

講座

はじめてみよう!高エネルギー密度プラズマ計測

Introduction to High Energy Density Plasma Measurement

1. はじめに

1. Preface for Introduction to High Energy Density Plasma Measurement

重森啓介

SHIGEMORI Keisuke

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付: 2015年9月17日)

1.1 はじめに

いまこの原稿を書いている8月下旬、北京では世界陸上大会が行われています。テレビ中継を見ていると、陸上競技でも様々な画像計測等が駆使され、その記録や判定に有効利用されてことに気が付きます[1]。陸上競技はたくさんの種目がありますが、100m走のような短距離では1/1000秒の争いという過酷な世界です。こういった記録を追い求める陸上選手も大変ですが、この記録を正確に計測し、解析・処理することは非常に重要な仕事です。選手たちが一所懸命に努力しても、ちゃんと計測ができていないとせっかくの記録が台無しになってしまうからです。

このような陸上競技と実験は似ているところがあります。プラズマ実験の場合を考えてみても、準備を丹念に行い、綿密な条件出しで理想的なプラズマが作れたとしても、肝心の計測や記録を失敗してしまうと全くの無駄骨になります。特にこの講座で述べる高エネルギー密度プラズマ実験では、単発現象であり繰り返し効きにくいところがあるので、「一発勝負」という側面があります。よって、計測に関して事前に詳しく検討しておくことが、実験全体の成功の鍵を握ることになります。すなわち、「実験のための計測」であると同時に「計測のための実験」という姿勢で臨むのが正しいかもしれません。これは一般的な実験に言えることで、高エネルギー密度プラズマ実験に限った話ではありませんが…

とはいうものの、こういった計測のことを検討するにあたって、何から考え始めればいいのか、どういった準備をしなければいけないのか等、具体的な材料や数値が必要です。ここではまず高エネルギー密度プラズマの特徴と、そ

のために必要な計測のスペックを思い描くこととします。本講座は7章で構成され、第2章では典型的な高強度レーザー生成プラズマ実験の要点を示し、3章以降で高エネルギー密度プラズマの典型的な例を示しつつ、わかりやすい具体例を下地に解説を行います。

1.2 高エネルギー密度プラズマとは？

「高エネルギー密度科学」や「高エネルギー密度物理」といった領域は既に確立された感がありますが[2]、まずはこの講座で扱う「高エネルギー密度プラズマ」とは何か？という話からはじめましょう。エネルギー密度という言葉をもとにあらわすと、単位体積、単位質量あたりのエネルギーという意味で「 J/m^3 」「 J/kg 」という単位になります。これらのそれぞれの単位をわかりやすく言いかえると、前者は圧力、後者は内部エネルギーといったものになります。しかしながら、高エネルギー密度プラズマで扱うのはごく短時間の現象であり、「単位時間当たりのエネルギー密度」が実際には重要な指標となります。また、短時間の現象であるがゆえ、体積ではなく面積当たりのエネルギー密度で換算の方が現実的です。ゆえに「 W/m^2 」「 W/cm^2 」という尺度で評価すればいいこととなります。なお、高エネルギー密度プラズマの分野では、その歴史的経緯から純粋MKSではなく、上記の「 W/cm^2 」のようなMKSとCGSが混在した奇妙な単位が使用されることが多く、国際的な論文でもこの単位表記が基本です。本来はMKS単位系を使用すべきですが、本講座ではこの単位を便宜的に使用します。

本講座で取り扱う高エネルギー密度プラズマは、高強度

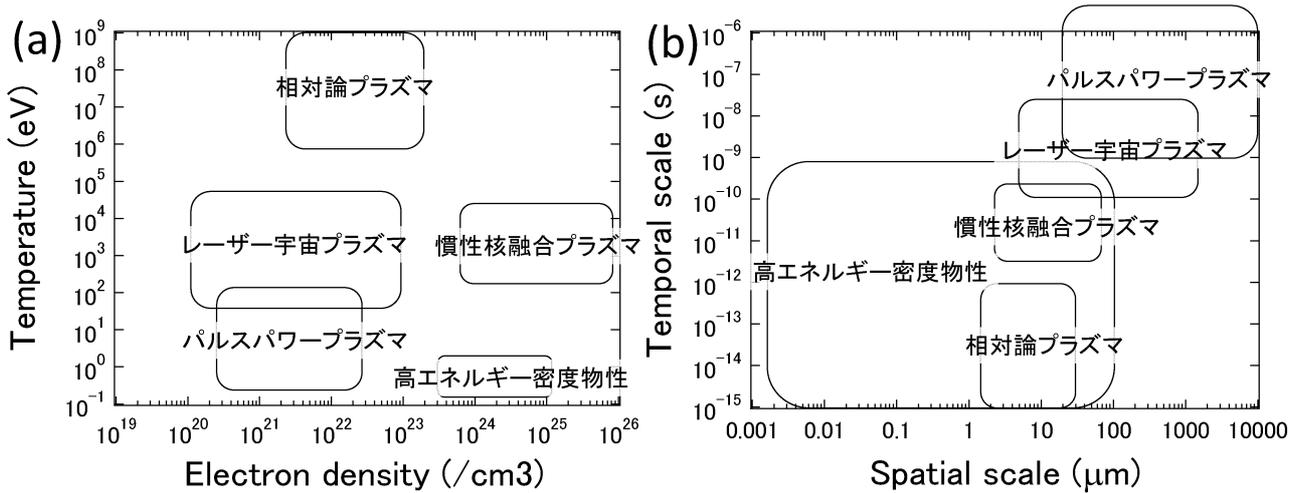


図1 本講座の各章で取りあげる高エネルギー密度プラズマの (a)温度・密度分布および(b)その計測の空間・時間スケール。

パルスレーザーやパルスパワー装置を用いて生成されます。このような装置で得られるプラズマが、一般的に「高」エネルギー密度状態のプラズマということになります。例えば、レーザーの場合で考えてみると、照射強度が低い領域では物質にレーザーを照射しても反射や透過、吸収されるのみでプラズマ化は起こりません。プラズマが発生する強度は照射強度（単位面積当たりの強度）で決定されますが、おおよそ $10^9 \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の領域で起こりはじめますので、これ以上のレーザー強度で発生するプラズマ、そしてそのプラズマによって生成する状態が高エネルギー密度プラズマとして扱うことになります。もちろん、このレーザーの照射強度を変化させるとプラズマの状態も変わり、照射する物質によっても多彩な状態が得られます。

1.3 本講座で扱うプラズマの領域・特徴

このような高いエネルギー密度をもったプラズマについて、この講座では高強度レーザーやパルスパワー装置を用いたいくつかの典型的な実験について、そのパラメータにおける計測に関して述べます。もちろん、高エネルギー密度プラズマの実験はこの講座で述べる内容のものだけではなく、典型的なプラズマパラメータのほとんどが埋め尽くされています。図1 (a)に本講座の各章で述べる高エネルギー密度プラズマの温度・密度分布を示します。本講座では、典型的な5つのタイプの実験的を絞っています。レーザーやパルスパワー装置で得られるプラズマは、その装置スペックや実験条件で決定され、とても広い範囲に亘っていることがわかります。例えば、相対論プラズマのような高速電子・イオンと高エネルギー密度物性で扱う固体状態では、温度で約10桁の違いがあります。また、密度でも全体を通してざっと数桁は開きがあります。

もう一つ違う視点として、これらのプラズマの時間・空間スケールが挙げられます。前述の通り、高エネルギー密度プラズマは非常に短い時間、微小な領域で起こる現象を追うことが必須なので、どれくらいの空間・時間スケールを持つのかを理解しておく必要があります。図1 (b)にそれぞれの章で扱う高エネルギー密度プラズマの典型的な空

間・時間スケールを示します。図1の2つのグラフを見比べると、各々のプラズマがどのような描像をもつのか、その特徴を得ることができます。

本講座では、第2章にレーザー生成プラズマ計測のイントロを行ったのち、典型的な実験系として本講座で挙げる5つの実験例に沿って内容を説明します。

第3章 高エネルギー密度物性計測

高強度レーザーの照射によるアブレーション圧力によって発生する超高压力状態の物性を計測する。固体領域に近く、温度は低く密度は高い。圧縮するレーザーのパルス幅は、典型的にはナノ秒レーザーであるが、高压力下での相転移の時間スケールはピコ秒、空間スケールも原子間距離ほどになる。

第4章 パルスパワープラズマ計測

パルスパワー装置を用いることにより、Warm Dense Matter領域の物性などを計測する。他のレーザー生成プラズマと比較して時間・空間スケールがやや大きく、温度や密度は後述の宇宙プラズマ実験に近い領域となる。

第5章 レーザー宇宙プラズマ計測

宇宙プラズマ自体は非常に広いパラメータ領域をもつが、ここでは主にナノ秒レーザー照射による高速プラズマ流に関わる計測を扱う。レーザー生成プラズマの中では比較的 low density 領域であり、時間空間スケールもパルスパワー生成プラズマに近い。

第6章 慣性核融合プラズマ計測

レーザー照射によって得られる爆縮プラズマのうち、核融合反応が起きる最大圧縮に近い状態を計測する。温度・密度ともに高く、時間スケールや空間スケールは小さいという特性をもつ。

第7章 相対論プラズマ計測

ピコ秒オーダー以下の時間スケールの超高強度レーザーによって生成するプラズマの計測。このようなプラズマは、その電子が光速を超えるほど温度が非常に高く、レーザーのパルス幅と同様に時間スケールが短いことが特徴。

以上のように、それぞれの実験で得られる特徴的なプラズマの条件より、それに対応する計測に関する要求事項が浮かび上がってきます。

表1に各章で扱われる予定の計測に関する一覧を示します。表の左側より用いられる計測法(やり方)、計測対象(そのプラズマのどのような物理パラメータを計測するのか)、計測器(どういうハードウェアを使用するのか)を示しています。表1に示される計測法の数々は、先人の努力によって確立されたものですが、この計測法と計測器の組み合わせが、観測したいプラズマの対象パラメータ(温度、密度、磁場…)およびその空間・時間スケールが最適であることが重要です。

1.4 本講座のねらい

この講座では、高強度レーザーやパルスパワー装置を用

いて、高エネルギー密度プラズマの実験を始めようとする方々を対象にしています。実験の中でも計測に焦点を絞り、実験前に知っておくべき事柄について、典型的な5つの実験を例として取り上げ、その道のプロに極意を伝授していただきます。本学会誌の講座の想定購読者として、この分野の大学院生の初学者を想定しています。また、高エネルギー密度プラズマの理論・シミュレーションを主体として研究している非実験系の方々、さらにパラメータは少し違うプラズマ実験を行っている研究者にも是非とも読んでいただき、研究の幅を広げる一助になれば幸いです。

参考文献

- [1] 例えば、http://www.nishi.com/catalogue/stadium/index_f.html#84
- [2] プラズマ・核融合学会誌 88 別 (2005).

表1 本講座で扱われる様々な計測法の例.

	計測法	計測対象	計測器	パラメータ領域	計測スケール
3章	レーザードップラー速度干渉計	ショック速度, 粒子速度, および圧力など	ストリークカメラ	速度: 0.1-10 km/s, 圧力: 数 GPa-1 TPa 以上	0.1~10 ns, 数 100 μm
	放射輝度温度計	プランク温度	ストリークカメラ	数 1000 K-数万度	0.1~10 ns, 数 100 μm
	その場 X 線回折	結晶格子間距離など	結晶分光器, イメージングプレート	数 Å	フェムト秒-ナノ秒, 数 100 μm
	その場 X 線散乱	短周期構造, 配位数など	結晶分光器, イメージングプレート	数 Å	フェムト秒-ナノ秒, 数 100 μm
4章	電圧・電流計測	プラズマへの電磁エネルギー入力	分圧器(抵抗型, 容量型), Rogowski Coil		1~1000 ns, ~cm
	ファラデーカップ	荷電粒子束	バイアス回路, 電源	mA~kA	1~1000 ns, ~cm
	荷電粒子の質量・エネルギー分析	荷電粒子の比電荷とエネルギースペクトル	トムソンパラボラ型分析器	100keV~MeV (Ion)	~100 μm
	干渉計測	プラズマの密度	レーザー, CCD カメラ	波長に依存	~100 μm
5章	可視干渉計測, シャドウグラフ, シュリーレン	電子密度, 密度変化	可視 CCD, ICCD カメラ	密度 10 ¹⁷⁻¹⁹ cm ⁻³	1-10 ns, 数 mm (分解能 ~100 μm)
	可視トムソン散乱	電子密度, 電子温度, イオン温度, 電離度, ドリフト速度	ICCD カメラ	温度 1-1000 eV, 密度 10 ¹⁷⁻¹⁹ cm ⁻³	1-10 ns, 数 mm (空間分解能 ~数 10 μm)
	可視自発光計測	電子密度, 電子温度	ICCD カメラ, 可視ストリークカメラ	温度 1-100 eV, 密度 10 ¹⁷⁻²⁰ cm ⁻³	1-10 ns, 数 mm (分解能 ~100 μm)
	Proton Imaging	電場, 磁場	RCF, CR39	磁場 1-100 T, 電場 ~100 kV/m-MV/m	<100 ps, 数 mm-数 cm
	磁気プローブ	磁場	磁気プローブ, オシロスコープ	磁場 >0.001 T	~数 us, 数 mm 程度
6章	X線自発光計測, X線バックライト計測	爆縮コアダイナミクス	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ, X線 CCD カメラ	温度 1-100 eV, 密度 10 ²²⁻²³ cm ⁻³ 温度 1-10 keV, 密度 10 ²²⁻²⁴ cm ⁻³	~数 ns, 数 100 μm
	飛行時間法, エネルギー分解 他	核反応性能 (1次中性子イールド)	シンチレータ, 放射化検出器, 飛跡検出器	温度 1-10 keV, 密度 10 ²²⁻²⁵ cm ⁻³	<100 ps, 数 10 μm
	飛行時間法	イオン温度	シンチレータ他	温度 1-10 keV, 密度 10 ²²⁻²⁵ cm ⁻³	<100 ps, 数 10 μm
	TOF 法	主燃料 ρR	散乱中性子カメラ	温度 1-10 keV, 密度 10 ²²⁻²⁵ cm ⁻³	<100 ps, 数 10 μm
7章	Laser-driven proton deflectometry	1D observation of the transient E-field or B-field in the plasma	磁石, 空間分解型イオン計測器等(たとえば MCP, single layer 固体飛跡検出器)	using MeV~10 MeV proton beam (~10 ⁸) V/m, (注) depends on proton beam energy	<mm (lateral), ~ns
	Laser-driven proton shadowgraphy & radiography	2D observation of transient E-field or B-field in the plasma	エネルギー空間分解型イオン計測器(たとえば固体飛跡検出器のスタック)	using MeV~10 MeV proton beam (~10 ⁸) V/m, (注) depends on proton beam energy and density of the plasma	<mm (transverse), ~ns



講座 はじめてみよう！高エネルギー密度プラズマ計測

2. レーザー生成プラズマ計測の第一歩

2. Introduction to Measurements of Laser-Produced Plasmas

重森啓介

SHIGEMORI Keisuke

大阪大学レーザーエネルギー学研究中心

(原稿受付：2015年10月8日)

高強度レーザーを物質に照射することにより、極めて高い温度・圧力のプラズマを得ることができます。このような状態のプラズマは、照射するパルスレーザー光の時間スケールほどの非常に短い時間内での現象です。この短時間で刻一刻と変化する微小なレーザー生成プラズマは、その性質に則った計測を行う必要があります。この章では、このレーザー生成プラズマの特徴を計測という観点から要点をまとめ、高強度レーザーで生成する高エネルギー密度プラズマの特徴、そしてその計測の概要を示し、この章に続くいろいろな高エネルギー密度プラズマ計測への導入を行います。

Keywords:

high energy density plasmas, resolution, high-intensity laser, ultrafast phenomena

2.1 はじめに

本講座では、高強度レーザーやパルスパワー装置を用いて得られる高エネルギー密度プラズマ計測に関して、次章よりその具体例を通して記述を行います。その前の導入として、この章では全体を通して共通性の高い事項である高強度レーザー生成プラズマ計測の基礎から紹介を始めます。ここで述べるレーザー生成プラズマの計測自体については、その概念・考え方や基本的な手引きがその他一般的な実験の計測と全く違うというわけではありません。ただし、高強度レーザーで得られる高エネルギー密度プラズマは、計測対象として様々な特徴があり、それを念頭に置いて考える必要があります。高強度レーザーやパルスパワー装置による高エネルギー密度プラズマ計測は続く章で具体的に述べられますが、まずはこの高エネルギー密度プラズマに初めて触れる方を想定し、実験を行う前段階としての「準備運動」から始めてみることにします。

2.2 レーザー生成プラズマの特徴

ここではレーザー生成プラズマについて、計測という観点でその特徴を見ていきましょう。レーザーポインターのような比較的弱いレーザーを物質に当てると、その光は反射・散乱をうけ、透明な物質であれば透過します。しかしながら、強度がどんどん上がっていくと、物質表面から電離、すなわちプラズマ化が起こり、そのレーザー光の波長で決定される電子密度の点で強い吸収が起こります。吸収されたレーザーのエネルギーは、電子熱伝導などを介してターゲット方向と外方向に輸送されます。ターゲット内部には強い圧力が衝撃波によって伝播し、外方向にはアブ

レーションとして質量が噴出します。これらがバランスして定常状態になります。

図1に、ごく一般的なナノ秒レーザーを固体ターゲットに照射した場合の、ターゲット深さ方向の密度・温度の空間分布の一例を示します。初期の固体ターゲットは常温であり(左側)、そこに高温で比較的低密度なプラズマ(右側)ができることから、高温で低密度のプラズマが低温で高密度な部分を「押す」かたちとなります。

ここで重要なのは、縦軸と横軸のスケールです。まず温度だけを見てみると、レーザー照射前のターゲットの温度は室温ですが、レーザー照射によって得られるプラズマの温度は1 keV (1000万度)を超える高温状態となります。密度に関しては、ターゲット内部は固体密度であり、アブレーション方向に指数関数的に密度が下がり、後述の通り真空の状態に囲まれています。このように温度・密度の値は10桁以上も隔たりがあることとなりますが、横軸の空間スケールはおおよそ1 mm以下という非常に狭い領域です。すなわち、この極端な状態の変化がごく小さな領域に凝縮していることとなります。さらに、この状態はレーザーのパルス幅($\sim 10^{-9}$ s)以下のスケールで刻一刻と変化します。

このような特徴を全く考慮に入れずに何の工夫もなく計測してしまえば、このレーザー生成プラズマは単に「強く光っている小さな物体」としか判断できません。図1はあくまで典型的な例であって、実験の条件によってはこのような理想的な形状のプラズマでない場合もあり、未知の状態であることもしばしばです。すなわち、レーザーの照射条件やターゲットの種類、形状などで無限のパターンを創

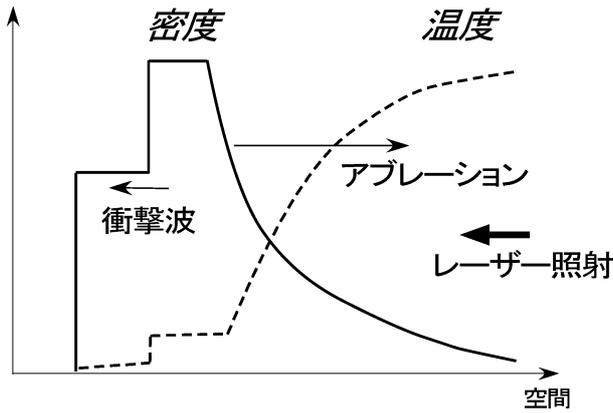


図1 典型的なレーザー生成プラズマの温度・密度構造。

り出し、これを正確に計測するのがレーザー生成プラズマの実験ということになります。このバラエティに富んだ条件下での微小な速い変化を追うことが、レーザー生成プラズマ計測にあたって困難な点であると同時にチャレンジングな研究テーマと言えましょう。

2.3 レーザー生成プラズマをどう測るか？

このような小さくて速く変化するレーザー生成プラズマがどのような物理量を持つのか、という答えを実験的に得るためには、その小さい・速いという特徴から紐解くことが必要になります。まず「小さい」というところに対応するのはプラズマの微小な空間方向の分布を得ることです。すなわち、ある物理量を空間の関数として得ること、言い換えると空間方向に情報を「分解」して計測することになります。プラズマのサイズが小さいことと同じように、その時間変化が速いことも考慮すると、時間方向にも情報を分解して計測しなければならないことになります。

これらレーザープラズマの基本的な特徴を得たうえで、もう少し情報量が欲しくなるかもしれません。プラズマからの発光の波長の分布を求めたいのであれば、波長方向に情報を分解する必要があります。また、発生する電子などのエネルギーの分布を得たいのであれば、同じようにこれらを分解して計測することになります。図2にレーザー生成プラズマ計測の概念図を示します。空間分解を行う場合、それはすなわち像 (Image) を得ることになります。このためには、例えば可視光であればレンズなどの光学系が用いられます。時間分解については様々な手法がありますが、プラズマからの電流を電気信号としてオシロスコープで測るようなものが挙げられます。波長分解については、プリズムなどの分光器を用いることが考えられます。こういった連続したある物理量を「定量的」に得ることは、計測全般として重要な課題となります。

もう一つここでポイントになるのは、上記のうちのひとつのみの分解 (計測) を行っても、多くの場合はそのレーザー生成プラズマの情報量として十分でないことです。例えば、プラズマの発光の綺麗な像 (2次元像) をレンズなどによって得たとしても、時間分解ができていなければレーザー照射中のプラズマの変化はわかりません。すなわち「時間積分」の像となり、レーザー照射の最初から最後

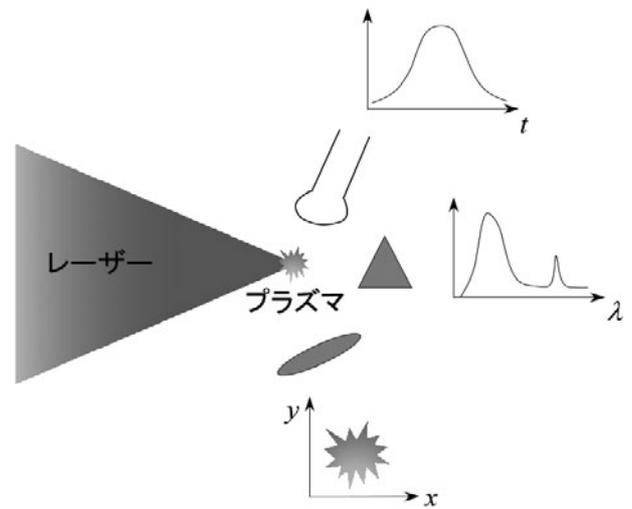


図2 得たい情報によって物理パラメータを「分解」して計測するいくつかの例。上より時間分解、波長 (スペクトル) 分解、空間分解。

までの積算した値となるため、いくら素晴らしい空間分解計測を行ったとしても、時間変化が激しい条件であれば無意味なデータとなります。これを解決するために、空間分解と時間分解の両方の機能をもった計測法・計測器を適用したり、複数の計測器を同時に使用することによって情報を多面的に取得するアプローチが取られます。

なお、ここで空間分解や時間分解などの性能を示す指標は「分解能」と定義されます。測りたいプラズマの時間・空間変化のスケールなどと比べて、この分解能が十分に小さいことが必要条件となります。そうでなければ、分解能の悪い「ぼやけた」結果になります。レーザー生成プラズマは小さくて速い変化を示すがゆえに、適正な分解能をもった計測系を使用することが必須であり、さらにこの分解能を上げることが計測という観点では最も重要な研究課題の一つになります。

2.4 レーザー生成プラズマの実験環境

次に上記のようなレーザー生成プラズマの実験環境を見てみましょう。ここではごく典型的な例：高強度レーザーを集光レンズで固体ターゲットに照射し、プラズマを生成する実験を想定します。実験に関してまず留意しなければならないことは、ターゲットは真空中でレーザーに照射されることです。高エネルギー密度状態のプラズマを生成するような高強度レーザーはすなわち強い電場をもつ電磁波であるので、大気中で集光するとブレイクダウン (絶縁破壊) を引き起こし、ターゲット上に集光するまでにエネルギーを失ってしまいます[1]。このため、実験には真空容器がハードウェアとして必要となります。この真空条件下での実験環境というのが、計測技術のポイントになります。

図3に大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号の照射用真空容器の写真を示します。真空容器に関しては、計測だけでなくレーザー光の集光にも考慮に入れたいといけないため、その大きさや形は装置に

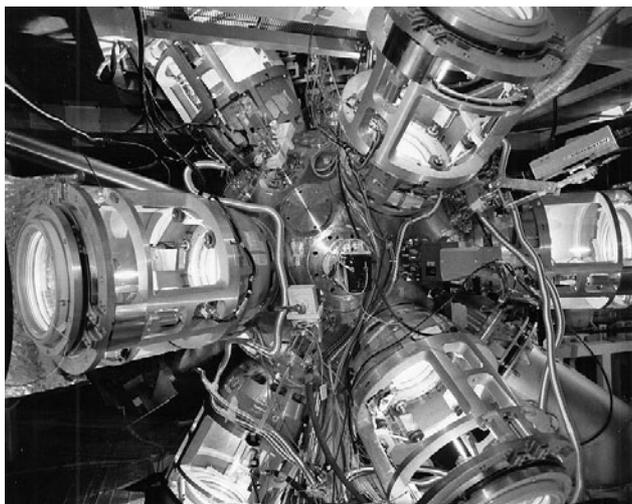


図3 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号のターゲット照射用真空容器（ターゲット室I）。

よって様々です。この写真の真空容器の場合、激光 XII 号の12本のビーム（直径 30 cm）が正12面体に照射される配位になっているため真空容器は球状となり、焦点距離や入射レーザーのビームサイズでその大きさがほぼ決まってきます。この真空容器の中心にレーザー光が集光し、プラズマが生成します。真空容器の大きさは直径約 2 m 弱ですので、写真にある計測器用のフランジに計測器を装着し、約 1 m 先のプラズマを観測することになります。この真空容器はかなり大きいように感じますが、米国ローレンスリバモア研の NIF（国立点火施設）の真空容器は直径が 10 m という更に巨大なものです[2]。

この真空中で得られる高エネルギー密度プラズマは、前述の通り「微小な」ものであるため、空間分解計測（像計測）を行う際は、この環境下で像を拡大することを念頭に置く必要があります。ここではまず、可視光を計測することを考えてみます。像を拡大するやり方として、顕微鏡と望遠鏡の2つがあります。顕微鏡は近くの微小なものを拡大する、望遠鏡は遠くの大きなものを拡大するという役目がありますが、レーザー生成プラズマの計測の場合はどうでしょうか？ 計測となる対象物は夜空の星ほど遠くにあるわけではありませんので、レーザー生成プラズマの直近に顕微鏡のようにレンズを置きたいところですが、生成するプラズマやデブリ（破片）の影響があるため、あまり近くに置くとダメージが入ってしまいます。ターゲットとの安全な距離は装置に依存するところがありますが、焦点距離の短い顕微鏡用の対物レンズを置くのは一般的に難しい距離です。よって、ある安全な距離において最初の結像レンズを置くことになります。このレンズで結像された像をさらに別のレンズ等で計測器（検出器）まで転送するのが一般的です。

