小特集

# 重イオン慣性核融合のための エネルギードライバー開発の進展

Progress of High-Power-Accelerator Research for Heavy Ion Fusion

# 1. はじめに

堀 岡 一 彦 東京工業大学 (原稿受付:2013年1月18日)

## 1. はじめに

数年前に慣性核融合を目的とした MJ 級のレーザー施設 (NIF: National Ignition Facility,国立点火施設)が米国で完 成し、点火実証に向けた研究が進められている.また、フ ランスでも同様の大型レーザー施設((LMJ: Laser Mega Joule)計画)が完成しつつある.NIF が点火実証に成功す れば、慣性核融合の研究はいよいよ発電炉を展望できるエ ネルギードライバーを検討する段階になると予想される. "レーザー核融合"は慣性核融合の代名詞でもあり、40年以 上に亘ってエネルギーの集中性と制御性とに優れた高出力 レーザーが高エネルギー密度プラズマや爆縮物理を解明す るためのドライバーとして用いられてきた.NIFの稼働に よりレーザー核融合は点火実証を展望できる段階に到達し たが、MJ 級のパルスを高効率・高繰返しで発生できる核 融合炉用のレーザーシステムの開発には難しい課題が残っ ている.

慣性核融合のエネルギードライバーの役割は,時間的・ 空間的に制御されたパルスエネルギーを燃料標的に付与 し、均一な爆縮を駆動して点火条件を達成させることであ る.イオンビームはレーザーと比較すると発生効率が高い うえに標的へのエネルギー付与過程は古典的でほぼ正確に 予測と制御が可能という利点がある.レーザーで均一な爆 縮と核融合点火に必要な標的へのエネルギー付与の条件が 明らかになれば、効率が高く必要なパワーを標的の適切な 領域に付与できるパラメータを持つイオンビームで代替で きる.したがって、イオンビームはレーザーで慣性核融合 の点火実証実現後の発電炉システムのドライバーの有力な 候補であると位置づけられてきた.

荷電粒子ビームのパワーは加速電圧(加速エネルギー) 1.Introduction ×電流(粒子フラックス)で表される.また,燃料標的の 爆縮を駆動する時間は10nsec程度である.加速電圧ととも にイオンの質量を増加させれば,爆縮に必要なエネルギー を標的の適切な領域に付与できる.したがって,粒子ビー ム慣性核融合はパラメータマージンが大きく,100 TW× 10 nsec(1 MJ)のビームパワー(エネルギー)を得るために 必要な 10 MeV×10 MA×10 nsec(プロトンやリチウムな どの軽イオン)から100 GeV×1kA×10 nsec(重イオン)の パラメータ領域がイオンビームドライバーの目安とな る.1980年代の粒子ビーム駆動核融合の黎明期には,コス トの面から軽イオンビームがドライバーとして検討された が,MA 級の大電流のイオンビームは発生も制御も困難で あることがわかり,粒子ビーム核融合のドライバーはイオ ンの加速エネルギーを大きく(イオンの比電荷を小さく) してビーム電流を抑制する方向に推移してきた.

重イオン加速器は発電炉の有力なエネルギードライバー であるが、100 TW 級のビームパワー付与が可能な加速器 システムの全体像を確定するには解決すべき重要な検討課 題が残っている.すなわち、UやPbなどの一価の重イオン を用いて比電荷を小さくしても、必要なビーム電流は 10 kA 程度と大きいため制御と収束が難しい.重イオンド ライバーの課題は、自己電場の影響をどのようにして克服 しながら必要な数の粒子を発生・加速・制御し、ビームパ ワーの増大とビームの質の維持を両立させて燃料標的への 照射エネルギー密度を上げるかである.これらのことにつ いては2章でも包括的に議論されるが、基本的な位置づけ と研究課題はここ10年間さほど変化していない.

ドイツの重イオン科学研究所(GSI)では、パルスあたり kJ級のビームエネルギーを生成できる加速器設備(SIS-18)

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

HORIOKA Kazuhiko

を用いて高エネルギー密度状態の物質科学の研究が進めら れるとともに, MJ 級 (100 GeV×1 kA)の重イオンビーム を発生できる加速器 (SIS-100) 建設に向けた設備増強の検 討が開始された[1].また,GSI では,ロシアやフランスの 加速器研究者と共同研究が積極的に進められており,この ビームパラメータの条件下で円筒標的を2次元的に爆縮す るスキームで重イオン慣性核融合炉のシステム設計が検討 されている.

誘導型加速器をベースにした慣性核融合システムは米国 ローレンスバークレー研究所(LBL)で提案された.その 後も30年以上に亘ってLBLは重イオン慣性核融合の中心 グループとして誘導型加速器を中心とする高出力加速器や 関連要素技術開発を粘り強く続けている.ハイパワーイオ ンビーム照射を用いた標的実験やkA級のビーム物理の研 究が可能な誘導加速システムの試作には莫大な建設コスト がかかるため,これまでの実験的な研究は加速器技術の開 発や標的へのエネルギー付与過程の解明などの要素研究が 中心である.大電流ビームの伝送や収束などのビーム物理 の課題は、"Scaled Experiments"と呼ばれるスケールダウ ンした装置によって行われ、マルチビームの加速やバンチ ング(ビームの縦方向圧縮)に伴うビーム物理の解明が進 んでいる.

日本ではGSIやLBLのようなイオン加速器技術の開発や ビーム物理の研究の中心になるような大型の施設は存在し ないが,イオン源から標的爆縮スキームの検討まで幅広く 研究が行われている.プラズマ・核融合学会誌で「重イオ ン慣性核融合の新しい展開」と題した小特集が出版されて から10年が経過した[2].レーザーアブレーション型イオ ン源の開発,インダクションシンクロトロンの発明,ビー ムに空間的な変調をかけることによる標的照射の均一化を 行う提案など,その間に日本の重イオン核融合関連の研究 グループから発信された成果は数多くある.日本で関連研 究を行っている主な研究者が協力して,重イオン核融合の この10年間の研究活動を概観するとともに日本での研究成 果を中心にその後の新しい展開について総括し,今後を展 望しようというのがこの小特集が企画された動機である.

最初に,慣性核融合のエネルギードライバーとしての重 イオンビームの利点と特徴を再確認しておきたい.重イオ ンドライバーの利点は以下のとおりである.

