



Title	間接照射型爆縮核融合における軟X線駆動アブレーション過程の研究
Author(s)	遠藤, 琢磨
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3052177
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

間接照射型爆縮核融合における 軟X線駆動アブレーション過程の研究

平成2年10月



遠藤琢磨

間接照射型爆縮核融合における
軟X線駆動アブレーション過程の研究

平成2年10月

遠藤琢磨

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科博士前期および後期課程において行った、間接照射型爆縮核融合における軟X線駆動アブレーション過程の研究について、その成果をまとめたものである。

間接照射型爆縮核融合では、レーザー等のエネルギードライバーでX線コンバーターを照射することにより高強度X線を発生させ、そのX線を照射することによって燃料ペレットの爆縮を駆動する。従って間接照射型爆縮核融合では、燃料ペレットの軟X線駆動アブレーション過程が極めて重要なプロセスの一つとなる。著者はこの点に注目し、低Z物質の軟X線駆動アブレーション過程について、その基礎物理の解明およびアブレーション圧力等の評価を目的として研究を行った。はじめに、低Z物質の軟X線駆動アブレーションについて、軟X線エネルギー輸送と流体運動との関係を 10^{12} W/cm²程度の照射X線強度において実験的に調べた。また、そこで得られた知見を基にアブレーション圧力等を計算するための準定常アブレーションモデルを開発した。次に軟X線エネルギー輸送の照射X線強度依存性を $10^{12} - 10^{14}$ W/cm²の照射X線強度において実験的に調べ、今後の研究の展開において重要な点を指摘した。最後に、軟X線駆動爆縮実験を実施し、燃料ペレットの爆縮ダイナミクスがモデル計算によって説明できることを示した。

本論文は6章より構成される。

第1章は緒論であり、軟X線駆動アブレーション過程の工学的・物理的重要性について述べ、本研究の意義および目的を示す。

第2章では、 10^{12} W/cm²程度の照射X線強度において実施した軟X線エネルギー輸送と流体運動とに関する基礎実験について述べ、アブレーションの音速点が電離バーンスルーのフロント近傍に存在すると考えられることを示す。

第3章では、アブレーション圧力等を評価するモデルとして透過X線駆動アブレーションモデルと自発光X線駆動アブレーションモデルとについて述べ、それぞれのモデルから導かれる主要なパラメータに関する比例則を示す。

第4章では、 $10^{12} - 10^{14}$ W/cm²の照射X線強度で実施した軟X線エネルギー輸送に関する基礎実験について述べ、X線加熱フォイル中の加熱フロントおよびバーンスルーフロントの伝播速度に関する照射X線強度依存性が、それぞれ自発光X線駆動アブレーションモデルおよび透過X線駆動アブレーションモデルから導かれた比例則に一致することを示す。

第5章では、ペレットの軟X線駆動爆縮実験について述べる。まず燃料ペレットのアブレーターとして用いたテフロンに関して、その選択理由および軟X線駆動アブレーションの特性について述べ、次にペレットの爆縮ダイナミクスが透過X線駆動アブレーションモデルによって説明できることを示す。

第6章は結論であり、本研究の総括を行い、主要な成果についてまとめる。

目 次

第 1 章 緒論	1
§ 1-1 間接照射型爆縮核融合 (キャノンボール爆縮)	1
§ 1-2 レーザー駆動アブレーション と軟 X 線駆動アブレーション	8
§ 1-3 研究の目的	16
参考文献	18
第 2 章 軟 X 線エネルギー輸送とアブレーション過程	19
§ 2-1 はじめに	19
§ 2-2 電離バーススルーによる軟 X 線エネルギー輸送	20
2-2-1 まえがき	20
2-2-2 実験原理および実験装置	21
2-2-3 実験結果	27
2-2-4 考察	36
[1] X 線加熱プラズマの電離状態	36
[2] 電離波の伝播	38
2-2-5 まとめ	39
§ 2-3 アブレーション圧力の発生と衝撃波駆動	40
2-3-1 まえがき	40
2-3-2 実験原理および実験装置	41
2-3-3 実験結果	45
2-3-4 考察	50
[1] 衝撃波の伝播	50
[2] アブレーション圧力	54
[3] 電離波の伝播とアブレーション圧力	56
[4] 先行加熱	59
2-3-5 まとめ	61
§ 2-4 むすび	62
参考文献	63
第 3 章 軟 X 線駆動アブレーションのモデル解析	65
§ 3-1 はじめに	65
§ 3-2 透過 X 線駆動アブレーションモデル	66
3-2-1 まえがき	66
3-2-2 透過 X 線駆動アブレーション	67
3-2-3 希薄波領域の X 線透過率	73

3-2-4	実験結果との比較	75
3-2-5	照射X線強度に対する依存性	78
3-2-6	軟X線駆動アブレーションによるフォイル加速	82
3-2-7	仮定の妥当性に関する検討および考察	86
	[1] 準定常状態	86
	[2] 電子熱伝導	87
	[3] 高密度効果	88
	[4] 光電離効果	89
	[5] 自発光X線	90
3-2-8	まとめ	94
§ 3-3	自発光X線駆動アブレーションモデル	94
3-3-1	まえがき	94
3-3-2	自発光X線駆動アブレーション	95
3-3-3	物質定数	101
	[1] 熱力学的性質	101
	[2] 光学的性質	106
3-3-4	照射X線強度に対する依存性	118
3-3-5	仮定の妥当性に関する検討および考察	123
	[1] 自己相似性	123
	[2] 拡散近似	123
	[3] 輻射エネルギー損失	125
3-3-6	まとめ	127
§ 3-4	むすび	128
	参考文献	131
第 4 章	軟X線駆動アブレーションの照射X線強度依存性	134
§ 4-1	はじめに	134
§ 4-2	高Z($Z=79$)物質製キャビティを用いた 高強度輻射場の生成	134
4-2-1	まえがき	134
4-2-2	実験原理および実験装置	135
4-2-3	実験結果	141
4-2-4	考察	142
	[1] 一様性	142
	[2] 輻射強度	144
4-2-5	まとめ	147
§ 4-3	低Z($Z=13$)物質中における 軟X線エネルギー輸送の照射X線強度依存性	148

4-3-1	まえがき	148
4-3-2	実験原理および実験装置	148
4-3-3	実験結果	150
4-3-4	考察	155
	[1] 加熱フロントの伝播	155
	[2] パーンスルーフロントの伝播	163
	[3] アブレーション圧力	166
4-3-5	まとめ	169
§ 4-4	むすび	169
	参考文献	171
第 5 章	軟 X 線駆動アブレーションによるペレット爆縮	172
§ 5-1	はじめに	172
§ 5-2	4 π 照射型ターゲットを用いたペレット爆縮	176
5-2-1	まえがき	176
5-2-2	実験原理および実験装置	178
5-2-3	実験結果	182
5-2-4	考察	186
	[1] 内球照射 X 線強度	186
	[2] アブレーター厚依存性	188
5-2-5	まとめ	195
§ 5-3	シリンダー型ターゲットを用いたペレット爆縮	195
5-3-1	まえがき	195
5-3-2	実験原理および実験装置	196
5-3-3	実験結果	198
5-3-4	考察	200
	[1] 内球照射 X 線強度	200
	[2] 爆縮ダイナミクス	202
5-3-5	まとめ	205
§ 5-4	むすび	206
	参考文献	207
第 6 章	結論	209
	謝辞	210
	業績目録	211

第 1 章 緒 論

§ 1-1 間接照射型爆縮核融合（キャノンボール爆縮）

本節では、論文の冒頭にあたり研究対象である間接照射型爆縮核融合がエネルギー問題とどう関わっているか、その背景を記述し本研究の工学的位置づけを行う。

原油、石炭など自然から直接供給されるエネルギーを一次エネルギーという。一次エネルギーの供給において輸入されたエネルギーの比率を輸入依存度という。エネルギーの輸入依存度が高いほど国際的なエネルギー危機に対する脆弱性が高い。1973年10月の第4次中東戦争以降、アラブ諸国は原油価格の大幅な引き上げや原油の供給削減などの戦略を発動した。その結果、日本をはじめとしてエネルギーの輸入依存度が高い石油消費国は、大きな経済的混乱を被ると共に、世界的にも長期不況の時代へと突入した。これがいわゆるオイル・ショック（第一次石油危機）である。第一次石油危機をきっかけに、日本政府は石油の安定供給を確保すべくアラブ諸国との外交関係の強化に努めると共に、さらに長期的な見地から石油に替わる新エネルギー源の開発に力を入れるようになった。

開発が進められている新エネルギー源には核融合、太陽光・熱など図1-1に示すようなものがある。¹⁾ これらの新エネルギー源は、第一次石油危機を契機に、未来を担うエネルギー源として脚光を浴びたが、1982年以降石油の需給が緩和すると共に開発の見直しが検討されるようになった。しかしながら、最近になって化石燃料の使用による温室効果問題の高まりにともない再び経済問題としてにとどまらず、全地球的な環境問題として注目され始めている。

化石燃料	自然エネルギー
・石炭	・太陽 光
・天然ガス	・熱
・オイルシェール	・海洋 濃度差
・タールサンド	温度差
	潮流
原子力	波力
・核分裂	・バイオマス
・核融合	・地熱
	・風力

図 1 - 1 石油に代替できるエネルギー源

経済性、安定性および高エネルギー密度性等の理由により、現在石油に替わる新エネルギー源の主力として稼働しているのは核分裂反応を利用した原子力である。また、次世代の核分裂炉として注目されている高速増殖炉の開発も進められている。しかし、高速増殖炉の運転には、今後解決していかなければならない技術的問題が数多く残されている。特に核燃料の再処理および放射性廃棄物の処理という問題は、核分裂炉にとって極めて重要な開発課題である。

核反応には、重い原子核がより軽い2個の原子核に分裂する「核分裂反応」と、逆に軽い原子核同士が衝突してより重い原子核ができる「核融合反応」との2種類がある。核反応の際には、質量の一部がエネルギーに変わる。このエネルギーを原子核エネルギーといい、上述の核分裂炉は核分裂反応を制御して起こし、その際に発生する原子核エネルギーを取り出すシステムである。同様に、制御された核融合反応を起こし、その際に発生する原子核エネルギーを取り出すシステムを核融合炉と呼ぶ。核融合炉では燃料として、重水素や三重水素など資源的に極めて豊富なものが利用できるため、開発されればエネルギー問題は事実上解決することになる。さらに核融合炉では核分裂炉と違い放射性廃棄物が発生しないため、安全性という面で核融合炉は核分裂炉に優る。このように、核融合炉は極めて好ましい特長を備えているが、技術的・物理的に解決しなければならない点が数多く残されており、実現は21世紀になるものと考えられている。

2つの軽い原子核を互いに近づけていくと、両者の中にある正に帯電した陽子が互いに反発し合う。すなわち2つの軽い原子核の間にはクーロン反発力が働く。そのクーロン反発力に逆らってさらに原子核同士を近づけていくと、中間子を仲立ちとした核間引力が働き出す。2つの原子核がこの核間引力のポテンシャルに捉えられると、核融合が起こり質量の一部がエネルギーとして放出される。この様子を図1-2に模式的に表す。2つの軽い原子核が核融合を起こすためには、クーロン反発力に打ち勝つだけの初期エネルギーを持って互いに近づかなければならない。また、逆に初期エネルギーが大き過ぎると核間引力に捉えられることができない。すなわち核融合が起こるためには、クーロン反発力と核間引力とで決まる適度な初期エネルギーが必要なわけである。

図1-3に現在研究が進められている核融合の方式を示す。^{1,2)} クーロン反発力

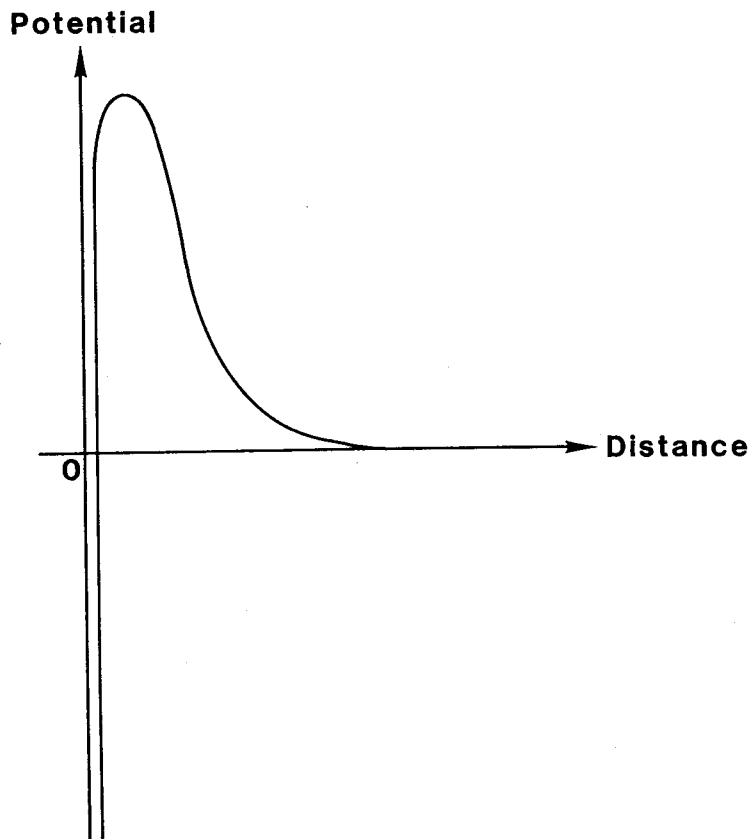


図 1-2 2つの原子核間に働くポテンシャル

に打ち勝って核融合反応を起こす方法は、熱核融合と低温核融合との2つに大別される。熱核融合とは、前述した核融合反応を起こすのに必要な初期エネルギーを熱という形で原子核に与え反応を起こす方法である。燃料に与えなければならない熱は、温度にして1億度程度である。1億度程度に加熱された燃料を入れておく容器は存在しないので、燃料を容器の壁に接触しないように浮かせて保持しなければならない。この燃料の保持の仕方によって、熱核融合は磁気閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式とに大別される。磁気閉じ込め方式とは、高温燃料を磁気力で真空中に一定時間保持し、炉として十分な核融合反応を起こす方式である。慣性閉じ込め方式とは、真空中の燃料を一度高温・高密度状態にし、燃料が流体的に膨張してしまうまでの間に炉として十分な核融合反応を起こしてしまう方式である。一方低温核

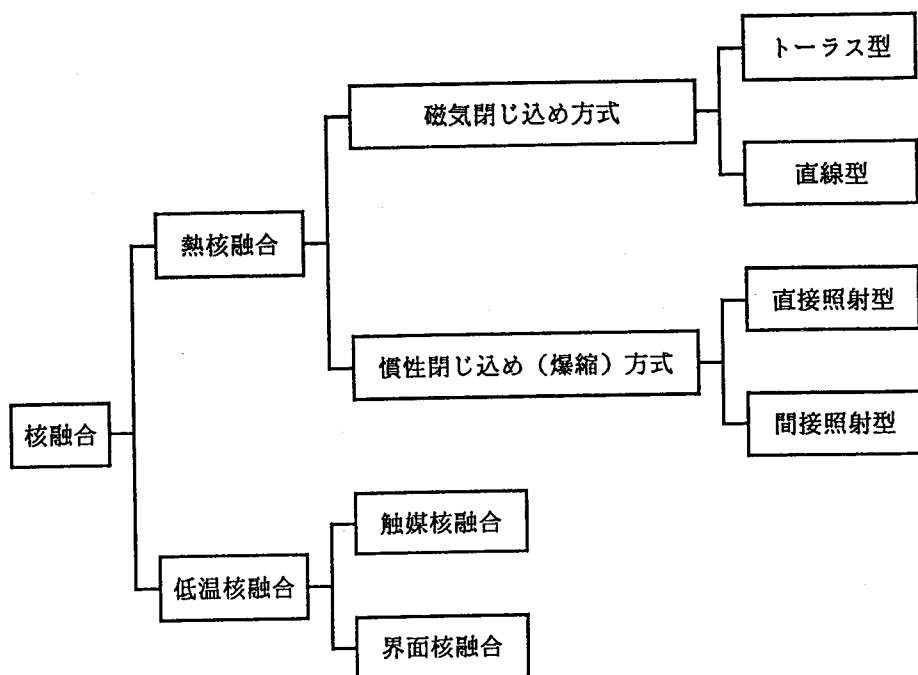


図 1-3 現在研究が進められている核融合方式

融合とは、燃料の熱運動以外の力で核間距離を縮め、核融合反応を起こす方法である。低温核融合は、核間距離を縮める方法によって触媒核融合と界面核融合とに分かれる。触媒核融合とは、電子の実効質量を大きくすると核間距離が短くなることを利用する方式で、触媒として用いられるのはミューオンである。ミューオンは、素粒子の1つであり、自由電子の207倍の質量を持ち、その寿命は $2.197 \mu\text{s}$ である。ミューオン触媒核融合の核融合炉への可能性は、ミューオン生成のエネルギー効率とミューオンの利用効率（1個のミューオンが何回触媒として機能するか）とで決まる。実際には、ミューオン生成のエネルギー効率が低いため、純粋な核融合炉として運転できる可能性は極めて低く、核分裂反応を仲介させてその中性子増倍効果を利用する「核分裂-核融合ハイブリッド炉」としての実現可能性が推測されている状態である。界面核融合とは燃料中の界面に局所的に強電界を発生させ、その電界による力で原子核間に働くクーロン反発力に打ち勝ち、核間距離を縮める方式である。金属重水素化物電極を用いた常温核融合の物理的機構は未だ明らかになって

いないが、この局所的な強電界による核融合反応は有力な候補と考えられている。金属重水素化物電極の表面、あるいは歪応力によって電極内にマイクロクラックが生じ新たに発生した金属表面では、電荷の不均一により局所的な強電界が発生する。局所的に強電界が発生した金属表面付近に重水素イオンが存在した場合、この電界による力でクーロン反発力に打ち勝ち核融合反応を起こすことが可能となる。この局所的に生ずる強電界を利用した界面核融合は、電極の表面状態、電極金属中の不純物、電極金属の熱処理および重水素吸収速度等に大きく影響される。そのため条件の最適化と再現とが難しく、現時点では実験データの蓄積および現象の確認が再重要課題であり、核融合炉としての可能性は疑問視されている。

現在のところ核融合炉として実現できる可能性が高いのは熱核融合であると考えられている。熱核融合が磁気閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式とに大別されることは既に述べた。磁気閉じ込め方式はさらにトーラス（環状）型と直線（開放）型とに分かれる。トーラス型では、磁力線が円環形をしており、これが集まって中空のドーナツ形の磁気容器を生み出す。この型は、磁気容器が閉じているため、燃料プラズマの保持性能は高いが、構造が複雑になる。直線型では、生み出される磁気容器が直線円筒形をしている。この型は、磁気容器の両端が開いているので、燃料プラズマの保持性能は低い、構造が単純になる。一方慣性閉じ込め方式は、燃料ペレットへのエネルギー照射の仕方によって直接照射型と間接照射型とに分かれる。現在これらの各方式の開発は、ほぼ並行して進められており、最も有望な方式というものは確定していない。

直接照射型の慣性閉じ込め方式では、燃料を高温・高密度状態にするために、真空中にある球状の燃料ペレットの外側に直接レーザー等のエネルギー密度が高いエネルギービームを照射する。エネルギーを吸収したペレット表面は高温のプラズマ状態（物質が電子とイオンとに分かれた状態）となり真空中へ噴出する（これをアブレーションと呼ぶ）。ペレット表面のアブレーションにより、燃料ペレットの残りの部分はロケット作用（表面の噴出プラズマの反作用）で内側へ爆縮する。この爆縮により、燃料は圧縮・加熱され、炉として十分な核融合反応を起こすために必要な高温・高密度状態に到達する。慣性閉じ込め方式では、ターゲット利得 G （「核融合出力」／「ドライバーエネルギー」）は、次のパラメータ積に比例する。

$$\frac{\rho R \cdot \eta_0}{[\beta(T) + \rho R] \cdot T}$$

ここで、 ρ は圧縮された燃料の密度、 R は圧縮された燃料の半径、 η_0 はエネルギードライバーから燃料へのエネルギー結合効率、 T は圧縮・加熱された燃料の温度、 $\beta(T)$ は燃料の温度 T により決まる値で一般に $\beta(T) \gg \rho R$ である。燃料の種類が決まると必要な温度 T はほぼ決まるので、 $G \sim \rho R \cdot \eta_0$ と書ける。エネルギードライバーから燃料へのエネルギー結合効率 η_0 は、使用するエネルギードライバーの種類と燃料ターゲットの種類とでほぼ決まる。つまり、ターゲット利得を大きくするためには、 ρR （燃料の密度・半径積）を大きくすれば良いことがわかる。また必要とされるドライバーエネルギー E_D は、次のパラメータ積に比例する。

$$\frac{(\rho R)^3 \cdot T}{\rho^2 \cdot \eta_0}$$

希望するターゲット利得 G を設定すると、それに必要な ρR が決まる。ドライバーエネルギー E_D の比例則からドライバーエネルギーおよび核融合出力を現実的な大きさに抑えるためには、燃料密度 ρ を大きくすれば良いことがわかる。実際には、固体密度の1000倍程度の圧縮（爆縮）が必要であるといわれている。これが爆縮核融合と言われる理由である。

間接照射型の爆縮核融合では、図1-4に示すように燃料ペレットを真空層を介して高 Z 物質のX線コンバーターで囲む（ターゲットが二重殻構造となるため、キャノンボール型と呼ばれることがある）。エネルギードライバーはこのX線コンバーターを照射し、そこで生成される高 Z プラズマによってドライバーエネルギーをX線エネルギーに変換する。X線コンバーターで発生したX線が燃料ペレットを照射し、ペレット表面のアブレーションを駆動する。間接照射型のペレット爆縮は、ドライバーエネルギーをX線コンバーターによってX線エネルギーに変換し、そのX線でペレット表面のアブレーションを駆動するため、エネルギードライバーを直接ペレットに照射してアブレーションを駆動する直接照射型のペレット爆縮に比べる

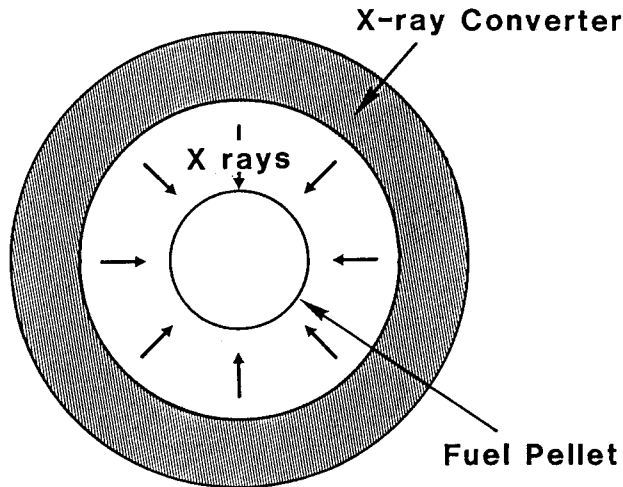


図 1-4 間接照射型爆縮核融合の概念

とエネルギー結合効率の点で劣る。しかし、高密度爆縮を行い高ターゲット利得を得るために必要な爆縮の一様性（爆縮速度で3-4%の一様性が必要³⁾）において間接照射型は直接照射型に優ると考えられている。爆縮の一様性を悪化させる原因は、主としてアブレーションで生ずる圧力（アブレーション圧力）の非一様性とレイリー・テイラー不安定性とである。直接照射型では、エネルギービームの空間パタンの非一様性によってアブレーション圧力の非一様性が生ずる。従って直接照射型の最も重要な開発課題は、エネルギービームの照射一様性の改善である。間接照射型では、燃料ペレットと幾何学的に分離されたX線コンバーターをエネルギービームで照射するので、ビームパタンの非一様性はアブレーション圧力の非一様性を生じさせない。またレイリー・テイラー不安定性に関しては、その時間的な成長率 γ が、

$$\gamma = \alpha(kg)^{1/2} - \beta k V_a$$

（ここで、 k は擾乱の空間波数、 g は加速度、 V_a はアブレーションフロントにおける流体速度で ρ_a をアブレーションフロントの密度、 $\dot{m}$ を質量噴出率としたときに $V_a = \dot{m} / \rho_a$ と表される量、 α 、 β は定数で、 $\alpha = 0.9$ 、 $\beta = 3-4$ である）と表され、

質量噴出率が大きいほどその成長率は小さくなると期待されている。⁴⁾ エネルギードライバをレーザーと考えた場合、レーザー駆動アブレーションよりもX線駆動アブレーションの方が大きな質量噴出率が得られると考えられており（これを明らかにすることは、本研究の目的の一つである）、間接照射型爆縮は直接照射型爆縮に比べ、レイリー・テイラー不安定性に強いと考えられている。

本論文は、間接照射型爆縮核融合において、特にその軟X線駆動アブレーション過程に注目して行った研究成果をまとめたものである。間接照射型ターゲットの設計において軟X線駆動アブレーション過程、特にその質量噴出率とアブレーション圧力との照射X線強度依存性は重要な部分である。これらの依存性を明らかにすることによって、爆縮核融合に必要な燃料ペレット上の照射X線強度が評価されるのである。また前述したレイリー・テイラー不安定性に対するアブレーションによる安定化の評価も、これらの依存性を知ることによって初めて可能となるのである。

§ 1-2 レーザー駆動アブレーションと軟X線駆動アブレーション

本節では、論文の研究テーマである軟X線駆動アブレーションの特性について、レーザー駆動アブレーションとの比較を中心として、その考え方を説明し、あわせて本研究の物理的背景について記述する。

固体にレーザー光を照射した場合、強度が弱いときはレーザー光は固体表面で反射されるか固体内部に透過していくだけである。レーザー光強度を上げていくとやがて固体に損傷を与えるようになり固体のプラズマ化が始まる。固体表面にプラズマが生成されると、レーザー光はレーザー波長で決まる固有の臨界密度よりも高密度側へは進入できないため、臨界密度近傍でレーザー光の吸収が強く起こる。吸収されたエネルギーは主として電子熱伝導により固体内部へと輸送され、固体の加熱・プラズマ化が進行していく。固体が加熱・プラズマ化されていく進行速度は、レーザー照射開始直後ではプラズマの流体運動の特徴的な速度である音速よりも速い。従って、レーザー照射開始直後の現象は流体運動を伴わない熱波として記述できる。固体が加熱・プラズマ化されていく進行速度は、一定強度のレーザー照射を行っている場合でも時間と共に減少していく（電子熱伝導による流体運動を伴わない熱波の進行速度は時間の約 $2/9$ 乗に比例する）。一方音速は時間と共に増加する

(電子熱伝導による流体運動を伴わない熱波の場合、音速は時間の約 $1/9$ 乗に比例する)ので、やがて流体運動を伴った熱波として扱わねばならなくなる。この流体運動を伴った熱波の進行がアブレーションである。

レーザー駆動アブレーション過程を図1-5に模式的に示す。図1-5の横軸は質量座標であり、レーザー光は図の右側から入射する。図1-5(a)は密度(ρ)と温度(T)との空間プロファイルを模式的に示している。アブレーションフロントは密度が減少し始める位置であり、音速点はアブレーションフロントから見た流速が局所的な音速に等しくなる位置である。アブレーションフロントと音速点との間の領域は亜音速流領域であり、ディフラグレーション領域と呼ばれる。音速点よりも外側(レーザー入射側)は超音速流の希薄波領域であり、ほぼ等温膨張に近い状態と考えられる。ディフラグレーション領域は亜音速流領域であるので前方の流体運動に影響を及ぼすことができる。図1-5では無限に厚い物質を想定しており、ディフラグレーション領域の前方には衝撃波が駆動される。レーザー駆動アブレーションを特徴づけている点は、入射レーザー光がそのレーザー波長固有の臨界密度近傍で強く吸収されるという点である。図1-5(b)は、レーザー駆動アブレーションにおけるエネルギー流束の空間プロファイルを模式的に示したものである。ここでは簡単のため、熱伝導は電子熱伝導のみを考え、輻射熱伝導は無視してある。図中には、総エネルギー流束(q)、レーザーによるエネルギー流束(q^L)、電子熱伝導によるエネルギー流束(q^e)が示してある。図1-5(b)は、入射レーザー光が臨界密度近傍までエネルギーを輸送し、臨界密度近傍から高密度側へは電子熱伝導によりエネルギーが輸送されることを示している。図1-5(c)は、エネルギー流束の質量座標による微分、すなわちエネルギー輸送により流体に与えられるエネルギーを示したものである。臨界密度近傍では、入射レーザー光の吸収によって与えられたエネルギーが電子熱伝導によって運び去られる。またプラズマ中の電子熱伝導は非線形であるので、アブレーションフロント(加熱フロント)近傍でその微分値はピークを持つ。すなわち、臨界密度近傍から低温側へ輸送されてきたエネルギーは、アブレーションフロント近傍で局所的に与えられることになる。レーザー駆動アブレーションの解析的な取り扱い参考文献(5)~(7)に詳しい。

レーザー駆動アブレーションのように、入射エネルギーが強く吸収される特徴

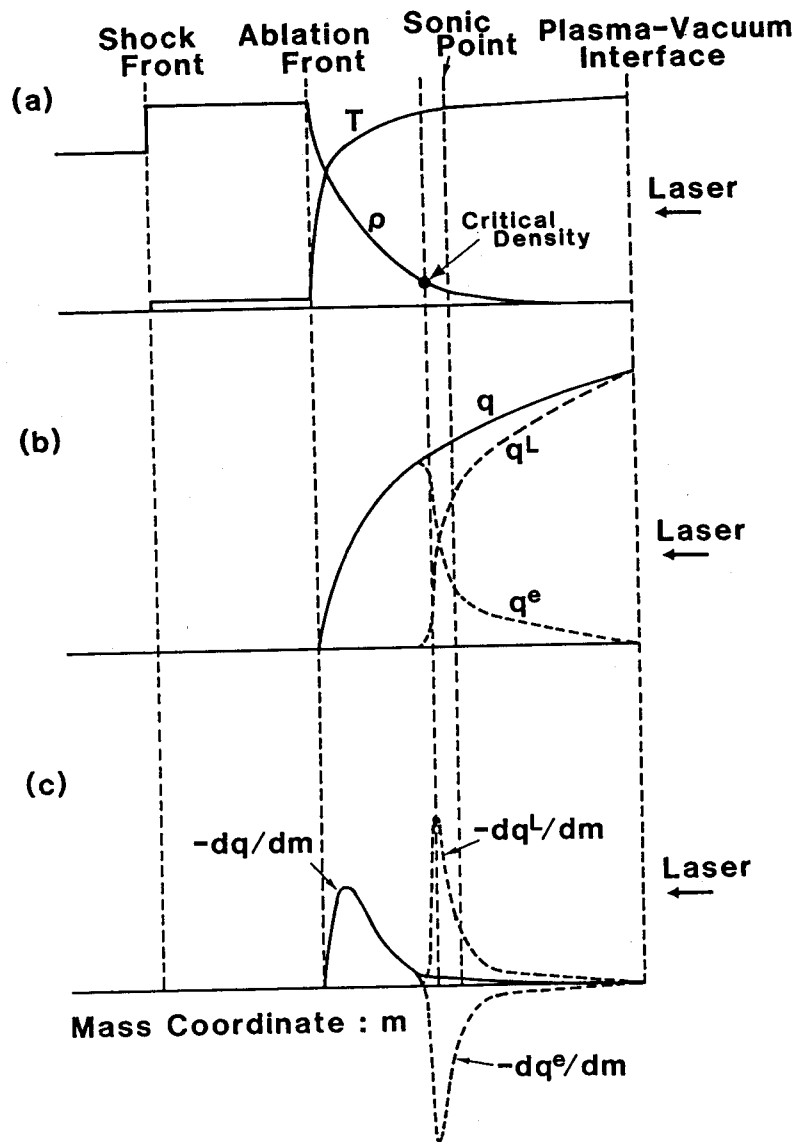


図1-5 レーザー駆動アブレーションの基本的な考え方

的な密度が存在する場合の質量噴出率 $\dot{m}$ とアブレーション圧力 P_a の入射エネルギー流束 S_L に対する比例則は次のようにして求められる。ディフラグレーション領域の構造は定常状態として、希薄波領域は自己相似な等温膨張とする。吸収が強く起こる特徴的な密度を音速点の密度 ρ_s (ρ_s は固体密度に比べて充分小さいとする)と

し、そこでの音速を C_s とする。この時、イオンの電離に消費されるエネルギーを熱エネルギーに対して無視するとエネルギー保存則から、次式が導かれる。

$$S_L = 4 \rho_s C_s^3 \quad (1-1)$$

また、質量および運動量の保存則から次式が導かれる。

$$\dot{m} = \rho_s C_s \quad (1-2)$$

$$P_s = 2 \rho_s C_s^2 \quad (1-3)$$

式(1-1)–(1-3)を用いて、質量噴出率 $\dot{m}$ とアブレーション圧力 P_s とについて次式が得られる。

$$\dot{m} = \rho_s^{2/3} (S_L / 4)^{1/3} \quad (1-4)$$

$$P_s = 2 \rho_s^{1/3} (S_L / 4)^{2/3} \quad (1-5)$$

イオンの質量数 A と電離度 z との比を2 ($A/z = 2$)として、レーザーの臨界密度を ρ_s とすると、レーザー駆動アブレーションに関して次の比例則が得られる。

$$\dot{m}[\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})] = 7.03 \times 10^4 S_{L13}^{1/3} \lambda_{L\mu\text{m}}^{-4/3} \quad (1-6)$$

$$P_s[\text{Mbar}] = 2.65 S_{L13}^{2/3} \lambda_{L\mu\text{m}}^{-2/3} \quad (1-7)$$

ここで、 S_{L13} は $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ 単位の吸収レーザー強度、 $\lambda_{L\mu\text{m}}$ は μm 単位のレーザー波長である。

次に、軟X線駆動アブレーション過程について、その特徴をレーザー駆動アブレーションとの比較という観点から考える。軟X線領域のフォトンはその波長が可

視光の波長に比べて著しく短い。光の臨界密度は波長の2乗に反比例するので、軟X線領域のフォトンに対する臨界密度は著しく高く、物質の固体密度を越える。すなわち、軟X線駆動アブレーションの場合、入射して来るフォトンに対して臨界密度は存在しない。これが、レーザー駆動アブレーションと軟X線駆動アブレーションとで最も違う点である。レーザー駆動アブレーションでは、外部から入射して来るレーザー光はその臨界密度近傍で主として自由-自由遷移吸収（古典吸収）によって吸収されプラズマの熱エネルギーへと変換される。一方軟X線駆動アブレーションでは、外部から入射して来る軟X線は主として束縛-自由遷移吸収と束縛-束縛遷移吸収とによって吸収されプラズマの熱エネルギーへと変換される。束縛-自由遷移吸収と束縛-束縛遷移吸収とが主たる吸収機構となる場合、入射X線が強く吸収される領域はプラズマを構成しているイオンの種類とその電離状態とで決まり、吸収が強く起こる特徴的な密度というものが存在しない。これが、軟X線駆動アブレーションをレーザー駆動アブレーションとは異なった捉え方をしなければならない理由である。

前述したように軟X線駆動アブレーションにおいて入射X線が強く吸収される領域はプラズマを構成しているイオンの種類とその電離状態とで決まる。一般に、あるエネルギーのフォトンに対するプラズマのオパシティ（単位質量あたりの吸収断面積）は、温度 T が低いほど、また密度 ρ が高いほど大きい。従って図1-5(a)のような温度 T と密度 ρ との空間プロファイルを仮定した場合、アブレーションフロントから真空側（右側）へ行くほどあるエネルギーのフォトンに対するオパシティは小さくなる。エネルギー輸送において軟X線輻射を扱う場合、あるエネルギーのフォトンに対してプラズマのオパシティが非常に大きく、その吸収長 L_u が温度変化のスケール長 L_T よりも充分短い場合（ $L_u \ll L_T$ ）、そのフォトンエネルギーにおける輻射場はプラズマと局所的熱平衡状態にあると考えることができ、プランク関数で表すことができる。またその輸送は拡散近似で扱うことができる。⁸⁾ プラズマのオパシティが小さく、その吸収長 L_u が温度変化のスケール長 L_T に対して無視できない場合（ $L_u \simeq L_T$ ）は、輻射場の異方性が大きくなり、輻射場を単純な関数で表すことは不可能となり、また輻射輸送の拡散近似もその正当性を欠く。極端な場合としてプラズマのオパシティが非常に小さく、その吸収長 L_u が考えている系の大き

さ L_{system} と同程度である場合 ($L_u \simeq L_{system}$) を考えると、プラズマ中の輻射場は、外部から入射してきた輻射の透過成分のみとして扱うことができる。つまり、ある光子エネルギーにおける軟X線輻射エネルギー輸送を考える場合、その吸収長 L_u と他の特徴的な長さ L_T , L_{system} との関係によってその扱い方を変えなければならない。図1-5(a)に示したような構造の軟X線駆動アブレーションにおいては、前述したようにアブレーション構造中の場所によってその光学的性質（オパシティ）が変化する。従ってアブレーションをモデリングする場合には、アブレーション構造全体をある仮定の下においてモデリングを行うか、あるいはアブレーション構造をいくつかの部分に分割してそれぞれの部分をそれぞれの仮定の下におき、それぞれの部分に対して異なったモデリングを行うかのいずれかの手法を用いることになる。どちらの手法を用いるかは主としてプラズマを構成するイオンの種類および時間スケールに依存する。また一般に、物質の光学的性質を考える場合、適当な重み関数を掛けてスペクトル全体にわたって平均した平均オパシティを用いて議論することが多い。

以上の議論から、軟X線駆動アブレーションに関してその特性をプラズマの光学的性質に着目して分類するのは妥当な方法と言える。日本の Nozaki と Nishihara は音速点におけるプラズマの光学的性質に着目して軟X線駆動アブレーションを分類した。⁹⁾ また西独の Sigelらのグループは、軟X線駆動アブレーションの構造全体の光学的性質に着目して分類を行った。^{10,11)} これらの分類方法を図1-6に示す。図1-6(a)は密度 ρ と温度 T との空間プロファイルを示している。Nozaki と Nishihara は音速点におけるプラズマの光学的性質に着目し、音速点における輻射エネルギー流束 S_{sonic} が輻射場と物質とが熱平衡状態になっている場合の輻射エネルギー流束 $S_{LTE} = -(16/3) \ell_R \sigma T^3 (\partial T / \partial x)$ (ℓ_R はロッセランド平均吸収長、 σ はステファン・ボルツマン定数) に等しくなっている場合を「Supercritical Deflagration」【図1-6(b)(c)】と名付け、そうでない場合を「Subcritical Deflagration」【図1-6(d)(e)】と名付けた。物理的には、Supercritical Deflagration では熱平衡輻射がディフラグレーション波の伝播を駆動しており、Subcritical Deflagration では非熱平衡輻射がディフラグレーション波の伝播を駆動している。特に Subcritical Deflagration の極限を考えた

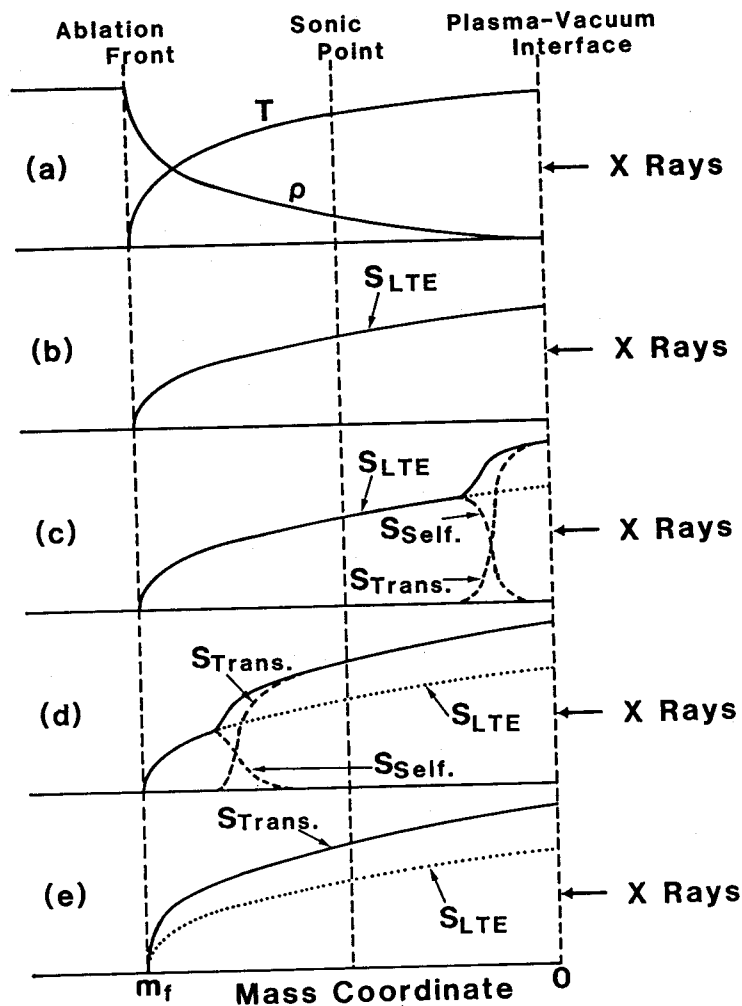


図1-6 軟X線駆動アブレーションの基本的な考え方

場合（これを Subcritical-limit Deflagration と名付ける）、これは入射X線の透過成分がディフラグレーション波の伝播を駆動している場合に相当する。西独の Sigelらのグループによる分類は、アブレーションの構造全体に着目した分類であり、アブレーションの構造全体にわたって輻射エネルギー流束 S が $SLTE$ に等しい場合を「Ablative Heat Wave」〔図1-6(b)〕と名付け、またその逆の極限として、輻射エネルギー流束 S が入射X線の透過成分に等しい場合を「Ablative Heating Wave」〔図1-6(e)〕と名付けた。Ablative Heat Wave は Supercritical

Deflagration の極端な場合であり、Ablative Heating Wave は Subcritical Deflagration の極端な場合である。これらの関係を図1-7に示す。

両極端の場合として、Ablative Heat Wave と Ablative Heating Wave の特徴を考える。Ablative Heat Wave はプラズマのオパシティが高温・低密度になっても大きい場合に形成され、一般には高Z物質（例えば金など）の軟X線駆動アブレーションはこれに近いと考えられる。Ablative Heat Wave の特徴はX線の再放射効率が高いことである。プラズマと真空領域との境界では、真空側に黒体輻射に相当する強度で軟X線を放射している。従って、入射するX線エネルギーから流体運動エネルギーへの変換効率は低く、Ablative Heat Wave による燃料ペレットの爆縮は効率が低い。Ablative Heating Wave はプラズマのオパシティが加熱・膨張によって急激に小さくなる場合であり、一般には低Z物質（例えば炭素など）の軟X線駆動アブレーションはこれに近いと考えられる。Ablative Heating Wave では高温領域のオパシティが小さいためX線の再放射効率は低い。X線の再放射効率は図1-6において (e) < (d) < (c) < (b) の順で高くなる。従って、燃料ペレットの爆縮には、効率という観点からは、Ablative Heating Wave が適している。実際の爆縮ターゲットでは高エネルギー ($h\nu > 1 \text{ keV}$) X線によるペレットの先行加熱という問題が生じるため、アブレーター物質は炭素($Z=6$)に比べ原子番号がやや高いものを用いる。また、炭素のような低Z物質の軟X線駆動アブレーションであっても、X線を照射し続けアブレーション深さ(図1-6中の m_f)が大きくなってくるとやがて入射X線の透過成分はアブレーションフロントまで到達できなくなる。すなわち、アブレーションフロントが進行するにつれてエネルギー輸送の構造は図1-6において (e) → (d) → (c) → (b) のように変化していき、最後には Ablative Heat Wave になるものと考えられる。

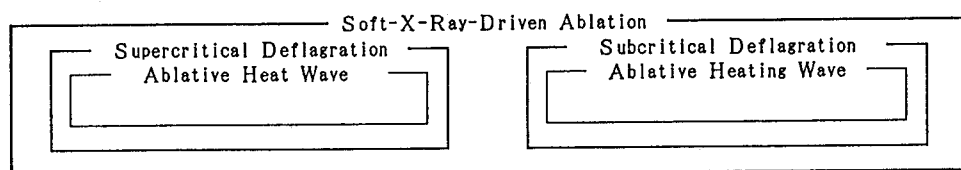


図1-7 軟X線駆動アブレーションの分類

以上の議論からペレット爆縮を目的とした軟X線駆動アブレーション過程の研究において、研究の対象となるのは爆縮効率を高くする必要から低Zあるいは中間Z物質を用いた Subcritical Deflagration であることがわかる。これまでに Subcritical-limit Deflagration に関する質量噴出率 ($\dot{m}$) とアブレーション圧力 (P_a) の照射X線強度に対する比例則が日本の Nishihara¹²⁾ および Yabeら¹³⁾ から提案されている。これらの比例則は、自己調整流モデル (Self-regulating flow model)⁶⁾ を軟X線駆動アブレーションに適用することによって得られている。これらの比例則は定性的には実験結果と一致しているが、¹⁴⁾ 軟X線で加熱されたプラズマの平均電離度が未知のパラメータとして残されていること、および希薄波領域の光学的深さを計算するときにロッセランド平均吸収長を用いていることのため、これらの比例則は定量的な議論には使用できない。¹⁵⁾ 従って、ペレット爆縮を目的とした軟X線駆動アブレーション過程の研究において重要なことは、低Zあるいは中間Z物質の軟X線駆動アブレーションに対して定量性のあるモデリングを行い、主要なパラメータに対する照射X線強度依存性を導くことである。さらに、それら主要なパラメータの照射X線強度依存性を実験的に調べ、それを理論的に導かれた依存性と比較し、アブレーション過程におけるエネルギー輸送の物理を解明することである。

§ 1-3 研究の目的

本研究は、核融合用燃料ペレットの爆縮を目的とした軟X線駆動アブレーション過程の研究である。その主な目的は、軟X線駆動アブレーション過程を実験的に調べ、その結果を基に高利得爆縮に必要なアブレーション圧力を発生させるための照射X線強度およびその照射X線強度における主要なパラメータ (質量噴出率等) の評価法を開発することである。評価法の開発とは、具体的にはアブレーション圧力、質量噴出率等の主要なパラメータの照射X線強度依存性を計算するために軟X線駆動アブレーション過程をモデル化することである。また主要なパラメータの照射X線強度依存性を実験的に測定し、実験結果とモデルから導出された依存性との比較を行い、軟X線駆動アブレーション過程のエネルギー輸送において重要な点を明らかにすることも主要な目的の1つである。さらに、得られた知見の応用として

間接照射型の爆縮実験を実施し、間接照射型爆縮核融合に関する研究の展開において重要な点を明らかにする。

本論文は上記の目的を達成するために行った研究の成果をまとめたものであり、6つの章から構成されている。第2章以下の内容を図1-8に示す。第2章では電離バースルーによる軟X線エネルギー輸送とプラズマの流体運動との関係を調べるために行った基礎実験について記述する。第2章で述べる基礎実験によって得られた結果は、第3章で記述する軟X線駆動アブレーション過程のモデリングにおいてその基礎となるものである。第3章では軟X線駆動アブレーション過程について、そのモデリングを入射X線の透過成分がディフラグレーション波を駆動する場合 (Subcritical-limit Deflagration) と、プラズマと熱平衡状態にあるX線がアブレーションを駆動する場合 (Ablative Heat Wave) と、2つの場合について記述する。第4章では、初めに高強度輻射場を生成するための基礎実験について述べ、次にその高強度輻射場を利用した軟X線エネルギー輸送の照射X線強度依存性の実験的測定について記述する。第5章では、 4π 照射型ターゲットとシリンダー型ターゲットの2種類のターゲットを用いて実施した爆縮実験について述べる。第6章は結論であり、本研究によって得られた成果をまとめる。

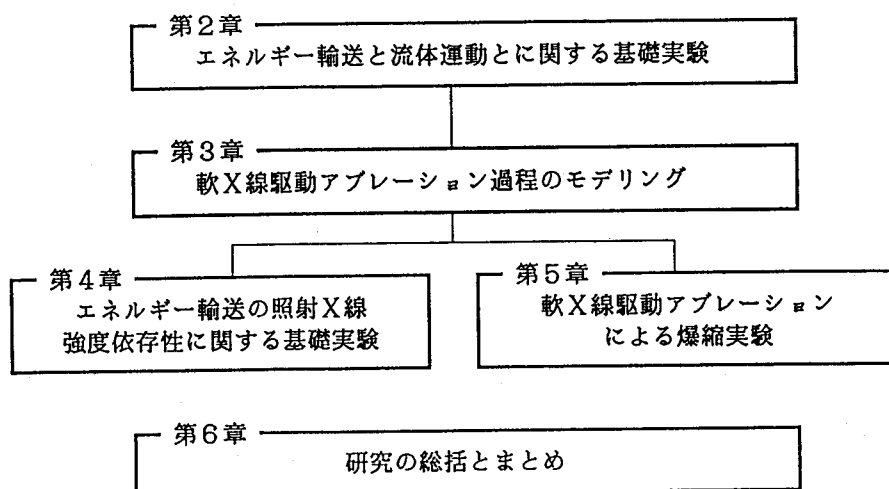


図1-8 論文の構成

第 1 章の参考文献

- (1) 「Innovative Multi-Information Dictionary, Annual Series (imidas), 1990」, 露木和男編集 (集英社, 1990) .
- (2) 「最新核エネルギー論」, 矢沢サイエンスオフィス編集 (学習研究社, 1990) .
- (3) S.E.Bodner, J. Fusion Energy, 1, 221 (1981).
- (4) H.Takabe et al., Phys. Fluids 28, 3676 (1985).
- (5) H.Takabe, K.Nishihara, and T.Taniuti, J. Phys. Soc. Jpn. 45, 2001 (1978).
- (6) P.Mora, Phys. Fluids 25, 1051 (1982).
- (7) W.M.Manheimer, D.G.Colombant, and J.H.Gardner, Phys. Fluids 25, 1644 (1982).
- (8) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch.II (Academic, New York, 1967).
- (9) K.Nozaki and K.Nishihara, J. Phys. Soc. Jpn. 48, 993 (1980).
- (10) R.Pakula and R.Sigel, Phys. Fluids 28, 232 (1985); Phys. Fluids 29, 1340 (1986).
- (11) N.Kaiser, J.Meyer-ter-Vehn, and R.Sigel, Phys. Fluids B 1, 1747 (1989).
- (12) K.Nishihara, Jpn. J. Appl. Phys. 21, L571 (1982).
- (13) T.Yabe et al., Jpn. J. Appl. Phys. 22, L88 (1983).
- (14) T.Mochizuki et al., Jpn. J. Appl. Phys. 22, L133 (1983).
- (15) 加熱された低 Z プラズマのオパシティはその電離状態に強く依存するため、平均電離度が未知のパラメータであるということは、定量的な予測が不可能であることを示す。また、ロッセランド平均吸収長は本質的に、プラズマの外部から入射する X 線の吸収長を近似するものではない。

第2章 軟X線エネルギー輸送とアブレーション過程

§2-1 はじめに

本章では、電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送とプラズマの流体運動とに関して行った基礎実験について述べる。本章で示す実験結果は、本論文において極めて重要な物理的基礎となるものであり、また第3章で述べるアブレーション過程のモデリングに対する実験的根拠となるものである。

低Zプラズマの軟X線領域 ($h\nu=0.1-1$ keV) におけるオパシティは、プラズマの加熱・膨張によって急激に小さくなる。これは低Zプラズマの軟X線領域におけるオパシティが主として束縛-自由遷移吸収によって決まっていることによる。プラズマの加熱・膨張によりイオンの電離が進むと吸収エッジが高エネルギー側へシフトし、シフトした吸収エッジよりも低エネルギーの光子に対してはほとんど透明に近い状態となる。このイオンの電離が進行することによるオパシティの急激な低下を電離バーンスルーと呼び、その輻射エネルギー輸送における重要性はDustonらによって最初に示された。¹⁾

低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおいて、加熱・膨張したプラズマの入射X線に対するオパシティが急激に低下することから、第1章§1-2で説明した Subcritical Deflagration [第1章図1-6(d)(e)] が形成され、電離バーンスルーによって準透明状態となった領域の拡大と共にディフラグレーション波が伝播すると期待される。電離バーンスルーによって準透明状態となった領域の先端部を電離バーンスルーフロントと呼ぶ。期待される物理現象の模式図を図2-1に示す。電離バーンスルーフロントよりも低密度側では、入射X線の吸収が減少するためプラズマの温度はほとんど上がらず、また膨張によって冷却されると電離度が下がり入射X線の吸収が増加し再加熱が起こるといふ、一種の自己調整機構が働いてほぼ等温膨張になることが期待される。Subcritical Deflagration である場合、電離バーンスルーフロントの進行速度と発生するアブレーション圧力とは質量と運動量の保存則によって関係づけられる。従って電離バーンスルーフロントの進行速度と発生するアブレーション圧力とを独立の方法で測定すれば、電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送とプラズマの流体運動との関係を調べることができる。

§2-2では電離バーンスルーフロント進行速度の実験的測定について、また

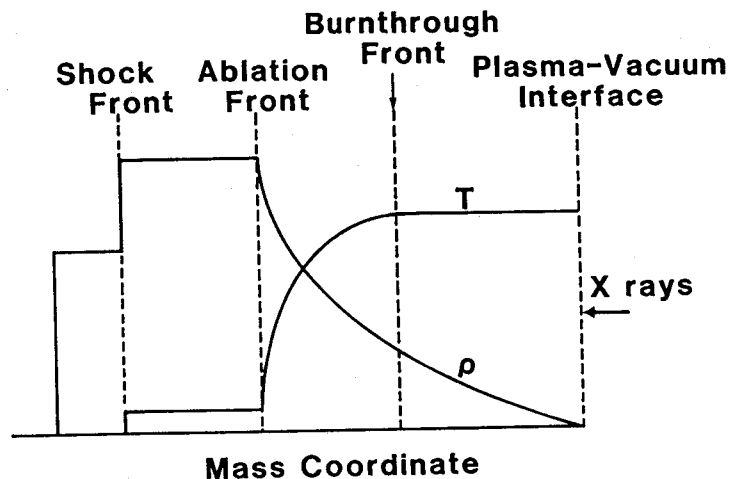


図2-1 軟X線駆動アブレーションの構造

§2-3ではアブレーション圧力の実験的測定について述べる。これらの実験により第2章では、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションが Subcritical-limit Deflagration と考えられることを示す。

§2-2 電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送

2-2-1 まえがき

本節では、電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送に関する実験について述べる。本節で述べる実験で測定される電離バーンスルーフロント進行速度は、次節 (§2-3) で述べるアブレーション圧力の測定結果と組み合わせられて、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおけるエネルギー輸送と流体運動との関係を解明する重要な基礎データとなる。

本節で述べる実験の目的は、低Z物質に高強度X線（照射X線強度 10^{12} W/cm^2 以上）を照射した際の、X線加熱プラズマの電離状態および電離バーンスルーフロントの進行速度に関する基礎データを取得することである。アルミニウムの薄膜に 10^{12} W/cm^2 を越える高強度X線を照射し、薄膜の分光透過率の時間変化を軟X線領域での時間分解・分光透過プローブ法によって測定する。低Z物質としてアルミニウムを用いるのは、その物理的特性が良く知られているためである。

2-2-2 実験原理および実験装置

実験ではアルミニウム薄膜に軟X線を照射し、その裏側から軟X線を時間・波長分解して測定した。実験の原理を図2-2に示す。図2-2は半無限の厚さを持った物質中を衝撃波フロント、アブレーションフロントおよび電離バーンスルーフロントが伝播していく様子を示したもので、時間の流れは(a)→(f)の順である。斜線の部分は電離バーンスルーにより準透明状態となった領域を示している。また図中で ρ は密度プロファイル、 T は温度プロファイル、また I_u は入射X線の透過成分

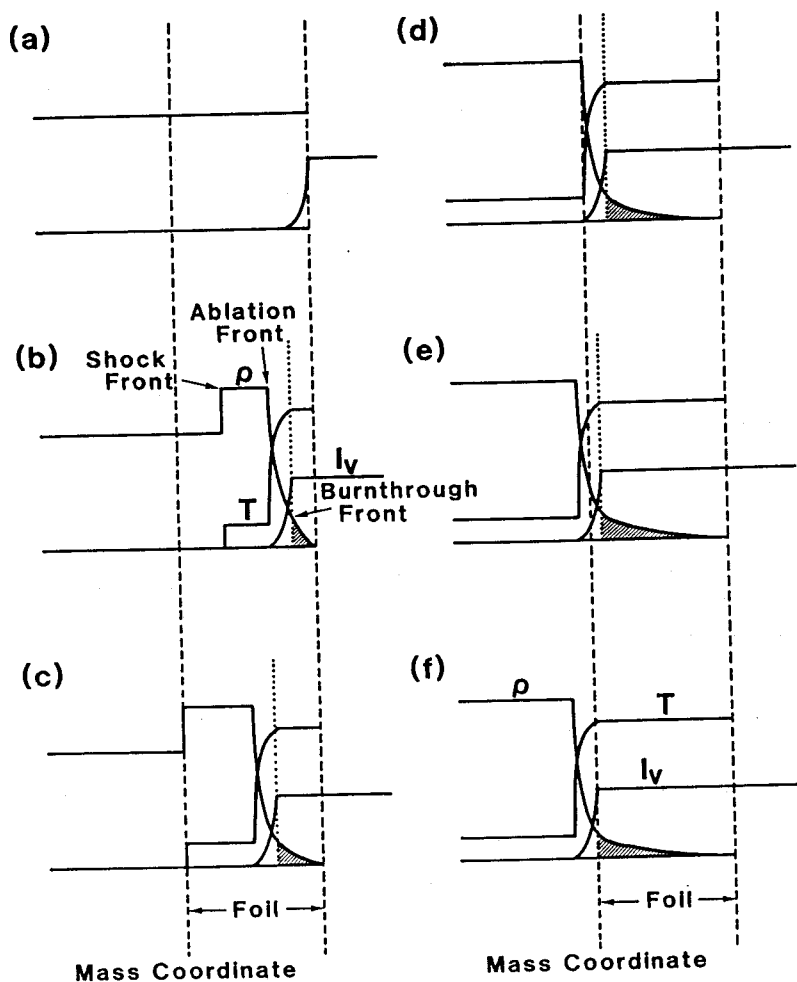


図2-2 物質中を進行する軟X線駆動アブレーション

を表している。入射X線の透過成分は、電離バーンスルーにより準透明状態となった領域中ではほぼ一定値を保ち、電離バーンスルーフロントよりも低温・高密度側では減衰していく。アルミニウム薄膜の質量面密度を m_{foil} とすると、図2-2中で薄膜が占める部分は、質量座標で $m=0-m_{\text{foil}}$ の領域となる。薄膜の裏面（X線で照射されている面の反対側の面）を通過するX線について考える。簡単のため、入射X線強度は時間的に一定とする。図2-2(a)はX線照射開始の瞬間であり、裏面を通過するX線は照射しているX線が冷たいフィルターを通過して来るものと等しく、薄膜の厚さが冷たい物質中の吸収長に比べて充分大きい場合は無視し得る量である。図2-2(b)は、衝撃波フロントが裏面に到達する以前であり、この場合も図2-2(a)と同様で裏面を通過するX線の量は無視し得る。図2-2(c)は衝撃波フロントが裏面に到達した瞬間を示している。この瞬間に裏面の温度は急激に上昇し、裏側へ輻射を放射し始める。図2-2(d)はアブレーションフロントが裏面に到達した瞬間を示している。この瞬間から裏面の温度は更に上昇し始める。裏面の温度が上昇し始めると、プラズマの自発光X線と入射X線の透過成分とが裏面を通過し始める。この状態が図2-2(d)～(f)と続く。図2-2(f)は電離バーンスルーフロントが裏面に到達した瞬間を表している。これより後では、裏面を通過するX線の強度はほぼ一定となる。

薄膜の裏側から観測される輻射の時間波形について、もう少し詳しく考えると、その時間波形は観測する輻射の波長（フォトンエネルギー）によって異なる特徴を持つことがわかる。図2-3に、冷たい（電離していない）アルミニウムと熱い（ $T=50\text{ eV}$ ）アルミニウムのオパシティを示す。図2-3に示したオパシティは、密度 $\rho=0.01\text{ g/cm}^3$ の場合であり、束縛-自由遷移吸収と自由-自由遷移吸収とを計算したものである。ここで図2-3に示すような3つの特徴的なフォトンエネルギーA、B、Cを考える。フォトンエネルギーAを持つフォトン、非常に低エネルギー（長波長）のフォトンであり、準透明領域においても自由-自由遷移吸収を強く受けるため、準透明領域を透過することができない。フォトンエネルギーBを持つフォトン、冷たい物質中では強い吸収を受けるが、加熱されたプラズマ中では高エネルギー側へシフトした吸収エッジよりもフォトンエネルギーが小さいため、準透明領域ではほとんど吸収を受けずに透過していく。フォトンエネルギーCを持つフォトン、冷たい物質中でも加熱されたプラズマ中でもほぼ同じ強さの吸収を受ける。図

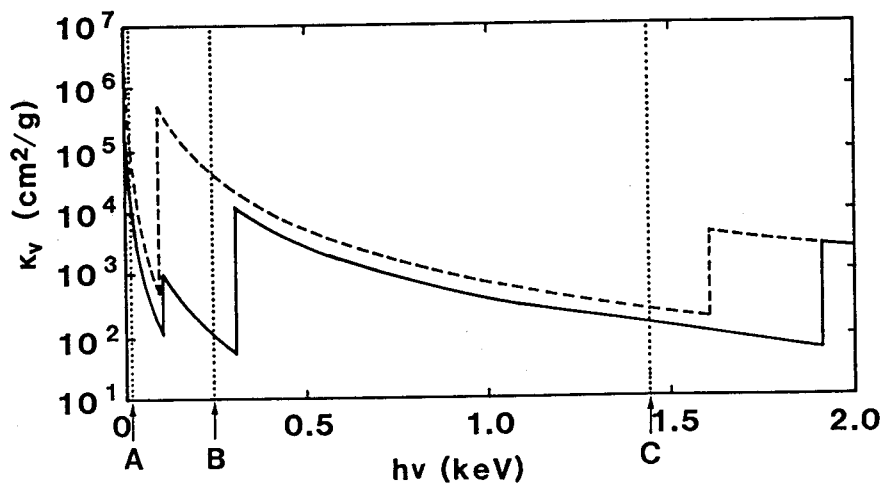


図2-3 プラズマの電離とオパシティ
 実線： $\rho=0.01 \text{ g/cm}^3$, $T=50 \text{ eV}$ のアルミニウムプラズマ
 破線：冷たいアルミニウム

2-4に、低Z物質の薄膜を軟X線で照射してその裏側から図2-3に示した3つのフォトンエネルギー（A, B, C）を持つ輻射を観測した場合に、観測されると期待される時間波形を模式的に示す。ここでも簡単のため入射X線強度は時間的に一定とする。図2-4(A1)(A2)は、図2-3に示したフォトンエネルギーAを持つ輻射を観測した場合の時間波形である。同様に、図2-4(B1)(B2)および(C1)(C2)は、フォトンエネルギーBおよびCを持つ輻射を観測した場合の時間波形である。図2-4において(A1)(B1)(C1)は、観測される輻射のうち薄膜からの自発光輻射による成分を示したものであり、破線は薄膜裏面の温度に対する黒体輻射強度を示したものである。また(A2)(B2)(C2)は入射する輻射が薄膜を透過してきた成分を示したものであり、点線は入射する輻射の強度を示したものである。実際に観測される輻射は、自発光成分と透過光成分とを加え合わせたものとなる。

まず初めに、フォトンエネルギーAを持つ輻射を観測した場合を考えると、この場合に観測されるのはほぼ自発光成分のみとなる。オパシティが充分大きくなるようなフォトンエネルギーAを選べば輻射強度は薄膜裏面の温度に対するプランク関数で表され、観測結果から薄膜裏面の温度変化を求めることができる。このようなフォトンエネルギーAは、一般には紫外領域以下のフォトンエネルギーとなる。

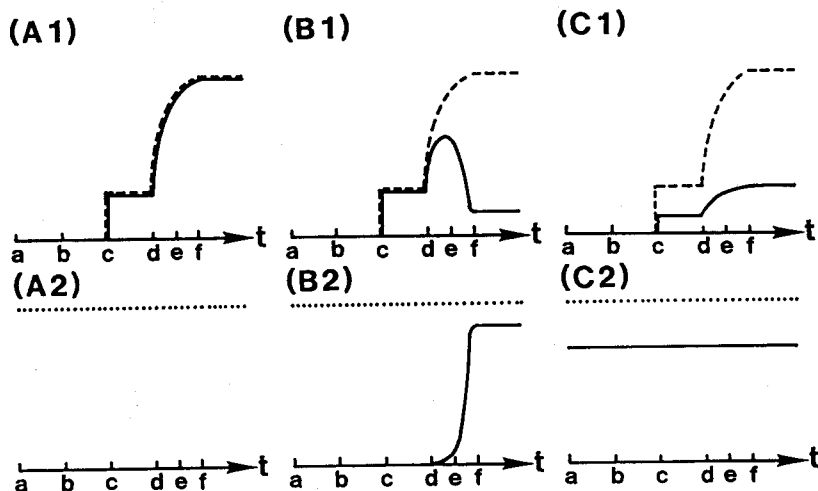


図2-4 フォイルの裏面を通過してくる輻射強度

ただし実際の薄膜では裏面が膨張して冷却を受けるので、衝撃波フロントが裏面に到達してから後は時間と共に理想的な状態から離れていく。²⁾

次に光子エネルギーBまたはCを持つ輻射を観測した場合について考えてみる。これらの場合に共通しているのは、観測される輻射が自発光成分と透過光成分との両者から構成されているということである。これらの場合の観測結果は、実験を行うときの薄膜とそれを照射するためのX線源との幾何学的配置に大きく左右される。実験で用いられる典型的な幾何学的配置を図2-5に示す。図2-5(a)(b)は共に薄膜からX線源を見たときにX線源の占める立体角が非常に小さい場合であり、(c)は全ての立体角をX線源が占めている場合である。また図2-5(a)は、観測者の視線上にX線源が存在している場合であり、(b)は観測者の視線上には薄膜以外の発光体が存在しない場合である。図2-5(a)の幾何学的配置をとった場合に観測される輻射について考えてみる。この場合は、薄膜からX線源を見たときにX線源の占める立体角が非常に小さい。簡単のためX線源が温度 T_{RS} の黒体輻射を放射しているものとする。薄膜を実際に照射する輻射強度はX線源から放射される輻射強度に比べて著しく弱く、薄膜を照射している輻射の輝度温度を T_{RF} とすると $T_{RF} \ll T_{RS}$ である。輝度温度 T_{RF} の軟X線照射によって加熱されるプラズマの温度は大体 T_{RF} 程度であるから、加熱されたプラズマからの自発光X線強度は最大でも温度 T_{RF} の黒体