上記は光学計測の場合ですが、X線などの場合も同様で、結像系をどこにどのように配置するのがポイントになります。X線の場合、その扱いやすさと構造の簡便さから、ピンホールがよく使用されます。また、画像計測（空間分解計測）のほかに、波長分解（スペクトル分解）を行

う場合もあります。この際はレンズやピンホールの代わりに、分光器（結晶、回折格子、プリズムなど）を用いることとなります。レーザー生成プラズマにおいては、可視光やX線などの電磁波以外にも荷電粒子や電子、中性子なども計測対象になります。その場合も、「像」として計測を行うのであれば考え方は同じです。

これら必要な光学系の一部（または全部）は真空容器中に配置されます。正確な光軸調整（アライメント）を行うために、固定だけでなく調整のための駆動機構を備える必要があります。これらの調整は真空中で行う必要な場合もあります。これらの手順も考慮の上、実際に必要な機器を設計・設定することが重要です。

2.5 レーザー生成プラズマの計測法と計測器

レーザー生成プラズマは、密度・温度の高い領域では可視光やX線などの発光量（放出量）が十分に多いため、それらを直接計測することによって必要な物理量を得ることができます。レーザー生成プラズマより放出されるのは、可視光やX線などの電磁波のほか、電子やイオン、中性子などの粒子もあり得ます。これらの直接計測のみで得られる物理パラメータとしては、プラズマの温度・スペクトルなどが代表例として挙げられます。このような計測法は自発光計測、また後に説明する計測法との対比で受動的計測と呼ばれることがあります。

一方で直接観測が難しい状態、すなわち比較的低温または低密度状態のレーザー生成プラズマを計測しようとする場合、そのプラズマ自身からの直接計測では、十分な信号量が得られない場合があります。このような場合に威力を発揮するのが能動的計測です。図4に典型的な配置図を示します。計測対象のプラズマとは別に光源を導入し、その光源とプラズマを相互作用させることによりプラズマの物理量を計測するものです。

この手法は、レーザーでプラズマを生成（ポンプ）し、別の光源で測る（プローブ）ということで「ポンプ・プローブ法」と呼ばれます。計測対象となるプラズマのパラメータや物理量の種類によって、プローブの種類は様々です。プローブ源としては、レーザーのような可視光のほかにもX線や粒子線などが用いられ、その相互作用に関しても反射や散乱、吸収などが挙げられます。このポンプ・プローブ計測は、前述のプラズマからの放出物を利用した計測との対比から、能動的計測と呼ばれることがあります。得たいプラズマのパラメータによって組み合わせ方が非常に多く、この選択や利用する相互作用をうまく考えるところが計測の難しいところであり、逆に新しいアイデアを大いに発揮できる部分でもあります。

図4のポンプ・プローブ計測の例では、プラスチック薄膜ターゲットにレーザー光を照射して加速させ、その軌跡を観測する配置を示しています。この実験の場合、観測したいターゲットの横に金属ターゲットを配置し、両方のターゲットに同時にレーザー光を照射することにより、金属ターゲットから発生するレーザープラズマX線を「プ

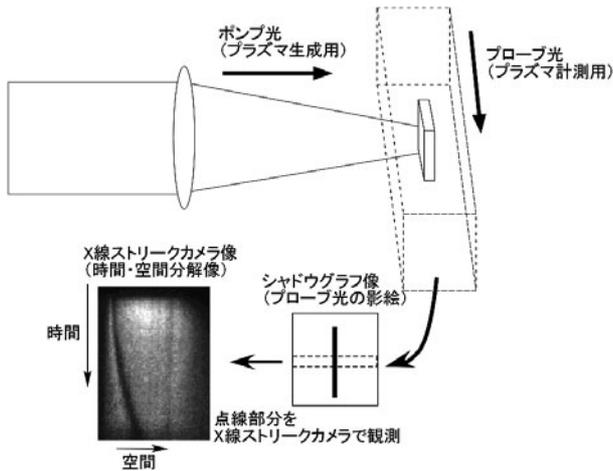


図4 ポンプ・プローブ計測の一例。プローブ光をX線としてターゲット平板を加速させた場合の影絵像をX線ストリークカメラで計測したときのデータ例（空間1次元，時間分解計測）。

ローブ」として使用します（図では詳しく書いていませんが、ちょうどプローブ光の上流側に金属ターゲットが置かれていると想像してください）。ここではX線をプローブ光としていて、そのプローブ光X線をプラスチック薄膜が吸収するという相互作用を利用しています。すなわち透過率の高い＝密度の薄いプラズマはX線強度が高く、逆に透過率の低い＝密度の濃いプラズマは強度が低くなるため、ちょうど「影絵」を観測していることになり、その影絵の位置からターゲットの位置を得ようとするものです。

ここではレーザー照射によって加速する状態、すなわちターゲット位置の時間変化を得ようとするのが目的であり、そのまま透過X線像をX線フィルムなどで計測してしまうと時間積分像になってしまうため、まったく意味をなしません。前述の通り、観測するプラズマは非常に短い時間スケールで変化するため、その変化を追うためには時間分解計測が必須です。よって、計測器（検出器）自体に時間分解機構を持たせる必要があります。観測対象となるプラズマの時間変化を考慮し、十分な時間分解能を持たせることが重要です。時間分解機構に関しては、その手法も様々です。図4の場合、影絵となる一部分（点線の部分）をX線ストリークカメラによって計測します。レーザープラズマのような速い現象の場合はストリークカメラを用いた計測が有効です（ストリークカメラに関しては参考文献[3]に詳しい）。プラスチックターゲットを透過する方向にX線ストリークカメラを配置し、この透過強度信号をスリットやピンホールで拡大してX線ストリークカメラの光電面に結像します。これに時間掃引をかけることにより、空間1次元の時間分解計測データが得られることとなります。すなわち横軸：時間、縦軸：空間（距離）という情報を得ることが出来ます。

以上はストリークカメラを用いた方式ですが、ストリークカメラなどを使用せずに時間分解計測を行うことも出来ます。上述の通り、ポンプ・プローブ計測ではポンプ光に対するプローブ光のスペックを自由自在に変えることが出来ます。そこで、ポンプ光で得られるプラズマの時間変化

に比べてプローブ光の時間幅を非常に短くすることにより、プローブ光の時間幅・タイミングにおける瞬間的な状態（スナップショット）を得ることが出来ます。この場合、1回の実験で1つのタイミングでしかデータが取れないという難点はあるものの、高価な時間分解計測器が不要であることから、繰り返し頻度の高い装置での実験では有効な手段になります。近年ではフェムト秒クラスの超短パルスのプローブ光源が使用できる環境にあるため、時間分解計測器を用いるよりも高い時間分解能を得ることが出来ることから、ポンプ・プローブ計測の新たな主流になりつつあります。

2.6 データの取得と解析

以上のような実験・計測を行い、実際に「データ」として結果を取得しなければなりません。すなわち記録装置が必要となります。ひと昔前は写真（画像）をフィルムで記録していましたが、いまやデジタルカメラやスマートフォンで写真を撮影する場合には、CCDなどの記録デバイスを用いることが一般的です。これは実験現場でも同様で、電子的な記録デバイスが主流となっているため、データはデジタルデータとして保存されます。電子デバイス以外で「生き残っている」貴重な例としては、イメージング・プレート[4]やCR-39などの固体飛跡検出器[5]が挙げられます。これらも読み取り装置を介して最終的にはデジタルデータとして保存され、数値データとして解析されることとなります。

ここまで書くと、データ取得はとても簡単で、解析もパソコン上でサッと出来てしまうように錯覚してしまいがちですが、このデータ取得から解析は実験全体の「締め」のところであり、ここが研究そのものの価値を決定するところです。解析自体はここで述べる内容ではありませんが、ポイントとしては実験で得られるデータを見ながら「解析に値するデータかどうか？」を常に考えながら計測を行うことが必要になります。解析に値しないデータであれば、修正を加えて計測をやり直すという流れが作れば、実験の成功率が増すこととなります。

もう一つ最後に付け加えなければいけないことは、データの取得とともに、実験条件などの記録をきちんと付けておくことです。いわゆる実験ノートを作成することであり、「手で書く」紙ベースのものにしておくと、いつでも手元に取って記録が書ける・見られる媒体を持てることとなります。以上のいくつかの点は、一般的な実験でも当てはまる内容です。

2.7 まとめ

この章では、レーザー生成プラズマの計測に関して、レーザー生成プラズマ特有の性質や計測上の考え方、ハードウェアに関する概説を行いました。計測対象となるプラズマの大まかな性質や計測上のポイントを述べました。最初にも記した通り、計測の基本的な考え方としては他の実験と大きく変わることはありませんが、レーザー生成プラズマの場合は（何度も記しているように）小さくて速い現

象なので、我々の肉眼や行動の時間スケールとかけ離れた領域にあることから、「実験」を行っても「実感」できないところが少し苦しいところです（筆者自身、レーザー生成プラズマのリアルタイムの変化を肉眼で見たことはありません）。次の章からは、具体的な実験の例を通して高エネルギー密度プラズマの実像に迫り、より「実感」に近い状況を考えてみましょう。

参考文献

- [1] 山中龍彦：プラズマ・核融合学会誌 69, 656 (1993).
- [2] <https://lasers.llnl.gov/about/how-nif-works/beamline/target-chamber>
- [3] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/sys/SHSS0006J_STREAK.pdf
- [4] http://fujifilm.jp/business/healthcare/digital_xray_imaging/fcr/imaging_plate/
- [5] 金崎真聡 他：プラズマ・核融合学会誌 88, 261 (2012).



しげ もり けい すけ
重 森 啓 介

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター・准教授。高エネルギー密度科学およびレーザー核融合の実験的研究に従事。家族とウサギとともに暮らしています。草食動物は決して肉食動物に変わらないことをウサギから学んでいる今日この頃。



講座 はじめてみよう！高エネルギー密度プラズマ計測

3. ハイパワーレーザーを用いた物質極限状態の生成と観測

3. Creation and Observation of Extreme State of Matter using High-Power Laser

尾崎 典雅

OZAKI Norimasa

大阪大学大学院工学研究科

(原稿受付：2015年12月28日)

高強度レーザーによる動的圧縮法を用いて物質を圧縮すると、従来法では到達できない極超高压・超高密度の高エネルギー密度物質状態を実験室で実現することができます。特にショック圧縮下における速度と温度を同時に測定することで、他の方法では決定できない圧力、体積、内部エネルギー、温度の絶対値を決定できるようになっています。これに加えて近年では、X線自由電子レーザーのような強力なツールが登場し、これらマクロな状態量に加えて、格子の面間距離や電子状態などミクロな物質の姿が明らかになりつつあります。超高压の物性研究は、新しい計測や診断の登場と高精度化によって進歩が促されてきました。本章では、マクロ量測定に不可欠となった時間・空間分解のレーザードップラー速度干渉計と放射温度計を組み合わせたシステム、および原子レベル観察として発展してきているその場リアルタイム X線回折法を中心に、研究の背景も紹介しながら解説します。

Keywords:

dynamic compression, shock wave, ultra-high pressure, velocity interferometry, pyrometry, X-ray diffraction

3.1 はじめに

1935年、Wigner と Huntington は水素に極めて高い圧力を加えると分子が解離した原子の状態となり、導電性の金属になると予測しました[1]。また、超高压の固体水素では電気抵抗がなくなり、超伝導状態になるとの予測が Ashcroft によってなされました[2]。水素の超伝導は未だ実現されていないものの、多くの絶縁体が超高压下で金属となり、かつ極低温の下では超伝導体となることが知られています。超高压の方法は、物質が普段見せない振る舞いを探るための一般的な研究のアプローチとなり、現代の物質科学において重要な役割を担っています。地球科学をはじめ、超高压力下の物質を研究対象とする分野は多く、高压力の発生技術や観測・診断技術に関する研究開発を内包した高压科学や極限科学という分野横断的な学術として発展しています。

本章で述べるパルス的な圧力波を用いる動的超高压、特に衝撃波(ショックウェーブ)を用いた衝撃超高压法では、静的超高压法とは異なり、特殊な高压容器を必要とはしません。したがって、その発生圧力は容器の機械力学的な材料強度に制限されないこととなります。テラパスカル(1千万気圧)を超える圧力はしばしば“極超高压”と呼ばれ、動的な超高压法は良く定義されたこの極超高压の状態を実験室で得るための唯一の方法として60年以上の歴史をもちます。圧力が新たな物性の発見に有効なパラメータであることが明らかになると、とりわけ1970年代からはダイ

ヤモンドアンビルセルに代表される静的圧縮研究が飛躍的に発展しました[3]。一方で、動的圧縮研究の発展の歴史はそれとは少し異なります。凝縮系に関する衝撃圧縮の研究は、主に米国および旧ソ連で独立に開始されたと言えます。極超高压へと物質をどのように圧縮し、そしてその物質からどのように“高密度エネルギー”を得るかを検討するにあたっては、極限環境下での物質の振る舞いを理解することが必須です[4]。衝撃圧縮過程においてはエントロピーの上昇に伴う温度上昇が避けられないため、極超高压下においては物質の温度は数万度を遥かに超える状態です。すなわち、電離した高温高压のプラズマ状態にある物質の状態方程式などの振る舞いを解明することが求められ、古くから大規模国立研究所が中心的な役割を担うと共に現代まで脈々と続けられています。

系の温度を上げれば、密度にもよりますが、いずれ物質は単純な振る舞いをすると考えられていました。しかしながらたとえ超高温の衝撃圧縮の状態にあっても、相関作用は決して無くならず、超高压超高温の世界が我々の想像に比べてはるかに複雑であることがわかってきました。さらに、動的圧縮過程における温度制御技術が飛躍的に向上し、物質を凝縮相に止めたまま超高压状態を生成することも可能になっており、それがきっかけとなって第一原理的量子力学計算による新しい極超高压相の提案も相次いでいます[5]。ハイパワーレーザーの方法の易制御化や高精度化と、X線自由電子レーザーなどの放射光施設との連携も

相まって、かつてダイヤモンドアンビルセルが拓いたようなパラダイムシフトが起こりつつあるようにも思われます。高エネルギー密度科学と呼ばれる比較的新しい学術と、凝縮物性科学や物質科学、惑星科学との学際融合が積極的に展開されています。

3.2 動的超高压の基礎

衝撃波を用いた動的圧縮法では、時間的にも空間的にも鋭い立ち上がりで断熱不可逆に圧縮が進行します(図1)。この衝撃波による動的圧縮の方法は衝撃圧縮(ショック圧縮, Shock compression)と呼ばれます。衝撃圧縮では、その不連続性から強いせん断力が働き、原子や分子配列の乱れによるエントロピー増大に伴い熱が発生します。したがって静的な超高压法に比べると、同じ圧力であっても遥かに高温の状態が生成されることになります。

動的超高压の手法が物質研究に威力を発揮する理由は、時間と距離と質量(比重)というきわめて基本的な物理量の測定と、質量、運動量、エネルギーに関するきわめて基本的な保存則に基づく単純な代数式(式1-3)から、圧力、体積、エネルギーの絶対値が得られるからです。凝縮媒体中において、衝撃波面が十分に急峻(不連続)で、波面背後の状態が定常であるとみなせれば、衝撃波面前後の状態量と衝撃波速度 U_s 、粒子速度(物質速度) u_p と熱力学状態量の間で、以下の3つの関係式が得られます；

$$P_1 - P_0 = U_s u_p / V_0 \quad (1)$$

$$V_0 / V_1 = U_s / (U_s - u_p) \quad (2)$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} (P_1 + P_0) (V_0 - V_1) \quad (3)$$

ここで、 P 、 V 、 E はそれぞれ圧力、比体積、比内部エネルギーを表し、添字の0と1はそれぞれ衝撃波面の前後の状態を表します。ここでは衝撃波面の前方は静止状態であるとしています($u_p = 0$)。これらの式を特にランキン・ユゴニオ(Rankine-Hugoniot)関係式と呼びます。実験によってここに登場する2つの未知数を決定すれば、他の未知数を一意に決定可能であることがわかります。後でも述べますが、距離と時間を次元にもつ“速度”を実験によって決定することが一般的です。

つまりユゴニオ状態とは、技術的に到達可能な、明確に

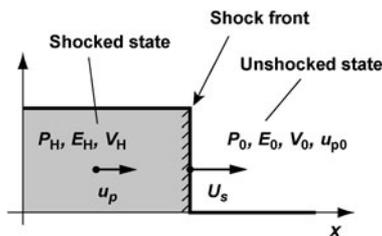


図1 x方向に速度 U_s で媒質中を伝搬する単一衝撃波の概念図。ここで、 P 、 V 、 E 、および u_p はそれぞれ圧力、体積、内部エネルギー、粒子速度を表す。添字Hと0はそれぞれ衝撃圧縮下の状態(ユゴニオと呼ばれる)と圧縮前の初期状態を表す。

状態量が定義される状態であり、高エネルギー密度の極限環境における物質の振る舞いを調べる上で最も基本的な状態ということができます。ユゴニオ実験データを元に理論を検証し状態方程式を構築すれば、高温高密度プラズマの状態や、高压であるが数万度程度の惑星内部の状態が検討できるようになることから、古くからデータが重宝され応用されてきました。

3.3 レーザーショック実験

物質にレーザーを十分な強度で集光照射すると、その表面が加熱されプラズマが形成されます。ひとたびプラズマが形成されると、入射する光の波長によって決まる臨界密度の近傍でレーザー光の強い吸収が起き、プラズマ中の電子が急激に加熱されます。この温度は100万度を超える超高温となります。ここで加熱された電子は熱伝導によってプラズマ化していない物質を加熱します。すなわち、レーザー照射による電子の加熱が続く限り、物質からは順次プラズマが噴出し続けることになります。この現象は一般にアブレーションと呼ばれます。高温になって蒸発した(プラズマ化した)物質が吹き出す速度は固体の音速に比べて十分に速く、固体内部にはこのアブレーションの反作用として、非線形な圧力の波面、すなわち衝撃波が形成され、噴出の方向とは反対方向に(固体内部方向に)伝搬します。時間的にも空間的にもエネルギーを集中できる高エネルギー密度の“レーザーショック”の方法では、従来法の限界を遥かに超える極超高压の衝撃波を容易に生成できることがわかっています。

図2は大阪大学で行われているレーザーショック実験の様子を表しています。レーザーショックの実験においても、従来の衝撃圧縮実験と同様に、ユゴニオ関係式に登場する2変数を実験によって決定することになります。もっとも精度よく、かつ容易に測定が可能であるのは速度です。例えば、厚さが既知の試料を衝撃波が通過するのに要する時間を測定すれば、衝撃波の速度 U_s が決定できます。一方同じ速度でも、衝撃波面背後の粒子の速度 u_p を直接的

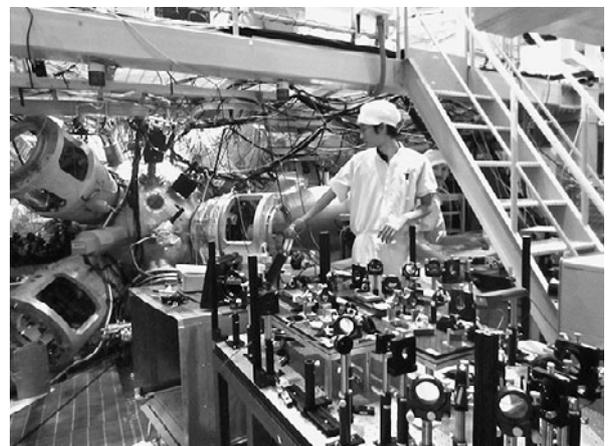


図2 大阪大学の大型レーザー(GEKKO XII)を用いた動的超高压実験の様子[6]。手前に広がっているのが独自のVISAR/SOPシステムの一部となる光学系。

に計測することは容易ではありません。そこで、ユゴニオ曲線やユゴニオ状態からの断熱膨張曲線などの振る舞いがよく調べられた標準物質もしくは参照物質と呼ばれる材料がしばしば用いられます。アルミニウムは典型的な標準物質ですが、次章で計測例を示すように、特にレーザーショック実験においては結晶石英が頻繁に用いられるようになってきています[7,8]。標準物質の衝撃波速度を、被測定試料の衝撃波速度と同時に計測によって決定し、インピーダンスマッチング法という解析のテクニックを導入すると、全パラメータを良い精度で決定することができます[9]。

3.4 レーザードップラー速度干渉計

高圧物性計測に限らず、物体の運動が速ければ速いほど観測が困難になるというのは一般的な感覚でしょう。動的圧縮下の物体の運動は、古くはマイケルソン干渉計とオシロスコープを組み合わせたレーザー変位干渉計を用いて行われ、反射面の変位の時間変化を検出し、その履歴を微分することで速度変化が検討されてきました。しかしながら、衝撃波面前後での圧力の不連続性、およびそれに伴う速度の不連続が大きい場合、正確な変位量を求めることは困難になります。また、衝撃波面の速度が数 10 km/s となるような超高速の領域では、参照光との時間コヒーレンスが維持できず、干渉縞そのものを得ることも困難になります。このようなことから、ここで述べる微分型速度干渉計、VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector, バイザー) が登場することになります[10]。

最近のレーザーショック実験における速度計測は、この VISAR と呼ばれる速度干渉計を光エレクトロニクス式のストリークカメラと結合した、いわゆる線結像タイプのシステムで "撮像" して行うことが標準になってきています[11]。図 3 (a) に示すように、線結像型の VISAR ではターゲットに入射したプローブ光の正反射成分を VISAR 干渉計部に導入し、干渉面 BS₂ にターゲット像を結像した上でストリークカメラスリットに再度結像し入射させます (図 3 (b))。高速で移動してくるターゲットで反射されたプローブ光は、ドップラー効果により短波長側へ偏移をうけます (例えば図中の $\lambda \rightarrow \lambda'$ のように)。この反射光を干渉計内のビームスプリッター BS₁ で分割し、一方はエタロンが挿入された遅延経路 (BS₁→M₁→BS₂) を迂回したのちに、干渉面であり結像面でもあるビームスプリッター BS₂ 表面で重ね合わせます。時刻 t での周波数 $\omega_0 + \Delta\omega(t)$ の反射光と遅延経路を迂回してきた時刻 $t+\tau$ での周波数 $\omega_0 + \Delta\omega(t+\tau)$ の反射光との干渉により発生するビート信号の周波数は $\Delta\omega(t+\tau) - \Delta\omega(t)$ であり、加速度がビート信号に比例し、干渉縞の数が速度に比例するようになります。すなわちストリークカメラシステムにより得られた干渉画像には、反射体速度変化に対応したフリンジシフトが現れます。図 3 (c) に実際に得られた VISAR 画像 (上) と解析によって得られた速度履歴 (下) を示します。高速で運動する金属ターゲットの自由表面速度を観測した例であり、その速度の連続的な変化に対応して干渉縞が連続的にシフトしていることがわかります。このフリンジのある時

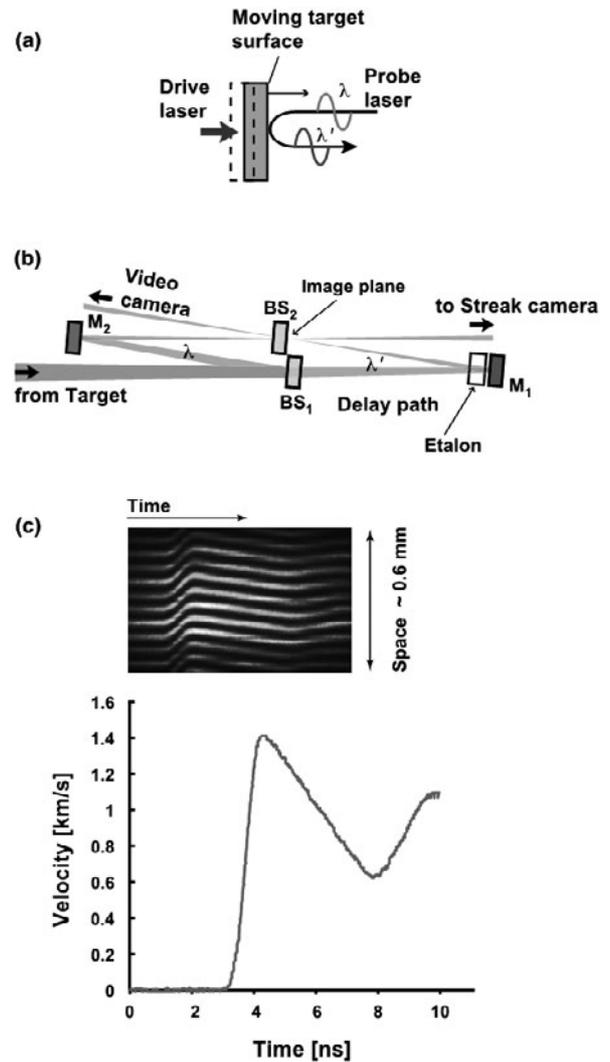


図 3 (a) レーザードップラー速度干渉計を用いた計測を行う際の実験配置の概念図。(b) VISAR 干渉計部の構成。M と BS はそれぞれミラーとビームスプリッターを表す。ターゲット裏面が BS₂ の表面上に結像されている。さらに、この結像面であり干渉面である BS₂ 上のイメージがストリークカメラシステムのスリット上に転送される。(c) レーザー照射によって加速された金属試料の自由表面速度計測結果。VISAR 生画像(上)と決定された速度時間プロファイル(下)。

刻におけるシフト量 (縞次数) $N(t)$ は次式のように、

$$v(t) = \frac{\lambda_0}{2\pi n_s (1+\delta)} N(t) \quad (4)$$

速度 $v(t)$ に関連づけられます。 λ_0 と n_s は、それぞれプローブ光の波長と試料の屈折率を表します (図 3 の場合は 1)。また、 τ と δ は個々の干渉計の設定で決まる定数です。 N にかかる項は定数となり、VISAR の速度感度 (velocity per fringe, VPF) と呼ばれる量になります。

常温常圧で透明な絶縁体試料であっても衝撃圧縮によって電子密度が十分に増大した状態になると、金属的な反射率を有する衝撃波面が形成されます[12]。この場合は、透明試料内を伝搬する衝撃波の速度およびその時間変化 $U_s(t)$ を VISAR によって直接計測することができます。この際、式(4)の $v(t)$ は $U_s(t)$ に置き換えられることになり