- ・基本的に高繰返し能力を持ち長寿命であること
- ・エネルギー付与領域の標的密度が高く飛程が大きい (付与領域が広い)こと
- ・エネルギー付与過程が高精度で予測・制御可能である
  こと
- ・したがって種々の爆縮スキームが検討可能であること
- ・基本的な発生効率が高いので、標的利得が低くてもシ

ステム設計が可能であること

 ・エネルギープラントとしての現実的な可能性を持つこと 一方,重イオンドライバーは、核物理や高エネルギー物 理学のために生成されるビームと比較すると、イオンの運 動エネルギーは低くビーム電流が極端に大きいため、空間 電場に大きな影響を受けることが特徴である。したがっ て、ビームパワーを増大させるのに特殊なビーム操作が必 要である。その際に生ずるビームの質の劣化(エミッタン スの増加)を予測するためのビーム物理はそのすべてが明 らかになっているとはいえない。

エネルギードライバーのパラメータと標的爆縮のスキー ムが相関を持つことも重イオン慣性核融合システムの全体 像を捉えがたくする要因である.すなわち,球状標的の直 接照射には比較的低加速電圧(~10 GeV)の多数のビーム が必要であり,円筒状の標的を爆縮するには高い加速電圧 (~100 GeV)とドーナツ状のエネルギー付与を行うための ビーム操作が必要になる.一方,最終段部での加速電圧と ビーム電流値によって加速器システムの構成や炉内のビー ム伝送の形態が異なる.

この小特集では関連トピックを個別に紹介することは避け、最初に重イオン核融合システムの全体像について検討した後、重要な課題を体系的に紹介することをめざした. 小特集は以下のように構成されている.

- 1 はじめに
- 2 重イオン慣性核融合システムの全体像
- 3 イオン源
- 4 誘導加速器
- 5 最終集束系
- 6 おわりに

2章では執筆者全員が参加して加速器システムと重イオ ン核融合の爆縮スキームを統一的に検討し,重イオンをエ ネルギードライバーとする核融合システムの全体像を明確 にするための課題と個々のトピックとの関連を明らかにし ている.また,2章の議論が重イオン慣性核融合の燃料標 的の物理から始まっていることは、これまでの小特集には ない特徴であり、これに続く章では2章で明確にされた全 体像と課題とを基に、関連するトピックを重点的に紹介す ることをめざした.

### 参 考 文 献

- [1] Proc. 19th Int. Symp. Heavy Ion Fusion, Berkeley (2012) (to be published).
- [2] 小特集「重イオン慣性核融合の新しい展開」: プラズ マ・核融合学会誌 77,15 (2001).
- [3] Proc. 17th Int. Symposium Heavy Ion Fusion, 東京工業大 学・原子炉工学研究所 (2008).



# 2. 重イオン慣性核融合システムの全体像

川田重夫, 堀岡一彦<sup>1)</sup>, 高山 健<sup>1,2)</sup>, 小栗慶之<sup>3)</sup>, 長谷川純<sup>1)</sup>, 菊池崇志<sup>4)</sup> (宇都宮大学, <sup>1)</sup>東京工業大学, <sup>2)</sup>高エネルギー加速器研究機構・加速器研究施設,

3) 東京工業大学原子炉工学研究所, 4) 長岡技術科学大学)

(原稿受付:2013年1月24日)

重イオンビームには、以下のような核融合にとって望ましい性質がある:ビーム生成エネルギー効率が30-40%と高いこと、イオンの物質へのエネルギー付与の物理がよくわかっておりおおむね古典的でよく定義されて いること、そのエネルギー付与分布が広く物質内部に体積的にエネルギーを付与すること、ビームの軸などの ビームパラメータが正確に制御できることなどである。本章ではまず燃料標的の物理に触れ、加速器システムと そのコンポーネント、ビーム物理などについてまとめ、重イオン慣性核融合の全体像を紹介する.

# Keywords:

heavy ion beam inertial fusion, heavy ion beam reactor system, target physics, accelerator system, heavy ion beam physics

### 2.1 はじめに

慣性核融合における重イオンビームドライバーの可能性 は20年以上前に米,欧,日などで検討され,当時の報告書 では「ビームの高出力化を筆頭に様々な課題が検討事項と して残されているが,致命的な欠点はみつからない」と結 論されている.現在に至るまで加速器の高出力化技術は絶 えず進歩しており,その成果は欧州の大型ハドロン衝突型 加速器(LHC)や日本の大強度陽子加速器施設(J-PARC) 等に現れている.その一方で,重イオンビームドライバー の検討はその後遅々として進んでおらず,エネルギーシス テムとしての重イオン慣性核融合の全体像はいまだ明確で はない.

前章で述べたように、重イオン慣性核融合の最も顕著な 特徴は、ドライバーのエネルギー付与過程にある.重イオ ンビームは標的の固体密度領域まで侵入し、レーザーと比 較すると幅広い領域にエネルギーを付与する.また、イオ ン種と運動エネルギーにより比較的容易にエネルギー付与 分布を調整することができる.このことは、様々な爆縮ス キームを可能にすると同時にイオンビームドライバーへの 要求パラメータを多様にしている.

**表1**にこれまでに提案されている重イオンビームによる 燃料爆縮のスキームを示す.直接駆動[1,2]や間接駆動[3] の特徴はレーザーをドライバーとする慣性核融合と相似で ある.すなわち,間接駆動方式と比較すると直接照射方式 は効率的に燃料を駆動できるが,均一な爆縮が成立するた めにはビームの照射一様性への要求が厳しくなる.円筒標 的[4]やX標的[5]は飛程の大きい重イオンビームドライ バーの特徴を生かした方式である.標的のスケールを大き くすることによってビームの収束性への要求を緩和でき る.しかし,どちらも高速点火方式を前提とするため,エ ネルギー付与密度を極端に大きくできるビーム収束法の実 現が鍵を握っている.