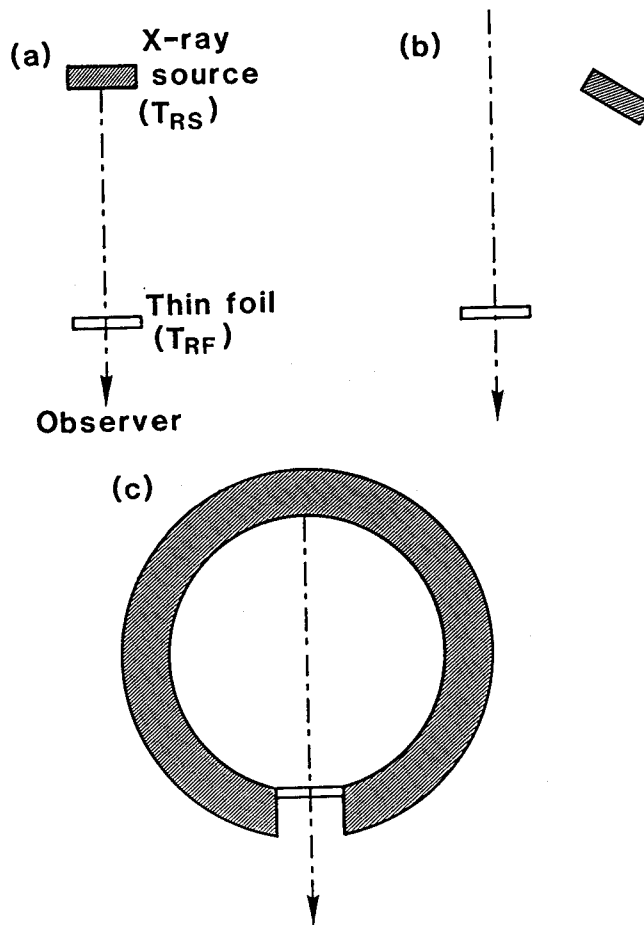


図2-5 実験で用いられる典型的な幾何学的配置

輻射強度程度と考えてよい。図2-4(A1)(B1)(C1)においては、破線の最大値（飽和値）が温度 T_{RF} の黒体輻射強度程度となる。一方図2-4(A2)(B2)(C2)では、点線が温度 T_{RS} の黒体輻射強度となる。温度 T_{RF} と T_{RS} とに対して $T_{RF} \ll T_{RS}$ の関係が成り立つので、図2-5(a)の幾何学的配置をとった場合、光子エネルギーBまたはCを持つ輻射に対する観測結果は透過光成分が主体となり、ほぼ図2-4(B2)または(C2)に示される波形が期待される。図2-5(a)の幾何学的配置をとって観測を行う方法を特に透過プローブ法と呼ぶ。図2-5(b)に示される幾何学的配置をとった場合、自発光成分に関する議論は図2-5(a)に対する場合と同じである。しかし、観測者の視線方

向には薄膜以外の発光体が存在しないため、図2-4(B2)または(C2)で示されるような透過光成分は存在しない。従って、図2-5(b)の幾何学的配置をとった場合、フォトンエネルギーBまたはCを持つ輻射に対する観測結果は自発光成分のみとなり、図2-4(B1)または(C1)に示される波形が期待される。最後に図2-5(c)に示される幾何学的配置をとった場合について考える。この場合は、温度 T_{RS} の黒体輻射を放射しているX線源が薄膜からみて全ての立体角を占めており、薄膜を照射する輻射強度はX線源が放射する輻射強度とほぼ等しくなる。すなわち、 $T_{RF} \simeq T_{RS}$ という関係が成り立つ。従って図2-4(B1)または(C1)における破線で示した強度の最大値（飽和値）が、それぞれ図2-4(B2)または(C2)における点線の入射光強度とほぼ等しくなる。すなわち、図2-5(c)の幾何学的配置をとった場合、フォトンエネルギーBまたはCを持つ輻射に対する観測結果は、それぞれ図2-4(B1)と(B2)または(C1)と(C2)を加え合わせた波形が期待される。フォトンエネルギーBを持つ輻射に対しては、衝撃波フロントおよびアブレーションフロントが裏面に到達した時刻（図2-4における時刻cとd）にそれぞれ急激な増加を示し、電離バーンスルーフロントが裏面に到達した時刻（図2-4における時刻f）に飽和を示す。またフォトンエネルギーCを持つ輻射に対しては、時間的にほぼ一定の波形となり、衝撃波フロントおよびアブレーションフロントが裏面に到達した時刻（図2-4における時刻cとd）にそれぞれわずかの増加を示す。

電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送を調べるために行った実験の配置を図2-6に示す。使用したレーザーは激光MⅡ号ガラスレーザーシステム³⁾の3倍高調波（波長 $0.35\ \mu\text{m}$ ）である。このレーザーをエネルギー35 J、パルス幅0.73 ns（半値全幅）で運転した。ターゲットはレーザー照射により軟X線を発生させるための高Z物質（金： $Z=79$ ）製の半球（直径 $800\ \mu\text{m}$ 、厚さ $10\ \mu\text{m}$ ）、エネルギー輸送を調べるためのアルミニウム薄膜（厚さ $0.45\ \mu\text{m}$ ）、薄膜を支持するための支持板（金製：厚さ $30\ \mu\text{m}$ ）、およびアルミニウム薄膜の裏面にレーザー光の波長変換されなかった成分（基本波および2倍高調波）が照射されるのを防止するためのシールド板（アルミニウム製：厚さ $30\ \mu\text{m}$ ）よりなる。ターゲットは金半球内壁上でのレーザー照射強度が約 $1 \times 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 、またレーザー光の照射面に対する入射角度が照射面の法線方向から約 50° となるように設定した。使用した計測器は透過型回

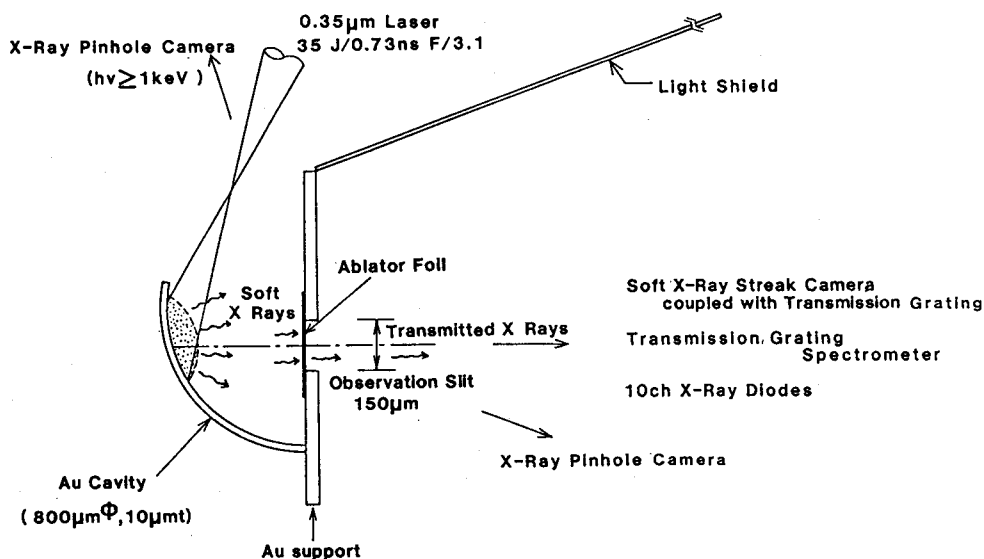


図2-6 実験配置

折格子分光器でX線ストリークカメラを受光器としたものとフィルムを受光器としたもの、X線ピンホールカメラ、およびX線ダイオードである。これら計測器の計測対象および分解能等を表2-1にまとめる。これら計測器のうちX線ピンホールカメラおよびX線ダイオードは、金半球内へのレーザー光注入およびターゲットでのX線発生の正常性および再現性を確認するために使用した。主計測器は透過型回折格子分光器（X線ストリークカメラ）であり、透過型回折格子分光器（フィルム）はその補助計測器として使用した。本実験配置は、先に示した図2-5(a)の幾何学的配置に相当する。アルミニウム薄膜を支持している金製支持板には、幅（分光器の分散方向に対応）150 μm 、長さ500 μm の観測スリットが設けてあり、アルミニウム薄膜の裏面を通過するX線はこのスリットを通して観測される。観測方向は、透過型回折格子分光器（X線ストリークカメラ）が薄膜の法線方向、透過型回折格子分光器（フィルム）が法線方向から22.5°の方向である。

2-2-3 実験結果

初めに、アルミニウム薄膜上の軟X線照射強度に関する実験結果について記す。

表2-1 計測器の計測対象および分解能等

計測器	計測対象および分解能等
透過型回折格子分光器 (X線ストリークカメラ)	計測対象：アルミニウム薄膜を通過してくる軟X線 ($h\nu=0.1-2.0$ keV) の時間分解スペクトル 受光部：金カソード 波長分解能：5 Å 時間分解能：70 ps
透過型回折格子分光器 (フィルム)	計測対象：アルミニウム薄膜を通過してくる軟X線 ($h\nu=0.1-2.0$ keV) の時間積分スペクトル 受光部：Kodak 101-07 フィルム 波長分解能：2.5 Å
X線ピンホールカメラ	計測対象：ターゲットからの硬X線 ($h\nu > 1$ keV) 発光像 空間分解能：10 μ m
X線ダイオード	計測対象：ターゲット全体からのX線発光スペクトル

薄膜上での照射X線強度を評価するために、図2-6に示したターゲットを用いてアルミニウム薄膜が無い状態で測定を行った。照射強度の評価は、透過型回折格子分光器（フィルム）で時間積分の絶対量スペクトルを測定し、透過型回折格子分光器（X線ストリークカメラ）でその発光時間を測定することによって行った。透過型回折格子分光器（フィルム）に使用したX線フィルムはKodak 101-07フィルムで、フィルム濃度から絶対量スペクトルへの換算は Henkeらのデータ⁴⁾を使用した。金半球内壁上でレーザーが照射している領域から一様に軟X線が放射されていると仮定し、また軟X線の放射角度依存性はランバートの法則 ($\cos\theta$ 分布) に従うものと仮定した。このとき発生した軟X線量は7.2 J ($h\nu=0.1-2$ keV) であった。これは単位面積あたり、 2.6×10^4 J/cm²の発光量に相当する。使用したターゲットの幾何学的配置から、薄膜上でのX線照射量は 1.6×10^3 J/cm²と求められた。薄膜上での照射量に換算したX線スペクトルを図2-7に示す。図中のエラーバーは波長分解能2.5 Åを示す。X線の発光時間測定は透過型回折格子分光器（X線ストリークカメラ）で行った。ストリークカメラの信号読み取りは、可視光用白黒フィルムKodak Re2475フィルムで行った。Kodak Re2475フィルムの露光特性は露光時間を変化させることにより測定した。測定されたKodak Re2475フィルムの露光特性を図2-8に示

す。図2-7に示したX線スペクトルのピーク付近 ($h\nu = 0.26 \text{ keV}$) のX線に対する発光時間は0.85 ns (半値全幅) であった。フォトンエネルギーが0.26 keVのX線の時間波形を図2-9に示す。スペクトルピーク付近のX線に対する発光時間 (半値全幅) をX線パルスの代表的な時間幅とすると、金半球内壁からのX線発光強度は $3.1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、薄膜上での照射X線強度は $1.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ と評価された。

本実験で用いた幾何学的配置は図2-5(a)に示した配置に相当する。この場合にアルミニウム薄膜を通して観測される図2-3におけるBまたはCのフォトンエネルギーを持つX線は、主として入射X線の透過成分であることは2-2-2で述べた (自発光成分の透過光成分に対する割合は薄膜上でのX線照射強度とX線源の発光強度との割合で評価でき、本実験では0.06程度と評価される)。このことを実験的に明らかにするために、金半球内におけるレーザー照射位置をわずかに変化させ、図2-5(b)に示した幾何学的配置を作り出し、アルミニウム薄膜を設置して測定を行った。この時、X線で加熱されたアルミニウム薄膜からの自発光X線の発光強度は、透過型回折格子分光器 (X線ストリークカメラ) の観測限界以下であった。従って、実験データの処理はアルミニウム薄膜を通して測定されたデータをアルミニウム薄膜が無い場合に測定されたデータ (これは入射X線のデータに相当する) で規格化する

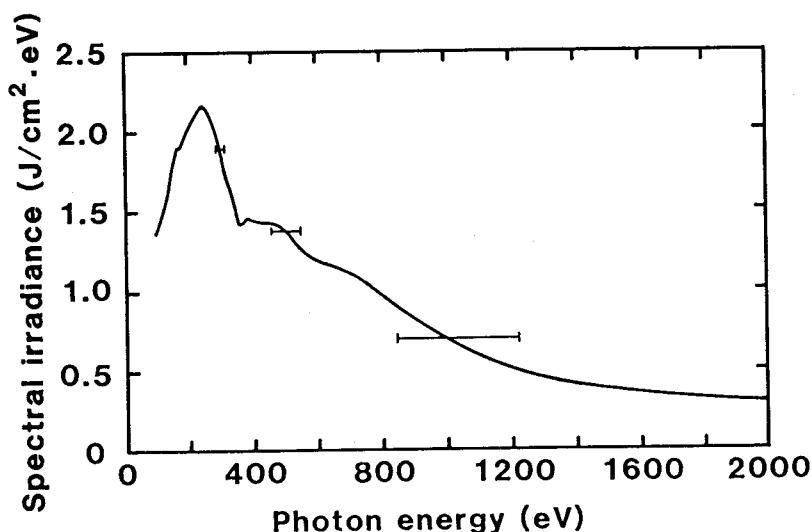


図2-7 アルミニウムフォイルを照射するX線スペクトル

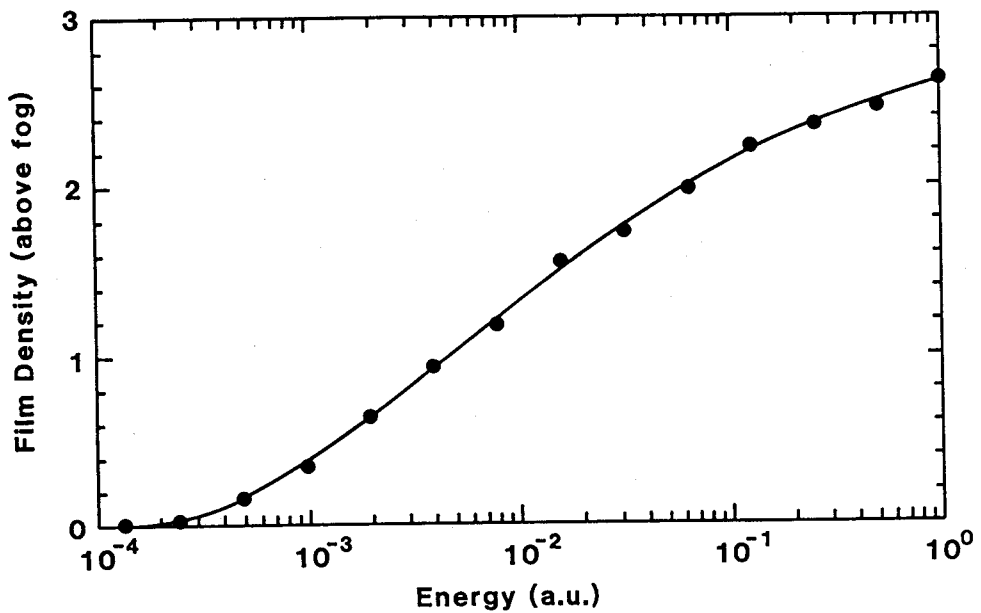


図2-8 Kodak Re2475フィルムの露光特性
(サクラマイクロデンシトメータ Model PDM-5 Type BR NA.=0.10を使用)

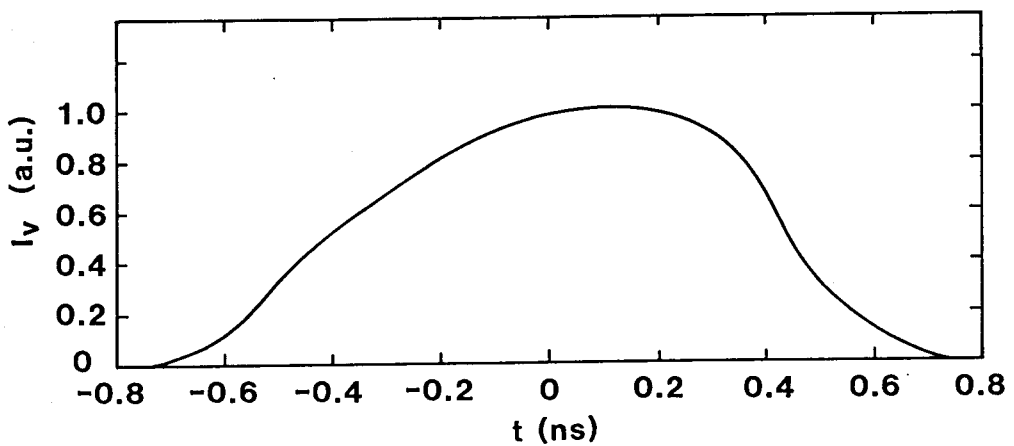


図2-9 アルミニウムフォイルを照射するX線の時間波形

る形（これは加熱されたアルミニウムプラズマのX線透過率に相当する）で行った。
この方法により、X線ストリークカメラのフォトカソード分光感度特性を考慮する
必要がなくなり、処理結果の信頼度が増す。また、規格化することにより入射X線

パルスが矩形波でないために生じる混乱が取り除かれ、薄膜中で起きている物理現象に対する見通しがよくなる。

アルミニウム薄膜を通して観測された実験データの処理は(1)波長選択の時間変化(2)時間選択のスペクトル、という2つの形で行った。図2-10に厚さ $0.45\ \mu\text{m}$ の薄膜を用いて測定された代表的な光子エネルギーのX線強度プロファイルを示す。また比較のため図2-10には薄膜が無い場合の強度プロファイル(入射X線強度プロファイル)も示してある。時刻 $t=0$ は、光子エネルギー $1\ \text{keV}$ の入射X線強度プロファイルのピーク時刻である。図2-10(a)に示したプロファイルから明らかなように、光子エネルギーが $1\ \text{keV}$ の場合、薄膜を通して観測されるX線強度プロファイルは入射X線強度プロファイルとほぼ相似形をなしている。一方図2-10(b)に示されるように光子エネルギーが $0.3\ \text{keV}$ の場合は、薄膜を通して観測されるX線強度が時間と共に増加している。これらのプロファイルが示す特性を明らかにするために、薄膜を通して観測されたX線と入射X線との強度比(透過率)を図2-11に示す。また図中には、使用したものと同じ厚さの冷たい(電離していない)アルミニウム薄膜に対するX線の透過率が水平の破線で示してある。図2-11から明らかなように、 $h\nu=0.3\ \text{keV}$ のX線ではその入射X線に対する強度比が時間と共に指数関数的に増加しているのに対して、 $h\nu=1.0\ \text{keV}$ のX線では時間的にほぼ一定値を保っている。これは、光子エネルギー $0.3\ \text{keV}$ が図2-3の光子エネルギーBに対応し、光子エネルギー $1.0\ \text{keV}$ が図2-3の光子エネルギーCに対応していることを示すものである。図2-12に、アルミニウムイオンの各電離状態に対する束縛-自由遷移吸収の吸収断面積⁵⁾を示す。薄膜を通して観測された光子エネルギー $0.3\ \text{keV}$ のX線強度において、その入射X線強度に対する比が時間と共に増加していくということは、X線照射で加熱されたアルミニウムプラズマの電離状態が電離度8以上になっていることを示す。また光子エネルギー $1.0\ \text{keV}$ のX線において、その入射X線に対する強度比が時間的にほぼ一定であるということは、加熱されたアルミニウムプラズマの電離度が10以下であることを示す。また、本実験では $0.45\ \mu\text{m}$ の厚さを持つアルミニウム薄膜を使用しているが、これは照射X線スペクトルと冷たい(電離していない)アルミニウムの吸収断面積との関係で決められている。図2-7に示した入射X線スペクトルは光子エネルギー $0.2-0.3\ \text{keV}$ にピー

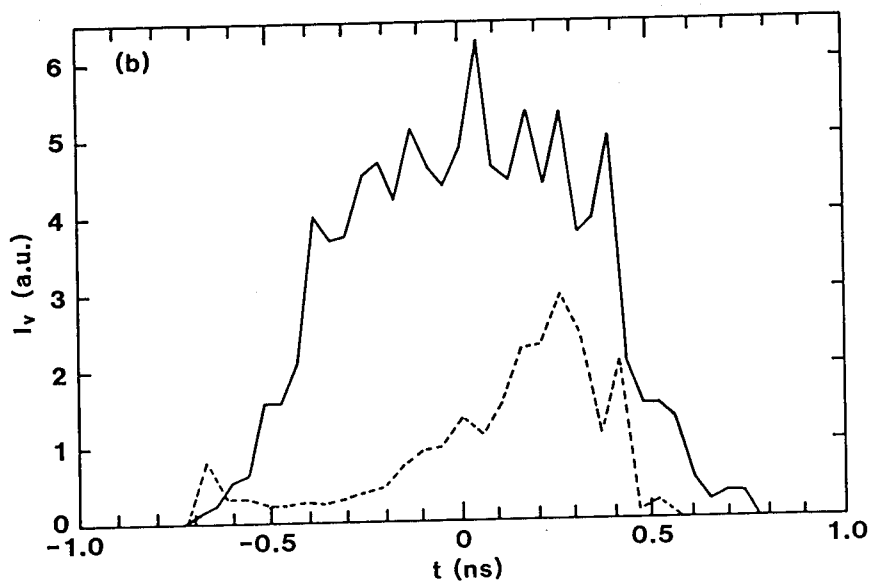
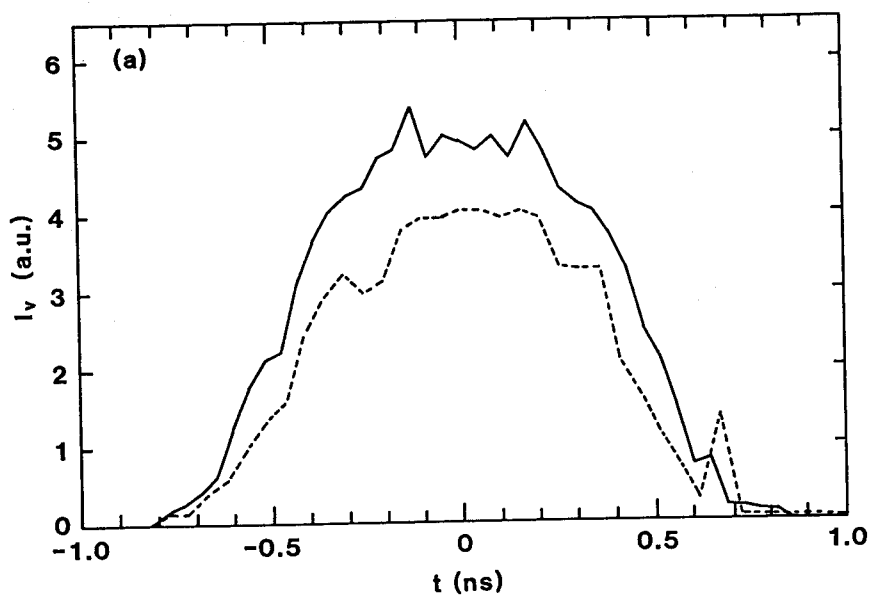


図 2-10 (a) フォトンエネルギー1.0 keVのX線時間波形
 (b) フォトンエネルギー0.3 keVのX線時間波形
 実線：アルミニウムフォイルなし
 破線：アルミニウムフォイル0.45 μm

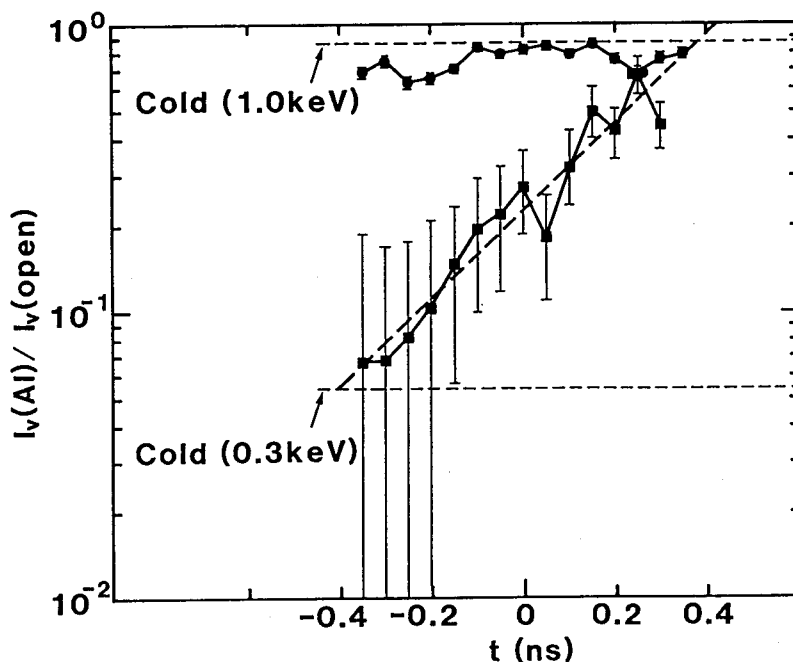


図2-11 X線強度比の時間波形

黒丸： フォトンエネルギー1.0 keV

黒四角： フォトンエネルギー0.3 keV

クを持っている。これらスペクトルのピーク付近の光子に対する冷たいアルミニウムイオンの吸収断面積は概ね $1-2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ であり、固体アルミニウムの原子数密度が $6.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ であることから冷たいアルミニウム中でのスペクトルピーク付近の光子に対する吸収長は概ね $0.1-0.2 \text{ } \mu\text{m}$ である。アルミニウム薄膜の厚さがこの吸収長と同程度では、薄膜はほぼ一様に加熱され両側（照射側とその反対側）へ膨張する exploding foil になってしまう。時間分解計測によって電離波の進行を観測するためには薄膜厚さが入射X線の吸収長に比べて大きくなければならない。このことから本実験では薄膜の厚さを吸収長の2倍以上とした。電離バーンスルーによるアルミニウム薄膜のX線透過率増加現象は日本の Mochizukiら⁶⁾ によって既に報告されているが、彼らの議論は時間積分データに基づいたものであり、透過率が時間的に指数関数的に増加していく現象は捉えられていない。また、ほぼ同様の位置にピークを持つ入射X線スペクトルに対して彼らが用いた薄膜の厚さは $0.1-0.3 \text{ } \mu\text{m}$ で吸収長と同程度である。軟X線駆動アブレーションの基礎過程を調

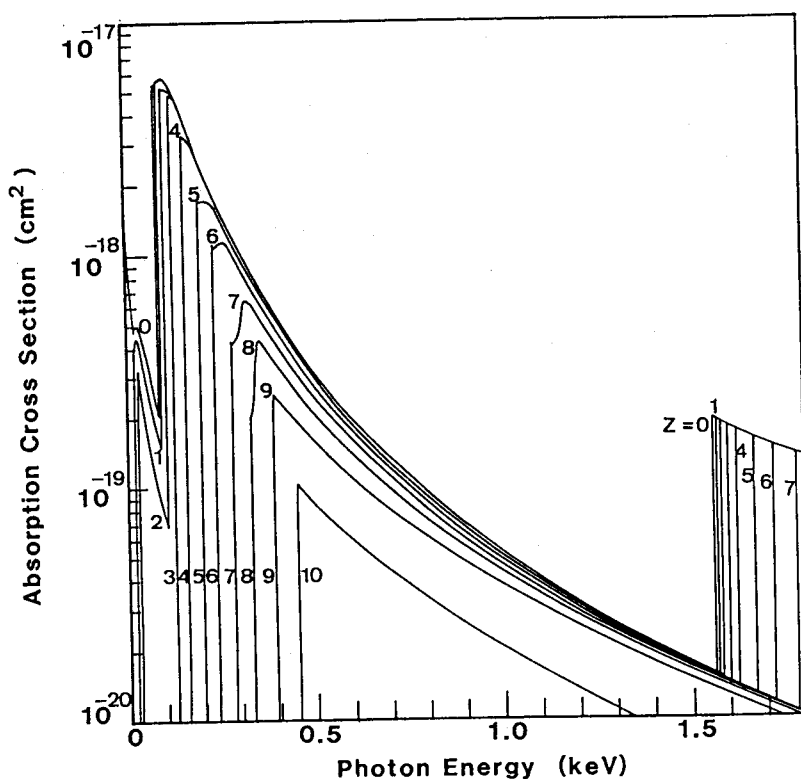


図2-12 アルミニウムイオンの束縛-自由遷移吸収の断面積

べるために薄膜を用いて実験を行う場合には、この薄膜厚さと吸収長との関係は本質的な問題であり、吸収長に比べて薄膜厚さは大きいほどよい。

次に、時間選択のX線スペクトルについて述べる。図2-13に時刻 $t = -0.2$ ns と $t = +0.2$ nsにおける薄膜を通して観測されたX線と入射X線との強度比スペクトルを示す。図中には同じ厚さの冷たいアルミニウム薄膜の透過率スペクトルが破線で示されている。また、電離状態 $z = 6-10$ のL吸収エッジの位置を縦の1点鎖線で示した。図2-13(a)からわかるように時刻 $t = -0.2$ nsにおいては、X線強度比スペクトルはほぼ冷たいアルミニウム薄膜の透過率スペクトルと一致している。これは、この時刻までに加熱されたアルミニウムの量が少ないためと考えられる。一方図2-13(b)に示された時刻 $t = +0.2$ nsにおける強度比スペクトルでは光子エネルギー0.2 keVから0.3 keVにかけて強度比の増加が見られる。これは、加熱されて

電離したアルミニウムと裏面側にまだ加熱されずに残っている冷たいアルミニウムとの透過率の重ね合わせによるものと考えられる。

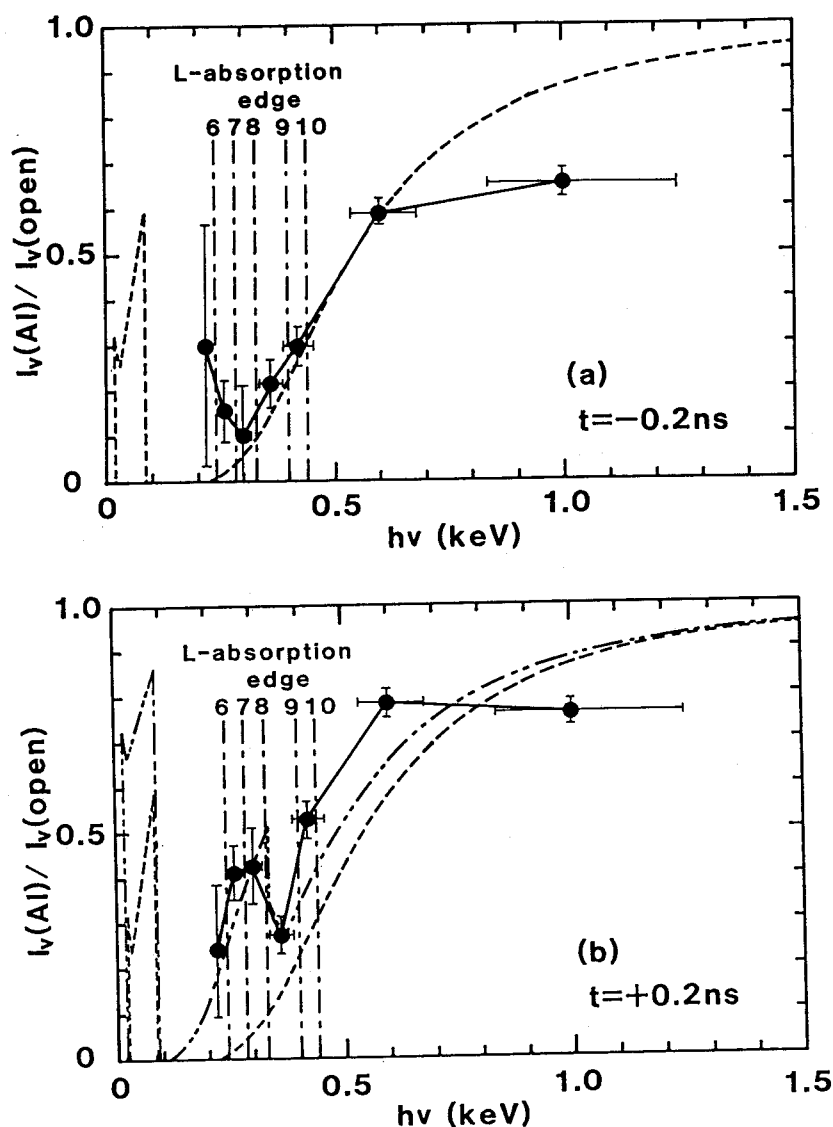


図 2-13 (a) 時刻 $t = -0.2 \text{ ns}$ における X 線強度比スペクトル
 (b) 時刻 $t = +0.2 \text{ ns}$ における X 線強度比スペクトル
 破線：冷たいアルミニウムフォイルの透過率スペクトル
 1 点鎖線：吸収エッジ
 2 点鎖線：2 層モデルによる計算

2-2-4 考察

[1] X線加熱プラズマの電離状態

図2-13(b)に示されている時刻 $t = +0.2$ nsにおける強度比スペクトルからX線加熱アルミニウムプラズマの電離状態について知ることができる。アルミニウムイオンが加熱されてその電離が進行すると、束縛-自由遷移吸収の吸収エッジが高エネルギー側にシフトし、シフトした吸収エッジよりも低エネルギー側の輻射に対してオパシティが急激に減少することは既に述べた。表2-2に孤立したアルミニウムイオンについて計算されたL吸収エッジおよびK吸収エッジの位置を示す。^{7,8)}本実験配置では既に述べたように軟X線領域(0.1-1 keV)における強度比は透過率を示す。図2-13(b)より、電離状態が $z=8$ のアルミニウムイオンにおけるL吸収エッジの低エネルギー側では著しいオパシティの減少がみられるのに対して、その高エネルギー側ではオパシティが冷たい(電離していない)アルミニウムの値に近いことがわかる。このことから、X線照射により加熱・膨張したアルミニウムプラズマの電離は、電離状態が8まで進んでいると考えることができる。

簡単なモデルによって、時刻 $t = +0.2$ nsにおける透過率スペクトルを計算し、図2-13(b)を説明する。X線照射によって薄膜中を電離波が進行してきて、図2-14に示すような状態になったと仮定する。薄膜は高温($z=8$)層と低温($z=0$)層との傾

表2-2 アルミニウムイオンの吸収エッジ

(1) L吸収エッジ

文献	電離度(z)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Grotrian Diagram	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$ -(eV)				120	154	190	241	285	330	399	442	----	----
	波長(Å)				103	81	65	51	44	38	31	28	----	----
At. Data Nucl. Data Tables, 14, 177 (1974)	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$ -(eV)	87	89	91	121	157	197	234	285	329	392	439	----	----
	波長(Å)	142	139	137	102	79	63	53	44	38	32	28	----	----

(2) K吸収エッジ

文献	電離度(z)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Grotrian Diagram	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$ -(eV)	1560											2086	2304
	波長(Å)	7.951											5.944	5.382
At. Data Nucl. Data Tables, 14, 177 (1974)	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$ -(eV)	1588	1595	1607	1621	1665	1713	1767	1823	1885	1951	2012	2075	2291
	波長(Å)	7.817	7.776	7.716	7.648	7.448	7.240	7.019	6.802	6.578	6.354	6.163	5.975	5.412

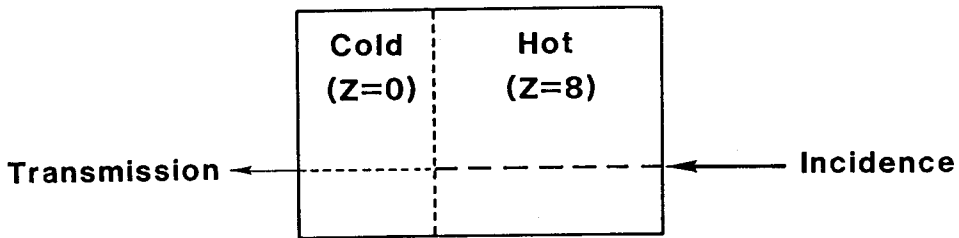


図 2-14 2層モデル

域からなると考え、遷移層の厚さは無視する。X線の吸収は束縛-自由遷移吸収のみによって起こるものとする、X線の透過率 T_U は次式で表すことができる。

$$T_U = \exp[-(N\sigma_{U0}X_0 + N\sigma_{U8}X_8)] \quad (2-1)$$

ここで、 N は固体アルミニウムの原子数密度、 σ_{U0} および σ_{U8} はそれぞれ $z=0$ と $z=8$ のアルミニウムイオンの吸収断面積、 X_0 および X_8 はそれぞれ低温層と高温層の固体密度に換算された厚さであり、 $X_0 + X_8 = 0.45 \mu\text{m}$ である。フォトンエネルギー 0.3 keV に対しては $\sigma_{U8} = 0 \text{ cm}^2$ であり、このとき $T_U = \exp(-N\sigma_{U0}X_0)$ となる。時刻 $t = +0.2 \text{ ns}$ においてフォトンエネルギー 0.3 keV に対して測定された強度比は 0.426 であり、この値から $X_0 = 0.132 \mu\text{m}$ 、 $X_8 = 0.318 \mu\text{m}$ と求まる。これらの X_0 および X_8 に対して計算された透過率スペクトルを図2-13(b)に2点鎖線で示す。吸収断面積は文献(5)の数値を使用した。簡単なモデルで計算された透過率スペクトルは実験結果を良く説明している。ここで考えた2層モデルでは、低温層の電離度を 0 と仮定した。しかし、実験結果と計算結果との比較においてはフォトンエネルギーが 0.2 keV 以上でしか比較できないため（フォトンエネルギーが 0.2 keV 以下の領域は S/N 比が低く実験結果の精度が低い）、低温層の電離度が 5 以下であれば同じ結論に達する。

ここで、自由-自由遷移吸収の効果を評価する。自由-自由遷移吸収は、そのイオンあたりの吸収断面積がイオン密度に比例する。自由-自由遷移吸収の効果を最大に見積るために、密度として固体密度を仮定する。固体密度のプラズマが平均電離度 8 となる温度は局所的熱平衡を仮定すると約 130 eV である。自由-自由遷移吸

収による吸収断面積 σ_{ν}^{f-f} は次式によって表される。

$$\sigma_{\nu}^{f-f} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e T} \right)^{1/2} \frac{z^3 e^6 h^2 n_i}{c m_e (h\nu)^3} \quad (2-2)$$

ここで、 m_e は電子質量、 T は温度、 z は電離度、 e は電子電荷、 h はプランク定数、 c は光速、 $h\nu$ はフォトンエネルギー、 n_i はイオン数密度である。上式に $T=130$ eV, $z=8$, $n_i=6.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $h\nu=0.2 \text{ keV}$ を代入すると、 $\sigma_{\nu}^{f-f}=8.17 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ と得られる。この時の自由-自由遷移吸収による透過率は、 $T_{\nu}^{f-f} = \exp(-N \sigma_{\nu}^{f-f} X_0)$ で与えられ、フォトンエネルギー 0.2 keV に対して 0.855 となる。最大に見積もっても $h\nu=0.2 \text{ keV}$ で 0.855 であり、先に示した簡単なモデルで自由-自由遷移吸収を無視したことは正当化される。また薄膜全体が一様に加熱されて電離度 8 まで電離したとすると、この時の $h\nu=0.2 \text{ keV}$ における X 線透過率は固体密度のプラズマを仮定しても 0.801 と計算され、図2-13(b)に示した実験結果を説明することはできない。

以上の議論から X 線で加熱されたアルミニウムプラズマは、ほぼ電離度 8 まで電離していること、および薄膜は全体が一様に加熱されているのではなく図2-14に示したように加熱された熱い層とまだ加熱されていない冷たい層との2層構造として理解されることが明らかとなった。

〔2〕電離波の伝播

2-2-4〔1〕で、薄膜は図2-14に示したような高温層と低温層との2層構造として理解されることを示した。低温層の厚さ（高温層の厚さ）は図2-11に示した $h\nu=0.3 \text{ keV}$ における X 線強度比から求めることができる。図2-11に示した $h\nu=0.3 \text{ keV}$ における X 線強度比は、時間の経過と共に増大している。これはすなわち時間の経過と共に低温層の厚さが減少し、高温層の厚さが増加していることを示す。図2-14においては、低温層と高温層との境界が時間と共に左へ移動しているということである。この境界が図2-2における電離バーンスルーフロントであり、図2-11に示した $h\nu=0.3 \text{ keV}$ における X 線強度比（透過率）の時間変化からその伝播速度を

求めることができる。

薄膜のX線透過率を2層モデルで考えるとき、その透過率 T_u は式(2-1)で表される。いま、電離バーンスルーフロントの伝播速度を V_{BF} で表すと、速度 V_{BF} が時間的に一定であるとして、 $X_g = V_{BF} t$ (t は時刻)と書ける。薄膜の初期厚さを d で表すと、 $X_g + X_g = d$ より、 $X_g = d - V_{BF} t$ となる。 $h\nu = 0.3$ keVにおいては、 $\sigma_{ug} = 0$ であるから、結局 $T_u = \exp[-N\sigma_{ug}(d - V_{BF} t)]$ と書ける。この透過率に対する式を変形して次式が得られる。

$$\ln(T_u) = -N\sigma_{ug}d + N\sigma_{ug}V_{BF}t \quad (2-3)$$

ここで $\ln()$ は自然対数を表す。固体アルミニウムの原子数密度 N および電離していないアルミニウムイオンの束縛-自由遷移吸収の吸収断面積 σ_{ug} は既知の定数であるから、電離バーンスルーフロントの伝播速度 V_{BF} が時間的に一定であるとすると、 $\ln(T_u)$ は時刻 t と線形関係となる。図2-11に示した $h\nu = 0.3$ keVにおけるX線強度比(透過率)の時間変化はこの線形関係を良く表している。

図2-11に示した $h\nu = 0.3$ keVにおけるX線強度比(透過率)の時間変化に対して式(2-3)の形で近似を行い、その傾きから電離バーンスルーフロントの速度を求めると、 $V_{BF} = 5.4 \times 10^4$ cm/sが得られた。近似により得られた $\ln(T_u)$ と t との関係は図2-11中に右上がりの破線で示した。本実験ではプラズマの流体運動に関する計測は行っていないが、図2-2に示したような流体運動が追隨している電離バーンスルーフロントの伝播を仮定すると、その質量噴出率 $\dot{m}$ はアルミニウムの固体密度 $\rho_g = 2.7$ g/cm³と電離バーンスルーフロントの伝播速度 V_{BF} とを用いて、 $\dot{m} = \rho_g V_{BF}$ と書ける。実験で得られた値 $V_{BF} = 5.4 \times 10^4$ cm/sを用いると $\dot{m} = 1.5 \times 10^5$ g/(cm²・s)が得られた。

2-2-5 まとめ

§2-2では、軟X線領域での時間分解・分光透過プローブ法を用いた、電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送に関する基礎実験について述べた。本実験は薄膜中の電離バーンスルーフロントの伝播を薄膜のX線透過率の時間変化として

初めて捉えたものである。

2-2-2では、有限の厚さを持つ低Z物質の薄膜（または板）に高強度X線を照射し、その裏側から輻射を観測する場合の一般的な実験原理について論じた。

本節で得られた結果について以下にまとめる。

(1) アルミニウム薄膜上での照射X線強度は $1.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ （パルス幅0.85 ns）であった。

(2) X線で加熱されたアルミニウムイオンの電離度は約8であった。

(3) アルミニウム薄膜の時間分解されたX線透過率スペクトルは薄膜の2層モデルで良く説明された。

(4) 電離バーンスルーを起こす光子エネルギー領域におけるX線透過率の時間変化は、境界が一定速度で移動する2層モデルで良く説明された。

(5) 電離バーンスルーフロントの伝播速度は $V_{BF} = 5.4 \times 10^4 \text{ cm/s}$ であった。

(6) 電離バーンスルーフロントの伝播に追従する流体運動を仮定したときの質量噴出率は $\dot{m} = 1.5 \times 10^5 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)}$ であった。

§ 2-3 アブレーション圧力の発生と衝撃波駆動

2-3-1 まえがき

本節では、プラズマの流体運動に関する基礎実験について述べる。本節で述べる実験で測定されるアブレーション圧力は、前節（§ 2-2）で述べた電離バーンスルーフロントの伝播に関する実験結果と組み合わせられて、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおける軟X線エネルギー輸送と流体運動との関係を明らかにする重要な基礎データとなる。

本節で述べる実験の目的は、前節（§ 2-2）で述べた電離バーンスルーフロントの伝播に関する実験と同一条件にて発生するアブレーション圧力を測定することである。実験では前節（§ 2-2）で述べた実験と同様の配置を用いた。前節で述べた実験では厚さ $0.45 \text{ }\mu\text{m}$ の薄膜を被X線照射物質としたが、本節で述べる実験では厚さ $5\text{--}25 \text{ }\mu\text{m}$ の板を用い、その板中にアブレーション圧力で衝撃波を駆動し、その衝撃波の伝播速度を測定することによって、発生したアブレーション圧力を求めた。

2-3-2 実験原理および実験装置

実験原理の模式図を図2-15に示す。本実験で用いた幾何学的配置は図2-5(a)に示した配置に相当する。本節で述べる実験と前節 (§ 2-2) で述べた実験とで異なる点は、用いているアルミニウムフォイルの厚さが前節の実験では $0.45 \mu\text{m}$ であったのに対し、本節の実験では $5-25 \mu\text{m}$ である点、および観測する輻射の光子エネルギー領域が前節の実験では軟X線領域 ($h\nu = 0.1-1 \text{ keV}$) であったのに対し、本節の実験では紫外光領域 ($h\nu = 3.2 \text{ eV}$) である点である。厚いアルミニウムフォイルを用いることにより、アブレーション圧力によって駆動される衝撃波がほぼ定常伝播できる条件を整えた。⁹⁾ また、観測する紫外光領域の輻射は図2-3における光子エネルギーAに相当し、この場合に観測される輻射は前節で述べたようにフォイル裏面からの自発光輻射のみであると考えてよい。すなわち図2-4(A1)に示したような波形が観測されるものと期待される。ただし、衝撃波フロントの伝播速度はアブレーションフロントの伝播速度に比べて非常に大きいため、有限時間の観測においてはアブレーションフロントの到達は観測されないことが多い。衝撃波の伝播に関する実験を行う場合の一般的な注意点およびその考え方は文献(10)(11)に詳しい。

実験で実際に用いた配置を図2-16に示す。使用したレーザーは激光MⅡ号ガラスレーザーシステム³⁾の3倍高調波(波長 $0.35 \mu\text{m}$)である。このレーザーをエネルギー35 J、パルス幅0.73 ns(半値全幅)で運転した。ターゲットはレーザー照射により軟X線を発生させるための高Z物質(金: $Z=79$)製の半球(直径 $800 \mu\text{m}$,

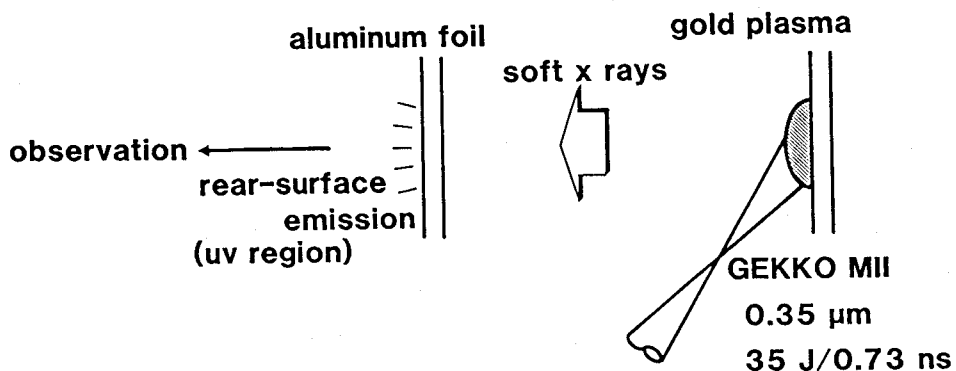


図2-15 実験原理

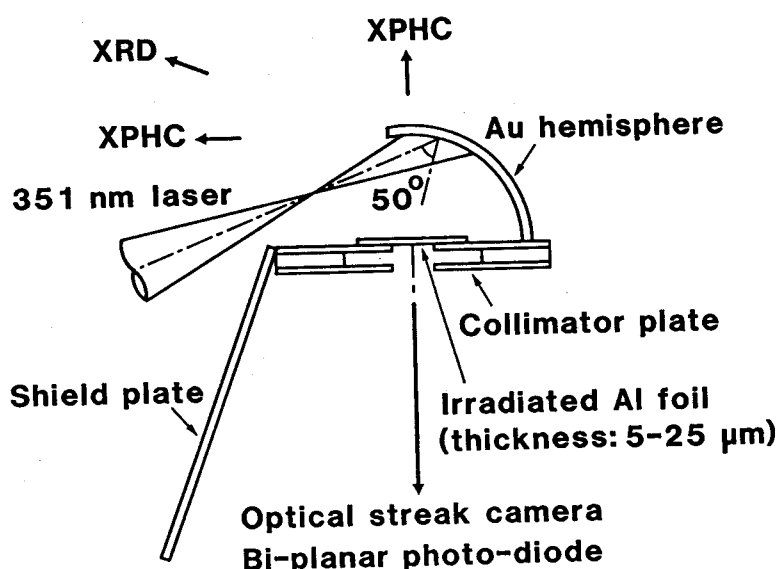


図2-16 実験配置

厚さ10 μm ）、軟X線駆動アブレーションによって発生する衝撃波を伝播させるためのアルミニウムフォイル（厚さ5-25 μm ）、フォイルを支持するための支持板（支持板中に発生する衝撃波を伝播させないために厚さ30 μm の金製支持板の裏側に50 μm の空間を介して厚さ20 μm のアルミニウム板を設置した）、およびアルミニウムフォイルの裏面にレーザー光の波長変換されなかった成分（基本波および2倍高調波）が照射されるのを防止するためのシールド板（アルミニウム製：厚さ30 μm ）よりなる。レーザーの金半球内への導入方法は前節（§2-2）と同様とした。金半球とアルミニウムフォイルとの位置関係、およびレーザーの導入方法を前節の実験と同様とすることにより、アルミニウムフォイルを照射するX線の条件を前節の実験と等しく保った。すなわち、照射X線強度 $1.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 、X線パルス幅0.85 ns、スペクトルとパルス波形とはそれぞれ図2-7と図2-9に示したものである。

使用した計測器は可視光用ストリークカメラ、バイプラナ型フォトダイオード、X線ピンホールカメラ（XPHC）およびX線ダイオード（XRD）である。これら計測器の計測対象および分解能等を表2-3にまとめる。これら計測器のうち、X線ピンホールカメラおよびX線ダイオードは金半球内へのレーザー光注入およびターゲットで

表 2-3 計測器の計測対象および分解能等

計測器	計測対象および分解能等
可視光用ストリークカメラ	計測対象：アルミニウムフォイル裏面の自発光紫外光の 時間的な強度変化 受光部：S-20カソード 空間分解能：100 μm 時間分解能：50 ps 観測波長：390 nm (60 nm FWHM)
バイプラナ型 フォトダイオード	計測対象：アルミニウムフォイル裏面の自発光紫外光の 時間的な強度変化 受光部：S-20カソード 時間分解能：360 ps (Tektronix 7104 オシロスコープ使用)
X線ピンホールカメラ	計測対象：ターゲットからの硬X線 ($h\nu > 1 \text{ keV}$) 発光像 空間分解能：10 μm
X線ダイオード	計測対象：ターゲット全体からのX線発光スペクトル

のX線発生 の正常性および再現性を確認するために使用した。主計測器は可視光用ストリークカメラであり、バイプラナ型フォトダイオードは補助計測器として使用した。図2-16に示してあるように、アルミニウムフォイルの支持板には観測窓(直径150 μm)が設けてあり、フォイル裏面の発光はこの窓を通して観測される。可視光用ストリークカメラおよびバイプラナ型フォトダイオードの計測用光学系を図2-17に示す。ストリークカメラには石英レンズ2枚(L1, L2)を用いて倍率3.1倍でターゲット像を結像した。光路中には、チェンバー内で散乱する2倍高調波成分を遮光するために2枚の干渉ミラーを設置してある。また、空間分解能を上げるために色ガラスフィルターを用いて観測光の波長域を限定した。2倍高調波成分遮光用干渉ミラーと観測波長域限定用色ガラスフィルターの分光透過特性を図2-18に示す。さらにストリークカメラのアライメント用に紫外光ランプ(D₂ランプ)を用いて、全ての光学系を設定した後でアライメントできるようにした。バイプラナ型フォトダイオードには、2倍高調波成分遮光用干渉ミラーの後で光を分岐した。バイプラナ型フォトダイオードはその絶対感度がわかっており、ストリークカメラの信号とフォトダイオードの信号とを比較することにより、アルミニウムフォイル裏面の絶対発光強度の時間変化を求めた。フォトダイオードの信号読み出しにはテクトロニクス

UV (D_2) Lamp for Alignment of The Optical Streak Camera

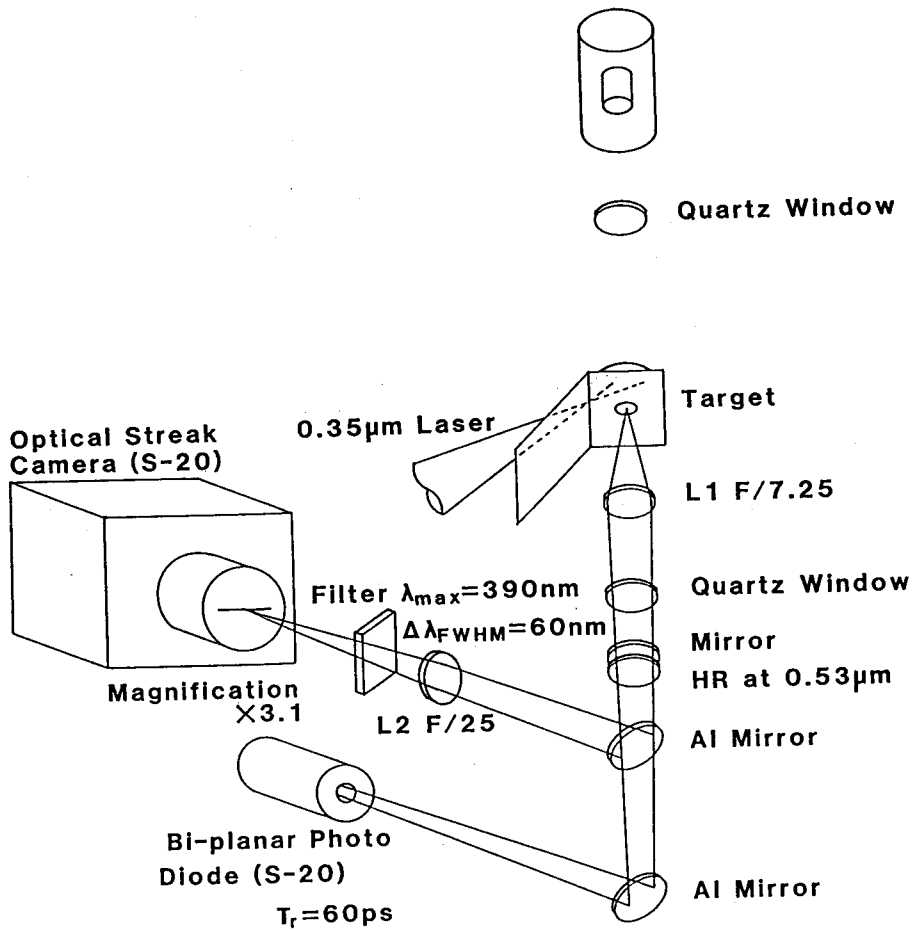


図 2-17 計測用光学系

社製7104オシロスコープ（時間分解能350 ps）を用いた。ストリークカメラの信号読み出しにはKodak Re2475フィルム（露光特性は図2-8に示した）およびポラロイド612フィルムを用いた。露光時間を変えることによって測定したポラロイド612フィルムの露光特性を図2-19に示す。また、ストリークカメラにはタイムマーカーを入れ、入射レーザー光とフォイル裏面発光とのタイミングがわかるようにした。

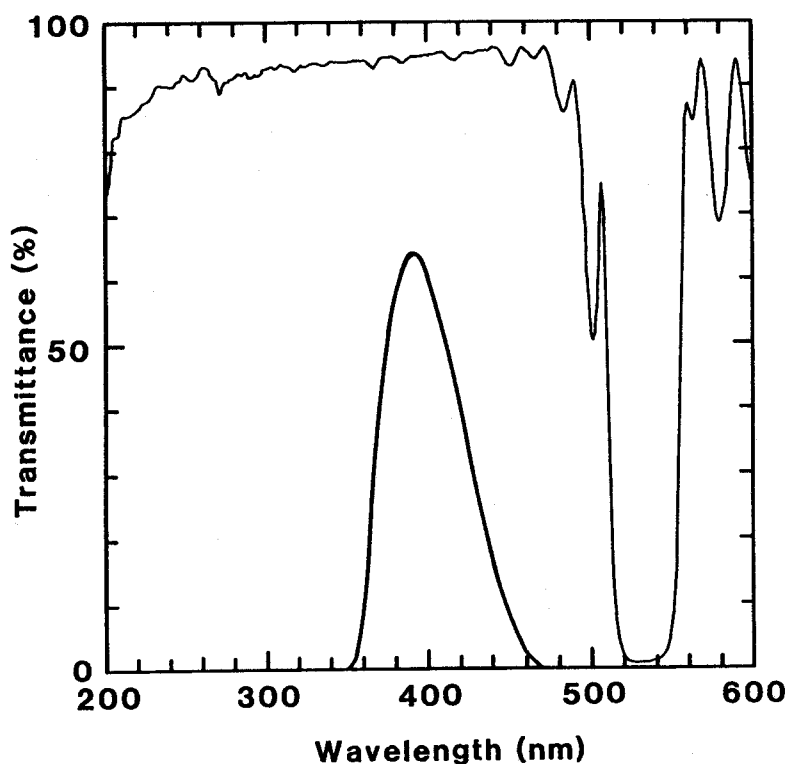


図2-18 色ガラスフィルターと干渉ミラーの分光透過特性
 太い実線：色ガラスフィルター
 細い実線：干渉ミラー

2-3-3 実験結果

ストリークカメラにより得られたターゲット発光像を図2-20に示す。これは厚さ15 μm のアルミニウムフォイルを使用した場合のターゲット発光像である。図中右側に見えるのはタイムマーカである。図2-20では横軸が空間であり、縦軸が時刻である。時刻 $t=0$ は入射レーザーパルスの強度ピークがターゲットに到達する時刻に相当し、時間の流れは上から下である。図2-20では時刻 $t=0$ に迷光が見えている。図2-20に示した発光像から得られたフォイル裏面の発光強度時間変化を図2-21に破線で示す。実線は発光強度からフォイル裏面の輝度温度に換算したものを示している。図2-21からわかるように、発光強度の時間変化は2回の急峻な立ち上がり

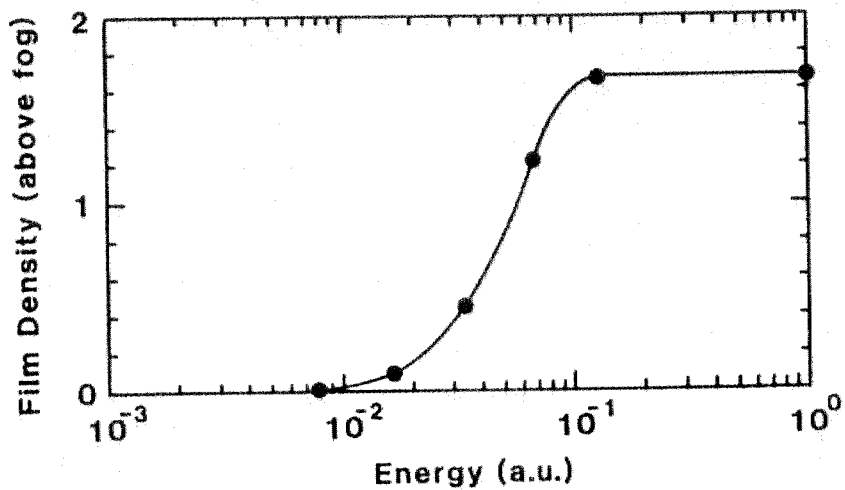


図2-19 ポラロイド 612フィルムの露光特性
(サクラマイクロデンシトメータ Model PDM-5 Type BR NA.=0.10
を反射光測定モードで使用)

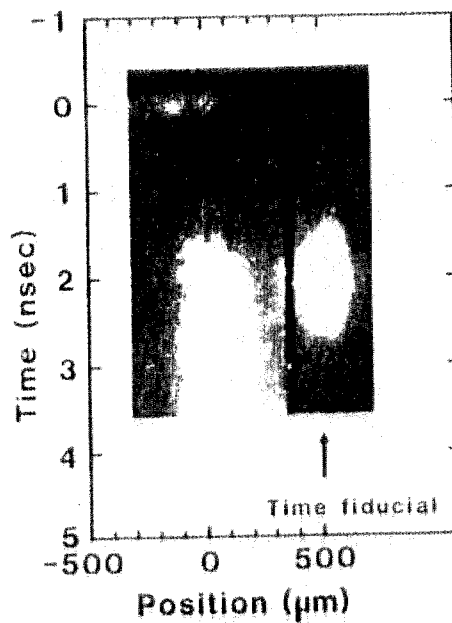


図2-20 ストリークカメラによって得られたターゲット発光像

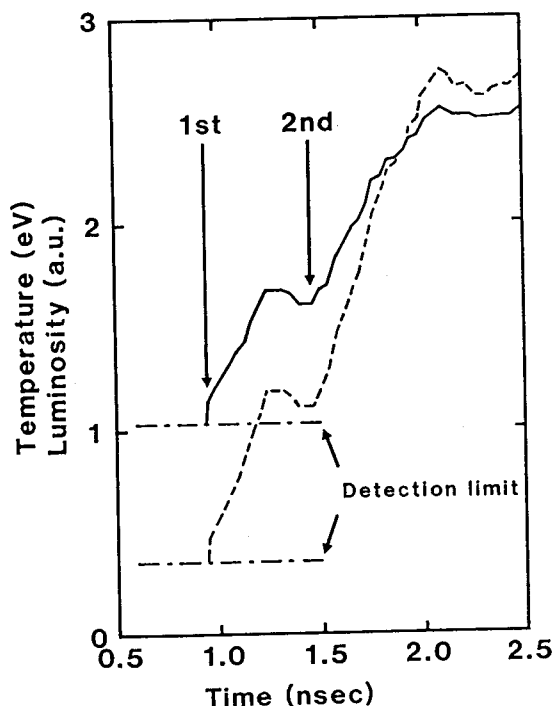


図2-21
フォイルの裏面発光の時間波形
破線：発光強度
実線：輝度温度

を示している。アルミニウムフォイルの厚さが $5\ \mu\text{m}$ と $10\ \mu\text{m}$ の場合には、図2-21に示したような急峻な立ち上がりを示す発光は観測されず、発光開始時刻の明確でない極めて微弱な発光のみが観測された。アルミニウムフォイルの厚さが $20\ \mu\text{m}$ の場合には、厚さが $15\ \mu\text{m}$ の場合と同様（発光のタイミングのみが遅れを示し、発光量は厚さ $15\ \mu\text{m}$ の場合と同じ）の発光が観測された。厚さが $15\ \mu\text{m}$ と $20\ \mu\text{m}$ の場合に観測された2回の急峻な立ち上がりを示す発光に対して、1回目の立ち上がり部分を1次発光、2回目の立ち上がり部分を2次発光と呼ぶことにする。フォイルの厚さが $25\ \mu\text{m}$ の場合に観測された発光は、1回のみの急峻な立ち上がりを示した。その強度は2次発光の強度と同じであり、1次発光が観測されず2次発光のみが観測されたものと考えられる。

フォイル中を伝播する急峻な波頭を持つエネルギー流（例えば衝撃波）がフォイル裏面に到達するとフォイル裏面の温度が急激に上昇し、フォイル裏面は急峻な立ち上がりを持つ発光を示す。すなわち、フォイル裏面の発光開始時刻がエネルギー流の裏面到達時刻を示す。1次発光および2次発光の発光開始時刻を図2-21中の

