同じくアルミニウム $1.7\mu\text{m}$ (第2膜)を使用している。この第2膜が吸収するX線量をその膜の広がり(の程度)から測定するものである。吸収体がAlの場合は第5-7回の短パルス斜入射の放射スペクトルの $0.5-1.6\text{keV}$ 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回 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1 keV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線への変換効率に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収領域から高密度領域へのエネルギー輸送の径路のイオン電離状態が異なるためと考える。
- (5) 種々の平板ターゲットからの放射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. Ceglio, R. L. Kauffman, A. M. Hawryluk and H. Medeckj (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. M. Campbell, K. G. Estabrook, R. E. Turner, W. L. Kruer, P. H. Y. Lee, B. Pruett, V. C. Rupert, 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. Virmont, 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、プッシャー領域で著しい一様性の向上を観測した。X線輻射駆動型爆縮方式ではX線源の特性について調べ、高効率プレート設計への情報を提供した。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おいて、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、時間分解された二次元情報が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) レーザー光吸収領域とプ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、アッシャ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収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、完全吸収される効果が影響しているものと考えられる。

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ズマからの放射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 η 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) 種々の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した。

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、西村正太郎名誉教授、犬石嘉雄教授、藤井克彦教授、鈴木 胖教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授、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晃助教授に厚く感謝します。

また、終始変らぬ御指導、討論、激励を戴いた三間 豊助教授、西原功修助教授、矢部 孝講師、中塚正夫助教授、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、上田孝寿氏(三菱電機)、門馬 実氏(日本電気)および本研究遂行にあたり惜みない協力を戴いた白神宏之君、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 績 目 録

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- μm -Laser-Irradiated Pellet
H. Shiraga, T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, A. Kikuchi and C. Yamamaka
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. Yamamaka
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. Yamamaka
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ハレットの爆縮
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, ハレット幅及び α 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