#### 2.2 燃料標的の概要と爆縮の物理

前節で述べたように,燃料標的の爆縮と点火において, 様々なスキームが提案されている(**表**1).直接駆動と間

全ビーム	標的	ビーム	全ビーム	ビーム	ピーク照射	雪田 耳屈
エネルギー	利得	エネルギー	電流	本数	パワー	「林思
~数 MJ	$\sim 50$	$\sim 10 \text{ GeV}$	$\sim 10 \text{ kA}$	≥32	≥数100 TW	照射均一化
$\sim 3 \text{ MJ}$	$\sim 100$	2~4 GeV	~10-80 kA	~48	$\sim 470 \text{ TW}$	爆縮効率
7.5 MJ	~100	100 GeV	~1 kA (20 kA)	1 (1)	~100 TW (2 PW)	標的利得,超高出力ビーム
5 MJ	$\sim 300$	90 GeV	~12 kA (~160 kA)	2 (1)	1000 TW (15 PW)	超高出力ビーム
	全ビーム エネルギー ~数 MJ ~3 MJ 7.5 MJ 5 MJ	全ビーム  標的    エネルギー  利得    ~数 MJ  ~50    ~3 MJ  ~100    7.5 MJ  ~100    5 MJ  ~300	全ビーム標的 利得ビーム エネルギー~数 MJ~50~10 GeV~3 MJ~1002~4 GeV7.5 MJ~100100 GeV5 MJ~30090 GeV	全ビーム      標的      ビーム      全ビーム        エネルギー      和得      エネルギー      電流        ~数 MJ      ~50      ~10 GeV      ~10 kA        ~3 MJ      ~100      2~4 GeV      ~10-80 kA        7.5 MJ      ~100      100 GeV      ~1 kA        5 MJ      ~300      90 GeV      ~12 kA	全ビーム エネルギー標的 利得ビーム エネルギー全ビーム 電流ビーム 本数~数 MJ~50~10 GeV~10 kA $\geq 32$ ~3 MJ~1002~4 GeV~10 sA $\geq 32$ ~3 MJ~100100 GeV~10 kA $\geq 48$ 7.5 MJ~100100 GeV~1 kA (20 kA)1 (1)5 MJ~30090 GeV~12 kA 2 (1)	全ビーム エネルギー標的 利得ビーム エネルギー全ビーム 電流ビーム 本数ピーク照射 パワー~数 MJ~50~10 GeV~10 kA $\geq 32$ $\geq 3100 \text{ TW}$ ~3 MJ~1002~4 GeV~10 80 kA~48~470 TW7.5 MJ~100100 GeV~1 kA (20 kA)1 (1)~100 TW (2 PW)5 MJ~30090 GeV~12 kA 

表1 重イオン慣性核融合標的の各種爆縮スキームとビームパラメータの目安.

\*括弧内は高速点火用ビーム

2. Overview of Heavy Ion Beam Inertial Fusion System

KAWATA Shigeo, HORIOKA Kazuhiko, TAKAYAMA Ken, OGURI Yoshiyuki, HASEGAWA Jun and KIKUCHI Takashi

corresponding author's e-mail: kwt@cc.utsunomiya-u.ac.jp

接駆動は爆縮と点火を1つのドライバーで行う従来からの スキームであり,円筒標的とX標的は爆縮と点火の役割を 分けた高速点火方式を採用したスキームである.このよう な多様な爆縮スキームが検討可能なのは,重イオンビーム による標的へのエネルギー付与分布を比較的容易に制御で きることによる.重イオン慣性核融合では間接駆動スキー ムが優先的に考えられた時期もある.その一方で,重イオ ン加速器のパルスあたりのビームエネルギーはドライバー 加速器の建設コストに直接影響するため,爆縮効率の高い 直接駆動スキームを見直すべきであるという意見もある. システムの全体像を把握するために,最初に燃料標的の物 理を概観してみよう.

重イオンをドライバーとして想定した場合,エネルギー 収支を考えると,核融合燃料標的の利得*G* は数10程度で十 分である.これは重イオンビームエネルギードライバーの 効率が,一般に30%程度と高いことが幸いしている.100万 kWの核融合炉を想定すると,1秒間に3GJの核融合熱出 力が必要である.パルスあたり数 MJの重イオンビーム入 力エネルギー $E_i$ に対して,1回の爆縮燃焼による核融合出 力は $G \times E_i$ である.1秒あたりの繰り返し回数を $R_{ep}$ とす ると,おおよそ $G \times E_i \times R_{ep} = 3$ GJである.したがって, $E_i$ ~数 MJ 程度で,おおむね $R_{ep} \sim 10 \sim 30$  Hz である.

次に,重イオンビームと燃料標的との相互作用における 特徴をまとめておく.重イオンビームと標的の相互作用 は、5章で議論するようにプラズマによる集団的な相互作 用もある程度寄与するが,おおむね荷電粒子どおしのクー ロン相互作用が中心である.数値的な検討によく用いられ るビームは,10 GeV 程度の Cs や Pb ビームである.した がって,重イオンビームのエネルギーは,その飛程内,つ まり数100 μmから1 mm程度の厚みの物質にエネルギーを 付与する.

図1に典型的な直接照射型の標的の例を示す.レーザー 核融合の場合と比べると,かなりの分厚い物質に分布して エネルギーを付与する.この点とその相互作用が古典的で 良く定義されている点が,重イオンビームと物質との相互 作用における大きな特徴である.そのため,加熱される物 質の温度は,数100 eV 程度である.直接駆動で爆縮と点火 を行うことを考えた場合,炉内における燃料標的のアライ



図1 重イオン慣性核融合における直接照射型の燃料標的の例.

ンメント精度(標的の位置ずれ)を考慮すると,標的構造 はできるだけ球対称であることが望ましい.

イオンビームによる燃料標的の爆縮と点火の長年にわた る研究によると、入力ドライバーの照射不均一は数%程度 以下に抑える必要があること[6]、入力ビームエネルギー として数 MJ~8 MJ 程度あれば、要求されるエネルギーゲ インは得られることが予想されている[1,2].残る問題は、 燃料が十分に圧縮されるために、いかに均一に爆縮するか である。特に燃料標的のミスアラインメントがあると、 ビーム照射不均一が大きくなり、爆縮不均一が大きくなる 傾向がある(図2参照)[7].

実際の核融合炉の安定な運転のためには、ミスショット により、エネルギーがうまく解放されなかったということ は許されない.燃料標的のミスアラインメントに関する研 究はこれから必要である.この点を補強するために、最近、 重イオンビーム加速器に特有なビーム軸を振動させたビー ム (wobbling ビーム)を用いてビーム照射不均一を緩和す る手法が提案されている.Wobbling ビームとは、重イオン ビーム加速器最終段近傍で、100 MHz-1 GHz程度の高周波 数で振動する電場磁場によりイオンビームの軸を振動させ たビームである[8].Wobbling ビームを生成すること は、重イオンビーム加速器において技術的に可能である. ビーム照射不均一はいくつかの源から導入されるが、最も 危険なものがビーム自身の照射不均一である.ビーム照射 不均一は、爆縮加速度や速度そして圧縮コアの形状の不均 ーと圧縮密度の低下を招く.