ます。結晶石英の場合は、衝撃圧力が 100 GPa (100万気圧) を超えると金属化に伴う有意な衝撃波面光反射が認められます。図 4 に、VISAR によって観測された石英内部を伝搬する衝撃波面の速度変化を示します。図 4 (a) は VISAR 生画像データであり、アルミから石英に衝撃波が入射した瞬間 (破線が示す時刻) に不連続なフリンジのシフトが現れていることがわかります。これは石英に急激な速度勾配を有する不連続な波面、すなわち急峻な圧力勾配の衝撃波が入射したことを示しています。図 4 (b) のグラフは、図 4 (a) の干渉画像から抽出された縞次数変化をもとに得られた衝撃波速度の時間変化です。図 4 (a) 中の破線で示されるような、衝撃波面が不連続な界面を通過する瞬間では、図 3 (c) のような連続的な干渉縞のシフトを観測することはできず、速度の急峻な変化に対応する干渉縞の“飛び”が見られます。つまりこの場合は、縞次数 $N(t)$ と干渉縞位相 $\phi(t)$ の関係が、単純な比例の関係 $N(t) = \phi(t)/2\pi$ ではなく、 $N(t) = \phi(t)/2\pi + n$ となることに注意しなければなりません。ここで n は整数です。この n の不定性を排除するために、異なる速度感度を持つ複数の VISAR システムを同時に稼働する工夫がなされます。図 4 (b) 中の太い実線及び点線は共に速度感度の低い VISAR1 が示し得る速度、細い実線及び点線は速度感度の高い VISAR2 が示し得る速度を示しており、両者の結果がほぼ完全に一致する実線のプロファイルが実際の衝撃波の速度ということになります。計測された速度の不確かさは干渉計の設定により 0.01 km/s のレベルにできるため、10 km/s を超える速度を対象とする超高压実験では、1% 以上の高精度で測定が可能となります。また図 4 (b) の破線に示すように、速度履歴を時間積分して得られた衝撃波の移動距離は、最終的に石英試料の初期厚 100 μm と完全に一致します。このことから、この実験が衝撃波面を直接観測していることを示

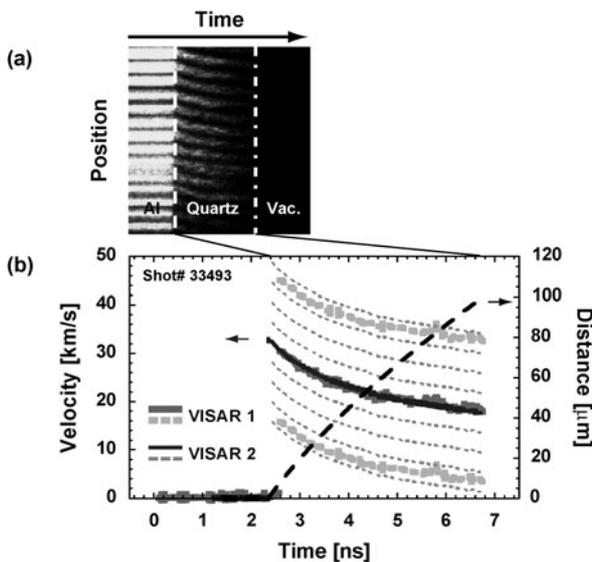


図 4 (a) 金属化した試料内部を伝搬する衝撃波速度の観測例。(b) VISAR1 画像から抽出された速度と VISAR2 画像から抽出された速度が一致するものが真の速度時間履歴となる。この速度履歴を時間積分すると、予め測っていた試料厚とよく一致する。

しています。

VISAR はローレンスリバモア研の NIF をはじめ、巨大レーザーを用いた核融合研究における燃料圧縮ダイナミクスの理解にも重要な役割を担っています。燃料ターゲットの爆縮によるホットスパーク部の形成には、整形されたレーザーパルスで駆動された多段構造の衝撃波を同一のポイントに同時に到達させる必要があります。レーザー核融合点火に向けた大々的なキャンペーン実験が実施され、衝撃波到達のタイミングとレーザー波形の関係が慎重に調べられています[13, 14]。

3.5 放射輝度温度計

式(1)-(3)を見ればわかるように、ユゴニオ関係式には物質の状態方程式を理解するうえで鍵となる変数のひとつである温度が登場しません。したがってユゴニオ点に対応した衝撃温度を実験により直接決定することは、動的超高压研究において常に重要な課題になります。特にレーザー実験で実現されるような超高压域においてユゴニオデータのみから温度を推定することは、比熱やグリユナイゼン定数などの熱力学パラメータの不定性の大きさから、より困難となります。高压高温の物質において、熱放射輝度 $I(\lambda)$ と温度 T の間には以下のように、

$$I(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \frac{2\pi hc}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{\lambda k_b T}} - 1 \right)^{-1} \quad (5)$$

プランクの熱放射則が成り立ちます。ここで λ は圧縮された物体から放射される電磁波の波長、 h はプランク定数、 c は光速、 k_b はボルツマン定数です。 ε は放射率であり λ の関数になります。

プランク則に従う放射体の測定から温度を推定する方法は複数あり、方法によってスペクトル温度や色温度などと呼ばれます。日本のグループをはじめレーザー超高压実験の現場では、特に放射輝度温度を決定するのが一般的です。その理由はいくつかありますが、5000 K を超えるような高温であれば、可視域で十分に観測可能な放射輝度が得られること、またそのスペクトルに特徴がなくなること、が挙げられます。これらにより、輝度から推定された温度は高温になればなるほど他の方法に比べて精度が高くなります。また、衝撃波面の形状に起因する熱放射の空間分布をモニターできるということも無視できない利点です。VISAR と同様時間分解計測を行う必要があり、ストリークカメラを使用した放射輝度温度計のシステムは Streaked Optical Pyrometer, 略して SOP としばしば呼ばれています[15]。

図 5 に、VISAR と同期させて得られた SOP を含むデータセットの一例を示します。図 5 (a) に示すように、石英とポリスチレン (CH) をアルミ基盤に貼り付けた多層ターゲットにアルミ側からレーザー衝撃波を駆動すると、視線方向に垂直な衝撃波面が観測者に向かって伝搬します。そして衝撃波の伝搬につれて、順次対応する物質からの衝撃波速度と熱放射輝度を測定することができます。図 5 (b) が SOP からのデータを示しており、アルミから石英

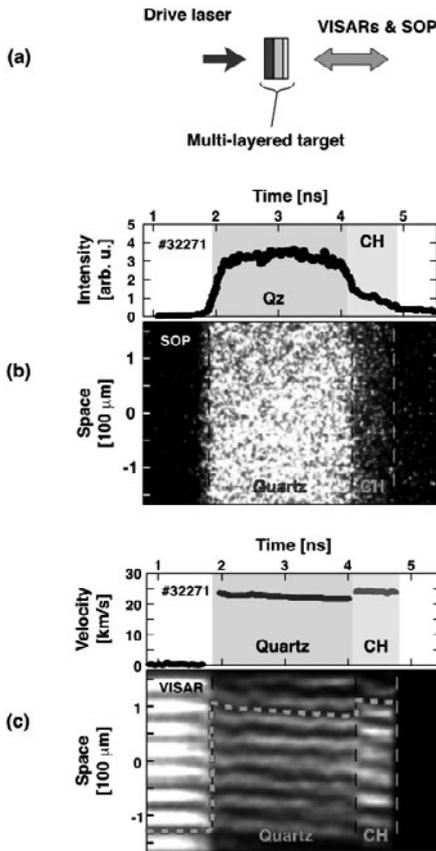


図5 (a)超高压状態方程式データ測定実験配置の概念図。参照物質には結晶石英 (SiO₂)、被測定試料にはポリスチレン (CH) を用いた。(b)上がSOPによって得られたSiO₂とCHの自発光強度の時間履歴、下はその生画像。(c)上がVISARによって決定されたSiO₂とCHの衝撃波速度時間履歴、下はその生画像[16]。

(~2 ns), 石英からCH (~4 ns) への衝撃波の入射に伴って、放射強度が変化していることがわかります。5 ns 付近での急激な信号の減少は、衝撃波がCHから真空へ抜けたことにより急激に温度が下がるためです[16]。

図5(c)で示すVISARのデータでは、SOPで検出されている時刻と全く同じ時刻において、不連続な干渉縞の変化が確認できます。さらに、VISARデータを同時に取得することは、単にユゴニオを同時に決定することだけでなく、式(5)の放射率 $\epsilon(\lambda)$ の推定に重要な役割を担っています。VISARのプロープ波長 λ_{VISAR} とSOPの観測波長 λ_{SOP} は光学素子により弁別されており、厳密な λ_{SOP} における放射率は求められません。しかしながら放射体の灰色体としての取り扱いを許せば、VISARによって波面における光放射率 $R(\lambda_{\text{VISAR}})$ を求めることで、放射エネルギーに関するキルヒホッフの法則に基づき $\epsilon(\lambda_{\text{SOP}}) \sim \epsilon(\lambda_{\text{VISAR}}) = 1 - R(\lambda_{\text{VISAR}})$ より放射率を推定できます。超高压縮下の物質、特に固体状態における光学特性の詳細は、チャレンジングな最新の課題であり、多波長のVISARを用いるなどの新しい実験によりさらなる進展が期待されていることを付け加えておきます。

3.6 高輝度X線を用いた物質マイクロ情報の抽出

パルスレーザーによる圧縮はナノ秒程度の短時間の動的

現象であるため、物質のマイクロな情報をリアルタイムで抽出するには、前述した圧力や温度などのマクロな状態量の測定にあわせて、量子ビームプローブを導入した測定が肝要となります。レーザープラズマ光源は短時間高輝度の光源であるため、ここでもレーザー技術が重要な役割を担ってきました。またレーザーはレーザーでも、X線自由電子レーザー(XFEL)のような極短時間超高輝度の光源の登場もあって、静的圧縮実験で一般的な診断手法が加速度的に取り入れられつつあります。

3.7 広角X線回折イメージング

X線回折は固体の結晶構造を直接決定するための強力な計測手法です。原子が規則的に配列した結晶にX線が入射したとき、ある特定の方向に強いX線が観察される現象を利用した診断法をX線回折法と呼びます。波長 λ のX線が結晶中のある格子面に対して角度 θ で入射するとき、

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (6)$$

の関係式を満たすと、入射X線に対して 2θ の方向に強い反射X線を観測することができます。(6)式はブラッグの条件式であり、 d は結晶格子面間隔です。また、 n は正の整数で回折の次数を示します。

ブラッグ条件を満たすように特定の波長の単色X線をコリメートして単結晶試料に入射させると、回折X線もビーム状となり、回折パターンはそのビームの広がりを反映したスポットとなって検出器上に現れます。一方放射状に広がる点X線源を、図6(a)に示すように単結晶試料に対して配置して広角に入射させた場合、ブラッグ条件を満たす試料面上の位置は、図中の円錐底面の周上に無限に存在することになります。したがってこの場合、回折パターンは線となって検出器上に現れることになります。どちらの配置であろうとも衝撃波圧力により格子が圧縮されたとき、(6)式より d は小さくなり、プローブX線の波長は変化しないため θ が大きくなります。よって、未圧縮状態の格子面からの回折線に対して広角側へ新たな回折線が現れます。この回折パターンの変化から、オングストロームレベルの結晶格子面間隔の変化が診断できます。

図6(b)と6(c)に単結晶シリコンの広角X線回折計測の画像データを示します。図6(b)は衝撃波圧縮前のシリコンからの回折線イメージです。複数の回折線が得られているのは、ブラッグ条件を満たす格子面が図7(d)に示すようにシリコン結晶内部に複数存在するからです。図7(c)に、照射レーザー強度 $1.3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ で衝撃圧縮されたシリコンからの回折線イメージを示します。点X線源生成には独立のレーザーを用い、その発光時間はサブナノ秒のレベルです。図中の矢印に示されるように、衝撃圧縮方向[001]に垂直な面である(004)面と、その格子間隔と近い(113)面、(113)面、(224)面の挙動が観測されており、広角側(図7b, 7cでは上側)に回折線がシフトしていることがわかります。これら検出面上での回折線の移動量から回折角の変化を求め、ブラッグの条件式に基づいて結晶格子面間距離を解析することができます。この実験の場合

は、衝撃圧縮方向である[001]方向に約7%の一軸圧縮された格子状態が実現されていることがわかりました[17]。最近ではこのようなミクロな構造を理解するための動的超高压実験が、テラパスカル領域でも実施されるようになってきています[18]。

3.8 おわりに：X線自由電子レーザー(XFEL)の登場

最後に、動的超高压研究者にとってこれまでなかった革新的なツールであるX線自由電子レーザーを用いた実験・観測についても若干触れて、結言に代えたいと思います。2016年1月現在、世界で稼働しているX線自由電子レーザーは、米国カリフォルニア、SLAC国立加速器研究所のLCLS (Linac Coherent Light Source) [19]と、日本の播磨、理化学研究所放射光科学総合研究センターのSACLA (Spring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser) [20]の2つです。SACLAは、波長1 Å、パルス幅10 fs以下、フォトン数 10^{11} 個/パルス以上、という性能を有す

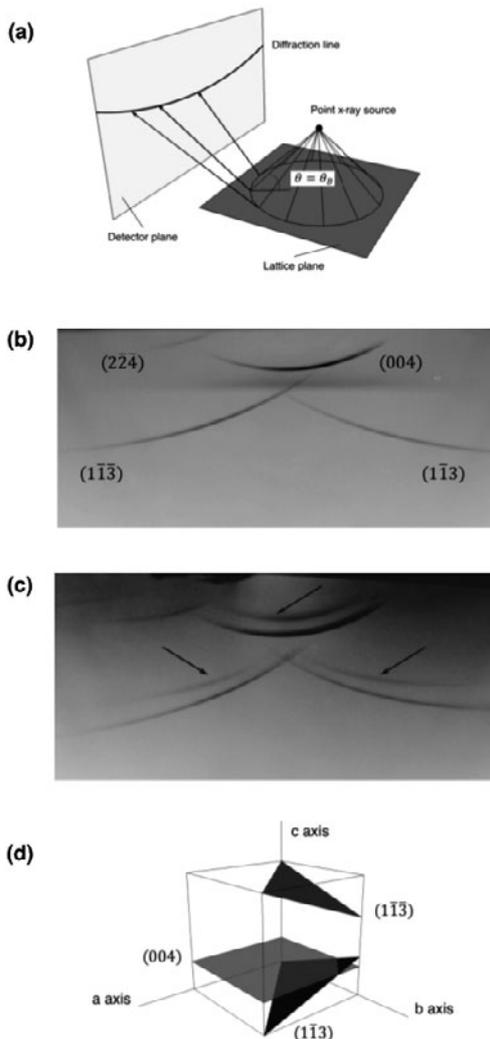


図6 (a) 広角X線回折法の実験配置。(b) 未圧縮シリコン単結晶試料からの回折パターン。(c) $1.3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ のレーザー強度で駆動されたショックにより圧縮されたシリコンからの回折パターン。(d) 現れた複数の回折線にそれぞれ対応する結晶内の格子面。

る超高輝度短波長光源です。このSACLAとハイパワーレーザーを組み合わせることで、動的超高压研究にとっての長年の夢であった物質のミクロな構造の実時間その場観察が当たり前になりつつあります。我々の研究グループは現在、図7(a)に示すような2つのハイパワーレーザーをXFELとカップルさせた実験プラットフォームの構築を段階的に進めています[21]。2015年度にはSACLAで初めて、大型油圧プレス技術の現在の上限であり、地球下部マントル深部に対応する100万気圧超の圧力生成を達成するとともに、フェムト秒原子レベルの分解能で動的超高压下物質ダイナミクスのその場リアルタイム観察に成功しました。

図7(b)と図7(c)は、SACLAフェムト秒露光によるX線回折スナップショット撮像の結果であり、前者はレーザー照射前の金試料、すなわち面心立方構造fccの(111)面からのリング回折パターンの一部を高速度2次元検出器で取得したものです。後者は、 10^{11} W/cm^2 程度以下の比較的低強度のレーザー照射の瞬間における、ショック形成前の試料表面fcc格子の膨張を捕らえたものです。SACLAによるフェムト秒露光超高速X線回折イメージングにより、おおよそ0.02 Åレベルの格子面間距離の変化が可視化されています。より高強度の条件では、衝撃波面の形成により、回折角の広角側(高压側)へのシフトや、構造変化に起因

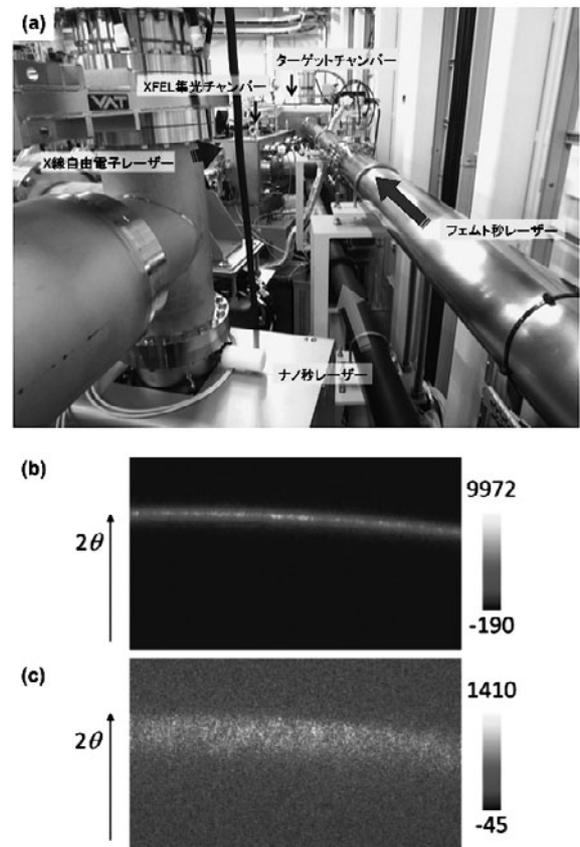


図7 (a) X線自由電子レーザー施設SACLAに展開されているレーザー実験プラットフォームの様子。(b) レーザー照射前の金試料からのフェムト秒シングルショット回折イメージ。(c) レーザー照射から200 ps後のイメージ。(111)格子面の膨張を表している。

する新たな回折ピークの出現が得られることがわかってきています。

ハイパワーレーザー超高压の方法と高輝度X線光源の融合は、これまで見いだされてこなかった新しい物質の多様性を物質科学という分野横断的な学術に提供します。同分野におけるテラパスカルやフェムト秒といった全く新しいパラメータ領域の診断・計測による探求により、新たな物理、新たな構造や材料の発見が期待されており、それに合わせて研究環境の変化や横断的分野融合が促されています。

謝 辞

ここでの研究成果は、多くの共同研究者や学生の皆さんの協力の下に得られたものです。ここに改めて謝意を表します。紹介したデータは、大阪大学レーザーエネルギー学研究所での大型レーザー利用公募研究、およびXFEL SACLAでの公募研究（課題番号2012B8046, 2013B8063）のもとで取得されました。また、日本学術振興会の先端拠点研究事業プログラム「X線自由電子レーザーとパワーレーザーによる極限物質科学国際アライアンス」、文部科学省委託事業「X線自由電子レーザー重点戦略研究課題」（課題番号 12005014）の支援を受けて研究が進められました。

お ぎ き の り ま さ
尾 崎 典 雅

大阪大学大学院工学研究科・准教授。大阪大学大学院工学研究科博士過程修了後、エコールポリテクニック LULI 研究所客員研究員などを経て2006年より大阪大学にて勤務。主な研究対象は極限環境における物質・物性。最近ではX線自由電子レーザーでの実験のため播磨地域に行くことも多くなってきました。好きなものはバスケットボールをはじめスポーツ、旅行、コーヒー。

参 考 文 献

- [1] E. Wigner and H.B. Huntington, *J. Chem. Phys.* **3**, 764 (1935).
- [2] N.W. Ashcroft, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1748 (1968).
- [3] S. Block and G. Piermarini, *Phys. Today* **29**, 44 (1976).
- [4] Edited by P. Caldirola and H. Knoepfel *Physics of High Energy Density* (Academic, London, 1971).
- [5] C.J. Pickard and R.J. Needs, *Nat. Materials* **9**, 624 (2010).
- [6] N. Ozaki *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 1600 (2004).
- [7] D.G. Hicks *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 082702 (2005).
- [8] M.D. Knudson and M.P. Desjarlais, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 225501 (2009).
- [9] Y.B. Zel'dovich and Y.P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic, New York, 1966).
- [10] L.M. Barker and R.E. Hollenbach, *J. Appl. Phys.* **43**, 4669 (1972).
- [11] P.M. Celliers *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 4916 (2004).
- [12] D.G. Hicks *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 025502 (2006).
- [13] T.R. Boehly *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 195005 (2011).
- [14] H.F. Robey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 215004 (2012).
- [15] J.E. Miller *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 034903 (2007).
- [16] N. Ozaki *et al.*, *Phys. Plasmas* **16**, 062702 (2009).
- [17] 佐藤友哉他：レーザー研究 **42**, 502 (2014).
- [18] J.R. Rygg *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 113904 (2012).
- [19] <http://lcls.slac.stanford.edu/>; C. Bostedt *et al.*, *J. Phys. B* **46**, 164003 (2013).
- [20] T. Ishikawa *et al.*, *Nature Photon.* **6**, 540 (2012).
- [21] T. Matsuoka *et al.*, *to be submitted*.



講座 はじめてみよう！高エネルギー密度プラズマ計測

4. パルスパワープラズマの計測

4. Diagnostics for Pulse Powered High Energy Density Plasma

堀岡一彦

HORIOKA Kazuhiko

東京工業大学 大学院

(原稿受付：2015年12月28日)

パルスパワー装置を用いて形成される高エネルギー密度プラズマは、レーザーや大型の加速器を用いて生成されたものと比べて時間と空間のスケールが大きいことが特徴です。さまざまな時間・空間スケールを持つ、幅広い温度・密度領域のパルスパワープラズマは科学と技術の広い分野で利用されています。実験装置も計測器も基本的に自作でき、最も簡単に高エネルギー密度プラズマ実験を立ち上げることが可能なのがパルスパワー方式の特長です。ここでは、パルスパワープラズマの計測に初めて足を踏み入れる方々を対象に、装置と計測器を設計製作する際の基本について説明したいと思います。後半では具体的な例を通してパルスパワープラズマへの理解を深めるとともに、プラズマ研究の魅力とプラズマ生成実験を「はじめてみる」ときのポイントについて紹介します。

Keywords:

High energy density plasmas, pulse power, diagnostics, warm dense matter

4.1 はじめに

「電流プローブを購入したいのですが……」とカタログを抱えた研究室の新しいメンバーに言われて、少し驚いたことを覚えています。パルスパワー装置の電流や電圧を測定する計測器は、装置の形状や測定領域に応じて基本的に自作するものであるという意識が強かったためです。

惑星の内部構造や宇宙・天体現象の解明、核融合から高集積密度の半導体製造用の光源開発まで、パルスパワープラズマを研究する目的は多岐にわたります。プラズマの評価に必要な情報も千差万別、時間・空間スケールや必要とされるパラメータ領域は広範囲に亘りますので、全ての計測方法を網羅することは、もとより不可能です。ここでは、パルスパワープラズマ実験を立ち上げようとする際に必須で、研究者や大学院生が自作可能な測定器について、動作原理と計測のポイントを理解することをめざします。

4.2 パルスパワー装置とは？

1980年代のはじめから1990年にかけて、軽イオンビームを用いた慣性核融合が注目され、活発に研究された時期がありました[1]。関連する研究者たちは、パルスパワー装置で駆動される高強度の軽イオンビームで高エネルギー密度プラズマを形成し、燃料標的を爆縮加熱して核融合の点火条件を達成することをめざしました。なかでも、当時の米国や旧ソ連では高強度のビームを発生させるために超大型のパルスパワー装置が稼動しており、TW(テラワット)級の軽イオンビームの発生と収束をめざした研究開発にし

のぎを削っていました。

軽イオン核融合には非常に低いインピーダンスのパルスパワー電源が必要です。たとえば、プロトンビームで核融合標的を駆動しようとする、標的へのエネルギー付与の領域を爆縮に適した飛程に設定するために、加速電圧はMV程度に抑える必要があります。一方、TW級の高出力電磁パルスとビームを発生させるためにはTW/MV=MA級の電流が必要であり、(MV/MA)~1Ωレベルの低インピーダンスのパルス電源が要求されます。

電源のインピーダンス Z_0 とは、電力パルスが輸送される際の電界と磁界の比 $Z_0 \approx (\mu/\epsilon)^{1/2}$ であり、低インピーダンスの電源とは電界(電圧)に対して磁界(電流)が持つエネルギーの割合が高い電力パルス(電磁パルス)の発生装置ともいえます。電磁パルスの時間幅は $\tau_p \approx \ell(\mu\epsilon)^{-1/2}$ と書け、装置の長さ ℓ は誘電率のルートに逆比例します。したがって、高出力でコンパクトな電磁パルスを発生する装置を実現するには誘電率の高い媒体が必要になります。大電流の軽イオンビームを駆動するパルスパワー装置には、水($\epsilon_r \sim 80$)を媒体としたパルス形成線路*1が用いられていました。

筆者のように軽イオンビーム核融合の研究に取り組んだものにとって、パルスパワーとは、電磁エネルギーを低インピーダンスの(水)パルス形成線路を用いて100nsec程度に短パルス化・整形して輸送、超高パービアンズ*2のビームに変換して標的照射する技術のことを意味していました。また、MV級の電圧とMA級の電流を発生する装置

Tokyo Institute of Technology, Yokohama, KANAGAWA 226-8502, Japan

author's e-mail: khorioka@es.titech.ac.jp

や、誘電率の高い水中でそれらの値を正確に計測する器具をカタログ品として調達することは不可能で、パルスパワー発生装置と計測器とは、一体で設計製作するのが通常でした。実際、パルスパワー装置は単純な構造ですので、レーザーや加速器に比べるとずっと安価で、中型の規模の装置であれば、自作することはそれほど難しくありません。

現在では短波長の光源プラズマなどへの応用の拡がりに伴って、パルスパワー技術や電磁パルスエネルギー技術と定義される分野の特徴的な時間スケールは、 μ 秒以上にまで拡大しています。そのような時間領域での放電パラメータは、コンデンサーの容量や回路インダクタンスを集中定数とみなすパルス回路モデルでに基づいて決めますが、基本は高出力のパルスパワー装置と同じ；どのくらいの電流が、どれくらいのパルス幅 $\tau_p \approx \ell(LC)^{-1/2}$ で要求されるか、によって、電圧あるいは電源インピーダンス $Z_G \approx (L/C)^{1/2}$ を求め、パルスパワー回路を設計します。

以下の節では、パルスパワーの評価に用いられる基本的な計測装置の原理と計測のポイントを説明したあと、実験装置の具体例を挙げて、パルスパワープラズマの特徴と魅力について説明します。