矢印で示すように定義する。このように定義された発光開始時刻とフォイル厚さとの関係を図2-22に示す。図2-22では黒丸(●)が1次発光の開始時刻を示し、白丸(○)が2次発光の開始時刻を示す。フォイル厚さの増加量に対する発光開始時刻の遅れ量から急峻な立ち上がりを持つエネルギー流の伝播速度を求めることができる。こうして求められた伝播速度は、1次発光に対して 1.1×10^6 cm/s、2次発光に対して 3.7×10^6 cm/sである。また、これらの伝播速度から逆算されるエネルギー流の伝播開始時刻は1次発光に対して -0.46 ns、2次発光に対して $+1.06$ nsである。図2-22には、参考のためフォイルを照射しているX線のパルス波形($h\nu = 260$ eVにおけるX線パルス波形)が示してある。時刻 $t=0$ はレーザーパルスの強度ピークがターゲットに到達する時刻であり、光子エネルギーが1 keVのX線パルス強度ピークが時刻 $t=0$ に相当すると仮定した。

フォイル厚さ $0 \mu\text{m}$ へ外挿して求めたエネルギー流の伝播開始時刻から、1次発光がフォイルのX線照射によるものであり、2次発光は別の要因によるものであると推測される。これを明らかにするために追加実験を行った。追加実験では図2-16に示したターゲット(これを標準ターゲットと呼ぶ)に対して、2種類の変更を加

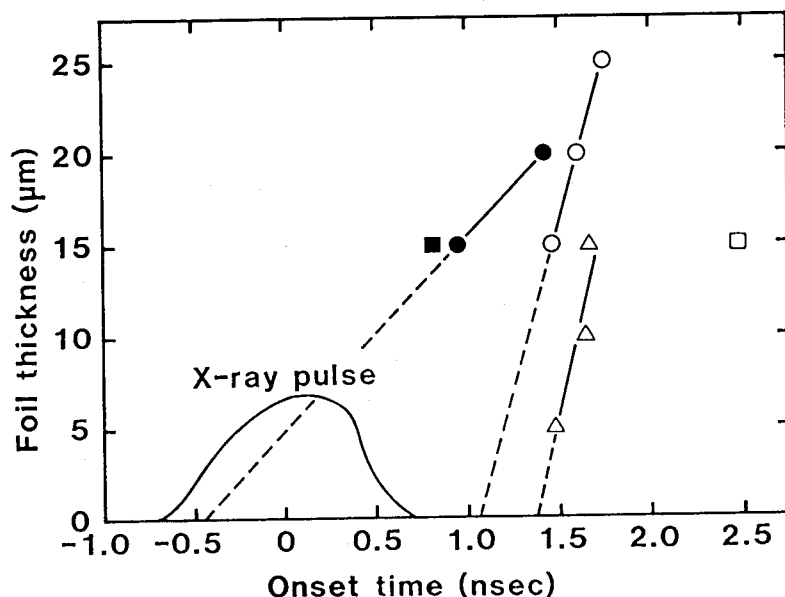


図2-22 発光開始時刻とフォイル厚さ

えたターゲットを使用した。初めに標準ターゲットにおいて、金半球のレーザー導入孔とは反対側のレーザーが照射されない位置に穴を開けたターゲットを使用して実験を行った。このターゲットをタイプⅠターゲットと呼ぶ。タイプⅠターゲットの目的は、レーザー照射面で吸収されずに反射されたレーザー光と半球内に充満してくる金プラズマとを付加的に開けた穴から半球外部へ逃がすことである。次に、タイプⅠターゲットの金半球内面にプラスチック (C_6H_6) を厚さ $15\ \mu m$ コーティングしたターゲットを用いて実験を行った。このターゲットをタイプⅡターゲットと呼ぶ。タイプⅡターゲットの目的は、本来X線源となるべき金半球内面のレーザー照射部分をレーザー光からX線への変換効率が低いプラスチックで覆ってしまうことにより、アルミニウムフォイルを照射するX線強度を低下させることである。これらタイプⅠおよびタイプⅡターゲットを用いて得られた実験結果を図2-22に標準ターゲットを用いて得られた実験結果と合わせて示す。図2-22では、タイプⅠターゲットにおける1次発光の開始時刻を黒四角 (■) で、2次発光の開始時刻を白四角 (□) で示している。またタイプⅡターゲットでは1回のみ急峻に立ち上がる発光が観測され、それらは厚さが $5\ \mu m$ と $10\ \mu m$ の場合においても観測された。図2-22では、タイプⅡターゲットにおける発光開始時刻を白三角 (△) で示した。タイプⅡターゲットにおいて観測された発光は厚さ $0\ \mu m$ へ外挿したエネルギー流伝播開始時刻が標準ターゲットを用いた場合の2次発光のそれと同様にX線パルス終了後であるため、2次発光に相当するものであることがわかる。

フォイルを照射するX線強度が標準ターゲットに比べて弱いタイプⅡターゲットにおいて1次発光が観測されないことから、1次発光はフォイルのX線照射によるものであることがわかる (レーザーの散乱光に関しては、金をレーザー照射する標準ターゲットに比べてレーザーの吸収率が金よりも低いプラスチックをレーザー照射するタイプⅡターゲットの方がその強度が高く、この実験結果から1次発光が散乱レーザー光によるものではないこともわかる)。また、フォイルを照射するX線強度が標準ターゲットと同様で半球内に金プラズマが充満しにくいタイプⅠターゲットにおいては、1次発光の開始時刻が標準ターゲットと同様で2次発光の開始時刻のみが遅れた。このことから2次発光は半球内に充満したプラズマによるものであることがわかる。これらの実験結果から、考察の対象となるのは1次発光の方

であることがわかり、「考察」では標準ターゲットの1次発光についてのみ議論する。

2-3-4 考察

[1] 衝撃波の伝播

1次発光の開始時刻が急峻な波頭を持つエネルギー流のフォイル裏面到達時刻を表しており、そのエネルギー流の伝播速度が 1.1×10^6 cm/sであることは2-3-3で述べた。2-3-4 [1] ではそのエネルギー流が何であるかを考察し、衝撃波であることを示す。急峻な波頭を持つエネルギー流として考えられるのは衝撃波、非線形電子熱伝導波および非線形輻射熱伝導波である。伝播速度が 1.1×10^6 cm/sの衝撃波は、Mbar級の圧力が発生した場合には無理なく駆動され得る。ここでは 10^6 cm/s程度の伝播速度を持つ非線形熱伝導波がエネルギーバランスを考えた場合に可能であるかどうかを検討する。

ここでは流体運動を伴わない1次元熱伝導波を考える。流体運動を伴わない1次元熱伝導波を記述するエネルギー保存則は次式で表される。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} \quad (2-4)$$

ここで、 ε は単位体積あたりの内部エネルギー、 q は熱流束である。熱流束 q を

$$q = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x}, \quad \kappa = \kappa_0 T^\nu \quad (\kappa_0, \nu \text{ は定数}) \quad (2-5)$$

として表し、また内部エネルギー ε を

$$\varepsilon = \varepsilon_0 T^\delta \quad (\varepsilon_0, \delta \text{ は定数}) \quad (2-6)$$

として表すと、式(2-4)は次式のように書ける。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon^n \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \quad (2-7)$$

ここで、

$$a = \frac{\kappa_0}{\delta} \varepsilon_0^{-(\nu+1)/\delta} \quad (2-8)$$

$$n = \frac{\nu+1}{\delta} - 1 \quad (2-9)$$

である。フォイル裏面の発光開始時刻は入射X線パルスの終了後なので、単位面積あたりに入射した全エネルギー

$$Q = \int_0^{\infty} \varepsilon \, dx \quad (2-10)$$

を問題を支配するパラメータとして導入する。独立な次元が3であるのに対して、問題を支配している次元を持ったパラメータは、 x, t, a, Q の4つである。このように次元を持った支配パラメータの数が独立な次元数よりも1つだけ多い場合、問題は自己相似解を持つ。独立な次元として、長さ $[L]$ 、時間 $[\theta]$ 、エネルギー $[E]$ を選び各支配パラメータの次元を調べると、 $[x] = L$ 、 $[t] = \theta$ 、 $[a] = L^{3n+2} E^{-n} \theta^{-1}$ 、 $[Q] = L^{-2} E$ となる。無次元の自己相似パラメータ ξ として、 $\xi = x t^a a^b Q^c$ の形をしたものを求めると

$$\xi = x / (a Q^n t)^{1/(n+2)} \quad (2-11)$$

が求まる。内部エネルギー ε の次元は、 $[\varepsilon] = L^{-3} E$ であることから、次元解析により

$$\varepsilon = [Q^2 / (a t)]^{1/(n+2)} f(\xi) \quad (2-12)$$

と書けることがわかる。ここで $f(\xi)$ は内部エネルギー ε の空間プロファイルを表す無次元パートである。式 (2-12) を式 (2-7) へ代入することにより、次の常微分方程式を得る。

$$(n+2) \frac{d}{d\xi} \left(f^n \frac{df}{d\xi} \right) + \xi \frac{df}{d\xi} + f = 0 \quad (2-13)$$

この常微分方程式を解くための境界条件として $x = +\infty$ において $T = 0$ 、かつ $x = 0$ において $\partial T / \partial x = 0$ を考えると、これは $\xi = +\infty$ において $f = 0$ 、かつ $\xi = 0$ において $df/d\xi = 0$ に相当する。この境界条件を満足する解は次式で表される。¹²⁾

$$f(\xi) = \left[\frac{n}{2(n+2)} \xi_r^2 \right]^{1/n} \left[1 - \left(\frac{\xi}{\xi_r} \right)^2 \right]^{1/n} \quad \text{for } \xi < \xi_r$$

$$f(\xi) = 0 \quad \text{for } \xi > \xi_r \quad (2-14)$$

ここで ξ_r は式 (2-10) を満足するように決められるパラメータで、

$$\xi_r = \left[\frac{2(n+2)^{n+1}}{n \pi^{n/2}} \right]^{1/(n+2)} \left[\frac{\Gamma(1/n + 1/2)}{\Gamma(1/n)} \right]^{n/(n+2)} \quad (2-15)$$

である。非線形熱伝導波の波頭位置 x_r および伝播速度 $V_r = dx_r/dt$ は次式で与えられる。

$$x_r = \xi_r (a Q^n t)^{1/(n+2)} \quad (2-16)$$

$$V_r = \frac{1}{n+2} \frac{x_r}{t} \quad (2-17)$$

電子熱伝導では、

$$\kappa = 6.3 n_e T_e \tau_e / m_e \quad (2-18)$$

と表される。¹³⁾ここで n_e は電子数密度、 T_e は電子温度、 τ_e は電子の衝突時間、 m_e は電子質量である。これを第3章3-3-3で述べる局所的熱平衡 (LTE) を仮定した平均イオンモデルを用いて式 (2-5) の形で近似を行うと、

$$\kappa_0 = 6.15 \times 10^{46} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (2-19)$$

$$\nu = 2.18$$

を得る。また内部エネルギー ε について式 (2-6) の形で近似を行うと

$$\varepsilon_0 = 1.42 \times 10^{24} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (2-20)$$

$$\delta = 1.01$$

を得る。これらより、電子熱伝導波の波頭位置 x_f は次式で表される。

$$x_f = 1.40 \times 10^{-7} Q^{0.517} t^{0.242} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (2-21)$$

本実験では2-2-3で述べたように $Q = 1.6 \times 10^{18}$ erg/cm² であり、これを用いて $x_f = 15$ μ m となる時刻 t を求めると、 $t = 7.13$ μ s となり、この時の伝播速度は $V_f = 5.08 \times 10^1$ cm/s となる。測定された速度は 1.1×10^6 cm/s であり、電子熱伝導波では説明され得ないことがわかる。

輻射熱伝導では、物質と輻射との局所的熱平衡を仮定して拡散近似を用いると、

$$\kappa = (16/3) \sigma \varrho_R T^3 \quad (2-22)$$

と表される。¹⁴⁾ここで σ はステファン・ボルツマン定数、 ℓ_R はロッセランド平均吸収長、 T は温度である。これを第3章3-3-3で述べる局所的熱平衡 (LTE) を仮定した平均イオンモデルとラインぼかし近似 (Line-Smearing Approximation [LSA] , 詳細は第3章3-3-3 [2] 参照) とを用いて式 (2-5) の形で近似を行うと、

$$\kappa_0 = 3.00 \times 10^{74} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (2-23)$$

$$\nu = 4.87$$

を得る。式 (2-23) と式 (2-20) とにより輻射熱伝導波の波頭位置 x_f は次式で表される。

$$x_f = 3.08 \times 10^{-10} Q^{0.705} t^{0.147} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (2-24)$$

単位面積あたりに入射した全エネルギー $Q = 1.6 \times 10^{10} \text{ erg/cm}^2$ を用いて、 $x_f = 15 \mu\text{m}$ となる時刻 t を求めると $t = 361 \mu\text{s}$ となり、この時の伝播速度は $V_f = 6.12 \times 10^{-1} \text{ cm/s}$ となる。測定された速度は $1.1 \times 10^6 \text{ cm/s}$ であり、輻射熱伝導波でも説明され得ないことがわかる。

以上の議論から、測定された速度は非線形熱伝導波の伝播速度としては説明不可能であり、衝撃波の伝播速度であると結論される。

[2] アブレーション圧力

2-3-4 [2] では測定された衝撃波の伝播速度から衝撃波を駆動した圧力を求める。図2-23に示す衝撃波を考える。衝撃波フロントは速度 U_0 で左へ動いている。衝撃波フロント前方の流体は静止しており ($U_0 = 0$)、その密度、圧力はそれぞれ ρ_0 、 P_0 である。一方衝撃波フロント後方の流体は速度 U_0 で左へ動いており、その密度、圧力はそれぞれ ρ 、 P である。衝撃波フロントに乗った系で考えると、質量および運動量の保存則は次式で表される。

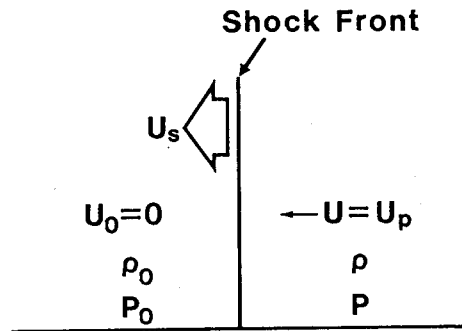


図 2-23 衝撃波フロントにおける不連続

$$\rho_0 U_s = \rho (U_s - U_p) \quad (2-25)$$

$$P_0 + \rho_0 U_s^2 = P + \rho (U_s - U_p)^2 \quad (2-26)$$

式 (2-25) と (2-26) とから ρ を消去すると、 $P - P_0 = \rho_0 U_s U_p$ を得る。衝撃波フロント前方の圧力 P_0 を後方の圧力 P に対して無視すると、

$$P = \rho_0 U_s U_p \quad (2-27)$$

を得る。

衝撃波の発生・伝播に関する多くの実験データから、広範囲の物質および圧力にわたって衝撃波フロントの伝播速度 U_s とフロント後方の流体速度 U_p との間に線形関係のあることが知られている。すなわち、 C_0 、 S をフィッティングパラメータとして、

$$U_s = C_0 + S U_p \quad (2-28)$$

と書ける。¹⁶⁾ 式 (2-27) と (2-28) とより次式を得る。

$$P = \rho_0 U_s \frac{U_s - C_0}{S} \quad (2-29)$$

アルミニウムに関する式(2-28)の線形関係式は良く調べられており標準物質の1つとしても挙げられている。^{15,16)}文献(15)165ページより、アルミニウムに対して $C_0 = 5.38 \times 10^5$ cm/s, $S = 1.34$ を得る。2-3-3で述べたように厚さ15 μm と20 μm のアルミニウムフォイルにおいてその1次発光の強度が等しかったことから、測定された伝播速度は定常状態にある衝撃波のフロント速度であったことがわかる。式(2-29)に $\rho_0 = 2.71$ g/cm³ (衝撃波伝播実験で使用したアルミニウムフォイルの密度は実測の結果2.71 g/cm³であった)、 $U_s = 1.1 \times 10^6$ cm/s、および C_0 , S の値を代入すると、圧力 $P = 1.3$ Mbarを得る(精度は ± 0.4 Mbar程度)。衝撃波が定常伝播している場合、衝撃波フロント後面の圧力とアブレーションフロントの圧力とは等しいと考えることができ、⁹⁾軟X線駆動アブレーションによって発生したアブレーション圧力は $P_a = 1.3$ Mbarであったことがわかる。また式(2-25)と(2-28)とから衝撃波フロント後面の密度 ρ に対して次式を得る。

$$\rho = \rho_0 \frac{S U_s}{(S-1)U_s + C_0} \quad (2-30)$$

式(2-30)に $\rho_0 = 2.71$ g/cm³, $C_0 = 5.38 \times 10^5$ cm/s, $S = 1.34$, $U_s = 1.1 \times 10^6$ cm/sを代入すると $\rho = 4.38$ g/cm³ (圧縮率1.62)を得る。アブレーションフロントの密度は衝撃波フロント後面の密度に等しいと考えてよく、従ってアブレーションフロントの密度は $\rho_a = 4.38$ g/cm³と得られる。

[3] 電離波の伝播とアブレーション圧力

2-3-4 [3] では、§ 2-2で述べた電離バーンスルーに関する実験と本節で述べた衝撃波伝播に関する実験との関連について述べる。§ 2-2で述べた電離バーンスルーフロント伝播速度と本節で述べたアブレーション圧力との関係を調べることで、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおける軟X線エネルギー輸送と

流体運動との関係を考察する。

固体を高強度X線で照射すると、その表面はエネルギーを吸収し高温のプラズマ状態となる。固体が真空中にあれば表面に生成された高温プラズマは真空側へ膨張し、希薄波が形成される。また、表面に生成された高温プラズマは、その高い圧力により固体内部へ衝撃波を送り出す。しかし希薄波フロントが内部へ伝播する速度はその希薄波フロントにおける音速であり、一方衝撃波フロントの伝播速度はそのフロント後方に対して亜音速であるから、このままであればやがて希薄波フロントは衝撃波フロントに追いつき、それ以上衝撃波フロントは伝播できなくなる。フォイルをX線照射することにより衝撃波が発生・伝播したということは、プラズマが膨張するその先端部分に亜音速流領域が有限時間形成されたことを示す。X線照射によるエネルギー注入が続いている間この亜音速流領域が安定に存在できると仮定し、図2-24に示すプラズマの流れを考える。図2-24では、アブレーションフロントよりも左側は衝撃波によって圧縮されている領域である。流体の速度 u はアブレーションフロントに乗った系で考える（右向きを正とする）。流体の密度は ρ 、圧力は P で表す。アブレーションフロントにおける流速、密度、圧力をそれぞれ u_a 、 ρ_a 、 P_a で表し、音速点においては、それぞれ u_s 、 ρ_s 、 P_s で表す。アブレーションフロントと音速点との間の領域は亜音速流領域（ $u < C$ 、 C は局所的な音速）であり、これをディフラグレーション領域と呼ぶ。音速点では $u_s = C_s$ （ C_s は音速点における局所的な音速）であり、音速点よりも右側は超音速流（ $u > C$ ）

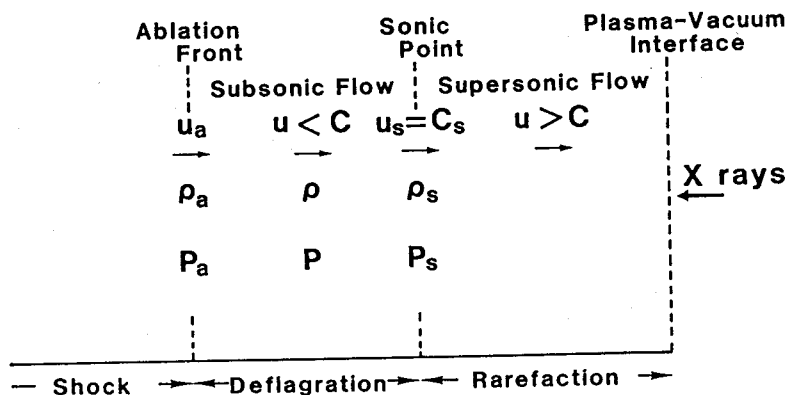


図2-24 アブレーションにおける流体の流れ

の希薄波領域である。

ディフラグレーション領域の構造が時間的に定常であると仮定し、ディフラグレーション領域中の流体に定常状態の質量および運動量の保存則を適用すると次式を得る。

$$\rho_a u_a = \rho_s C_s = \dot{m} \quad (2-31)$$

$$P_a + \rho_a u_a^2 = P_s + \rho_s C_s^2 \quad (2-32)$$

ここで $\dot{m}$ は質量噴出率である。音速点における音速として等温膨張の音速を仮定すると、

$$P_s = \rho_s C_s^2 \quad (2-33)$$

と書ける。式(2-31)(2-32)(2-33)より次の関係式が得られる。

$$P_a = [2 - (\rho_s / \rho_a)] \dot{m} C_s \quad (2-34)$$

2-2-4 [2] で述べたように、流体運動が電離バーンスルーフロントの伝播に追隨していると仮定したときに、測定された電離バーンスルーフロント伝播速度から導かれた質量噴出率は $\dot{m} = 1.5 \times 10^5 \text{ g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ であった。また、2-2-4 [1] で述べたように電離バーンスルーフロント後方のプラズマの電離度は約8であった。電離バーンスルーフロントにおける密度は流体運動によって十分低くなっているとしてコロナモデルを仮定すると、主たる電離状態が8となる温度 $T_e = 50 \text{ eV}$ が得られる。このとき電離バーンスルーフロントにおける音速は $3.8 \times 10^6 \text{ cm/s}$ と得られる。電離バーンスルーフロントを音速点と考え、式(2-31)から音速点密度 ρ_s を求めると、 $\rho_s = 3.97 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^3$ が得られる。求められた音速点密度 ρ_s はアルミニウムの固体密度に比べて十分小さいので、式(2-34)において $2 - (\rho_s / \rho_a) = 2$ とおき（アブレーションフロント密度 ρ_a は固体密度よりも大きいと考えて良いから）、 $\dot{m} = 1.5$

$\times 10^5 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)}$ と $C_s = 3.8 \times 10^6 \text{ cm/s}$ とを用いてアブレーション圧力を求めると、 $P_a = 1.1 \text{ Mbar}$ が得られる。これは衝撃波伝播速度の測定から導かれた $P_a = 1.3 \text{ Mbar}$ と良く一致する。

以上の議論から、第2章で行った程度のX線強度およびパルス幅では、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおける音速点が電離バーンスルーフロント近傍に存在すると考えることにより、発生した圧力を説明できることがわかる。すなわち、図2-2に示したアブレーション構造において、アブレーションフロントと電離バーンスルーフロントとにはさまれた領域がディフラグレーション領域に相当し、斜線を施した領域が希薄波領域に相当すると考えられる。この場合、電離バーンスルーによって光学的に薄くなった希薄波領域を通過してきた入射X線の透過成分は比較的低温・高密度であるディフラグレーション波内部で吸収される。こうして吸収されたエネルギーによってディフラグレーション波の物質内部への伝播が支えられると考えられる。これは、第1章§1-2で述べた Subcritical Deflagration に相当するものである。

〔4〕先行加熱

2-3-4〔4〕では標準ターゲットを用いた実験においてアルミニウムフォイルの厚さが $5 \mu\text{m}$ と $10 \mu\text{m}$ の場合には急峻な立ち上がりを示す発光が観測されず、しかも発光強度が極めて弱かった（観測限界程度）原因について考察する。

衝撃波フロントがフォイル裏面に到達する前にフォイル裏面から表側に向かって希薄波が伝播し始め、フォイル裏側に希薄波領域が形成された場合を考える。理想気体中の衝撃波では、フロント前方の圧力に比べてフロント後方の圧力が十分大きい場合、フロント後方の圧力 P はフロント前方の密度 ρ_a と流体がフロントを横切るときの流速ジャンプ量 u とを用いて

$$P = (4/3) \rho_a u^2 \quad (2-35)$$

と書ける。¹⁷⁾ 簡単な場合として、密度の異なる静止した2層を衝撃波が高密度側から境界面を越えて低密度側へ伝播する場合を考える。この時境界面上では流速と圧

力とは連続でなくてはならない。低密度層では同じ流速に対して式(2-35)より、高密度層よりも低い圧力となる。境界面上では流速と圧力が連続だから、衝撃波は境界面を通過する際に減衰する。²⁾ 希薄波領域では密度が連続的に減少していくから、フォイル裏側の希薄波領域を衝撃波が伝播するときには、減衰しながらの伝播となる。さらに希薄波領域では、流体が衝撃波の伝播方向と同方向に速度を増しながら流れているので、¹⁷⁾ 式(2-35)の流速ジャンプ量 u が小さくなり、衝撃波はさらに強い減衰を受けることになる。強い減衰を受けた衝撃波では、そのフロントの不連続性が弱まり、希薄波の先端に到達しても急峻な立ち上がりを持つ発光を示さなくなり、また発光強度も弱くなる。

衝撃波フロントがフォイル裏面に到達する前にフォイル裏側に希薄波領域を形成する原因としては、フォイル裏面の先行加熱が考えられる。フォイルを照射しているX線スペクトルは図2-7に示したように光子エネルギー1 keV程度の比較的エネルギーの高い成分を含んでいる。光子エネルギーが1 keV程度のX線はアルミニウム中で数 μm の吸収長を持ち、吸収長と同程度の厚さを持つフォイルに対してはその裏面に大きな先行加熱をもたらす。図2-25に、図2-7に示したX線スペクトルを用いて計算したX線パルス終了時における先行加熱量を示す。アルミニウムを蒸発させるために必要なエネルギーは4 eV/atomで、これを図2-25中に破線で示した。X線パルス波形を考慮すると、フォイルの厚さが10 μm 以下ではその裏面の先行加熱量がX線パルスのピーク時までには蒸発する限界量に達してしまう。一方15 μm 以上の厚さではX線パルス終了時においてもその先行加熱量は蒸発する限界量に達しない。すなわち、フォイルの厚さが5 μm と10 μm の場合は、X線パルスのピーク時以前からフォイル裏面に希薄波領域が形成されることになる。一方15 μm 以上の厚さでは先行加熱による希薄波領域の形成は起こらない。

以上の議論およびX線源にプラスチックをコーティングしたタイプIIターゲットを用いた場合の実験結果から、標準ターゲットを用いた実験においてアルミニウムフォイルの厚さが5 μm と10 μm の場合には急峻な立ち上がりを示す発光が観測されず、しかも発光強度が極めて弱かった原因として次のことが考えられる。比較的エネルギーの高い($h\nu \simeq 1 \text{ keV}$) X線によるフォイル裏面の先行加熱によって、衝撃波フロントがフォイル裏面に到達する前にフォイル裏側に希薄波領域が形成され、

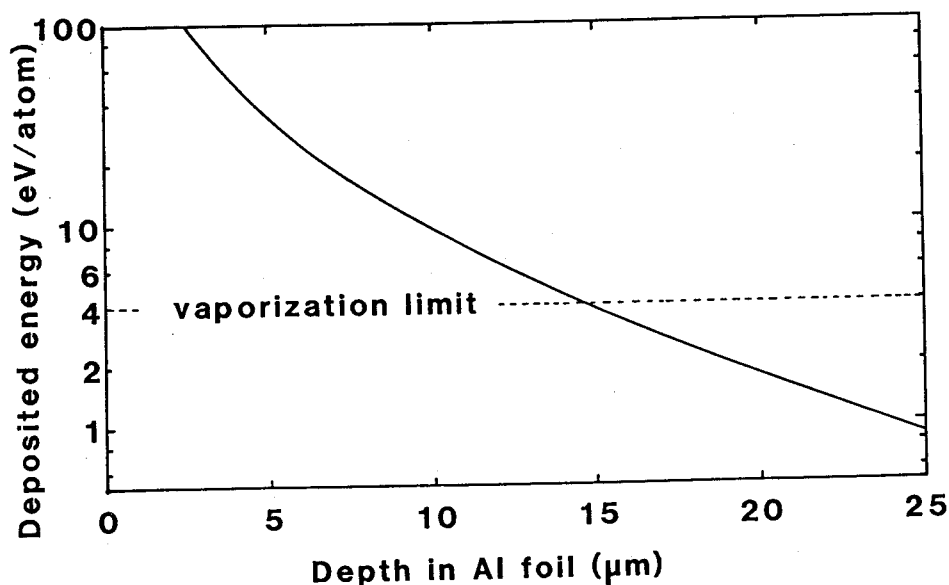


図 2-25 高エネルギーX線による先行加熱

衝撃波が減衰し、発光は弱く、しかも急峻な立ち上がりを示さなくなった。

2-3-5 まとめ

§ 2-3では、軟X線駆動アブレーションによってアルミニウムフォイル中に発生・伝播する衝撃波に関する基礎実験について述べた。実験では§ 2-2において述べた軟X線エネルギー輸送に関する実験結果と対応をつけるため、フォイルのX線照射条件を§ 2-2で述べた実験と同一とした。本実験は軟X線駆動アブレーションによる衝撃波の発生・伝播を初めて観測したものである。

本節で得られた結果を以下にまとめる。

- (1) アルミニウムフォイルのX線照射条件を§ 2-2で述べた実験と同一とした。
すなわち、照射X線強度 1.9×10^{12} W/cm²、パルス幅0.85 nsとした。
- (2) フォイル厚さ15 μmと20 μmとにおいて、軟X線駆動アブレーションによって発生・伝播した衝撃波によるフォイル裏面の発光を観測した。
- (3) 軟X線駆動アブレーションによって発生した衝撃波のアルミニウムフォイ

ル中での伝播速度は 1.1×10^6 cm/sであった。

(4) 衝撃波の伝播速度から導かれたアブレーション圧力は1.3 Mbarであった。

(5) アブレーションの音速点が電離バーンスルーフロント近傍に存在すると仮定し、測定された電離バーンスルーフロント伝播速度から導かれたアブレーション圧力は1.1 Mbarであり、本実験結果(1.3 Mbar)と良く一致した。このことにより、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションは Subcritical Deflagration として扱えることを示した。

§ 2-4 むすび

本章では、電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送とプラズマの流体運動とに関しても行った実験的な研究成果について述べた。§ 2-2で述べた実験では軟X線領域・時間分解・分光透過プローブ法によりアルミニウム薄膜中の電離バーンスルーフロント伝播速度を測定した。§ 2-3で述べた実験では紫外光領域・時間分解・フォイル裏面自発光計測により、アルミニウムフォイル中を伝播する衝撃波のフロント速度を測定した。これらの実験結果の対応から、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおけるエネルギー輸送と流体運動とに関して次のことがわかった。発生したアブレーション圧力は、音速点が電離バーンスルーフロント近傍に存在すると仮定することにより説明された。これは、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションが Subcritical Deflagration として扱えることを示すものである。すなわち、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションは次のように考えることができる。電離バーンスルーによって光学的に薄くなった希薄波領域を通過してきた入射X線の透過成分が比較的低温・高密度であるディフラグレーション波内部で吸収される。こうして吸収されたエネルギーによってディフラグレーション波の物質内部への伝播が支えられ、アブレーションが進む。また亜音速流領域であるディフラグレーション波が形成されることにより、発生した圧力はアブレーションフロント前方の物質に対して仕事(衝撃波の駆動やアブレーティブな加速)を行うことができる。

第2章の参考文献

- (1) D.Duston et al., Phys. Rev. A 27, 1441 (1983).
- (2) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. XI (Academic, New York, 1967).
- (3) Y.Kato et al., Appl. Phys. Lett. 38, 72 (1981).
- (4) B.L.Henke et al., J. Opt. Soc. Am. B 1, 828 (1984).
- (5) R.F.Reilman and S.T.Manson, Astrophys. J. Suppl. Ser. 40, 815 (1979).
- (6) T.Mochizuki et al., Phys. Rev. A 36, 3279 (1987).
- (7) S.Bashkin and J.O.Stoner, Jr., Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams, Vol. 1 (North-Holland, Amsterdam, 1975).
- (8) E.Clementi and C.Roetti, At. Data Nucl. Data Tables 14, 177 (1974).
- (9) A.Loeb and S.Eliezer, Phys. Fluids 28, 1196 (1985).
- (10) R.M.More, in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 5, p253, edited by H.J.Schwarz, H.Hora, M.J.Lubin and B.Yaakobi (Plenum, New York, 1981).
- (11) R.J.Trainor and Y.T.Lee, Phys. Fluids 25, 1898 (1982).
- (12) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. X (Academic, New York, 1967).
- (13) S.I.Braginskii, in Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, p205 (Consultants Bureau, New York, 1965).
- (14) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. II (Academic, New York, 1967).
- (15) LASL Shock Hugoniot Data, edited by S.P.Marsh (Univ. of California Press, Berkeley, 1980).

(16) F.E. Walker, F.G. Walker, and J.B. Walker, J. Appl. Phys. 60, 3876
(1986).

(17) Ya.B. Zel'dovich and Yu.P. Raizer, Physics of Shock Waves and
High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. I (Academic, New York,
1967).

第3章 軟X線駆動アブレーションのモデル解析

§3-1 はじめに

本章では軟X線駆動アブレーションのモデリングについて述べる。これまで、第1章では§1-2において軟X線駆動アブレーションが Supercritical Deflagration と Subcritical Deflagration とに大別され、¹⁾ これらの極限的な状態としてそれぞれ Ablative Heat Wave²⁾と Ablative Heating Wave³⁾と呼ばれる状態があることを述べた。また、第2章ではアルミニウムを用いて、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションではエネルギー輸送において電離バーンスルーが重要な役割を果たしており、流体運動は電離バーンスルーフロントの伝播に追従して起こると考えられることを実験的に示した。これは、第2章で述べた実験条件の下（X線の照射強度 1.9×10^{12} W/cm²，パルス幅0.85 ns）では低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションが Subcritical Deflagration として扱えることを示すものである。本章では、第1章§1-2で述べた軟X線駆動アブレーションに対する考え方および第2章で実験的に得られた知見に基づき、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションに対して2種類のモデリングを行う。

§3-2では透過X線駆動アブレーションモデルについて述べる。ここで行うモデリングは、第2章で実験的に得られた知見に基づき、ディフラグレーション波がその外側（X線入射側）にある希薄波領域を通過してきた入射X線の透過成分のみによって駆動されている（第1章§1-2で述べた Subcritical-limit Deflagration）という仮定に基づくものである。透過X線駆動アブレーションモデルでは、電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送を定量的に扱い、音速点でのエネルギーバランスを考えることによりアブレーションの主要なパラメータ（音速点密度、質量噴出率、アブレーション圧力等）を決定する。

§3-3では自発光X線駆動アブレーションモデルについて述べる。ここで述べるのは Pakula と Sigel とによって開発された Ablative Heat Wave モデル²⁾の低Z物質であるアルミニウムへの適用例である。低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションは、第1章§1-2で述べたように時間の経過と共に Ablative Heat Wave へと近づいていくものと考えられる。また、§3-2で述べる透過X線駆動アブレーション（Subcritical-limit Deflagration）モデルでは、ディフラ

グレーション波の後面にあたる音速点でのエネルギーバランスに着目するが、ディフラグレーション波の構造については考慮しない。Subcritical-limit Deflagration においてもディフラグレーション波の先端（アブレーションフロントまたは加熱フロント）近傍は音速点に比べて低温・高密度であり、そのような領域では自発光X線によるエネルギー輸送が入射X線の透過成分によるエネルギー輸送よりも重要なプロセスとなることは充分有り得る。従って § 3-3 で行う Ablative Heat Wave モデルのアルミニウムへの適用は Subcritical-limit Deflagration におけるディフラグレーション波の構造、および加熱フロントの伝播について示唆を与えるものである。

§ 3-2 透過X線駆動アブレーションモデル

3-2-1 まえがき

本節では透過X線駆動アブレーションモデルについて述べる。透過X線駆動アブレーションモデルは、第1章 § 1-2 で述べた Subcritical-limit Deflagration を基本的な考え方とする。すなわちディフラグレーション波はその外側（X線入射側）にある希薄波領域を通過してきた入射X線の透過成分のみによって駆動されていると考える。このモデルは音速点におけるエネルギーバランスに着目したものであり、ディフラグレーション波の構造については考慮しない。

本節で行うモデリングは、準定常アブレーションを仮定している。モデリングにおいては、第2章でその重要性が実験的に示された電離バーンスルーによる軟X線エネルギー輸送を定量的に扱い、音速点でのエネルギーバランスを流体運動の保存則と自己無撞着に解き、音速点密度を数値計算によって決定する。§ 3-2 の後半では本節で述べるモデルによって得られた主要なパラメータについて実験結果と比較を行う。また、基礎的な実験でよく用いられるアルミニウムについて主要なパラメータの比例則を示す。さらに、間接照射型爆縮核融合にとって極めて重要なプロセスとなるアブレーションによるフォイル加速についてその特徴を議論する。3-2-7 ではモデリングに際して行った仮定の妥当性について検討し、考察を加える。

3-2-2 透過X線駆動アブレーション

軟X線駆動アブレーションをモデリングするにあたり、図3-1に示すアブレーターとX線源とを考える。図3-1において、領域(1)は擾乱を受けていない固体領域であり、無限の厚さを持つ。領域(2)は衝撃波によって圧縮を受けた領域である。領域(3)はディフラグレーション領域であり、領域(4)は希薄波領域である。希薄波領域は第2章§2-1で述べた自己調整機構による等温膨張を仮定する。アブレーションフロントに乗った系において、ディフラグレーション領域は準定常状態であると仮定する。アブレーションフロントは図3-1に示したように密度が減少し始める位置と定義する。準定常状態とは物理量の時間的な変化が十分に遅く、各瞬間においては定常状態における質量、運動量、およびエネルギーの保存則が成り立つ状態をさす。また簡単のため、1次元平板状のプラズマアブレーションを取り扱う。図3-1に示したようにX線源は黒体放射を放射していると仮定した。本節で行うモデリングは、いかなる入射X線スペクトルに対しても適用できるが、本論文では1つの近似としてプランク関数で表される入射X線スペクトルを仮定する。X線源から放射されるX線は真空層を介してアブレーターに照射される。X線源における放射強度は σT_R^4 (σ はステファン・ボルツマン定数、 T_R はX線源の輻射温度)で表されるが、

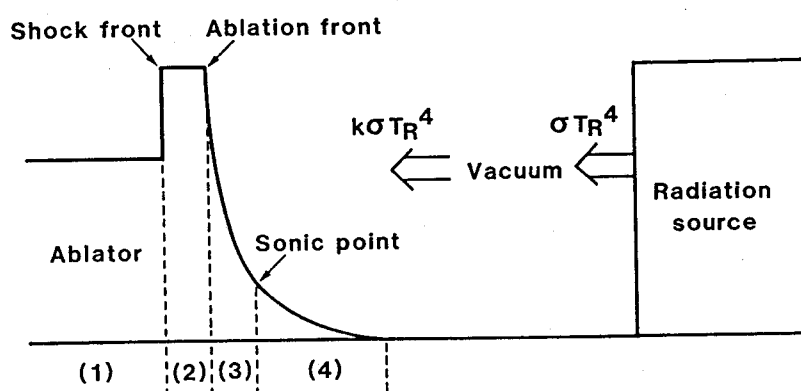


図3-1 アブレーターとX線源
 領域(1): 固体領域
 領域(2): 衝撃波領域
 領域(3): ディフラグレーション領域
 領域(4): 希薄波領域

第2章2-2-2で述べたようにX線源とアブレーターとの幾何学的配置によりアブレーターに入射する輻射強度は変化する。ここでは照射強度 S_x を $S_x = k \sigma T_R^4$ で表す。パラメータ k ($0 \leq k \leq 1$) はX線源とアブレーターとの幾何学的配置で決まり、第2章図2-5(a)(b)に示されるような配置では $k \ll 1$ であり、(c)に示されるような配置では $k = 1$ である。

透過X線駆動アブレーション (Subcritical-limit Deflagration) モデルでは、音速点におけるエネルギー流束が希薄波領域 [図3-1における領域(4)] を通過してきた入射X線の透過成分のみで構成され则认为。従って、透過X線駆動アブレーションモデルでは、希薄波領域の入射X線に対する透過率が重要なパラメータとなる。3-2-2では、初めにこの透過率が2つの独立した方法によって得られることを示す。その後、その2つの独立した方法によって得られた透過率が等しくなる条件を求めることで音速点密度が決まることを示し、さらに質量噴出率およびアブレーション圧力が決定できることを示す。

希薄波領域の入射X線に対する透過率を得る2つの方法とは次に示す方法である。1つ目の方法は、透過率 τ_1 が音速点におけるエネルギー流束とプラズマと真空との境界におけるエネルギー流束との比で与えられるという方法である。これらのエネルギー流束は、流体に対する保存則によって決められる。2つ目の方法は、透過率 τ_2 が希薄波領域の入射X線に対する光学的厚さによって得られるという方法である。この光学的厚さは、希薄波領域中のプラズマのX線吸収係数と入射X線のスペクトルとによって決められる。

まず1つ目の方法について述べる。準定常ディフラグレーションにおいてエネルギー保存則は次式で表される。

$$[\rho \varepsilon + P + (1/2) \rho u^2] u + q = \text{const.} = Q \quad (3-1)$$

ここで、 ρ は質量密度、 ε は単位質量あたりの内部エネルギー、 P は圧力、 u はアブレーションフロントに乗った系での流速、 q はエネルギー流束、 Q は定数である。エネルギー流束 q は、電子による熱流束を q^0 、輻射によるエネルギー流束を q^r として、 $q = q^0 + q^r$ と書くことができる。内部エネルギー ε は、熱エネルギーと電

離に使われたエネルギーとの和である。イオン1個あたりの熱エネルギーは、平均電離度を z_{av} 、プラズマ温度を T として、 $(3/2)(1+z_{av})T$ と書かれる。またイオン1個あたりの電離に使われたエネルギーは、

$$\sum_{m=1}^{Z_A} \sum_{n=0}^{m-1} I(n)f(m)$$

と書かれる。ここで、 Z_A はアブレーター物質の原子番号、 $I(n)$ は電離状態が n から $n+1$ に変わるときの電離ポテンシャル、 $f(m)$ は電離度 m のイオンに対する規格化された (m について和をとると1になる) ポピュレーション密度である。圧力 P について、 $P = n_i(1+z_{av})T$ (n_i はイオン数密度) であることに注意すると、式 (3-1) は次のように書くことができる。

$$\left[\frac{\rho}{m_i} \sum_{m=1}^{Z_A} \sum_{n=0}^{m-1} I(n)f(m) + \frac{5}{2} P + \frac{1}{2} \rho u^2 \right] u + q = Q \quad (3-2)$$

ここで、 m_i はイオン質量である。

簡単のために、アブレーションフロントにおけるエネルギー流束 q は無視できるくらい小さいと仮定する。アブレーションフロントを添え字 a で表すと、 $q_a = 0$ とする。これは、アブレーションフロント前方の先行加熱を無視することと等価である。さらに、アブレーションフロントにおける電離に使われた内部エネルギーも無視する。すなわち、

$$\frac{\rho_a}{m_i} \sum_{m=1}^{Z_A} \sum_{n=0}^{m-1} I(n)f(m)_a = 0$$

とする。これらの仮定のもとに、式 (3-2) をアブレーションフロントに適用すると、

$$Q = [(5/2)P_a + (1/2)\rho_a u_a^2] u_a \quad (3-3)$$

が得られる。また、式 (3-3) を用いて式 (3-2) を音速点に適用すると、質量と運動量の保存則を考慮して次式が得られる。

$$-q_s = 3 \rho_s C_s^3 g(\alpha) + S_{ion} \quad (3-4)$$

ここで、

$$g(\alpha) = 1 - (5/3)\alpha + (2/3)\alpha^2 \quad (3-5)$$

$$S_{ion} = \frac{\rho_s C_s Z_R}{m_i} \sum_{m=1}^{m-1} \sum_{n=0}^{n-1} l(n) f(m)_s \quad (3-6)$$

であり、添え字 s は音速点を表し、 C は局所的な音速を、また α は音速点とアブレーションフロントとの密度比 ($\alpha = \rho_s / \rho_a$) を表す。このモデルでは準定常ディフラグレーションとそれに続く等温膨張の希薄波とを仮定している。すなわち、音速点は準定常ディフラグレーションの後面であり、かつ等温膨張の希薄波の前面である。この場合、音速点における $(1 + Z_{av})T / m_i$ の勾配は非常に小さい。従って、音速点では比熱比が 1 ($\gamma = 1$) であり、音速は $C_s = (P_s / \rho_s)^{1/2}$ で表される。また、音速点におけるエネルギー流束 q_s に関して、電子による熱流束 q^e_s の寄与は輻射によるエネルギー流束 q^r_s の寄与に比べて無視できるくらい小さいと仮定し、 $q_s = q^r_s$ とする。

ディフラグレーション領域は亜音速流領域であるからピストンの働きをする。従って、噴出しているプラズマはその静圧と反作用とでアブレーションフロント前方の物質に対して仕事をする。その結果第 2 章 § 2-3 で述べたようにアブレーションフロント前方に衝撃波を駆動する。衝撃波を駆動するために必要とされるエネルギー流束 S_{shock} は次式で表される。⁴⁾

$$S_{shock} = \rho_s C_s^3 (\mu - 1) (2 - \alpha) \left\{ \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} - \alpha \right\} \quad (3-7)$$

ここで、 μ はアブレーションフロントと固体領域との密度比 ($\mu = \rho_s / \rho_a$, 添え字0は擾乱を受けていない固体領域を表す) である。また希薄波領域の等温膨張を維持するために必要とされるエネルギー流束 S_{blow} は次式で表される。⁴⁾

$$S_{\text{blow}} = 4 \rho_s C_s^3 [1 - (1/2)\beta + (1/8)\beta^2] + S_{\text{ion}} \quad (3-8)$$

ここで、 $\beta = (\mu - 1)[5\alpha(2 - \alpha)/(4\mu - 1)]^{1/2} + \alpha$ である。式 (3-8) において、希薄波領域中での電離状態の変化は無視した。なぜならば、温度と密度との急激な変化は希薄波領域前方のディフラグレーション領域中で生ずるからである。ディフラグレーション領域は準定常状態であると仮定しているので、結局全システムを維持するために必要とされるエネルギー流束 S_{total} は次式で表される。

$$\begin{aligned} S_{\text{total}} &= S_{\text{shock}} + S_{\text{blow}} \\ &= 4 \rho_s C_s^3 h(\mu, \alpha) + S_{\text{ion}} \end{aligned} \quad (3-9)$$

ここで、

$$h(\mu, \alpha) = 1 - \frac{3\mu^2 + 8\mu - 5}{4(4\mu - 1)} \alpha + \frac{3\mu^2 + 4\mu - 4}{8(4\mu - 1)} \alpha^2 \quad (3-10)$$

である。

アブレーターが入射X線を全て吸収すると仮定すると、

$$S_x = S_{\text{total}} \quad (3-11)$$

と書ける。ここで、 S_x は入射X線強度である。従って、希薄波領域の入射X線に対する透過率 τ_1 は次式で与えられることになる。

$$\tau_1 = -q_s / S_x$$

$$= \frac{3 \rho_s C_s^3 g(\alpha) + S_{ion}}{4 \rho_s C_s^3 h(\mu, \alpha) + S_{ion}} \quad (3-12)$$

式(3-11)から、入射X線強度 S_x が音速点における密度 ρ_s 、温度 T_s 、およびイオンの電離状態 $f(m)_s$ で表されることがわかる。すなわち、 $S_x = S_x(\rho_s, T_s, f(m)_s)$ である。適当な電離モデルを使うことにより、電離状態 $f(m)_s$ を密度 ρ_s と温度 T_s との関数として表すことができる。すなわち、 $f(m)_s = f(m)_s(\rho_s, T_s)$ である。つまり、入射X線強度 S_x とアブレター物質とがわかっているならば、電離状態 $f(m)_s$ と温度 T_s とが密度 ρ_s のみによって決定される。したがって、透過率 τ_1 は、音速点密度 ρ_s のみによって表すことができる。

2つ目の方法は、希薄波領域の入射X線に対する光学的厚さによりその透過率 τ_2 を求める方法で、X線が垂直に入射する場合は次の式で与えられる。

$$\tau_2 = \frac{\int S_u \exp(-\tau_u) d\nu}{\int S_u d\nu} \quad (3-13)$$

ここで、 τ_u は希薄波領域の周波数 ν における光学的厚さであり、 S_u は入射X線の分光エネルギー流束である。入射X線の入射角度分布が $(\cos\theta)^d$ に従うとき、透過率 τ_2 は次式で与えられる。⁵⁾

$$\tau_2 = \frac{\int \{ S_u (1+d) \int_1^\infty [\exp(-\tau_u W) / W^{(2+d)}] dW \} d\nu}{\int S_u d\nu} \quad (3-14)$$

光学的厚さ τ_u は希薄波領域の密度と温度とによって決定される。1つ目の方法の場合と同様に、希薄波領域中での電離状態の変化を無視し、音速点における電離状態で代表させる。この時、透過率 τ_2 も、透過率 τ_1 と同様に音速点密度 ρ_s のみによって表すことができる。

以上の議論から、ある音速点密度 ρ_s を与えたときに、希薄波領域の入射 X 線に対する透過率について 2 つの独立の値 τ_1 , τ_2 が得られる。物理的には 2 つの独立な透過率の値 τ_1 , τ_2 は等しくなければならない。すなわち、音速点密度 ρ_s は $\tau_1 = \tau_2$ となる値にならなければならない。このような音速点密度 ρ_s は数値的に求めることが可能である。上述の方法によって音速点密度 ρ_s が決まると、質量と運動量の保存則から、質量噴出率 $\dot{m}$ とアブレーション圧力 P_s とは次の式によって決定できる。

$$\dot{m} = \rho_s C_s \quad (3-15)$$

$$P_s = (2 - \alpha) \rho_s C_s^2 \quad (3-16)$$

3-2-3 希薄波領域の X 線透過率

ここでは、3-2-2 において述べた透過率 τ_2 を求めるために必要な光学的厚さ τ_0 の計算について記述する。計算を簡単にするために物理的に重要な特性を失わない範囲でいくつかの仮定を行う。

このモデルではイオンの電離状態を音速点の密度と温度とで表さなくてはならない。ここでは定常状態の衝突-輻射モデルを使う。⁶⁾ 電離と再結合の係数については文献(7)の式を用いる。また、多価電離イオンの電離ポテンシャルに関しては、文献(8)に与えられた近似式を用いる。希薄波領域は高温・低密度であるため、電離ポテンシャルの高密度効果による低下は無視した。また希薄波領域は低密度であるためイオンの励起状態および誘導放出も無視した。イオンの各電離状態のポピュレーション密度は考慮した。音速点におけるイオン数密度を 10^{20} cm^{-3} 程度、温度を 100 eV 程度と仮定すると、二電子性再結合の電離状態への寄与は無視できる (10% 以下)。⁹⁾ 光電離が電離状態に与える影響も無視した。

希薄波領域の光学的厚さ τ_0 は、自由-自由遷移吸収と束縛-自由遷移吸収とによって計算した。自由-自由遷移吸収の吸収係数 κ_{ff} は Kramers の公式¹⁰⁾ を用いた。すなわち、

$$\kappa_{\nu^{f-f}} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e T} \right)^{1/2} \frac{Z_{av}^2 e^6 n_i n_e}{h c m_e \nu^3} \quad (3-17)$$

である。ここで、 m_e は電子質量、 T は電子温度、 Z_{av} は平均電離度、 e は電子電荷、 h はプランク定数、 c は光速、 ν は周波数、 n_i はイオン数密度、 n_e は電子数密度である。束縛-自由遷移吸収の吸収断面積については次に示す近似式を用いた。この近似式は文献(11)に与えられている計算結果を近似したものである。

$$\begin{aligned} \sigma^{b-f}(Z_A, z, h\nu) &= \sigma^K(Z_A, 0, E^K(Z_A, 0)) [E^K(Z_A, 0)/h\nu]^3 \\ &+ \sigma^L(Z_A, 0, E^L(Z_A, 0)) [E^L(Z_A, 0)/h\nu]^3 \end{aligned} \quad (3-18)$$

ここで、添え字 K , L はそれぞれ K 殻, L 殻を表す。また、 Z_A は原子番号、 z は電離度、 $h\nu$ はフォトンエネルギー、 $E(Z_A, z)$ は吸収エッジを表す。吸収エッジ $E^K(Z_A, z)$ および $E^L(Z_A, z)$ は次式で与える。

$$E^K(Z_A, z) = 5.62Z_A^{2.19} + 12.3z^{1.61} \quad [\text{eV}] \quad (3-19)$$

$$E^L(Z_A, z) = 3.69(Z_A - 2)^{0.7}(z + 1)^{1.3} \quad [\text{eV}] \quad (3-20)$$

また、式(3-18)中の σ^K および σ^L は次式で与える。

$$\sigma^K(Z_A, 0, E^K(Z_A, 0)) = 2.15 \times 10^{-16} Z_A^{-2.72} \quad [\text{cm}^2] \quad (3-21)$$

$$\sigma^L(Z_A, 0, E^L(Z_A, 0)) = 7.41 \times 10^{-18} Z_A^{2.39} \quad [\text{cm}^2] \quad (3-22)$$

式(3-18)において、フォトンエネルギー $h\nu$ が K 殻の吸収エッジ $E^K(Z_A, z)$ あるいは L 殻の吸収エッジ $E^L(Z_A, z)$ に比べて小さいときは、その電子殻に対応した吸収断面積の項を零とする。式(3-18)で表される近似式は、 $Z_A \leq 18$, $0.1 \leq h\nu \leq 4 \text{ keV}$ の領

域において文献(11)の値をファクター2以内の精度で近似する。原子番号 Z_A が18以下の物質では、100 eV程度まで加熱されるとM殻の電子は電離してしまうため、M殻電子の束縛-自由遷移吸収への寄与は無視した。希薄波領域は高温・低密度であるため、スペクトル積分したX線透過率に対する束縛-束縛遷移吸収の寄与は小さい。¹²⁾従って束縛-束縛遷移吸収の寄与は無視した。また数keV程度までのフォトンエネルギー領域ではコンプトン散乱の影響も小さいため、これを無視した。結局、光学的厚さ τ_0 は次式で与えられる。

$$\tau_0 = n_s C_s t \sum_{z=0}^{Z_A-1} [\sigma^{b-f}(Z_A, z, hv) f(z)_s] \\ + 1.22 \times 10^{-37} (z_s v^3 n_s^2 C_s t) / [T_s^{1/2} (hv)^3] \quad (3-23)$$

ここで、 n_s は音速点におけるイオン数密度である。式(3-23)では T_s と hv とはeV単位、それ以外はcgs-esu単位系による単位で与える。

3-2-4 実験結果との比較

3-2-2, 3-2-3で述べたモデルを第2章で述べた実験に対して適用する。実験の条件は、照射X線強度 1.9×10^{12} W/cm²、照射X線のパルス幅0.85 ns、被照射物質はアルミニウムである。モデル計算では、入射X線は垂直入射であるとし、取り扱ったフォトンエネルギー領域は0.1-3.0 keVとした。また第2章図2-7に示したX線スペクトルを模擬するために $T_R = 150$ eVとし、 $k = 3.8 \times 10^{-2}$ とした。計算の条件を表3-1中の(a)行にまとめる。図3-2に式(3-11)-(3-13)を用いて計算された透過率 τ_1 および τ_2 を音速点とアブレーションフロントとの密度比 ρ_s / ρ_0 ($= \alpha$)に対して示す。図3-2中の黒丸(●)は関係式 $\tau_1 = \tau_2$ に対する解を示す。関係式 $\tau_1 = \tau_2$ に対する解として音速点密度 ρ_s が決まると、質量噴出率 $\dot{m}$ およびアブレーション圧力 P_a は式(3-15)(3-16)を用いて決定できる。第2章で述べた実験に対するモデル計算の結果を表3-2にまとめる。また表3-2には、実験結果も合わせて示す。モデル計算は実験結果と20%程度の精度で一致していることがわかる。透過X線駆動

表 3-1 モデル計算の計算条件

	物質	S_x (W/cm ²)	T_R (eV)	k	t (ns)
(a)	Al ($\rho_a=2.7$ g/cm ³ , $\mu=4$)	1.9×10^{12}	150	0.038	0.85
(b)	Al ($\rho_a=2.7$ g/cm ³ , $\mu=4$)	$10^{12}-10^{13}$	150	0.02-0.2	0.40

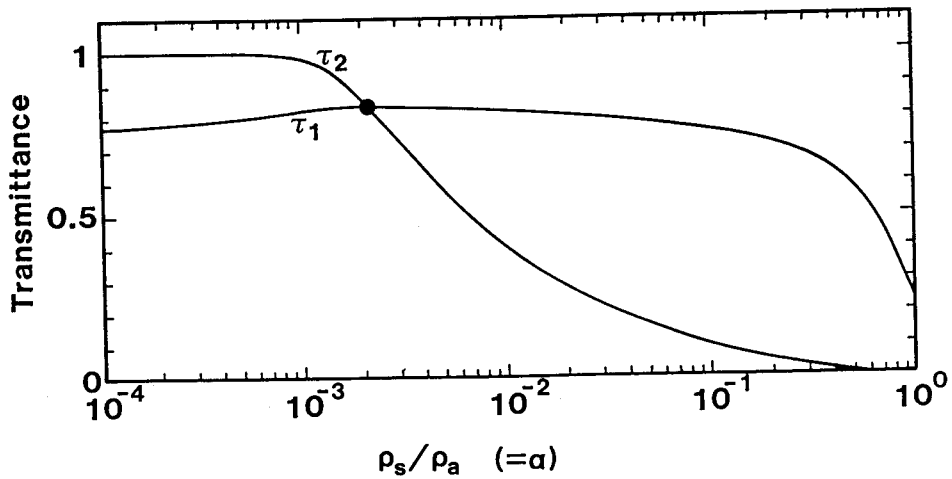


図 3-2 音速点密度の決定

アブレーションモデルで考えている物理を明確にするために、計算された希薄波領域の透過率スペクトルを図3-3に示す。また、希薄波領域に相当する厚さ (0.37 μm) の冷たい (電離していない) アルミニウム薄膜の透過率スペクトルと、入射X線のスペクトル形状 ($T_R=150$ eVのプランキアンスペクトル) とを図3-3中に合わせて示す。図3-3からわかるように、希薄波領域中のイオンの電離ポテンシャル (吸収エッジ) よりも光子エネルギーが小さいX線 (図3-3では光子エネルギーが約400 eV以下のX線) は、希薄波領域をほとんど減衰することなく透過していき、ディフラグレーション波内部の冷たいプラズマにそのエネルギーを与える。すなわち、第2章で述べた物理的イメージがそのままモデル化されているわけである。

さらに、他の実験結果とモデル計算との比較を行う。比較する実験結果は日本の Kodamaら¹³⁾によって得られたX線加熱アルミニウムプラズマの温度に対する、

表3-2 第2章の実験に対するモデル計算

パラメータ	計算結果	実験結果
ρ_s [g/cm ³]	0.023	
ρ_s/ρ_0	0.0021	
C_s [cm/s]	5.2×10^6	
$\dot{m}$ [g/(cm ² ·s)]	1.2×10^5	1.5×10^5
P_0 [Mbar]	1.2	1.3
z_{av}	9.3	8
T [eV]	73	

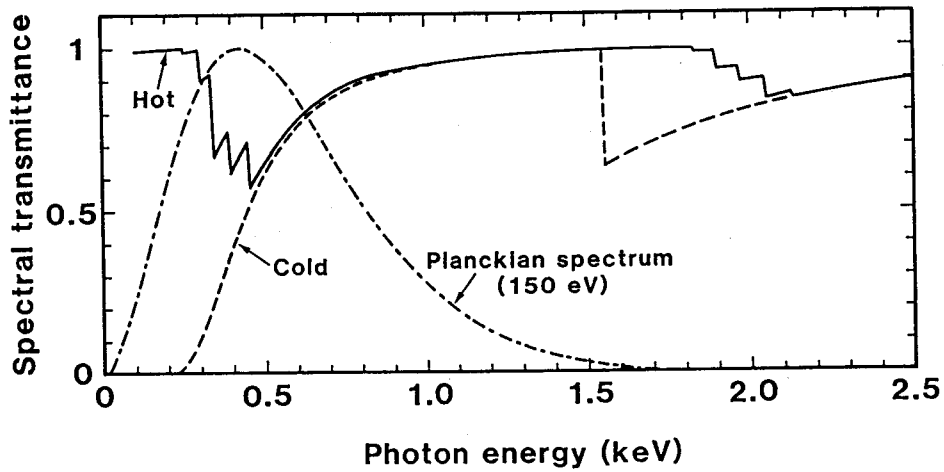


図3-3 希薄波領域のX線透過率スペクトル
 実線：計算された透過率スペクトル
 破線：冷たいアルミニウムの透過率スペクトル
 1点鎖線：入射X線スペクトル

その照射X線強度依存性である。実験条件は、厚さ50 μm のアルミニウムフォイルにレーザー生成金プラズマから放射されるX線を照射し、X線加熱アルミニウムブ

ラズマの温度を分光計測によって測定したものである。アルミニウムフォイル上のX線強度は $1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ から $6 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ まで、アルミニウムフォイルとX線源との距離を変えることで変化させた。使用したレーザーのパルス幅は0.4 nsである。計算では、前述の計算と同様に入射X線は垂直入射とし、光子エネルギーは0.1–3.0 keVを扱った。また $T_R = 150 \text{ eV}$ とし、 k を 2×10^{-2} から 2×10^{-1} まで変化させて照射X線強度を変化させた。表3-1中(b)行に計算条件をまとめた。計算結果を図3-4に実験結果と合わせて示す。図3-4では、計算結果を実線のカーブで、実験結果を縦の棒で示した。図3-4から計算結果が実験結果と良く一致していることがわかる。

以上の計算結果と実験結果との比較から、照射X線強度 $10^{12} \leq S_x \leq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、照射時間 $t \leq 1 \text{ ns}$ の範囲では、透過X線駆動アブレーションモデルが信頼できるモデルであることがわかる。

3-2-5 照射X線強度に対する依存性

3-2-5では、モデル計算から得られる軟X線駆動アブレーションの照射X線

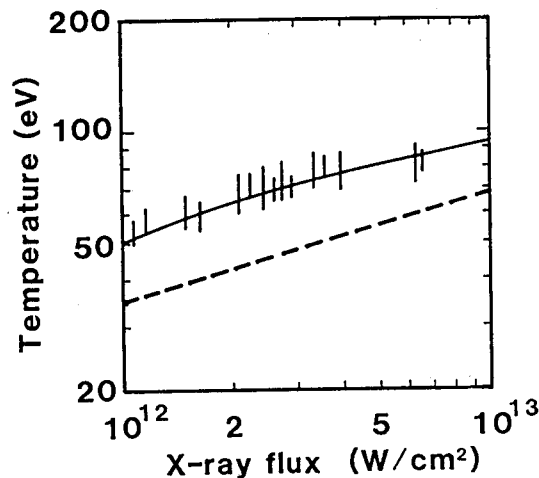


図3-4 X線加熱アルミニウムプラズマの温度

縦棒： 実験値

横カーブ（実線）：透過X線駆動アブレーションモデルによる計算値

横カーブ（破線）：自発光X線駆動アブレーションモデルによる計算値

($S_x = S_{HW} + S_r$, $t = 0.4 \text{ ns}$: § 3-3 参照)

強度に対する比例則を示す。計算はアルミニウムについて行った。アルミニウムはその特性が良く知られているため、基礎的な実験では最もよく用いられる物質である。初めに次のような条件で計算を行った。時刻は $t = 1$ ns、幾何学的配置を表すパラメータは $k = 1$ 、照射X線の入射角度依存性を表すパラメータは $d = 1$ 、衝撃波の強さを表すパラメータは $\mu = 4$ （衝撃波は十分強いと仮定）、また取り扱ったフォトンエネルギー領域は $h\nu = 0.1 - 3.0$ keVである。図3-5に主要なパラメータ（温度 T [eV]、音速点密度と固体密度との比 ρ_s/ρ_0 、質量噴出率 $\dot{m}$ [g/(cm²·s)]、アブレーション圧力 P_a [Mbar]）の照射X線強度依存性を示す。図3-5中には参考のために、固体密度で規格化したレーザーの臨界密度（ $\rho_{\text{cut-off}}$ ）を示した（アルミニウムの完全電離プラズマを仮定）。