ビームによって持ち込まれる不均一が時間的および空間 的に振動するとどうであろうか. 図3には,爆縮に伴う不 安定性(例えばレーリー・テーラー不安定性)を模式的に 描いている.ある時刻t=0にビームにより不均一が導入さ れ,不安定状態にあるとする. $t=\Delta t$ 後には図3(a)のよう に成長するであろう.しかし $t=\Delta t$ に図3(b)のような位 相のずれた不均一が新たに印加されたとすると,それらの 重ね合わせで,不均一は決まる.この手法では,成長率は



図2 核融合炉中における燃料標的のミスアラインメント、すな わちターゲットの炉中心からのずれ(displacement)と ターゲット上への32ビームの照射不均一の関係.詳細は文 献[7]を参照のこと.



図3 不安定性の成長の源となる不均一が時間空間的に振動する 場合,不安定性の成長を緩和できる.重イオンビーム軸を 振動させる等で不均一の源を振動させられる[10].



図 4 Wobbling する重イオンビームがターゲットに照射される 様子.



図5 スパイラル状の軌道に沿ってwobblingする重イオンビーム.

変えることはできないが,振幅は抑えうることがわかる. 非常に単純で簡単な手法であるが,不均一の成長緩和には 有効である[9].

図4,図5のような Wobbling ビームによりこのことを 実現して,ビームによって導入される不均一性を緩和しよ うとする提案がなされている.重イオンビームの独特な特 徴を有効に利用した手法で,核融合燃料の爆縮不均一の緩 和を実現できる[10].

核融合炉内での燃料標的のミスアラインメントをなくす

手法が実現できれば、wobblingビームを用いなくても核融 合エネルギーを解放できる.様々な課題がお互いに影響し あっており、今後の研究の進展が必要である.ビーム照射 スキームについても、標的の全方向からビームを照射でき れば、より均一な照射が期待できるが、炉構成から考える と、Polar drive(核融合炉の限られた立体角からビームを 入射ししかも対称性を確保しようとする照射方式)のよう に炉の上方と下方等のように制限された空間からのビーム 入射で均一な照射が可能であれば、さらに炉構成が楽にな る.この点についても今後の研究の進展が望まれる.

### 2.3 重イオン加速器システムの概要

重イオンビーム慣性核融合燃料標的の爆縮と点火の物理 の点から考えると、ロバストなターゲット爆縮と点火を実 現するために、重イオンビームの総エネルギーとして数 MJ 程度は必要である.重イオン慣性核融合のシステムは、 ドライバー(加速器)のパラメータと燃料標的の構造およ び爆縮のスキームが強い相関をもつことが特徴である.す なわち、燃料標的の構造と爆縮対称性の要請から必要な ビームエネルギー、ビーム電流、そして本数が決まる.均 一性から考えると、直接照射スキームの場合、ビーム本数 は32本程度以上が必要となる[7].

加速器最終段のビーム本数は加速器システムの構造と構 成とを決めるキーパラメータでもある. 最終段加速部や炉 内でのビーム輸送を考えると、1本あたりのビーム電流量 は小さくしたい. 一方, 加速器システムの構造や炉構成か ら考えるとビーム本数は少なくしたい.また、ビーム本数 を増やすと加速器システムが複雑になりコストが増える. ビーム本数を減らすとバンチあたりのビーム電流が大きく なり、マージングやバンチングなどのビーム操作が必要に なりビーム物理の課題が多くなる.供給可能なビームの本 数とパラメータは、加速器の基本的な構造そのものに加え て、ビーム伝送の制限や加速・伝送やパルス幅の圧縮など のビーム操作に伴うエミッタンスの増加などの検討から明 らかにされねばならない.したがって、前章でも述べたよ うに重イオンドライバーのシステムを検討し全体像を明ら かにすることは、合理的な爆縮スキームと実現可能な加速 器システムとの整合をとる作業に帰着される.

重イオン慣性核融合システムに必要な基本的なパラメー タを表2に示す. どのような爆縮スキームを採用するにし ても,点火条件を実現するためには100-1000 TW のビーム パワーを燃料標的の適切な領域に付与する必要がある. 10 -100 GeV のエネルギーを持つイオンの照射によって数 MJ のエネルギーを付与しようとすると,必要なイオンの総数 は10<sup>14</sup>-10<sup>15</sup>個と見積もられる.途中のロスを無視すれば,

表2 重イオン慣性核融合に必要なビームパラメータ.

ビーム電圧	10 – 100 GeV
ビーム電流	1 - 10  kA
パルス幅	10 ns
ビーム本数	1 - 32
パルスあたりの重イオンの総数	$10^{14} - 10^{15}$ 個

加速器のインジェクタ(イオンの導入部)から最終段収束 部まで基本的にはイオンの総数は保存されるので,重イオ ンドライバーの課題は多数のイオンによって生成される空 間電荷による電場(自己電場)の影響を加速器の輸送限界 以下に維持しながらエネルギーを増大させることである.

重イオンドライバーはハイパワー化に向けたビームの操 作が不可欠である.インジェクタ(イオン源と初期加速部) を含む低エネルギー領域では特に空間電荷の影響が大きい ため、多数のビームバンチでA(アンペア)級の低電流の イオンをμ秒級のパルス幅で加速し、加速に伴って電流値 を増大させる.ビームを横方向に束ねる操作をマージン グ、縦方向に圧縮する操作をバンチングと呼ぶが、どちら も大電流イオンビームに関してはまだ確立されていない技 術課題である.

まずこれまでに検討されてきた重イオンの加速器システ ムを概観してみよう.現在重イオン慣性核融合のドライ バーの叩き台としてしばしば参照され、そこからの展開が 図られているのは1998年の I. Hofmann の"Heavy Ion Inertial Fusion in Europe"[11, 12]と2003年の S.S. Yu の"An Updated Point Design for Heavy Ion Fusion"[13-15]である.前 者は高エネルギー物理の基盤技術として実績のある高周波 加速器をベースにしたヨーロッパ連合のシナリオA (図6,図7a参照)であり、後者は長い経験とパイオニア としての自負を持つ米国の線形誘導加速器技術をベースに したシナリオ B(図6,図7b参照)である.何れも前述し た大電流とエネルギーを実現する加速器システムのシナリ オである.しかし、そこで想定されている加速器本体も従 来の加速器がもつ空間電荷効果制限, ビームローディン グ, ビームを取り巻く環境との間の相互作用の結果引き起 こされる不安定性を与えるビーム電流限界は越えられな い.特にイオン源から取り出されてすぐの低エネルギー域 では空間電荷効果の影響が大きいので、イオン源から低エ ネルギー加速領域はビーム本数を揃えるブルートフォース しかない. それ以降も, 各エネルギー段階における限界の 範囲内で、複数の並列あるいは長パルス幅のビーム加速を 行い、電流値を稼ぐシナリオにならざるを得ない. そして、 最終段におけるアクロバティックなビームハンドリング (最終段圧縮)の導入で、パルス長を圧縮する. どちらのシ ナリオもこれらの基本的な特徴は同じである.しかし、低 インピーダンス誘導加速器と高周波加速器では加速し得る ピーク電流に大きな差がある.