4.3 パルスパワープラズマの計測

低インピーダンスの電磁パルスで駆動されるプラズマ計測の特徴として、ノイズ環境の厳しさがあります。適切な遮蔽をしないと、プラズマを生成する過程に伴って負荷以外の空間にも電磁波が漏洩します。また、適切な場所を低インピーダンスで（一点）接地しないと、大電流パルスは装置の様々な部分に電位の寄生振動を誘起して測定系に障害を及ぼします。

計測器の周波数特性の向上は、測定感度とトレードオフ。周波数特性を高くしようとすると、一般に測定感度は下がります。言い換えれば、パルスパワープラズマの計測の際には、それらの障害（ノイズ）を抑制すると同時に、周波数特性を損なわない範囲で信号レベルを向上させるように心がけることが必要です。

パルスパワープラズマの評価に用いられる基本的な診断技術を表1に示します。電磁パルスのパワーは、最初に評価すべき基本パラメータですが、電圧と電流を直接計測することによって算出できます。また、負荷への正味の投入電力を積分して体積あるいは質量で割れば、エネルギー密度を算出できます。電流と電圧測定、電磁パルスの伝送と入力パワー、そしてエネルギー密度の評価はパルスパワー装置を用いたプラズマ実験の基本です。すなわち、こ

表1 パルスパワープラズマの代表的な計測対象と測定手段。

計測対象	測定手段
電圧	抵抗分圧器, 容量分圧器
電流	Rogowski Coil, Shunt 抵抗
荷電粒子のフラックス	Faraday Cup
ビームの質量・エネルギー・スペクトル	Thomson Parabola Ion Analyzer
ビームエミッタンス	Pepper-pot Detector

れらのパラメータさえ測定できれば、少なくとも高エネルギー密度プラズマの状態はしっかりと定義できます。

それでは、電圧、電流測定の基本原則から話をすすめましょう。

4.3.1 電圧測定器（分圧器）

抵抗分圧器

電圧測定はパルスパワーをはじめ全ての計測の基本です。時間変化を伴う信号は、電圧の時間変化に換算して観測する 경우가ほとんどです。パルス高電圧を測定するには、オシロなどの波形観測装置への入力に適切なレベルまで電圧を下げる（分圧する）必要があります。

図1に抵抗分圧器の等価回路を示します。分圧器は、高抵抗 R_1 と低抵抗 R_2 で電極間を接続、抵抗値に応じて減少する電位の一部を分圧抵抗 R_2 で切りだすと同時に、測定可能なレベルの信号 V_2 に変換してオシロスコープなどに記録させる働きをします。

図1の左の原理図に示したように、等価回路が抵抗成分のみで記述できる状況であれば、分圧比 V_2/V_1 として容易に換算式 $V_2/V_1 = R_2/(R_1+R_2)$ が導かれます。

しかしながら、抵抗そのものや分圧器の容器をはじめ、あらゆる構造物には必ず意図しない誘導成分と容量成分（浮遊インダクタンスと浮遊容量）が付随します。抵抗の自己インダクタンスと浮遊容量を考慮した等価回路の例を原理図の右側に示します。

周波数が高くなるほどこれらの浮遊成分の影響が大きくなります。たとえば、抵抗や構造物のインダクタンスを考慮すると、簡単な回路計算により分圧比は以下のように導かれ、観測すべき波形がステップ状に立ち上がっても、分圧された電圧波形は、以下の式に示すように浮遊（Stray）インダクタンス L_s によって有限の立ち上がり時間を持つこととなります[2]。

$$V_2 = V_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} \left(1 - e^{-\frac{R_1 + R_2}{L_s} t} \right) \quad (1)$$

したがって、高速応答をめざす分圧器には薄膜抵抗やソリッド抵抗などの浮遊インダクタンスの低い抵抗が必須です。

正確な波形を観測するには信号ケーブルと測定器（50 Ω ）とのインピーダンス整合が必要ですので、分圧抵抗 R_2 の値は50 Ω かこれよりも十分に小さい値に設定しま

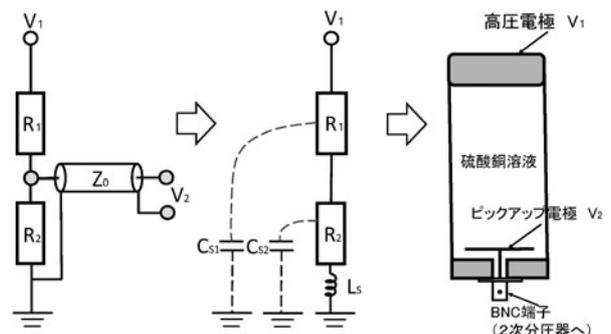


図1 抵抗分圧器の等価回路と液体抵抗分圧器。

す。また、電極間を接続する抵抗の値 $(R_1 + R_2) \approx R_1$ は、電源のインピーダンスに比べて十分に大きく $R_1 \gg Z_0$ 設定し、電磁パルスの抵抗による損失を小さくします。一方、 $R_1 \ll (C_S \omega)^{-1}$ が抵抗分圧の条件であり、抵抗値を大きくし過ぎると、分圧抵抗と競合する浮遊容量のインピーダンス $(C_S \omega)^{-1}$ が支配的になります。したがって、分圧器の抵抗値には適切な値が存在します。また、抵抗には耐電圧の限界があるために、通常パルスパワー計測の場合は R_1 には直列に接続した複数の抵抗を用いて実効耐電圧を高め、 R_2 は複数の抵抗を並列接続にして実効インダクタンスを小さくして用います。

過電圧、過電流などが予想され、固体抵抗では耐電力が不足する場合には液体抵抗を用いた分圧器を用います。液体分圧器は浮遊インダクタンスが低く、許容電力が大きいという利点があります。図1の右のイラストは液体抵抗を用いた分圧器を示します[3]。硫酸銅 (CuSO₄)、チオ硫酸ナトリウム (Na₂S₂O₃)、塩化アンモニウム (NH₄Cl) などの水溶液で満たした容器中に図のような構造物を設置すると、図1の等価回路に示した状況を電解溶液の濃度と電極の幾何学的な構成で構築できます。抵抗の値は電解質の濃度を調整して kΩ 程度に設定、分圧比は信号取出し電極の構造で調整しながら、校正して求めます。なお、2次側の抵抗 R_2 を小さくすることは構造上難しいので、分圧比は最大でも千分の一程度とし、通常は出力端に2次分圧器が必要です。

誘電率の高い水中に抵抗分圧器を挿入し、高周波の信号を得ようとするとき浮遊容量の影響が大きくなり $R_1 \ll (C_S \omega)^{-1}$ の条件が成立しなくなります。このような条件下では、容量分圧器を用います。

容量分圧器

図2に容量分圧器の構造と等価回路を示します。ここで、 C_1 は内部 (高電圧) 電極と挿入電極とが形成する容量、 C_2 は挿入電極と外部電極との間で構成される容量であり、適切な条件の下で用いると、高電圧はこれらの実効的な容量の比に分圧 $V_2/V_1 = C_1/(C_1 + C_2)$ されます。

図2の右側に示すような2次分圧器を接続したとき、容量分圧器の公称分圧比は以下のようになりますが、

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{C_1}{(C_1 + C_2)} \frac{R_2}{(R_1 + R_2)} \tag{2}$$

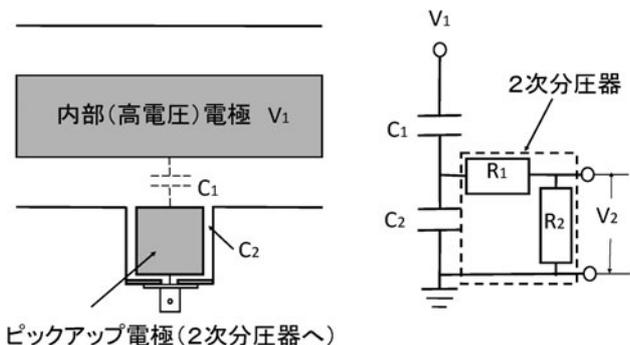


図2 容量分圧器の構造と2次分圧器を含む等価回路。

回路方程式を解くと、分圧器の信号波形は以下のように書けます[3]。

$$\frac{V_2}{V_1} = R_2 C_1 e^{-t/K} / K \tag{3}$$

ただし、時定数 $K = (R_1 + R_2) \times (C_1 + C_2)$ です。また、被測定パルス幅を τ としたとき、 $\tau \ll K$ であれば、 $V_2/V_1 = C_1/(C_1 + C_2)$ のように単純化され、容量成分だけで分圧比が決まります。

ピックアップ電極の構造で形成される C_2 には、液体中の電極表面が経年変化することや容量をあまり大きくできないなどの問題があります。分圧比を大きくするために C_2 として内部インダクタンスの小さい外付けのコンデンサーを接続することもあります。

適切に設計された容量分圧器を用いると GHz 付近まで電圧測定 of 周波数領域を拡大することが可能です。

4.3.2 電流測定器

パルスパワー電流は非接触で計測することが基本です。

非接触で電流を測定するには、電流に伴う磁束変化をピックアップして電気信号として取り出し、電流に換算します。

図3に磁束ピックアップによる電流計測の原理 (左側) と等価回路 (右側) を示します。

等価回路の電流を i とすると、ピックアップコイル測定系の回路方程式は、以下のように書けます。

$$\frac{d\phi}{dt} = L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt \tag{4}$$

ここで、 L は測定コイルのインダクタンスで、 $L\omega \ll R$ および $t \ll RC$ のとき、上式の第1項と第3項は無視できて、電流 i は以下のように磁束の変化率と直接関係付けられます。

$$i \cong \frac{1}{R} \frac{d\phi}{dt} \tag{5}$$

一方、次式に示すように C の両端の電圧 V は、 $(RC)^{-1}$ を係数として磁束に比例します。

$$V = \frac{1}{C} \int_0^t i dt = \frac{1}{RC} \int_0^t \frac{d\phi}{dt} dt = \frac{\phi(t)}{RC} \tag{6}$$

ここで、 n をコイルの巻数とすると磁束と電流の関係は、 $\phi(t) = KnI(t)$ となるので、 C の両端の電圧 V を I と以下の

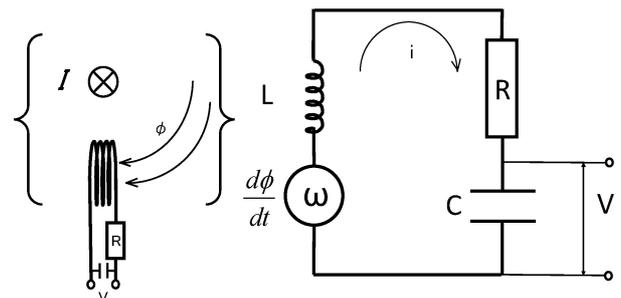


図3 磁束ピックアップループの等価回路。

ように相関づけることができます。

$$V(t) = \frac{Kn}{RC} I(t) \quad (7)$$

関係式の導出で用いた $L\omega \ll R$ が測定周波数の上限を、 $t \ll RC$ が周波数の下限と信号の大きさを規定します。周波数特性と感度（信号の大きさ）はトレードオフであり、測定に必要な周波数領域に対応できるようにコイルの巻数や回路定数を適切に選択する必要があります[3]。

ピックアップコイルの感度係数 K は、電流に対する位置や電流分布、および設置部分の境界条件に影響されます。そのような情報が不確定な電流を計測する場合には、Rogowski コイルを用います。

Rogowski Coil

図4に示すように、ピックアップ・コイルを電流路の周りにトーラス状に巻いたものがロゴスキー (Rogowski) コイルで、パルス電流の基本的な計測器です。

トーラスが囲む断面内を通過する電流を I とすると、Ampere の法則は以下のように書けます。

$$\oint B \cdot dl = \mu I \quad (8)$$

コイルの巻数を n 、ループの断面積を A とすると

$$\phi = nA\mu I \quad (9)$$

であり、Rogowski コイルの出力電圧 V は磁束の変化率に比例するので、

$$V = \dot{\phi} = nA\mu \dot{I} \quad (10)$$

となり、電圧を時間積分すれば、電流に比例した出力が得られます。ここで、 μ はソレノイド内部の透磁率です。

積分にはピックアップコイルの場合と同様の周波数領域の制限があります。したがって、周波数が高くなると(5)式の導出の際に用いた $L\omega \ll R$ の条件を満たすことが難しくなります。そのような条件下では、積分のためのキャパシタンスを使用しないで、 $r+R \ll L\omega$ を満たすように Rogowski Coil を設定します。

図4に高周波用の Rogowski コイルの等価回路を示します。回路方程式から、

$$\frac{d\phi}{dt} \cong L \frac{di}{dt} \quad (11)$$

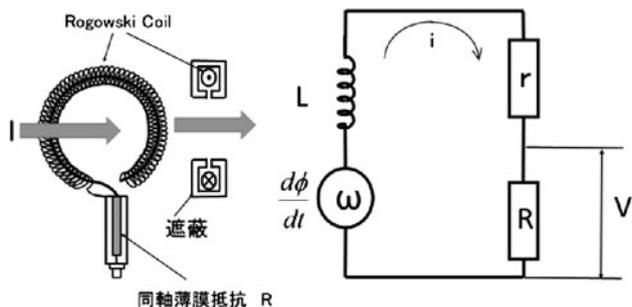


図4 Rogowski コイルの構造と等価回路。

この条件下では Rogowski コイルは二次側を測定回路とする変圧器として機能するので、 $I = ni$ と書け、抵抗両端の電圧が以下に示すように、電流信号に直接対応します。

$$V = iR = \frac{R}{n} I \quad (12)$$

このように設定したトーラス状のピックアップコイルを自己積分型の Rogowski コイルと呼びます。周波数限界を維持して感度を上げる（巻数を減らす）には、コアにトロイダル状で高周波数特性の良い磁性体（フェライトコアやファインメットなど）を用います。また、積分抵抗の浮遊インダクタンスを抑制するために、低インダクタンスの抵抗を同軸状に並べたものや、円筒状に加工した薄膜状の同軸積分抵抗を用いることが推奨されます[3]。

なお、電流変化の周波数の逆数がコイルの周長と同程度になってくると、コイルそのものが遅延線として波形に影響を及ぼすことも考慮する必要があります[4]。また、積分抵抗と信号ケーブルをはじめとする観測系とのインピーダンス整合も重要です。これらの要素を考慮して適切に設計すれば、自己積分型の Rogowski Coil で mA の電流計測や nsec の時間応答を実現可能です[5]。

図4の左側にロゴスキーコイルの典型的な構造を示します。図に示すように、観測すべき磁束変化以外の影響を排除するためにコイルの端は巻き戻します。巻き戻しをしないと、中心を通過する磁束（測定対象以外の磁束）が影響します。また、電流分布の違いによる影響を受けないように、コイルの断面とピッチはできるだけ均一になるようにします。電磁ノイズや静電的な影響がある場合には、図に示すようにコイルの周囲をパルス放電の特徴的な周波数の電磁波の表皮深さよりも厚い導体でシールドして用います。また、有効な信号成分をコイルに導くために、シールド胴体には切り込みを入れることも重要なポイントです。

4.3.3 粒子ビーム計測

パルスパワープラズマの生成や応用に重要であるにもかかわらず、通常のプラズマ計測技術には含まれないことが多く、適切な参考資料が少ないのが粒子計測技術です。パルスパワー装置を用いて発生されるパービアンスの大きいビームや高速のプラズマ流を測定する際には、イオンと併走する電子を排除してフラックスを測定する必要があります。また、イオンの質量と電荷、および運動エネルギーとが同時に時間変化するようなパルスパワー特有のビームのエネルギースペクトルを分析するには、特殊な質量（エネルギー）分析器を必要とします。

Faraday Cup

ファラデーカップは、最も一般的で信頼性の高い荷電粒子フラックスの測定手段です。図5に動作原理を示します。荷電粒子をコレクター（金属電極）Pで受け止めると、測定抵抗 R_0 を介してバイアスコンデンサー C の電荷が開放され、抵抗両端の電圧変化 V_0 を測定することによって電荷フラックス（イオン電流） $i = V_0/R_0$ の絶対値が直接電気信号として直接得られます。

パルスパワー加速器で発生されたビームは一般的にフ

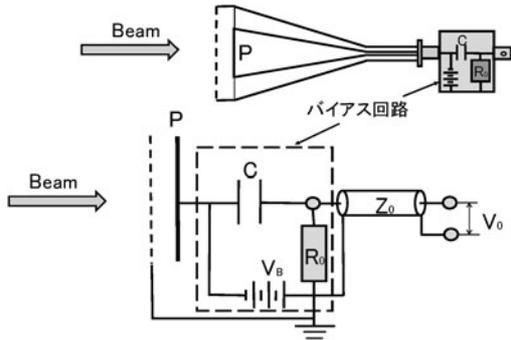


図5 高速応答型 Faraday Cup の構造と動作原理。

ラックスが大変大きいので、メッシュやアパーチャーを用いて測定面に流入するフラックスを制限して信号を取り出します。また、大電流のイオンビームや高速のプラズマ流のフラックスを測定する際には、質量 M 、エネルギー E のイオンと併走する電子（質量 m_e ）が必ず存在するので、コレクター面に運動エネルギーに相当する ($V_B > E(m_e/M)$) 程度の負のバイアス電圧をかけて電子を排除します。

信号取出し抵抗 R_0 は、 50Ω か 50Ω よりも十分に小さい値に設定します。また、バイアス電圧を維持するために信号電圧はバイアス電圧に比べて十分に低く ($V_0 \ll V_B$)、入射する電荷量がコンデンサーの蓄積電荷量よりも十分に少なくなるように $Q = \int i dt \ll CV_B$ 、バイアス回路の条件を調整します。一方、フラックスが低い場合には、波形の変形を犠牲にして、 50Ω よりも高い値の出力抵抗で電荷量のみを観測することもあります。

特に高速の応答が要求される場合には、図の右上に示すように測定面から信号ケーブルまでのインピーダンスが整合するように Faraday Cup そのものの構造を工夫します。なお、エネルギー領域によってはコレクター面からの2次電子やイオンの放出の影響が大きくなるので、測定誤差の要因になります。ビーム軸に対してコレクター面に勾配を持たせたり、コレクタープレートをカップ状にして2次電子を捕獲し、影響を抑制する場合があります。また、アパーチャーからコレクター面へのビーム軌道軸に磁場を印加して2次電子の影響を抑制する対策も有効です。

一方、併走する荷電粒子をアパーチャーと磁場で取り除くと、検出面に衝突した高速の中性粒子が2次電子を発生し、中性粒子のフラックスを電気信号として取り出せます。定量的な見積りは、中性粒子の種類やエネルギーがわかっている場合にのみ可能ですが、高速の中性粒子発生のパラメータ依存性を定性的に議論することが可能です。

ペッパーポット検出器

準定常で動作する加速器内部のビームエミッタンス^{*3}は、一般にスリットで空間的に切り出したビーム電流分布を測定することで算出します。単発現象やパルスパワーで生成されるビームのエミッタンスを測定する際には、ペッパーポット検出器を用います[6]。図6に構造の例と動作原理を示します。タンタルなどの高融点金属薄板に規則的にピンホールを並べた（胡椒瓶のふた）フィルターで規則

的に切り出されたビームレット（微細なビーム要素）のパターンは、MCP（マイクロチャンネル）プレートと CCD カメラで映像化されます。図6の左下に示したのは、拡がりを持つ高エミッタンスのビーム (Image 1) とビーム軸に平行で低エミッタンスのビーム (Image 2) の蛍光面イメージの例です。低エミッタンスのビームはペッパーポットのパターンを忠実に反映していることがわかります。

アパーチャーと結像面との幾何学的な位置関係からビーム断面に渡って位置に対するビーム要素毎の方向性を求めます。得られた結果を位置 (X, Y) と運動量 (Px, Py) 平面にプロットして、楕円で近似して実効面積を求めるとエミッタンスを算出できます[6]。

質量エネルギー分析器 Thomson Parabola Analyzer

パルスパワー加速器で発生される荷電粒子ビームは、フラックスが高いうえに、一般にイオン種、価数、エネルギーのすべてが時間変動します。それらを同時に測定する手段として、Thomson Parabola 型の質量エネルギー分析器があります[7]。

図7に原理を示します。ピンホール (PH1, PH2) を介してコリメートした高フラックスのイオンビームを電場と磁場とによって偏向させます。

電界 (長さ L_E) と磁界 (長さ L_B) を通過したイオンの偏向角は、それぞれ以下のように見積もれます。

$$\theta_E = \frac{ZeEL_E}{AM} \frac{1}{v^2} = \frac{ZeEL_E}{2T} \tag{13}$$

$$\theta_B = \frac{ZeBL_B}{AMv} = \frac{ZeBL_B}{(2AMT)^{1/2}} \tag{14}$$

ここで、 Ze はイオンの電荷、 A は質量数、 M は単位核質量、 $T = (1/2)AMv^2$ は運動エネルギーです。

両式から運動エネルギー T を消去すると、

$$\theta_e = \frac{AM}{Ze} \frac{EL_E}{(BL_B)^2} \theta_B^2 \tag{15}$$

となり、粒子の軌跡は縦軸を電場による偏向、横軸に磁場た検出器の表面に図7に示したような放物線状の軌跡を描きます。距離 L のところに設置した検出器には、粒子の検出によく用いられる CR39 と呼ばれる固体飛跡検出器やシンチレータが用いられます。

CR-39 を用いる場合には、ビーム照射後に粒子トラック

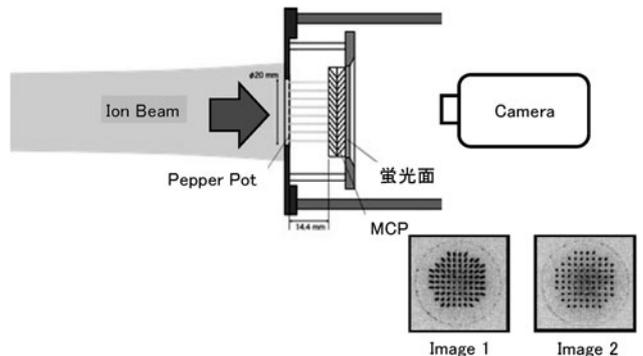


図6 ペッパーポット型エミッタンス・モニター。

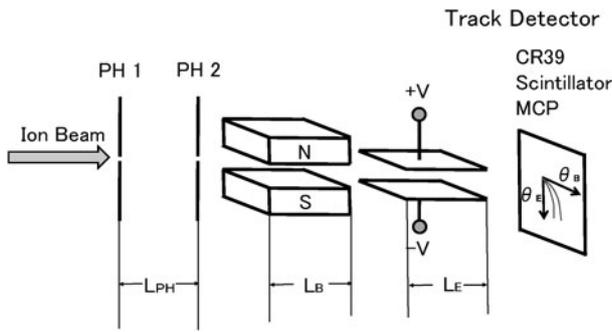


図7 Thomson Parabola 型質量エネルギー分析器.

の密度をカウントすることによって、低フルエンスのビームでもイオン種、電荷とエネルギースペクトルが得られます[8]. また、時間分解が必要な場合には、ゲートパルスを用いた MCP を用いて時間分解したビームの軌跡を記録します。あるいは、電極に印加する電圧に変調をかけて得られた飛跡を逆解析することによって質量・エネルギースペクトルの時間変化を計測できます[9].

図8に具体的な設計例を示します。分析器全体を真空容器に挿入するために、軟鉄の電極に直接磁石を取り付け、電極と磁極を併用してコンパクトな構造にしています。また、図に示すように磁極の周りには磁気回路設けて漏洩磁場を抑制します。

L_{PH} 離れた二つのピンホール (PH1 と PH2) でコリメートされたイオンは、飛跡検出器に放物線状の軌跡を描きます。軌跡の線幅が検出感度と分解能を決めるので、ビーム強度に応じてピンホールの径と間隔で調整します。

4.4 小型のパルスパワー装置の製作とプラズマ生成実験の例

それでは、次に実験装置と典型的な実験例を挙げながらパルスパワープラズマの生成・計測法と特徴を説明しましょう。図9に、例としてパルスパワー放電を用いた水中細線爆発方式の高エネルギー密度プラズマ発生装置を示します。この装置は、既設の実験装置のコンデンサーや高電圧抵抗などを再利用して我々の研究室で自作したものです。

プラズマ生成の際には、同軸・並列状に配置した8個の高圧コンデンサー C ($8 \times 0.4 \mu\text{F}$) の中心軸上に高速の高電圧スイッチと細線負荷を設置し、パルス電流を駆動します。単発現象の場合は、大気圧の絶縁を利用したスイッチ (ギャップスイッチ: GS) が適しています。GSは高速スイッチングができるうえに、 $100 \text{ kA} \cdot \mu\text{s}$ 秒級の大電流負荷にも対応可能です。セラミックスで封じ切り型のギャップスイッチも市販されていますが、GSは簡単な構造なので、自作することもパラメータを変えることも容易です。

プラズマ生成実験の際には電極間に50から $100 \mu\text{m}$ 直径の細線ワイヤーを接続、細線の周囲は水で満たします。水は電極間を電気絶縁するとともにタンパー (重し) 効果によってプラズマの流体運動を抑制します。また、取り扱いが容易で可視光による観測が可能であるという利点もあります。

回路インダクタンス L は μH 程度、したがって放電の時

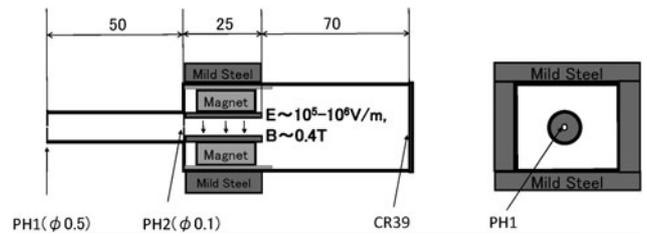


図8 Thomson Parabola 型分析器の構成例.

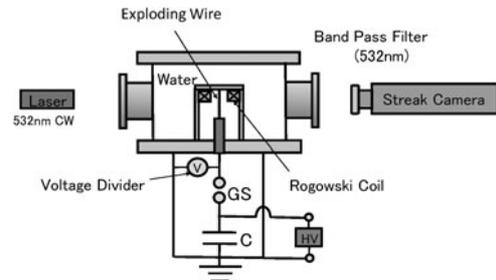


図9 パルスパワー駆動の水中細線放電プラズマ発生装置.