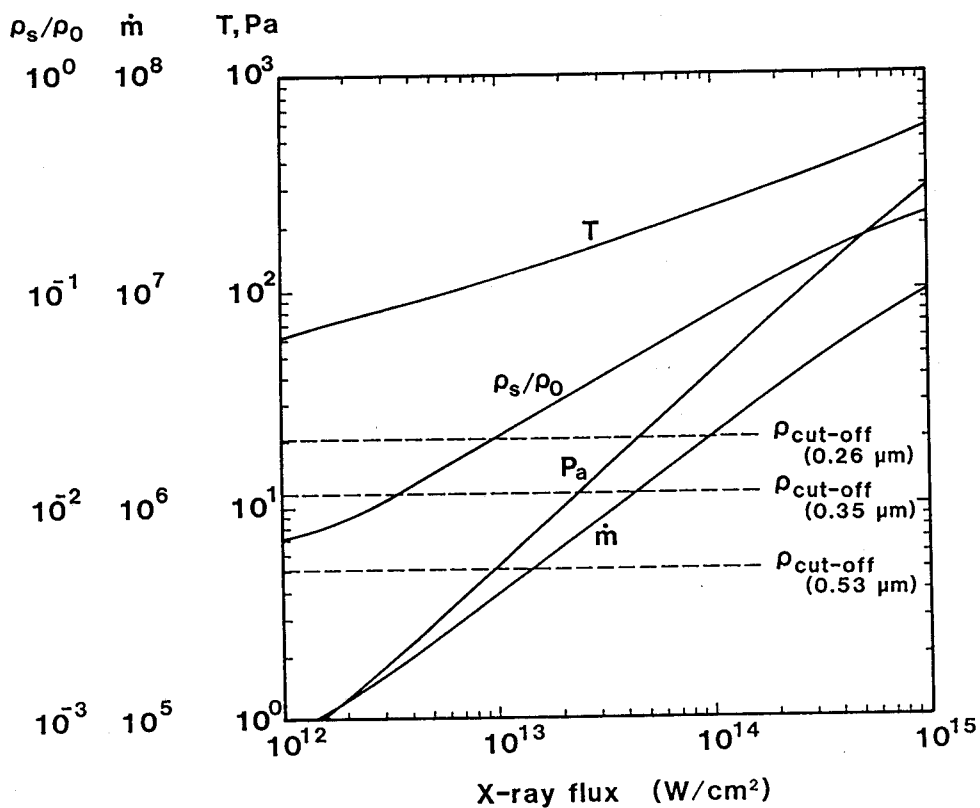


図3-5 主要なパラメータの照射X線強度依存性

図3-5からわかるように、これらのパラメータの照射X線強度依存性は単純な比例則で表すことができる（図3-5ではほぼ直線となっている）。特に照射X線強度 S_x が $3 \times 10^{12} \leq S_x \leq 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の範囲では良い精度で近似できる。良い精度で近似可能な、このようなX線強度領域は電離状態分布のX線強度依存性により決まる。なぜならば、希薄波領域の光学的厚さはプラズマの電離状態分布に強く依存するからである。図3-6(a)に、時刻 $t = 1 \text{ ns}$ における音速点での電離状態分布 $f(m)_s$ と平均電離度 z_{av} とを示す。図3-6(a)からわかることは、上で述べた良い精度で近似できるX線強度領域が平均電離度 $10 \leq z_{av} \leq 11$ の強度領域にほぼ一致しているということである。この強度領域では、K殻電子の電離ポテンシャルがL殻電子の電離ポテンシャルに比べて非常に大きいので電離状態の分布が比較的単純になる。すなわち、電離度 $z = 10$ と $z = 11$ のイオンがそのほとんどを占める。この単純な電離状態分布が、パラメータの照射X線強度依存性を単純な比例則で精度良く表せる理由である。

アブレーションのパラメータは、照射X線強度 S_x だけでなく時刻 t にも依存する。これは、希薄波領域の光学的厚さがプラズマの電離状態分布だけでなく、噴出したプラズマの量にも依存するからである。しかし、パラメータの時間依存性はX線強度依存性に比べて弱く、時刻が $0.1 \leq t \leq 10 \text{ ns}$ においては単純な比例則で近似することが可能である。図3-5に示したX線強度依存性に対する比例則は次のようになる。

$$\rho_s / \rho_0 = A_1 S_{13}^{A_2} \quad (3-24)$$

$$\dot{m} = A_3 S_{13}^{A_4} \quad [g / (cm^2 \cdot s)] \quad (3-25)$$

$$P_a = A_6 S_{13}^{A_6} \quad [\text{Mbar}] \quad (3-26)$$

ここで、 ρ_s / ρ_0 は、固体密度で規格化した音速点密度、 $\dot{m}$ は質量噴出率〔単位は $g / (cm^2 \cdot s)$ 〕、 P_a はアブレーション圧力〔単位はMbar〕、 S_{13} は 10^{13} W/cm^2 単位での照射X線強度であり、 $A_1 - A_6$ は次に示すものである。

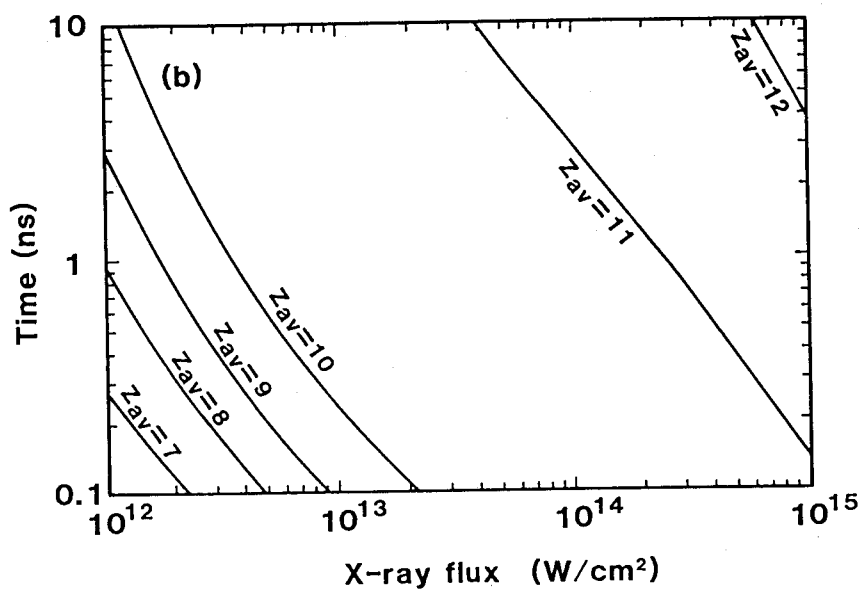
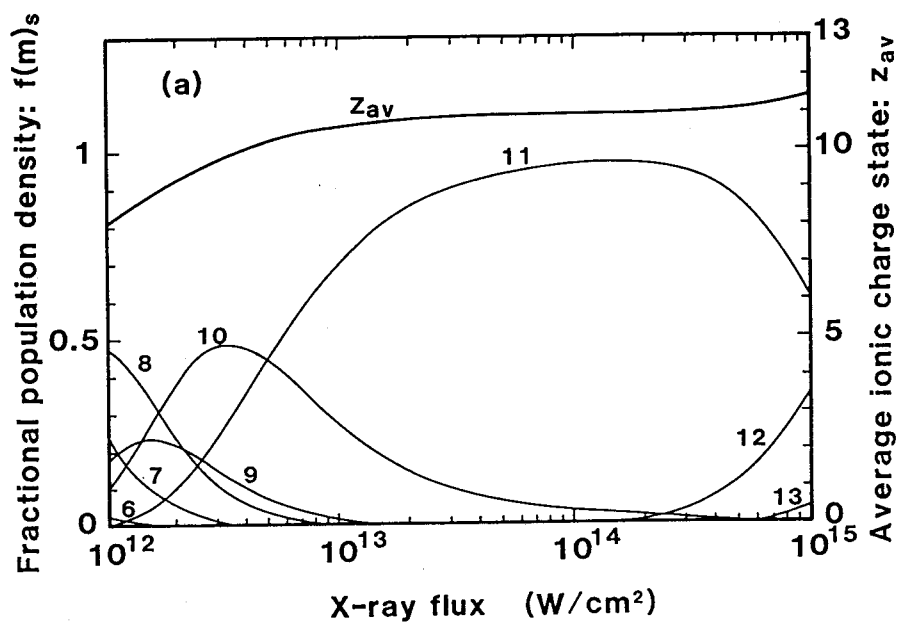


図 3 - 6 (a) アルミニウムイオンの電離状態
(b) アルミニウムイオンの平均電離度

$$A_1 = 2.09 \times 10^{-2} t_{ns}^{-0.250} \quad (3-27a)$$

$$A_2 = 0.552 t_{ns}^{-0.037} \quad (3-27b)$$

$$A_3 = 3.86 \times 10^5 t_{ns}^{-0.154} \quad (3-27c)$$

$$A_4 = 0.728 t_{ns}^{-0.020} \quad (3-27d)$$

$$A_5 = 5.27 t_{ns}^{-0.061} \quad (3-27e)$$

$$A_6 = 0.899 t_{ns}^{-0.005} \quad (3-27f)$$

ここで、 t_{ns} はns単位の時刻である。式(3-24)–(3-27)に示した比例則は平均電離度が $10 \leq z_{av} \leq 11$ の範囲で適用可能である。図3-6(b)に、平均電離度の等高線を時刻と強度との関数として示す。

3-2-6 軟X線駆動アブレーションによるフォイル加速

3-2-6では、軟X線駆動アブレーションによるペレット爆縮において重要なプロセスであるロケット加速について議論する。レーザー駆動アブレーションと比較して、軟X線駆動アブレーションは図3-5に示したようにその音速点密度が高いことで特徴づけられ、このことにより大きな質量噴出率を示すことになる。従って、フォイルのロケット加速を考える場合、加速が起こる前（衝撃波が伝播している間）および加速している間の噴出質量を考慮に入れなくてはならない。以下では、1次元板状モデルを用いて定常アブレーションによるフォイルのロケット加速を議論する。アブレーションのパラメータの時間依存性は弱いため、およびこの議論の目的は軟X線駆動アブレーションの特徴を明らかにすることであるため、ここでは議論を定常アブレーションモデルによって進める。

アブレーションなフォイル加速を2つの過程に分けて考える。その2つとは衝撃波伝播過程（ $0 \leq t \leq t_1$ ）とロケット加速過程（ $t_1 \leq t \leq t_2$ ）とである。ここ

で、時刻 $t = 0$ はアブレーションの開始時刻、時刻 $t = t_1$ は衝撃波フロントがフォイル裏面に到達する時刻、および時刻 $t = t_2$ はフォイル全体がバーンスルーする時刻である。実験室系において、衝撃波のフロント速度 U_{shock} およびフロント後方の流速 $U_{particle}$ は次式で表される。⁴⁾

$$U_{shock} = \mu \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} C_s \quad (3-28)$$

$$U_{particle} = (\mu-1) \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} C_s \quad (3-29)$$

式(3-28)(3-29)より、次に示す関係が得られる。

$$\begin{aligned} t_1 &= \Delta x_0 / U_{shock} \\ &= \frac{\Delta x_0}{\mu} \left[\frac{4\mu-1}{5\alpha(2-\alpha)} \right]^{1/2} \frac{1}{C_s} \end{aligned} \quad (3-30)$$

$$x(t_1) = 0 \quad (3-31)$$

$$\begin{aligned} V(t_1) &= U_{particle} \\ &= (\mu-1) \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} C_s \end{aligned} \quad (3-32)$$

ここで、 Δx_0 はフォイルの初期厚さ、 $x(t_1)$ は時刻 t_1 におけるフォイルの質量中心の位置、 $V(t_1)$ は時刻 t_1 におけるフォイルの速度である。

時刻 t_1 より後、フォイル全体は次のロケット方程式に従って加速される。

$$\frac{dV}{dt} = \frac{P_a}{M_0 - \dot{m}t} \quad (3-33)$$

ここで M_0 はフォイルの初期質量面密度 ($M_0 = \rho_0 \Delta x_0$, ρ_0 は固体密度)、 P_0 はアブレーション圧力である。式 (3-33) を時刻 $t = t_1$ における初期条件のもとに解くと、時刻 t ($t_1 \leq t \leq t_2$) におけるフォイルの位置について次の関係が得られる。

$$x(t) = \{(\mu-1) \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} + (2-\alpha)\} C_s(t-t_1) \\ + (2-\alpha) C_s(t_2-t) \ln[(t_2-t)/(t_2-t_1)] \quad (3-34)$$

ここで、 $\ln$ は自然対数を表す。時刻 $t = t_2$ はフォイルのバーンスルー時刻であり、次式で与えられる。

$$t_2 = M_0 / \dot{m} \\ = \Delta x_0 / (\alpha \mu C_s) \quad (3-35)$$

時刻 t がバーンスルー時刻 t_2 に近づいた時のことを考えると、式 (3-34) から、フォイルの位置がある有限の値へ近づいていくことがわかる。フォイルの最大加速距離 $x(t=t_2)$ は、式 (3-34) で $t = t_2$ の極限值をとることにより、

$$x(t=t_2) = \frac{\Delta x_0}{\alpha \mu} \{ (2-\alpha\mu) - (4-\mu) \left[\frac{\alpha(2-\alpha)}{5(4\mu-1)} \right]^{1/2} \} \quad (3-36)$$

と得られる。強い衝撃波を仮定すると ($\mu=4$)、式 (3-36) は次の簡単な関係式となる。

$$x(t=t_2) = \Delta x_0 [1 / (2\alpha) - 1] \quad (3-37)$$

ここで、 $\Delta x_0 = m t_2 / \rho_0$ である。式(3-37)は、フォイルの厚さ Δx_0 が与えられた時、その最大加速距離 $x(t=t_2)$ が音速点とアブレーションフロントとの密度比 $\alpha (= \rho_s / \rho_0)$ のみで表されることを示している。

レーザー駆動アブレーションでは、音速点が入射レーザー光の臨界密度点近傍に存在すると考える。^{14,15)}レーザー駆動アブレーションの音速点が完全電離プラズマの臨界密度点に等しいと仮定すると、1次元フォイル加速のアスペクト比(最大加速距離とフォイルの初期厚さとの比) $1/(2\alpha)-1$ はレーザー波長から評価することができる。例えば、レーザー波長を $0.53 \mu\text{m}$ 、アブレーター物質をアルミニウムとすると、1次元フォイル加速のアスペクト比 $x(t=t_2)/\Delta x_0$ が約390と評価される。軟X線駆動アブレーションでは、音速点密度がレーザー駆動アブレーションの場合に比べて高いので、1次元フォイル加速のアスペクト比が小さくなる。例えば、図3-5に示されたX線強度 $S_x = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合を考えると、アスペクト比は25となり、X線のパルス幅を 1 ns とすると、 $t_2 = 1 \text{ ns}$ として、最大加速距離 $x(t=t_2)$ は約 $200 \mu\text{m}$ となる。図3-7にアルミニウムの軟X線駆動アブレーションによるフォイル加速における最大加速距離を時間とX線強度との関数として等高線表示する。計算条件は、比例則を導いたときと同じである。また図3-7には、アブレーション圧力の等高線も合わせて示した。ここで議論した最大加速距離は、X線強度とパルス幅とが与えられた時に、燃料ペレット半径の目安となるものである。

入射X線強度が非常に高い場合を考えてみる。この時物質中を伝播する電離波の速度(電離バーンスルーフロント伝播速度)が、そのフロントにて局所的な音速を越えると流体運動は電離バーンスルーフロントの伝播に追従できなくなり、ディフラグレーション波が形成されなくなる。ディフラグレーション波が形成されないということは、亜音速流領域が存在しなくなるということであり、この時ロケット方程式に従ったフォイル加速が不可能となる。このような入射X線強度の上限を評価するために、弱い衝撃波を仮定して($\mu=1$)、 $\rho_s/\rho_0=1$ となる条件を計算した。計算結果は図3-7中に破線で示した。この破線よりも高強度側(図3-7中に斜線で示した領域)ではディフラグレーション波の形成が不可能となる。日本の Mochizuki¹⁶⁾によってアルミニウムに対するこの限界X線強度が $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ と評価されており、この値は図3-7に示した値に比べて非常に小さい。この主たる原因

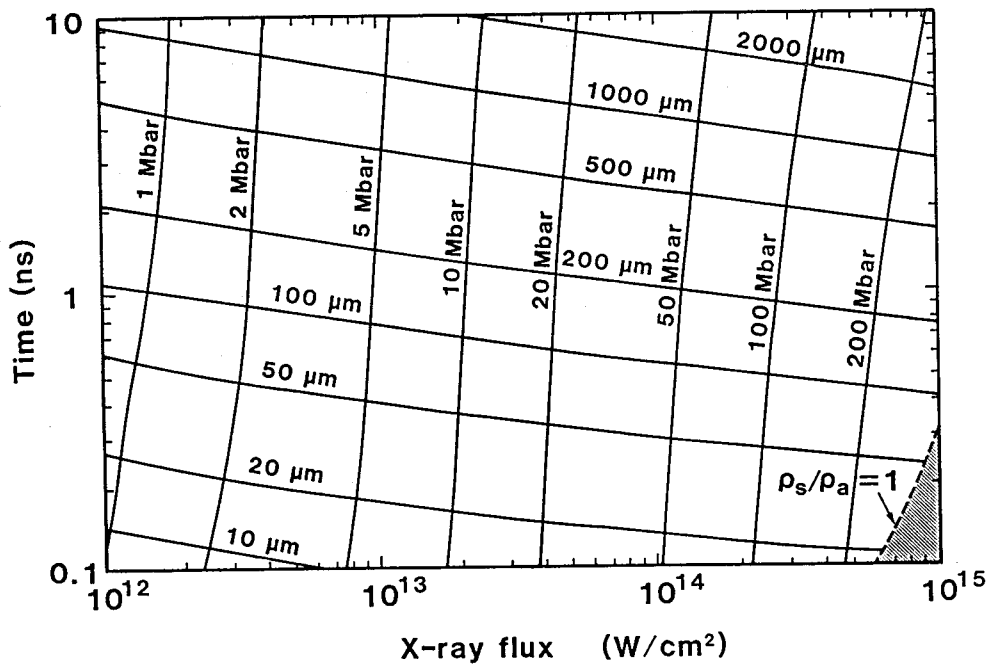


図3-7 最大加速距離とアブレーション圧力

は、彼らの評価ではプラズマの温度が入射X線の輻射温度に等しいと仮定し、そのときのプラズマの平均電離度 z_{av} を、 $z_{av}^2 I_H = T$ (I_H は水素原子の電離ポテンシャル、 T はプラズマの温度) で評価していることにある。この評価方法では、X線強度 $S_x = 2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ において平均電離度が $z_{av} = 3$ にしかない。これは図3-6(b)に示した平均電離度に比べて非常に小さい。平均電離度の過小評価は、電離波の伝播に消費されるエネルギー流束の過小評価を導き、すなわち電離波の伝播速度の過大評価を導く。結果的に、この平均電離度の評価方法の違いが、非常に小さな限界X線強度を導くことになる。

3-2-7 仮定の妥当性に関する検討および考察

[1] 準定常状態

§ 3-2で述べたモデルは準定常ディフラグレーションを仮定している。ここでは、計算結果がこの仮定と自己無撞着であることを示す。アブレーションのパラメ

一タのうち、アブレーションの特性を大きく支配しているのは音速点密度である。アルミニウムを低Z物質の代表として考えると、音速点密度の時間依存性は式(3-24)(3-27a)で示されるように $t^{-0.250}$ 程度である。これは時間変化が非常に緩やかであることを示しており、準定常状態近似と自己無撞着である。

[2] 電子熱伝導

§ 3-2 で述べたモデルでは、音速点において電子による熱流束が輻射によるエネルギー流束に比べ十分小さいと仮定している。ここでは計算結果がこの仮定と自己無撞着であることを示す。定常・一温度モデルでは電子による熱流束 q^e は、 $q^e = -\kappa dT/dx$ と表される。ここで、 T は温度であり、 κ は電子による熱伝導率で、 $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$ と書ける。¹⁷⁾ 音速点近傍における温度勾配 dT/dx は次式によって表される。

$$\frac{dT}{dx} = \frac{2m_i C_s}{(Z_{av} + 1)t} \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho}\right)$$

従って、音速点近傍における電子による熱流束は次式によって表される。

$$-q^e_s = 4.04 \times 10^6 \frac{T^{5/2} m_i C_s}{Z_{av}(Z_{av} + 1)t} \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho}\right) \quad (3-38)$$

ここで、 q^e_s は W/cm^2 単位、 T は eV 単位、 m_i は原子質量単位、 C_s は 10^7 cm/s 単位、 t は ns 単位である。音速点近傍では $1 - \rho_s/\rho \ll 1$ であるから、音速点における電子による熱流束と輻射によるエネルギー流束との比を次式によって評価した。

$$\frac{q^e_s}{q^r_s} \ll \frac{4.04 \times 10^6 [T^{5/2} m_i C_s] / [Z_{av}(Z_{av} + 1)t]}{\tau_2 S_x} \quad (3-39)$$

ここで、 S_x は W/cm^2 単位である。X線強度 $10^{12} \leq S_x \leq 10^{15}$ W/cm^2 、時刻 $0.1 \leq t \leq 10$ ns の範囲において、式(3-39)の右辺の最大値は0.124と計算された。すなわち、

$q''_s/q'_s \ll 0.124$ である。従って、計算結果は電子による熱流束に関する仮定と自己無撞着である。

〔3〕高密度効果

モデル計算を行う際に、音速点における典型的なイオン数密度として $n_i = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、温度として $T = 100 \text{ eV}$ を考え、いくつかの仮定を行った。すなわち、電離ポテンシャルの低下、二電子性再結合過程、および束縛-束縛遷移吸収を無視して計算を行った。図3-5に示した計算結果から、典型的な密度、温度は初めに考えたものと比較して高いことがわかる。ここではX線強度 $S_x = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ における値、すなわち $n_i = 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T = 250 \text{ eV}$ 、 $z_{sv} = 11$ を典型的な値として考え、これらが計算結果に及ぼす影響を考察する。

新しく設定された典型的なパラメータに対して計算される電離ポテンシャルの低下は62 eVである。¹⁸⁾ 電離度 $z = 11$ における電離ポテンシャル2070 eV⁸⁾ であるから、ポテンシャルの低下は無視できる。典型的なパラメータはイオン球モデルが適用できる領域であり、ポテンシャルの低下は $\rho_s^{1/3}$ に比例する。¹⁸⁾ 10^{14} W/cm^2 を越えるX線強度では、音速点密度がさらに高くなりポテンシャルの低下が大きくなるが、同時にイオンの電離がさらに進んで電離ポテンシャルも大きくなる。結局、X線強度 $10^{12} \leq S_x \leq 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 、時刻 $0.1 \leq t \leq 10 \text{ ns}$ の範囲においてはポテンシャルの低下は無視できる。

典型的なイオン数密度は初めに考えたものに比べて50倍高い。この違いは二電子性再結合過程の重要性をさらに小さくするものである。¹⁹⁾ 従って、二電子性再結合過程を無視したことは、さらに正当化される。

典型的な密度が初めに考えていたものに比べて高いということは、束縛-束縛遷移吸収の重要性を高めることになる。高密度プラズマにおいては、束縛-束縛遷移による吸収ラインがシュタルク効果によって広い幅を持つようになる。¹²⁾ 吸収ラインが広い幅を持つようになると、スペクトル積分したX線透過率にも影響を及ぼすようになる。すなわちプラズマの高密度効果は、希薄波領域のX線透過率 τ_2 を小さくする方向に働く。透過率 τ_2 が小さくなると図3-2からわかるように $\tau_1 = \tau_2$ を満たす音速点密度 ρ_s が小さくなる。X線強度 S_x は概ね $\rho_s C_s^3$ に比例する。すなわ

ち、X線強度 S_x が与えられているときは、 $C_s \sim \rho_s^{-1/3}$ である。質量噴出率 $\dot{m}$ およびアブレーション圧力 P_a は概ね、 $\dot{m} \sim \rho_s C_s$ 、 $P_a \sim \rho_s C_s^2$ であるから、 $C_s \sim \rho_s^{-1/3}$ を用いて、 $\dot{m} \sim \rho_s^{2/3}$ 、 $P_a \sim \rho_s^{1/3}$ となる。従って、§3-2で述べた計算結果 (ρ_s , $\dot{m}$, P_a に関して) は、X線強度が 10^{14} W/cm² 程度ではやや過大評価になっていると考えられる。

[4] 光電離効果

§3-2で述べたモデル計算においては、電離状態を計算するときに光電離の効果を見逃している。ここではその影響について議論する。光電離の効果を入れた定常状態の衝突-輻射モデルでは、電離度 z と $z+1$ とのイオンのポピュレーション密度の比は次式で与えられる。

$$\frac{f(z+1)}{f(z)} = \frac{S_o(z) + S_{ph}(z) / n_o}{n_o \alpha_o(z+1) + \alpha_{ph}(z+1)} \quad (3-40)$$

ここで、 S_o は衝突電離係数、 S_{ph} は光電離係数、 α_o は三体衝突再結合係数、 α_{ph} は輻射再結合係数、 n_o は電子数密度である。光電離係数 S_{ph} は次式で表される。

$$S_{ph}(z) = \int \sigma_{ub}^{b-f}(z) \frac{c U_\nu}{h \nu} d\nu \quad (3-41)$$

ここで、 $\sigma_{ub}^{b-f}(z)$ は、周波数 ν における束縛-自由遷移吸収の吸収断面積、 c は光速、 U_ν は分光輻射エネルギー密度、 $h \nu$ は周波数 ν における光子エネルギーである。光電離の重要性は、式 (3-40) からわかるように $S_{ph}(z) / n_o$ と $S_o(z)$ との比で決まる。衝突電離係数 $S_o(z)$ は、 $\exp[-I(z)/T_o]$ という項を含んでおり ($I(z)$ は電離ポテンシャル、 T_o は電子温度)、⁷⁾ その大きさは電離ポテンシャル $I(z)$ と電子温度 T_o との比に強く依存する。すなわち、比 $I(z)/T_o$ が大きい場合に (この時 $S_o(z)$ が小さくなる) 光電離の重要性が増してくる。アルミニウムを考えた場合、K殻電子のみが残ったときだけその影響を考える必要が生じてくる。すなわち、図

3-6(b)において $z_{0,v} \geq 11$ の領域では光電離の影響が現れてくる可能性がある。

ここでは、主要なパラメータである音速点密度 ρ_s 、質量噴出率 $\dot{m}$ 、およびアブレーション圧力 P_a に対する影響を評価するために、光電離の効果を近似的に取り扱った計算を行った。計算では、分光輻射エネルギー密度 U_U を、 $U_U = S_U / c$ (S_U は入射X線の分光輻射エネルギー流束) で近似した。この近似は極端に光学的に薄いプラズマの場合に相当し、これは Subcritical Deflagration と矛盾するものではない。計算の結果、X線強度 $10^{12} \leq S_x \leq 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 、時刻 $0.1 \leq t \leq 10 \text{ ns}$ の範囲において、光電離が ρ_s 、 $\dot{m}$ 、および P_a に及ぼす影響は無視できるものであった(計算結果の違いは、光電離効果を入れた場合と入れない場合とで約10%以内であった)。これは、定性的には次のように説明される。光電離は電離を促進し、従って電離に消費されるエネルギー流束 S_{ion} を増加させる。ある値の密度とX線強度とに対し、プラズマの温度と電離状態とは式(3-11)に示されたエネルギー保存則に従わなくてはならない。従って光電離は、その影響を無視したときに比べて大きな S_{ion} と小さな $\rho_s C_s^3$ とを導く。その結果、式(3-12)で決まる透過率 τ_1 に与える影響は顕著なものとはならない。また光電離は電離を促進するため束縛-自由遷移吸収を減少させるが、逆に自由-自由遷移吸収を増加させる。従って式(3-13)で決まる透過率 τ_2 に与える影響も顕著なものとはならない。結果的に、関係式 $\tau_1 = \tau_2$ に対する解に与える影響は小さい範囲に留まり、従って主要なパラメータ ρ_s 、 $\dot{m}$ 、 P_a に与える影響は無視し得るものとなる。

[5] 自発光X線

§3-2で取り扱ったモデルでは、X線で加熱されたプラズマによる自発光X線は考慮に入れていない。しかし、実際にはX線で加熱されたプラズマはX線を放射し、そのアブレーションの振舞いに影響を与える場合がある。プラズマの熱エネルギーから輻射エネルギーへの変換効率は、ディフラグレーション領域の構造に強く依存する。しかし、§3-2で述べたモデルは音速点およびプラズマと真空との境界におけるエネルギーバランスのみを扱っており、ディフラグレーション領域の構造はモデル計算の扱う範囲を越えている。従って、3-2-7 [5] では自発光X線の効果についてのみ議論する。

図3-8は音速点およびプラズマと真空との境界におけるエネルギー流束を示したものである。プラズマと真空との境界において、 S_x は入射するX線エネルギー流束、 $\eta_x S_x$ はプラズマの自発光X線によって外へ出ていくエネルギー流束であり、 η_x はX線再放射効率である。すなわち、プラズマに入っていく正味のエネルギー流束は $(1-\eta_x)S_x$ で表される。また音速点において、 $\tau_2 S_x$ は入射X線の透過成分による内向きのエネルギー流束、 S_{SE1} および S_{SE2} はそれぞれ自発光X線による内向きおよび外向きのエネルギー流束である。すなわち、音速点における内向きの正味のエネルギー流束は $\tau_2 S_x + (S_{SE1} - S_{SE2})$ と表される。これらより、音速点におけるエネルギーバランスは、 $\tau_2 S_x + (S_{SE1} - S_{SE2}) = \tau_1 (1-\eta_x) S_x$ となる。

$|S_{SE1} - S_{SE2}| \ll \tau_2 S_x$ が成り立つとき、Subcritical-limit 近似は成り立ち、音速点におけるエネルギーバランスの式は $\tau_2 = \tau_1 (1-\eta_x)$ となる。従って、ここで議論すべきは $|S_{SE1} - S_{SE2}|$ が $\tau_2 S_x$ に比べ無視できない場合である。

初めに、 $S_{SE1} \gg S_{SE2}$ の場合について議論する。第1章§1-2で述べたように $\tau_2 S_x \ll S_{SE1} - S_{SE2}$ の場合、ディフラグレーション波は自発光X線で駆動されていることになり、これを Supercritical Deflagration と呼ぶ。ここでは、Subcritical Deflagration から Supercritical Deflagration へ変わる条件について議論する。希薄波領域を等温膨張と考えると、次の関係が成り立つ。

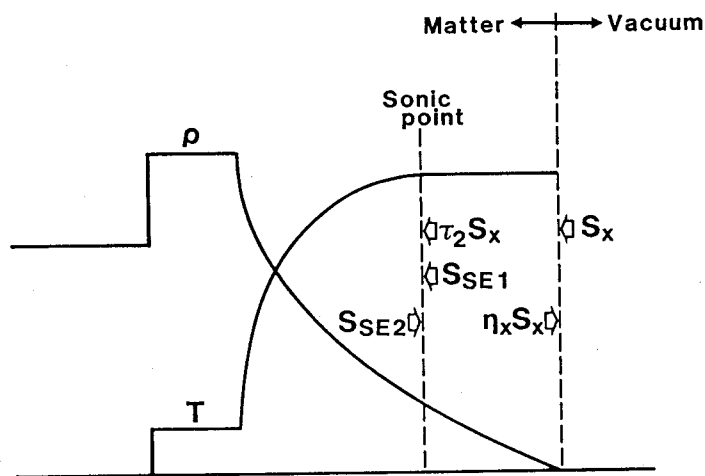


図3-8 自発光X線によるエネルギー流束

$$S_{SE1} - S_{SE2} \simeq S_{SE1} \lesssim \eta_x S_x \quad (3-42)$$

Supercritical Deflagration において、音速点でのエネルギーバランスは

$$\tau_1(1 - \eta_x) S_x = S_{SE1} - S_{SE2} \quad (3-43)$$

となる。式 (3-12) より $\tau_1 \simeq 3/4$ とすると、式 (3-42) (3-43) より次の関係を得る。

$$(3/4)(1 - \eta_x) \lesssim \eta_x \quad (3-44)$$

式 (3-44) を満足するためには、 $3/7 \lesssim \eta_x$ でなくてはならない。すなわち $3/7 \lesssim \eta_x$ が Subcritical Deflagration から Supercritical Deflagration に変わる目安と言える。文献(1)では、この条件を $3\rho_s C_s^3 = \sigma T_s^4$ (σ はステファン・ボルツマン定数) で与えている。この条件は、 $\tau_1(1 - \eta_x) S_x = S_{SE1}$ と等価であり、式 (3-43) に相当する。実際には $S_{SE1} < \sigma T_s^4$ であり、文献(1)から導かれる条件は、やや低めの T_s となる。Supercritical Deflagration の極限的な状態を想定した Ablative Heat Wave モデルでは、金プラズマの X 線再放射効率に関して次の関係が得られており、実験とも良い一致を示している。^{2,20)}

$$\eta_x = \frac{2.87 S_{HW13}^{3/13} t_{ns}^{8/13}}{1 + 2.87 S_{HW13}^{3/13} t_{ns}^{8/13}} \quad (3-45)$$

ここで、 $S_{HW13} = (1 - \eta_x) S_x$ は 10^{13} W/cm² 単位での正味の入射エネルギー流束である。式 (3-45) より、 $S_{HW} = 10^{13}$ W/cm²、 $t = 1$ ns の場合、 $\eta_x = 0.74$ が得られる。これは上で導いた $3/7 \lesssim \eta_x$ を満たしている。

次に、 $S_{SE1} \ll S_{SE2}$ の場合について議論する。この場合、ディフラグレーション波は入射 X 線の透過成分によって駆動されている。すなわち物理的には Subcritical Deflagration であり、音速点におけるエネルギーバランスは次式のようなになる。

$$\tau_2 S_x = \tau_1 (1 - \eta_x) S_x + (S_{SE2} - S_{SE1}) \quad (3-46)$$

しかし、音速点において自発光X線によるエネルギー流束 $S_{SE2} - S_{SE1}$ が流体運動に消費されるエネルギー流束 $\tau_1 (1 - \eta_x) S_x$ と同程度になった場合、アブレーションの振舞いは自発光X線によって著しい影響を受けることが考えられる。すなわち、著しい影響を受ける条件として、

$$\tau_1 (1 - \eta_x) S_x \lesssim S_{SE2} - S_{SE1} \quad (3-47)$$

を考えることができる。希薄波領域は等温膨張で、ディフラグレーション領域よりも高温であるとして次の関係式を得る。

$$S_{SE2} - S_{SE1} \simeq S_{SE2} \lesssim \eta_x S_x \quad (3-48)$$

式(3-12)より $\tau_1 \simeq 3/4$ とすると、式(3-47)(3-48)より次の関係式を得る。

$$(3/4)(1 - \eta_x) \lesssim \eta_x \quad (3-49)$$

式(3-49)を満足するためには、 $3/7 \lesssim \eta_x$ でなくてはならない。レーザー生成プラズマにおけるX線発生を考えた場合、高温で低密度の希薄波領域よりも、むしろやや低温で高密度のディフラグレーション領域で主としてX線が発生する。^{21, 22)} すなわち、 $S_{SE1} \ll S_{SE2}$ の場合の議論が適用できる。紫外レーザーを用いたレーザー駆動アブレーションに関する最近の研究結果によると、金フォイルのアブレーションの振舞いは、アルミニウムフォイルのそれとは大きく異なる。^{23, 24)} 入射する紫外レーザー光からX線エネルギーへの変換効率は、アルミニウムプラズマでは20%程度であるのに対して金プラズマでは60%を越える。²⁵⁾ これらの実験的な研究結果は、上述の議論と一致するものである。

3-2-8 まとめ

§ 3-2 では、低 Z プラズマの軟 X 線駆動アブレーションに関して、その主要なパラメータ（音速点密度、質量噴出率、アブレーション圧力）を計算するモデルについて述べた。ここで述べたモデルは、本質的には Nozaki と Nishihara と¹⁾によって名付けられた Subcritical Deflagration および Dustonら²⁶⁾が指摘した電離バーンスルーの概念に基づくものである。モデルではディフラグレーション領域の構造については考慮せず、音速点およびプラズマと真空との境界におけるエネルギーバランスを扱った。主要なパラメータである音速点密度は、流体運動の保存則と X 線の透過特性とが無撞着となるように決定し、その値から質量噴出率、アブレーション圧力を導いた。

本節で得られた成果について以下にまとめる。

(1) X 線強度 $10^{12} - 10^{13}$ W/cm²、X 線パルス幅 0.4-1 ns の範囲において、モデル計算の結果は実験結果と良く一致した。

(2) 基礎実験で最も良く使われるアルミニウムについて、軟 X 線駆動アブレーションの主要なパラメータに関する比例則を示した【式(3-24)-(3-27)】。

(3) フォイルの 1 次元ロケット加速について、そのアスペクト比（最大加速距離とフォイル初期厚さとの比）が音速点とアブレーションフロントとの密度比で表せることを示し【式(3-37)】、軟 X 線駆動アブレーションの特徴の 1 つとして、このアスペクト比がレーザー駆動アブレーションの場合に比べて小さいことを示した。

(4) 自発光 X 線が軟 X 線駆動アブレーションに著しい影響を及ぼすための必要条件として、 $3/7 \lesssim \eta_x$ (η_x は X 線の再放射効率) を示した。

§ 3-3 自発光 X 線駆動アブレーションモデル

3-3-1 まえがき

本節では、自発光 X 線駆動アブレーションモデルについて述べる。ここで述べる内容は、Pakula と Sigel とによって開発された Ablative Heat Wave モデル²⁾のアルミニウムへの適用例である。低 Z プラズマの軟 X 線駆動アブレーションは、第 1 章 § 1-2 で述べたように時間の経過と共に Ablative Heat Wave へと近づいていくものと考えられる。また、§ 3-2 で述べたモデルではディフラグレー

ション波の構造について考慮しなかったが、Subcritical Deflagration においてもディフラグレーション波の先端（加熱フロント）近傍は音速点近傍に比べて低温・高密度であり、オパシティの高い状態である。そのような領域では自発光 X 線によるエネルギー輸送が入射 X 線の透過成分によるエネルギー輸送よりも重要なプロセスとなり得る。従って、Ablative Heat Wave モデルから導かれる結果は、ディフラグレーション波の先端近傍の様子を知る重要な手がかりとなる。

自発光 X 線駆動アブレーションモデルでは、プラズマに入射する X 線はすべてプラズマと真空との境界において完全に吸収されてしまうと考える。プラズマ中においてはプラズマと輻射とが局所的熱平衡に達しているとして、エネルギー輸送は熱平衡輻射の拡散近似として取り扱う。また、問題を記述する方程式群が自己相似解を持つように、アブレーションフロントの密度は無限に高いと仮定する。アブレーションの主要なパラメータに関して、その比例則は次元解析から求め、その具体的な数値および空間プロファイルは無次元化された連立常微分方程式を解くことによって求まる。3-3-2 ではモデルの内容について説明し、3-3-3 では具体的に物質定数を決める方法について記述する。3-3-4 では、モデルをアルミニウムに適用して得られる結果について述べる。また 3-3-5 では仮定の妥当性について検討し、考察を加える。

3-3-2 自発光 X 線駆動アブレーション

3-3-2 では Pakula と Sigel とが開発した Ablative Heat Wave (AHW) モデル²⁾について述べる。AHW モデルではプラズマ中のエネルギー輸送を非線形熱伝導として扱う。すなわち、熱流束 S を、温度勾配 $\partial T / \partial x$ と熱伝導係数 κ とを用いて、

$$S = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3-50)$$

と表す。熱伝導係数 κ はさらに次のように近似する。

$$\kappa = \kappa_0 T^{\nu} v^{\mu} \quad (3-51)$$

ここで、 κ_0 は物質固有の定数、 T は温度、 v は比体積（単位質量あたりの体積）で $v = 1/\rho$ （ ρ は質量密度）、 ν および μ は物質固有の定数である。エネルギー輸送を熱平衡輻射の拡散近似で扱うことにすると、

$$S = -(16/3)\sigma \ell_R T^3 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3-52)$$

と表せる。⁵⁾ここで、 σ はステファン・ボルツマン定数、 ℓ_R はロッセランド平均吸収長である。ロッセランド平均吸収長を、 A_R 、 j_R 、 μ'_R を物質固有の定数として、

$$\ell_R = A_R T^{j_R} v^{\mu'_R} \quad (3-53)$$

で近似すると、次の関係式が得られる。

$$\kappa_0 = (16/3)\sigma A_R \quad (3-54)$$

$$\nu = j_R + 3 \quad (3-55)$$

$$\mu = \mu'_R \quad (3-56)$$

1次元の平板プラズマにおける質量、運動量、エネルギーの保存則は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0 \quad (3-57)$$

$$\frac{d u}{d t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3-58)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{p}{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S}{\partial x} \quad (3-59)$$

ここで、 u は実験室系でみた流速、 p は圧力、 ε は単位質量あたりの内部エネルギーである。ここで、内部エネルギー ε について、

$$\varepsilon = p v / (\gamma - 1) \quad (3-60)$$

と近似し、また状態方程式を

$$p v = K T^\delta \quad (3-61)$$

で表し、式(3-50)(3-51)の関係を考慮して、座標 x を質量座標

$$m = \int_0^x \rho(x') dx' \quad (3-62)$$

に変換すると、式(3-57)－(3-59)は次のように書き換えられる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0 \quad (3-63)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0 \quad (3-64)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial(pv)}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial m} [(pv)^\lambda v^{\mu-1} \frac{\partial(pv)}{\partial m}] \quad (3-65)$$

ここで、

$$a = \frac{\kappa_0}{\delta K^{(\nu+1)/\delta}} \quad (3-66)$$

$$\lambda = (\nu + 1 - \delta) / \delta \quad (3-67)$$

である。式(3-63)–(3-65)を支配する次元パラメータは、 m , t , a および境界条件である。プラズマと真空との境界に対する境界条件を、境界におけるプラズマの内部エネルギー ε_v で与え、

$$W_v = (\gamma - 1) \varepsilon_v = W_v \cdot t^\tau \quad (3-68)$$

として与えることにする。ここで $W_v \cdot$ は時間的に一定な次元パラメータである。式(3-63)–(3-65)が自己相似解を持つためには、プラズマと固体との境界に対する境界条件で次元パラメータが現れてはならない。そこで、固体密度はプラズマの特徴的な密度に比べて十分大きいとして、プラズマと固体との境界に対する境界条件を、 $v=0$, $T=0$, $u=0$ とする。固体密度を無限大とすることによって、式(3-63)–(3-65)は自己相似解を持つことができる。

式(3-63)–(3-65)を無次元化するための無次元パラメータ ξ を

$$\xi = m t^{\tau_\xi} a^{\alpha_\xi} W_v \cdot \omega_\xi \quad (3-69)$$

とする。ここで、

$$\tau_\xi = \frac{-\mu - \tau[\lambda + (\mu - 1)/2]}{\mu + 1} \quad (3-70)$$

$$\alpha_\xi = -1/(\mu + 1) \quad (3-71)$$

$$\omega_{\xi} = \frac{1 - 2\lambda - \mu}{2(\mu + 1)} \quad (3-72)$$

である。プラズマと真空との境界は $\xi = 0$ であり、プラズマと固体との境界は $\xi = \xi_r$ である。問題を支配している次元パラメータ m, t, a, W_v に対して、他のパラメータを有次元部分と無次元部分との積として表すと次のように書ける。

$$u(m, t) = u_1(t) U(\xi) \quad (3-73)$$

$$v(m, t) = v_1(t) V(\xi) \quad (3-74)$$

$$p(m, t) = p_1(t) P(\xi) \quad (3-75)$$

$$T(m, t) = T_1(t) T(\xi)$$

$$= (p_1 v_1 / K)^{1/\delta} (P V)^{1/\delta} \quad (3-76)$$

$$S(m, t) = S_1(t) S(\xi)$$

$$= a (p_1 v_1)^{\lambda+1} v_1^{\mu-1} (\xi_r / m_r) [-(P V)^{\lambda} V^{\mu-1} \frac{\partial (P V)}{\partial \xi}] \quad (3-77)$$

式(3-73)–(3-77)の有次元部分は次元解析によって求めることができ、その結果は次のようになる。

$$u_1(t) = W_v^{1/2} t^{\tau/2} \quad (3-78)$$

$$v_1(t) = (a^{-1} W_v^{1-\lambda} t^{1-\tau(\lambda-1)})^{1/(\mu+1)} \quad (3-79)$$

$$p_1(t) = (a W_v \cdot t^{\lambda + \mu} t^{\tau(\lambda + \mu) - 1})^{1/(\mu + 1)} \quad (3-80)$$

$$T_1(t) = (W_v \cdot t^{\tau} K^{-1})^{1/\delta} \quad (3-81)$$

$$S_1(t) = (a W_v \cdot t^{\lambda + (3\mu + 1)/2} t^{\tau[\lambda + (3\mu + 1)/2] - 1})^{1/(\mu + 1)} \quad (3-82)$$

式(3-73)～(3-77)の無次元部分を求めるには、式(3-63)～(3-65)に式(3-73)～(3-82)を代入して無次元化した連立常微分方程式とし、それを解けばよい。無次元化された連立常微分方程式は次のようになる。

$$-\tau_v V - \tau_\xi \xi \frac{dV}{d\xi} + \frac{dU}{d\xi} = 0 \quad (3-83)$$

$$\tau_u U + \tau_\xi \xi \frac{dU}{d\xi} + \frac{dP}{d\xi} = 0 \quad (3-84)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\gamma \tau_v + \tau_p}{\gamma - 1} \right) P V + \frac{\tau_\xi}{\gamma - 1} \xi \frac{d(PV)}{d\xi} + \tau_\xi \xi P \frac{dV}{d\xi} \\ &= \frac{d}{d\xi} [(PV)^\lambda V^{\mu-1} \frac{d(PV)}{d\xi}] \end{aligned} \quad (3-85)$$

ここで、

$$\tau_\xi = \frac{-\mu - \tau[\lambda + (\mu/2) - (1/2)]}{\mu + 1} \quad (3-86)$$

$$\tau_v = \frac{1 - \tau(\lambda - 1)}{\mu + 1} \quad (3-87)$$

$$\tau_p = \frac{\tau(\lambda + \mu) - 1}{\mu + 1} \quad (3-88)$$

$$\tau_u = \tau / 2 \quad (3-89)$$

である。これらを解く際の規格化の条件として、 $T(\xi=0) = 1$ とし、

$$T_v = T_1(t) T(\xi=0) = T_1(t) \quad (3-90)$$

とする。この時境界条件は、 $\xi=0$ にて、 $V=+\infty$, $P=0$, $PV=1$, および $\xi=\xi_f$ にて、 $U=0$, $V=0$, $P=P_f$ となる。 P_f は、 $P(\xi=0)=0$ となるように決められる。式(3-83)–(3-85)は、初期値をプラズマと固体との境界近傍における近似解によって与え、固体側から真空側へ数値計算によって解いていく(詳細は文献(2)に書かれている)。

以下3-3-3では、アルミニウムに対する物質固有の定数について述べ、3-3-4ではそれらの定数を用いてアルミニウムに対するモデル計算の結果を示す。

3-3-3 物質定数

[1] 熱力学的性質

3-3-3 [1] では、内部エネルギーおよび状態方程式に対する近似式(3-60)(3-61)を求める。これらの近似式を得るには、プラズマの密度と温度とを与えた時の圧力 P と内部エネルギー ε とを計算し、適当な密度と温度のパラメータ範囲内でフィッティングを行えばよい。

AHWモデルは局所的熱平衡をその基本的な仮定としている。従って各エネルギー状態のイオン密度を計算するときには局所的熱平衡(LTE)を仮定する。電子はフェルミ気体であると考え、その分布関数はフェルミ・ディラック統計に従うとする。また、3-3-3 [2] でオバシティを計算する際に水素様イオンに対する式を最大限に利用することを考え、平均イオンモデル²⁷⁾を使う。各エネルギーレベルの計算には、Moreの遮蔽水素モデル²⁸⁾を用いる。また圧力電離の効果を入れる

ために Zimmerman と More のモデル²⁹⁾を用いる。高密度効果によるポテンシャル低下はイオン球モデル²⁷⁾により計算する。計算に使用した式を次にまとめる。

$$P_n = \frac{2n^2 d_n}{\exp(\alpha + E_n/T) + 1} \quad (3-91)$$

$$d_n = \frac{1}{1 + (\alpha' r_n^0/R)^\beta} \quad (3-92)$$

$$r_n^0 = a_0 n^2 / Z_n^0 \quad (3-93)$$

$$R = \left(\frac{3}{4\pi N_I} \right)^{1/3} \quad (3-94)$$

$$\alpha = \ln \left[\frac{2}{Z_0 N_I} \left(\frac{2\pi m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \right] \quad (3-95)$$

$$Z_0 = Z - \sum P_n \quad (3-96)$$

$$E_n = -E_H Z_n^2 / n^2 + E_n^0 + E_{low} \quad (3-97)$$

$$Z_n = Z - \sum_{m < n} P_m \sigma(n, m) - (1/2) P_n \sigma(n, n) \quad (3-98)$$

$$E_n^0 = E_H \left[(Z_n / n^2) P_n \sigma(n, n) + 2 \sum_{m > n} (Z_m / m^2) P_m \sigma(m, n) \right] \quad (3-99)$$

$$E_{low} = E_H (Z_0 a_0 / R) \{ (18/5) - \text{Min}[(r_n^0)_{av} / R^2, 1] \} \quad (3-100)$$

$$(r_n^2)_{av} = (a_0 n^2 / Z_n)^2 [(7/4) + (5/4) / n^2] \quad (3-101)$$

式(3-91)はフェルミ・ディラック統計を表す式である。 n は主量子数で、ここでは1から10までを扱った。 P_n は主量子数 n なる状態を占める電子の数である。 T は温度である。 d_n は圧力電離の効果を示すもので式(3-92)で表される。式(3-92)において、 $\alpha'=3$ 、 $\beta'=4$ である。 r_n^0 は中性自由原子における電子殻半径で、ボーア半径 a_0 ($=0.529 \text{ \AA}$)と主量子数 n 、および中性自由原子における遮蔽核電荷 Z_n^0 (式(3-98)を中性自由原子に適用して得られる)を用いて式(3-93)で表される。 R はイオン球半径で式(3-94)で表される。 N_I はイオン数密度である。フェルミエネルギー μ は $\mu=-\alpha T$ とし、 α は式(3-95)で与えられる。式(3-95)で m_e は電子質量、 h はプランク定数である。 Z_0 は平均電離度で式(3-96)で与えられる。 Z は原子番号である。 E_n は主量子数 n なる状態を持つエネルギーで式(3-97)で与えられる。 E_H は水素原子の電離ポテンシャルで13.6 eVである。 Z_n は主量子数 n なる状態から見た遮蔽核電荷で式(3-98)で与えられる。 $\sigma(n,m)$ はMoreの遮蔽定数である。 E_n^0 は外殻にある電子から受ける遮蔽を表し、式(3-99)で与えられる。 E_{low} は高密度効果によるポテンシャルの低下を表し、式(3-100)で与えられる。式(3-100)で $\text{Min}[A,B]$ は、 A と B とでどちらか小さい方を示す。 $(r_n^2)_{av}$ は主量子数 n なる状態の平均2乗半径で式(3-101)で与えられる。計算に際しては、 $n=1-10$ で式(3-91)を1%以内の精度で満足する解を反復によって求めた。

初めに上で述べた式の性能について述べる。図3-9にアルミニウムと金とについて、その電離ポテンシャルを示す。図3-9(a)において白丸($\circ$)は実験値³⁰⁾を、黒丸($\bullet$)は孤立イオンに対する式(3-97)の値を示す。図3-9(b)においては、実線が孤立イオンに対する式(3-97)の値を示し、破線がハートレー・フォック法による計算結果³¹⁾を示す。図3-9からわかるように、遮蔽水素モデルは簡単な式でありながら実験値あるいは詳細な計算結果をよく再現している。図3-10には、アルミニウムと金とについて、その平均電離度の温度依存性を示す。密度は 0.1 g/cm^3 である。図3-10において、破線はトーマス・フェルミモデルによる計算結果³²⁾を、実線は式(3-91)–(3-101)による計算結果を示す。図3-10から、式(3-91)–(3-101)を用いた計算結果は広い温度領域にわたって、トーマス・フェルミモデルによる計算結果をよく再現していることがわかる。

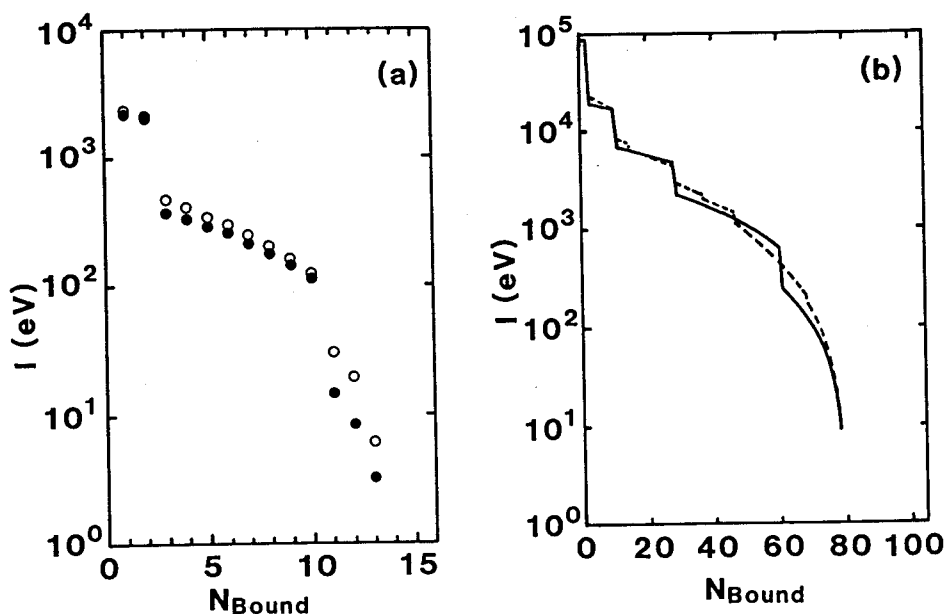


図3-9 孤立イオンの電離ポテンシャル

(a) アルミニウム
 黒丸：式(3-97)による計算値
 白丸：実験値

(b) 金
 実線：式(3-97)による計算値
 破線：ハートレー・フォック法による計算値

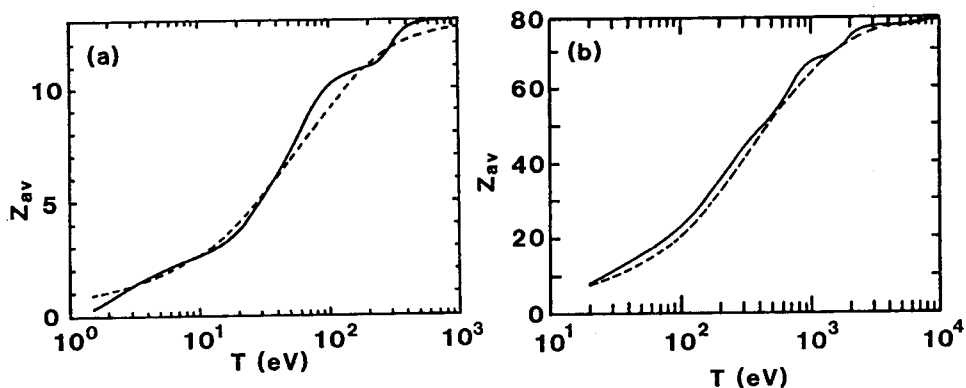


図3-10 平均電離度の温度依存性 ($\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$)

(a) アルミニウム

(b) 金

実線：平均イオンモデルによる計算値

破線：トーマス・フェルミモデルによる計算値

アルミニウムの状態方程式に関する近似は、

$$p v = (Z_0 + 1) \bar{T} / m_i = K T^\delta \quad (3-102)$$

の形で行った。ここで m_i はイオン質量、 K 、 δ は定数である。フィッティングを行ったパラメータ範囲は $\rho = 0.01 - 10 \text{ g/cm}^3$ 、 $T = 3 - 300 \text{ eV}$ である。図3-11に $p v$ に

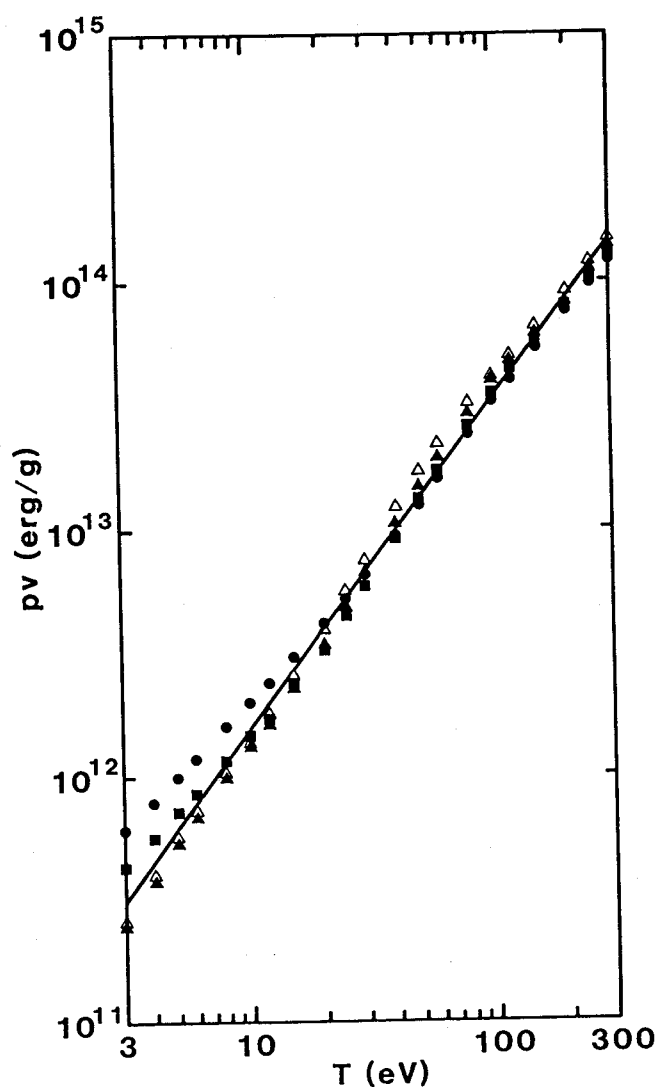


図3-11
アルミニウムの状態方程式
のフィッティング
白三角: $\rho = 0.01 \text{ g/cm}^3$
黒三角: $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$
黒四角: $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$
黒丸: $\rho = 10 \text{ g/cm}^3$

ついて $\rho = 0.01, 0.1, 1, 10 \text{ g/cm}^3$ に対する計算結果と、近似した結果とを示す。
 フィッティングの結果は、次の通りである。

$$K = 4.34 \times 10^{26} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (3-103)$$

$$\delta = 1.34 \quad (3-104)$$

アルミニウムの内部エネルギーに関する近似は、

$$\varepsilon = p v / (\gamma - 1) = K T^{\delta} / (\gamma - 1) \quad (3-105)$$

の形で行った。内部エネルギーは熱エネルギーおよび電離と励起とに使われたエネルギーの総和をとった。式 (3-105) において、 K および δ は式 (3-103) (3-104) の値を用いた。フィッティングを行ったパラメータ範囲は $p v$ の場合と同じである。図 3-12 に ε について $\rho = 0.01, 0.1, 1, 10 \text{ g/cm}^3$ に対する計算結果と、近似した結果とを示す。フィッティングの結果は、次の通りである。

$$\gamma = 1.48 \quad (3-106)$$

[2] 光学的性質

3-3-3 [1] で述べた LTE の平均イオンモデルを用いて、プラズマの吸収特性を計算する。考慮に入れる過程は、自由-自由遷移吸収、束縛-自由遷移吸収、束縛-束縛遷移吸収、トムソン散乱である。

自由-自由遷移吸収によるオパシティ（単位質量あたりの吸収断面積）は、核電荷 Z の完全電離イオンに対して次式で与えられる。²⁷⁾

$$\mu_{ff}(\nu) = \frac{4}{3m_i} \left(\frac{2\pi}{3m_e T} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{h c m_e \nu^3} N_e g_{ff}(\nu) \quad (3-107)$$

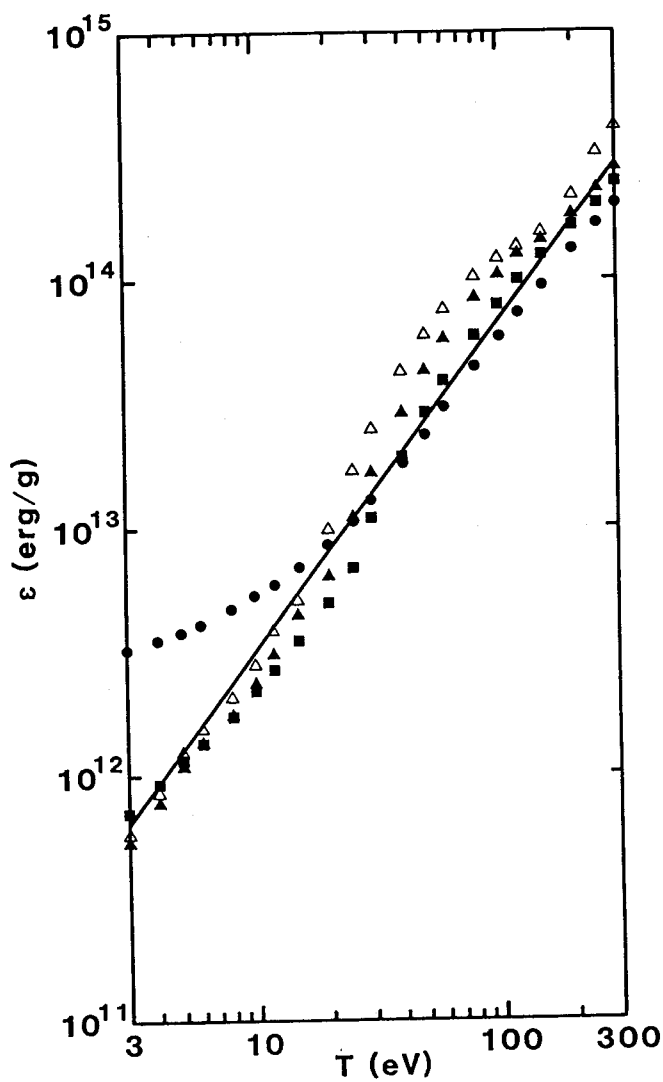


図 3-12
アルミニウムの内部エネルギーのフィッティング
白三角: $\rho = 0.01 \text{ g/cm}^3$
黒三角: $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$
黒四角: $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$
黒丸: $\rho = 10 \text{ g/cm}^3$

ここで、 m_i はイオン質量、 m_e は電子質量、 T は温度、 e は電子電荷、 h はプランク定数、 c は光速、 ν は周波数、 N_e は電子数密度、 $g_{rr}(\nu)$ はガウント因子であり、 $E_H = 13.6 \text{ eV}$ として

$$g_{rr}(\nu) = 1 + 0.1728 [h\nu / (E_H Z^2)]^{1/3} [1 + 2T / (h\nu)] \quad (3-108)$$

である。式(3-107)(3-108)より平均イオンモデルに対して次式を用いる。²⁷⁾

$$\kappa_{eff} = \frac{4\rho}{3m_i^2} \left(\frac{2\pi}{3m_e T} \right)^{1/2} \frac{Z_0^3 e^6 h^2}{c m_e (h\nu)^3} g_{eff}(\nu) \quad (3-109)$$

$$g_{eff}(\nu) = 1 + 0.1728 [h\nu / (E_H Z_0^2)]^{1/3} [1 + 2T / (h\nu)] \quad (3-110)$$

ここで、 Z_0 は式(3-96)で決まる平均電離度、 ρ は質量密度である。さらに、臨界密度を考慮に入れる。電磁波のプラズマ中の分散関係式は

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (3-111)$$

と書かれる。ここで、 ω は電磁波の角周波数、 ω_p は電子プラズマ周波数、 c は真空中の光速、 k は電磁波の波数である。式(3-111)より、波数 k および群速度 $v_g = d\omega/dk$ に対して次式が得られる。

$$k = (\omega/c) [1 - (n_e/n_0)]^{1/2} \quad (3-112)$$

$$v_g = d\omega/dk = c [1 - (n_e/n_0)]^{1/2} \quad (3-113)$$

ここで、 n_e は自由電子の数密度、 n_0 は臨界密度で

$$n_0 = \frac{\pi m_e}{e^2 h^2} (h\nu)^2 \quad (3-114)$$

である。 $n_e < n_0$ の時には式(3-113)に示されるように群速度が $c[1 - (n_e/n_0)]^{1/2}$ となるので、式(3-109)において分母の c を $c[1 - (n_e/n_0)]^{1/2}$ でおきかえる。 $n_e > n_0$ の時には、式(3-112)からわかるように k は虚数となる。虚数の波数に対して電磁波の吸収係数は $2 \operatorname{Im}(k)$ となるから、この時のオパシティは式(3-109)の代

わりに

$$\kappa_{\nu}^{ff} = [(4\pi \hbar \nu) / (hc\rho)] [(n_e/n_0) - 1]^{1/2} \quad (3-115)$$

を用いる。

束縛-自由遷移吸収では、核電荷 Z の水素様イオンにおいて主量子数 k の殻にある電子による吸収断面積は次式で与えられる。²⁷⁾

$$\begin{aligned} \mu^{bf}(k, \nu) &= \frac{64\pi^4 e^{18} m_e Z^4}{3^{3/2} \hbar^6 c \nu^3 k^5} g_{bf}(k, \nu) \quad \text{for } h\nu \geq |E_k| \\ &= 0 \quad \text{for } h\nu < |E_k| \end{aligned} \quad (3-116)$$

$$g_{bf}(k, \nu) = 1 - 0.1728 [h\nu / (E_H Z^2)]^{1/3} [(2/k^2)(E_H Z^2 / h\nu) - 1] \quad (3-117)$$

ここで、 $|E_k|$ は吸収エッジ、 $g_{bf}(k, \nu)$ はガウント因子である。式(3-116)(3-117)より、平均イオンモデルに対して次式を用いる。²⁷⁾

$$\kappa_{\nu}^{bf} = \sum_{|E_k| \leq h\nu} \kappa_{\nu, n}^{bf} \quad (3-118)$$

$$\kappa_{\nu, n}^{bf} = P_n \frac{64\pi^4 e^{18} m_e Z_n^4}{3^{3/2} \hbar^6 c \nu^3 n^5 m_i} g_{bf}(n, \nu) \quad (3-119)$$

$$g_{bf}(n, \nu) = 1 - 0.1728 [h\nu / (E_H Z_n^2)]^{1/3} [(2/n^2)(E_H Z_n^2 / h\nu) - 1] \quad (3-120)$$