図6は横軸がビームエネルギー,縦軸がビーム電流,右 上にいくほどビームパワーが増大することに対応し,破線 は空間電荷制限条件である.到達ビーム強度を得るプロセ ス(図6参照)に、シナリオBは線型の誘導加速器で構成 されるのに対してシナリオAでは円形の蓄積リングを導入 する処が一番大きな違いである.

シナリオ A では周長 70.5 m の 3 階対称, Dispersion-free region を持つ Lattice のリングで 10 GeV リニアックからの ビームを蓄積する.詳細をここでは議論しないが,蓄積方 法はこれまで加速器社会ではまだ経験がない複雑な手法の 合わせ技のビーム操作(入射前の線形加速器内での RF



図 6 シナリオ A, B におけるビーム電流とエネルギーの関係 [13].

ローテーション,横方向位相空間での painting を行いなが らの多重回入射, RF バリアー電圧による閉じ込めと圧縮 250 ns→120 ns)を仮定している.この複雑なビーム操作 の過程でどの程度のビームエミッタンスの増加とロスが発 生するのかがこの方式の課題の一つである.

一方,シナリオ B の加速器システムの最大の懸案はマル チビーム誘導加速セルを用いた低エネルギーから高エネル ギーまで 10 Hz での加速である.まず,このようなマルチ ビーム用誘導加速セルの稼働の経験がない.ハードとして マルチビーム対応の複雑構造のセル内の絶縁や電場分布の 一様性などの電気的特性から,ビーム間相互作用の非一様 性の影響がどうなのか等ビーム物理上解明しておくべき課 題がある.シナリオ A, Bの全体構成を下表と図 7 a, 図 7 b に示す.

#### シナリオ A:

イオン源→低エネルギー入射器 (RFQ) + Funneling システ ム→高エネルギー RF 線形加速器 (10 GeV, 400 mA, 3 km 長)→Bunch Synchronization Stage (遅延ビームパス)→蓄 積リング (250 ns)→線形誘導加速器 (バンチャー)→ビーム 集合システム→最終ドリフト (6 ns)→最終収束→標的 シナリオ B:

イオン源→低エネルギー入射器(静電 Q, 1-3 MeV, 1 A /beam×100, 20 µs) + Funneling システム→高エネルギー 線形誘導加速器(1-10 GeV, 200 A/beam, 100 ns, 3 km 長)→ドリフトコンプレッサー(2 kA/beam, 10 ns)→最終 収束→空間電荷フリードリフト→標的

一方で、誘導加速器をベースにするという観点から、 図8に示すようにBarnardらによって重イオンドライバー の検討が行われている[16].この議論では、図7bで示さ れたような線形誘導加速器(図8a)、多段の誘導加速モ ジュールを組み込んだ循環型加速器(図8b)、輸送が難し い低エネルギー領域をソレノイド電磁石で補う線形誘導加 速器(図8c)、さらに重イオン慣性核融合ではほとんど検 討されていない高価数のイオン(Xe<sup>8+</sup>)ビームを用いるア イデア(図8d)が比較検討された.前述のシナリオA、B で述べられていることと同様に、この場合もいずれの構成 でも一長一短があり、ビーム物理とコスト比較の観点から



図7a シナリオA[12].







図8 誘導加速器をベースとした重イオン慣性核融合のドライ バーシステム案[16].

合理的な加速器システムを検討しなければならない.

例として、マルチビームの線形誘導加速器によるシステムについてコスト評価が行われている[17].論文中にも断りが書かれているとおり、もちろんこのコスト評価は材料や技術的な課題によって価格変動が起こることが予想されるが、試算によると電磁石によるビーム輸送ラインが全体(~\$1.4 B)のほぼ半分の予算を占めると考えられている.モジュール化された機器についてはマスプロダクショ

ンの効果が期待できるであろうが、過去の大型線形加速器 建設の相場から外挿すると概ね1億円/MeV になるだろ う.パワープラントに到る前段階として、ITER やレー ザー慣性核融合の National Ignition Facility (NIF)と同レ ベルの重イオン慣性核融合の実験施設を建設するにしても 国家プロジェクトとしての位置づけと合意がなければ事は 進まないと思える.

### 2.4 加速器要素技術とビーム物理の課題

この節ではシナリオ A, Bのドライバーシステムの中で 重要な要素技術と研究課題について論じる.

いずれのシステム要素についても,ハード面では技術的 にブレークスルーが必要な物はないと思える.一方,放置 すればビーム物理上fatalな問題であっても,各種エラーに よるビームへの影響が定量的に評価可能なものについて は,エラーの数を減らして,影響の抑制を図った上に, ビームへの影響の対処療法を駆使することで克服は可能で ある.即ち,これまでの加速器建設と同じ手法が取り得る. それでも回避できない原理的困難(例えば,空間電荷効果 制限電流を超えたビームの加速,リウビルの定理は成立し ていても位相空間内の不可避的なフィラメンテーション等 によるエミッタンス増大,残留原子や分子との散乱による エミッタンスの増大,電子捕捉・剥ぎ取りによる突然のロ ス)等については,事前の評価を行った上で供給し得る ビーム電流とエミッタンスを把握することになる.また, 加速器の入・出射でのビームロスもまた不可避である.そ の絶対値は実際に稼働させてみないとなかなかわからな い.表3は,これらの中でいままでの加速器と幾分趣を異 にするが,カテゴリーとしてはfatal/non-fatalな課題を併 せて列記した.そのいくつかは後の章の中でさらに議論さ れる.