間スケール $\tau_p \approx (LC)^{1/2}$ は μs 程度と予想されます。電源のインピーダンス Z_G は、 $Z_G \approx (L/C)^{1/2}$ とかけ、ピーク電流 I_p の概略値はコンデンサーの充電電圧 V_C をインピーダンスで割ることによって、以下のように簡単に算出できます。

$$I_p \approx \frac{V_C}{(L/C)^{1/2}} \quad (16)$$

電流のパルス幅とピーク値がわかったら、Rogowski コイルの設計・製作をします。この時間スケールでは、RC積分型が有利；コイルの製作に必要なパラメータは、断面積、巻き数、と長さですが、これらは設置する場所の幾何学的な条件、および3.2節に示した条件； $L\omega \ll R$ と $t \ll RC$ 、によって決定します。また、信号の大きさ ((7) 式) は積分条件 $t \ll RC$ を満たす範囲でノイズレベルに比べて十分に大きくなるように設定します。

図10に高速カメラで観測した水中細線放電のストリーク像を示します。軸対称のプラズマが水中で爆発的に膨張し、衝撃波を駆動している状況が観測できます。なお、ストリーク写真を撮る際は、ワイヤー/プラズマの境界と水中で駆動される衝撃波の挙動を強調するために半導体レーザーで背後から照射しています。また、レーザー波長に対応したバンドパスフィルターを用いてプラズマの自発光の影響を抑制しています。放電実験を繰り返して行った結果、電圧と電流波形の再現性が良いこと、固体密度から爆発的に膨張するプラズマが少なくとも数 μs 以上に亘って安定な軸対称を保っていること、が確認されています。

プラズマ温度が数千度で密度が ρ_s から $\rho_s/1000$ 程度の領域は、Warm Dense Matter^{*4} と呼ばれ、巨大惑星や物質科学の分野で先端的な研究課題の一つになっています。抵抗分圧器で観測した電圧波形、Rogowski コイルで測定した電流波形、ストリークカメラで観測したプラズマ径を基にして物質の密度とエネルギー密度を見積もると、上記の条件下で形成されたワイヤー放電プラズマは放電開始から

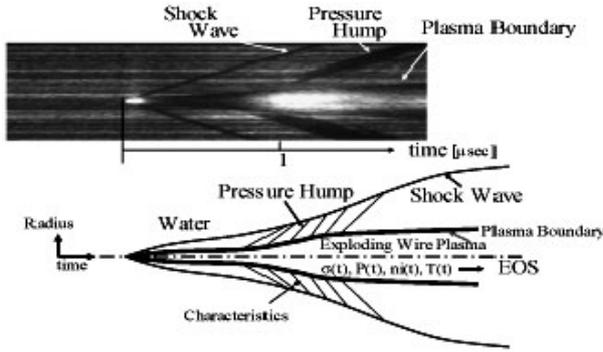


図10 水中細線放電によって形成されるプラズマと衝撃波のストリーク像。

μ秒に亘って円筒状の Warm Dense 状態であることがわかりました。

電圧と電流の履歴からプラズマ抵抗 $R(t) = V(t)/I(t)$ の時間変化を求め、ストリーク像から求めた断面積を用いれば、プラズマの導電率 σ を以下の式から算出できます。

$$\sigma(t) = \frac{\ell}{\pi r^2(t) R(t)} \quad (17)$$

ただし、 ℓ はプラズマの長さです。

図11は水中細線放電法によって計測されたアルミニウム細線の導電率の密度依存性を示します。軸対称性を保つことと再現性の高いことがパルスパワー駆動の水中細線放電の特徴です[10]。図のグラフは放電条件を変化させることによって得られた多くのデータを、温度一定 (5000K) の条件の基にプラズマ密度に対する依存性について再構築して得られたものです。

固体密度 ρ_s の 1/30 ($\log_{10}(\rho/\rho_s) \approx -1.5$) 程度で導電率が極小値を持つことがわかります。このことは、5000 K の温度の基では、パルスエネルギー入力に伴って格子間隔が常圧下の固体の 3 倍程度に広がった時に導電率が極小値をとることを示唆しており、分子動力学的な計算結果とも一致しています[11]。なお、図中の数字で示した曲線は、既存の理論モデルによって予測される値を示していますが、導電率の密度依存性についての実験結果を幅広い密度領域に渡って統一的に説明できる理論は、まだ確立していないこ

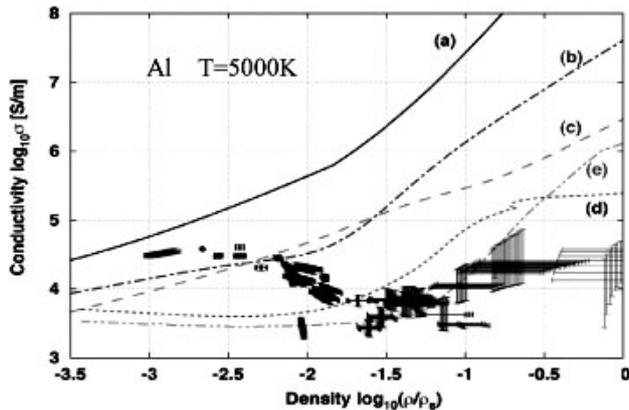


図11 Warm Dense 状態のアルミの導電率の密度依存性。

とがわかります。

パルスパワーを用いて生成されたプラズマは、高強度レーザーで生成されたものと比較するとエネルギー密度は低いです。が、大体積、均一で対称性に優れた Warm Dense なプラズマを比較的長い時間スケールで形成できます。時間・空間スケールの大きさは、精度の高い計測に有利です。このような特長を利用して精度の高い導電率や状態方程式のデータを得ることができれば、Warm Dense な状態の物質を記述する新しいモデルを構築できる可能性があります。

この節で紹介したように、パルスパワー装置を用いると、均一でよく定義された条件でエネルギー付与された高エネルギー密度プラズマを生成できます。パルスパワープラズマには、自作可能な小型装置と測定器でこのような研究成果を期待できるという魅力があります。

4.5 おわりに

エネルギー密度の高いプラズマを形成するには、パワーを空間的・時間的に収束させることが必要であり、高出力レーザー、ハイパワーイオンビーム、パルスパワーが形成手段として用いられます[12]。高出力レーザーやハイパワーイオンビームも基本的には商用電力からパルスパワー技術を用いて変換されたものであり、パルスパワーは「高エネルギー密度プラズマ」を形成するための基本的な技術ともいえます。

本講座の第 1 章で紹介されたように、パルスパワー技術を用いて生成されたプラズマのエネルギー密度は、レーザーによって生成されたものと比べると高くはありませんが、惑星科学や核融合炉工学で重要な課題となっている Warm Dense Matter と称される未解明で興味深い物質状態を形成できます[13]。WDM の内部では、物質の相変化や、励起、解離、電離、などが共存し、大変複雑で定式化が難しい状態が形成されます。レーザーを用いれば、そのような状態は簡単に実現できますが、レーザー照射された高エネルギー密度状態のプラズマには、一般に非対称・非定常で複雑な構造が形成されます。そのような状態を作ることではできても、測定条件をしっかりと定義して測ることは容易ではありません。

複雑な状態を調べるためには単純な幾何学的構造が有利です。また、高エネルギー密度プラズマを精度良く計測し、振舞いそのものを調べることを目的とするとき、プラズマの空間的・時間的なスケールは大きいほど有利です。パルスパワー技術を用いると、対称性と均一性に優れ、大きなスケール持つさまざまな幾何学的形状のプラズマを生成することが可能という利点があります。そのような状態を Well Defined (良く定義された) と表現することがありますが、パルスパワーは入力条件を工夫することによって均一で幾何学的に対称で、良く定義された状態のプラズマを実現できることが大きな長所です[14]。

本章の4.3節で紹介したように、コンデンサーと高速スイッチを準備して、適切な条件でパルスパワーを投入するだけで、手軽に「高エネルギー密度状態」を生成できます。

電圧・電流（入力パワー）の計測などの測定手段も基本的には自作可能です。しかも生成されたプラズマは軸対称で均一です。均一なプラズマが保証されていれば、入力パワーの時間積分と体積からエネルギー密度が評価できます。また、再現性が高いので電圧と電流の比から求めた導電率を再構築することによって密度や温度依存性が評価できます。

装置や計測器を自作して試行錯誤することは、研究の基本の一つです。ここでは、電圧や電流測定をはじめとして、パルスパワー実験に基本的で、確立した計測法を紹介しましたが、新しい計測を工夫することから新しい発見が生まれます。本稿4章の例でいえば、分光測定や粒子測定を工夫して温度や圧力が高精度に評価できれば、状態方程式の定式化やスケージングが可能となります。

手作りの高エネルギー密度プラズマに魅力を感じた方は、新しい装置と計測器を工夫して、高エネルギー密度プラズマの科学に是非挑戦していただきたいと思います。

用語解説

- * 1 : パルス形成線路：電磁パルスを整形する装置。水や油などの誘電体を満たした同軸や平板形状の電極で構成され、電磁パルスの波形を整形する装置。電磁パルスの時間幅は、線路の幾何学的な長さでパルスを輸送する媒体の誘電率によって決まる。
- * 2 : パービアンズ：ビーム電流を I 、電圧を V としたとき $P = IV^{3/2}$ で定義される。荷電ビーム輸送を行う際の指標。この値が大きいと空間電場に妨げられてビームは伝送できない。言い換えれば、パービアンズの大きいビームの電流は中和化されていないと伝送できない。MV/MA 級の超高パービアンズのイオンビームは必ず併走する電子を伴って、電荷と電流が少なくとも部分的には中和化されている。
- * 3 : エミッタンス：荷電粒子ビームのように多数の粒子で構成される状態は、位置 (X, Y, Z) と運動量 (P_x, P_y, P_z) を座標軸とする 6 次元空間内の粒子分

布として定義できる。エミッタンスは多数の粒子が占める位相空間内の体積で定義され、粒子集団の秩序や制御性を示す。加速器やビーム輸送系の性能の重要な指標である。

加速器内部の粒子の場合は、一般に軸（縦）方向の速度は一定で、しかも断面（横）方向は軸対称を仮定できることが多いので、エミッタンスは 2 次元 (r, Pr) 平面上に粒子が占める楕円の面積に帰着される。

- * 4 : Warm Dense Matter：数千度で固体密度の千分の一から十倍程度の状態にある物質をこのように呼ぶ。木星などの巨大惑星の内部の一部はこのような状態にあると考えられている。また、真空中で固体がアブレーション（熔発）する時もこのような状態を通過して真空への膨張と拡散が起こるが、そのような状態を記述すること（状態方程式）そのものや熱伝導や電気伝導などの輸送係数を定式化することが課題になっている。

参考文献

- [1] C. Deutch, Ann. Phys. Fr. 11, 1 (1986).
- [2] S.T. Pai and Qi. Zhang, *Introduction to High Power Pulse Technology* (World Scientific, 1995).
- [3] 久保田雄輔：核融合研究 53, 213 (1985).
- [4] R.H. Huddleston and S.L. Leonard Ed., *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, 1965).
- [5] D.G. Pellinen *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 51, 1535 (1980).
- [6] S. Humphries, Jr., *Charged Particle Beams* (John Wiley & Sons, 1990) p.95.
- [7] M.J. Rhee and D.J. Weidman, Phys. Fluid 31, 703 (1988).
- [8] 宮本修治, 安池和仁：プラズマ・核融合学会誌 71, 964 (1995).
- [9] H. Yoneda *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 59, 457 (1988).
- [10] T. Sasaki *et al.*, Laser Part. Beams 24, 371 (2006).
- [11] T. Sasaki *et al.*, Phys. Plasmas 17, 084501 (2010).
- [12] K. Horioka, Nucl. Instrum. Methods A 606, 1 (2000).
- [13] 堀岡一彦 他：プラズマ・核融合学会誌 86, 269 (2010).
- [14] 堀岡一彦：日本物理学会誌 67, 252 (2012).



ほり おか かず ひこ
堀 岡 一 彦

東京工業大学・大学院総合理工学研究所・創造エネルギー専攻教授。ただし、大学改革により、4月からは工学院に所属予定。主な研究分野は高エネルギー密度プラズマ、重イオン慣性核融合、荷電粒子発生と伝搬のビーム物理、超高速流体と衝撃波、パルスパワー技術、など。MA (メガアンペア) レベルの電流を μ 秒以下のパルスに波形整形して制御するノウハウ (高出力パルスパワー技術) は、技術遺産として大切に継承していく必要があると思っています。



講座 はじめてみよう！高エネルギー密度プラズマ計測

5. レーザー宇宙プラズマ計測

5. Plasma Diagnostics in Laser Astrophysics

森田 太智

MORITA Taichi

九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付：2015年12月28日)

高出力レーザー生成プラズマを用いて宇宙の高エネルギー現象を実験室に再現し詳細に計測することで、様々なプラズマ現象を実験的に研究する手法をレーザー宇宙研究といい、近年広がりつつある宇宙・プラズマ研究手法の一つです。ここで対象とするプラズマはその速度が数百から数千km/sと比較的大きく、空間スケールはサブミリメートルから数センチメートル程度とレーザー生成プラズマとしては比較的大きいことが特徴です。また宇宙では無衝突なプラズマを考えることが多いため、ここで対象とするプラズマ密度は、例えば慣性核融合研究などと比べて何桁も小さくなります。このようなプラズマについて、光学計測やプローブ計測を用いた温度・密度等の計測手法や、プラズマ中における電磁場構造を可視化するための粒子ビーム計測手法（プロトンバックライト法）について述べるとともに、レーザー宇宙プラズマへの応用例を紹介します。

Keywords:

laser astrophysics, plasma diagnostics, high-power laser

5.1 レーザー宇宙プラズマ研究

核融合研究に用いられるような数キロジュール以上の出力エネルギーをもつ大型レーザーを用いることで、例えば超新星残骸で観測されるようなおよそ1000 km/sにもなる高速プラズマ流を生成し、そのプラズマを用いた宇宙の高エネルギー現象を模擬できる可能性があることは以前から示唆されていました[1, 2]。実験室プラズマを用いる利点としては、多くのプラズマ計測手法を用いて天体の観測では難しい、プラズマパラメータ測定とプラズマ構造形成の可視化を同時に行うことができる点が挙げられます。宇宙におけるプラズマは希薄で高温なため粒子間の衝突がほとんど無い無衝突プラズマであることが多く、プラズマ中では粒子と場の相互作用を理解する必要があります。したがって実験室で類似した現象を研究するには、(1)非常に高速なプラズマ流を生成しプラズマ同士、またはプラズマと固体やガスと高速で相互作用させることで無衝突に近い状態を作り、(2)プラズマの温度・密度・速度等のパラメータを正確に測定すると同時に(3)無衝突プラズマに特徴的な電磁場を計測する必要があります。

高速プラズマ流の計測のためには数 ns 程度の時間分解能と、レーザー生成プラズマは典型的に数mm程度の空間スケールであるため、数 μm から数百 μm の空間分解能でプラズマのパラメータや電磁場構造を計測する必要があります。本講座では、まずレーザー宇宙研究でよく用いられる計測手法を説明し、宇宙プラズマや実験室プラズマで普遍的に存在する無衝突衝撃波を例として、レーザー生成プ

ラズマを用いた研究手法、計測手法の応用について紹介します。

5.2 プラズマ計測

ここではレーザー宇宙プラズマ実験でよく用いられるプラズマ計測について説明します。電子密度や密度変化を計測するためのレーザー干渉法、プラズマ中の電子の熱制動放射による発光（自発光）計測、局所的な温度・密度等計測が可能なレーザートムソン散乱法、さらにプラズマ中の非接触な電磁場計測手法として高エネルギー陽子ビームを用いたバックライト法（プロトンバックライト法）について、それぞれの計測手法、原理を簡単に説明します。

5.2.1 密度計測

電子密度はプラズマの特徴を知る上で最も重要なパラメータの一つですが、その電子密度の計測によく用いられる手法として干渉計測があります。干渉計測は、プラズマだけでなくガス流の非接触計測としても利用され、重力波検出などの基礎研究のための大型干渉計も建設されています。またその手法は一眼レフカメラのオートフォーカスなどにも応用されています。

ここではレーザーを用いた干渉計測の手法について説明します。干渉法ではレーザー光がプラズマ内を通るときの位相変化と真空中を通るときの位相変化の違いを計測します。干渉計には色々な手法がありますが、図1(a)と1(b)に示したのはMach-Zehnder干渉計、Michelson干渉計と呼ばれます。どちらも入射レーザーを2つに分離し、計測し

たいプラズマを通った光と真空中を通る光を重ねることで、2つの位相差を計測します。また図2, 3に示したのはNomarski干渉計と呼ばれ、計測したいプラズマより十分大きなビーム径のレーザーをプラズマに入射し、その後プリズムを用いて分離したビーム同士を偏光子を用いて干渉させる手法です。Nomarski型ではプリズムを置く距離 a と計測点までの距離 b のみで干渉縞の間隔が決まり、干渉計を比較的容易に調整できますが、前の2つに比べて視野を広くとれないという弱点があります。

ここで簡単に干渉法による位相計測から密度を求める方法を説明しておきます。プラズマは電子・イオン・中性粒子の混合気体と考えられますが、電離した気体中では光の屈折率はほぼ電子によるものと考えて良く、その屈折率 μ は電子密度 n_e および入射レーザーに対する臨界密度 n_c を用いて $\mu = \sqrt{1 - n_e/n_c}$ と表せます。プラズマを通るビームと真空中を通るビームの位相差 $\delta\theta$ は、プラズマの厚み l 、レーザー周波数 ω を用いて、

$$\begin{aligned} \delta\theta &= (\omega/c)(l\mu - l) \\ &= \frac{\omega}{c} \int (\sqrt{1 - n_e/n_c} - 1) dl \\ &\approx -\frac{\omega}{2n_c c} \int n_e dl, \end{aligned} \quad (1)$$

となります。ここで c は真空中の光速、 n_e は n_c に比べて十分小さいと仮定しました。式(1)は電子密度と位相差の関係を示しており、位相差を計測することで、電子の面密度を求めることができます。さらに、プラズマが軸対称に生成される場合は、面密度ではなく各空間での密度を見積もることができます。この場合、位相差と密度の関係は図4の座標を用いて以下のように表されます。

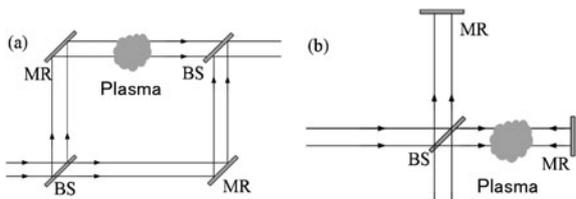


図1 (a) Mach-Zehnder 干渉計と (b) Michelson 干渉計の配置例。BS と MR はビームスプリッターとミラーを表す。

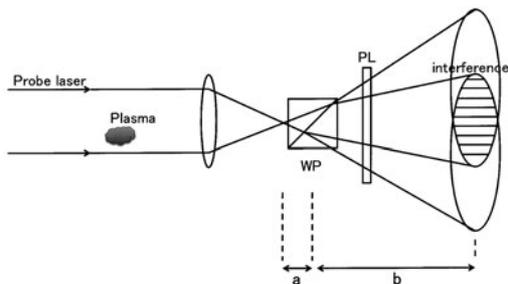


図2 Nomarski 干渉計の配置図。WP はある分離角で互いに直交する偏光の2つのビームに分離するウォラストンプリズム、PL は偏光板を示す。

$$\begin{aligned} \delta\theta &= -\frac{\omega}{n_c c} \int_0^{\sqrt{a^2 - y^2}} n_e(r) dx \\ &= -\frac{\omega}{n_c c} \int_y^a \frac{n_e(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

この被積分項である電子密度 n_e は、Abel 逆変換を用いることで

$$n_e(r) = \frac{2n_c c}{\pi \omega} \int_r^a \frac{d(\delta\theta)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (3)$$

となり、位相差の空間分布から電子密度の空間分布を求めることができます。

5.2.2 プラズマ自発光

プラズマの自発光を計測することでその構造のイメージングや、温度や密度、伝搬速度等を求めることができます。光学的に厚い、つまり光の平均自由行程がプラズマのスケールに対して十分小さい場合、自発光は黒体放射とみなすことができますので、輝度温度 $T_b = T_e$ となります。一方、宇宙プラズマや比較的密度の低い実験室プラズマでは、光学的に薄く $T_e \gg T_b$ となり、 T_e は熱制動放射として電子密度と電子温度の関数で表されます。レーザー宇宙プラズマ実験ではおもに光学的に薄い無衝突プラズマを扱うため、ここでは熱制動放射について考えることとします。Maxwell 分布に従う熱的運動を行う電子が単位体積、単位時間あたりに放射する熱制動放射エネルギーは以下のように表されます[3]。

$$\begin{aligned} \epsilon_\nu^{ff} &= \frac{dW(T_e)}{dV dt d\nu} \\ &= \frac{Z^2 e^6 n_e n_i}{3\sqrt{3} mc^3 \epsilon_0^3 \pi^{3/2} \sqrt{2mk_B T_e}} \times \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) g_{ff} \end{aligned} \quad (4)$$

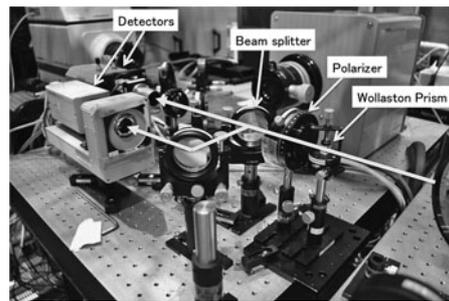


図3 Nomarski 干渉計の設置例。

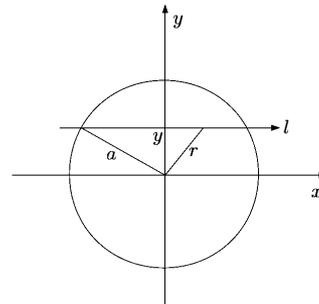


図4 軸対称なプラズマが生成された場合の断面と、計測用レーザーの入射方向 (l 軸)。

$$\propto \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) \quad (5)$$

つまり、ある波長における放射エネルギーは電子温度と電子密度の関数になります。したがって、計測器の絶対感度（入力光のエネルギーと出力カウントの関係）を較正することで、密度・温度の情報を得ることができます。しかし式(5)からわかるように、電子密度に強く依存するためプラズマ自発光から温度を見積もるのは一般的には難しく、多くの場合発光輝度は電子密度分布を示すことになります。

実験ではプラズマ自発光をナノ秒程度のゲート幅で計測可能な Intensified Charge Coupled Device (ICCD) カメラを用いて時間分解したイメージ [Gated Optical Imager (GOI)] またはストリークカメラを用いてプラズマの時間発展 [Streaked Optical Pyrometry (SOP)] を得ることができます。特に SOP は、プラズマの伝搬速度を見積もるのに利用できます。ストリークカメラとは、短時間の現象の時間発展を計測する装置であり、スリット、光電面、掃引部、蛍光面、および CCD カメラから成ります。前面のスリットを通った空間的に1次元の像は、光電面で電子に変換され、高速に時間変化する電位差によって掃引され、蛍光面で光信号に再変換されます。つまり1次元的な像の時間発展を得ることができます。プラズマの自発光をストリークカメラで計測することで、ns 以下の短時間の現象でも時間・空間分解してその発展を計測できます。

5.2.3 温度計測

ここでは温度の計測としてよく用いられるレーザートムソン散乱計測について説明します。レーザートムソン散乱法とは、プラズマにレーザーを照射し、プラズマ中の電子によるトムソン散乱光を分光することで、そのスペクトルを計測する手法です。散乱スペクトルはプラズマ状態を強く反映し、電子温度やイオン温度、電子密度、ドリフト速度等を局所的に測定することができます。散乱断面積は電子のランダムな運動による部分 (σ_e : 電子項) と、イオンに追随する電子からの散乱 (σ_i : イオン項) に分けられ、 $\sigma = \sigma_e + \sigma_i$ となります。

デバイ長 λ_D よりも大きなスケールを計測する場合、プラズマ中で協同的な運動をする電子による散乱を計測することになり、この場合を協同散乱といいます。一方、デバイ長よりも小さい空間スケールを計測する場合は、非協同散乱となり、電子の熱的な運動を直接見ることになります。ここで $\omega = \omega_s - \omega_0$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ (\mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_s は入射レーザーおよび散乱光の波数ベクトル, ω_0 , ω_s はそれぞれの周波数) とし、散乱パラメータ $\alpha = 1/k\lambda_D$ を定義すると、 $\alpha > 1$ の場合は協同散乱, $\alpha \ll 1$ の場合は非協同散乱となります。一般にレーザー生成プラズマを可視レーザーを用いて計測する場合, $\alpha > 1$ となり、協同散乱となる場合が多くなります。

散乱スペクトル形状は形状因子 $S(\mathbf{k}, \omega)$ で表され[4],

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_e \left(\frac{\omega}{k} \right) + \sum_j \frac{2\pi}{k} \frac{Z_j^2 n_j}{n_e} \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_j \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad (6)$$

となります。ここで χ_e , χ_j は、それぞれ電子、イオンの電気感受率, $\varepsilon = 1 + \chi_e + \sum \chi_j$, n_e は電子密度, Z_j , n_j はイオンの平均価数と数密度を示します。式(6)の第1項は電子項, 第2項はイオン項です。協同散乱の場合、イオン項と電子項はそれぞれイオン音波周波数 ($\omega \sim \omega_{ac}$) および電子プラズマ周波数 ($\omega \sim \omega_{pe}$) に共鳴周波数があり、ともにダブルピークを持つスペクトル形状となります。特にイオン項では共鳴周波数

$$\omega \sim \omega_{ac} \sim k \sqrt{\frac{ZT_e + 3T_i}{m_i (1 + k^2 \lambda_D^2)}} \quad (7)$$

から電子温度、およびイオン温度を求めることができ、また電子項からは電子密度や電子温度を得ることができます。

5.2.4 電磁場計測

5.2.4.1 プロトンバックライト計測

パルス幅が100ピコ秒程度以下の高強度レーザーを薄膜に照射することで、薄膜表面に付着した水分子等に含まれる電離した陽子を薄膜表面から垂直方向に加速することができます。これは、薄膜表面から加速された電子と薄膜表面の間に生成される強電場によって陽子が加速される現象で、Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) と呼ばれます。ここで加速される陽子は数 MeV から数十 MeV のエネルギーを持ち、プラズマ中を通過すると、プラズマ中の電磁場によってその速度方向が変化します。この陽子ビームを Radiochromic Film (RCF) 等で計測すると、電磁場の影響を受けた陽子ビームのイメージ計測ができます。得られた陽子の空間分布からプラズマ中にある電場または磁場構造を逆算して求める手法が最近用いられています[5]。図5にその計測配置の例を示します。ここでは金薄膜にレーザーを照射することで陽子ビームを生成し、また別の高出力レーザーで生成したプラズマ内の電磁場構造を計測しています。計測には RCF を用いていますが、何層にも重

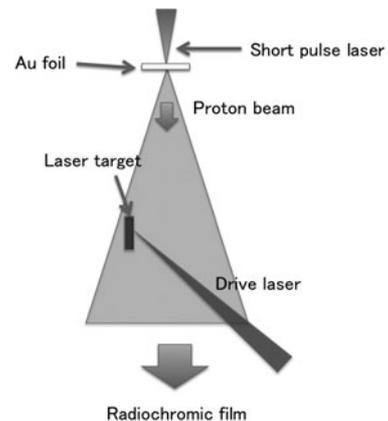


図5 プロトンバックライト計測の配置例。

ねて計測することで、陽子の透過距離から、各層のRCFで計測した陽子のエネルギーを知ることができます。陽子エネルギーの違いから、プラズマ中の電磁場構造を逆算することで電磁場を求めます。