束縛-束縛遷移吸収では、主量子数が n から m に変わる遷移に対して、その遷移あたりの吸収断面積は

$$\mu_{nm}(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_{nm} b(\nu) \quad (3-121)$$

と書かれる。²⁷⁾ここで f_{nm} は振動子強度であり、 $b(\nu)$ はラインの形状関数である。平均イオンモデルでは、主量子数 n なる状態に P_n 個の電子が存在し、また主量子数 m なる状態に P_m 個の電子が存在する。そこで主量子数 m なる状態のうち遷移に利用できる割合 Q_m を、

$$Q_m = (2m^2 - P_m) / (2m^2) \quad (3-122)$$

として表し、単位質量あたりの主量子数 n から m への遷移による吸収断面積を

$$\kappa_{unm} = \frac{1}{m_i} \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_{nm} b(\nu) P_n Q_m \quad (3-123)$$

で表す。従って、束縛-束縛遷移吸収によるオパシティは次のように表される。

$$\kappa_{ubb} = \sum_{n=1}^{n_{max}-1} \sum_{m=n+1}^{n_{max}} \kappa_{unm} \quad (3-124)$$

ラインの形状関数 $b(\nu)$ については後で述べる。

トムソン散乱は自由電子による散乱であり、その単位質量あたりの断面積は、

$$\kappa_{es} = \frac{8\pi e^4 Z_0}{3m_0^2 c^4 m_i} \quad (3-125)$$

で表される。

4つの過程を総合したオパシティは、誘導放出による補正を考慮に入れて、

$$\kappa_{utot} = (\kappa_{uff} + \kappa_{ubf} + \kappa_{ubb})[1 - \exp(-h\nu/T)] + \kappa_{es} \quad (3-126)$$

と書かれる。ロッセランド平均オパシティ κ_R とプランク平均オパシティ κ_P とは κ_U^{tot} を用いて次式で計算される。⁵⁾

$$\frac{1}{\kappa_R} = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_U^{\text{tot}}} G_R(u) du \quad (3-127)$$

$$G_R(u) = \frac{15}{4\pi^4} \frac{u^4 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^2} \quad (3-128)$$

$$\kappa_P = \int_0^\infty \kappa_U^{\text{tot}} G_P(u) du \quad (3-129)$$

$$G_P(u) = \frac{15}{\pi^4} \frac{u^3}{e^u - 1} \quad (3-130)$$

$$u = h\nu / T \quad (3-131)$$

オパシティ κ_U^{tot} を計算するためには、束縛-束縛遷移吸収における振動子強度 f_{nm} とラインの形状関数 $b(\nu)$ とを決めなければならない。ここでは、振動子強度 f_{nm} に関しては水素様イオンに対する値を使う。 $m \leq 5$ に関しては文献(33)の数値を使用する。 $m \geq 6$ に対しては次式を使う。¹⁰⁾

$$f_{nm} = \frac{32}{3^{3/2} \pi} \frac{nm^3}{(m^2 - n^2)^3} \quad (3-132)$$

ラインの形状関数 $b(\nu)$ は、半値全幅 ΔE のガウス型とし、 ΔE は他の詳細な計算結果と合わせるための可変パラメータとする。すなわち、 $b(\nu)$ は次式で与えるものとする。

$$b(\nu) = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{2h}{\Delta E} \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{h\nu - E_{nm}}{\Delta E / 2} \right)^2 \right] \quad (3-133)$$

ここで、 E_{nm} は遷移の中心エネルギーで $E_{nm}=E_m-E_n$ である。このような可変パラメータが現れるのは、このモデルで主量子数しか扱っていないこと、およびライン幅への高密度効果を扱わないことによる。ライン幅 ΔE の調節は、アルミニウム、銅、ユーロピウムの3種類の物質に対してロッセランド平均オパシティを計算し、SESAMEオパシティライブラリ³⁴⁾の値と比較することにより行った。図3-13に、密度0.1 g/cm³におけるロッセランド平均オパシティの温度変化を示す。図3-13(a)はアルミニウム、(b)は銅、(c)はユーロピウムに対するロッセランド平均オパシティを示している。図中黒丸(●)はSESAMEオパシティライブラリ³⁴⁾の値で、実線は3-3-3で述べた方法による計算結果である。ライン幅 ΔE は次式により与えた。

$$\Delta E [\text{eV}] = 33.82 + 1.225 \times 10^{-5} Z^{3.785} \quad (3-134)$$

また、図3-14にはユーロピウムに対して、密度0.1, 1, 10 g/cm³の場合のロッセランド平均オパシティの温度変化を示す。図3-14(a)は $\rho=0.1$ g/cm³、(b)は $\rho=1$ g/cm³、(c)は $\rho=10$ g/cm³の場合である。図中の黒丸(●)および実線は図3-13の場合と同じである。図3-13, 3-14から、3-3-3で述べた方法による計算結果は、温度・密度に対するロッセランド平均オパシティの変化に関して、より詳細な計算結果をよく再現することがわかる。また、図3-15に密度0.1 g/cm³、温度100 eVにおけるロッセランド平均オパシティとプランク平均オパシティの原子番号依存性を示す。図中白丸(○)は文献(35)のロッセランド平均オパシティの値、黒丸(●)は文献(34)のロッセランド平均オパシティの値、黒三角(▲)は文献(34)のプランク平均オパシティの値である。3-3-3で述べた方法による計算結果はロッセランド平均オパシティを実線で、プランク平均オパシティを破線で示した。図3-15から、3-3-3で述べた方法は平均オパシティの原子番号依存性に関しても詳細な計算結果をよく再現することがわかる。

アルミニウムのロッセランド平均吸収長に関する近似は、

$$\ell_R = A_R T^{\frac{1}{2}} \mu_R \quad (3-135)$$

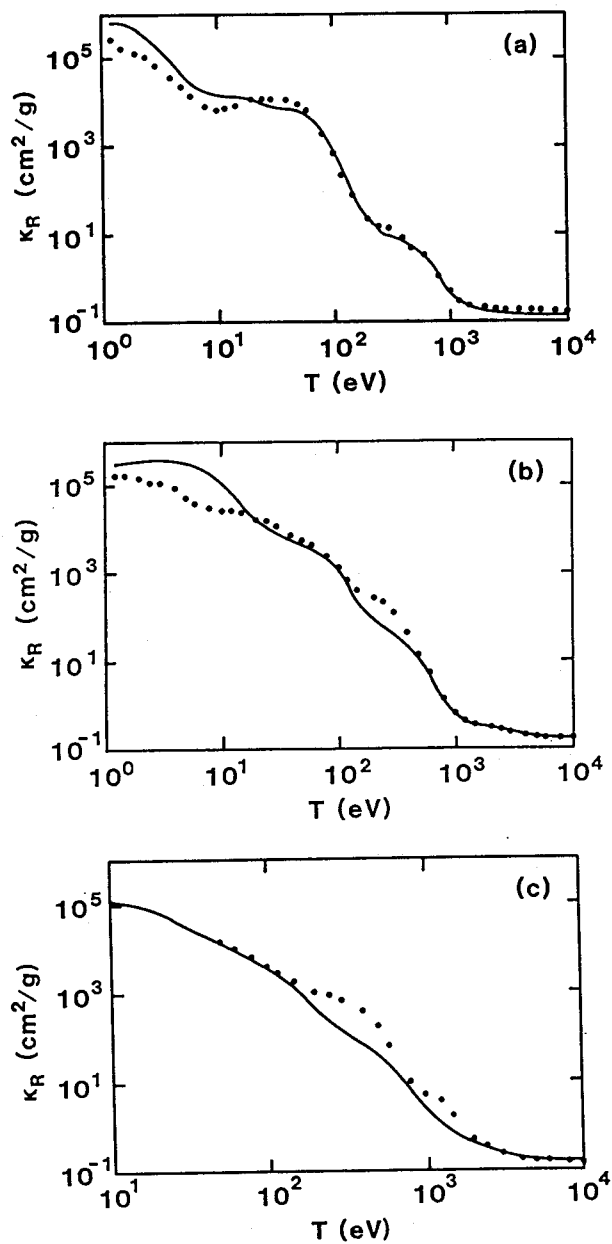


図3-13 ロッセランド平均オパシティの温度依存性 ($\rho=0.1 \text{ g/cm}^3$)
 (a) アルミニウム
 (b) 銅
 (c) ユーロビウム
 実線：平均イオンモデルによる計算値
 黒丸：SESAME opacity library

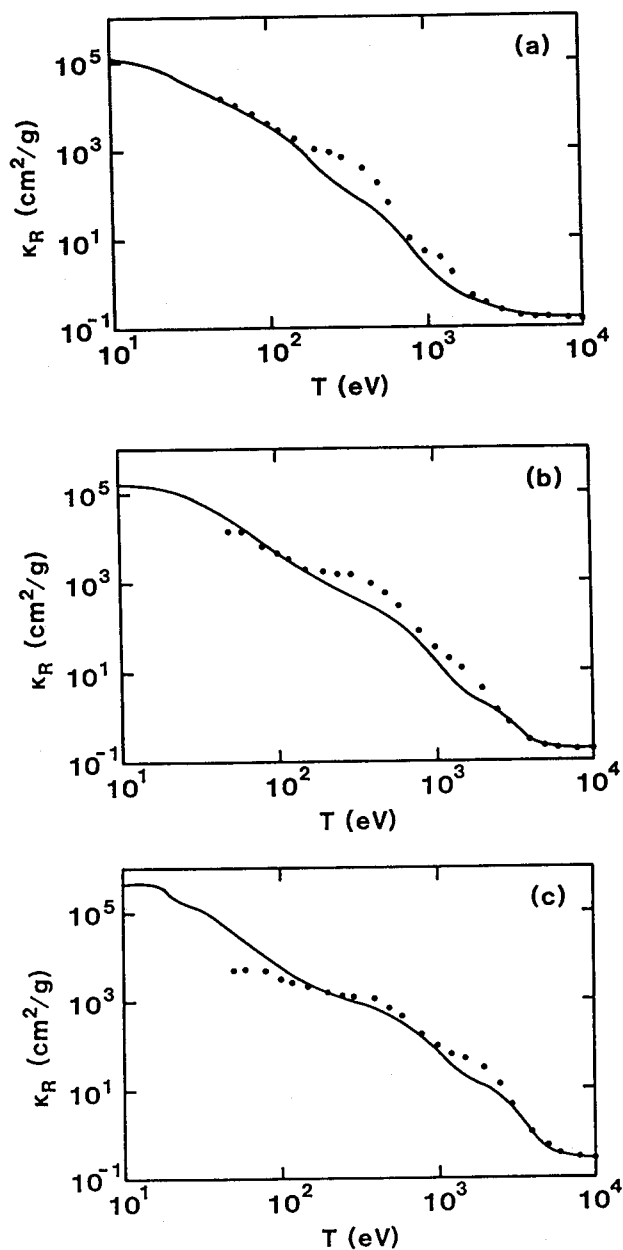


図3-14 ユーロピウムのロッセランド平均オパシティの温度依存性

(a) $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$

(b) $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$

(c) $\rho = 10 \text{ g/cm}^3$

実線：平均イオンモデルによる計算値

黒丸：SESAME opacity library

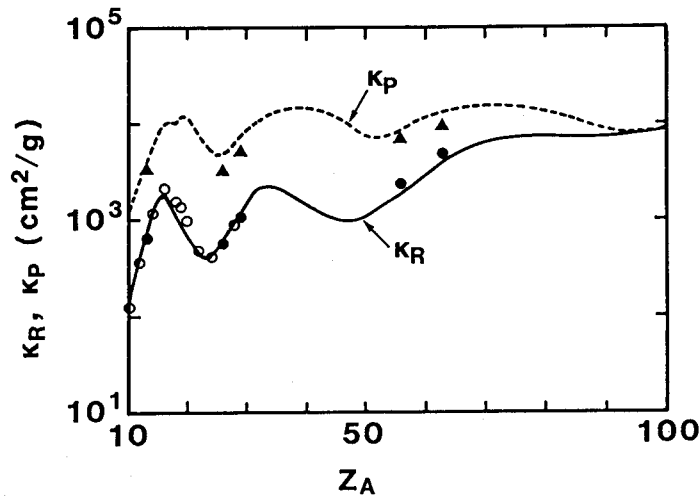


図3-15 ロッセランド平均オパシティとプランク平均オパシティの原子番号依存性 ($\rho=0.1 \text{ g/cm}^3$, $T=100 \text{ eV}$)

の形で行った。ここで ℓ_R はロッセランド平均吸収長、 A_R , j_R , μ_R は定数、 T は温度、 v は単位質量あたりの体積 $v=1/\rho$ である。フィッティングを行ったパラメータ範囲は、 $\rho=0.01-10 \text{ g/cm}^3$, $T=3-300 \text{ eV}$ である。図3-16に、 ℓ_R について $\rho=0.01, 0.1, 1, 10 \text{ g/cm}^3$ に対する計算結果と近似した結果とを示す。フィッティングの結果は次の通りである。

$$A_R = 4.51 \times 10^{15} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (3-136)$$

$$j_R = 1.91 \quad (3-137)$$

$$\mu_R = 1.48 \quad (3-138)$$

アルミニウムのプランク平均吸収長に関する近似は、

$$\ell_P = A_P T^{j_P} v^{\mu_P} \quad (3-139)$$

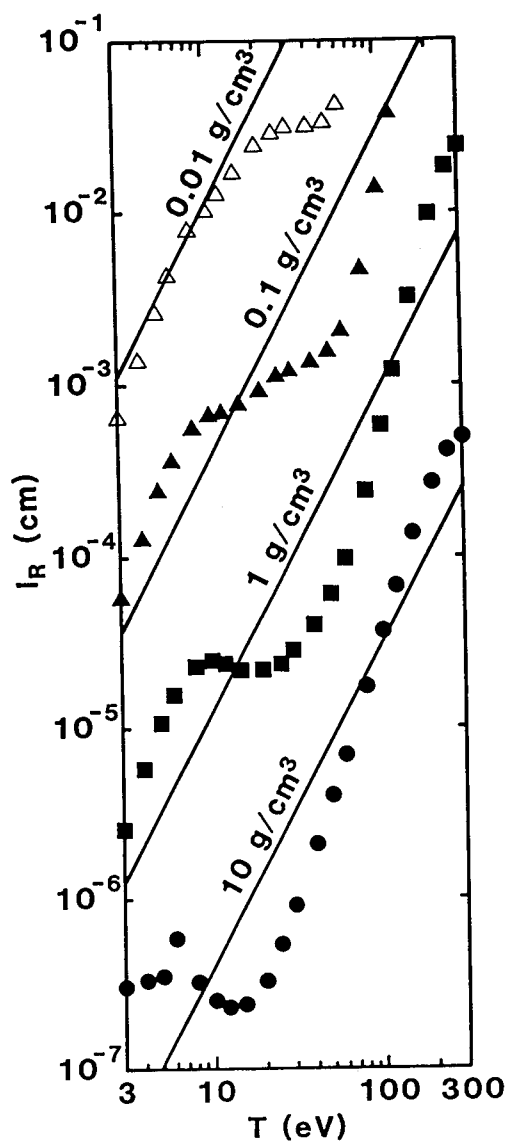


図3-16
アルミニウムのロッセランド
平均吸収長のフィッティング
白三角: $\rho = 0.01 \text{ g/cm}^3$
黒三角: $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$
黒四角: $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$
黒丸: $\rho = 10 \text{ g/cm}^3$

の形で行った。ここで ℓ_P はプランク平均吸収長、 A_P , j_P , μ_P は定数、 T は温度、 v は単位質量あたりの体積 $v = 1/\rho$ である。フィッティングを行ったパラメータ範囲は、ロッセランド平均吸収長の場合と同じである。図3-17に、 ℓ_P について $\rho = 0.01, 0.1, 1, 10 \text{ g/cm}^3$ に対する計算結果と近似した結果とを示す。フィッティングの結果は次の通りである。

$$A_P = 4.38 \times 10^{10} \quad (\text{in cgs-esu units})$$

(3-140)

$$j_P = 1.49$$

(3-141)

$$\mu_P^2 = 1.40$$

(3-142)

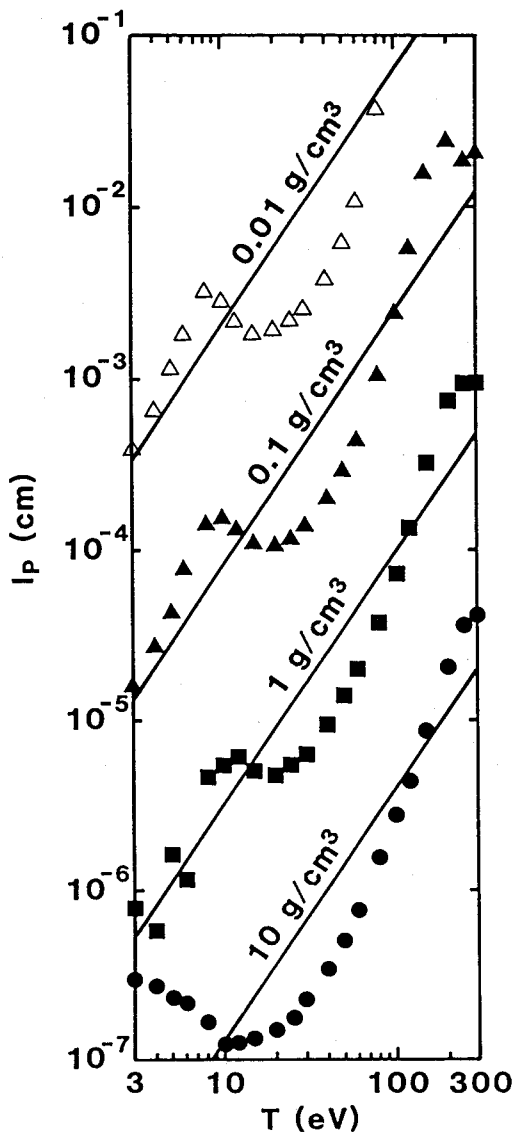


図3-17

アルミニウムのブランク平均吸収長のフィッティング

白三角: $\rho = 0.01 \text{ g/cm}^3$

黒三角: $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$

黒四角: $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$

黒丸: $\rho = 10 \text{ g/cm}^3$

3-3-4 照射X線強度に対する依存性

3-3-4では、3-3-3で述べた計算結果を用いて、AHWモデルをアルミニウムへ適用する。プラズマと真空との境界での境界条件としては、プラズマへ入っていく正味のエネルギー流束 S_{HW} が時間的に一定であるとする。これは、式(3-68)において

$$\tau = 2 / (2\lambda + 3\mu + 1) \quad (3-143)$$

であることと等価である。この時の有次元部分について整理すると次のようになる。

$$m/\xi = (a^2 S_0^{2\lambda + \mu - 1} t^{2\lambda + 3\mu - 1})^{1/(2\lambda + 3\mu + 1)} \quad (3-144)$$

$$u_1 = (a^{-1} S_0^{\mu + 1} t)^{1/(2\lambda + 3\mu + 1)} \quad (3-145)$$

$$v_1 = (a^{-3} S_0^{2-2\lambda} t^3)^{1/(2\lambda + 3\mu + 1)} \quad (3-146)$$

$$p_1 = (a S_0^{2\lambda + 2\mu} t^{-1})^{1/(2\lambda + 3\mu + 1)} \quad (3-147)$$

$$T_1 = (p_1 v_1 / K)^{1/\delta} \quad (3-148)$$

$$S_1 = S_0 \quad (3-149)$$

これらの式に、3-3-3で求めたアルミニウムの物質定数を代入すると、次式が得られる。

$$m/\xi = a^{0.163} S_0^{0.596} t^{0.837} \quad (3-150)$$

$$u_1 = a^{-0.082} S_0^{0.202} t^{0.082} \quad (3-151)$$

$$v_1 = a^{-0.245} S_0^{-0.394} t^{0.245} \quad (3-152)$$

$$p_1 = a^{0.082} S_0^{0.798} t^{-0.082} \quad (3-153)$$

$$T_1 = (a^{-0.163} S_0^{0.404} t^{0.163} / K)^{0.747} \quad (3-154)$$

$$S_1 = S_0 \quad (3-155)$$

ここで、

$$a = 7.91 \times 10^{-43} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (3-156)$$

$$K = 4.34 \times 10^{26} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (3-157)$$

である。これらの有次元部分と実際の数値との関係は次のようである。

$$m_r = \xi_r (m / \xi) \quad (3-158)$$

$$p_r = P_r p_1 \quad (3-159)$$

$$S_{HW} = S_v S_1 \quad (3-160)$$

$$T_v = T_1 \quad (3-161)$$

ここで、 m_r は質量座標における波頭位置、 ξ_r は ξ 座標における無次元波頭位置、 p_r は波頭における圧力、 P_r は波頭における圧力の無次元部分、 S_{HW} は境界条件として考えているエネルギー流束、 S_v はプラズマと真空との境界における無次元エネ

ルギー流束、 T_v はプラズマと真空との境界におけるプラズマ温度である。デスクトップコンピュータによる無次元部分の数値計算から、次に示す値が得られる。

$$\xi_r = 0.451 \quad (3-162)$$

$$P_r = 0.625 \quad (3-163)$$

$$S_v = 1.42 \quad (3-164)$$

図3-18に無次元部分の計算結果を示す。図3-18(a)は $-U$ を、(b)は V を、(c)は P 、 T 、 S を示している。また、音速点の位置は次のようにして決められる。アブレーションフロントから見た流速 $-u$ と音速 C との比は次式で書かれる。

$$\frac{-u}{C} = \frac{-U u_1}{(P V)^{1/2} (p_1 v_1)^{1/2}} = \frac{-U}{(P V)^{1/2}} \quad (3-165)$$

すなわち、 $-U = (P V)^{1/2}$ となるところが音速点である。図3-19に $-U$ と $(P V)^{1/2}$ とを示す。図3-19より、音速点は $\xi / \xi_r = 0.673$ であることがわかる。 $\xi / \xi_r = 0.673$ における無次元比体積を V_s とすると、

$$\rho_s = 1 / (V_s v_1) \quad (3-166)$$

$$V_s = 2.54 \quad (3-167)$$

が得られる。以上の結果より、主要なパラメータに関して次の比例則が得られる。

$$m_r [\text{g/cm}^2] = 1.22 \times 10^{-3} S_{\text{HW13}}^{0.596} t_{\text{ns}}^{0.837} \quad (3-168)$$

$$\dot{m} [\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})] = d m_r / d t = 1.02 \times 10^6 S_{\text{HW13}}^{0.596} t_{\text{ns}}^{-0.163} \quad (3-169)$$

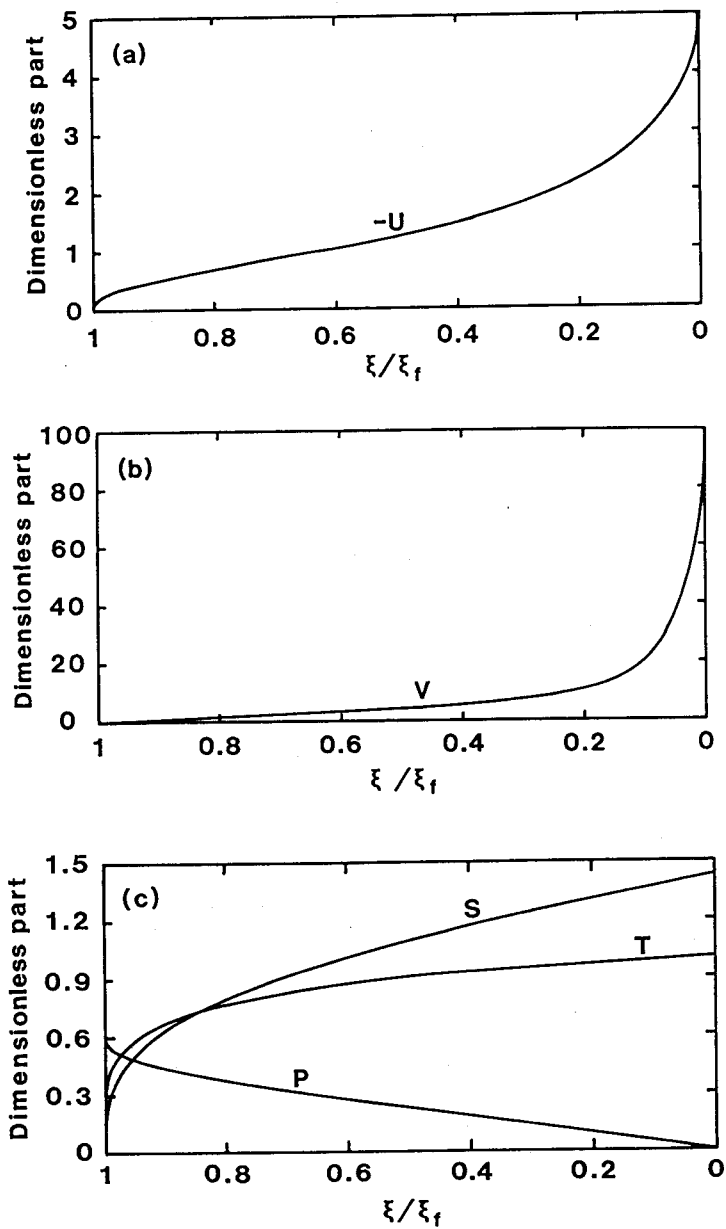


図3-18 (a) 流速の無次元部分 ($-U$) のプロファイル
 (b) 比体積の無次元部分 (V) のプロファイル
 (c) 温度, エネルギー流束, 圧力の無次元部分 (T, S, P) のプロファイル
 (ξ は無次元の相似パラメータであり、質量座標に比例する。
 また、 ξ_f はアブレーションフロントに相当する。)

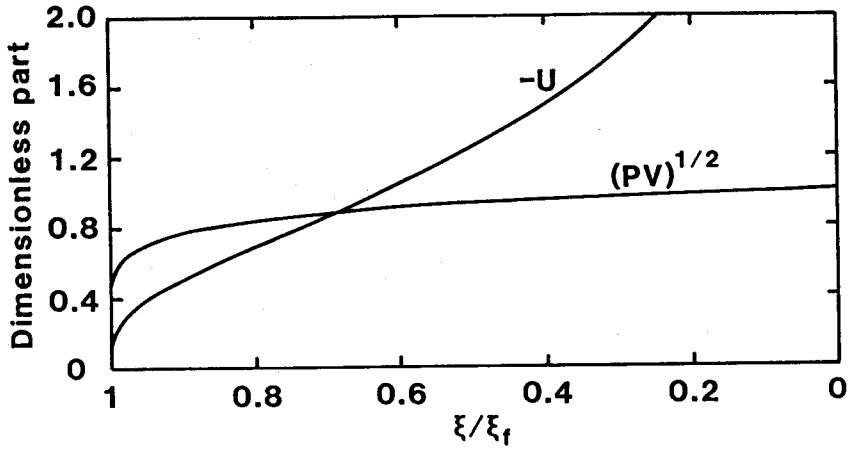


図3-18 流速，音速の無次元部分（ $-U$ ， $(PV)^{1/2}$ ）のプロファイル

$$p_r [\text{Mbar}] = 8.29 S_{\text{HW}13}^{0.798} t_{\text{ns}}^{-0.082} \quad (3-170)$$

$$T_v [\text{eV}] = 81.9 S_{\text{HW}13}^{0.382} t_{\text{ns}}^{0.122} \quad (3-171)$$

$$S_r [10^{13} \text{ W/cm}^2] = 0.451 S_{\text{HW}13}^{1.21} t_{\text{ns}}^{0.488} \quad (3-172)$$

$$\rho_s [\text{g/cm}^3] = 0.202 S_{\text{HW}13}^{0.394} t_{\text{ns}}^{-0.245} \quad (3-173)$$

ここで、 $S_{\text{HW}13}$ は 10^{13} W/cm^2 単位のプラズマ中へ入っていく正味のエネルギー流束、 t_{ns} はns単位の時刻、 m_f はアブレーションフロントの位置、 $\dot{m}$ は質量噴出率、 p_r はアブレーション圧力、 T_v はプラズマと真空との境界におけるプラズマ温度、 S_r はプラズマから真空側へ放射される輻射エネルギー流束で $S_r = \sigma T_v^4$ （ σ はステファン・ボルツマン定数）、 ρ_s は音速点密度である。

式(3-171)(3-172)から $S_x = S_{\text{HW}} + S_r$ ， $t = 0.4 \text{ ns}$ として求められる温度を図3-4中に破線で示した。図3-4からわかるようにA HWモデルから導かれる温度は実験で測定された値に比べて低い。これは、図3-4に示されているX線強度およびパルス幅においてはA HWモデルが物理現象を正しく記述していないことを示している。

3-3-5 仮定の妥当性に関する検討および考察

[1] 自己相似性

AHWモデルでは問題が自己相似解を持つように、物質の固体密度をアブレーションの典型的な密度に比べて十分大きいと仮定し、 $V_f=0$ とした。この仮定の妥当性は、 $\rho_1=1/v_1$ と固体密度 ρ_{solid} との比較によって評価できる。式(3-152)から次式が得られる。

$$\begin{aligned}\rho_{solid}/\rho_1 &= \rho_{solid} V_1 \\ &= 5.27 S_{HW13}^{-0.394} t_{ns}^{0.245}\end{aligned}\quad (3-174)$$

従って、 $\rho_{solid} \gg \rho_1$ なる条件は、

$$1.13 \times 10^{-3} S_{HW13}^{1.61} < t_{ns} \quad (3-175)$$

と得られる。図3-20に $\rho_1 = \rho_{solid}$ のラインを示す。このラインよりも下へ行くにつれて自己相似解の妥当性は失われていく。

[2] 拡散近似

AHWモデルでは、エネルギー輸送を輻射の拡散近似で扱っている。輻射の拡散近似が妥当性を持つのは、ロッセランド平均吸収長 ℓ_R と温度変化のスケール長 ℓ_T とが $\ell_R \ll \ell_T$ なる条件を満たす場合である。温度変化のスケール長の定義

$$\frac{1}{\ell_T} = \left| \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right| = \left| \frac{1}{T v} \frac{\partial T}{\partial m} \right| \quad (3-176)$$

と、 ℓ_R の近似式とから次式が導かれる。

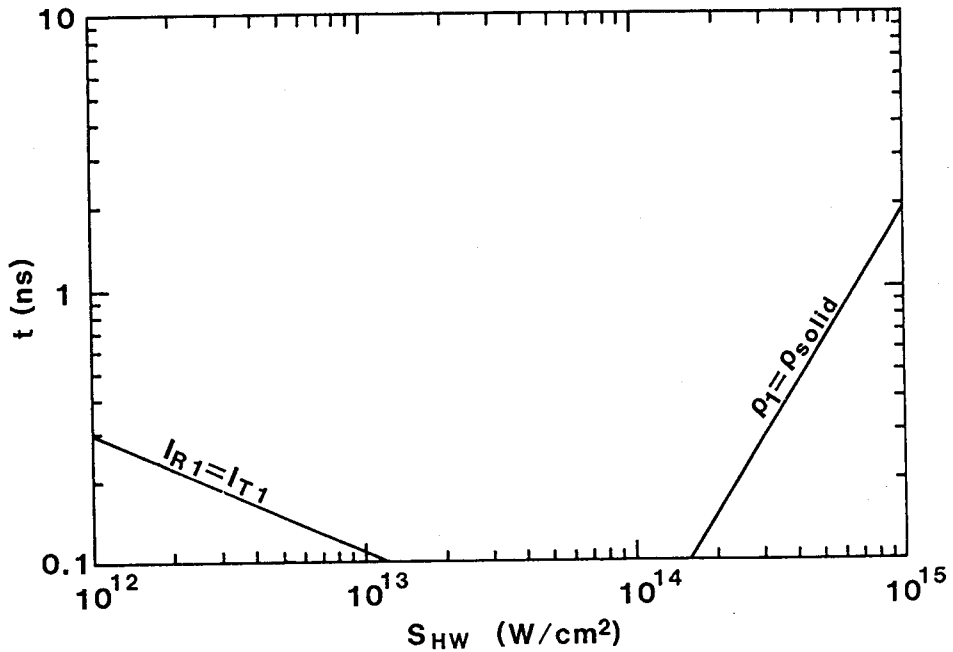


図3-20 AHWモデルにおける自己相似性と輻射の拡散近似

$$\frac{\ell_R}{\ell_T} = 0.340 S_{HW13}^{-0.289} t_{ns}^{-0.487} \left[\frac{1}{\delta} V^{0.479} (PV)^{0.424} \left| \frac{d(PV)}{d\xi} \right| \right] \quad (3-177)$$

式(3-177)において[]の中は1のオーダーである。従って、輻射の拡散近似が妥当性を持つ条件として $\ell_R / \ell_T = 0.340 S_{HW13}^{-0.289} t_{ns}^{-0.487} \ll 1$ を考えることができる。これより次式が導かれる。

$$1.09 \times 10^{-1} S_{HW13}^{-0.429} \ll t_{ns} \quad (3-178)$$

図3-20に、 $\ell_{R1} = \ell_{T1}$ のラインを示す。このラインよりも下へ行くにつれて輻射の拡散近似の妥当性は失われていく。

〔3〕 輻射エネルギー損失

式 (3-172) で示されるように、A H Wモデルから導かれる輻射エネルギー損失は大きい。例えば、 $S_{HW}=10^{14}$ W/cm²、 $t=1$ nsにおいて $S_r=7.31 \times 10^{13}$ W/cm²であり、 $S_r/(S_{HW}+S_r)=0.422$ となる。これは熱平衡輻射を仮定していることによる。この仮定が妥当であるためには、プラズマと真空との境界近傍において、その真空側から測った光学的厚さが1より十分大きくなくてはならない。光学的厚さを次式によって評価する。

$$\tau(m_0) = \int_0^{m_0} \kappa_R dm \quad (3-179)$$

式 (3-179) は次のように書き換えられる。

$$\tau(m_0) = \tau_1 \tilde{\tau}(\xi_0^*) \quad (3-180)$$

$$\tau_1 = 2.94 S_{HW13}^{0.289} t_{ns}^{0.487} \quad (3-181)$$

$$\tilde{\tau}(\xi_0^*) = \xi_r \int_0^{\xi_0^*} T^{-1.91} V^{-0.479} d\xi^* \quad (3-182)$$

ここで、 $\xi^* = \xi / \xi_r$ 、 $\xi_0^* = m_0 / m_r$ である。図3-21に $\tilde{\tau}$ の計算結果を示す。また、 T および T^4 も図3-21中に合わせて示した。 T^4 は熱平衡状態にある輻射エネルギー密度の分布を示すものである。 $S_{HW}=10^{14}$ W/cm²、 $t=1$ nsにおいては $\tau_1=4.76$ であり、このとき $\tau=1$ となる位置は、 $\xi/\xi_r=0.806$ である。 $\xi/\xi_r=0.806$ において $T^4=0.342$ である。図3-22に $S_{HW}=10^{14}$ W/cm²、 $t=1$ nsの場合の音速点 ($\rho=0.500$ g/cm³、 $T=164$ eV) における分光オパシティを示す。これは3-3-3で述べた方法により計算されたものである。図3-22中にはロッセランド平均オパシティ、プランク平均オパシティ、および $T=164$ eVにおけるプランキアンスペクトルの形状を合わせて示した。図3-22からわかるように、ロッセランド平均オパシティ

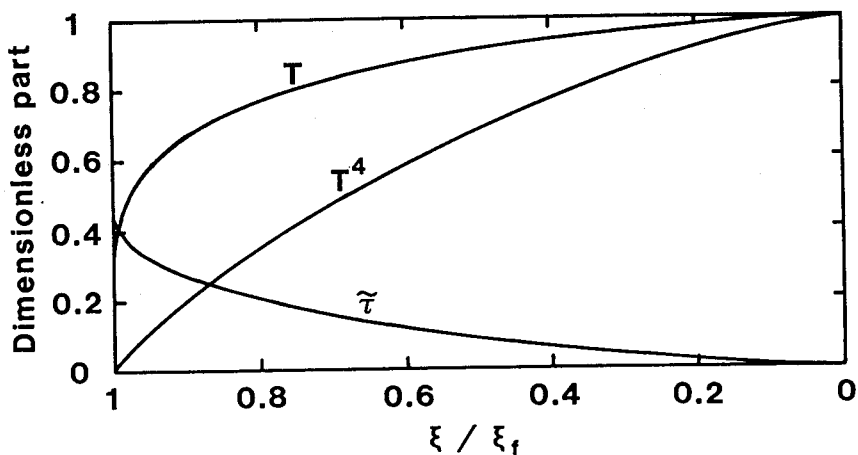


図3-21 温度，プランクエネルギー密度，光学的厚さの無次元部分 (T , T^4 , τ) のプロファイル

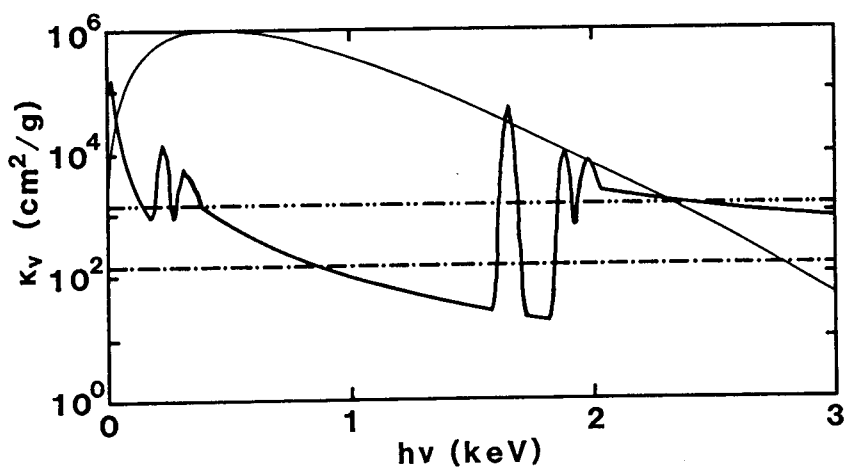


図3-22 アルミニウムプラズマの分光オパシティ
 $(\rho = 0.500 \text{ g/cm}^3, T = 164 \text{ eV})$
 太い実線：分光オパシティ
 細い実線： $T = 164 \text{ eV}$ のプランキアンスペクトル
 1点鎖線：ロッセランド平均オパシティ
 2点鎖線：プランク平均オパシティ

はプランキアンスペクトルの主要な光子エネルギー領域におけるオパシティの小さな部分を反映する。すなわち、図3-21,3-22からわかることは、オパシティの小さな光子エネルギーにおいては熱平衡輻射は実現され難く、そうした光子エネルギーのX線は真空側へ強く放射されることはない。また同時に、オパシティの小さな光子エネルギーを持つX線はアブレーション構造の奥深くまであまり減衰せずに入り込み、アブレーションフロント近傍へ直接エネルギーを与える。また式(3-180)(3-181)および図3-21からわかるように光学的厚さが1となる位置は時間の経過と共に真空側へ移動していき、やがては完全な Ablative Heat Wave になるものと考えられる。

3-3-6 まとめ

§ 3-3 では自発光X線駆動アブレーションモデルの特殊な場合として Pakula と Sigel とによって開発された Ablative Heat Wave (AHW) モデル²⁾をアルミニウムに適用し、アブレーションの主要なパラメータについてその比例則を導いた。AHWモデルは、自発光X線駆動アブレーションの極限的な状況をモデリングしたものであり、外部から入射するX線はプラズマと真空との境界近傍で全て吸収され、プラズマ中のエネルギー輸送は熱平衡輻射の拡散近似で取り扱えるものとしている。3-3-2ではAHWモデルについて、その概要を述べた。3-3-3ではアルミニウムの熱力学的性質および光学的性質を簡単な比例則で近似するために行った計算について述べた。3-3-4では、実際にアルミニウムにAHWモデルを適用し、主要なパラメータについてその比例則を導いた。3-3-5ではAHWモデルが適用可能な領域をモデルの仮定を検討することにより示した。またプラズマの光学的厚さを計算することにより、アルミニウムにおいては、1 ns程度の時間では輻射が物質と熱平衡になることは難しく、時間の経過と共に完全な Ablative Heat Wave へ近づいていくことを示した。

以下に3-3-4で導いた、主要なパラメータに関する比例則をまとめる。

$$[1] \quad m_r [\text{g/cm}^2] = 1.22 \times 10^{-3} S_{\text{HW}13}^{0.596} t_{\text{ns}}^{0.837}$$

$$[2] \quad \dot{m}[\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})] = 1.02 \times 10^6 S_{\text{HW13}}^{0.596} t_{\text{ns}}^{-0.163}$$

$$[3] \quad p_r[\text{Mbar}] = 8.29 S_{\text{HW13}}^{0.798} t_{\text{ns}}^{-0.092}$$

$$[4] \quad T_v[\text{eV}] = 81.9 S_{\text{HW13}}^{0.302} t_{\text{ns}}^{0.122}$$

$$[5] \quad S_r[10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2] = 0.451 S_{\text{HW13}}^{1.21} t_{\text{ns}}^{0.488}$$

$$[6] \quad \rho_s[\text{g}/\text{cm}^3] = 0.202 S_{\text{HW13}}^{0.394} t_{\text{ns}}^{-0.245}$$

ここで、 S_{HW13} は $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ 単位のプラズマ中へ入っていく正味のエネルギー流束、 t_{ns} はns単位の時刻、 m_r はアブレーションフロントの位置、 $\dot{m}$ は質量噴出率、 p_r はアブレーション圧力、 T_v はプラズマと真空との境界におけるプラズマ温度、 S_r はプラズマから真空側へ放射される輻射エネルギー流束で $S_r = \sigma T_v^4$ (σ はステファン・ボルツマン定数)、 ρ_s は音速点密度である。

§ 3-4 むすび

第3章では、第1章§ 1-2で述べた軟X線駆動アブレーションの考え方を定量化するための具体的な軟X線駆動アブレーションモデルについて述べた。

§ 3-2では第2章で述べた実験結果を基礎として第1章§ 1-2で述べた Subcritical-limit Deflagration の考え方を基に、主要なパラメータを計算するための透過X線駆動アブレーションモデルを開発した。モデルでは、準定常アブレーションにおける音速点でのエネルギーバランスを考えることにより、音速点密度を数値計算によって求め、その値から質量噴出率とアブレーション圧力とを求めた。また、フォイルの1次元ロケット加速について、そのアスペクト比（最大加速距離とフォイル初期厚さとの比）が音速点とアブレーションフロントとの密度比で表せることを示し、軟X線駆動アブレーションの特徴の1つとして、このアスペクト比がレーザー駆動アブレーションの場合に比べて小さいことを示した。アルミニウムに対して§ 3-2で導かれた、主要なパラメータに関する比例則を以下に示す。

$$\rho_s = 5.64 \times 10^{-2} t_{ns}^{-0.250} S_{13}^{0.552} t_{ns}^{-0.037} \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$\dot{m} = 3.86 \times 10^5 t_{ns}^{-0.154} S_{13}^{0.728} t_{ns}^{-0.020} \quad [\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$$

$$P_s = 5.27 t_{ns}^{-0.061} S_{13}^{0.899} t_{ns}^{-0.005} \quad [\text{Mbar}]$$

ここで、 ρ_s は音速点密度、 $\dot{m}$ は質量噴出率、 P_s はアブレーション圧力、 S_{13} は 10^{13} W/cm² 単位の照射X線強度、 t_{ns} はns単位の時刻である。

§ 3-3 では、自発光X線駆動アブレーションモデルとして Ablative Heat Wave (AHW) モデル²⁾をアルミニウムに適用し、アブレーションの主要なパラメータについてその比例則を導いた。アルミニウムに対して § 3-3 で導かれた、主要なパラメータに関する比例則を以下に示す。

$$\rho_s = 0.202 S_{HW13}^{0.394} t_{ns}^{-0.245} \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$\dot{m} = 1.02 \times 10^6 S_{HW13}^{0.596} t_{ns}^{-0.163} \quad [\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$$

$$p_f = 8.29 S_{HW13}^{0.798} t_{ns}^{-0.082} \quad [\text{Mbar}]$$

ここで、 S_{HW13} は 10^{13} W/cm² 単位のプラズマ中へ入っていく正味のエネルギー流束、 t_{ns} はns単位の時刻、 ρ_s は音速点密度、 $\dot{m}$ は質量噴出率、 p_f はアブレーション圧力である。

図3-23, 3-24, 3-25に透過X線駆動アブレーションモデルと自発光X線駆動アブレーションモデルとの比較を示す。また図中には、参考のためにレーザー駆動アブレーション ($\lambda = 0.35 \mu\text{m}$) における比例則も示した。

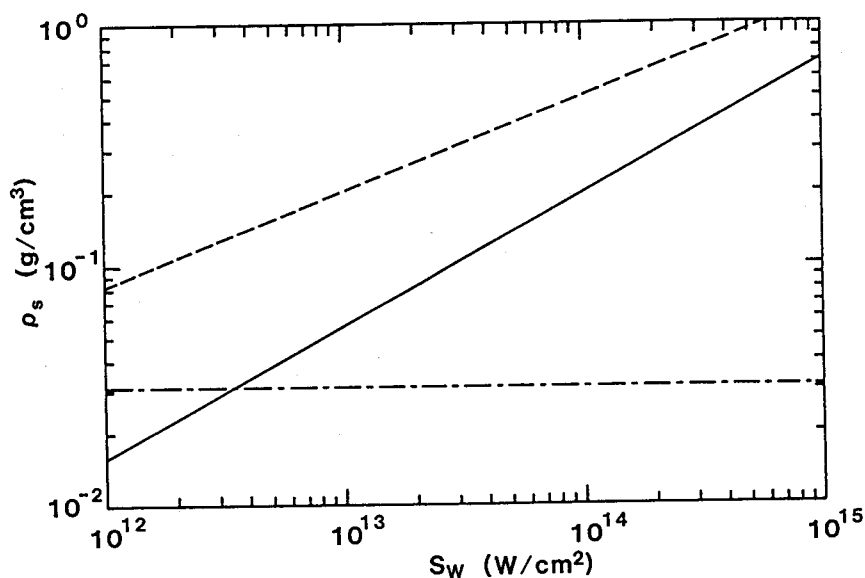


図3-23 音速点密度の吸収強度依存性 (アルミニウム)
 実線：透過X線駆動アブレーションモデル ($t=1$ ns)
 破線：自発光X線駆動アブレーションモデル ($t=1$ ns)
 1点鎖線：0.35 μ mレーザーの臨界密度

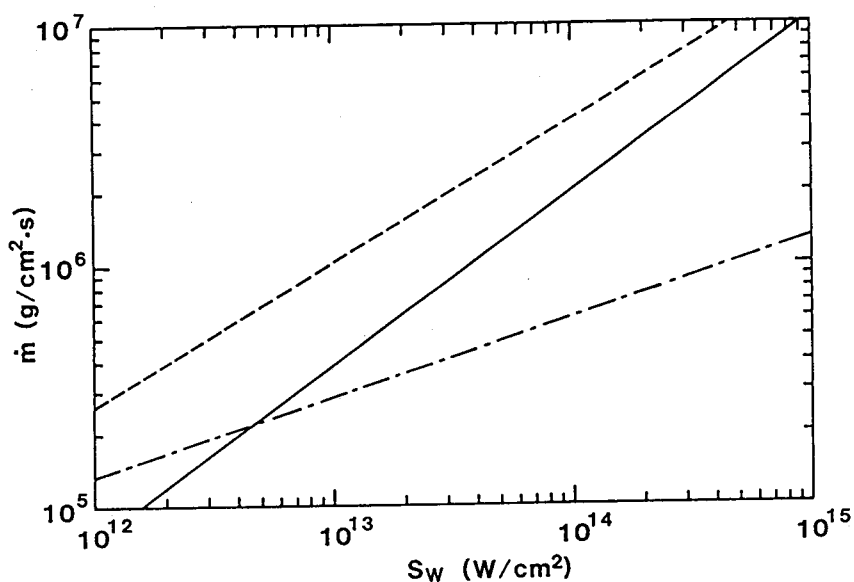


図3-24 質量噴出率の吸収強度依存性 (アルミニウム)
 実線：透過X線駆動アブレーションモデル ($t=1$ ns)
 破線：自発光X線駆動アブレーションモデル ($t=1$ ns)
 1点鎖線：レーザー駆動アブレーション ($\lambda=0.35$ μ m)

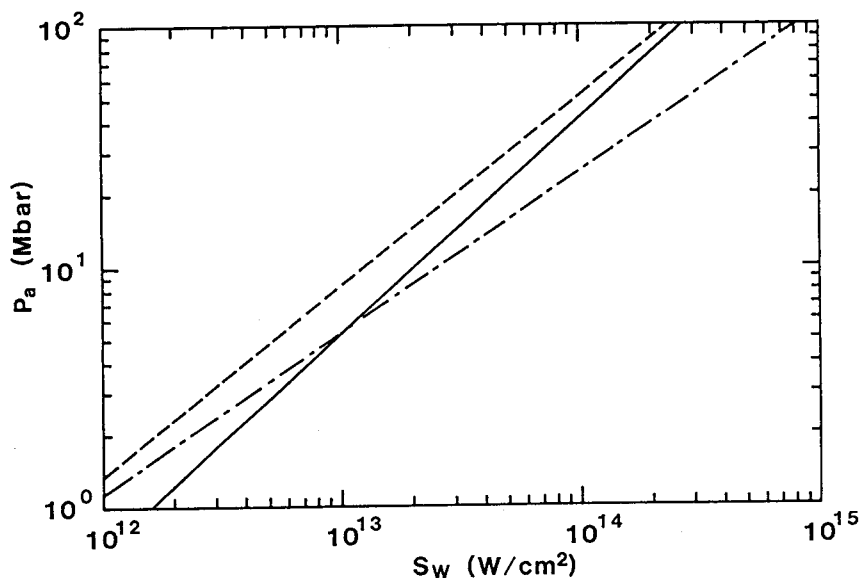


図3-25 アブレーション圧力の吸収強度依存性 (アルミニウム)
 実線: 透過X線駆動アブレーションモデル ($t=1$ ns)
 破線: 自発光X線駆動アブレーションモデル ($t=1$ ns)
 一点鎖線: レーザー駆動アブレーション ($\lambda=0.35 \mu\text{m}$)

第3章の参考文献

- (1) K.Nozaki and K.Nishihara, J. Phys. Soc. Jpn. 48, 993 (1980).
- (2) R.Pakula and R.Sigel, Phys. Fluids 28, 232 (1985); Phys. Fluids 29, 1340 (1986).
- (3) N.Kaiser, J.Meyer-ter-Vehn, and R.Sigel, Phys. Fluids B 1, 1747 (1989).
- (4) H.Takabe, K.Nishihara, and T.Taniuti, J. Phys. Soc. Jpn. 45, 2001 (1978).
- (5) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. II (Academic, New York, 1967).
- (6) D.Colombant and G.F.Tonon, J. Appl. Phys. 44, 3524 (1973).
- (7) R.K.Landshoff and J.D.Perez, Phys. Rev. A 13, 1619 (1976).

(8) N.Miyanaga, Ph.D. Thesis, Department of Engineering, Osaka University (1987).

与えられた近似式は以下に示すものである。

K殻電子について、 $I(z)=13.6 Z_A^{0.7}(z+1)^{1.3}$ [eV]。

L殻電子について、 $I(z)=3.69(Z_A-2)^{0.7}(z+1)^{1.3}$ [eV]。

M殻電子について、 $I(z)=2.81(Z_A-10)^{0.7}(z+1)^{1.3}$ [eV]。

(9) D.Salzmann and A.Krumbein, J. Appl. Phys. 49, 3229 (1978).

(10) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. V (Academic, New York, 1967).

(11) R.F.Reilman and S.T.Manson, Astrophys. J. Suppl. Ser. 40, 815 (1979).

(12) D.Salzmann and G.Wendin, Phys. Rev. A 18, 2695 (1978).

(13) R.Kodama et al., Phys. Rev. A 37, 3622 (1988).

(14) P.Mora, Phys. Fluids 25, 1051 (1982).

(15) W.M.Manheimer, D.G.Colombant, and J.H.Gardner, Phys. Fluids 25, 1644 (1982).

(16) T.Mochizuki et al., Phys. Rev. A 36, 3279 (1987).

(17) S.I.Braginskii, in Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, p205 (Consultants Bureau, New York, 1965).

(18) J.C.Stewart and K.D.Pyatt, Jr., Astrophys. J. 144, 1203 (1966).

(19) C.De Michelis and M.Mattioli, Nucl. Fusion 21, 677 (1981).

(20) R.Sigel et al., Phys. Rev. A 38, 5779 (1988).

(21) T.Mochizuki et al., Phys. Rev. A 33, 525 (1986).

(22) W.C.Mead et al., Phys. Rev. A 38, 5275 (1988).

(23) P.D.Gupta et al., Phys. Rev. A 34, 4103 (1986).

(24) K.A.Tanaka et al., J. Appl. Phys. 65, 5068 (1989).

(25) R.Kodama et al., J. Appl. Phys. 59, 3050 (1986).

(26) D.Duston et al., Phys. Rev. A 27, 1441 (1983).

- (27)G.C.Pomraning, The Equations of Radiation Hydrodynamics, Ch. VII
(Pergamon Press, Oxford, 1973).
- (28)R.M.More, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 27, 345 (1982).
- (29)G.B.Zimmerman and R.M.More, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 23,
517 (1980).
- (30)C.E.Moore, Atomic energy levels, Vol. I. (Circular of the National
Bureau of Standards 467, Washington, D.C., 1949).
;quoted in G.D.Tsakiris and K.Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 38, 353 (1987).
- (31)T.A.Carlson et al., Atom. Data 2, 63 (1970).
;quoted in G.D.Tsakiris and K.Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 38, 353 (1987).
- (32)R.M.More, Atomic physics in inertial confinement fusion. Lawrence
Livermore Laboratory Report, UCRL-84991, Livermore, Calif. (1981).
;quoted in G.D.Tsakiris and K.Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 38, 353 (1987).
- (33)W.A.Lokke and W.H.Grasberger, XSNQ-U A Non-LTE Emission and Absorption
Coefficient Subroutine. Lawrence Livermore Laboratory Report,
UCRL-52276, Livermore, Calif. (1977).
- (34)SESAME '83: Report on the Los Alamos equation-of-state Library.
T4-Group, Los Alamos National Laboratory Report No. LALP-83-4,
Los Alamos, N.M. (1983).
;quoted in G.D.Tsakiris and K.Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 38, 353 (1987).
- (35)W.F.Huebner, Atomic and radiative processes in the solar interior,
Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-81-2347, Los Alamos,
N.M. (1981).
;quoted in G.D.Tsakiris and K.Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 38, 353 (1987).

第4章 軟X線駆動アブレーションの照射X線強度依存性

§ 4-1 はじめに

第2章では、照射X線強度 1.9×10^{12} W/cm²で基礎実験を行い、エネルギー輸送と流体運動との関係を調べた。第3章では、第2章で得られた知見を基に、軟X線駆動アブレーションのモデリング（透過X線駆動アブレーションモデル）を行い、モデル計算の結果と実験結果とはX線強度 10^{13} W/cm²以下で良い一致を示した。第4章では照射X線強度の上限を広げ 10^{14} W/cm²を越えるX線強度にてエネルギー輸送の基礎実験を行う。モデル計算の結果では、 10^{14} W/cm²程度の照射X線強度において発生するアブレーション圧力は約50 Mbarに達し、燃料ペレットの爆縮に必要な圧力¹⁾がほぼ得られることになる。従って、軟X線駆動アブレーションの照射X線強度依存性を、X線強度の上限が 10^{14} W/cm²を越える程度にまで強度領域を拡張して調べることは間接照射型爆縮核融合にとって非常に重要なことである。

§ 4-2では、 10^{14} W/cm²を越える高強度輻射場を生成するために重要な高Z物質製キャビティを用いたエネルギー閉じ込めの実験について述べる。§ 4-3では、高Z物質製キャビティ内に閉じ込められた高強度輻射場を利用した、アルミニウムフォイル中のエネルギー輸送を調べた実験について述べる。§ 4-2で述べる高Z物質製キャビティ内へのエネルギー閉じ込めに関する実験は、高Zプラズマの軟X線駆動アブレーションに関する実験でもあり、その一般化されたモデルは、間接照射型爆縮核融合用ターゲットの設計において重要な位置を占めるものである。

§ 4-2 高Z (Z=79)物質製キャビティを用いた高強度輻射場の生成

4-2-1 まえがき

§ 4-2では高Z物質製キャビティを用いた高強度輻射場の生成について述べる。少ないエネルギーで高強度輻射場を生成するためには、エネルギー損失の少ないキャビティ内に連続的にエネルギーを注入していくことが望ましい。そうすることによって、キャビティ内にエネルギーが蓄えられていき、キャビティ内を行き来する輻射の強度は外から注入する平均エネルギー強度を越えることが可能となる。現有のレーザー装置を用いて 10^{14} W/cm²を越えるX線強度で軟X線駆動アブレーションの実験を行うためには、このキャビティ内にエネルギーを閉じ込める方法が不可欠

である。従って § 4-2 で述べる実験は § 4-3 で述べる実験にとって重要であるばかりでなく、爆縮実験を行う際にも重要な知見を与えるものである。

高Z物質製（通常は金を用いる）キャビティを用いたエネルギー閉じ込めに関しては、キャビティに注入する平均レーザー強度が $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 程度までは既に調べられており、理論的に予測される結果と良く一致している。²⁾ § 4-2 で述べる実験では、キャビティに注入する平均レーザー強度を約1桁上げて 10^{14} W/cm^2 程度とし、理論的に予測される通りの輻射強度を生成できるかどうかを実験的に検証する。またエネルギー閉じ込めにとって、注入するエネルギー強度と共に重要な因子であるエネルギー注入の持続時間（レーザーのパルス幅）も、本節で述べる実験では文献(2)で用いられているパルス幅に比べて3倍長い0.9 nsとする。このような1桁高い注入レーザー強度と3倍長いパルス幅とで、 10^{14} W/cm^2 以上の高強度輻射場を生成する。

4-2-2 実験原理および実験装置

図4-1にレーザーで加熱されているキャビティの模式図を示す。レーザー光はキャビティ内壁の一部分を照射する。レーザーのパワーを P_L 、レーザーからX線への変換効率を η_x 、球形キャビティの表面積を A とすると、レーザーから変換されたX線（これを一次X線と呼ぶ）がキャビティ内壁を照射するX線強度 S_s （ I_s は単位立体角あたりの強度）は次式で表される。

$$S_s = P_L \eta_x / A \quad (4-1)$$

一次X線で照射されたキャビティ内壁はX線駆動アブレーションを起こす。キャビティが高Z物質で製作されている場合、第1章 § 1-2 で述べたようにX線駆動アブレーションは Ablative Heat Wave (AHW) となる。AHWは真空側へ S_r （ I_r は単位立体角あたりの強度）なる強度でX線を放射する。キャビティ内壁の一部分に着目すると（図4-1左下の挿入図）、そこは一次X線 S_s の他に、内壁の他の部分が真空中へ放射したX線の一部 S_i （他の部分が放射した I_r よりなる）によっても照射される。着目している内壁部分へ入っていく正味のエネルギー流束を S_{HW}

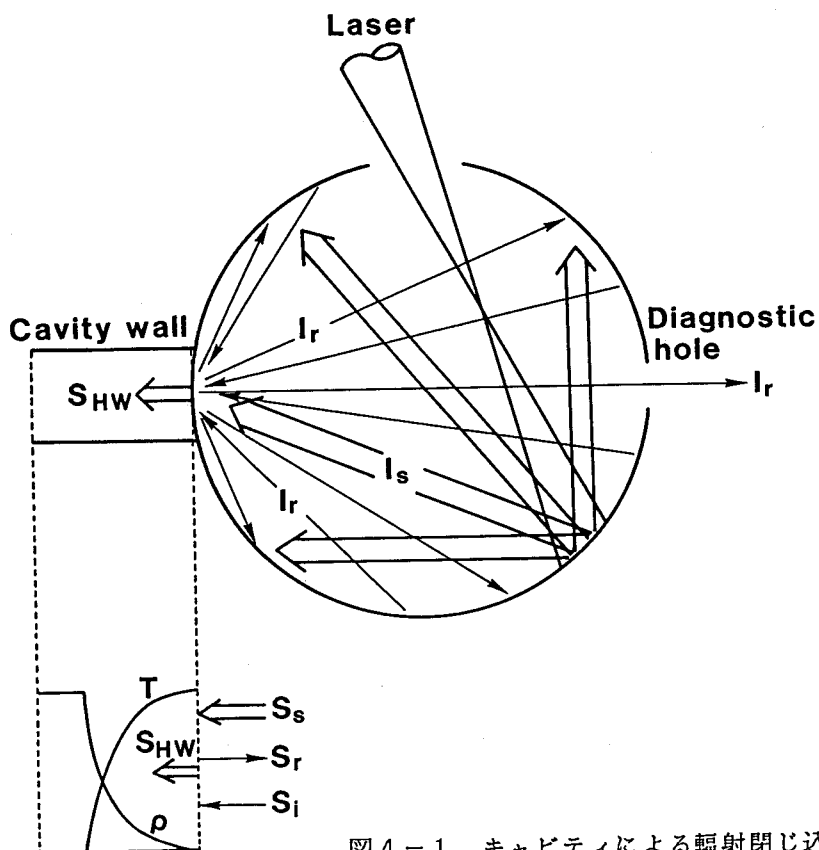


図4-1 キャビティによる輻射閉じ込めの原理

とすると、プラズマと真空との境界におけるエネルギー保存則は次式で表される。

$$S_x = S_s + S_i = S_{HW} + S_r \quad (4-2)$$

ここで、 S_x は内壁を照射する総X線強度である。キャビティの開口率を n^{-1} とすると、キャビティ内壁は一様にアブレーションしているとして、次の関係が得られる。

$$S_i = (1 - n^{-1}) S_r \quad (4-3)$$

式(4-2)(4-3)から次式が得られる。

$$S_s = S_{HW} + n^{-1} S_r \quad (4-4)$$

AHWモデルを金に適用すると、 S_{HW} と S_r との間に次の関係が導かれる。²⁾

$$S_{HW13} = 0.425 S_{r13}^{13/16} t_{ns}^{-1/2} \quad (4-5)$$

ここで、 S_{HW13} 、 S_{r13} は 10^{13} W/cm²単位の S_{HW} 、 S_r であり、 t_{ns} はns単位の時刻である。式(4-4)(4-5)より、次式が得られる。

$$S_{s13} = 0.425 S_{r13}^{13/16} t_{ns}^{-1/2} + n^{-1} S_{r13} \quad (4-6)$$

また式(4-2)(4-5)より次式が得られる。

$$S_{x13} = 0.425 S_{r13}^{13/16} t_{ns}^{-1/2} + S_{r13} \quad (4-7)$$

キャビティによるエネルギー閉じ込め効果 Q を S_x と S_s との比で表すと次式のようになる。

$$Q = \frac{S_x}{S_s} = \frac{0.425 S_{r13}^{13/16} t_{ns}^{-1/2} + S_{r13}}{0.425 S_{r13}^{13/16} t_{ns}^{-1/2} + n^{-1} S_{r13}} \quad (4-8)$$

閉じ込めが無い場合 ($n^{-1}=1$ の場合) $Q=1$ であり、 $S_x=S_s$ である。完全閉じ込めの場合 ($n^{-1}=0$ の場合)、

$$Q = \frac{S_{s13} + 2.87 S_{s13}^{16/13} t_{ns}^{8/13}}{S_{s13}} \quad (4-9)$$

となる。

本実験では、図4-1に示したようにX線加熱金プラズマから放射されるX線強度

I_r (S_r) を観測する。理論との比較は式(4-1)(4-6)を用いて行う。理論と良く一致する場合には、さらに式(4-7)を用いてキャビティ内壁を照射している総X線強度 S_x を評価し、また式(4-8)を用いてキャビティによるエネルギー閉じ込め効果 Q を評価する。

高Z物質製キャビティによる輻射閉じ込め効果を調べるために行った実験の配置を図4-2に示す。使用したレーザーは激光XⅡ号ガラスレーザーシステムの3倍高調波(波長 $0.35\text{ }\mu\text{m}$)である。^{3,4)}このレーザーをパルス幅 0.9 ns (半値全幅)、最大エネルギー 5 kJ で運転した。ターゲットは金($Z=79$)製の球形キャビティにレーザー導入孔と計測用窓を開けたものを使用した。図4-2には示されていないが、波長変換されなかったレーザー光(基本波および2倍高調波)がキャビティ外壁を照射するのを防止するため、レーザー導入孔の周囲にシールド板をつけた。キャビティは、壁厚 $10\text{ }\mu\text{m}$ で、直径は 1 mm 、 2 mm 、 3 mm の3種類を使用した。使用したターゲットのレーザー照射位置と計測用窓との位置関係を図4-3に示す。図4-3(a)は直径 3 mm 、(b)は 2 mm 、(c)は 1 mm のターゲットである。レーザー導入孔からキャビテ