# 2.5 重イオン慣性核融合のドライバーと標的爆 縮スキームの全体像

この章の最後に、重イオンビーム慣性核融合システムの 全体像の捉え方についてまとめておく. これまでに述べた ように、慣性核融合のエネルギードライバーへの基本的な 要求事項は、1ショットあたり数 MJ 程度以上のエネル ギーを燃料標的の均一な爆縮に必要な領域に付与すること である.重イオンビームの制御性とエネルギー付与特性の 多様性は,円筒状,球状標的の直接照射,間接照射,高速 点火など,様々な燃料標的形状を用いた核融合システムの 検討を可能にしている.一方,このことは加速器設計を複 雑にするとともにイオンビーム核融合の統一的なシステム 評価を一つに絞ることを困難にしている. すなわち, 重イ オン核融合システムのドライバー(イオン加速器)の条件 と標的構造や爆縮条件とは密接に関係しており、標的形状 によって必要とするビーム本数 (ビーム電流値) が異なる. 一方、ビーム電流の違いは加速器設計に大きな影響を及ぼ す. また、イオン加速領域の伝送条件や炉内の伝送条件に よって達成可能なビームパワーが制限される. そして加速 器システム最終段階でのビームパワー密度の限界は、標的 形状や燃料爆縮のスキームを選択するマージンを小さくす る.

このように、様々なキーとなるパラメータがお互いに相 関していることは、全体像の検討を複雑にしている一方、 システム設計にフレキシビリティを与えているとも考える こともできる. 高出力加速器システムの構成と標的構造の 組み合わせを様々な影響因子を考慮して再検討し、いくつ かの選択肢の中から連続的かつ安定にエネルギーを生み出 す手段として重イオン慣性核融合システムの最も合理的な 全体像を示す必要がある[18].

加速器システムとしての成立条件と核融合標的爆縮から の要求が互いに関連する複雑な状況を整理して問題点を議 論するには,統一的な指標が必要である.幸いなことに, 加速器科学にはエミッタンスという概念が導入されてい る.イオン源から慣性核融合の燃料標的の照射部まで,加 速器システム内を長距離に亘って加速・変調・輸送され, 標的に照射される多数のイオンの複雑な挙動を,6次元位 相空間上の粒子分布(エミッタンス)の時間発展として統 一的に捉えることができる.

規格化したエミッタンスでビームの質を評価することに よって、加速器システム内のビームの制御性と同時に、標 的へのエネルギー付与密度の評価が可能である.標的へ必 要なエネルギー密度を付与できるビームの性能は標的構造 に依存しており、エミッタンス ε<sub>f</sub>で与えられる.一方、イ オン源が供給できるビームの初期エミッタンスを ε<sub>i</sub>、各加 速器内のビーム操作に伴うエミッタンスの増大率を g<sub>i</sub>、最 終段圧縮と炉内伝送に伴うエミッタンス増大率を g<sub>i</sub>とする と、加速器システムの最終段階でのエミッタンス ε<sub>f</sub> は、

$$\varepsilon_{\rm f} = \varepsilon_{\rm i} \times \prod_{\rm i} g_{\rm j} \times g_{\rm f}$$

と表現できる.

重イオン慣性核融合ドライバーは、インジェクタ部分で 非常に大きなフラックスを必要とすること、加速・電流増 幅・変調を受けながらビーム輸送されること、最終段部で 縦方向の急激なパルス圧縮を行う必要があること、加速器 が供給可能な条件と標的からの要請条件との整合性を取る 必要があることなどが特色である.従来の加速器科学の枠 組みを大きく超えるビームパワーを発生するために複雑な ビーム操作を必要とするが、規格化した指標を導入して統 一的に論じることが可能である.すなわち、このような規 格化した指標を基にすると、標的を必要なエネルギー密度 まで標的爆縮する条件は $\epsilon_i < \epsilon_f$ と明快に表現でき、重イオ ン核融合システム全体像の評価は、標的構造に応じて要求 されるビームエネルギー付与密度と要求できるビームの質 との整合をとることに帰着される.

重イオン加速器のビームパワーを慣性核融合のドライ

段階	シナリオ A	シナリオ B	
イオン源	イオン供給能力		
低エネルギー部	ビームマージンング時でのエミッタンス増大		
中間,高エネルギー部	フルエネルギー RF 線形加速器のコスト低減	多重ビーム誘導加速に伴う諸課題: BBUと収束系,インピーダンス管理 収束系ミスアライメントと Beam 中心の位置管理	
ビーム蓄積	ペインティングで得られる最終エミッタンスの評価, RF バリアーバケットハンドリングに伴う縦方向 エミッタンス増大, ビームロス評価 ロスビームによる真空度への影響		
パルス圧縮	専用誘導加速セルと駆動電源システム、理想的電圧勾配の実現		
最終収束	大口径,超伝導4極磁石の実現,熱負荷評価		
中和伝送		プラズマチャンネルに許されるジッターの評価	

表3 重イオン慣性核融合ドライバーのハードとビーム物理の課題.

バーのレベル (~100 TW) まで高めるのに重要な要素は,

- 1 大量の低速イオンを発生させ方向性を付与するイオン源部
- 2 空間電荷効果を避けながら加速とビーム操作を行う 中間加速部
- 3 標的照射に必要なレベルにビームパワーを増幅させ る最終段圧縮部
- である.また,標的爆縮に必要なエネルギー密度は,

4 標的構造の検討とイオンビームと標的との相互作用 によって決定される.

研究開発の重要なポイントとなる高フラックス・イン ジェクタ、マルチビーム伝送、最終段圧縮のビーム物理に ついて、スケール実験を行いながら定量的に検討を行う必 要がある.日本の重イオン慣性核融合の研究グループで は、これらの課題について重点的に研究がすすめられてい る.レーザーアブレーションプラズマを利用したイオン源 は、高フラックスと低エミッタンスを両立させ、重イオン ドライバーの要求を満たせる可能性がある.また、中間加 速部のビーム操作とパワー増大に関しては、新しく提案さ れた誘導加速シンクロトロンが新しい構成の重イオンドラ イバーのシナリオを提供できるかもしれない.新しいアイ デアが各方面から出された現在、炉の概念設計を行う等し て、将来の重イオンビーム慣性核融合炉への道筋を再構成 しておく必要がありそうである.この小特集の以下の章で は、これらの重要課題に焦点を絞って論じている.