5.3 レーザー宇宙プラズマ実験への応用例

5.3.1 実験配置

図6(a)-6(c)に示したのは、レーザー宇宙プラズマ実験で用いるプラズマ生成用のレーザー照射ターゲットの配置図の一例です。超新星残骸や太陽系、地球近傍等、宇宙で普遍的に観測されている無衝突衝撃波の研究のため、実験室に高速なプラズマ流を生成しています。レーザー生成プラズマを相互作用させるため、図のように2枚の薄膜をおよそ4.6 mm 間隔で並べたターゲットを用いて、2枚のうちの片側にレーザーで照射し、もう一方はレーザー生成高温プラズマからの輻射によりプラズマ化させることで、対向するプラズマ流を生成しています。さらに計測手段として、ターゲットに対して斜め方向からトムソン散乱計測のための入射レーザー (TS probe)、ターゲット真横から干渉計測のためビーム径を拡大したレーザー (Optical probe) を照射し、さらに干渉計測と同じ方向から、プラズマ自発光によるSOP計測を行いました。

5.3.2 無衝突衝撃波の密度計測

衝撃波が生成されると、衝撃波の上流では超音速であった流れが下流では亜音速となり、下流領域は圧縮され、最大で4倍程度の大きな密度変化が生じます。図7は、対向プラズマ中において生成された衝撃波の干渉計測結果です。図7(a)は真空中での計測であり、プラズマが無い場合干渉縞は空間上すべての場所ではほぼ同じ方向を向いていますが、プラズマが生成されると位相変化が生じるため、図7(b)のように干渉縞が曲がります。ここで示した干渉像はレーザー照射から9 ns 後の計測結果になります。この図では、 $z=3$ mm 付近で干渉縞が急激に変化していることがわかります。この実験では、 $z=0$ mm および $z=4.6$ mm

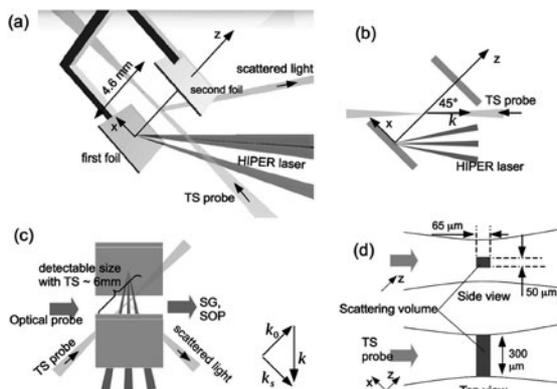


図6 (a)トムソン散乱計測のためのレーザー照射ターゲット、プラズマ生成用レーザー (HUPER laser)、計測用レーザー (TS probe)、の配置例と (b)横からおおよび (c)上から見た図。 (d)計測用レーザーの拡大図。空間精度は、奥行き方向に $300 \mu\text{m}$ 、上下方向に $50 \mu\text{m}$ 程度であることを示す。Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

にCH薄膜を設置し、 $z=0$ mm, $x=2.5$ mm の位置を高出力レーザーで照射しています。実験で用いたレーザーは上海光机所の神光IIレーザー (中国) という大型レーザーで、出力エネルギーはおおよそ 1 kJ 、パルス幅 1 ns 、波長は 351 nm です。

空間上の位相変化を計算し、軸対称なプラズマが生成されていると仮定すると、5.2.1節で説明したように、電子密度を見積もることができます。図8は図7(b)の $z=3$ mm 付近の電子密度分布を示します。 $z=3.2$ mm で密度が急激に上昇しおよそ4倍になっていて、左側が衝撃波の上流、右側が下流に対応することがわかります。このように軸対称に近い密度構造がある場合、干渉計測では、プラズマの全体的な構造に加え、局所的な密度を見積もることができます。しかし計測可能な密度領域はそれほど大きくなく、計測レーザー波長と光学計測配置に依存します。密度が高く屈折率が大きすぎる場合はレーザーが計測できず、図7(b)で干渉縞の無い領域 (レーザー照射面やターゲット薄膜付近) のようになり、解析不能となります。また密度が低い場合は、位相変化が小さいことから解析が難しくなります。この実験で用いた計測レーザー波長 532 nm 、視線方向のプラズマサイズ $\sim 5 \text{ mm}$ 程度では、計測可能な密度はおおよそ $10^{17-19} \text{ cm}^{-3}$ 程度となります。したがって、さらに低密度を計測するには長波長が必要であり、高密度では、屈折した光を計測するためにレンズを近距離に設置したり短波長を用いるなど、計測対象に応じた設定が必要となります。

5.3.3 自発光によるプラズマの時間発展計測

図9は、レーザー照射によって、対向プラズマが生成されている様子を示すSOP計測の結果です。 $z=0$, $t=0$ で

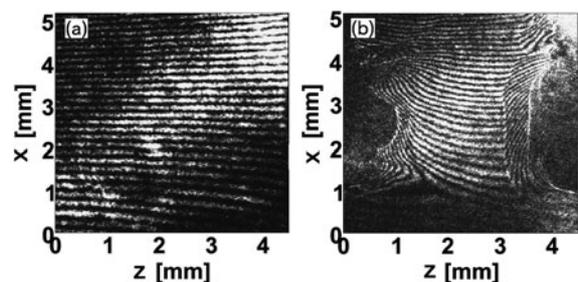


図7 干渉計測による結果。(a)プラズマが無い場合と (b)プラズマ生成後の干渉像を示す。(b)は $z=0$ mm, $x=2.5$ mm の位置に高出力レーザーを集光した後、9 ns 経過後のデータである [7]。

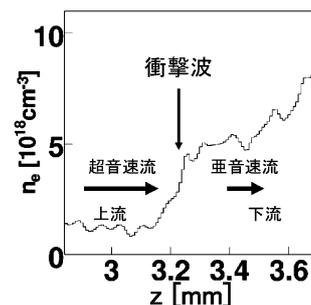


図8 図7(b)で計測された衝撃波周辺の z 軸に沿った密度分布。

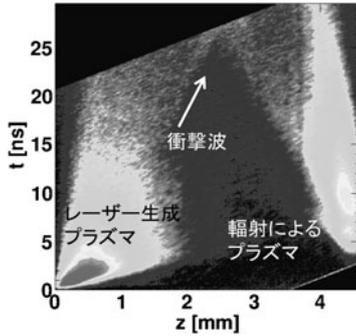


図9 図6のz軸にストリークカメラのスリットを合わせ、2枚の薄膜間に伝搬するプラズマの自発光を計測するSOPの結果。

レーザーが薄膜ターゲットに照射され、プラズマが生成されます。また、 $z=4.6$ mmに置いたもう一枚の薄膜からもプラズマが生成され、逆向きに伝搬している様子わかります。ここでプラズマ生成に用いたレーザーは大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号で、合計およそ360 J、パルス幅0.5 ns、波長351 nmの高出力レーザーです。この図からわかるように、レーザーを照射した直後から非常に高速なプラズマが噴出し、その速度はおよそ670 km/sとわかります。また15 ns後から右方向に伝搬する密度構造が $z=2$ mmあたりに観測され、これが前節で述べた衝撃波であると考えられます。このようにSOPを用いることで、プラズマ生成やプラズマ中の構造形成の時間発展を知ることができます。

5.3.4 レーザートムソン散乱による衝撃波計測

衝撃波は、その上流・下流において、密度や温度、速度の変化を伴います。したがって、衝撃波の上流、下流において上記のパラメータを局所的に計測することは、衝撃波の実験研究において非常に重要となります。レーザートムソン散乱法は、プラズマ中にレーザーを集光して、電子による散乱光を計測するため、レーザー集光径程度の空間分解能を持つほぼ局所的な計測になります[図6(d)参照]。実際に行った計測配置は図6に示した通りです。ターゲットに対して斜めから計測用レーザーを集光照射し、レーザーに沿った空間位置に於けるスペクトルを示したのが図10(b)です。縦軸はレーザーに沿った空間を表し、その座標を図6に示した x, z を用いて表しています。横軸は散乱光の波長を示します。図10(a)は、プラズマではなく、中性の窒素ガスからのレイリー散乱です。レイリー散乱は中性原子に束縛された電子による散乱で、弾性散乱のため波長は入射レーザーと変わりません。波長方向の広がりには分光器の分解能を示し、この波長方向の広がりを考慮して、図10(b)のトムソン散乱スペクトルを式(6)でフィッティングすることで、電子温度・イオン温度・電離度を求めることができます。図10(b)から明らかのように、 $x=-0.5$ mm付近で急激にスペクトル形状が変化しています。一般的にスペクトルが広がる程高温を意味し、入射レーザー波長(532 nm)からのずれが大きいほど、流速が大きいことを示します。つまり、P1は衝撃波の上流、P2は下流を表していると考えられます。また、レイリー散乱とトムソン散乱

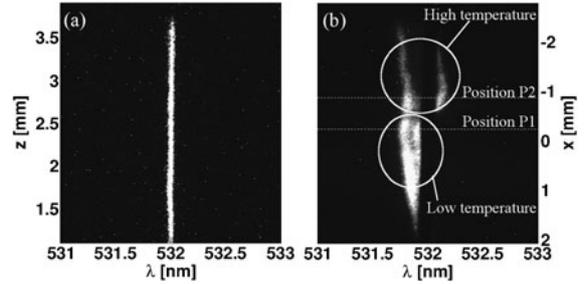


図10 (a)窒素ガスによるレイリー散乱スペクトルと(b)トムソン散乱のイオン項スペクトルの計測結果。Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

の散乱断面積比は既知であるため、それぞれのスペクトル強度を比較することで、電子密度を求めることができます。

図11(a), 11(b)はそれぞれ図10(b)で示した場所P1およびP2におけるスペクトルと、P1およびP2におけるスペクトルと、図10(a)の広がりをガウス関数で評価し、式(6)の畳み込み積分関数でフィッティングした結果(Best fit)、およびそのときの式(6)(Theoretical Func.)をプロットしたものです。この図から得られた電子・イオン温度、ドリフト速度は上流で、 $T_e=24$ eV, $T_i=20$ eV, $v_d=89$ km/s, 下流で $T_e=100$ eV, $T_i=71$ eV, $v_d=18$ km/s となり[6]、衝撃波下流において明らかにプラズマが加熱されていることを示しています。

5.3.5 プロトンバックライトによる衝撃波の計測

最後に、強い電場を伴う静電無衝突衝撃波の生成とそのプロトンバックライト計測結果について述べます。5.1節で述べたように、無衝突衝撃波は、粒子同士の衝突がほとんど無い無衝突なプラズマ中で生成されるため、粒子と電磁場の相互作用が重要となります。この場合、超音速流を散逸するのに十分な電磁場が必要です。ここでは電場が散逸に寄与する静電衝撃波を考えます。静電衝撃波では、ほぼ1次元的な電場構造が衝撃波の上流-下流の遷移領域に生成されていると考えられます。

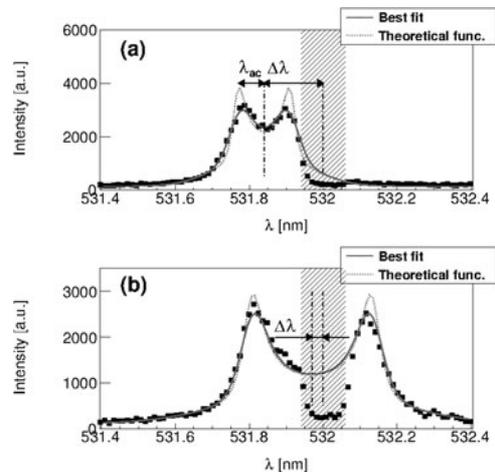


図11 2点(a)P1, (b)P2におけるスペクトル形状。Reprinted with permission from[6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

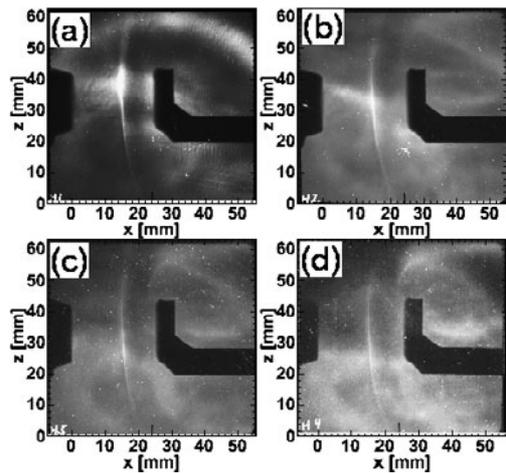


図12 陽子ビームによるイメージング結果。(a)-(d)はそれぞれ10 ns後の陽子のエネルギー4.7 MeV, 7.0 MeV, 8.8 MeV, 10.4 MeVによる結果。

図12に示したのは、プラズマ中に生成された静電衝撃波に真横から陽子ビームを入射したときに得られた陽子分布イメージです。この衝撃波は静電衝撃波と考えられるため[8]、衝撃波近傍での上流、下流領域に平坦なポテンシャル構造を仮定し、非常に薄い(粒子の平均自由行程より短い、この場合数 μm 程度)遷移領域を考えます。陽子が高エネルギーになるほど電場による屈折が小さく、RCF上に形成される構造は小さく考えられます。図13は、入射陽子ビームのエネルギーの関数として、RCF上に作られる構造(RCF陽子の変位量)を計算したものです。このように、入射エネルギーの違い、つまり実験的には多層に並べたRCFの何層目かに計測された構造の幅を比較することで、プラズマ中の衝撃波の幅を見積もることが可能となります。実際にこの手法で見積もった衝撃波の幅はおよそ $2\mu\text{m}$ となり、典型的な粒子間の平均自由行程 $\sim 100\mu\text{m}$ と比較すると極端に短く、ここで計測した構造は無衝突衝撃波であることを示唆しています。

5.4 まとめ

本章で紹介したように、レーザー宇宙研究では数mm程度の空間スケールの高速な流れを可視化するため、数ナノ秒程度の時間分解・数 μm から数百 μm の空間分解能でプラズマのパラメータや電磁場構造を計測する必要があります。またレーザー宇宙研究の特色として、(1)プラズマのイメージング計測、(2)局所的な計測、(3)電磁場計測をすべて同時に行うことが可能で、これは宇宙での観測や衛星による“その場”計測と比べてとき、レーザー宇宙研究の利点となります。ここで述べた干渉計測、自発光計測、レーザートムソン散乱計測、プロトンバックライトは、上記3点を行う上で非常に有用な計測です。なお、本章では述べませんでしたが、磁場計測手法として、レーザーを用いたファラデー回転計測[9, 10]や磁気プローブによる直接計測等も広く利用されています[11]。このように多くの計測を同時に行うことで、レーザー宇宙研究は、宇宙の観測や数値計算だけでは解釈の難しい物理現象を解明できる可

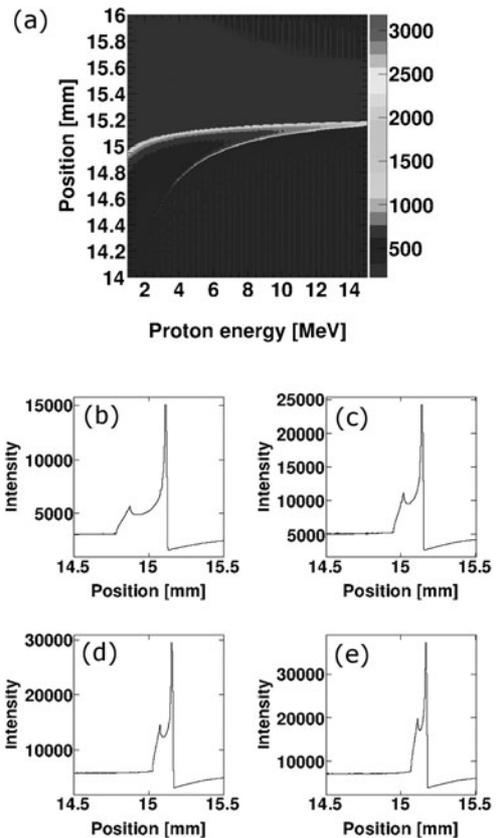


図13 (a)RCF上に生成される陽子ビームのイメージのエネルギー依存性の計算結果。(b)-(e)計測される陽子エネルギー(4.7, 7.0, 8.8, 10.4 MeV)がRCF上に形成する陽子の空間分布。

能性を秘めています。

謝辞

大型レーザー運転に関して、大阪大学レーザーエネルギー学研究中心の激光XII号レーザー、上海光机所の神光IIレーザー、およびローレンスリバモア国立研究所のJupiterレーザー施設の多くの技術者、研究者に感謝致します。ドイツHDZRの高部英明氏、大阪大学の坂和洋一氏、佐野孝好氏、九州大学の富田健太郎氏、国立天文台の加藤恒彦氏、米国ローレンスリバモア国立研究所のH.S. Park氏、B. Remington氏、N.L. Kugland氏、台湾国立中央大学の蔵満康浩氏、核融合科学研究所の森高外征雄氏、英国Oxford大学のG. Gergori氏、英国York大学のN. Woosley氏、フランスLULIのM. Koenig氏、フランスパリ天文台のC. Michaut氏に感謝します。またそれ以上に多くの学生の助けにより、大型レーザー実験を行うことができました。感謝いたします。

本章で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(B)(21340172, 24340141)、特別研究員奨励費(11J06987)、U.S. Department of Energy Contract No. DE-AC52-07NA27344、およびレーザーエネルギー学研究中心共同利用・共同研究からの助成のもとで行われました。感謝いたします。

参考文献

- [1] B. Remington *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 755 (2006).
[2] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **50**, 124057 (2008).
[3] G.B. Rybicki and A.P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley-VCH, 1985).
[4] J. Sheffield *et al.*, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation, Theory and Measurement Techniques*. (Academic Press, 2011) Second Edition.
[5] N.L. Kugland *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 101301 (2012).
[6] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 092115 (2013).
[7] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122702 (2010).
[8] T. Morita *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **688**, 012071 (2016).
[9] T. Pisarczyk *et al.*, J. Soviet Laser Res. **11**, 1 (1990).
[10] M. Borghesi *et al.*, Vehn. Phys. Rev. Let. **80**, 5137 (1998).
[11] G. Gregori *et al.*, Nature **481**, 480, (2012).



もり た たい ち
森 田 太 智

九州大学大学院総合理工学研究院・助教。2011年大阪大学大学院宇宙地球科学専攻・博士（理学）。高出力レーザーを用いて無衝突衝撃波や磁気リコネクション等の宇宙プラズマ現象の模擬実験を行う一方、プラズマを用いた宇宙推進器やレーザープラズマ計測などの応用研究を進めている。



講座 はじめてみよう！高エネルギー密度プラズマ計測

6. 慣性核融合プラズマ計測

6. Plasma Diagnostics for Inertial Confinement Fusion Plasma

白神 宏之

SHIRAGA Hiroyuki

大阪大学レーザーエネルギー学研究中心

(原稿受付：2015年12月28日)

慣性核融合、特にその爆縮コアプラズマの特性は燃料性能の評価として重要ですが、その計測においては微小（数ミクロン）・高速（数10ピコ秒）・不透明という3重苦を克服する必要があります。これらを同時に満足できるのは高エネルギー高速分光X線画像計測だけですが、どれか一つの制約を外せば、中性子計測に見られるように実に多彩多様な計測技術が発展しています。さらに、これらを組み合わせることにより、燃料プラズマのダイナミクス、パフォーマンス、関連する基礎的物理現象等を包括的に捉えることができるようになります。X線・中性子計測による燃料プラズマ計測からいくつかの例を取り上げ、それらの課題と考え方を取り上げます。

Keywords:

plasma diagnostics, inertial confinement fusion, fast x-ray imaging, neutron diagnostics

6.1 はじめに

レーザー核融合に代表される慣性核融合[1]、特にその爆縮コアプラズマに関する研究においては、爆縮コア燃料の形成ダイナミクスと燃料性能を計測により診断し、シミュレーションコードとの比較により、設計通りの爆縮が実現しているかどうかの評価を行うことが重要です。しかし、爆縮コアプラズマに関しては本質的に、微小（数ミクロン）・高速（数10ピコ秒）・不透明という3重苦を克服する必要があります。これらを同時に満足できるのは高エネルギー高速分光X線画像計測だけです。しかし、どれか一つの制約を外せば、中性子計測にみられるように実に多彩多様な計測技術が発展しています（例えば、中性子画像計測における時間分解を時間積分にするなど）。さらに、これらを組み合わせることによって、燃料プラズマのダイナミクス、パフォーマンス、関連する基礎的物理現象等を包括的に捉えることができるようになります。

計測は、必ず対象となるプラズマに関する物理的描像があって初めて意味のあるものとなります。さもないと、計測結果はただのデータの山でしかなく、そこから得られる理解は限定的なものにしかならないからです。これもプラズマ計測において理解しておかねばならない点です。そのような視点を踏まえて、X線・中性子計測による燃料プラズマ性能計測からいくつかの例を取り上げながら、慣性核融合プラズマ計測の基本的考え方と課題について論じます。

尚、爆縮プラズマの計測診断方法の開発の進展はまさに日進月歩であり、最新の成果については、米国物理学会主催で隔年開催される国際会議 High-Temperature Plasma

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

Diagnostics の Proceedings を参考にしてください[2]。特に最近の米国 National Ignition Facility (NIF) における新しい技術の開発は素晴らしい展開をみせていますが、これについてはこの小特集としては話が詳しすぎることになるので、本章では割愛します。それらについては、NIF の web site[3]等を参考にしてください。

また、これまでになされてきた爆縮コアの計測には、実に膨大な成果があります。さらに、計測対象がどのレベルの規模の爆縮プラズマであるかによっても計測可能なパラメータ、計測手法も大きく変わります。爆縮プラズマに関する様々な計測対象、計測手法については、表1にまとめました。本章ではそれらについて百科辞典的に詳細な文献を網羅することは避け、いくつかの代表的計測における考え方を中心に述べます。

6.2 爆縮核融合プラズマとその計測

発電炉設計として検討されている核融合反応は、重水素・三重水素による



です。これを現実的なエネルギー源にすべく制御可能なレベルで発生させるためには、「爆縮」という手法が重要です。爆縮とは、1972年に Teller および Nuckolls により公表された[4]、核融合反応をいかに小規模で実現するかの流体力学的手法です。すなわち、燃料を空間的に圧縮することで固体密度の1000倍以上にも圧縮し、高密度高圧力が故に燃料が飛散する前に慣性により留まる短い時間内に十分な燃焼率で核融合反応を起こすという方法であり、その意

author's e-mail: shiraga@ile.osaka-u.ac.jp

表1 レーザー駆動爆縮の各相におけるプラズマ診断技術 (Nc はレーザー臨界密度, Ns は固体密度).