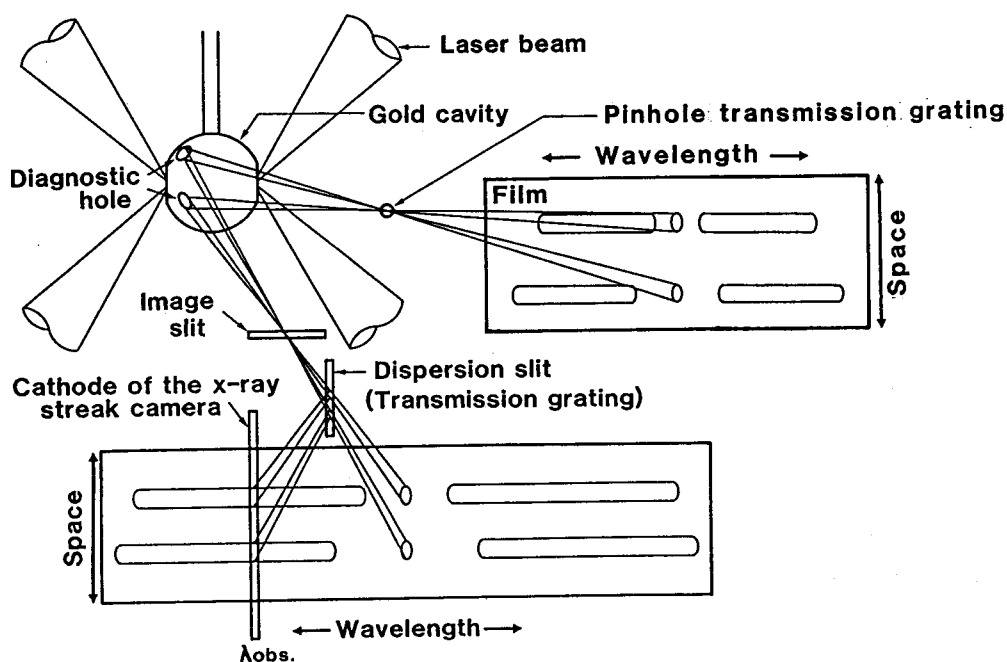


図4-2 実験配置

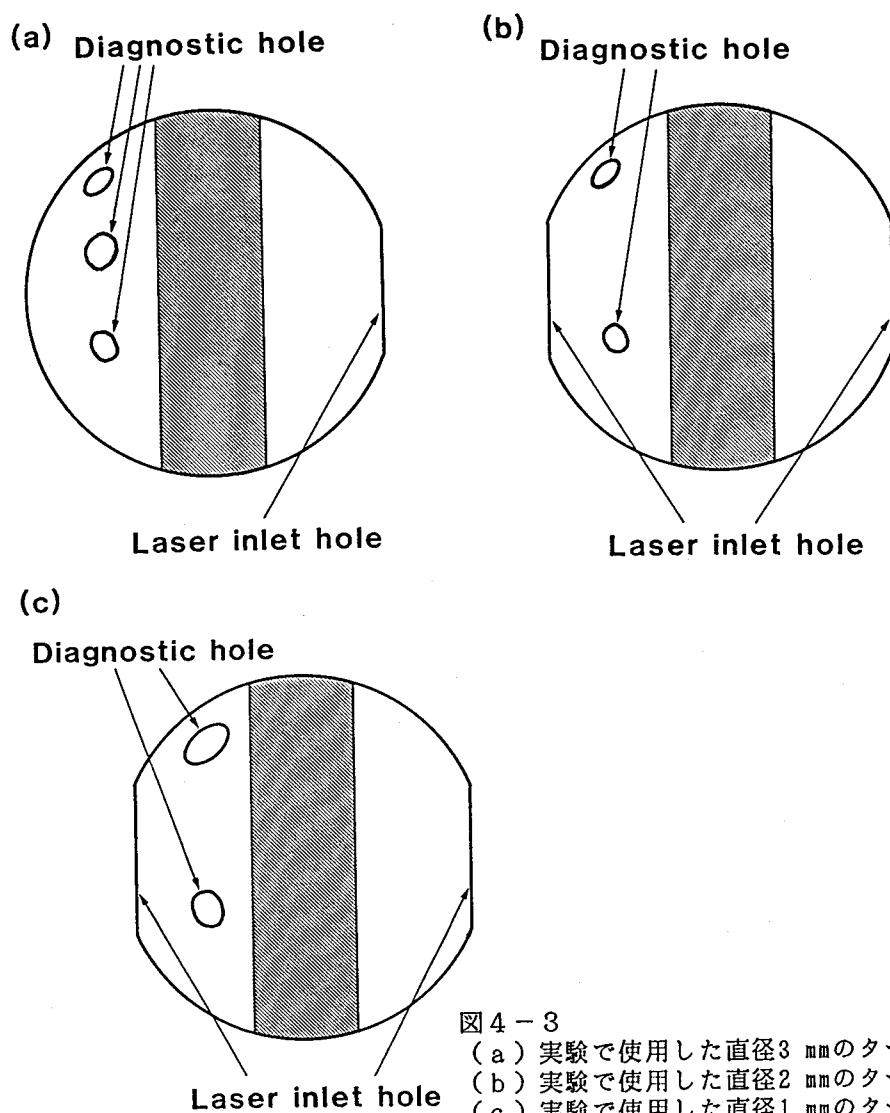


図4-3

- (a) 実験で使用する直径3 mmのターゲット
- (b) 実験で使用する直径2 mmのターゲット
- (c) 実験で使用する直径1 mmのターゲット

ィ内へ注入されたレーザー光は、図中の斜線で示した領域内を照射する。計測用窓の位置は、キャビティ内の光線追跡計算により、3回目までの反射レーザー光が測定に影響を及ぼさないように設定した。計測用窓は実験の必要に応じてそのいくつかをアルミニウムフォイルで覆った。使用した各ターゲットにおけるレーザーエネルギー、計測用窓の条件、および実験の目的を表4-1に示す。

表4-1 レーザーおよびターゲットの条件

キャビティの直径	レーザーエネルギー (ビームバランス)	計測用窓			目的
		(1)	(2)	(3)	
3mm	1.77 kJ ($\pm 37\%$) $S_L(\text{Local})=9.08 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ $S_L(\text{Ave.})=6.96 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$	open	open	open	X線閉じ込め 一様性
3mm	1.49 kJ ($\pm 81\%$) $S_L(\text{Local})=7.64 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ $S_L(\text{Ave.})=5.87 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$	open	A1 2.04 μm	A1 1.08 μm	X線閉じ込め エネルギー輸送
2mm	4.40 kJ ($\pm 25\%$) $S_L(\text{Local})=2.54 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ $S_L(\text{Ave.})=3.89 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$	open	A1 2.91 μm	-----	X線閉じ込め エネルギー輸送
1mm	5.01 kJ ($\pm 27\%$) $S_L(\text{Local})=1.16 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ $S_L(\text{Ave.})=1.77 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$	open	A1 6.90 μm	-----	X線閉じ込め エネルギー輸送

使用した計測器は、X線ピンホールカメラ、透過型回折格子分光器、波長選択・空間分解X線ストリークカメラである。使用した計測器の計測対象および分解能等を表4-2に示す。X線ピンホールカメラは4台使用し、4方向からターゲットショットの正常性を確認した。透過型回折格子分光器では、図4-2に示したようにピンホール型の透過型回折格子を用いて、1次元の空間分解をかけたX線スペクトルを測定した。図4-2では示されていないが回折格子は2つ使用し、1つには厚さ7.7 μm のベリリウムフィルターをかけた。フィルターをかけていない方の回折格子からは長波長域 ($\lambda > 15 \text{ \AA}$) のスペクトルを得た。短波長域 ($\lambda < 15 \text{ \AA}$) のスペクトルはS/N比を上げるためにベリリウムフィルターをかけた方の回折格子から得た。分光器の受光部には、その絶対感度が較正されているKodak 101フィルム⁵⁾を使用した。波長選択・空間分解X線ストリークカメラでは、図4-2に示したように空間分解用スリットとスリット型の透過型回折格子とを直交させ、X線ストリークカメラのスリットカソードを波長分散方向と直交させることにより、波長選択・空間分解・時間分解のX線強度を測定した。図4-2には示されていないが2台のX線ストリークカメラを使用し、2波長 ($\lambda = 35, 60 \text{ \AA}$) で測定を行った。ストリークカメラの信号読み出しには、X線ストリークカメラ(1)ではSITカメラ ($\gamma = 1$) を、X線ストリークカメラ(2)ではその感度特性がわかっているKodak Tri-X (ASA 400)フィルム⁶⁾を使

表 4-2 計測器の計測対象および分解能等

計測器	計測対象および分解能等
透過型回折格子分光器 (1)	計測対象：計測用窓から放射されるX線の 空間分解・時間積分スペクトル 受光部：Kodak 101 フィルム 空間分解能： $\Delta x < 100 \mu\text{m}$ 波長分解能： $\Delta \lambda < 7 \text{ \AA}$ 観測波長域： $\lambda > 15 \text{ \AA}$ フィルター：なし
透過型回折格子分光器 (2)	計測対象：計測用窓から放射されるX線の 空間分解・時間積分スペクトル 受光部：Kodak 101 フィルム 空間分解能： $\Delta x < 100 \mu\text{m}$ 波長分解能： $\Delta \lambda < 7 \text{ \AA}$ 観測波長域： $\lambda < 15 \text{ \AA}$ フィルター：Be $7.7 \mu\text{m}$
波長選択・空間分解 X線ストリークカメラ (1)	計測対象：計測用窓から放射されるX線の 波長選択・空間分解・時間分解強度 受光部：CuI カソード 空間分解能： $\Delta x = 86 \mu\text{m}$ 波長選択能： $\Delta \lambda < 5 \text{ \AA}$ 時間分解能： $\Delta t = 31 \text{ ps}$ 観測波長： $\lambda = 35 \text{ \AA}$
波長選択・空間分解 X線ストリークカメラ (2)	計測対象：計測用窓から放射されるX線の 波長選択・空間分解・時間分解強度 受光部：CsI カソード 空間分解能： $\Delta x = 125 \mu\text{m}$ 波長選択能： $\Delta \lambda < 6 \text{ \AA}$ 時間分解能： $\Delta t = 34 \text{ ps}$ 観測波長： $\lambda = 60 \text{ \AA}$
X線ピンホールカメラ (4台)	計測対象：ターゲットからの硬X線 ($h\nu > 1 \text{ keV}$) 発光像 空間分解能： $10 \mu\text{m}$

用した。

4-2-3 実験結果

§ 4-2 では、透過型回折格子分光器によって得られた、計測用オープン窓から放射されたX線の時間積分スペクトルを使って議論を進める。X線のパルス幅については、X線ストリークカメラで得られたオープン窓からのX線強度時間プロファイルの半値全幅は0.8-0.9 nsであった。§ 4-2 では、X線のパルス幅については

入射レーザーのパルス幅と同じ0.9 nsとして扱う。図4-4に直径1 mmのキャビティから放射された（キャビティ内壁上の値に換算された）X線スペクトルを示す。フォトンエネルギー827 eV（波長15 Å）における不連続は、ベリリウムフィルターがある分光器から得られたスペクトル（ $\lambda < 15$ Å）とベリリウムフィルターがない分光器から得られたスペクトル（ $\lambda > 15$ Å）との継ぎ目である。2つのスペクトルをつなぐときにわずかなノイズによってこうした不連続が生じる。図4-4に示したスペクトルをフォトンエネルギー0.1 keVから2.5 keVまで積分して得られる値は 6.18×10^4 J/(cm²·str.)（このcm²は観測方向、すなわちX線が進む方向に対して垂直な単位面積を表す）である。等方的な輻射場（面からの放射角度分布は $\cos\theta$ 分布）を仮定して π を掛けると、 1.94×10^5 J/cm²（このcm²はキャビティ内壁に張り付いた単位面積を表す）を得る。さらにX線のパルス幅として、0.9 nsで割ると、 2.16×10^{14} W/cm²を得る。これが、4-2-2で述べたX線強度 S_r である。このようにして求められたX線強度 S_r を用いて、4-2-4 [1] ではキャビティ内の輻射場の一様性について、4-2-4 [2] ではキャビティ内に閉じ込められたX線輻射強度について議論する。

4-2-4 考察

[1] 一様性

4-2-4 [1] ではキャビティ内の輻射場の一様性について考察する。使用したターゲットは直径3 mmのもので、計測用窓はすべてオープンとした。計測用窓の

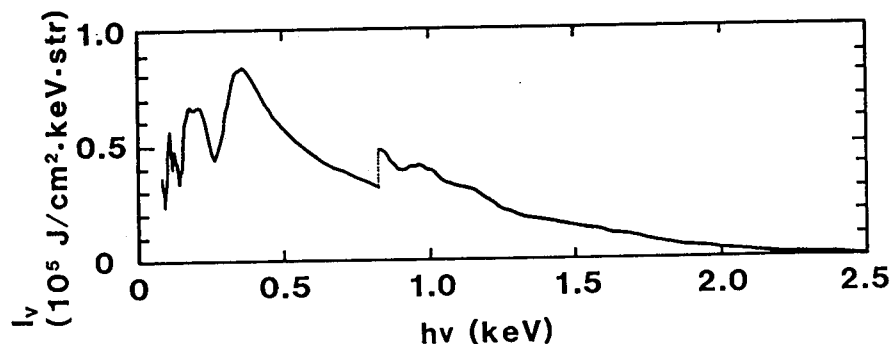


図4-4 直径1 mmのキャビティのオープン窓から放射されたX線スペクトル

位置は図4-3(a)に示した。図4-5に、図4-3(a)において左側からみた計測用窓と分光器との位置関係を示す。図4-5に示すように、計測用窓(1),(2),(3)から観測している内壁部分をそれぞれA, B, Cと名付ける。また図4-5において斜線で示した部分はレーザーが直接照射する部分である。分光器の位置は、図4-3(a)において正面上方45°、図4-5においては右側上方45°である。3つのオープン窓から得られたX線スペクトルを比較することによって、キャビティ内壁上のX線発生に関して、その軸対称性を議論することができる。図4-6に、3つのオープン窓から得られたX線スペクトルを示す。図4-6に示したスペクトルをフォトンエネルギー0.1 keVから2.5 keVまで積分して得られたX線強度 S_r を表4-3にまとめる。図4-6および表4-3からわかるように、キャビティ内壁のX線発生において、その軸対称性は良く、±20%以内である。直径3 mmのキャビティの場合、注入するレーザーは図4-5に示したように5ビームのみであるが、直径が2 mmおよび1 mmのキャビティにおいては10ビームのレーザーを注入する（図4-5に示した5ヶ所のレーザー照射位置の間に、さらに5ヶ所等間隔でレーザーが照射される）。従って、直径が2 mmおよび1 mmのキャビティにおける軸対称性は直径が3 mmのキャビティの場合に比べてさらに良くなるものと考えられる。すなわち、第4章で述べる実験においては、キャビティ内壁のX線発生に関してその軸対称性は良く、±20%以内であると結論できる。

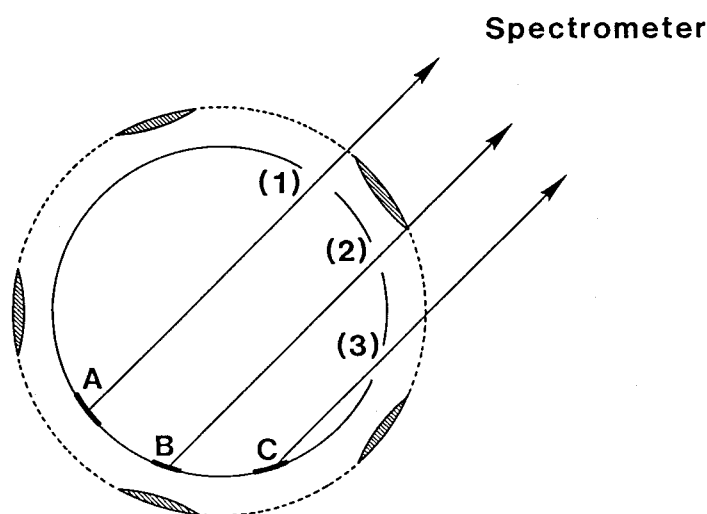


図4-5 X線放射の軸対称性（計測配置）

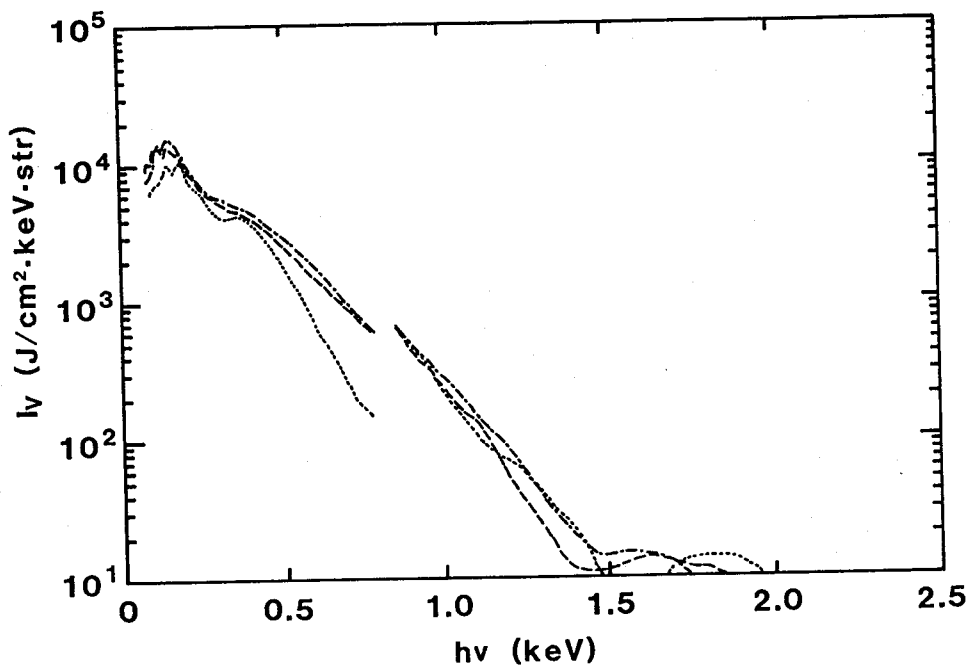


図4-6 X線放射の軸対称性(計測結果)
 1点鎖線: AからのX線放射スペクトル
 破線: BからのX線放射スペクトル
 点線: CからのX線放射スペクトル

表4-3 X線放射の一様性

内壁上の位置	X線強度: S_r (W/cm^2)	平均からのずれ
A	1.24×10^{13}	+15.9 %
B	1.11×10^{13}	+ 3.7 %
C	8.56×10^{12}	-20.0 %
平均	1.07×10^{13}	-----

[2] 輻射強度

4-2-4 [2] では、キャビティ内に閉じ込められたX線輻射強度について議論する。4-2-3で述べた方法により、キャビティ内壁のX線放射強度 S_r が実験的に決められる。各キャビティ径に対して、実験的に求められたキャビティ内壁のX

線放射強度 S_r を表4-4にまとめる。表4-4において、レーザーエネルギー (E_L) はキャビティに入射したレーザーエネルギーである。レーザーパワー (P_L) は、レーザーエネルギー (E_L) をパルス幅 (0.9 ns) で割ったものである。平均レーザー強度 ($\bar{S}_L$) はレーザーパワー (P_L) を球 (キャビティ) の表面積で割ったものである。局所的レーザー強度 (S_L) は、レーザーパワー (P_L) をレーザー照射面積で割ったものである。キャビティ開口率 (n^{-1}) は、キャビティの開口部分の立体角 (str.) を 4π (str.) で割ったものである。X線発光強度 (S_r) は、実験的に 4-2-3 で述べた方法により求められたものである。一次X線強度 (S_s) は式 (4-6) により計算されたものである ($t_{ns}=0.9$ とした)。照射X線強度 (S_x) は式 (4-7)

表 4-4 キャビティによるX線閉じ込め効果

キャビティの直径(mm)	3	3	2	1
レーザーエネルギー: E_L (kJ)	1.77	1.49	4.40	5.01
レーザーパワー: P_L (W)	1.97×10^{12}	1.66×10^{12}	4.89×10^{12}	5.57×10^{12}
平均レーザー強度: $\bar{S}_L$ (W/cm ²)	6.96×10^{12}	5.87×10^{12}	3.89×10^{13}	1.77×10^{14}
局所的レーザー強度: S_L (W/cm ²)	9.08×10^{13}	7.64×10^{13}	2.54×10^{14}	1.16×10^{15}
キャビティ開口率: n^{-1}	0.0362	0.0386	0.0795	0.1034
X線発光強度: S_r (W/cm ²)	1.07×10^{13} (平均値)	7.80×10^{12}	5.49×10^{13}	2.16×10^{14}
一次X線強度: S_s (W/cm ²)	5.12×10^{12}	3.96×10^{12}	2.22×10^{13}	7.67×10^{13}
照射X線強度: S_x (W/cm ²)	1.54×10^{13}	1.15×10^{13}	7.28×10^{13}	2.70×10^{14}
閉じ込め効果: Q	3.01	2.90	3.28	3.52
X線変換効率: $\eta_x = S_s / \bar{S}_L$	0.736	0.675	0.571	0.433

により計算されたものである ($t_{ns}=0.9$ とした)。閉じ込め効果 (Q) は式 (4-8) により計算されたものである。X線変換効率 (η_x) は一次X線強度 (S_s) を平均レーザー強度 ($\bar{S}_L$) で割った (すなわち式(4-1)により求められた) ものである。

実験的に求められたX線発光強度 S_r を図4-7に黒丸 (●) で示す。横軸は平均レーザー強度 $\bar{S}_L$ であり、破線で平均レーザー強度 $\bar{S}_L$ の4, 2, 1, 1/2, 1/4倍の位置を示した。図4-7から、測定されたX線発光強度 S_r は平均レーザー強度 $\bar{S}_L$ を越えており、明らかにX線閉じ込め効果のあることがわかる。図4-8に、測定されたX線発光強度 S_r から4-2-2で述べた理論によって計算されたX線変換効率 η_x と局所的レーザー強度 S_L との関係を示す。また米国のロチェスター大学において実験的に測定されたX線変換効率⁷⁾を斜線で示した。図4-8は、測定されたX線発光強度 S_r から理論的に導かれたX線変換効率 η_x が、実験的に直接測定されたX線

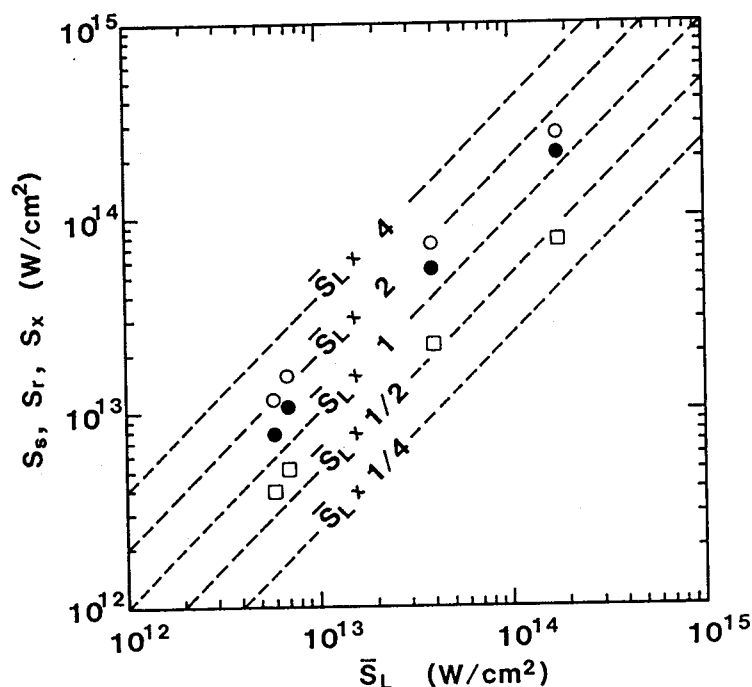


図4-7 キャビティによる輻射閉じ込め効果
 黒丸 : S_r
 白丸 : S_x
 白四角 : S_s

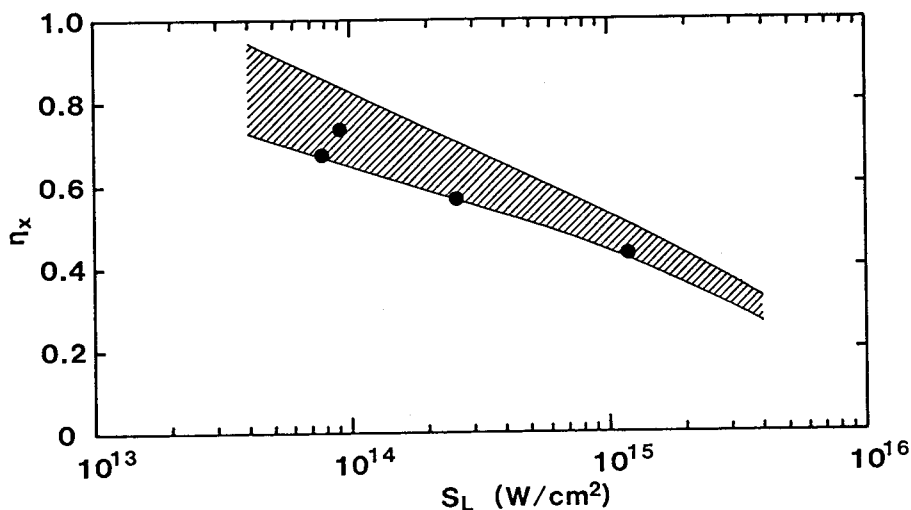


図4-8 レーザーからX線への変換効率
 黒丸 : S_r から導かれた値
 斜線部分：実験値

変換効率と良く一致することを示している。これは、キャビティ内の物理現象がほぼ理論的に予測される通りであることを示すものである。すなわち、表4-4に示した一次X線強度 S_s 、照射X線強度 S_x 、閉じ込め効果 Q は妥当な値であるといえる。図4-7に、表4-4に示した一次X線強度 S_s と照射X線強度 S_x とをそれぞれ白四角(□)と白丸(○)とで示した。キャビティ内壁を照射するX線強度 S_x は高い時で平均レーザー強度 $\bar{S}_L$ の2倍以上になっていることがわかる。また、キャビティによるX線閉じ込め効果を利用することで 10^{14} W/cm²以上の照射X線強度 S_x を実現できることが示された。

4-2-5 まとめ

§4-2では高Z物質(金: $Z=79$)製キャビティを用いた高強度輻射場の生成について述べた。実験では金製の球形キャビティにレーザー光を注入し、キャビティ内で発生したX線によって間接的に加熱されたキャビティ内壁を計測用窓から観測した。

本実験によって得られた成果を以下にまとめる。

(1) キャビティ内で発生したX線によるキャビティ内壁の間接的な加熱は、軸対称性に優れたものであり、間接的に加熱された内壁からのX線発光強度 S_r の軸対称性は $\pm 20\%$ 以内であった。

(2) キャビティ内のエネルギー保存則と金に Ablative Heat Wave モデルを適用した結果とから理論的に導かれる諸量間の関係式は、実験結果を良く説明できるものであった。

(3) キャビティによるX線閉じ込め効果を利用することにより、 10^{14} W/cm^2 以上のキャビティ内壁照射X線強度 S_x が達成された。

§ 4-3 低Z($Z=13$)物質中における軟X線エネルギー輸送の照射X線強度依存性

4-3-1 まえがき

§ 4-3 では、低Z物質(アルミニウム： $Z=13$)中における軟X線エネルギー輸送の照射X線強度依存性について述べる。第2章では照射X線強度 $1.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ で軟X線駆動アブレーションにおける軟X線エネルギー輸送と流体運動との関係について調べた。第3章では、第2章で得られた知見を基に透過X線駆動アブレーションモデルを開発し、アブレーションにおける主要なパラメータに関してその照射X線強度依存性を理論的に導いた。本節では第3章で導かれた照射X線強度依存性を実験的に検証する。実験では 10^{14} W/cm^2 以上の照射X線強度を得るために、キャビティによるX線閉じ込め効果を利用する。キャビティによるX線閉じ込め効果については§ 4-2において述べたように、ほぼ理論的に予測される結果が得られた。また、低Z(アルミニウム)プラズマの自発光X線を測定できる配置(第2章図2-5(c)の配置)をとることにより、軟X線駆動アブレーションの加熱フロントに関する情報も得る。

4-3-2 実験原理および実験装置

図4-9に2つの計測用窓を持つキャビティの模式図を示す。計測用窓は、1つはオープンであり(以後これをオープン窓と呼ぶ)、他の1つはアルミニウムフォイルで覆われている(以後これをフォイル窓と呼ぶ)。オープン窓から測定されるX線は、§ 4-2の場合と同じで I_r (S_r)である。計測用窓の一つを覆っているアル

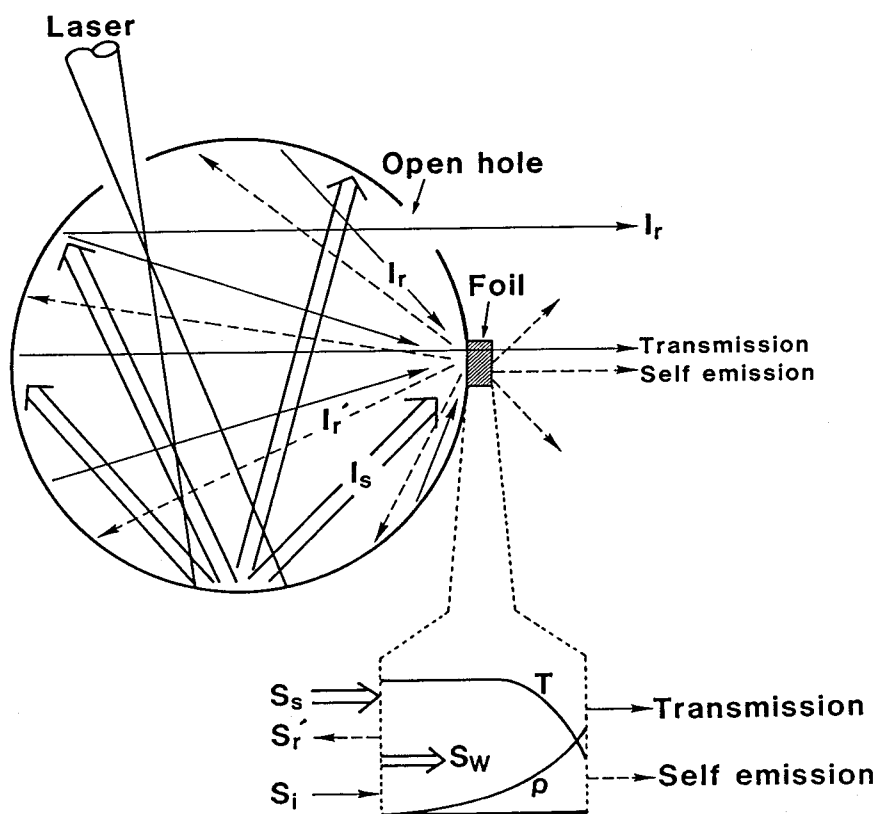


図4-9 エネルギー輸送を調べる実験の原理

ミニウムフォイルに着目すると、フォイルを照射するX線はレーザー直接照射部分から放射される一次X線 S_s (I_s は単位立体角あたりの強度)と、キャビティ内のX線によって間接的に加熱された内壁(金)から放射されるX線の一部 S_i (I_r から成る)との和である(図4-9右下の挿入図)。一方アルミニウムフォイルからキャビティ内部へはX線強度 S_r' (I_r' は単位立体角あたりの強度)が再放射される。フォイルとキャビティ内壁とは異なる物質なので一般に $I_r \neq I_r'$ ($S_r \neq S_r'$)である。図4-9右下の挿入図に示したように、加熱フロントがフォイル裏面に到達した後は、フォイルの裏側からは I_r の透過成分とフォイルの自発光X線とが観測される。図4-9に示した配置は第2章図2-5(c)の配置に相当する。従って第2章2-2-2で述べたように、電離バーンスルーを起こす光子エネルギーにおいても入射X線の

透過成分と自発光X線とが分離されない状態で観測される。実験で用いたレーザー、ターゲット、計測器は§4-2で述べたものと同じである。§4-2では透過型回折格子分光器が主計測器であったが、§4-3では波長選択・空間分解X線ストリークカメラを主計測器として議論を進める。

4-3-3 実験結果

波長選択・空間分解X線ストリークカメラによって得られた、典型的なデータを図4-10に示す。図4-10に示したデータは、キャビティの直径が1 mmのときのもので、使用したアルミニウムフォイルの厚さは6.90 μm 、観測波長は60 Åである。図4-10(a)は、フォトカソード上における時間・空間分解されたX線強度を3次元表示したものである。図4-10(a)には2つの山が現れており、それぞれの山がオープン窓およびフォイル窓からの信号に相当する。図4-10(b)は、図4-10(a)に示したデータを等高線表示したものである。図4-10(b)から明らかなように、フォイル窓からの信号はオープン窓からの信号に比べて、その立ち上がり時刻が遅れている。これらオープン窓からの信号とフォイル窓からの信号とを定量的に比較するために、それぞれの窓からの信号に対して窓の大きさおよび位置（共に実測値）に関して補正をかけた。補正をかけて得られた、オープン窓からの信号とフォイル窓からの信号の時間プロファイルを図4-11(a)に示す。図4-11(a)に示した時間プロファイルは図4-10に示したデータに対応したものであり、細い線がオープン窓からの信号、太い線がフォイル窓からの信号である。図4-11(a)からわかるように、フォイル窓からの信号はオープン窓からの信号に比べて時間的に遅れて立ち上がり、オープン窓からの信号とほぼ同じ強度に達した後はオープン窓からの信号とほぼ同じ時間プロファイルをたどる。これは十分な強度が得られた全てのデータに共通した特徴である（表4-1中、直径3 mmのキャビティで厚さ2.04 μm のアルミニウムフォイルを貼った窓からだけは、フォイルが厚すぎたため、十分な強度の信号が得られなかった）。図4-11(a)に示された信号の特徴をより明確にするために、フォイル窓からの信号とオープン窓からの信号との比をとる（フォイル窓からの信号をオープン窓からの信号で規格化する）。オープン窓からの信号で規格化したフォイル窓からの信号を図4-11(b)に示す。オープン窓からの信号が示す時間プロファイルは、アルミニウムフォイ

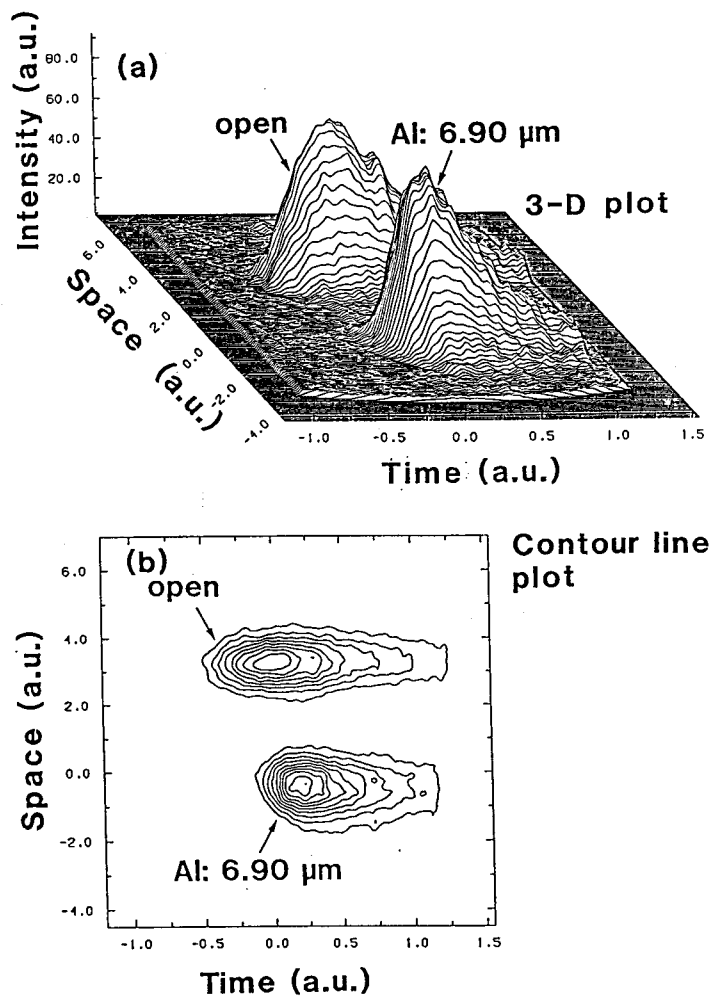


図4-10 計測用窓から放射されたX線（幾何学的な補正をかける前）
 （キャビティ直径1 mm，観測波長60 Å）
 （a）3次元表示，（b）等高線表示

ルをキャビティの内側から照射しているX線の時間プロフィールにほぼ等しいと考えることができる。従って、オープン窓からの信号で規格化されたフォイル窓からの信号は、照射X線の時間プロフィールで規格化されたものにほぼ等しいと考えることができる。フォイルの光学的特性が時間的に一定ならば、例えば単なるアルミニウムのフィルターを考えてみれば明らかのように、規格化された信号は一定値となる。すなわち、図4-11(b)はフォイルの光学的特性の時間変化を示すものである。

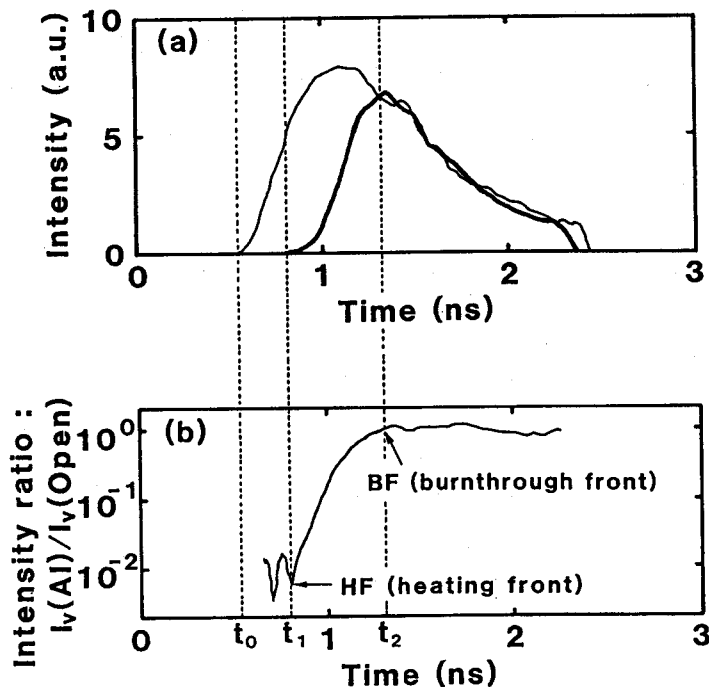


図4-11 計測用窓から放射されたX線（幾何学的な補正をかけた後）
 （キャビティ直径1 mm, 観測波長60 Å）
 (a) 細い実線：オープン窓から放射されたX線
 太い実線：フォイル（アルミニウム）窓から放射されたX線
 (b) 強度比（ $I_v(Al)/I_v(open)$ ）の時間変化

本実験においては、フォイルを照射するX線の半分以上はその吸収長がフォイルの厚さの1/5以下であり、フォイル中には深さ方向に大きな温度勾配が生じる。従ってフォイルの状態変化は、フォイル全体が一様に加熱され温度が上昇するという形にはならず、加熱フロントがフォイル中を進行していくという形をとる。つまり、図4-11(b)においてオープン窓からの信号で規格化されたフォイル窓からの信号がノイズレベルから立ち上がる時刻は、加熱フロントのフォイル裏面到達時刻であると考えることができる。またオープン窓からの信号で規格化されたフォイル窓からの信号が増加を止め飽和する時刻は、フォイルの状態変化が終了した時刻であると考えることができる。

オープン窓からの信号が立ち上がる時刻を t_0 、フォイル窓からの信号が立ち上がる時刻を t_1 、オープン窓からの信号で規格化されたフォイル窓からの信号が飽和

する時刻を t_2 とする。時刻 t_1 は加熱フロントがフォイル裏面に到達した時刻を表し、時刻 t_2 はバーンスルーフロントがフォイル裏面に到達した時刻を表す。加熱フロントおよびバーンスルーフロントの伝播時間は、それぞれ

$$\Delta t_{HF} = t_1 - t_0 \quad (4-10)$$

$$\Delta t_{BF} = t_2 - t_0 \quad (4-11)$$

で表される。従って、フォイルの初期厚さを Δx_0 とすると、加熱フロントおよびバーンスルーフロントの伝播速度は、それぞれ

$$V_{HF} = \Delta x_0 / \Delta t_{HF} \quad (4-12)$$

$$V_{BF} = \Delta x_0 / \Delta t_{BF} \quad (4-13)$$

と表される。あるいは、フォイルの固体密度 ρ_0 を掛けて

$$V_{HF} = \rho_0 \Delta x_0 / \Delta t_{HF} \quad (4-14)$$

$$V_{BF} = \rho_0 \Delta x_0 / \Delta t_{BF} \quad (4-15)$$

と表される。式(4-10)－(4-15)を用いて得られた数値を表4-5にまとめる。

エネルギー輸送の照射X線強度依存性を得るためには、実効的な照射X線強度を評価しなくてはならない。図4-11(a)に示されているように、照射X線がそのピークに到達する前に加熱フロントは既にフォイル裏面に到達しており、オープン窓から観測されたX線エネルギーを単純にパルス幅(半値全幅)で割るという方法は実際的ではない。ここでは、時刻 t_1 あるいは時刻 t_2 までに照射された平均X線強度を用いることにする。たとえば時刻 t_1 までに照射された平均X線強度は次の方法によって評価する。間接的に加熱されたキャビティ内壁から放射される平均X線強度

表4-5 加熱フロントとバーンスルーフロントの伝播

キャビティ直径 [mm]	フォイル厚さ Δx_0 [μm]	観測波長 λ [$\text{\AA}$]	加熱フロント 伝播時間 Δt_{HF} [ns]	バーンスルーフロント 伝播時間 Δt_{BF} [ns]	加熱フロント 伝播速度 V_{HF} [$\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$]	バーンスルーフロント 伝播速度 V_{BF} [$\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$]	照射X線強度 S_x [J/cm^2]
1	6.90	60	0.269	-----	6.93×10^8	-----	1.44×10^{14}
			-----	0.771	-----	2.42×10^8	2.22×10^{14}
		35	0.271	-----	6.88×10^8	-----	1.43×10^{14}
			-----	0.751	-----	2.48×10^8	2.21×10^{14}
2	2.91	60	0.315	-----	2.49×10^8	-----	2.38×10^{13}
			-----	0.961	-----	8.18×10^5	4.59×10^{13}
		35	0.295	-----	2.66×10^8	-----	2.04×10^{13}
			-----	1.349	-----	5.82×10^5	4.11×10^{13}
3	1.08	60	0.376	-----	7.76×10^5	-----	5.00×10^{12}
			-----	0.695	-----	4.20×10^5	8.12×10^{12}
		35	0.341	-----	8.55×10^5	-----	4.59×10^{12}
			-----	1.114	-----	2.62×10^5	7.64×10^{12}

S_r は、

$$S_r = \pi I_r$$

$$= \pi \frac{E_r}{\Delta t_1} \frac{\int_{t_0}^{t_1} I_r(t) dt}{\int_{t_0}^{\infty} I_r(t) dt} \quad (4-16)$$

で評価する。ここで、 E_r は間接的に加熱されたキャビティ内壁の単位面積から、その垂直方向に単位立体角あたりに放射されたX線エネルギーで、透過型回折格子分光器による測定結果から得られる。オープン窓から放射されたX線強度時間プロファイル $I_r(t)$ は、観測波長60 $\text{\AA}$ および35 $\text{\AA}$ におけるデータのうち透過型回折格子分光器によって得られた時間積分スペクトルのピークに近い波長のものを用いる（実際には、直径1 mmのキャビティでは $\lambda=35 \text{ \AA}$ の時間プロファイルを、2 mmと3 mmのキャビティでは $\lambda=60 \text{ \AA}$ の時間プロファイルを使用した）。また $\Delta t_1 = t_1 - t_0$ で

ある。キャビティによるX線閉じ込めは、ほぼ理論通りになることを§4-2で確認したので、平均照射X線強度 S_x は式(4-7)と式(4-16)とを用いて、次式で評価する。

$$S_{x13} = S_{r13} + 0.425 S_{r13}^{13/16} \Delta t_{1ns}^{-1/2} \quad (4-17)$$

式(4-16)(4-17)により評価された照射X線強度 S_{x13} を表4-5に合わせて示す。4-3-4では表4-5に示した値をもとに、加熱フロントの伝播、パーンスルーフロントの伝播およびアブレーション圧力について議論する。

4-3-4 考察

[1] 加熱フロントの伝播

4-3-4 [1] では加熱フロントの伝播について考察する。初めに加熱フロントと呼んでいるものが衝撃波フロントとしては説明できないことを示す。衝撃波フロントの伝播速度が U_s であるとき、その衝撃波を駆動している圧力 P は第2章式(2-29)より、

$$P = \rho_0 U_s (U_s - C_0) / S \quad (4-18)$$

で表される。ここで ρ_0 はアルミニウムの固体密度、 $C_0 = 5.38 \times 10^5$ cm/s、 $S = 1.34$ である。圧力 P と衝撃波フロント後方の温度 T との関係を第3章式(3-102)で近似すると、

$$T = [P / (K \rho)]^{1/\delta} \quad (4-19)$$

で表される。ここで、 $K = 4.34 \times 10^{26}$ (in cgs-esu units)、 $\delta = 1.34$ である。測定された加熱フロント伝播速度が衝撃波フロント伝播速度であると仮定したときに得られる圧力 P と温度 T とを表4-6に示す。表4-6では、温度 T の最大値を見積るため

に、式(4-19)において $\rho = \rho_0$ とした。直径3 mmのキャビティにおいては測定された加熱フロント伝播速度が式(4-18)における C_0 よりも小さく、これは衝撃波ではあり得ないことを示している(C_0 は冷たいアルミニウム中の音速にほぼ等しい)。一方、図4-11(a)に示されるように、フォイル窓からの信号はオープン窓からの信号とほぼ同じ強度まで立ち上がっている。従って加熱フロント後方のプラズマ温度は、表4-4に示した S_r から導かれる輝度温度で概ね評価することができる。表4-4に示した S_r から導かれる輝度温度 $T_{\text{Bright.}}$ を表4-6に合わせて示す。表4-6からわかるように、測定された加熱フロント伝播速度が衝撃波フロント伝播速度であると仮定したときに導かれる温度 T は非常に低く、実験で得られたX線強度を説明することができない。従って、ここで加熱フロントと呼んでいるものが衝撃波フロントではないことがわかる。衝撃波フロントがフォイル裏面に到達することによる裏面発光は、本実験で用いた計測器の観測限界以下の強度であったと考えられる。

加熱フロントの照射X線強度依存性について考察を進める。図4-12に加熱フロント伝播速度の照射X線強度依存性を示す。黒丸(●)は観測波長60 Åにおけるデータ、白丸(○)は観測波長35 Åにおけるデータである。第2章2-2-2で議論したように、本実験配置ではアルミニウムプラズマの自発光X線と入射X線の透過成

表 4-6 加熱フロントと衝撃波

キャビティ直径 [mm]	観測波長 λ [Å]	加熱フロント 伝播速度 V_{HF} [cm/s]	圧力 P [Mbar]	温度 T [eV]	輝度温度 $T_{\text{Bright.}}$ [eV]
1	60	2.56×10^6	10.5	20.5	214
	35	2.54×10^6	10.3	20.2	214
2	60	9.20×10^5	0.711	2.74	152
	35	9.83×10^5	0.885	3.23	152
3	60	2.86×10^5	-----	-----	93.3
	35	3.16×10^5	-----	-----	93.3

分とが分離されない状態で観測される。低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおいて、その加熱フロント近傍は、低温・高密度であるためオパシティが高い状態にある。従って、その輻射エネルギー輸送は自発光輻射によるものが主であると考えられる。図4-12に Ablative Heat Wave (AHW) モデルから導かれる加熱フロントの伝播速度を示す。図4-12において実線は照射X線強度 S_x を $S_x = S_{HW} + S_r$ とおき第3章式(3-169)(3-172)を用いて求めた伝播速度を示している。時刻 t は表4-5に示した Δt_{HF} を考慮して $t = 0.3 \text{ ns}$ とした。図4-12から、加熱フロントの伝播速度がAHWモデルによって説明されることがわかる。

ここで、電子熱伝導について考察を加える。熱流束 S を

$$S = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4-20)$$

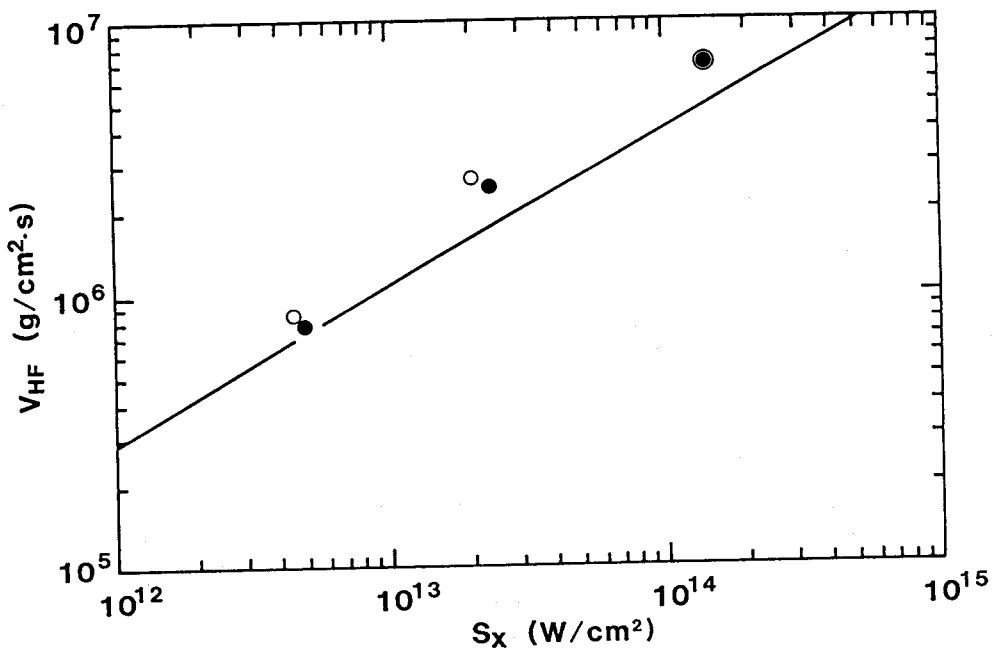


図4-12 加熱フロント伝播速度の照射X線強度依存性
 黒丸：観測波長60 Å, 白丸：観測波長35 Å
 実線：自発光X線駆動アブレーションモデル
 ($t = 0.3 \text{ ns}$, $S_x = S_{HW} + S_r$)

として表すと、電子熱伝導による熱伝導係数 κ_e は

$$\kappa_e = 5.87 \times 10^{58} T^{5/2} / z \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (4-21)$$

となる。⁸⁾ 一方熱平衡輻射の拡散近似を考えた場合、輻射熱伝導による熱伝導係数 κ_r は

$$\kappa_r = 8.32 \times 10^{59} \varrho_R T^3 \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (4-22)$$

となる。⁹⁾ ここで、 ϱ_R はロッセランド平均吸収長である。式 (4-21) において $z \simeq z+1$ として第3章式 (3-102) の近似を行うと、

$$\begin{aligned} z &\simeq K m_i T^{\delta-1} \\ &= 1.94 \times 10^4 T^{0.338} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (4-23) \end{aligned}$$

が得られ、

$$\kappa_e = 3.03 \times 10^{46} T^{2.16} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (4-24)$$

となる。また式 (4-22) において、ロッセランド平均吸収長に対し第3章式 (3-135) の近似を行うと、

$$\varrho_R = 4.51 \times 10^{15} T^{1.91} \rho^{-1.48} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (4-25)$$

が得られ、

$$\kappa_r = 3.75 \times 10^{75} T^{4.91} \rho^{-1.48} \quad (\text{in cgs-esu units}) \quad (4-26)$$

となる。式(4-24)(4-26)から次式の関係が得られる。

$$\begin{aligned}\kappa_r / \kappa_0 &= 1.24 \times 10^{29} T^{2.75} \rho^{-1.48} \\ &= 4.53 \times 10^{-4} T [\text{eV}]^{2.75} \rho [\text{g/cm}^3]^{-1.48}\end{aligned}\quad (4-27)$$

式(4-27)の関係を $\kappa_r / \kappa_0 = 10^{-2}, 10^{-1}, 10^0, 10^1, 10^2$ について図4-13に示す。第3章式(3-16)および $P_s = \rho_s C_s^2$ であることを考慮すると、準定常ディフラグレーション波における圧力変化は高々2倍である。第3章式(3-102)–(3-104)より

$$P [\text{Mbar}] = 7.13 \times 10^{-2} T [\text{eV}]^{1.34} \rho [\text{g/cm}^3] \quad (4-28)$$

であり、ディフラグレーション波をほぼ等圧力領域とみなすと流体は式(4-28)に従って高密度側から低密度側へ流れることになる。式(4-28)の関係を $P = 1, 2,$

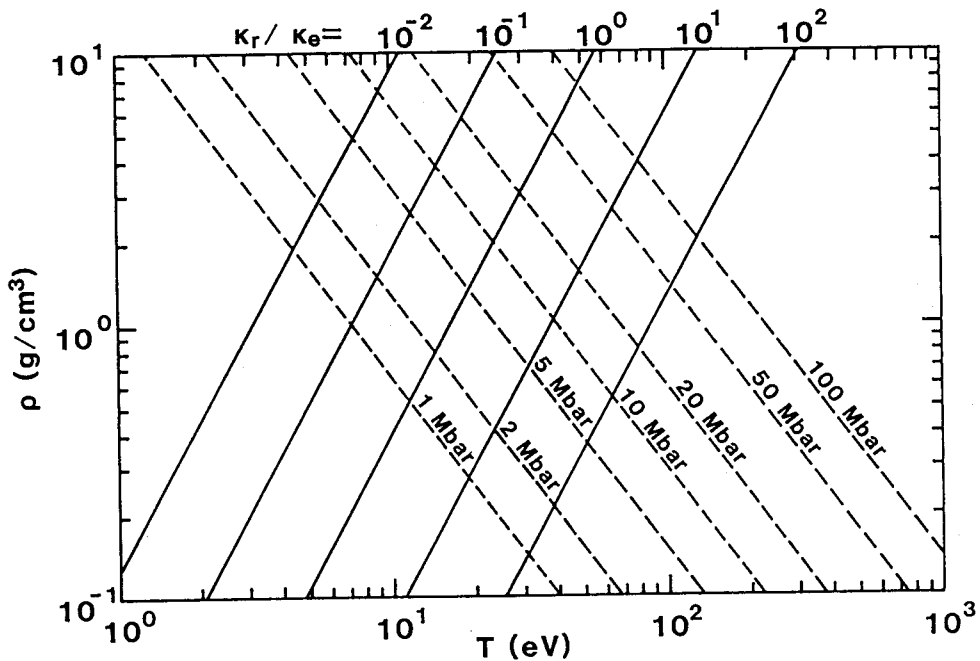


図4-13 電子熱伝導と輻射熱伝導
実線：熱伝導係数の比 (κ_r / κ_0)
破線：プラズマの圧力

5, 10, 20, 50, 100 Mbarに対して、図4-13中に破線で示す。第2章で述べた実験において、 $S_x = 1.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ で $P_a = 1.3 \text{ Mbar}$ であったことから、本節で述べた実験のX線強度領域では、X線強度が低い場合には加熱フロント近傍で電子熱伝導の影響を受ける可能性があるが、X線強度が高くなるに従ってその影響はなくなるものと考えられる。アルミニウムの固体密度が 2.7 g/cm^3 であるから、図4-13よりアブレーション圧力が20 Mbarを越える場合には、電子熱伝導の影響は無いものと考えてよい。また、電子熱伝導による熱伝導係数が輻射熱伝導による熱伝導係数より大きくなるのは非常に低温の領域（固体密度において $T < 30 \text{ eV}$ ）であり、本節で述べた実験においては電子熱伝導による加熱フロントが別に存在したとしてもその発光強度は観測限界以下となり観測されない。

以上の議論から、本実験で観測された加熱フロントはアルミニウムの自発光X線による非線形熱伝導によって形成された加熱フロントであると考えられる。ここでさらに透過型回折格子分光器によって得られたX線スペクトルを用いて議論を加える。図4-14に示すように、フォイルの法線方向から角度 θ なる方向でX線を観測する場合を考える。簡単のため、フォイルの温度は一様で T であるとする。イオンの電離状態に局所的熱平衡（LTE）を仮定すると、この時観測されるX線強度 I_{v1} は次式で表される。⁹⁾

$$I_{v1} = I_{v0} \exp(-\tau_v / \cos \theta) + I_{vp} [1 - \exp(-\tau_v / \cos \theta)] \quad (4-29)$$

ここで、 I_{v0} はキャビティの内側から視線方向においてフォイルに入射するX線強

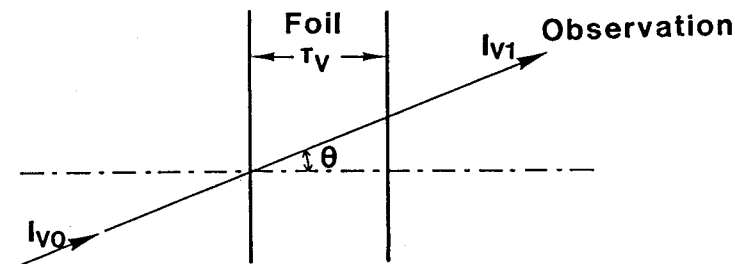


図4-14 観測角度とX線スペクトル

度、 τ_u はフォイルの光学的厚さ、 I_{u0} は温度 T に対するプランキアン強度である。式(4-29)の右辺において第1項は入射X線の透過成分を表し、第2項はフォイルの自発光成分を表す。透過型回折格子分光器によって得られた時間積分スペクトルを図4-15に示す。図4-15に示したスペクトルは直径1 mmのキャビティにおいて測定されたものである。細い実線はオープン窓から得られたスペクトルであり、式(4-29)における I_{u0} に相当する。太い実線はフォイル窓から得られたスペクトルであり、式(4-29)における I_{u1} に相当する。図4-15における細い実線と太い実線とは、それぞれ図4-10、4-11に示したオープン窓からの信号とフォイル窓からの信号とに対応する。式(4-29)からわかるように、観測されるX線強度 I_{u1} は、その観測角度 θ に依存する。図4-10、4-11に示したフォイル窓からの信号に対する観測角度は、 $\theta = 52.0^\circ$ である。また図4-15に示した太い実線のスペクトルに対する観測角度は、 $\theta = 68.9^\circ$ である。図4-15には、もう1つ別のスペクトルを破線で示した。これは他の2つのスペクトルを得た時と同一条件で行った別ショットにより、フォイル窓から得られたスペクトルである。図4-15中に破線で示したスペクトルに対する観測角度は、 $\theta = 51.7^\circ$ である。図4-15の太い実線と破線とからわかるように、フォイル窓

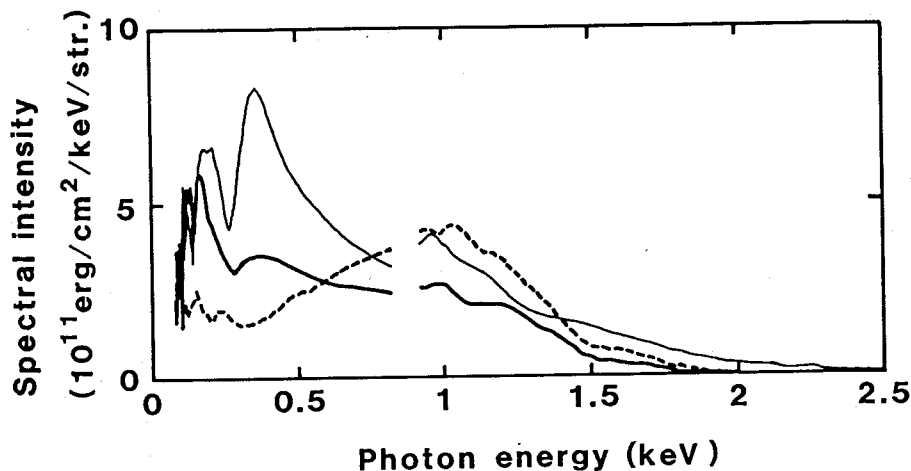


図4-15 計測用窓から放射されたX線スペクトル(キャビティ直径1 mm)
 細い実線: オープン窓から放射されたX線
 太い実線: フォイル(アルミニウム)窓から放射されたX線
 (観測角度 68.9°)
 破線: フォイル(アルミニウム)窓から放射されたX線
 (観測角度 51.7°)

から得られるスペクトルは、その観測角度によって大きく異なる。2つの異なる観測角度 θ_1 , θ_2 で観測されるX線強度 $I_{v1}(\theta_1)$, $I_{v1}(\theta_2)$ の比は式(4-29)より次式で表される。

$$\frac{I_{v1}(\theta_1)}{I_{v1}(\theta_2)} = \frac{I_{v0}\exp[-\tau_v/\cos\theta_1] + I_{vp}[1-\exp(-\tau_v/\cos\theta_1)]}{I_{v0}\exp[-\tau_v/\cos\theta_2] + I_{vp}[1-\exp(-\tau_v/\cos\theta_2)]} \quad (4-30)$$

今、周波数 ν において得られるX線強度が主として入射X線の透過成分より成る場合、式(4-30)は

$$\frac{I_{v1}(\theta_1)}{I_{v1}(\theta_2)} = \exp[-\tau_v(\frac{1}{\cos\theta_1} - \frac{1}{\cos\theta_2})] \quad (4-31)$$

となる。一方、主として自発光X線より成る場合は、

$$\frac{I_{v1}(\theta_1)}{I_{v1}(\theta_2)} = \frac{1-\exp(-\tau_v/\cos\theta_1)}{1-\exp(-\tau_v/\cos\theta_2)} \quad (4-32)$$

となる。2つの異なる観測角度 θ_1 , θ_2 の間に $\theta_1 > \theta_2$ なる関係がある場合を考えると、式(4-31)(4-32)より、入射X線の透過成分が主である場合は $I_{v1}(\theta_1) < I_{v1}(\theta_2)$ となり、一方自発光成分が主である場合は $I_{v1}(\theta_1) > I_{v1}(\theta_2)$ となる。図4-15においては、太い実線が $\theta_1=68.9^\circ$ であり、破線が $\theta_2=51.7^\circ$ である。図4-15より、光子エネルギー $h\nu < 603$ eVにおいては $I_{v1}(\theta_1) > I_{v1}(\theta_2)$ であり、光子エネルギー $h\nu > 603$ eVにおいては $I_{v1}(\theta_1) < I_{v1}(\theta_2)$ である。すなわち、光子エネルギー $h\nu < 603$ eVにおいては、アルミニウムプラズマの自発光X線がエネルギー輸送において重要な役割を果たすことがわかる。図4-15に示したオープン窓からのスペクトル(細い実線)においては、光子エネルギー $h\nu < 650$ eVのX線が全体のエネルギーの半分を占めている。エネルギー輸送は I_{v1} を立体角で積分し、さらに周波数 ν で積分したエネルギー流束によって議論されるので、

ここに示したデータからは定性的な議論しか行えないが、低エネルギーフォトンによるエネルギー輸送においては低Zプラズマにおいても自発光X線による輸送が重要なプロセスとなることが考えられる。ここに示したデータの場合は、フォトンエネルギー $h\nu < 650$ eV のX線が入射X線の約半分を占めるので、透過X線によるエネルギー輸送と自発光X線によるエネルギー輸送とがほぼ半々の重要性を持つと考えられる。

以上の議論から、X線加熱アルミニウムプラズマ中の軟X線エネルギー輸送においては、低エネルギーフォトンによるエネルギー輸送では自発光X線が重要な役割りを果たし、高エネルギーフォトンによるエネルギー輸送では入射X線の透過成分が重要な役割りを果たすものと考えられる。また、本実験で観測された加熱フロントは、アルミニウムの自発光X線による非線形熱伝導によって形成された加熱フロントであると考えられる。

[2] バーススルーフロントの伝播

4-3-4 [2] ではバーススルーフロントの伝播について考察する。図4-16にバーススルーフロント伝播速度の照射X線強度依存性を示す。黒四角 (■) は観測波長60 Åにおけるデータ、白四角 (□) は観測波長35 Åにおけるデータを示す。図4-16および表4-5に示されているように観測波長60 Åにおけるバーススルー時刻 t_2 の方が観測波長35 Åにおけるバーススルー時刻 t_2 よりも早い。これは、波長60 Å ($h\nu=207$ eV) のフォトンがイオンが $z=6$ まで電離すると吸収エッジよりも低エネルギーになってしまうのに対し、波長35 Å ($h\nu=354$ eV) のフォトンでは $z=9$ まで電離しないと、吸収エッジがフォトンエネルギーを越えないことによると考えられる (吸収エッジの位置については第2章表2-2参照)。すなわち、これら2つの波長から決められるバーススルーフロント伝播速度の違いは、プラズマ中における電離度の空間勾配の大きさを反映しているものと考えられる。

第3章で述べた透過X線駆動アブレーションモデルから導かれるバーススルーフロント伝播速度を図4-16中に実線で示した。Ablative Heat Wave モデルから導かれる質量噴出率 [第3章式(3-169)] が加熱フロントの伝播速度を表現しているのに対して、透過X線駆動アブレーションモデルから導かれる質量噴出率 [第3章