## 参考文献

- [1] S. Kawata *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 606, 152 (2009).
- [2] B. G. Logan et al., Phys. Plasmas 15, 072701 (2008).
- [3] D.A. Callahan-Miller and M. Tabak, Phys. Plasmas 7, 2083 (2000).
- [4] M. M. Basko et al., Phys. Plasmas 11, 1577 (2004).
- [5] E. Henestroza and B.G. Logan, Phys. Plasmas 19, 072706 (2012).
- [6] S. Kawata et al., J. Phys. Soc. Jpn. 53, 3416 (1984).
- [7] S. Miyazawa et al., Phys. Plasmas 12, 122702 (2005).
- [8] H. Qin et al., Phys. Rev. Lett. 104, 254801 (2010).
- [9] S. Kawata, Phys. Plasmas 19, 024503 (2012).
- [10] S. Kawata *et al.*, Plasma Fusion Res. *accepted* (2013).
- [11] I. Hofmann, Nucl. Instrum. Methods A 464, 24-32 (2001).
- [12] S.S. Yu *et al.*, Fusion Science Tech. 44, 266 (2003).
- [13] http://hif.lbl.gov/tutorial/assets/fallback/index.html
- [14] C.R. Prior, "Status of the HIDIF Study", *Proc. EPAC1998*, 323 (1998).
- [15] R.O. Bangerter, "The Induction Approach to Heavy-Ion Inertial Fusion: Accelerator and Target Considerations", Il Nuovo Cimento 106A, 1445 (1993).
- [16] J.J. Barnard *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 415, 218 (1998).
- [17] W.R. Meier, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 415, 249 (1998).
- [18] P.A. Seidl and J.J. Barnard ed., http://ahif.lbl.gov, Workshop on Accelerators for Heavy Ion Fusion, (2011).

# ●●● 小特集 重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展

3. イオン源

長谷川純 東京工業大学 (原稿受付:2013年1月18日)

重イオン慣性核融合のドライバー加速器に向けたイオン源開発の現状について報告する.誘導加速器をベースとした概念設計を念頭に、イオン源に要求される性能やビーム引き出しのスケーリング則、大口径シングルビームやマルチビームレットを用いた引き出しスキームについて解説する.いくつかの大電流イオン源の課題について述べた後、著者らが近年取り組んでいるレーザーアブレーション型イオン源についても簡単に紹介する. Keywords:

high-current ion source, surface ionization, gas discharge, vacuum arc, laser-ablation

## 3.1 はじめに

重イオン慣性核融合(Heavy Ion Fusion; HIF) において イオン源に要求される性能は、燃料標的を加熱・爆縮し十 分な核融合利得を得るために必要なビームパラメータか ら,加速器の上流に遡って逆算することで原理的には決定 される.もちろん、その際には加速器内でのビーム損失や エミッタンス成長などを考慮しなくてはならず,また, ビームの加速・貯蔵方法やビーム本数といったドライバー 加速器システム全体の設計思想によってイオン源の仕様が 変わることはいうまでもない.特に,エネルギードライ バーとしての重イオンビームの特徴は、燃料標的中での飛 程をレーザーに比べて圧倒的に長くできることであり、こ れがHIFの燃料標的設計に非常に大きな自由度を与えてい る. この特徴を生かし、X標的方式[1]や円筒圧縮方式[2] といった新しい爆縮方法も最近提案されており、それに伴 いドライバー加速器システムのあり方を再検討しようとす る機運が高まっている[3].新しい燃料標的デザインのい くつかはまだ初期アイデアの段階であり、爆縮過程の詳細 な数値シミュレーションによる今後の検証と淘汰を待って いる.したがって、次世代のドライバー加速器システムの 概念設計が、これらの新しいアイデアを取り入れつつより 具体的なものに収斂するには、まだかなりの時間がかかる だろう.

一方,イオン源から引き出されるビーム電流が空間電荷 と絶縁破壊限界により制限されるのは普遍的な原理であ る.また,ドライバー加速器の低エネルギー輸送部では空 間電荷効果が顕著なため,輸送可能なビーム電流密度には もちろん上限がある.つまり,HIFイオン源の開発におい ては,燃料標的やその周辺の加速器システムの概念設計に かなりの不確定性があったとしても,入射器や低エネル ギー輸送部におけるビーム輸送制限からイオン源の満たす べき性能の上限がある程度決まるという側面がある.この ような立場から、本章ではまず、ビームの引き出しを支配 するスケーリング則について簡単にまとめた後、誘導加速 器ベースのドライバー加速器システムの概念設計の枠組み においてイオン源に要求される性能を示す.また、いくつ かのHIFイオン源の研究開発の現状と今後の見通しについ て述べた後、著者らが近年取り組んでいるレーザーアブ レーション型イオン源の研究成果についても簡単に紹介す る.

#### 3.2 イオンビーム引き出しのスケーリング則

イオン源のビーム引き出し部では空間電荷効果が現象を 支配的している.イオン放出面の湾曲を無視して1次元的 なビーム引き出しを仮定すると,引き出されるビーム電流 密度の上限はよく知られた Child-Langmuir の式により与 えられる.

$$J_{\rm CL} = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{M}\right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$
(1)

ここで、 $q \ge M$  はそれぞれイオンの電荷と質量、 $V \ge d$ はそれぞれ引き出し電圧と引き出し電極間の距離である。 ところで、真空中における絶縁破壊電圧  $V_{\rm B}$  は電極間距離 が 1 cm より大きい場合、電極間距離の平方根に比例する  $(V_{\rm B} \propto d^{1/2})$  ことが知られている。(1)式における最大の 加速電圧が  $V_{\rm B}$  によって与えられるとすると、イオン源か ら引き出せるビーム電流密度は  $J_{\rm CL} \propto 1/d^{5/4}$  の関係から dとともに減少することがわかる。

一方ビーム引き出し孔の半径を *a* とすると,イオン源から引き出されるビーム電流 *I*<sub>CL</sub> は,

$$I_{\rm CL} = \frac{4\pi\varepsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{a}{d}\right)^2 V^{3/2} \tag{2}$$

で与えられる. ビーム光学系からの要請により, 引き出し

3. HIF Ion Sources

HASEGAWA Jun

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

電極のアスペクト比a/dは0.5未満であることが望ましい. アスペクト比を固定した場合,引き出せるビーム電流値は(2)式より $V^{3/2}$ のみに比例する.(2)式においても最大加速電圧が絶縁破壊限界( $V_B \propto d^{1/2}$ )で決まるとすると, $I_{CL} \propto d^{3/4}$ の関係が即座に導かれる.この関係式から,絶縁破壊を起こさずにビーム電流値を増やすには,dをなるべく大きくすればよいことがわかる.つまり,dとともに電流密度は減少するものの,その分大口径で引き出すことでビーム電流を稼ぐ「大口径シングルビーム方式」がこれに相当する(図1(a)).構造がシンプルで低エミッタンスのイオンビームを得やすいことがこの引き出し方法の利点だが,大口径のイオン放出面をいかに安定に形成するかが鍵となる.