爆縮過程	物理現象	計測対象	計測手法			プラズマパラメータ領域	
			分散手法	検出手法 (時間積分)	検出手法 (時間分解)	密度	温度
レーザープラズマ相互作用	レーザー吸収率	反射・散乱光	積分球	光学センサー		Nc	1-10 keV
		反射光パターン	光学写真	紫外～赤外 CCD		Nc	1-10 keV
	吸収強度分布	X線発光分布	X線カメラ	X線 CCD, 等		1-100 Nc	1-10 keV
	ブリラン散乱	散乱光スペクトル, パターン	光学分光器, 光学カメラ	紫外～赤外 CCD	光学ストリークカメラ	~Nc	1-10 keV
	ラマン散乱	散乱光スペクトル, パターン	光学分光器, 光学カメラ	紫外～赤外 CCD	光学ストリークカメラ	1/4-1 Nc	1-10 keV
		高速電子スペクトル	硬 X線分光器	IP, シンチフォトマル			1-10 keV
	2プラズモン崩壊不安定性	(3/2) ω 光	光学分光器, 光学カメラ	紫外～赤外 CCD	光学ストリークカメラ	1/4 Nc	1-10 keV
	CBET	透過光エネルギー, スペクトル	光学分光器, 光学カメラ	紫外～赤外 CCD	光学ストリークカメラ	≪Nc	1-10 keV
	電場・磁場発生	荷電粒子 (p, α 等) プローブ	粒子分光器, フィルター等	IP, MCP, RCF 等	ToF 法 (Gated MCP 等)	1-100 Nc	1-10 keV
		ファラデー回転	プローブ光・偏光子	紫外～赤外 CCD	光学ストリークカメラ	1-100 Nc	1-10 keV
B時間変化		B-dot プローブ	-	オシロ等	1-100 Nc	1-10 keV	
爆縮ダイナミクス (加速相)	衝撃波通過	衝撃波通過時間	VISAR 等	-	光学ストリークカメラ	Ns	1-100 eV
	加速軌跡	シェル軌跡	Side-on X線バックライト		X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-10 Ns	1-100 eV
	爆縮対称性	シェル形状	自発光/X線バックライト	X線 CCD, 等 (flash)	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-10 Ns	1-100 eV
	RT不安定性	擾乱振幅の成長	Face-on X線バックライト, 他	-	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-10 Ns	1-100 eV
	RM不安定性	擾乱振幅の成長	Face-on X線バックライト, 他	-	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-10 Ns	1-100 eV
	その他の流体不安定性等	流体ミキシング等	dopant の X線分光	X線 CCD, 等	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-10 Ns	1-100 eV
	爆縮コアダイナミクス (減速相)	減速ダイナミクス	自発光 X線によるシェル軌跡	ピンホールカメラ, KB顕微鏡, FZP, モノクロカメラ等	X線 CCD, 等	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-1000 Ns
非対称性		自発光 X線によるシェル形状	ピンホールカメラ, KB顕微鏡, FZP, モノクロカメラ等	X線 CCD, 等	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-1000 Ns	1-10 keV
ミキシング		流体ミキシング等	X線分光	X線 CCD, 等	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-100 Ns	1-10 keV
ホットスパーク形成		自発光 X線によるシェル形状	ピンホールカメラ, KB顕微鏡, FZP, モノクロカメラ等	X線 CCD, 等	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-100 Ns	1-10 keV
爆縮燃料性能パラメータ (スタグネーション相)		燃料形状	自発光 X線によるコア形状	ピンホールカメラ, KB顕微鏡, FZP, モノクロカメラ等	X線 CCD, 等	X線ストリークカメラ, X線フレーミングカメラ	1-1000 Ns
	核反応性能	1次中性子イールド	飛行時間法, エネルギー分解他	シンチレータ, 放射化検出器, 飛跡検出器		1-1000 Ns	1-10 keV
		イオン温度	飛行時間法	シンチレータ, 他		1-1000 Ns	1-10 keV
	中性子発生時刻	中性子時間波形	直接時間分解	シンチレータ, 他		1-1000 Ns	1-10 keV
	中性子発生時間履歴	γ 線履歴	γ 線変換荷電粒子分光器	-	シンチレータ等	1-1000 Ns	1-10 keV
	中性子発生空間分布	中性子空間分布	中性子半影カメラ, 中性子ピンホールカメラ	シンチレータ等	シンチレータ (ToFエネルギー分解)	1-1000 Ns	1-10 keV
	燃料構造	主燃料 ρR	放射化計測	Ge カウンター等		1-1000 Ns	1-3 keV
			散乱中性子カメラ	シンチレータ等	シンチレータ (ToFエネルギー分解)	1-1000 Ns	1-3 keV
		主燃料分布	散乱中性子カメラ	シンチレータ等	シンチレータ (ToFエネルギー分解)	1-1000 Ns	1-3 keV
		ホットスパーク ρR	高エネルギー中性子カメラ, dopant の X線分光	シンチレータ等, X線モノクロカメラ等	シンチレータ (ToFエネルギー分解)	1-100 Ns	1-10 keV
ホットスパーク分布		高エネルギー中性子カメラ	シンチレータ等	シンチレータ (ToFエネルギー分解)	1-100 Ns	1-10 keV	

味で、慣性核融合と呼ばれます。これは、低密度プラズマを磁場により長時間閉じ込める磁場閉じ込め核融合とは正反対のアプローチです。爆縮による慣性核融合の概念自体は1970年のメイマンによるレーザーの発明[5]よりも前に、Nuckollsにより「マイクロ核融合」として構想されていま

した[6,7]。慣性核融合においても一つ重要な概念は、圧縮した燃料の内の一部のみを高温にし、そこで核融合反応により発生した α 粒子により、残る種燃料を加熱する「自己点火」です。慣性核融合においては、燃料の高密度爆縮と自己点火は必須であり、したがって、この2つのプロセ

スの検証が最も重要な計測項目となります。

爆縮・自己点火には下記のように4段階があります。

- ① レーザーが核融合燃料(重水素・三重水素)を封入した球殻状の燃料ペレットの表面に照射され、球殻が内向きの加速を開始するまでの、初期相。この間に、その強度分布が表面形状に焼き付けられる(インプリントと呼ぶ)現象などが起きます。これがその後の加速相における流体不安定性の初期擾乱となります。
- ② レーザー照射による燃料ペレット外殻の外向きのアブレーションの反作用圧力で球殻を内向きに加速する加速相(アブレーション圧力=10-100 Mbar (1-10 TPa), 爆縮速度= $\sim 3 \times 10^7$ cm/s (300 km/s))。
- ③ 燃料プラズマが球殻中心で断熱圧縮により高密度になり、球状に反発する外向きの圧力により減速し停止するに至る減速相。
- ④ 減速が完了し、燃料が慣性でそのまま滞留するスタグネーション相。点火燃焼レベルの爆縮(燃料密度=1000-10000×固体密度, $\rho R > 3$ g/cm² (30 kG/m²), イオン温度=5-10 keV)になると、この短時間の内に、高温高密度になった燃料プラズマ中で核融合反応が起こり、発生した α 粒子が高密度主燃料を自己加熱し核融合燃焼波が形成され核融合出力を発生します。
- ⑤ 爆縮完了後、高温高圧力により、残った燃料プラズマが飛散する相。炉工学的見地からは、ここでのプラズマ速度や密度も重要になります。

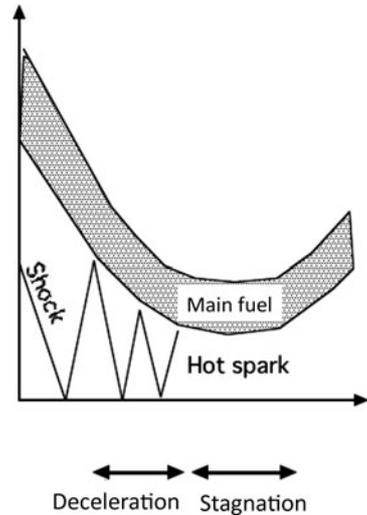


図1 最大圧縮近傍でのプラズマダイナミクス。

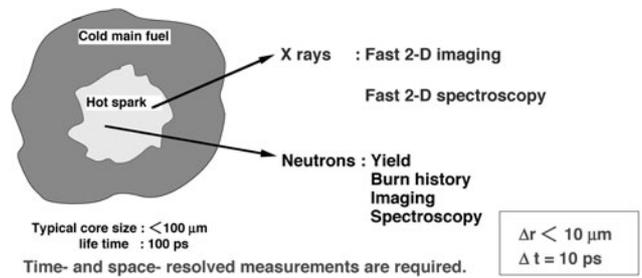


図2 爆縮燃料プラズマの典型的構造と要求されるプラズマ診断。

このような爆縮の概念は、エネルギー形態をレーザー光エネルギー→球殻の内向きの運動エネルギー→燃料プラズマの内部エネルギーと変換しながら高エネルギー密度状態を形成する、空間的・時間的にパルス圧縮する流体力学的手法であるとも言えます。

爆縮の各過程については、それぞれの段階での重要な物理に特化した様々な計測手法が必要であり、実に多彩な計測が考案され、実験に導入されてきました。それらを表1に概観します。ここでこれらを網羅することはここでは不可能であり、本章では、上記の③と④、すなわち爆縮コアプラズマの減速相におけるコア形成ダイナミクスと、スタグネーション相における高密度・高温のコアプラズマの計測に限定し、その課題と計測手法についての考え方に話題を限って述べます(図1)。ここでは、X線高速分光画像計測および中性子などの核反応由来の粒子計測がその中心的な手法となります(図2)。

なお、慣性核融合の点火手法には、上記の中心点火方式(低温高密度主燃料の内部に断熱圧縮により高温低密度のホットスパークを形成する)と、2000年頃から研究が盛んになってきた高速点火方式(燃料の最大密度の圧縮時に外部から短パルスレーザー照射により生成された高速電子等の加熱源からエネルギーを燃料の一部に投入しホットスパークを形成する)がありますが、本章では主に中心点火方式について述べます。高速点火方式と共通する課題を持つ計測手法については、一部関連する話題が7章に述べられています。

6.3 減速相の爆縮ダイナミクス計測

減速相での爆縮の特性及び不完全性は、次の点火燃焼プラズマの状態に決定的影響を与えるので極めて重要です。すなわち、減速相の燃料の物理的状態が次のスタグネーション相でのコア性能を決めます。ここで測定するパラメータは、最終的な爆縮速度、燃料シェル厚さ等の流体力学的特性と温度・密度分布等のプラズマパラメータです。一方、問題となるのは、三次元収縮を伴う流体不安定性、小スケールのミキシングなどによる、燃料の形状、空間構造の変化と、ホットスパーク部への主燃料の侵入などです。中心点火ではこれらが燃料形状の不完全性とそれに伴う燃料の体積増加による密度および密度・半径積(ρR 値)の低下、主燃料とスパークの境界面が増えるために増加する熱伝導や低温主燃料の混合によるスパーク部の温度低下などにより、爆縮燃料プラズマの性能劣化を招きます。中心スパーク形成を必要としない高速点火核融合においても、完全に減速しない部分があるとその流体の運動エネルギーが残存したままになり燃料圧縮に寄与しないので、高密度圧縮を妨げます。

減速相ダイナミクスに関しては、プラズマはまだ高速で運動しており、高時間空間分解が必要であるため主として高速X線分光画像計測が用いられます。しかし減速相において特に重要なのは、三次元収縮を伴う流体不安定性の燃料シェル内面での状態ですが、計測対象となる流体不安定性の波長や振幅などは、空間構造的に微小でありかつそれらが高速変化し、しかもシェル内部の構造であるため、直

接計測に成功した例は多くありません[8,9].

6.4 スタグネーション相の爆縮コアプラズマ計測

スタグネーション相における重要なプラズマ特性は爆縮燃料プラズマにおける核融合反応, すなわち核融合出力そのものを表す中性子イールドです. これらが, 爆縮の結果形成される圧縮燃料プラズマの性能を示します. さらに, 核融合反応粒子計測は単に核融合出力だけではなく, それらの高次反応を通じてさらに様々な燃料プラズマの計測が可能となります.

また, ここでのダイナミクスとしての課題は, 爆縮された燃料プラズマの温度, 密度, ρR 値, それらの内部構造(形状, 空間分布)とその時間変化です. それらの球対称性ととも, 流体不安定性の高次モードに由来すると考えられる主燃料のホットスパーク部への混入あるいはミキシングも重要です. これが爆縮コアの特性を決定し, さらにホットスパークから十分な α 粒子が発生し点火燃焼を実現出来るかどうかを決定します.

爆縮の球対称性が良くない場合, プラズマの運動は減速相のそれを引きずったままとなります. すなわち減速相とスタグネーション相が連続となり区別できなくなります. その場合, この状態での計測対象としての燃料プラズマの特徴は, 全ての爆縮過程中でも最も微小, 高速, 不透明であり, 時間空間分解計測は非常に困難です. もし爆縮燃料の球対称性が良ければ, 燃料は流体運動としてはほぼ停止状態にあり, 形状や速度分布などは完全球対称からのズレを測定することになるので, 計測は若干やりやすくなります.

6.5 高速 X 線分光画像計測

時間積分計測は比較的容易だが計測対象はダイナミクスでないという意味をなさないで, 時空同時高分解分光画像が重要となります. スタグネーション相における高速 X 線画像計測に関する有効な計測手法は, 減速相に対する手法と重なる部分も多いです.

ただし, 核融合燃料である重水素・三重水素自体は原子番号1の最も低 Z な物質であり, 発光ラインスペクトルは10 eV の領域にあるので, 1-5 keV 以上の温度で完全電離している燃料からの自発光線スペクトルはあり得ず, プラズマの不透明性から言っても計測対象とはなりません. また, 制動放射についても同じく低原子番号物質であるが故に自発光の強度は小さく, 有用な計測対象となりません. したがって燃料中に高 Z 物質をドーピングするなどの工夫が必要ですが, その場合, 爆縮特性自体に影響を与えてしまうので, 本来それは好ましくありません.

一方シェルの部分については, 爆縮に影響を与えないある程度のドーピングは可能であり, 分光で温度マップの時間空間分解画像の取得は可能です. また, 主燃料をとりまくアブレータ自体は重水素燃料ではなく, 比較的低原子番号ではあるがプラスチック中の C 元素等は, 自発光または X 線バックライトとの計測対象となり得るので, アブレータがまだ残っている減速相では有効となる場合があります.

これらの相ではプラズマは最も高密度であり, X 線に対

するプラズマの不透明性に対しては, 硬 X 線を選択する以外に解決法はありません. しかし硬 X 線スペクトルとなると, ハードウェア的にも使える装置に限られます.

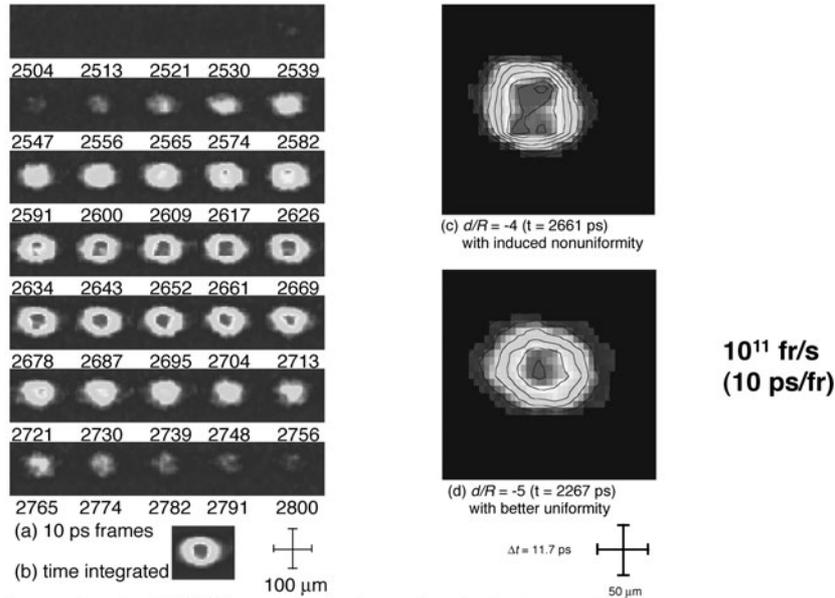
高時間分解 X 線画像計測器の例としては, マイクロチャンネルプレートストリップラインに伝搬する電圧パルス印加することにより画像にゲートをかける X 線フレーミングカメラ(時間分解能35-80 ps)[10], 電子管式 X 線ストリークカメラに画像サンプリングを組み合わせて 2 次元画像取得を可能とした MIXS (Multi-Image X-ray Streak Camera) や 2D-SIXS (2-dimensional Sampling Image X-ray Streak Camera) と呼ばれる手法(時間分解能10-20 ps)など[11], さらに最近になって開発された X 線電子管式フレーミングカメラの電子管内での電子速度制御により高時間分解能を実現した Dilation Camera[12](時間分解能5-10 ps)などがあります.

近年発展の著しい超高強度短パルス(1 ps など)レーザーを用いて発生させた銅(Cu)の $K\alpha$ 線(8.1 keV)などは比較的高エネルギーの X 線であり, これを光源とする X 線バックライト法を Kirkpatrick-Baez 顕微鏡(空間分解能2 μm など)やフレネルゾーンプレートなどの高空間分解結像系と組み合わせた X 線バックライト法は, 少なくともシェルの対しては, 今後有望な計測手法となるでしょう. ただし, レーザー照射ターゲットからの硬 X 線の発光効率は高くなく, 計測に十分な光量を得るのが難しくなる, あるいはそのために用いるレーザー光に大きなエネルギーを要するなどの懸念があります.

X 線のライン発光スペクトルの強度比やそのライン幅から温度や密度を求める分光学的なプラズマパラメータの測定は一般的な方法ですが, この相の爆縮プラズマに対しては, プラズマが高密度であるためライン発光特性にプラズマのモデリングを適用しにくく, また時空かつスペクトルの同時分解は 4 次元計測となり, 困難です.

高時間分解撮像装置としては, X 線ストリークカメラは, 超短パルス X 線源を用いた X 線バックライト法を除けば, 10 ps 以下から 2 ps 程度までの高時間分解能を期待できる唯一の高時間分解画像計測装置です. 爆縮コアプラズマの時空分解計測の一例として, MIXS 法による結果を図3に示します. これは X 線ストリークカメラに画像サンプリング技術を応用した技術[13]で, この例では, 時間分解能12 ps, コマ間隔9 ps, 空間分解能15 μm , 観測 X 線エネルギー領域は2-5 keV 程度です. この時のターゲットは, 直径500 μm の球殻厚さ7 μm のポリスチレン(C_8H_8)に重水素(D_2)ガスを50 atm(5 MPa)とドーパントとしてアルゴン(Ar)ガスを0.1 atm封入したものであり, これを大阪大学レーザーエネルギー学研究所の激光 XII 号レーザー(波長:0.53 μm , 照射エネルギー:5 kJ, パルス幅:1.3 ns)で照射しました.

図3の(a)は, 爆縮コアの自発光の時間分解画像です. 画像の下の数値はレーザー照射後の時刻(ps)です. 3~4 列目が最大発光ですが, 連続するコマ間で空間構造が変化して見えているのが見て取れます. (b)は全コマを積算したもので, すなわち時間積分像ですが, これではコアの内部構



Reconstructed MIXS images of a laser-imploded core plasma.
Framing interval is 8.7 ps, and exposure time of each frame is 11.7 ps.
(a) sequential frames, (b) time-integrated image,
(c) snapshot of nonuniformly imploded core, (d) snapshot of uniform core.

図3 異なるレーザー集光条件でのレーザー爆縮コアの再構成フレーム画像。

造は全く見えません。(c)は(a)の中の1コマ ($t = 2661$ ps)で、ターゲットに対するレーザー照射が非一様性を持つ場合であり、コアの内部の発光強度に島状の構造があるのが明確に見て取れます。一方、(d)はレーザー照射が(c)よりも比較的一様性の高かった場合の最大発光時刻近くのコマで、(c)の様な明確な内部構造は見えません。これを計測器の蛍光面とフィルターの種類を替えた複数の画像計測に、何らかのX線スペクトルを仮定すれば、温度分布の時間変化に関する画像情報も得ることができます。

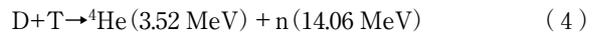
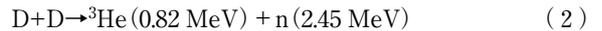
このように、爆縮コアのダイナミクス計測には時空同時高分解画像が欠かせません。

6.6 核反応粒子計測

爆縮コアでの1次核融合反応により発生した中性子やプロトン等およびそこからさらに派生する高次反応を含む粒子の計測から、爆縮コアの様々なパラメータや特性を評価する手法が、核融合反応由来の粒子計測です。各反応粒子計測には発生粒子を受動的に計測する場合と、特定の核反応物質をドーピングしてその放射化粒子を測定するなどの半能動的計測とが可能です。

中性子計測に関しては、種々の理由でそれがエネルギー分布を持つため、単一の光速で飛来するX線計測とは異なり一般に直接的時間分解計測は困難です。したがって、時空同時分解は容易ではありません。逆に時間分解計測は、中性子の発生時間が数10~100 ps程度と極めて短時間であることを利用することにより、エネルギー分布に関する情報を得ることに応用されます。

まず、1次反応粒子計測について説明します。燃料プラズマ中で起こる核反応粒子そのものを測定する場合を1次反応粒子計測と呼び、DD反応あるいはDT反応



などの反応で、発生した中性子やプロトン、He粒子を測定します。特に中性子(2.45 MeV, 14.1 MeV)に関しては、飛程が長いので、一般に荷電粒子であるプロトン等よりは高い ρR (燃料密度半径積)まで測定が可能です。

まず、その発生量(中性子イールド)測定が重要です。これは核融合反応による出力エネルギーそのものを測定することになります。

時間分解計測器を用いて飛行時間(TOF: time of flight)の分布により発生源での中性子エネルギースペクトルを測定し、その拡がりから核反応時のイオン温度を測定できます。その際のエネルギー幅 ΔE_n とイオン温度 T_i の関係は、DD反応の場合、

$$\Delta E_n [\text{keV}] = 82.5 \{T_i [\text{keV}]\}^{1/2} \quad (5)$$

と表せます[14]。この計測は基本的に時間空間積分測定となり、中性子発生が最も多い時刻・場所を代表する測定にならざるを得ません。

さらに高時間分解が可能であれば、燃料プラズマ内で核反応が起こる時間履歴(バーンヒストリー)を直接測定できます[15]。ただしこの場合は、上記のイオン温度によるTOF拡がりが無視できるよう、計測点を燃料プラズマに近づける必要があります。この場合は時間分解はできますが、同時に空間分解を行うことは困難であり、やはり空間積分計測とならざるを得ません。

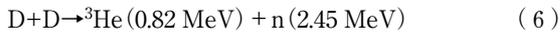
中性子の空間分解像を得るには、空間分解能の高い結像系が必要ですが、中性子自体の飛程が長いことから、結像

系を構成すること自体が容易ではありません。例えばX線によく使われるのと同様にピンホールカメラを構成しようとすると、中性子発生領域の大きさ(数10~100 μm)よりも小さいピンホールが必要となりますが、核融合反応中性子だと飛程は数cm以上のオーダーとなり、結像系の厚さがピンホールの直径よりもずっと大きくなるので、ピンホールというより長い筒状の開口となり、ピンホール自体を構成できません。実際に使われているのは、特殊な形状で光源よりも大きな開口で半影撮像を行い、画像処理で空間分解像を得る方法[16]ですが、これにしても中性子の飛程が大きいことから、かなりの厚みを持った結像系となり、画像の中心部と周辺部で倍率が異なる(光学系での取差に相当する)などの問題が発生します。ただし、中性子イールドが十分大きく、爆縮コアから結像系までの距離が結像系の厚さよりも十分大きければ、この問題は解消されます。

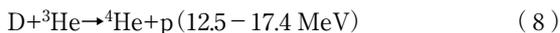
これらの計測は、燃料がDTの場合、発生中性子エネルギーが14.1 MeVと高いので、TOFでのさらに高い時間分解能、あるいはさらに厚い結像系が必要となり、計測はかなり困難になります。これらの諸問題に対しては、例えば高速シンチレータの導入による高時間分解化、中性子画像計測系の倍率を高めて結像系の厚さを相対的に低める、等の対策が必要と考えられます。

次に2次反応粒子計測について述べます。DD燃料で、1次核反応で発生した粒子(Tや³He)が、残存するDイオンと核反応を起こす場合、これを2次核融合反応と呼びます(図4)。

1次反応



2次反応



2次反応による発生中性子やプロトンのエネルギーに大きな幅があるのは、1次反応で生成されたT(1.01 MeV)や³He(0.82 MeV)が大きなエネルギーを持つので、2次反応自体は粒子の重心系でみれば等方的ですが、それらの粒子の衝突時の進行方向と実験室系での観測方向によってエネルギーの見え方が異なるからです。

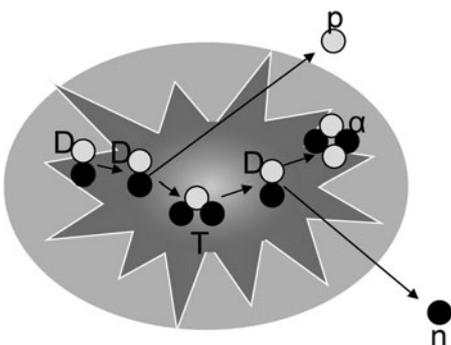


図4 DD燃料中での2次核融合反応(DTブランチ)。

2次反応生成粒子のイールドは1次反応イールドと燃料ρRに比例する[17]ので、例えばDD燃料の場合、1次反応中性子(2.45 MeV)イールド(Y_{n1})と2次反応中性子(11.8-17.1 MeV)イールド(Y_{n2})を同時計測すれば、爆縮燃料の重要なパラメータであるρR値を求めることができます。

$$\rho R = (Y_{n2}/Y_{n1}) m_d / \langle \sigma_{DT} \rangle \quad (10)$$

ここで、⟨σ_{DT}⟩は2次反応であるDT反応の熱平均反応断面積、m_dは重水素原子核の質量です。ただし、この方法で計れるρR値は、1次反応で生成されるT(1.01 MeV)の飛程で上限が決まり、ρR < 30 mg/cm² (300 kg/m²) までです。

2次核反応とはやや異なるが、1次反応中性子が残存燃料中のイオンで散乱した散乱中性子を計測することが注目されています。1次中性子の散乱は燃料密度の高い領域で起こるので、中心スパークよりも主燃料のρR値を求めることができます。特にこれを空間分解測定すれば、主燃料の空間分布に関する情報を得ることができます。但し、この場合も測定時刻としては、1次反応中性子の発生時刻に限られます。散乱中性子は、1次反応中性子に較べて低いエネルギースペクトルに分布する(図5)ので、低エネルギー中性子のみを測定することが有効です。

中性子検出器としては、時間ゲートをかけた高速のシンチレータが使われる場合が多いです。従来はプラスチックシンチレータが良く使われていましたが、近年では、さらに高速応答のものが開発されています[18]。

また、上記では触れませんでした。荷電粒子計測には、磁場偏向型イオンスペクトロメータや飛跡検出器などが用いられます。

6.7 爆縮コアプラズマの総合的理解のために

何か一つだけのプラズマパラメータを計ってもコアプラズマの全体像は解りません。特に、ダイナミクスとコアパフォーマンスの関係が重要です。さらに、それらをレーザー照射やターゲット設計などで能動的に制御した結果の検証によって、爆縮燃料プラズマの総合的理解が可能となります。

爆縮コアプラズマ自体は、輻射流体として振る舞い、

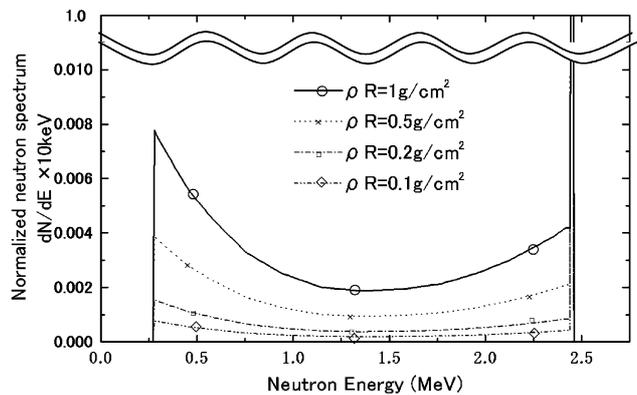


図5 低エネルギー散乱中性子のスペクトルの主燃料ρR依存性。

こでの流体不安定性, 乱流ミキシング, イオン拡散, さらに核融合燃焼波の観測へと, 今後も計測手法を進展させていくことが, 慣性核融合実現に向けて重要な課題であるといえます。

参考文献

- [1] 代表的教科書として, S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Clarendon Press, 2004).
- [2] 最近のものであれば, Proc. 20th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Rev. Sci. Instrum. **85**, (2014).
- [3] <https://lasers.llnl.gov/for-users/experimental-capabilities/diagnostics>
- [4] J. Nuckolls *et al.*, Nature **239**, 139 (1972).
- [5] T.H. Maiman, Nature **187**, 493 (1960).
- [6] T.A. Heppenheimer, *The Man-Made Sun* (Omni Press, 1984) pp. 117.
- [7] Ed. G. Velarde *et al.*, *Inertial Confinement Fusion: A Historical Approach by Its Pioneers* (Foxwell & Davies UK, 2007).
- [8] V.A. Smalyuk *et al.*, Phys Plasmas **10**, 1861 (2003).
- [9] V.A. Smalyuk *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 830 (2003).
- [10] D.K. Bradley *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 716 (1995).
- [11] H. Shiraga *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 745 (1997) and references there in.
- [12] S.R. Nagel *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 10E116 (2012).
- [13] H. Shiraga *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 722 (1995).
- [14] H. Brysk, Plasma Phys. **15**, 611 (1973).
- [15] R.A. Lerche *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 933 (1995).
- [16] D. Ress *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1694 (1988).
- [17] T.E. Blue *et al.*, J. Appl. Phys. **54**, 615 (1983).
- [18] 例えば, T. Nagai *et al.*, J. J. Appl. Phys. **50**, 080208 (2011).