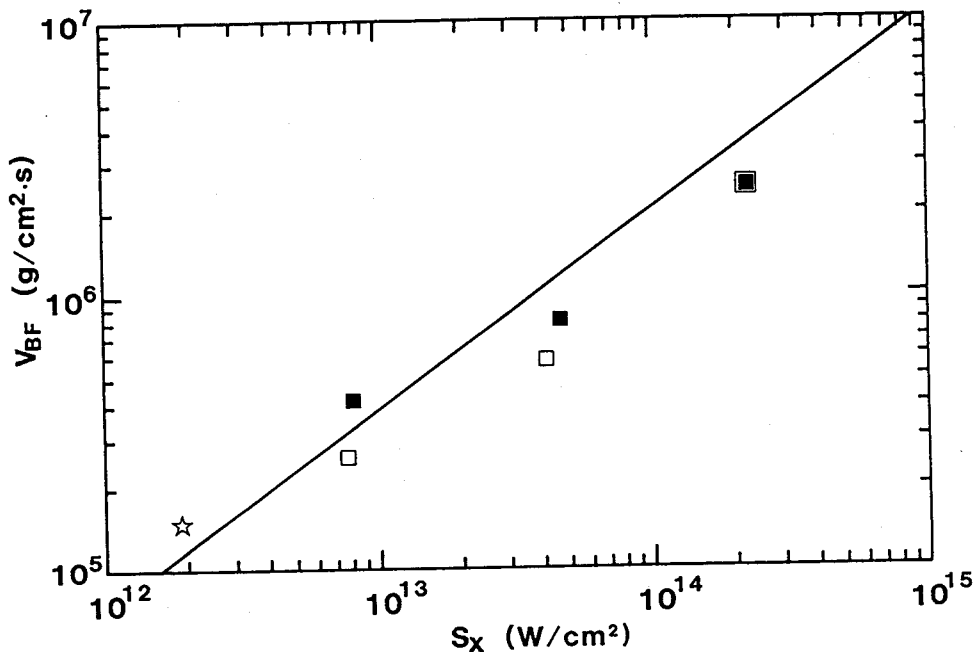


図4-16 バースルーフロント伝播速度の照射X線強度依存性
 黒四角：観測波長60 Å
 白四角：観測波長35 Å
 星印：第2章の実験値
 実線：透過X線駆動アブレーションモデル ($t = 1.0$ ns)

式(3-25)(3-27c)(3-27d)] はバースルーフロント伝播速度を表現している。モデルから導かれるバースルーフロント伝播速度においては、表4-5に示した Δt_{BF} を考慮して、 $t = 1$ nsとした。図4-16中星印(☆)で示したのは、第2章で述べた実験のデータ点である。図4-16からわかるように、透過X線駆動アブレーションモデルから導かれるバースルーフロント伝播速度は測定された伝播速度と良く一致している。モデルではバースルーフロントを音速点と考えて、そこでのエネルギーバランスを計算することにより伝播速度を求めている。従ってモデルから導かれる伝播速度が実験データと良く一致しているということは、音速点がバースルーフロント近傍に存在すると考えられることを示している。

図4-15に示したスペクトルを用いて、X線加熱アルミニウムプラズマの電離状態について考察を加える。図4-17は、図4-15に示したスペクトルの特徴を明確にす

るために、フォイル窓から得られたスペクトル（太い実線および破線のスペクトル）をオープン窓から得られたスペクトル（細い実線のスペクトル）で規格化したものである。図4-17において、細い実線は図4-15における破線のスペクトルに対応しており、太い実線は図4-15における太い実線のスペクトルに対応している。透過X線駆動アブレーションモデルから導かれる $t = 1 \text{ ns}$ におけるアルミニウムプラズマの電離状態は、第3章図3-6(a)に示されている。いま議論しているのは照射X線強度が約 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合であり、この時の電離状態は第3章図3-6(a)からほぼ全てのイオンが $z = 11$ である。図4-17中に、 $z = 0, 11$ のアルミニウムイオンのK吸収エッジの位置を示した。測定されたスペクトルでは分解能 ($\Delta \lambda \simeq 4 \text{ \AA}$) のためぼけているが、 $z = 0$ および $z = 11$ の吸収エッジが現れている。これは第2章の場合と同様に2層モデルで定性的に説明することができる（測定されたのは時間積分スペクトルであるから定量的な議論はできない）。図4-18に、フォイルの90%が $z = 11$ に電離し、残りの10%が冷たい ($z = 0$) 場合の観測方向 0° （フォイルの法線方向）における束縛-自由遷移吸収の透過率スペクトルを示す。X線の吸収断面積は文献(10)の

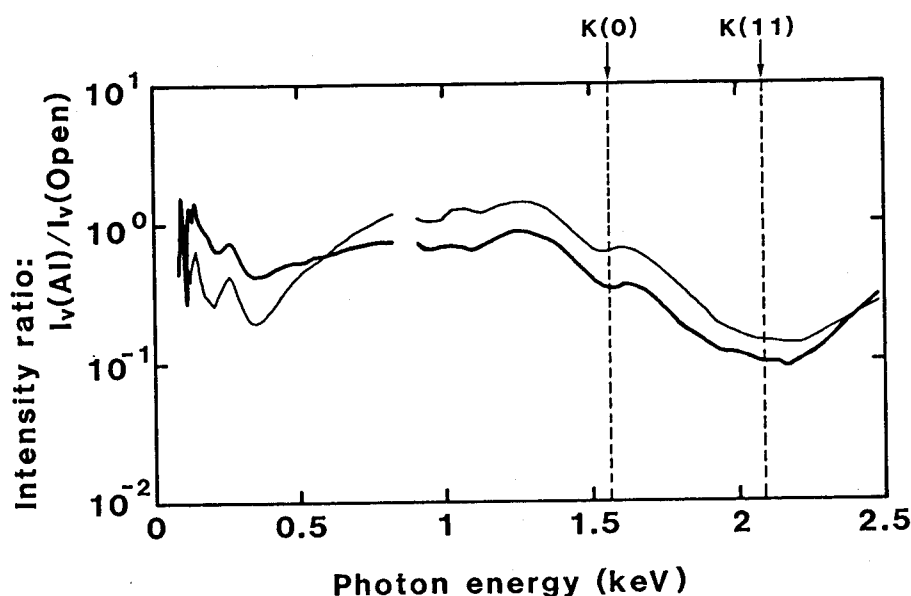


図4-17 オープン窓からのX線スペクトルで規格化された
 フォイル窓からのX線スペクトル（キャビティ直径1 mm）
 太い実線：観測角度 68.9°
 細い実線：観測角度 51.7°

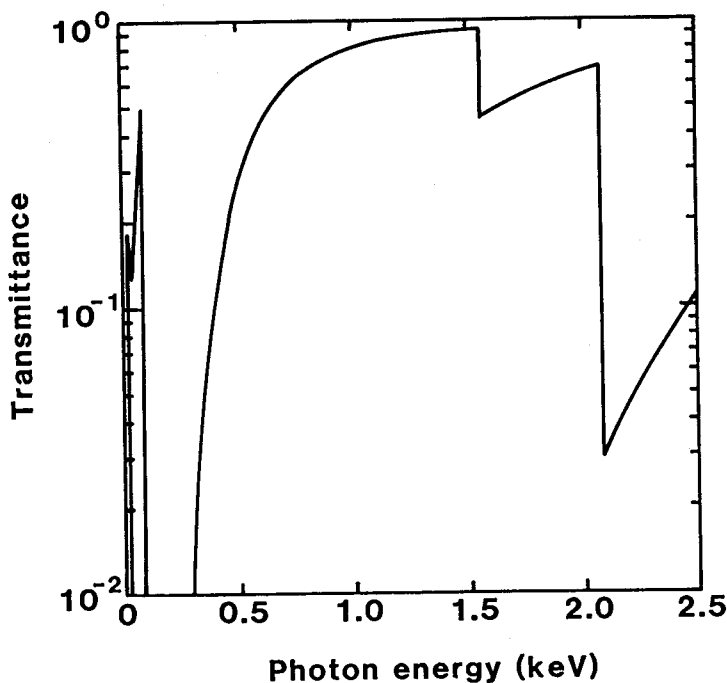


図4-18 2層モデルによって計算された透過率スペクトル

値を用いた。2層モデルで計算される透過率スペクトルには図4-18に示されるように2つの吸収エッジが現れる。これは実験結果を定性的に説明するものである。さらに、2層モデルで計算される透過率スペクトルは図4-18に示す形状をしており、これは入射X線の透過成分が主であると考えられる高エネルギー側 ($h\nu > 603 \text{ eV}$) の特徴を説明するものである。

以上の議論から、測定されたバーンスルーフロント伝播速度と透過X線駆動アブレーションモデルから導かれたバーンスルーフロント伝播速度とは良く一致し、またバーンスルー領域中のアルミニウムイオンの電離度も、実験結果とモデル計算とで良く一致していることがわかった。

[3] アブレーション圧力

4-3-4 [3] では、バーンスルーフロント伝播速度からアブレーション圧力を評価し、その照射X線強度依存性について議論する。4-3-4 [2] において、

音速点がバーンスルーフロント近傍に存在すると考えられることは述べた。音速点密度がアブレーションフロント密度に比べて十分小さいと仮定すると、準定常ディフラグレーションにおいて次の式が近似的に成り立つ（第3章3-2-2参照）。

$$S_x = 4 \rho_s C_s^3 \quad (4-33)$$

$$\dot{m} = \rho_s C_s \quad (4-34)$$

$$P_a = 2 \rho_s C_s^2 \quad (4-35)$$

ここで、 S_x は照射X線強度、 ρ_s は音速点密度、 C_s は音速点における音速、 $\dot{m}$ は質量噴出率で今の場合バーンスルーフロント伝播速度 V_{BF} に相当する。また P_a はアブレーション圧力である。式(4-33)–(4-35)より次式の関係が得られる。

$$P_a = (\dot{m} S_x)^{1/2} \quad (4-36)$$

式(4-36)を用いてバーンスルーフロント伝播速度 $\dot{m}$ (V_{BF})と照射X線強度 S_x とからアブレーション圧力 P_a を評価することができる。評価されたアブレーション圧力を図4-19に示す。図4-19において、黒三角(▲)は観測波長60 Åにおけるバーンスルーフロント伝播速度から評価されたアブレーション圧力を示し、白三角(△)は観測波長35 Åにおけるバーンスルーフロント伝播速度から評価されたアブレーション圧力を示す。また図4-19中星印(☆)は第2章で述べた実験のデータ点を示す。図4-19からわかるように、衝撃波フロント伝播速度から求めたアブレーション圧力(星印のデータ点)は、バーンスルーフロント伝播速度から評価したアブレーション圧力と同一のスケーリング上にある。従って、バーンスルーフロント伝播速度から式(4-36)によって評価したアブレーション圧力は妥当なものであると考えられる。理論的な照射X線強度依存性と比較するために、透過X線駆動アブレーションモデルから導かれたアブレーション圧力を図4-19に実線で示す。実線で示したアブレーション圧力は第3章式(3-26)(3-27e)(3-27f)を用いて求めたもので、 $t = 1 \text{ ns}$ とし

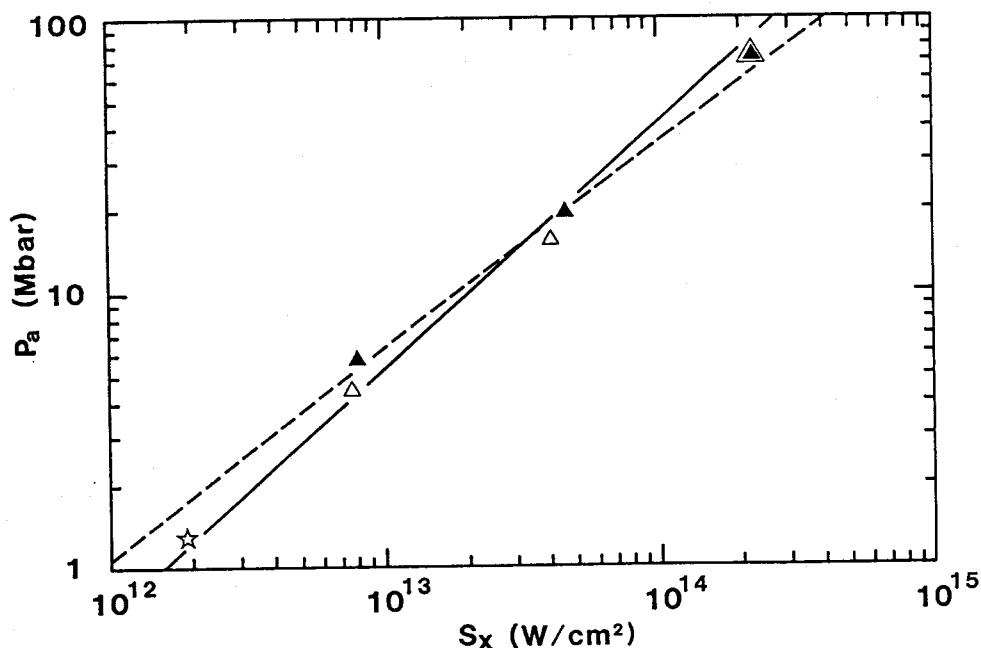


図4-19 アブレーション圧力の照射X線強度依存性

黒三角：観測波長60 Å

白三角：観測波長35 Å

星印：第2章の実験値

実線：透過X線駆動アブレーションモデル
($t = 1.0 \text{ ns}$)

破線：自発光X線駆動アブレーションモデル
($t = 1.0 \text{ ns}$, $S_x = S_{HW} + S_r$)

た。また、図4-19中には破線で Ablative Heat Wave (AHW) モデルから導かれるアブレーション圧力も示した。破線で示したアブレーション圧力は第3章式 (3-170) において $t = 1 \text{ ns}$, $S_x = S_{HW} + S_r$ として求めたものである。透過X線駆動アブレーションモデルと自発光X線駆動アブレーションモデルとは、輻射エネルギー輸送に関して全く異なった物理的取り扱いをしているにもかかわらず、アルミニウムの軟X線駆動アブレーションに対してほぼ等しいアブレーション圧力を導く。これはアブレーション圧力がモデルに強く依存しないことを示すものである (例えばX線加熱アルミニウムプラズマの温度は、第3章図3-4に示したようにモデルに強く依存する)。理論的に導かれたアブレーション圧力は、測定されたバーンスルーフロント伝播速度から評価されたアブレーション圧力と良く一致している。

4-3-5 まとめ

§ 4-3 では、キャビティによって閉じ込められた高強度輻射場を利用して行ったアルミニウムフォイル中のエネルギー輸送に関する実験について述べた。アルミニウムフォイル中の加熱フロントとバーンスルーフロントの伝播速度に関して、実験的にその照射X線強度依存性を得た。また、バーンスルーフロント伝播速度からアブレーション圧力を評価した。

§ 4-3 で得られた成果を以下にまとめる。

(1) 測定された加熱フロント伝播速度は、自発光X線駆動アブレーション (Ablative Heat Wave) モデルから導かれる加熱フロント伝播速度と良く一致した。

(2) 測定されたバーンスルーフロント伝播速度は、透過X線駆動アブレーション (Subcritical-limit Deflagration) モデルから導かれるバーンスルーフロント伝播速度と良く一致した。

(3) バーンスルーフロント伝播速度から評価されたアブレーション圧力は、理論的に導かれるアブレーション圧力と良く一致した。

以上の知見により、§ 4-3 で述べた実験パラメータ領域でのアルミニウムプラズマの軟X線駆動アブレーションに関して、図4-20に示すようなエネルギー輸送構造が考えられる。音速点より高温・低密度側の希薄波領域では、入射X線の透過成分 ($S_{\text{Trans.}}$) によりエネルギーが輸送され、アブレーションフロント近傍では自発光X線の拡散 ($S_{\text{Scat.}}$) によりエネルギーが輸送される。

§ 4-4 むすび

第4章では、実際の間接照射型爆縮核融合において重要となる照射X線強度領域 ($S_x > 10^{14} \text{ W/cm}^2$) まで実験のパラメータ領域を広げ、X線加熱低Zプラズマ中のエネルギー輸送に関して実験的に調べた。§ 4-2 ではキャビティによるエネルギー閉じ込めを利用して高強度輻射場を生成する方法について調べ、§ 4-3 では生成した高強度輻射場を用いてアルミニウムフォイル中のエネルギー輸送を調べた。

キャビティによるエネルギー閉じ込めを利用した高強度輻射場の生成に関しては、キャビティ内のエネルギー保存則とキャビティ材である金に AHW モデルを適用した結果とから理論的に導かれる諸量 (X線発光強度やレーザーからX線への変

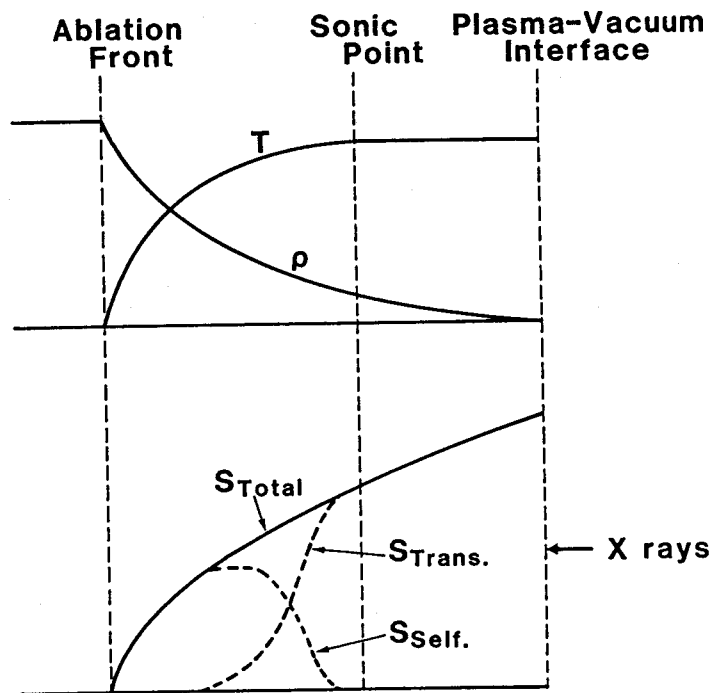


図4-20 アルミニウムの軟X線駆動アブレーションにおけるエネルギー輸送

換効率等)間の関係式は、実験結果を良く説明できるものであった。

アルミニウムフォイル中のエネルギー輸送に関しては、測定された加熱フロント伝播速度は自発光X線駆動アブレーション (Ablative Heat Wave) モデルから導かれる加熱フロント伝播速度と良く一致した。測定されたバーンスルーフロント伝播速度は透過X線駆動アブレーション (Subcritical-limit Deflagration) モデルから導かれるバーンスルーフロント伝播速度と良く一致した。またバーンスルーフロント伝播速度から評価されたアブレーション圧力は理論的に導かれるアブレーション圧力と良く一致した。

以上の成果は、レーザーで加熱された高Z物質製キャビティ内のX線輻射場および低Z物質の軟X線駆動アブレーションについて、比較的簡単なモデル計算によりその主要なパラメータを予測できるようになったことを示すものである。

第 4 章の参考文献

- (1) S.E.Bodner, J. Fusion Energy 1, 221 (1981).
- (2) R.Sigel et al., Phys. Rev. A 38, 5779 (1988).
- (3) C.Yamanaka et al., Nucl. Fusion 27, 19 (1987).
- (4) T.Jitsuno, ILE Laboratory Report, ILE-QPR-87-24, 3 (1988).
Institute of Laser Engineering, Osaka University,
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565 Japan.
- (5) K.Eidmann et al., Laser and Particle Beams 4, 521 (1986).
- (6) G.D.Tsakiris, in Proceedings of the 18th International Congress on
High Speed Photography and Photonics, Xi'an, 1988;
[Proc. Soc. Phot-Opt. Instrum. Eng. 1032, 910 (1988)].
- (7) P.D.Goldstone et al., Phys. Rev. Lett. 59, 56 (1987).
- (8) S.I.Braginskii, in Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, p205
(Consultants Bureau, New York, 1965).
- (9) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer, Physics of Shock Waves and
High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Ch. II (Academic, New York,
1967).
- (10) R.F.Reilman and S.T.Manson, Astrophys. J. Suppl. Ser. 40, 815 (1979).

第5章 軟X線駆動アブレーションによるペレット爆縮

§5-1 はじめに

第5章では、軟X線駆動アブレーションによるペレット爆縮実験について述べる。第2章から第4章まではアルミニウムを用いて低Zプラズマの軟X線駆動アブレーション過程について調べてきた。第4章までに得られた成果により、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおける主要なパラメータについてその定量的評価が簡単な計算により可能となった。本章ではこれまでに得られた知見を用いて実際の爆縮ターゲットを設計し、ペレット爆縮実験を行う。

間接照射型の爆縮ターゲットは、レーザー光からX線へエネルギーを変換する部分（X線コンバーターと呼ぶ）の形状によりいくつかのタイプに大別される。現在使用されている主なタイプについて、その形状を図5-1に示す。図5-1(a)は2穴キャノンボール型と呼ばれているもので、従来から爆縮実験に用いられてきたものである。このタイプのターゲットはX線コンバーターである外球（球形）に開けられた2つの穴からレーザー光を注入する。このタイプのターゲットはX線コンバーターである外球の開口比が小さくできるので、エネルギー効率の面では好ましい。しかしながら、レーザーの第1照射面への入射角度が大きくなりすぎてキャビティ内でのレーザー光の散乱が増えること、また膨張プラズマによるレーザー導入孔の閉塞が生ずることなどの問題点がある。図5-1(b)はシリンダー型と呼ばれているものである。このタイプのターゲットは文字通りシリンダー型のX線コンバーターを用い、その両端からレーザー光を注入する。このタイプのターゲットは、レーザー導入孔が大きいので、膨張プラズマによる導入孔閉塞が起こりにくくエネルギーの注入は容易である。また2穴キャノンボール型に比べてレーザーの第1照射面への入射角度を小さくできるのでキャビティ内のレーザー光の散乱は減少する。さらにレーザーの第1照射面の位置を調整することにより、燃料ペレットへのX線照射の一樣性をコントロールできる長所を持つ。しかしながら、キャビティの開口比が大きくなるため十分なX線閉じ込め効果を得ることは難しい。図5-1(c)は 4π 照射型と呼ばれるものである。このタイプのターゲットは、金などの高Z物質で作った薄膜球をX線コンバーターとして用い、この薄膜球の外側から一様にレーザー光を照射する。燃料ペレットは薄膜球から内側へ放射されるX線によって照射される。この

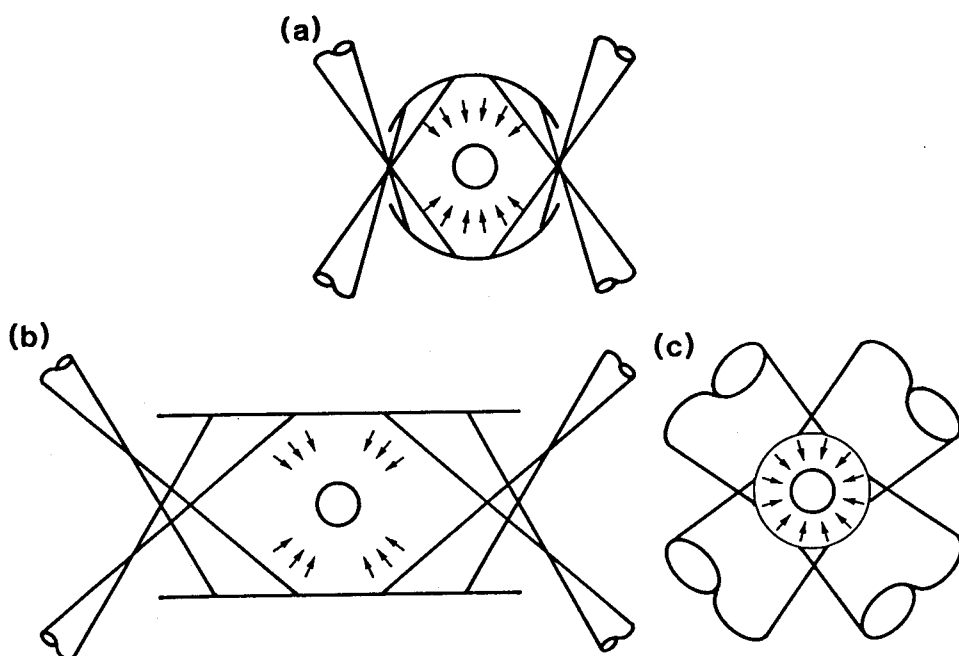


図5-1 現在実験に使用されている間接照射型爆縮核融合用ターゲット
 (a) 2穴キャノンボールターゲット
 (b) シリンダー型ターゲット
 (c) 4π 照射型ターゲット

タイプのターゲットは、燃料ペレットを照射するX線の照射強度一様性は他のタイプのターゲットに比べて良いが、薄膜球の外側へ放射されるX線を利用することができないのでエネルギー効率が低い。また、燃料ペレットの爆縮ダイナミクスを計測することが困難である等の実験技術上の短所を有する。§5-2では 4π 照射型ターゲットを用いた爆縮実験について、§5-3ではシリンダー型ターゲットを用いた爆縮実験について述べる。

爆縮ターゲットの設計において、燃料ペレットのアブレーターに何を用いるかということは非常に重要な問題である。燃料ペレットのアブレーターとして用いる物質に要求される特性のうち主なものは次に示すとおりである。

- (1) X線再放射効率が低い。
- (2) 照射X線の高エネルギー成分による燃料およびブッシャー（アブレーター）の先行加熱を抑制する。

(3) 燃料球へのコーティングが可能である。

(4) 化学的に安定(潮解性を示さない等)である。

上記の特性(1)(2)は物理的な要求であり、(3)(4)はターゲット製作上の技術的な要求である。特性(1)は、照射X線からアブレーターの流体運動へのエネルギー結合効率を上げるために要求される。特性(2)は、通常X線コンバーターとして用いられる金プラズマから放射されるX線が光子エネルギー1 keV以上の高エネルギー成分を含むために要求される。特性(1)を満たすためには、原子番号の小さい物質を使うのがよい。また特性(2)をも満たすためには、原子番号の小さい物質を2つ以上組み合わせる必要がある。図5-2に炭素(C)の吸収係数を破線で示す。図5-2の破線で示した吸収係数からわかるように、炭素だけでは光子エネルギー1 keV以上のX線に対する吸収係数が小さく、先行加熱の抑制が困難である。図5-2の実線で示した吸収係数はテフロン(CF₂)についてのものである。図5-2からわかるように、炭素(C)とフッ素(F)とを組み合わせることにより光子エネルギー1 keV以上のX線に対しても比較的大きな吸収係数を持たせることができる。またテフロンは

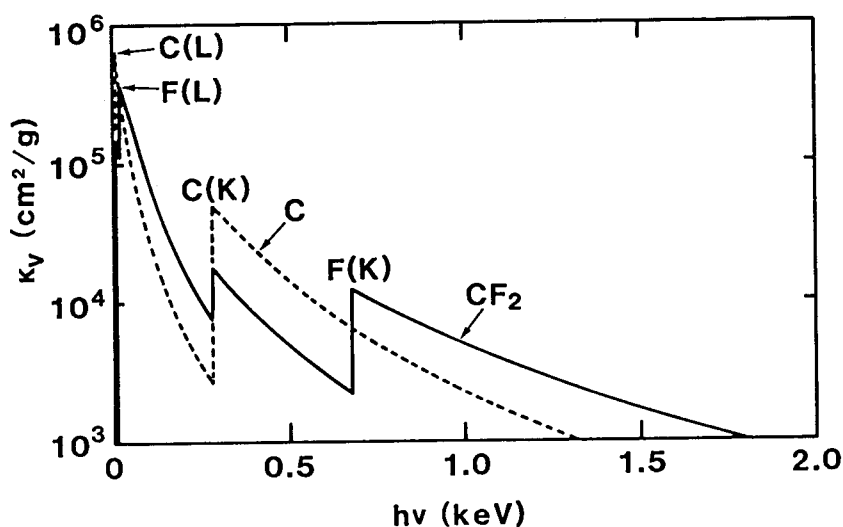


図5-2 低Z物質の束縛-自由遷移吸収によるオパシティ
破線：炭素(C)
実線：テフロン(CF₂)
[C(L), C(K), F(L), F(K)は吸収エッジを示す]

先に挙げた特性(3)(4)をも満たす。以上の理由から第5章で述べる爆縮実験ではアブレーターとしてテフロンを用いた。

ここで、テフロシ (CF_2) の軟X線駆動アブレーションにおける主要なパラメータについて簡単に述べておく。パラメータの計算は、第3章で述べた透過X線駆動アブレーション (Subcritical-limit Deflagration) モデルによって行った。計算条件は、 $\rho_0 = 2.15 \text{ g/cm}^3$, $\mu = \rho_a / \rho_0 = 4$, $k = 1$, $d = 1$, $h\nu = 0.1 - 3.0 \text{ keV}$ である。図5-3に $t = 1 \text{ ns}$ における (固体密度 ρ_0 で規格化した) 音速点密度 ρ_s / ρ_0 , 質量噴出率 $\dot{m}$ およびアブレーション圧力 P_a の照射X線強度依存性を示す。照射X線強度領域 $S_x = 10^{12} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ においてフィッティングを行った結果、次式を得た。

$$\dot{m}[\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})] = 3.99 \times 10^5 S_x^{0.567} \quad (5-1)$$

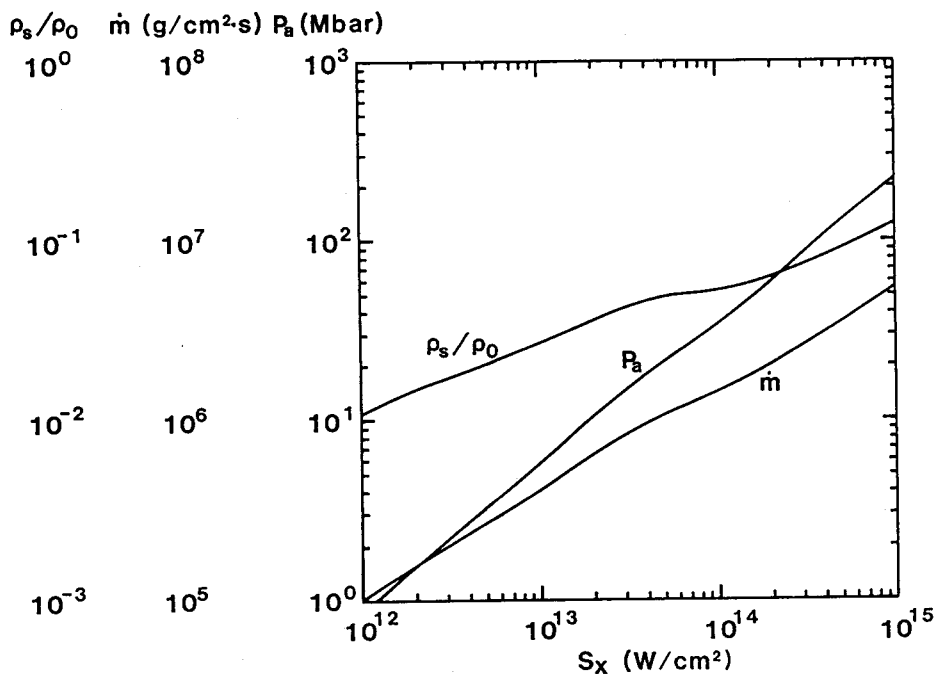


図5-3 透過X線駆動アブレーションモデル ($t = 1.0 \text{ ns}$) によって計算された、テフロンの軟X線駆動アブレーションにおける主要なパラメータの照射X線強度依存性

$$P_0 [\text{Mbar}] = 5.71 S_{x13}^{0.798}$$

(5-2)

ここで、 S_{x13} は 10^{13} W/cm^2 単位の照射X線強度である。また、 $t=1 \text{ ns}$ における炭素(C)とフッ素(F)それぞれの平均電離度の照射X線強度依存性を図5-4に示す。図5-4に示されているように、照射X線強度が 10^{14} W/cm^2 を越えた場合は、炭素(C)フッ素(F)共にほぼ完全電離となる。また、ターゲット設計において重要なパラメータとなる最大加速距離を図5-5に示す。図5-5に示した最大加速距離が燃料ペレット半径の目安となる。図5-5に示されたパラメータ領域($0.1 \leq t \leq 10 \text{ ns}$, $10^{12} \leq S_x \leq 10^{15} \text{ W/cm}^2$)においては、ディフラグレーション波を形成するための限界X線強度($\mu=1$ において $\rho_s = \rho_0$ となるX線強度)は現れない。限界X線強度は、 $0.1 \leq t \leq 10 \text{ ns}$ の範囲内では 10^{15} W/cm^2 以上である。

§ 5-2 4 π 照射型ターゲットを用いたペレット爆縮

5-2-1 まえがき

§ 5-2では図5-1(c)に示した4 π 照射型ターゲットを用いたペレット爆縮実験

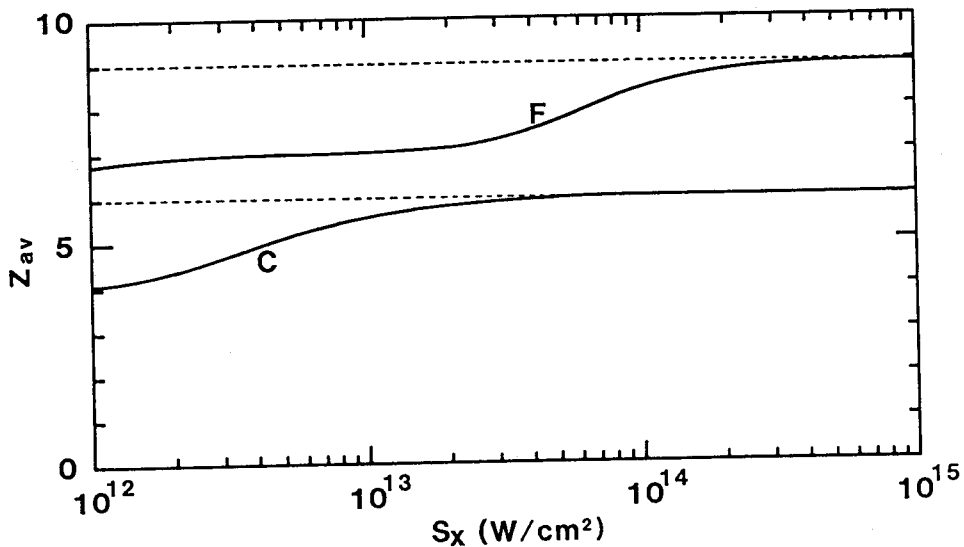


図5-4 透過X線駆動アブレーションモデル($t=1.0 \text{ ns}$)によって計算された、テフロン(PTFE)の軟X線駆動アブレーションにおける各イオンの平均電離度

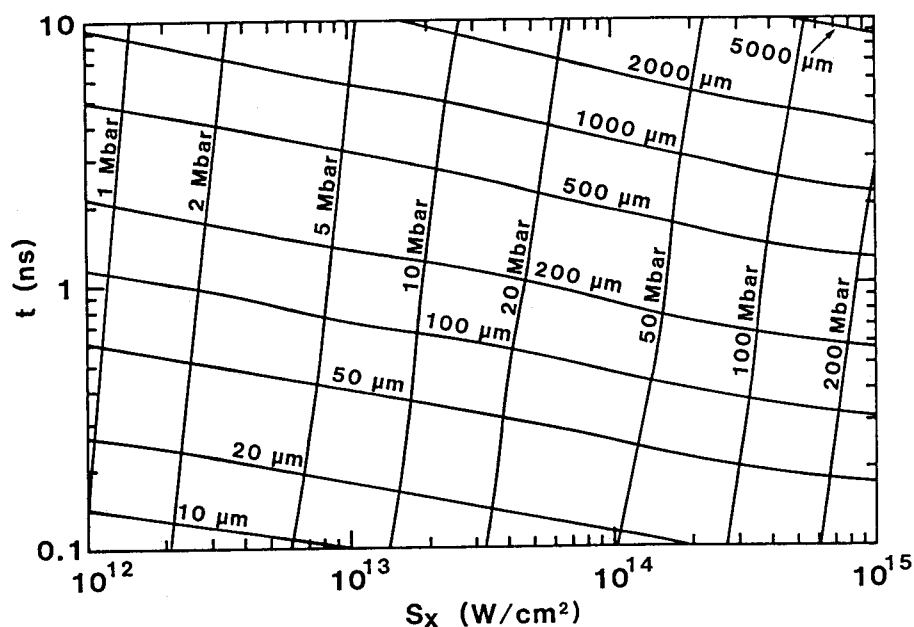


図5-5 透過X線駆動アブレーションモデルによって計算された、テフロン軟X線駆動アブレーションにおける最大加速距離とアブレーション圧力

について述べる。4 π 照射型ターゲットでは高Z物質（主として金を用いる）の薄膜球に外側からレーザーを照射し、薄膜球から内側へ放射されるX線によって燃料球の爆縮を駆動する。薄膜球から外側へ放射されるX線は利用できないのでエネルギー効率は低い、外球（X線コンバーターである薄膜球）と内球（燃料球）とを近づけることができ、X線照射の一様性を保ちながら高い照射X線強度を実現することができる。本実験の目的の1つは、薄膜から裏側へ放射されるX線を用いて、 10^{14} W/cm²を越える照射X線強度を実現することである。照射X線強度が 10^{14} W/cm²を越えると50 Mbar程度のアブレーション圧力が期待される（図5-3参照）。アブレーション圧力を上げるにより、燃料のイオン温度を上げ、核反応を利用した計測手法を使う。本実験ではターゲットパラメータのうち燃料球のアブレーター厚のみを変化させ、コアパラメータのアブレーター厚依存性を調べる。

5-2-2 実験原理および実験装置

4 π 照射型ターゲットの原理を図5-6に示す。図5-6はターゲットの半径方向の密度プロファイルを示したものである。また破線は温度プロファイルを示す。図5-6において領域(1)–(7)は次の領域を示す。

- (1) ガス燃料領域
- (2) プッシャー（アブレーター）の固体領域
- (3) プッシャー（アブレーター）の軟X線駆動アブレーション領域
- (4) 真空領域
- (5) X線コンバーター（薄膜球）の固体領域
- (6) X線コンバーター（薄膜球）の軟X線駆動アブレーション領域
- (7) X線コンバーター（薄膜球）のレーザー駆動アブレーション領域

図5-6(a)は、薄膜球外側へのレーザー照射開始直後の様子を表す。レーザーを照射

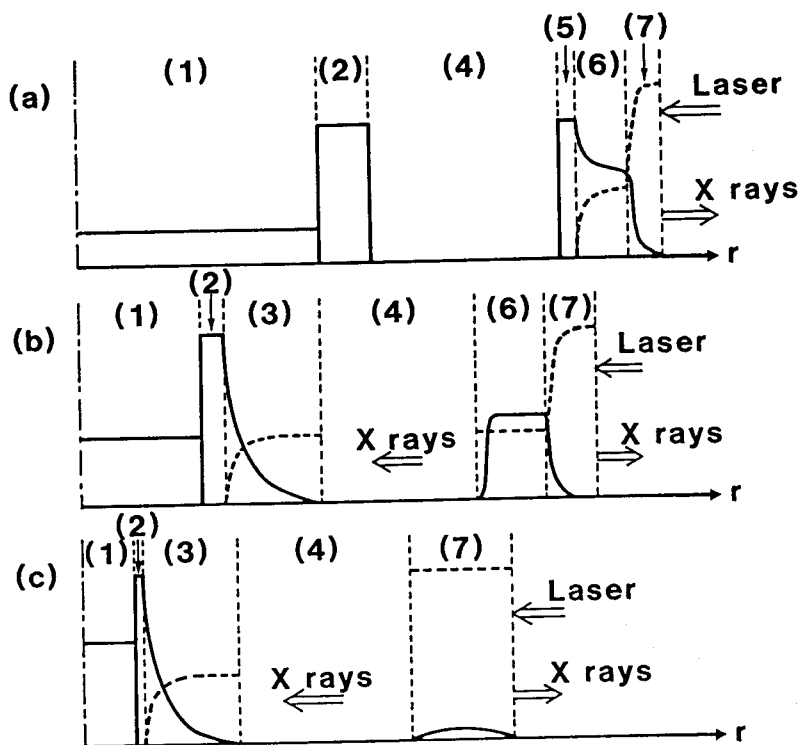


図5-6 4 π 照射型ターゲットの原理

された薄膜外側はレーザー駆動アブレーションを起こす〔領域(7)〕。薄膜は高Z物質で作られているので領域(7)からは内側と外側とへ高強度のX線が放射される。領域(7)はレーザーによって加熱されているため高温 ($T > 1 \text{ keV}$) ・低密度 ($n < 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) となり、X線に対してほぼ透明になる。領域(7)から内側へ放射されるX線によって、薄膜中には軟X線駆動アブレーション領域が形成される〔領域(6)〕。¹⁻⁴⁾ 薄膜は高Z物質で作られているため、この軟X線駆動アブレーションはAblative Heat Wave (AHW) となる。従って、領域(6)はX線に対して不透明である。図5-6(a)では薄膜中に固体領域〔領域(5)〕が残っており、薄膜の内側へはX線が放射されない。また、薄膜球自体はレーザー駆動アブレーションにより爆縮していく。図5-6(b)は、AHWのフロント伝播により領域(5)が消失した後の様子を表す。この時、薄膜内側はAHW領域〔領域(6)〕である。従って、薄膜内側からは薄膜球内部へ向かって高強度X線が放射される。また、領域(6)はX線に対して不透明であるため薄膜球内部でX線の閉じ込めが行われる。薄膜の内側へ放射されたX線は真空層〔領域(4)〕を介して燃料球を照射する。高強度X線で照射された燃料球のプッシャー (アブレーター) は軟X線駆動アブレーションを起こす〔領域(3)〕。アブレーターは低Z物質で作られているため、この軟X線駆動アブレーションは透過X線駆動アブレーションとなる。プッシャーの固体領域〔領域(2)〕は発生したアブレーション圧力により、内側へ加速され爆縮していく。ガス燃料〔領域(1)〕がある場合には、プッシャー〔領域(2)〕に押されてガス燃料〔領域(1)〕の圧縮が起こる。図5-6(c)は、薄膜中のレーザー駆動アブレーションが進み、AHW領域〔領域(6)〕が消失した後の様子を表す。この時薄膜は依然として高強度X線を内側と外側とへ放射し続けるが、X線に対してほぼ透明となるため、薄膜球内部のX線閉じ込め効果は期待されない。図5-6(c)において領域(7)の密度が下がってくると、やがてレーザー光が透過するようになる。

図5-7に実験で使用したものと同種のターゲットを示す。薄膜球は半球同士の貼り合わせによって製作した。図5-8に実験配置を模式的に示す。使用したレーザーは激光XII号ガラスレーザーシステムの3倍高調波 (波長 $0.35 \mu\text{m}$) である。^{5,6)} このレーザーをパルス幅 $0.9 (\pm 0.1) \text{ ns}$ (半値全幅)、エネルギー $6.4 (\pm 0.4) \text{ kJ}$ (12ビーム) で運転した。ビーム間のエネルギーバランスは $\pm 4-6\%$ であった。レーザ

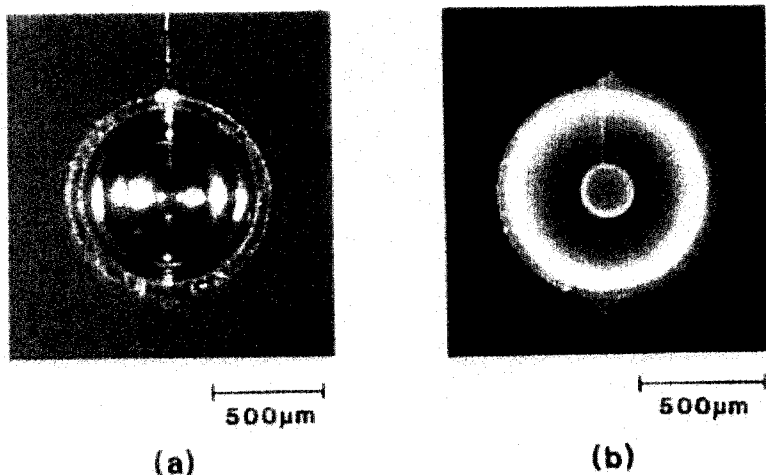


図5-7 4 π 照射型ターゲット
(a) 可視光による拡大写真, (b) X線による拡大写真

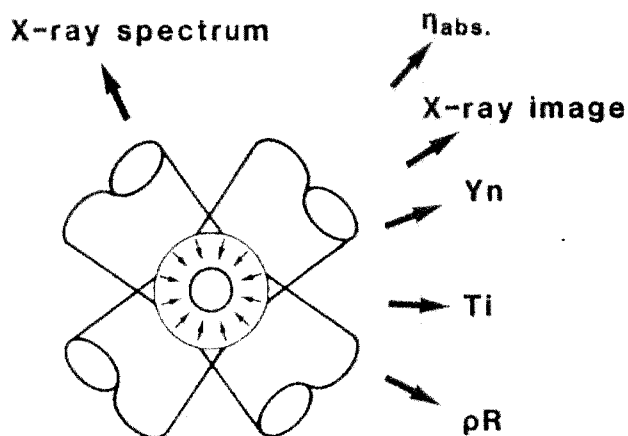


図5-8 実験配置

ー光はF/3.0の非球面レンズで、ターゲット中心から1.5 mm先へ集光し、ターゲットを収束ビームで照射した。レーザービームの照射配位を図5-9に示す。12本のレーザービームは2本の軸ビームと、それぞれの周りの5本ずつのバンドルビーム（計10本）とで構成されている。図5-9(a)(c)はそれぞれ軸ビーム側から見たビーム配位であり、(b)は(a)を下から見たものである。バンドルの開き角は図5-9に示すように軸ビーム

から 50° である。ターゲットは図5-7に示したもので、薄膜球の中心に燃料ペレットが配置してある。X線コンバーターである薄膜球は厚さ $0.40(\pm 0.02) \mu\text{m}$ の金で作られており、直径 $600 \mu\text{m}$ である。燃料ペレットは外直径 $227(\pm 11) \mu\text{m}$ 、厚さ $1.38(\pm 0.18) \mu\text{m}$ のガラス小球にテフロンをコーティングしたものである。アブレーター厚の変化はテフロンコーティングの厚さを $2 \mu\text{m}$ から $15 \mu\text{m}$ まで変えることにより行った。ガラス小球にはDTガス $11.5(\pm 1.3) \text{ atm.}$ を封入した。

使用した計測器は、プラズマカロリメータ、⁷⁾ X線ピンホールカメラ、透過型回折格子分光器、銀放射化カウンター、⁸⁾ 中性子用プラスチックシンチレータ、

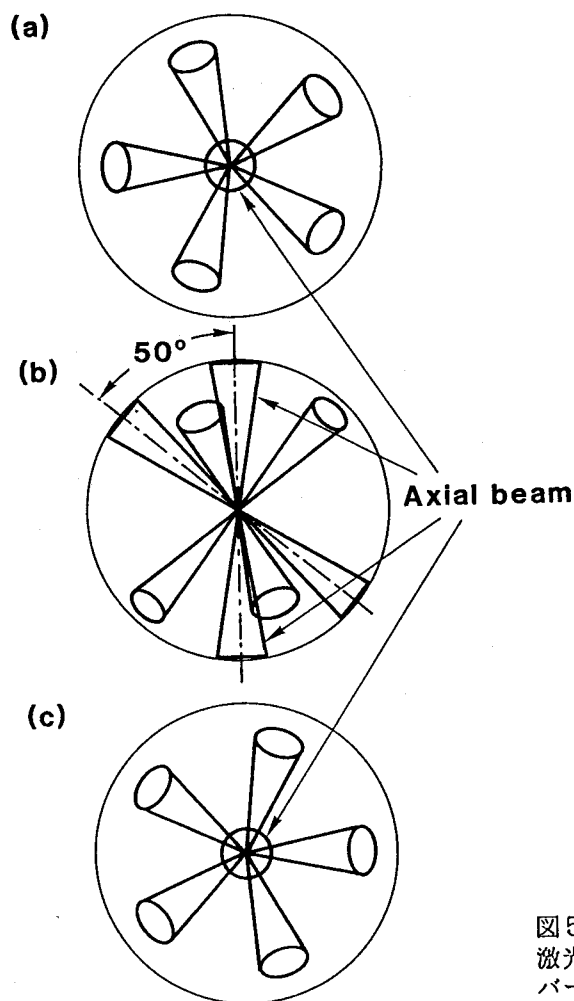


図5-9
激光XⅡ号ターゲットチェン
バーⅡのビーム照射配位

CR-39トラックディテクター、シリコン放射化計測用コレクターである。使用した計測器の計測対象および分解能等を表5-1にまとめる。

5-2-3 実験結果

プラズマカロリメータによって測定されたレーザー光吸収率は $0.71(\pm 0.03)$ であった。照射レーザー強度は $6.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であり、測定された吸収率は米国ロチェスター大学で測定された値¹⁶⁾とほぼ一致している。

5-2-2で述べたようにターゲットの薄膜球は半球2つを貼り合わせて作られている。内球（燃料球）を照射するX線強度を評価するために、薄膜球を製作するための薄膜半球を外側から6ビームのレーザーで照射し、発生するX線スペクトルの測定を行った。図5-10に絶対較正されたKodak 101フィルム¹⁷⁾を受光部とした透過型回折格子分光器によって測定された時間積分スペクトルを示す。図5-10(a)は半球の外側（レーザー照射側）へ放射されたX線スペクトルを示し、図5-10(b)は半球の

表5-1 計測器の計測対象および分解能等

計測器	計測対象および分解能等
プラズマカロリメータ	計測対象：レーザー光の吸収率
X線ピンホールカメラ (4台)	計測対象：ターゲットからの硬X線 ($h\nu > 1 \text{ keV}$) 発光像 空間分解能： $10 \text{ } \mu\text{m}$
透過型回折格子分光器 (2台)	計測対象：ターゲットから放射される X線のスペクトル 受光部：Kodak 101 フィルム X線ストリークカメラ (CuI カソード) 波長分解能： $\Delta\lambda = 4.5 \text{ } \text{\AA}$
銀放射化カウンター	計測対象：中性子発生数
中性子用 プラスチックシンチレータ	計測対象：燃料のイオン温度 ^{9,18)} (飛行時間法による中性子エネルギースペクトル の計測による)
CR-39 トラックディテクター	計測対象：燃料面密度 ^{11,12)} (反跳重水素核数の計測による)
シリコン放射化計測用 4 π コレクター	計測対象：プッシュャー (ガラス) 面密度 ¹³⁻¹⁵⁾ (シリコン放射化法による)

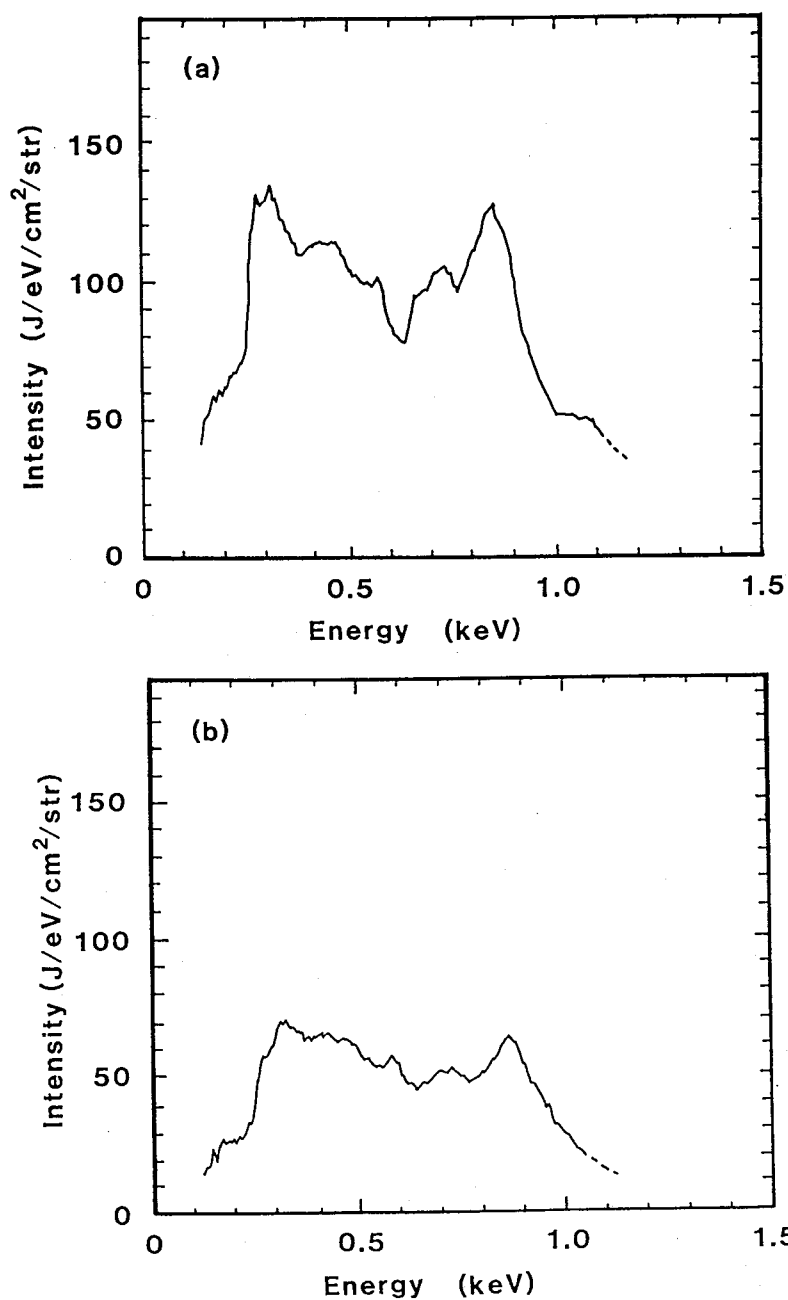


図5-10 薄膜半球を用いて測定された時間積分スペクトル
 (a) 薄膜半球から外側へ放射されたX線スペクトル
 (b) 薄膜半球から内側へ放射されたX線スペクトル

内側へ放射されたX線スペクトルを示す。図5-10に示したスペクトルを積分して得られるX線発生量は、プラズマが光学的に厚いと仮定して、外側へ $2.1 \times 10^5 \text{ J/cm}^2$ 、内側へ $1.1 \times 10^5 \text{ J/cm}^2$ であった。吸収されたレーザーエネルギーから放射されたX線エネルギーへの変換効率、外側へ0.52、内側へ0.27、両者の合計で0.79であった。X線ストリークカメラで測定されたX線の発光時間（半値全幅）は、フォトンエネルギー310 eV ($\lambda=40 \text{ \AA}$) において、外側で0.92 ns、内側で0.76 nsであった。薄膜半球をレーザー照射する際に、照射している軸ビームの対向ビームの集光レンズを利用して、レーザー光が薄膜半球を透過するかどうかを紫外光用感光紙を用いて調べた。使用した紫外光用感光紙はデュボン社製 Dylux XP-503 で、その特性を表5-2に示す。実験の結果、薄膜のレーザーバーンスルーによるレーザー光の透過が起っていないことを確認した。

ショットあたりの中性子発生数は、ターゲットから中性子が等方的に発生していると仮定して求めた。測定された中性子発生数のプッシャー（アブレーター）厚依存性を図5-11に示す。爆縮コアの燃料面密度は反跳重水素核数計測およびシリコン放射化計測により測定した。シリコン放射化計測からはガラス層の面密度が得られるので、ガラス層の質量保存を仮定して燃料面密度に換算した。測定された燃料面密度のアブレーター厚依存性を図5-12に示す。また飛行時間法によって測定され

表5-2 紫外光用感光紙（Dylux XP-503; Dupont）の特性

画像の色調	青
分光感度	250-380 nm
感度 (濃度0.7を得るのに 必要なエネルギー)	25-40 mJ/cm ²
解像力	250 本/mm
ガンマ	0.6-0.8
露光前の濃度	0.10 (淡黄)

た中性子エネルギースペクトルから求められた燃料イオン温度を図5-12に合わせて示す。

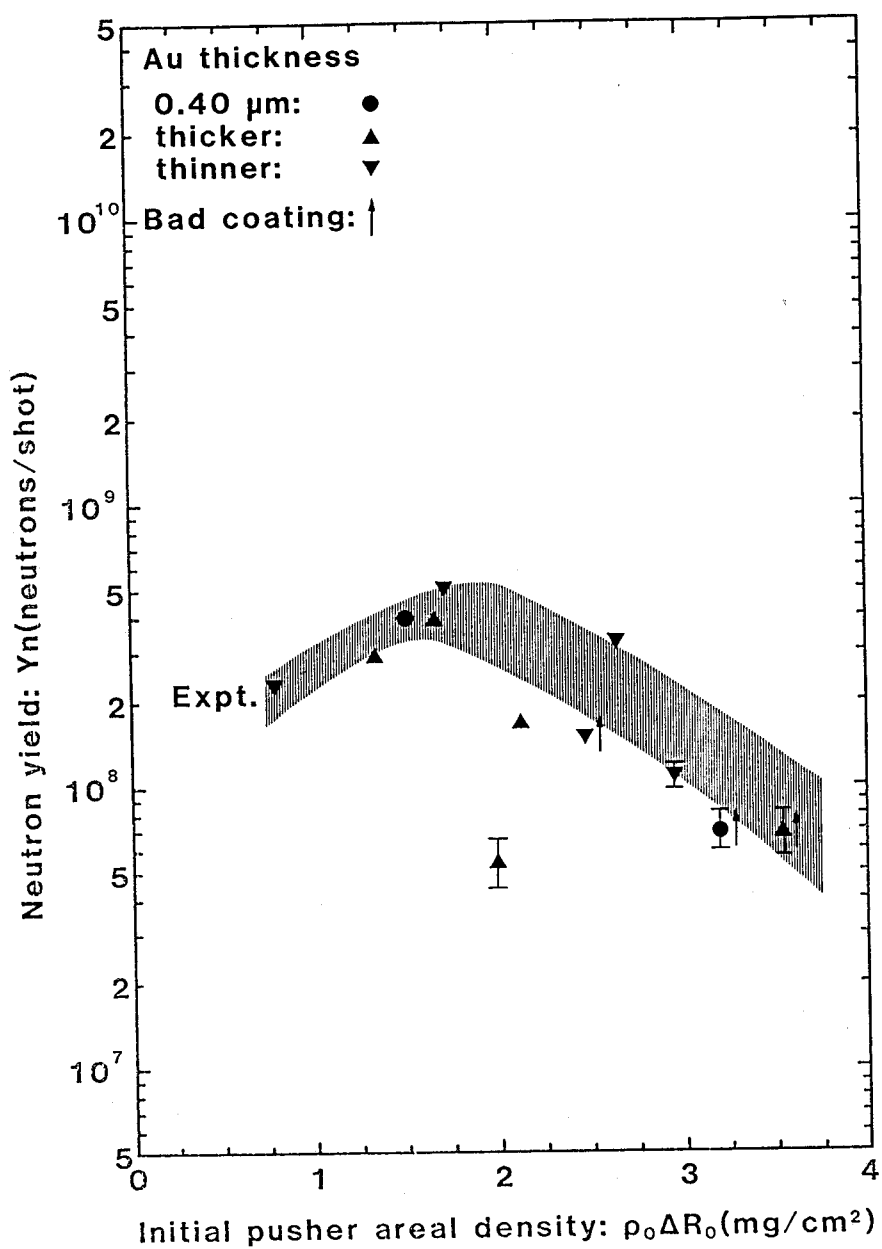


図5-11 測定された中性子発生数（マークの意味は図中に示した）

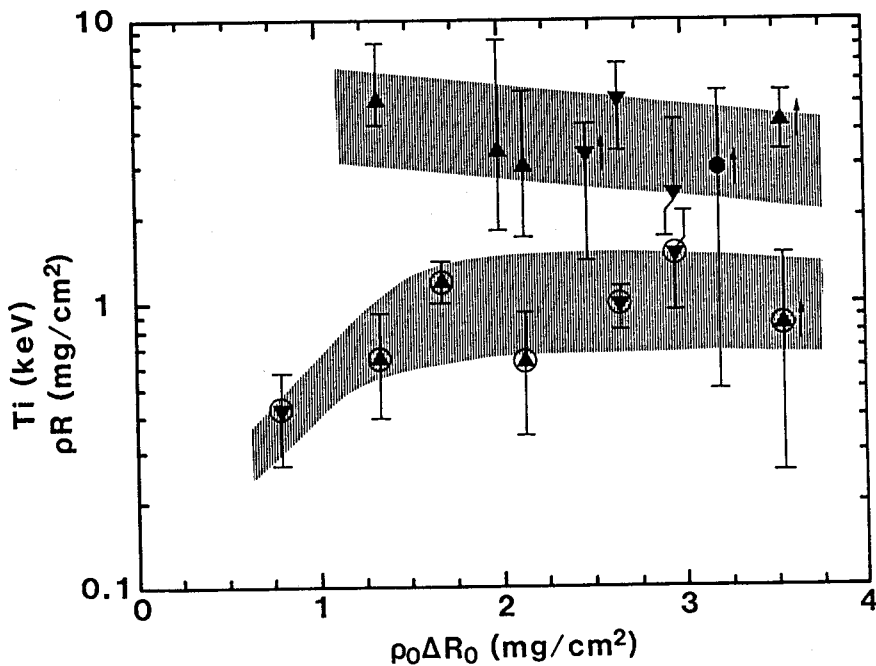


図5-12 測定された燃料イオン温度および燃料面密度
 マークのみ : 燃料イオン温度
 マークの周囲に丸 : 燃料面密度
 (マークの意味は図5-11と同じである)

5-2-4 考察

[1] 内球照射X線強度

5-2-4 [1] では、薄膜半球を用いて得られた実験結果から 4π 照射型ターゲットにおける内球（燃料球）照射X線強度を評価する。5-2-3で述べたように薄膜半球の内側へ放射されたX線エネルギーは $1.1 \times 10^5 \text{ J/cm}^2$ であり、その発光時間（半値全幅）は 0.76 ns であった。これらの実験結果から、薄膜半球内面のX線放射強度は $1.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であったことがわかる。薄膜半球を用いた実験においてレーザー光の透過が観測されなかったことから、本実験条件においては図5-6(b)に示した状態が大部分の時間を占めていたものと考えられる。従って大半の時間においては薄膜球内部でX線の閉じ込め効果が期待される。以下では第4章4-2-2で述べたキャビティによるX線閉じ込めの理論を用いて薄膜球内部でのX線強度を評価す

る。薄膜半球において $S_x = 1.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であるから第4章式(4-7)において $t = 0.76 \text{ ns}$ として、 $S_r = 1.1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ を得る。薄膜半球の開口率を $n^{-1} = 0.5$ と考えると、第4章式(4-6)より、 $S_s = 9.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ を得る。4 π 照射型ターゲットの開口率 n^{-1} を内球(燃料球)と外球(薄膜球)との表面積比で与えると次式で表される。

$$n^{-1} = D_i^2 / D_o^2 \quad (5-3)$$

ここで D_i は内球の直径、 D_o は外球の直径である。本実験では $D_i \simeq 245 \text{ } \mu\text{m}$ 、 $D_o = 600 \text{ } \mu\text{m}$ であるから $n^{-1} = 0.17$ と評価される。 S_s は薄膜球の外部から注入されるエネルギー強度であるから薄膜球の場合と薄膜半球の場合とで等しいと考える。第4章式(4-6)に、 $S_s = 9.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、 $t = 0.76 \text{ ns}$ 、 $n^{-1} = 0.17$ を代入して $S_r = 2.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ を得る。この値を第4章式(4-7)に代入して、 $S_x = 2.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ を得る。以上の議論から4 π 照射型ターゲットにおける内球照射X線強度は $S_x = 2.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (パルス幅0.76 ns) と評価される。アブレーションの主要なパラメータ(音速点密度、質量噴出率、アブレーション圧力)の照射X線強度依存性は、時間によって大きく変化しない(第3章3-2-7[1]参照)。図5-3に示した $t = 1 \text{ ns}$ における照射X線強度依存性から、本実験条件における内球アブレーターの音速点密度は $\rho_s = 0.15 \text{ g/cm}^3$ 、質量噴出率は $\dot{m} = 2.4 \times 10^6 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)}$ 、アブレーション圧力は $P_a = 75 \text{ Mbar}$ と評価される。また、X線照射終了時における噴出質量を $\dot{m} \tau_x$ ($\tau_x = 0.76 \text{ ns}$) で評価すると、 $\dot{m} \tau_x = 1.8 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2$ となる。

ここで、高エネルギーX線による先行加熱について議論しておく。テフロンは図5-2に示したように軟X線領域($h\nu = 0.1 - 1.0 \text{ keV}$)のフォトン効率よく吸収する。 $h\nu = 689 \text{ eV}$ にフッ素のK吸収エッジがあり、その低エネルギー側には吸収の谷間が存在するが、その位置においてもX線の吸収長は $2.1 \text{ } \mu\text{m}$ である。今、評価された噴出質量は $\dot{m} \tau_x = 1.8 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2$ ($8.2 \text{ } \mu\text{m}$) であるから、軟X線領域のフォトンによる先行加熱は概ね無視できる。しかし、X線コンバーターである金プラズマはフォトンエネルギーが 2.5 keV 程度のMバンドX線と呼ばれる高エネルギーX線を放射することが実験的に知られている。¹⁸⁾ テフロン中の $h\nu \simeq 2.5 \text{ keV}$ にお

るフォトンの吸収長は $11.2 \mu\text{m}$ であるのでMバンドX線による先行加熱は無視できない。 $0.35 \mu\text{m}$ レーザーを使用した場合、照射エネルギーの5%程度がMバンドX線のエネルギーに変換されたという実験結果が報告されている。¹⁸⁾数keVの高エネルギーフォトンに対して金の薄膜球は光学的に薄く、MバンドX線の発光は等方分布（体積発光）と考えられる。燃料球が薄膜球上の1点に対して占める立体角の割合は 4.5×10^{-2} である。入射レーザーエネルギーが 6.4 kJ であったから、発生したMバンドX線のエネルギーは 0.32 kJ 程度と考えられ、そのうち燃料球に照射される量は 14 J 程度と評価される。燃料球に照射された $h\nu < 1 \text{ keV}$ の軟X線は 370 J 程度と評価されるので、アブレーションを駆動する軟X線に対して、エネルギー比にして4%程度の先行加熱があるものと推定される。