しらが ひろゆき
白神 宏之

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター教授。1984年大阪大学大学院（工学博士）修了後、阪大レーザー研にて日本学術振興会研究員、助手、助教授を経て2008年より現職。レーザー核融合、高分解プラズマ診断、高出力レーザー応用の研究に携わる。元来、趣味は多かったがほとんどが休眠状態。



7. 相対論プラズマ計測

7. Measurement of the Relativistic Plasma

西内 満美子

NISHIUCHI Mamiko

国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構 関西光科学センター

(原稿受付：2015年12月27日)

超高強度短パルスレーザーを固体薄膜ターゲットに照射すると、固体密度に近いプラズマ中に、水素原子内部電場をはるかに上回る非常に強い電場が形成されます。この電場は小型の粒子加速器としての応用が有望視されているため、制御のためにはまずは計測することが必要不可欠です。しかしこの電場の寿命は非常に短くレーザーのパルス幅程度 (<ピコ秒)、かつ空間的にもプラズマのデバイ長程度 (< μm) しかないため、通常の方法での計測は非常に困難です。本章においては、レーザー駆動ビームを用いた相対論プラズマ中の電場の計測方法について解説します。

Keywords:

relativistic plasmas, resolution, laser, ultrafast phenomena

7.1 はじめに

超高強度レーザーと呼ばれるレーザーの中には、現状大きく分けて二つの分類があると考えられます。一つ目は kJ レベルの非常に大きなエネルギーをターゲット上に運ぶことのできる、シングルショットベースのレーザー、もう一つは、運べるエネルギー自体は数十 J 程度ですが、繰り返し照射が可能なレーザーです。現状において、実際に稼働しているレーザーシステムを見てみると、はるかに異なるエネルギー量を伝送するこれらのシステムにおいて、どちらも達成できているピーク強度は $\sim\text{PW}$ (10^{15} W) 級程度になっています [1]。なぜなら、前者の持つパルス幅がピコ秒程度であるに対し、後者の持つパルス幅は数十フェムト秒以下であるからです。前者は、特別な工夫をしない限り使用されているガラスレーザーの持つスペクトル幅に制限されてパルス幅が後者のレーザーほど、短くならないということが一因です。達成されているピーク強度が同じならば、どちらのレーザーシステムを用いても同じ様なプラズマが形成できて、同じような物理が追いかけるのか？という点、もちろんそれは全く違います。前者はプラズマへのエネルギー注入が、ピコ秒程度続きますが、後者は数十フェムト秒で切れてしまいます。すなわち、プラズマが膨張を始めてからもレーザーからのエネルギーの注入が続くと、プラズマが膨張を始める前にレーザーからのエネルギー注入が終わってしまう系、という大きな違いがあります。前者では、中で起こっている物理を考える際に、プラズマの流体的な動きを無視議論はありませんが、後者においては、条件下によってはそれらを無視することが可能となります。

「相対論的プラズマ」と一言で言っても、そのパラメータ

は実は様々ですが、本節で取り扱う「相対論的プラズマ」としては、第 1 章ですでにふれられましたように、きわめて限られた系に関して説明したいと思います。すなわち、超高強度短パルスレーザーを固体密度のターゲットに照射して生成されるプラズマです。プラズマ自身はレーザーのパルス幅程度の極短時間には、ほぼ膨張しないとみなせますので、非常にスケール長さが短く、密度も固体密度 ($>10^{22}\text{ cm}^{-3}$) に近く、さらに電子速度が光速に近いような、極めて特異なプラズマです。

このような高密度のプラズマでは、例えば近赤外の波長をもつ光は中に入っていくことができません。したがって、レーザーを用いたプローブ計測は、臨界密度よりも薄い限られた密度の範囲しか見ることができません。またプラズマの持つ寿命もレーザーのパルス幅程度と非常に短いために、同じレーザーパルスを用いてプローブを行う手法だと、プラズマの寿命の間の物理現象をすべて平均化した状態でしか計測できないという制限もあります。でも、本当に計測したいのは、時々刻々と変化するプラズマの内部で起こっている物理パラメータです。そのような特異なプラズマをいかにして計測するのがいいのでしょうか？

ところで、そもそも、単に変ったパラメータ領域のプラズマを作って、それを計測することはいったいどう意味があるのか？それって単に「オタク」？と思う人もいらっしゃると思いますので、このような特異なプラズマを計測することの意味について次に説明します。

7.2 超高強度レーザーを用いたイオン加速手法

超高強度レーザーを薄膜に照射することで生成される高密度プラズマは、実は超小型の加速器となりえるという可

能性を秘めています[2, 3]。素粒子・原子核実験等、あるいは粒子線治療という医療応用に使用されている、荷電粒子（特にイオン）を光速に近い状態にまで加速することのできる加速器は、現状の最先端の技術をもってしても非常に大型の装置となってしまっています[4]。これは、一般的な加速器で用いられている高周波加速電場の上限値が、高周波を立てるために使用されている加速空洞の絶縁破壊の問題で100 MV/m程度以下に制限されていることに起因します。しかしながら、超高強度レーザーを用いれば、上記の加速電場の上限値を桁違いに上回る電場を、非常に小さな空間に生成することが可能となります。どれくらい桁違いな電場が形成できるのか、と言いますと、現状でも6ケタ程度上回ることができ、さらにその非常に小さな空間とは、マイクロメートル以下の領域です[5]。すなわち、同じ50MeVのプロトンビームを加速するのに必要な空間スケールが、既存の加速器だと50メートル程度必要なのに対して、超高強度レーザーを用いることで生成できるプラズマを用いれば、わずか1マイクロメートル程度で済んでしまうことを意味します。高効率高性能レーザーの開発とともに、この技術を応用した小型の加速器が実現すれば、大型の装置を建設するコストやランニングコストを費やさなくても済み、非常に画期的なことです。

ところが現実問題として、この手法、すなわち超高強度レーザーを用いたイオンの加速手法、を用いて生成されるイオンビームは、まだまだ自由自在に制御するという状態には至っておらず、加速器としての実用段階にはまだ程遠い状態です。そこで、世界各国においてはこの手法を用いた小型の加速器を実現しようと活発な研究が行われているわけです。

さて、本講座の本題に戻りますが、このような特異なプラズマを見るには、特異な「目」が必要となります。そこで、その特異なプラズマから発生する、特異なイオンビーム自体を用いるということもしばしば行われます。本稿では、その手法について紹介します。超高強度レーザーを用いて加速されるイオンビームは、単に小型の加速器を作れる可能性があるというだけにとどまらず、既存の加速器にはないパラメータを持っています。ですから、既存の加速器のイオンビームを用いてはみることはできないような、物理現象にも迫るツールとなります。どんな物理が見えるのか？を理解するために、まずはレーザー駆動イオンビームのパラメータについて紹介します。

レーザー駆動イオンビームは、照射されたレーザーのパルス幅程度の時間、すなわち数十フェムト秒程度の時間に一瞬にして 10^{10} 個のイオンが数十メガエレクトロンボルトに至る高エネルギーにまで加速されます[6, 7, 8]。したがってピーク電流の大きさはメガアンペア以上に相当し、強烈に高い値です。出てくるイオン線のエネルギースペクトルは、現状では単色ではなく、広いエネルギー幅にほぼ白色に近い状態で分布します。イオンビームを応用する際に、多くの応用分野から要求されるのは、単色のエネルギースペクトルですが、今回お話しします特異な「目」として応用する場合は、この白色に近いエネルギー分布とい

う特徴が大いに活躍します。

また、レーザー駆動イオンビームは、ほとんど点源と言えるわずかマイクロメートルレベルの極小空間内部に形成された加速電場によって加速されます。したがってビームの質を表す一つの指標として使われる横エミッタンスの値は、桁違いに小さく優れた値であり、 10^{-4} [π mm mrad]にも達しています[9, 10]。これは、既存の加速器のビームの持つ横エミッタンスの値に比べて桁違いに優れた値であり、適切なイオン光学系を用いれば、マイクロメートルレベルの極小空間に絞り込むことも可能となります。

また、特段の工夫をしない限り、レーザーと薄膜との相互作用で発生するイオンは半角～5度以上の大きな発散角を持って発生します。これも多くの応用分野においては、あまり歓迎されない特徴ですが、下記に示しますように特異な「目」として用いる場合は、白色エネルギー分布という特徴と同様に大いに活躍します。

7.3 極短時間の寿命を持つ電場の計測手法としてのレーザー駆動イオンビーム（レーザー駆動型プロトンビームのシャドウグラフ法）

電場や磁場を計測する一つの手段として、荷電粒子をプローブとして用いる手法があります。ここではレーザー駆動プロトンビームをプローブとして、電場を計測する手法を文献[11]を例として紹介します。

前節で説明しましたように、レーザー駆動プロトンビームは特異な特徴があります。①横エミッタンスが非常に良いこと。②点源から発生し、広い発散角をもって伝搬すること。③白色のエネルギー分布を持つこと。これらの特徴を最大限に生かすと、非常に小さな空間に極短時間に生成された、強度の強い電場を計測することが可能となります。

図1のように、電場を発生させるためのレーザーとターゲットをそれぞれ、CPA-1, Target-1とし、その電場を計測するためのプロトンビームを発生させるためのレーザーとターゲットをそれぞれCPA-2, Target-2とします[11]。彼らの実験条件においては、プローブに使うプロトンは、エネルギー20 J、パルス幅1 psのレーザーをレーザーピーク強度 10^{19} Wcm $^{-2}$ でアルミの薄膜ターゲット上に集光して生成されました。発生したプロトンは、半角10度程度の広がりを持って、ほぼ点源（10ミクロン）から発生しており、エネルギーは最高10 MeVまでの白色スペクトルで、温度分布としては、1.5 MeV程度でした。もともとのプロトンビームは空間的にほぼ一様な分布を持っています。ところ

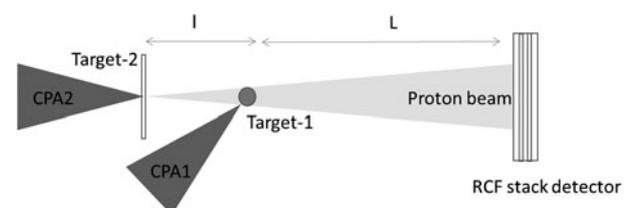


図1 プロトンによる極短寿命の電場計測実験のセットアップ（シャドウグラフ法）。

が、このプロトンビームを電場生成のためのターゲット (Target-1) に対してシャドウグラフ用のビームとして用いることで、Target-1 上にできた電場を感じたプロトンビームは、その進行方向を曲げられて非一様な分布を持ち、最終的に空間計測可能なラジオクロミックフィルム [12] 上に計測されることになります。ここまでならば、普通の荷電粒子を用いたシャドウグラフ法と変わりません。例えば、加速器からのイオンビームを用いたシャドウグラフ法だと、平行なビームだとほぼビームの持つ横エミッタンスと検出器の空間分解能によって、達成できる計測の空間分解能がリミットされてしまいます。さらに、加速器からのイオンビームと計測したプラズマの形成時間の同期をとること自体、実は簡単に見えても非常に困難です。ここで上記の②の特徴を思い出してください。レーザー駆動型のプロトンビームは空間的に広がった分布を持ちますので、ちょうど拡大光学系による計測を行うのと等価な計測が可能となります。特にイオン光学系を持ち出す必要がなく、電場の持つ非常に小さな空間分布を、拡大して計測機器上に転写することができるというわけです。ここで紹介しています例の場合、空間的なイメージの拡大率 M は、計測したいものと検出器の距離、及びイオン源と計測したいものとの距離をそれぞれ、 $L=2.5\text{ cm}$ 、 $l=2\text{ mm}$ として、 $M=1+L/l=13.5$ 倍で計測しています。

また、通常の加速器のイオンビームは単色のエネルギースペクトルを持ちますので、すべてのイオンは同じ速度で飛行します。すなわち、もし、加速器からのビームを用いたならば、ビームはすべて同時刻に Target-1 へ到達することになります。しかし、レーザー駆動型のプロトンビームだと、白色に広がったエネルギースペクトルを持ちますから、Target-1 への到達時刻が各々のプロトンの持つエネルギーによって異なります。したがって、異なるエネルギーを持つプロトンは、Target-1 上に形成された異なる時刻の電場を経験して、検出器上に到達することになります。ここで、もし使用する検出器が空間分解能に加えてエネルギー分解能を持てば、時間によって異なる電場の計測ができるようになります。検出器として用いられているのは、X線治療などでよく用いられるラジオクロミックフィルムです。もちろん、それ固有ではエネルギー分解能はありません。しかし、このフィルムを何枚も重ね検出器として用いることで、イオンのもつブラッグピークという特徴が活かされ、異なるエネルギーのプロトンは、異なるフィルムのレイヤーで止まって、そこで検出されることとなります。すなわち Target-1 に早く到達し、その時の電場の情報を持った高エネルギーのプロトンほどより深いレイヤーのフィルムで計測され、Target-1 に遅れて到達し、その時の電場の情報を持った低エネルギーのプロトンは、より表面に近いレイヤーで検出されることになり、時間空間分解計測が可能となります。

また、電場生成のためのターゲットとして、タンタルの50ミクロン直径のワイヤーを用い、そのワイヤーに立った電場をレーザー駆動プロトンビームによるシャドウグラフ法によって計測しています (図2) [11]。電場励起用の

レーザー (CPA 1) が Target-1 に照射されはじめてから、その強度がピークに達する 12 ps 前までは、ワイヤー自身の影以外にプロトンビームの空間分布には変化がありませんが (図2 (a))、その後、数 ps 経過すると、ワイヤーがチャージアップをはじめ、プロトンビームの軌道が偏向されているのが見て取れます (図2 (b), (c))。この時の電場の強度を Particle In Cell シミュレーションによって再現すると、 $(1.5\sim 2)\times 10^{10}\text{ V/m}$ 程度であることが明らかとなりました。

このように、レーザー駆動型のプロトンビームの特徴をうまく使うことで、極短寿命のかつ非常に強い強度の電場を計測できることがわかります。

7.4 極小空間における電場形状の計測手法としてのレーザー駆動イオンビーム (トモグラフィ法)

前節においては、レーザー駆動プロトンビームそのものはシャドウグラフ法のプローブとしてのみ用いられました。本節では、そのレーザー駆動プロトンビームがどのようなソースから発生したのかを、別のプローブビームを用いるのではなく、発生したプロトンビームそのものを用いて、トモグラフィックなアプローチによって計測する方法について参考文献 [13] を例にとり説明します。トモグラフィとは、一般的には断層撮像のことで、対象領域を取り囲む形で、プローブ用の線源と検出器を配置し、内部の物性の分布を調べる技術です。なぜレーザー駆動イオンプロトンビームを用いて、ほかのプローブを用いないのか、の理由は、レーザーを固体薄膜ターゲットに照射する際に生成される電場は非常に小さな空間 (大きさは集光径程度～マイクロメートル、長さはプラズマのデバイ長程度～マ

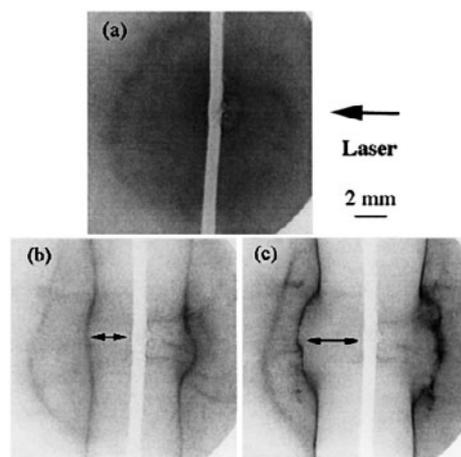


図2 Ta 50 μm 径のワイヤーをレーザーパルスで照射し、できた極短寿命の電場により、レーザー駆動プロトンビームの軌道が変化を受け、ビームの空間分布が変化した計測例。(a) 8 MeV のエネルギーを持つプロトンビームのシャドウグラフィイメージで、電場形成のために照射したレーザーのピークから約 12 ps 前の時間に相当する。(b) 7 MeV のエネルギーのプロトンビームのシャドウグラフィイメージで、8 ps 前の時間に相当する。(c) 6 MeV のプロトンビームによるイメージで、3 ps 前の時間に相当する。参考文献 [11] より抜粋。

マイクロメートル以下)に、それもレーザーのパルス幅程度という極短時間にしか存在しないため、他のプローブを用いて計測するのが非常に困難だからです。

実験のセットアップを図3に示します。用いられたレーザーは数十テラワットレーザーで、 $5\ \mu\text{m}$ のTiターゲットに45度の角度からピーク強度 $2 \times 10^{19}\ \text{Wcm}^{-2}$ で集光し、プロトンビームを発生させています。発生したプロトンビームは、10 MeV以上のエネルギーにまでわたる白色エネルギースペクトルを持っていました。発生したプロトンビームをプロトンビームのソースから $a = 85\ \text{mm}$ だけ離れた場所にあるピンホールアレイに通し、さらに $b = 120\ \text{mm}$ 離れた場所でプロトンの軌道方向に垂直方向に磁場をかけて、 $c = 275\ \text{mm}$ 離れた空間分解型の検出器上で検出します。検出器として用いられたのは、この場合 Multi-Channel Plate (MCP) と蛍光板のスクリーンの組み合わせでした。用いられたピンホールアレイは、約 $500\ \mu\text{m}$ のピッチで $30\ \mu\text{m}$ 径のピンホールが21個からなっており、このピンホールアレイによって計測可能なソース上の領域は、中心軸(図のZ軸)対称に $\pm 2.1^\circ$ となっています。印加された磁場の強度は0.33 Tでした。

ソースから発生した白色のエネルギースペクトルを持つプロトンビームは、各々のピンホールを抜け、その後磁場を感じることで、エネルギーごとに図3のY方向に異なる偏向を受け、スクリーン上に検出されます。もしも、ソース上の各地点におけるプロトンビームの発生方向が等しいならば、スクリーン上に検出されるエネルギー分解されたプロトンビームのトレースはY軸に平行になるはずですが、もし、プロトンビームの発生方向が場所によって異なる角度を持つならば、スクリーン上に検出されるプロトンビームトレースは、その角度分だけ影響を受けたトレースを描くと考えられ、その差分を計測することで、ソース上のプロトンビームの発生方向が計測できるというわけです。

図4に示すのは、検出器上で検出された生のイメージです。異なるピンホールを抜けて出てきたプロトンビームのトレースが検出器上で交わっていないことが明らかに見て取れます。これは、レーザー駆動プロトンビームは横エミッタンスが非常に良いことを示しています。

各々のピンホールからのプロトンのトレースとY軸のなす角度を計測することで、ソースにおけるプロトンビームの発生角度を発生点ごとにプロットした結果(図5)から、エネルギーが低いプロトンビームほど、ターゲット上の大きな領域から発生され、エネルギーが高くなればなるほど、より狭い領域から発生していることが計測されています。またソースの同じ領域から発生するプロトンビームは、エネルギーが高いほど発生角度が広く、エネルギーが低いほど狭くなっていくことが計測されています。

ここでレーザー駆動プロトンビームの発生現場について再考してみます。レーザー駆動プロトンビームは、超高強度短パルスレーザーが固体薄膜ターゲットと相互作用することで、ターゲットのレーザー照射面とは反対の裏面に、瞬間的に形成される非常に強い準静的な電場によって加速

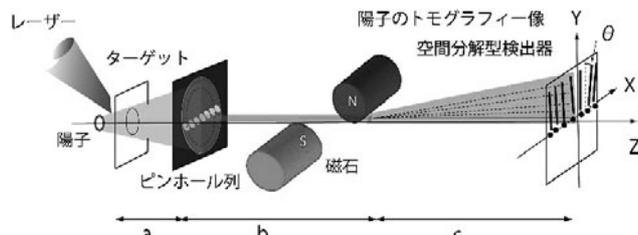


図3 プロトンによる極短寿命の電場計測実験のセットアップ(トモグラフィ法)。

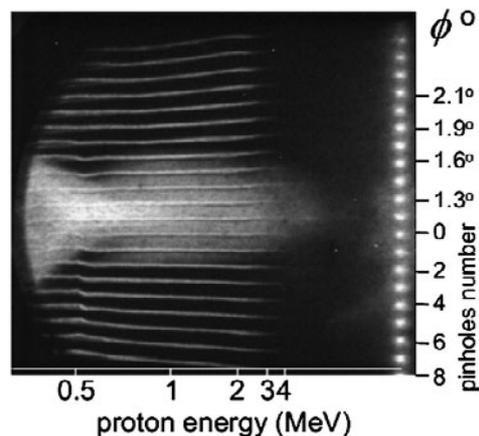


図4 検出器上に検出された生データ。各々のピンホールからのプロトンビームが、エネルギー分解されて計測されている。参考文献[13]より抜粋。

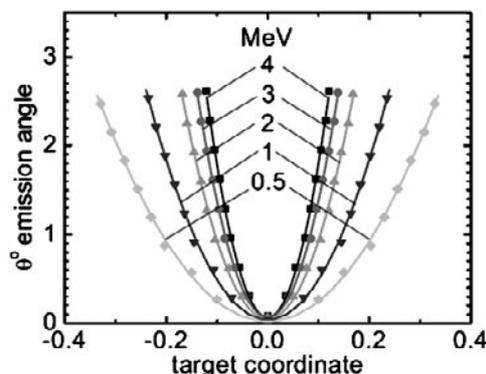


図5 プロトンビームの放射角度をプロトンビームのエネルギーごとにプロットしたもの。参考文献[13]より抜粋。

されます。この準静的な電場がどのように形成されるかを時間を追って説明します。レーザーがターゲットに照射されることで、まず加速された電子がターゲットから無限遠に飛び去ります。これにより、ターゲットがプラスにチャージアップしてポテンシャルを得ます。その間もレーザーの照射は続いているから、ターゲットがポテンシャルを得てから加速される電子のうち、ポテンシャルを十分に超える物は引き続きターゲットを離れることができますが、そうでないものはターゲットの周りに引き戻されます。このターゲット周りに戻ってきた電子雲とプラスにチャージアップしたターゲットが非常に強い電場を形成し、陽子が加速されることになるわけです。したがって、ここで紹介した例のように、異なるエネルギーの陽子の

ソースの大きさや、発生方向を計測することは、すなわち加速電場の空間分布や、曲率を計測することに他ならない、というわけです。

このように、レーザー駆動プロトンビームの発生点そのものを計測するために、他のプローブビームを用いずに、発生したビーム自体をトモグラフィックに用いることで、極小空間におけるプロトンビーム発生時の電場形状を精度よく計測することが可能であることがわかります。

7.5 おわりに

本節では、非常に狭いパラメータ範囲にある特異な「相対論的プラズマ」の計測方法のうち、特にその電場の計測方法について紹介しました。ここで紹介した手法は、そのままほかのプラズマパラメータ領域に適用できるかどうかという点、困難な点が多いとは思いますが、しかし、これらの手法のエッセンスとアイデアを理解していただき、後は皆さんのアイデアを注入していただくことで、いろんな領域のプラズマの計測をする際に何らかのヒントになれば幸いです。



にしうち まみ こ
西内 満美子

国立研究開発法人 量子科学技術研究開発機構 量子ビーム科学研究部門 関西光科学研究所 光量子科学研究部 高強度レーザー科学研究グループ 上席研究員。理学博士。

超高強度短パルスレーザーを用いた、レーザープラズマ相互作用に関する研究、およびレーザープラズマ粒子加速を用いた加速器開発に関する研究に従事。日本物理学会会員。日本応用物理学会会員。

参考文献

- [1] G.A. Mourou *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).
- [2] K. Krushelnick *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **28**, 1110 (2000).
- [3] S.V. Bulanov *et al.*, Phys. Usp. **57**, 1265 (2014).
- [4] 例えば, <http://j-parc.jp/>,
<http://www.rarf.riken.go.jp/facility/RIBFfacility.html>,
<http://www.nirs.go.jp/rd/collaboration/himac/outline.shtml> など
- [5] H. Daido *et al.*, Rep. Prog. Phys. **75**, 056401 (2012).
- [6] K. Ogura *et al.*, Opt. Lett. **37**, 2868 (2012).
- [7] D. Jung *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 083103 (2013).
- [8] I.J. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 165003 (2013).
- [9] T.E. Cowan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004).
- [10] M. Borghesi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 055003 (2004).
- [11] M. Borghesi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **82**, 1529 (2003).
- [12] International Specialty Products Inc., 例えば <http://connect.physicsworld.com/international-specialty-products/415237.supplier>
- [13] S. Ter-Avetisyan *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 043108, (2009).



8. まとめ

8. Summary

重森啓介

SHIGEMORI Keisuke

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付：2016年3月29日)

高エネルギー密度プラズマの計測についての歴史を概観すると、高強度レーザーによるレーザー核融合研究（第6章）に端を発し、レーザー装置のさらなる高強度化によって得られる超高温状態（第7章）、他の装置では得られない超高圧力状態を利用した高エネルギー密度物性（第3章）といった研究に拡がりをみせています。同時に宇宙プラズマとの相似性・類似性に着目した研究（第5章）、そしてレーザー装置とともに高エネルギー密度状態を生成できる有効な装置であるパルスパワーを用いた研究（第4章）がすすめられてきました。本講座では、これらの分野の第一線で活躍されている方々に「はじめてみよう！」という観点で執筆いただきました。

高エネルギー密度プラズマは、1章で示した温度・密度パラメータを基軸とし、そのプラズマの空間・時間パラメータというもう一つの基軸によって高精度の計測がなされています。これらのパラメータは年々拡がり、いろいろな目的や用途に細分化しています。このパラメータの拡がりは、プラズマを生成するレーザー装置の性能向上に資するものが多く、今後より高強度・大出力のレーザー装置の出現とともに新たな領域が開拓されていくことは想像に難くありません。

手前味噌な話になりますが、筆者が関係している高強度レーザーを用いた地球惑星科学の実験では、これまでの高エネルギー密度プラズマ計測とは一風変わった計測・解析法を採用しています。たとえば隕石衝突を模擬するような実験の場合、衝突によって起こる化学反応によって発生するガスを分析したり[1]、さらには衝突後の試料を回収することにより、様々な解析装置で「照射実験後に」計測を

行ったりする場合があります[2]。前者はガス分析ではよく用いられている四重極質量分析計を適用し、ターゲット照射に使われる真空チェンバーの中にさらに小型のチェンバーを設置することにより、隕石衝突を模擬した理想的な実験環境を得ています。後者についても、材料分析で用いられる電子顕微鏡や放射光によるX線回折を駆使し、「その場観察」では困難な精密な計測を実現しています。これらの計測は、高エネルギー密度プラズマの実験屋のアイデアからではなく、地球惑星科学の研究者が行っている研究手法を踏襲しています。

この一例にもあるように、高エネルギー密度プラズマ計測はそのパラメータの拡がりとともに、他の分野との連携や融合により、これまでになかった新たな計測法が導入される可能性を秘めています。そしてその新たな計測法により、さらに新しい高エネルギー密度プラズマの世界が広がることでしょう。

本講座は、高エネルギー密度プラズマの研究を始めようとする初学者を主に対象とし、研究を始める初段階として読んでおくべき内容を扱っています。この講座が次世代の高エネルギー密度プラズマ研究者の礎となることを願ってやみません。最後になりましたが、ご多忙のところ執筆を快く引き受けていただいた各章の著者の皆様に深く謝意を表し、おわりの言葉といたします。

参考文献

- [1] S. Ohno *et al.*, Nat. Geosci. 7, 279 (2014).
- [2] K. Nagaki *et al.*, to be published in Meteorit. Planet. Sci. (2016).