〔2〕アブレーター厚依存性

5-2-4〔2〕では爆縮結果（中性子発生数、燃料イオン温度、燃料面密度）のプッシャー（アブレーター）厚依存性について議論する。燃料球の爆縮は、プッシャー（アブレーター）の初期面密度が噴出質量 $\dot{m}\tau_x$ よりも大きい小さいかでその様子が異なる。プッシャーの初期面密度が噴出質量 $\dot{m}\tau_x$ よりも非常に大きい場合、プッシャーのアブレーティブな加速による十分な爆縮が起こる前にその駆動力を失ってしまう。一方、プッシャーの初期面密度が噴出質量 $\dot{m}\tau_x$ よりも非常に小さい場合、プッシャーのアブレーティブな加速による十分な爆縮が起こる前にプッシャーを失ってしまう。燃料球の初期半径が照射X線強度とX線照射時間とで決まる最大加速距離に近い場合には、噴出質量 $\dot{m}\tau_x$ が最適なプッシャー初期厚の1つの目安となる。本実験では、 $S_x = 2.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、 $\tau_x = 0.76 \text{ ns}$ であるので、図5-5よりプッシャーの最大加速距離は $200 \mu\text{m}$ 程度となる。使用した燃料球の初期半径が $110 - 120 \mu\text{m}$ 程度であるから、ほぼ最大加速距離に近いと考えてよい。5-2-4〔1〕で導かれた燃料球アブレーターの噴出質量は $\dot{m}\tau_x = 1.8 \text{ mg/cm}^2$ であった。従って、爆縮結果のプッシャー厚依存性は、 $\rho_a \Delta R_a = 1.8 \text{ mg/cm}^2$ を1つの目安として変化すると考えられる。

図5-11に示した中性子発生数は、プッシャー初期厚の変化に対してピークを示している。このピークを示すプッシャー初期厚は概ね $\rho_a \Delta R_a = 1.8 \text{ mg/cm}^2$ に一致

し、上記の議論と一致する。図5-12に示した燃料面密度は、プッシャー初期厚を大きくしていくにつれ増大していき、プッシャー初期厚がほぼ $\rho_0 \Delta R_0 = 1.8 \text{ mg/cm}^2$ に達した後は顕著な変化を示さなくなっている。この屈曲点は上記の $\dot{m} \tau_x$ と一致し、この値を1つの目安として爆縮の様子が変化することを示している。図5-12に示した燃料イオン温度に関しては、顕著な依存性を示すデータが得られていない。

爆縮過程をさらに考察するために、1次元流体コード ILESTA¹⁹⁾ による計算機シミュレーションを行った。計算機シミュレーションによって得られたレーザー光の吸収率は $0.91(\pm 0.04)$ であり、測定値(0.71)に比べやや高い。吸収されたレーザーエネルギーから薄膜球の外側へ放射されたX線への変換効率は0.58程度であり、これは測定値(0.52)とほぼ一致した。計算機シミュレーションによって得られた、薄膜球から外側へ放射されたX線の時間積分スペクトルを図5-13(a)に示す。薄膜半球を用いて測定されたスペクトル [図5-10(a)] に比べてフォトンエネルギーが0.9 keV近傍のX線が強調されている。シミュレーションコードにおいて内球を照射しているX線の時間積分スペクトルを図5-13(b)に示す。薄膜半球を用いて測定されたスペクトル [図5-10(b)] と直接比較できるスペクトルではないが、図5-10(b)に示したスペクトルに比べると外側に放射されたスペクトルの場合と同様にフォトンエネルギーが0.9 keV近傍のX線が強い。計算機シミュレーションによって得られた質量噴出率は $\dot{m} = 3.3 \times 10^6 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)}$ であり、これは5-2-4 [1] において評価された値 [$2.4 \times 10^6 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)}$] とほぼ一致している。また、計算機シミュレーションによって得られたアブレーション圧力は $P_a = 60 \text{ Mbar}$ であり、5-2-4 [1] において評価された値 (75 Mbar) とほぼ一致している。

計算機シミュレーションによって得られた燃料面密度と燃料イオン温度とを図5-14に示す。図5-14に示した燃料面密度は最大圧縮時の値であり、燃料イオン温度は中性子の発生率で重みを掛けた平均値である。計算機シミュレーションによって得られた値は、実験結果に比べて燃料面密度は高く、燃料イオン温度は低い。計算機シミュレーションによって得られた、爆縮の様子を示す流線図を図5-15(a)に示す。図5-15に示した流線図はプッシャー初期厚が $\rho_0 \Delta R_0 = 3.55 \text{ mg/cm}^2$ の場合のものである。初期半径300 μm の外球 (薄膜球) を外側からレーザー光が照射している。初期半径120 μm の内球 (燃料球) は薄膜球から内側へ放射されるX線によって照射さ

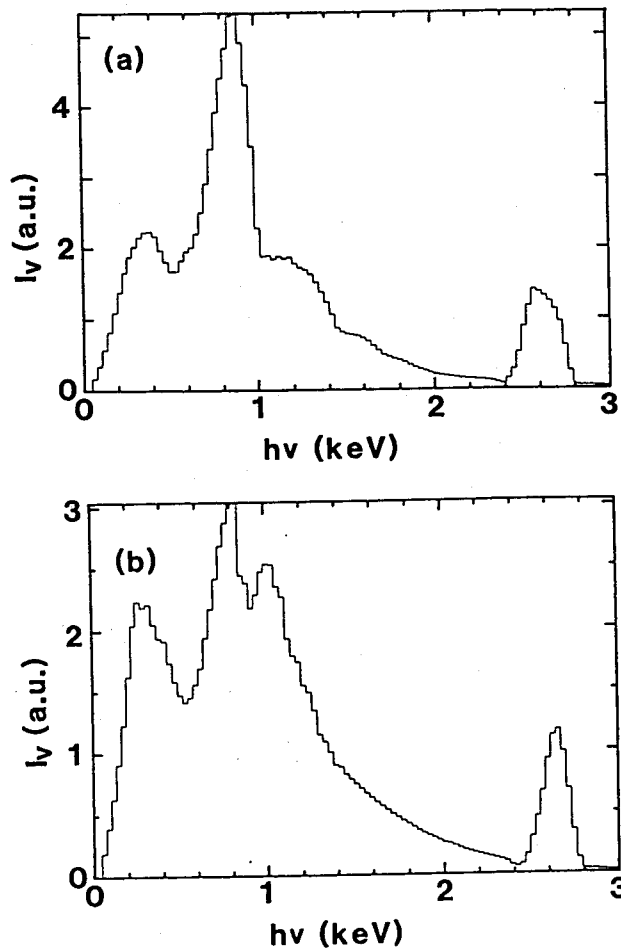


図5-13 計算機シミュレーション (ILESTA) によって得られた
時間積分スペクトル
(a) 薄膜球から外側へ放射されたX線スペクトル
(b) 薄膜球から内側へ放射されたX線スペクトル

れアブレーションを起こし爆縮していく。薄膜球自身もレーザー駆動アブレーションにより爆縮しているが、内球の爆縮に影響を与えるには至っていない。燃料の流体運動に注目してみると、プッシャーを通過した衝撃波は燃料中を伝播していく。燃料中を伝播していく衝撃波が中心 ($R=0$) に達すると、他の方向から伝播してきた衝撃波と衝突し外側へ向かって反射されていく。図5-15(b)に燃料球の最大圧縮時近傍の流線の拡大図を示す。図5-15(b)において時刻 t_1 に燃料中を伝播してきた衝

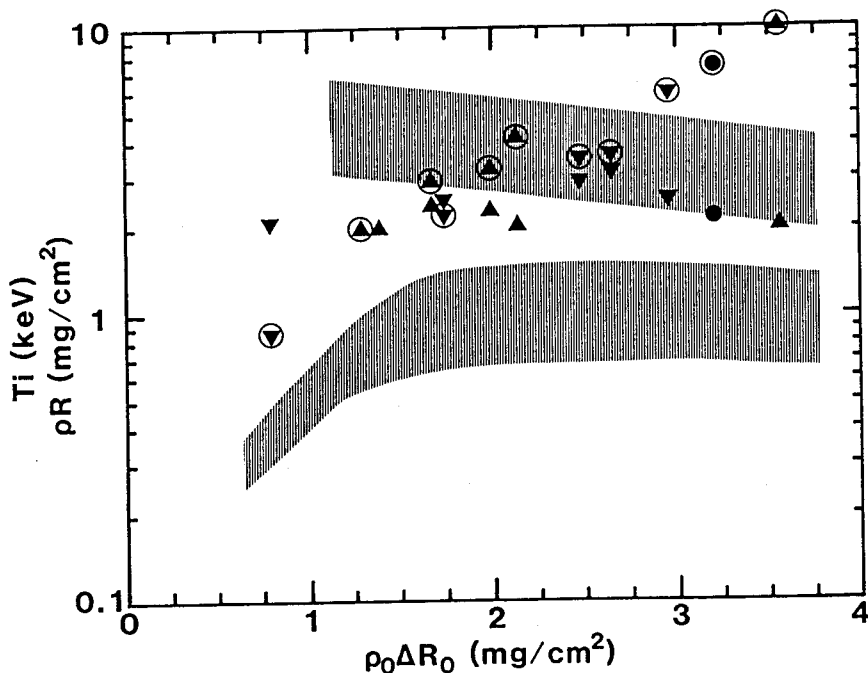


図5-14 計算機シミュレーション (ILESTA) によって得られた
燃料イオン温度および燃料面密度
マークのみ : 燃料イオン温度
マークの周囲に丸 : 燃料面密度
縦線の影部分 : 実験値
(マークの意味は図5-11と同じである)

衝撃波が中心に到達し反射されている。中心で反射された衝撃波は外側へ向かって伝播していき、プッシャーに衝突すると再び内側へ向かって反射される。図5-15(b)においては、時刻 t_2 に反射衝撃波がプッシャーに衝突している。時刻 t_2 以後プッシャーは減速相に入り、燃料中の衝撃波の反射を繰り返しながらプッシャーの持つ運動エネルギーを燃料に伝えていく（これをスタグネーション相と呼ぶ）。燃料球の爆縮過程が完全に1次元である場合には、上記の過程を経て爆縮は終了する。何らかの理由で爆縮の1次元性が保たれなくなった場合には上記の過程は途中で終了し、中性子発生数等の計測結果は計算機シミュレーションによる結果と一致しなくなるものと考えられている。²⁰⁾ 図5-16に、燃料中の衝撃波が中心に到達した時刻 (t_1) および中心で反射された衝撃波がプッシャーに衝突した時刻 (t_2) における、燃料面密度と燃料イオン温度の計算機シミュレーションによって得られた結果を示

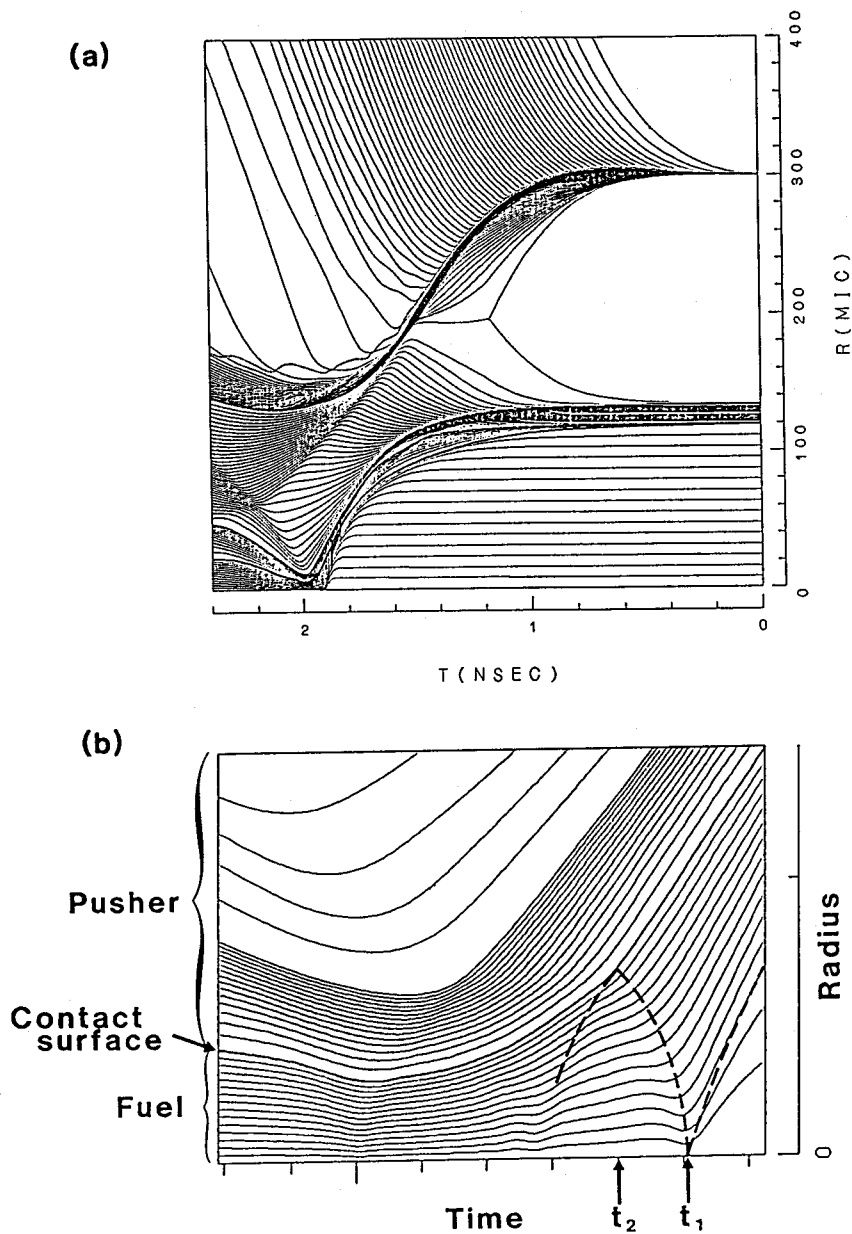


図5-15 計算機シミュレーション (ILESTA) によって得られた爆縮の様子を示す流線図
 (a) ターゲット全体
 (b) 最大圧縮時の爆縮コア拡大図
 (破線は燃料中を伝播する衝撃波フロントを示す)

す。図5-16からわかるように、実験結果は時刻 t_1 および時刻 t_2 における計算結果に近い。図5-17に、計算機シミュレーションによって得られた全過程終了時 (t_∞)、時刻 t_1 および時刻 t_2 における中性子発生数を示す。実験結果は、プッシャー初期厚が $\dot{m}\tau_x$ よりも小さい領域では時刻 t_1 と時刻 t_2 における計算結果の間にあり、プッシャー初期厚が $\dot{m}\tau_x$ よりも大きい領域では概ね時刻 t_1 における計算結果と一致している。以上の議論から、シミュレーションコードにおける物理過程のモデリングが正しいと仮定すれば次の結論が得られる。燃料球の爆縮過程は、何らかの理由で1次元性が失われたことにより、スタグネーション相に入ることができなかった。プッシャー初期厚が噴出質量 $\dot{m}\tau_x$ に比べて小さい場合には燃料中の衝撃波が中心で反射された後プッシャーで再度反射されるまでの間に爆縮過程が終了している。プ

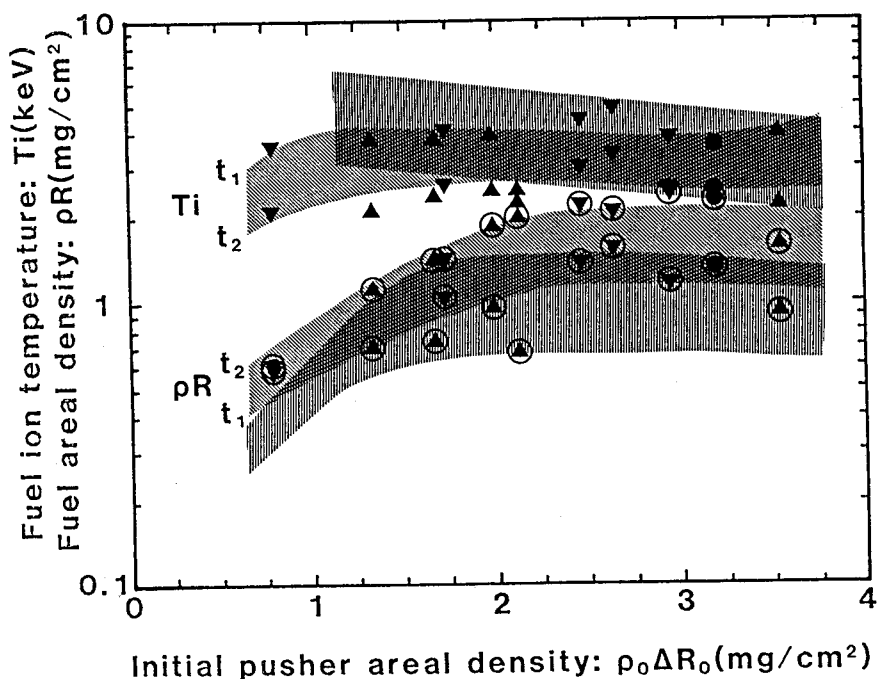


図5-16 計算機シミュレーション (ILESTA) によって得られた時刻 t_1 および t_2 における燃料イオン温度と燃料面密度
 マークのみ : 燃料イオン温度
 マークの周囲に丸 : 燃料面密度
 縦線の影部分 : 実験値
 (マークの意味は図5-11と同じである)

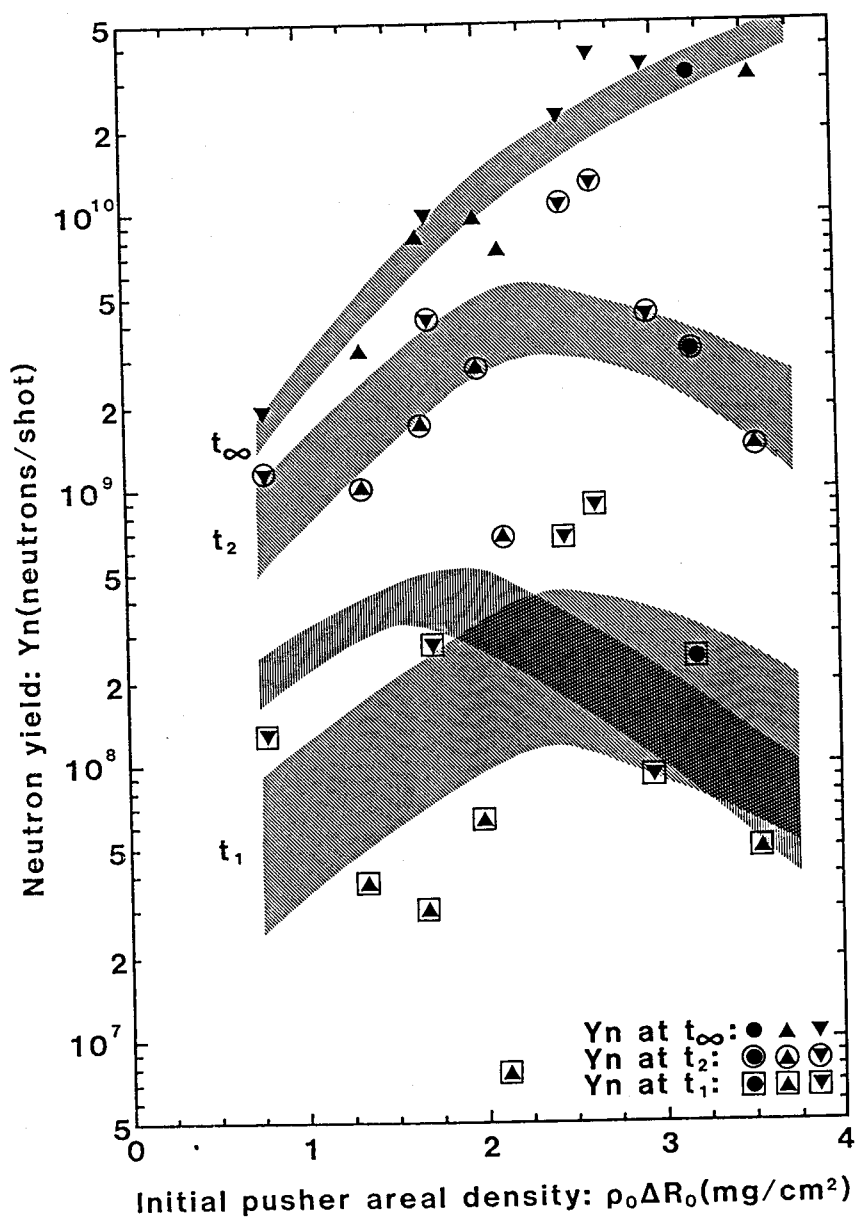


図5-17 計算機シミュレーション (ILESTA) によって得られた中性子発生数
 マークのみ : 爆縮過程終了時の中性子発生数
 マークの周囲に丸 : 時刻 t_2 における中性子発生数
 マークの周囲に四角 : 時刻 t_1 における中性子発生数
 縦線の影部分 : 実験値
 (マークの意味は図5-11と同じである)

ッシャー初期厚が増大するに従って、爆縮が1次元性を失う時期が早まり、噴出質量 $\dot{m}_x$ に比べて2倍程度のプッシャー初期厚では燃料中の衝撃波が中心に到達した時点で1次元性が失われている。

5-2-5 まとめ

§5-2では4 π 照射型ターゲットを用いたペレット爆縮について述べた。4 π 照射型ターゲットは金の薄膜球を外側からレーザー照射し、薄膜球から内側へ放射されるX線を用いて燃料球のアブレーションを駆動するものである。実験では燃料球のプッシャー（アブレーター）初期厚のみを変化させ、中性子発生数、燃料イオン温度、および燃料面密度のプッシャー（アブレーター）初期厚依存性を調べた。

§5-2で得られた成果を以下にまとめる。

(1) 4 π 照射型ターゲットを用いることにより、 10^{14} W/cm²を越える高強度X線照射でX線駆動爆縮実験を行った。

(2) 測定された中性子発生数のプッシャー初期厚依存性は、プッシャー初期厚がモデル計算により評価された噴出質量にほぼ一致するときにピークを示した。

(3) 測定された燃料面密度のプッシャー初期厚依存性は、プッシャー初期厚がモデル計算により評価された噴出質量にほぼ一致するときに屈曲点を示した。

(4) 実験結果と計算機シミュレーション結果との比較は、爆縮過程がスタグネーション相に入る前に終了していることを示した。

§5-3 シリンダー型ターゲットを用いたペレット爆縮

5-3-1 まえがき

§5-3では、図5-1(b)に示したシリンダー型ターゲットを用いたペレット爆縮実験について述べる。§5-2で述べた爆縮実験では4 π 照射型ターゲットを用いたため内球（燃料球）の爆縮ダイナミクスを計測することができなかった。本節で述べる実験ではシリンダー型X線コンバーターに爆縮ダイナミクス計測用の観測窓を設け、X線シャドウグラフ法により爆縮ダイナミクスの計測を行った。考察では測定された爆縮ダイナミクスについてモデル計算との比較を行う。

5-3-2 実験原理および実験装置

シリンダー型ターゲットの原理を図5-18に示す。図5-18はターゲットの半径方向の密度プロファイルを示したものである。また破線は温度プロファイルを示す。

図5-18において領域(1)～(7)はそれぞれ次の領域を示す。

- (1) ガス燃料領域
- (2) プッシャー (アブレーター) の固体領域
- (3) プッシャー (アブレーター) の軟X線駆動アブレーション領域
- (4) 真空領域
- (5) X線コンバーター (シリンダー) のレーザー駆動アブレーション領域
- (6) X線コンバーター (シリンダー) の軟X線駆動アブレーション領域
- (7) X線コンバーター (シリンダー) の固体領域

シリンダー型ターゲットでは、図5-1(b)に示したようにシリンダーの両端からレーザー光を注入し、高Z物質で作られているシリンダー内壁をレーザー照射する。レーザーで照射されたシリンダー内壁はレーザー駆動アブレーションを起こす〔領域(5)〕。シリンダーは高Z物質で作られているので、レーザー照射によって加熱された領域(5)からは真空側とシリンダー壁側との両方向へX線が放射される。シリンダー壁側では領域(5)から放射されるX線によって軟X線駆動アブレーション領域〔領域(6)〕が形成される。¹⁾シリンダーは高Z物質で作られているので、この軟X線駆動アブレーションは Ablative Heat Wave (AHW) となる。シリンダー壁は領域(5)(6)の持つ圧力によって動かないよう十分厚い固体領域〔領域(7)〕を持つもの

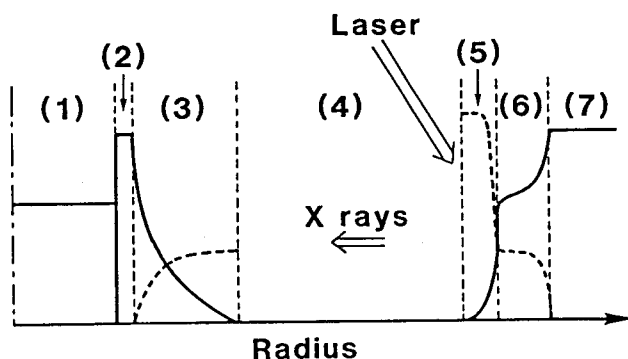


図5-18 シリンダー型ターゲットの原理

とする。このときシリンダー壁から真空側へ放射されるX線は領域(5)(6)両者から放射されるX線の和となる。^{2,3)} 燃料球はシリンダー壁から放射されるX線によって、真空領域〔領域(4)〕を介して照射される。X線を照射された燃料球のプッシャー（アブレーター）は軟X線駆動アブレーション〔領域(3)〕を起こす。プッシャー（アブレーター）は低Z物質で作られているので、この軟X線駆動アブレーションは透過X線駆動アブレーションとなる。アブレーションによって発生した圧力（アブレーション圧力）によってプッシャーの固体領域〔領域(2)〕は内側へ加速され爆縮する。ガス燃料がある場合には、プッシャーの爆縮によりガス燃料領域〔領域(1)〕は圧縮される。

図5-19に実験配置を模式的に示す。使用したレーザーは激光XⅡ号ガラスレーザーシステムの3倍高調波（波長 $0.35\text{ }\mu\text{m}$ ）である。^{5,6)} このレーザーをパルス幅 0.87 ns （半値全幅）で運転した。ビーム配位は図5-9に示したように2本の軸ビームとそれぞれの周りの5本ずつのバンドルビーム（計10本）とからなる。実験ではこれから12本のビームのうち2本の軸ビームをX線シャドウグラフ用バックライト源（

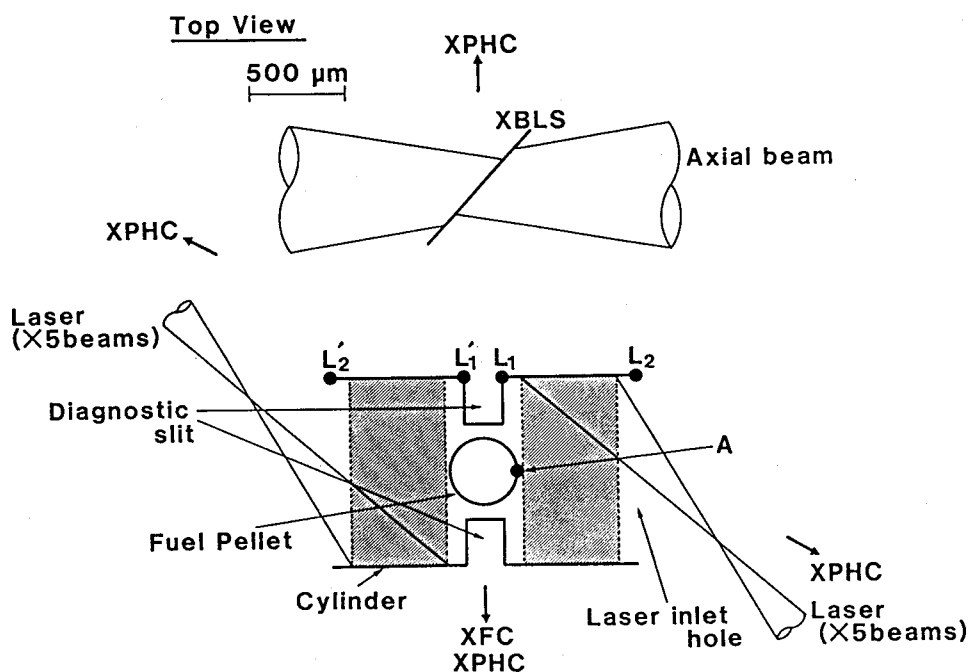


図5-19 実験配置

XBLS) の照射に用い、残り10本のバンドルビーム (5本x2バンドル) をシリンダー型ターゲットの照射に用いた。バックライト源照射用の2ビームは他の10ビームに対して0.5 nsの時間遅れをとって照射した。レーザーのエネルギーはバックライト源照射に1.09 kJ、シリンダー型ターゲット照射に5.20 kJを用いた。シリンダー型ターゲットを照射した10ビームのエネルギーバランスは±22%以内であった。バックライト源のレーザー照射は、入射角度 (ビームの軸と照射面の法線とのなす角度) 42.5°、レーザー強度 5.3×10^{14} W/cm²で行った。シリンダー型ターゲットのレーザー照射は、シリンダー内壁への入射角度40°、レーザー強度 3.8×10^{14} W/cm²で行った。シリンダー内壁上のレーザー照射位置は図5-19に示した通りであり、斜線を施した領域内を照射した。

シリンダー型ターゲットはシリンダー型のX線コンバーターと燃料球とからなる。X線コンバーターとして用いたシリンダーは、金で作られており、厚さ10 μm、内直径1000 μm、長さ1600 μmである。観測窓として、幅200 μmのスリットを上下60°ずつ計120°にわたって中央部に設けた。燃料球は内直径348 μm、厚さ3.66 μmのガラス小球にDTガス (16.1 atm.) を封入し、アブレーターとしてテフロンを厚さ5.70 μm コーティングしたものを用いた。燃料球はシリンダーの中心に位置している。使用したものと同一タイプのターゲットの外観を図5-20に示す。X線シャドウグラフ用X線バックライト源には厚さ5 μmのチタン (Ti) フォイルを使用した。^{18, 21)} バックライト源はシリンダー型ターゲットに影響を与えないように、燃料球の中心から1.5 mm離れた位置に設定した。使用した計測器はX線ピンホールカメラ (XPHC) とX線フレーミングカメラ (XFC) ²²⁾ であり、これらの配置は図5-19に示した。使用した計測器の計測対象および分解能等を表5-3にまとめる。

5-3-3 実験結果

図5-21にX線フレーミングカメラによって得られた、爆縮していく燃料球のシャドウグラフを示す。チタン (Ti) のX線バックライト源からはフォトンエネルギー $h\nu = 4.7-4.8$ keVの強いK殻X線が放射される。^{18, 21)} X線フレーミングカメラに施されたフィルターによってノイズとなる低エネルギーX線はカットされるので、図5-21に示されたシャドウグラフはフォトンエネルギー $h\nu = 4.7-4.8$ keVの

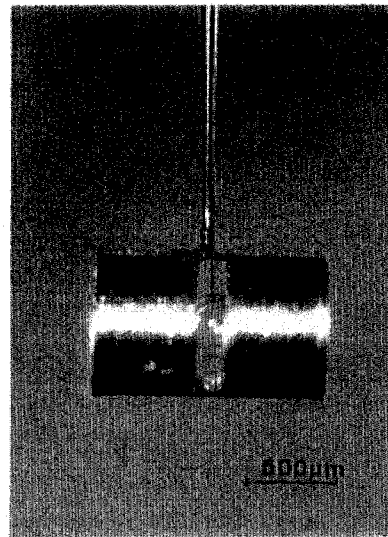


図5-20
シリンダー型ターゲット

表5-3 計測器の計測対象および分解能等

計測器	計測対象および分解能等
X線ピンホールカメラ (4台)	計測対象：シリンダー型ターゲットおよびX線バックライト源からの硬X線 ($h\nu > 1 \text{ keV}$) 発光像 空間分解能：10 μm
X線フレーミングカメラ	計測対象：燃料ペレットの爆縮ダイナミクス フレーム数：8 受光部：CuI カソード シャッタースピード：80 ps (FWHM) トリガージッター： $\pm 50 \text{ ps}$ 空間分解能：25 μm フィルター：ベリリウム(Be) 250 μm チタン(Ti) 20 μm 信号読みとり：CCDカメラ

バックライトX線によるシルエットであると考えてよい。また、X線の吸収断面積の大きさを考慮すると、燃料球のガラス部分のシルエットであると考えられる。図5-21において時刻 $t = 0 \text{ ps}$ はシリンダー型ターゲットに注入されるレーザー光の強度がピークに達する時刻である。図5-21に示されている時刻はシャッターが開いている時間 (80 ps) の中心時刻である。シルエットの濃さは燃料球の視線上的における

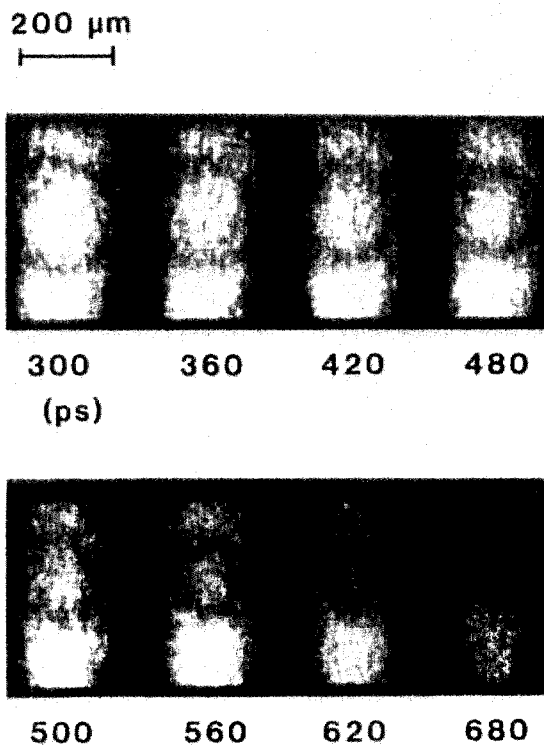


図5-21 X線フレーミングカメラによって測定された
燃料ペレットの爆縮の様子

光学的厚さで決まる。球殻と光学的厚さとの関係を図5-22に示す。図5-22(a)は球殻の断面を示したものである。この断面の光学的厚さは図5-22(b)に示す空間分布を持つ。すなわち、球殻内面の位置においてシルエットは最も濃くなる。実際にはX線フレーミングカメラの空間分解能および球殻が半径方向に持つ密度分布により、測定されるシルエットの濃さは図5-22(b)に比べて緩やかな空間分布を持つことになる。

5-3-4 考察

〔1〕内球照射X線強度

5-3-4〔1〕では図5-19における燃料球上の点Aを照射するX線強度を評価する。燃料球上の点Aは時間と共に爆縮によって球の中心へ移動していくが、点Aを照射するX線強度を評価するには、シリンダーのうち L_1 から L_2 までの部分から

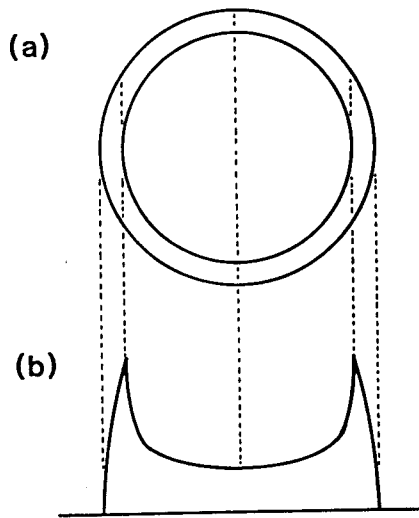


図5-22
球殻が作るシルエット
(a) 球殻
(b) 球殻の光学的厚さ

放射されるX線を考えれば十分である。ここではシリンダーの L_1 から L_2 までの部分を図5-23に示す球形キャビティによって近似する。球形キャビティの半径は $610\text{ }\mu\text{m}$ である。

はじめに、キャビティの開口率 n^{-1} を評価する。レーザー導入孔（位置 L_2 の開口部）が全立体角に対して占める割合は0.213である。位置 L_1 の開口部についても同様に0.213であるが、ここではシリンダーの反対側に全く等価な部分（ L_1' から L_2' までの部分）が存在すること、さらに内球が存在することを考慮に入れる。シリンダーの L_1' の部分が全立体角に対して占める割合は0.130である。一方、内球の初期径が全立体角に対して占める割合は0.043である。従って位置 L_1 の開口部の実

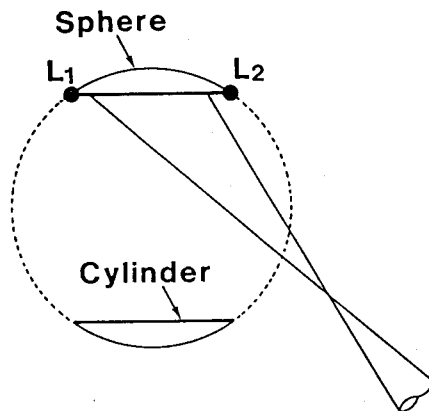


図5-23
シリンダーの球による近似

効的な開口率は0.126となる。以上の議論から、キャビティの開口率は $n^{-1}=0.339$ と評価される。

一次X線の強度 S_s は第4章式(4-1)によって評価する。注入されるレーザーのパワーは $P_L=3.01 \times 10^{12}$ Wである。キャビティの表面積は $A=4.68 \times 10^{-2}$ cm²である。レーザーからX線への変換効率 η_x は、照射レーザー強度が 3.8×10^{14} W/cm²であることと第4章図4-8とから $\eta_x=0.53$ とする。これらより、一次X線の強度は $S_s=3.40 \times 10^{13}$ W/cm²と評価される。第4章式(4-6)において $t=0.87$ ns(注入レーザーのパルス幅)とすると、 $S_r=5.03 \times 10^{13}$ W/cm²を得る。従って第4章式(4-7)より、照射X線強度 $S_x=6.73 \times 10^{13}$ W/cm²を得る。

[2] 爆縮ダイナミクス

図5-21に示したシャドウグラフから得られた燃料球上の点Aの動きを図5-24に黒丸(●)で示す。図5-24はシルエットの最も濃い部分をプロットしたものである。図5-24にはシリンダーに注入したレーザー光との時間的關係を示すために、半値全幅0.87 nsのガウス波形を示した。図5-24からわかるように、爆縮ダイナミクスを観測しているのは、注入レーザー光がほぼ終了した時刻からである。

第3章3-2-6で行った議論をもとに、燃料球上の点Aの動きを評価する。照射X線パルスは、パルス幅 τ_x の矩形波であるとする。時刻 $t=0$ にX線照射が開始されるとする。衝撃波は時刻 $t=t_1$ にプッシャー裏面に到達し、その後時刻 $t=\tau_x$ までプッシャーはアブレーティブに加速される。時刻 $t=\tau_x$ でX線照射が終了した後は、プッシャーは等速度運動を行うものとする。第3章3-2-6で行った議論の結果を以下で簡単にまとめる。衝撃波がプッシャー裏面に到達する時刻 t_1 は次式で表される。

$$t_1 = \frac{\Delta x_0}{\mu} \left[\frac{4\mu - 1}{5\alpha(2 - \alpha)} \right]^{1/2} \frac{1}{C_s} \quad (5-4)$$

時刻 $t=t_1$ におけるプッシャーの位置および速度は次式で表される。

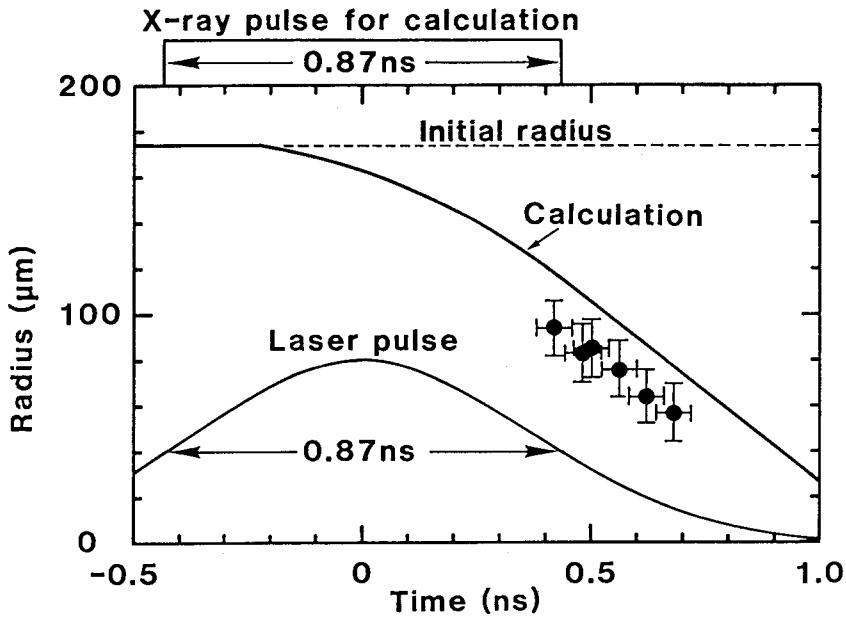


図5-24 爆縮ダイナミクス（測定とモデル計算）

$$x(t_1) = 0 \quad (5-5)$$

$$V(t_1) = (\mu - 1) \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} C_s \quad (5-6)$$

ここで、 $x=0$ はプッシャーの初期位置を表す。アブレーティブに加速されている途中の時刻 t ($t_1 \leq t \leq t_x$) におけるプッシャーの位置および速度は次式で表される。

$$\begin{aligned} x(t) = & \{ (\mu - 1) \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} + (2-\alpha) \} C_s (t - t_1) \\ & + (2-\alpha) C_s (t_2 - t) \ln[(t_2 - t)/(t_2 - t_1)] \end{aligned} \quad (5-7)$$

$$V(t) = (\mu - 1) \left[\frac{5\alpha(2-\alpha)}{4\mu-1} \right]^{1/2} C_s$$

$$+(2-\alpha)C_s \ln[(t_2-t_1)/(t_2-t)] \quad (5-8)$$

ここで、 $t_2 = M_0 / \dot{m}$ (M_0 はプッシャーの初期面密度)である。5-3-4 [1]で評価された照射X線強度は $S_x = 6.73 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ であった。時刻 $t = 1 \text{ ns}$ における透過X線駆動アブレーションモデルによる計算結果を用いると、図5-3より $P_s = 26 \text{ Mbar}$ 、 $\dot{m} = 1.2 \times 10^6 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)}$ 、 $\rho_s = 0.11 \text{ g/cm}^3$ を得る。音速点における音速を、 $S_x = 4 \rho_s C_s^3$ を用いて評価すると $C_s = 1.2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ を得る。強い衝撃波を考え $\mu = 4$ とすると、以下に示す関係式が得られる。

$$t_1 = 0.213 \text{ [ns]} \quad (5-9)$$

$$x(t_1) = 0 \text{ [\mu m]} \quad (5-10)$$

$$V(t_1) = 3.29 \times 10^6 \text{ [cm/s]} \quad (5-11)$$

$$x(t_1 \leq t \leq \tau_x) = 271(t_{ns} - 0.213) + 238(1.81 - t_{ns}) \ln[(1.81 - t_{ns})/1.59] \text{ [\mu m]} \quad (5-12)$$

$$V(t_1 \leq t \leq \tau_x) = 3.29 \times 10^6 + 2.38 \times 10^7 \ln[1.59/(1.81 - t_{ns})] \text{ [cm/s]} \quad (5-13)$$

図5-24における時刻 $t = 0$ (注入レーザー光強度のピーク時刻)を中心としてパルス幅 0.87 ns の矩形波X線パルスが照射されたと仮定し、式(5-9)–(5-13)を用いて計算されたプッシャーの動きを図5-24に示す。非常に簡単化されたモデルなので測定されたプッシャーの位置は再現できないが、爆縮速度は良く再現されている。

ここで、モデルにより計算される爆縮速度の音速点密度に対する依存性を評価する。ある音速点密度 ρ_s を仮定すると、 $S_x = 4 \rho_s C_s^3$ により音速点における音速 C_s を評価することができる。音速点密度 ρ_s および音速 C_s が決まると、式(5-4)–

(5-8)を用いてX線パルス終了時における到達爆縮速度 V_{imp} を計算することができる。到達爆縮速度 V_{imp} の音速点密度 ρ_s に対する依存性の計算結果を図5-25に示す。実験で測定された爆縮速度は $V_{imp}=1.2-1.9 \times 10^7$ cm/sであり、図5-25中に斜線で示した。図中の黒丸(●)は透過X線駆動アブレーションモデルにより計算された結果を示す。また、参考のためにレーザー波長 $0.26 \mu\text{m}$ (4ω)、 $0.35 \mu\text{m}$ (3ω)、 $0.53 \mu\text{m}$ (2ω)に対する臨界密度(完全電離プラズマを仮定)を縦の破線で示した。図5-25からわかるように、爆縮速度に対して実験結果とモデル計算とが一致するためには、音速点密度 ρ_s の評価に対してファクター2の精度が要求される。すなわち、評価された音速点密度 ρ_s はファクター2の精度で正しいと考えられる。

5-3-5 まとめ

§5-3では、シリンダー型ターゲットを用いたペレット爆縮について述べた。シリンダー型ターゲットではX線コンバーターであるシリンダーの内壁の一部をレーザー光で照射し、シリンダー内で発生したX線により燃料球の爆縮を駆動する。

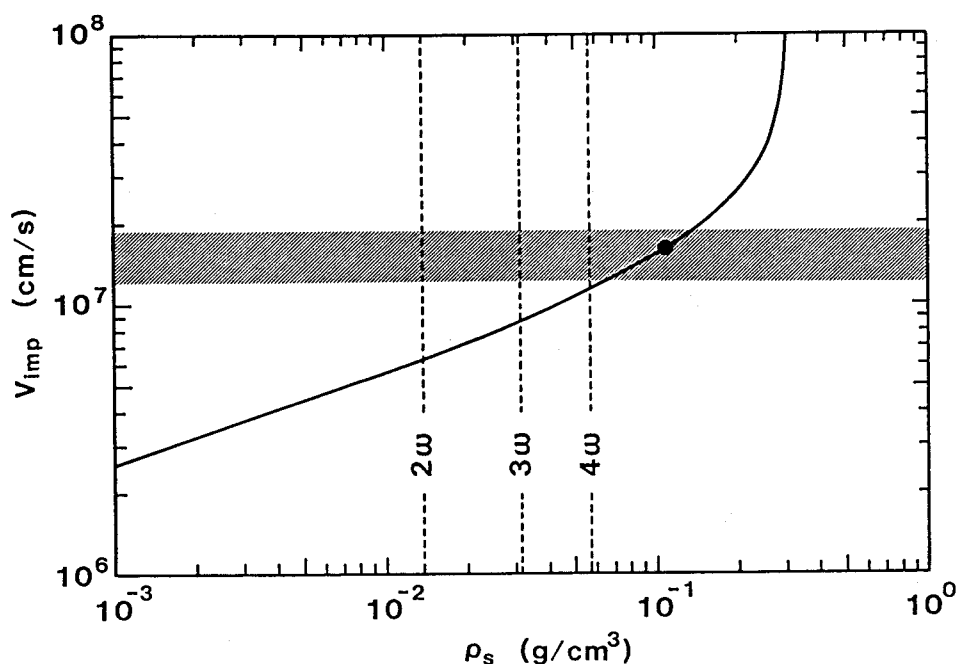


図5-25 到達爆縮速度の音速点密度に対する依存性

実験では、シリンダーのレーザー光で照射されない部分に観測窓を設け、X線シャドウグラフ法により爆縮ダイナミクスを測定した。

§ 5-3 で得られた成果を以下にまとめる。

(1) 観測窓を設けたシリンダー型ターゲットを用いて、X線シャドウグラフ法による爆縮ダイナミクスの測定を行った。

(2) キャビティのX線閉じ込めモデルによる計算結果と透過X線駆動アブレーションモデルによる計算結果とをもとに、爆縮ダイナミクスのモデル計算を行った。

(3) モデルにより計算された爆縮速度は実験結果と良く一致した。

§ 5-4 むすび

第5章では軟X線駆動アブレーションによるペレット爆縮実験について述べた。§ 5-2 では、高強度X線 ($S_x > 10^{14}$ W/cm²) による燃料球照射を行うために4 π 照射型ターゲットを用いてペレット爆縮実験を行った。§ 5-3 では、爆縮ダイナミクスを測定するために観測窓を設けたシリンダー型ターゲットを用いてペレット爆縮実験を行った。

4 π 照射型ターゲットを用いて測定された中性子発生数のプッシャー初期厚依存性は、プッシャー初期厚がモデル計算により評価された噴出質量にほぼ一致するときにピークを示した。

4 π 照射型ターゲットを用いて測定された燃料面密度のプッシャー初期厚依存性は、プッシャー初期厚がモデル計算により評価された噴出質量にほぼ一致するときに屈曲点を示した。

4 π 照射型ターゲットを用いた実験における、実験結果と計算機シミュレーション結果との比較は、爆縮過程がスタグネーション相に入る前に終了していることを示した。

シリンダー型ターゲットを用いた実験において、モデルにより計算された爆縮速度は実験結果と良く一致した。

第5章の参考文献

- (1) R.F.Schmalz, J.Meyer-ter-Vehn, and R.Ramis, Phys. Rev. A 34, 2177 (1986).
- (2) R.Sigel et al., Phys. Fluids B 2, 199 (1990).
- (3) K.Eidmann, R.F.Schmalz, and R.Sigel, Phys. Fluids B 2, 208 (1990).
- (4) P.Celliers and K.Eidmann, Phys. Rev. A 41, 3270 (1986).
- (5) C.Yamanaka et al., Nucl. Fusion 27, 19 (1987).
- (6) T.Jitsuno, ILE Laboratory Report, ILE-QPR-87-24, 3 (1988).
Institute of Laser Engineering, Osaka University,
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565 Japan.
- (7) S.Uchida et al., Rev. Sci. Instrum. 56, 1867 (1986).
- (8) 山中龍彦, 応用物理 55, 36 (1986).
- (9) H.Brysk, Plasma Physics 15, 611 (1973).
- (10) E.G.Gamalii, S.Yu.Gus'kov, and N.M.Sobolevskii, Pulsed Neutron
Research 94, 9 (1979).
- (11) S.Kacenjar et al., Phys. Rev. Lett. 49, 463 (1982).
- (12) S.Kacenjar et al., J. Appl. Phys. 56, 2027 (1984).
- (13) S.M.Lane, E.M.Campbell, and C.Bennett, Appl. Phys. Lett. 37, 600
(1980).
- (14) E.M.Campbell et al., J. Appl. Phys. 51, 6062 (1980).
- (15) E.M.Campbell et al., J. Appl. Phys. 51, 6065 (1980).
- (16) P.D.Goldstone et al., Phys. Rev. Lett. 59, 56 (1987).
- (17) K.Eidmann et al., Laser and Particle Beams 4, 521 (1986).
- (18) D.L.Matthews et al., J. Appl. Phys. 54, 4260 (1983).
- (19) H.Takabe et al., Phys. Fluids 31, 2884 (1988).

本論文で使用したコードでは、イオンの電離状態は主量子数のみを扱い定常状態の衝突-輻射モデルによって計算している (non-LTE)。また、束縛-束縛遷移のライン幅に関しては、金に対して150 eV、他の物質に対して50 eVの幅を持

たせている。電子熱流束の制限定数は0.08を用いている。また輻射の輸送については、取り扱ったフォトンエネルギー領域は0.05–3.0 keVであり、それらを100の領域に区切って多群拡散近似によって計算している。

(20) C. Bayer et al., Nucl. Fusion 24, 573 (1984).

(21) K. Kondo et al., J. Appl. Phys. 67, 2693 (1990).

(22) 片山誠, 修士論文, 大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻,
1989年, 2月.

第6章 結論

間接照射型爆縮核融合における軟X線駆動アブレーション過程の重要性に注目し、研究を行った。本研究により、低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションに関してその基本的な物理過程は解明され、モデル計算による主要なパラメータの評価も可能となった。各章で得られた主要な成果について以下にまとめる。

第2章では軟X線駆動アブレーションにおける軟X線エネルギー輸送と流体運動との関係をアルミニウムを用いて実験的に調べた。この研究により、軟X線エネルギー輸送における電離バースルールの重要性を実験的に示し、アブレーションの音速点が電離バースルーフロント近傍に存在すると考えられることを示した。

第3章では、第2章で得られた知見をもとに透過X線駆動アブレーション (Subcritical-limit Deflagration) モデルを開発し、主要なパラメータに関する評価を可能にした。また自発光X線駆動アブレーション (Ablative Heat Wave) モデルをアルミニウムに適用し、主要なパラメータに関する比例則を導いた。

第4章では高Z物質製キャビティによるX線閉じ込め効果を利用して 10^{14} W/cm²を越える高強度輻射場を生成し、アルミニウムの軟X線駆動アブレーションに関してその照射X線強度依存性を実験的に調べた。実験的に得られたバースルーフロント伝播速度は透過X線駆動アブレーションモデルによる評価値と一致した。また加熱フロント伝播速度に関する実験値と自発光X線駆動アブレーションモデルによる評価値との比較から、アブレーションフロント近傍のエネルギー輸送における自発光X線の重要性を示した。低Zプラズマの軟X線駆動アブレーションにおける自発光X線の振舞い (A H W領域の形成および輻射エネルギー損失等) については、今後研究を展開していく上で極めて重要な研究課題であると考えられる。

第5章では軟X線駆動アブレーションによるベレット爆縮実験を行い、モデル計算 (キャビティによるX線閉じ込めモデルと透過X線駆動アブレーションモデル) および1次元流体コードILESTAによる計算機シミュレーションによって考察を行った。測定されたベレットの爆縮速度はモデル計算により説明された。1次元流体コードによる計算結果と実験結果との比較は、爆縮の1次元性が不完全であり、スタグネーション相に入る前に爆縮過程が終了している可能性を示した。爆縮の一様性は、硬X線による先行加熱と共に今後に残された重要な研究課題の一つである。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

本研究を通じて直接細かな御指導、御助言を戴いた加藤義章教授に心からの謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた山中千代衛名誉教授、山中龍彦教授、井澤靖和教授、渡辺健二元教授、石村勉教授、三間罔興教授、横山昌弘教授、青木亮三教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、西原功修教授、今崎一夫元教授に謝意を表します。

また、御指導、御助言を戴いた田中和夫講師、西川雅弘助教授、伊藤慶文助教授、高部英明講師、北川米喜助教授、佐々木孝友助教授、桂正弘助教授、乗松孝好講師、朝日一助教授、山中正宣助教授、中塚正大助教授、中島信昭助教授、吉田国雄講師、実野孝久講師、畦地宏講師、西村博明講師、高木勝研究員に謝意を表します。

さらに、熱心な討論、激励を戴いた白神宏之助手、中井光男助手、宮永憲明助手、阪部周二助手、大道博行助手、仁木秀明助手、藤原関夫助手、宮本修治助手、および西独マックスプランク量子光学研究所のR.Sigel教授、G.D.Tsakiris研究員、K.Eidmann研究員、J.Massen氏、N.Kaiser氏に厚く感謝します。

研究生生活の苦楽を共にし、本研究の遂行にあたり討論と協力を戴いた近藤公伯君、児玉了祐君、中石博之君、内田成明氏、坂和洋一氏、湯上登氏、節原裕一君、片山誠君、中西淑人君、杉本耕一君、小林尚志君、中村学君、梅原諭君、安田吉男君、雑喉章君ほか研究室の方々に深く感謝致します。

本研究に際し、レーザー運転、ターゲット製作、計算機の利用指導等、様々の形でご協力戴いた大阪大学レーザー核融合研究センターのスタッフの方々に深く感謝いたします。

業績目録

主要論文

- (1) "Generation of a Shock Wave by Soft-X-Ray-Driven Ablation",
T. Endo, H. Shiraga, K. Shihoyama, and Y. Kato,
Physical Review Letters, Vol. 60, No. 11, pp.1022-1025 (1988).
- (2) "Quasistationary model for determination of ablation parameters
in soft-x-ray-driven low- to medium-Z plasma ablation",
T. Endo, H. Shiraga, and Y. Kato,
Physical Review A, Vol. 42, No. 2, pp.918-928 (1990).

発表論文

- (1) "Experimental Observation of Laser-Induced Radiation Heat Waves",
R. Sigel, G. D. Tsakiris, F. Lavarenne, J. Massen, R. Fedosejevs,
J. Meyer-ter-Vehn, M. Murakami, K. Eidmann, and S. Witkowski,
and
H. Nishimura, Y. Kato, H. Takabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga,
S. Sakabe, T. Jitsuno, M. Takagi, C. Yamanaka, and S. Nakai,
Physical Review Letters, Vol. 65, No. 5, pp.587-590 (1990).
- (2) "Energy transport experiments at Institute of Laser Engineering,
Osaka University",
K. A. Tanaka, Y. Kato, S. Nakai, H. Shiraga, T. Yabe,
T. Yamanaka, T. Endo, R. Kodama, and C. Yamanaka,
Laser and Particle Beams, Vol.7, part 3, pp.495-504 (1989).
- (3) "Properties of Shell-Confined Long Life Plasmas Produced by Lasers",
H. Daido, K. Nishihara, K. Mima, M. Yamanaka, T. Endo,
H. Shiraga, Y. Kato, E. Miura, Y. Kitagawa, C. Yamanaka,
A. Hasegawa, and S. Nakai,
Japanese Journal of Applied Physics, Vol.28, No.3, pp.507-511 (1989).
- (4) "Suprathermal Electron Generation in Laser Fusion Targets",
Y. Sakawa, H. Sakurai, T. Endo, Y. Arai, H. Hasegawa,
S. Uchida, M. Nakai, H. Nishimura, H. Azechi, Y. Izawa,
T. Yamanaka, and C. Yamanaka,
Technology Reports of The Osaka University, Vol.36, pp.139-145 (1986).

- (5) "Improvement of Energy Resolution in Neutron Time-of-Flight Measurement",
M. Nakai and T. Endo,
ILE Quarterly Progress Report, ILE Osaka Univ.,
ILE-QPR-85-13, pp.30-32 (1985).
- (6) "Radiation Transport by Ionization Burn-Through in a Soft-X-Ray-Irradiated Plasma",
H. Shiraga, T. Endo, and Y. Kato,
ILE Quarterly Progress Report, ILE Osaka Univ.,
ILE-QPR-89-29, pp.19-26 (1989).
- (7) "X-ray emission and transport of gold plasmas generated by 351nm laser irradiation",
H. Nishimura, H. Takabe, K. Kondo, T. Endo, H. Shiraga,
K. Sugimoto, T. Nishikawa, Y. Kato, and S. Nakai,
Submitted to Physical Review A.
- (8) "Radiation Confinement in x-ray heated Cavities",
G. D. Tsakiris, J. Massen, R. Sigel, F. Lavarenne, R. Fedosejevs,
J. Meyer-ter-Vehn, K. Eidmann, and S. Witkowski,
and
H. Nishimura, Y. Kato, H. Takabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga,
S. Sakabe, T. Jitsuno, M. Takagi, C. Yamanaka, and S. Nakai,
Submitted to Physical Review A.
- (9) "Radiative energy transport in x-ray-produced aluminum plasma",
T. Endo, H. Shiraga, H. Nishimura, H. Takabe, K. Kondo, S. Sakabe,
Y. Kato, and S. Nakai,
and
R. Sigel, G. D. Tsakiris, J. Massen, F. Lavarenne, and R. Fedosejevs,
To be submitted.

国内学会発表（著者が主要著者名のもののみ）

- (1) 「高速応答中性子ディテクターによるプラズマイオン温度測定」
プラズマ・核融合学会年会 名古屋大学 1985年4月7日

- (2) 「激光MⅡ号0.35 μ mレーザー光照射プラズマにおける誘導ブリュアン散乱」
物理学会秋の分科会 千葉大学 1985年10月2日
- (3) 「激光MⅡ号0.35 μ mレーザーと大スケール長プラズマとの相互作用」
プラズマ・核融合学会年会 大阪大学 1986年3月25日
- (4) 「激光MⅡ号0.35 μ mレーザー照射プラズマにおける非線形散乱」
物理学会年会 青山学院大学 1986年3月30日
- (5) 「キャノンボールターゲットの爆縮基礎過程 (Ⅰ)
アブレーション圧力の発生」
物理学会秋の分科会 関西学院大学 1986年9月29日
- (6) 「キャノンボールターゲットにおける軟X線輻射駆動アブレーション
Ⅱ. アブレーション圧力の発生」
レーザー学会学術講演会 大阪大学 1987年1月29日
- (7) 「キャノンボールターゲットの爆縮基礎過程 (Ⅲ)
衝撃波の発生と伝搬」
物理学会年会 名古屋工業大学 1987年3月27日
- (8) 「キャノンボールターゲットの爆縮基礎過程 (Ⅴ)
高効率ターゲット加速」
物理学会秋の分科会 東北大学 1987年9月27日
- (9) 「輻射駆動アブレーションのアブレーター物質による変化」
レーザー学会学術講演会 東京大学 1988年2月19日
- (10) 「キャノンボール爆縮基礎実験Ⅳ
軟X線輻射駆動加速」
物理学会年会 日本大学工学部 (福島) 1988年4月1日
- (11) 「キャノンボール爆縮基礎実験Ⅶ
X線駆動アブレーションにおける流体運動」
物理学会秋の分科会 広島大学 1988年10月4日

- (12) 「キャノンボールターゲットによる高密度圧縮」
核融合連合講演会 学士会館 1988年11月29日
- (13) 「輻射駆動爆縮実験Ⅲ」
爆縮ダイナミクス」
物理学会年会 東海大学湘南校舎 1989年3月31日
- (14) 「輻射駆動爆縮Ⅳ」
輻射エネルギー輸送」
物理学会秋の分科会 鹿児島大学 1989年10月4日
- (15) 「X線核融合Ⅶ」
A1プラズマ中におけるX線輻射輸送」
物理学会年会 大阪大学豊中キャンパス 1990年4月2日

国際会議

- (1) "Radiation transport in high density plasmas",
Y. Kato, H. Shiraga, and T. Endo,
SPIE, Vol. 831, X Rays from Laser Plasmas, pp.46-53,
San Diego, California, 19-21 August 1987.
- (2) "Soft X-Ray Radiation Transport by Ionization Burnthrough
in Hot Dense Plasmas",
H. Shiraga, T. Endo, Y. Kato, and C. Yamanaka,
Short-Wavelength Lasers and Their Applications,
Proceedings of an International Symposium, pp.254-260,
Osaka, Japan, 11-13 November 1987.
- (3) "X-Ray Emission from the Front and Rear Sides of
a Gold Foil Irradiated with a Laser",
H. Nishimura, T. Yabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga,
Y. Kato, and S. Nakai,
Short-Wavelength Lasers and Their Applications,
Proceedings of an International Symposium, pp.261-264,
Osaka, Japan, 11-13 November 1987.

- (4) "Behavior of Soft X-Ray Emitting Plasmas in Cannonball Targets and Their Emission Properties",
K. Kondo, H. Nishimura, T. Endo, H. Shiraga, T. Yabe,
Y. Kato, and S. Nakai,
Short-Wavelength Lasers and Their Applications,
Proceedings of an International Symposium, pp.291-295,
Osaka, Japan, 11-13 November 1987.
- (5) "High Density Compression of Hollow-Shell Target by GEKKO XII
and Laser Fusion Research at ILE, Osaka University",
S. Nakai, K. Mima, M. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga,
A. Nishiguchi, H. Nakaishi, Y. -W. Chen, Y. Setsuhara,
P. A. Norreys, T. Yamanaka, K. Nishihara, K. A. Tanaka, M. Nakai,
R. Kodama, M. Katayama, Y. Kato, H. Takabe, H. Nishimura,
H. Shiraga, T. Endo, K. Kondo, M. Nakatsuka, T. Sasaki,
T. Jitsuno, K. Yoshida, T. Kanabe, A. Yokotani, T. Norimatsu,
M. Takagi, H. Katayama, Y. Izawa, and C. Yamanaka,
International Workshop on Laser Interaction and Related
Plasma Phenomena, Moterey, 6-10 November 1989.
- (6) "Transport of Soft X-Ray Radiation in Aluminum Plasma",
T. Endo, H. Shiraga, H. Nishimura, H. Takabe, K. Kondo,
S. Sakabe, T. Jitsuno, M. Takagi, Y. Kato, and S. Nakai,
and
R. Sigel, G. D. Tsakiris, J. Massen, F. Lavarenne,
and R. Fedosejevs,
European Conference on Laser Interaction with Matter,
Schliersee, FRG, 22-26 January 1990.
- (7) "Laser-induced radiation hydrodynamics
- recent results from the ILE/MPQ collaboration",
R. Sigel, G. D. Tsakiris, J. Massen, R. Fedosejevs, F. Lavarenne,
K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and S. Witkowski,
and
H. Nishimura, Y. Kato, H. Takabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga,
S. Sakabe, T. Jitsuno, M. Takagi, C. Yamanaka, and S. Nakai,
European Conference on Laser Interaction with Matter,
Schliersee, FRG, 22-26 January 1990.

- (8) "Direct Observation of x-ray Confinement in Cavities",
G. D. Tsakiris, J. Massen, R. Sigel, F. Lavarenne,
R. Fedosejevs, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and S. Witkowski,
and
H. Nishimura, Y. Kato, H. Takabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga,
S. Sakabe, T. Jitsuno, M. Takagi, C. Yamanaka, and S. Nakai,
European Conference on Laser Interaction with Matter,
Schliersee, FRG, 22-26 January 1990.

研究会

- (1) 「キャノンボールターゲットにおける軟X線輻射駆動アブレーション」
電気学会・プラズマ研究会
大阪大学産業科学研究所 1986年12月5日
- (2) 「レーザ生成プラズマからの輻射とその閉じ込め」
電気学会・プラズマ研究会
電子技術総合研究所 1990年2月16日