これとは反対に、電流密度 J<sub>CL</sub>を高く保ちつつ全体の ビーム電流を稼ぐことも可能である.そのためには図1 (b)に示すように*d*を小さくし(アスペクト比を保つため *a*も小さくなる)、多数本の細いビームを同時に引き出し た後に下流で1本のビームにマージングする「マルチビー ムレット方式」を採用すればよい[4].この方法の利点は、 装置が比較的コンパクトにできること、マージング後の ビームの形状と方向を制御しやすいこと、イオン源の選択 の幅が広いことである.一方、マージングに伴いエミッタ ンスが大幅に増加してしまうのが欠点である.したがっ て、ドライバー加速器が要求する低エミッタンスビームを 得るには、マージング前の個々のビームレットのエミッタ ンスが十分小さくなくてはならない.

#### 3.3 ドライバー加速器用イオン源への要求仕様

直径が約5mmのDT燃料ペレットを爆縮し十分な核融 合利得を得るには、およそ3-7MJのエネルギーを10ns 程度の時間スケールで燃料標的に投入する必要がある。一 方、燃料標的中のイオンの飛程は、効率的な爆縮のために は0.02-0.2g/cm<sup>2</sup>程度と十分短くなくてはならない。質量 数が200程度の重イオンを用いると、イオンの運動エネル



図1 大口径シングルビーム引き出しとマルチビームレット引き 出しの概念[4,9].

ギーを 10 GeV 程度まで上げることができ、このときイオ ン源が供給すべきイオンの総個数は10<sup>15</sup>~10<sup>16</sup>個となる. 燃料標的を照射する直前のビームパルス幅を 10 ns とする と、これは約100kAのビーム電流に相当する.このような 大電流イオンビームを供給する加速器システムとして, ヨーロッパと日本では RF 線形加速器と貯蔵リングを用い る方式[5,6],米国では誘導加速器を用いる方式[7]が提案 された. どちらの方式においても, 空間電荷効果による ビーム輸送制限から、複数のイオン源からパラレルにイオ ンビームを引き出し、バンチングとマージングを繰り返し ながら最終的に 10 GeV, 100 kA を達成するという戦略を 取らざるを得ない. RF加速器・貯蔵リング方式は, 高エネ ルギー物理実験で培った従来の加速器技術の延長線上にあ り、イオン源に要求される性能についても従来のものと基 本的には変わらない.一方、誘導加速方式は加速器技術の 観点からはより野心的であり、イオン源はアンペア級の大 電流イオンビームを供給することを求められている. 低エ ネルギー輸送部において約100本のビームをパラレルに輸 送・加速する典型的な概念設計[8]においては、イオン源 1台あたり約0.5Aを供給しなくてはならない.誘導加速 方式においてイオン源に要求される性能を表1にまとめ る. すでに述べたように、イオン源の仕様はドライバー加 速器システムの設計に強く依存するため、従来とまったく 異なる新しいコンセプトの燃料標的が将来選択された場合 には表1の数値が大幅に変わる可能性もある. それを踏ま えた上で本章では従来の概念設計に基づいて以後の話を進 めることにする.

大口径シングルビーム方式では、その名のとおりイオン 源から約 0.5 A の単一のイオンビームを引き出す.エミッ タンスに対する要請を満たすには、イオン温度はかなり低 く (~0.1 eV) なければならない.また、良好なビーム引き 出し光学系を構成するには、イオン放出面が非常によく定 義された球面形状であることが求められる.この方式に は、表面電離型イオン源などイオン放出面が固体のイオン 源が最適である.

一方,マルチビームレット方式を採用する場合は,表面 電離型以外のイオン源が候補となる.表面電離型イオン源 でも原理的には1500 K 以上という高温の動作条件のもと で100 mA/cm<sup>2</sup> 近い高輝度イオンビームを供給することが できるが,動作温度の上昇に伴い中性ガスの放出が深刻な 問題となるため実際には適さない.代わりにガス放電型, 真空アーク放電型,レーザーアブレーション型イオン源な どの使用が検討されている.この方式で引き出されたビー ムのエミッタンスは,マージング過程における空間電荷効 果に強く依存し,幸いなことに個々のビームレットの初期 エミッタンスに対してはあまり敏感ではない.実際,Grote らはイオン温度として1-2eV まで許容できることを示し ており[9],イオン源の選択の幅を拡げている.

#### 3.4 表面電離型イオン源

表面電離型イオン源には,接触電離型 (contact ionizer type) と熱イオン放出型 (aluminosilicate type) の 2 つがあ

ビーム電流	0.5 A
パルス幅	20 µs
立ち上がり時間	$\geq 1 s$
繰り返し周波数	10 Hz
イオン質量	100 – 200 amu
イオン価数	$1 + \sim 3 +$
規格化エミッタンス	$<$ 1.0 $\pi$ mm-mrad
価数純度	>90 %
ビーム電流変動	$\geq 1 \%$
波形一様性	>95%
波形再現性	≥1 %
エネルギー拡がり	$\geq 2  \mathrm{kV}$
寿命	10 <sup>8</sup> pulses

表1 誘導加速器ドライバー用イオン源の仕様[4].

る. どちらの場合もイオン放出面が固体でその形状が非常 によく定義されるため,ビーム引き出し系の収差が小さ く,ビームパルスの立ち上がり時間が短いという特徴を持 つ. 電流密度はそれほど高くはない (~10 mA/cm<sup>2</sup>) が,大面積化することで大電流イオンビームの引き出しに 対応できる.また,典型的な動作温度は1000~1300 K 程度 (~0.1 eV)であり,低エミッタンスビームの引き出しが期 待できる.このような理由から,これまで行われたほとん どすべてのHIFのスケール実験において表面電離型イオン 源が用いられてきた.

接触電離型では,カリウムやセシウムなどのイオン化エ ネルギーの小さいアルカリ金属原子が,タングステンなど の仕事関数の大きな金属の表面から脱離する際に,高い確 率で電子を剥ぎ取られイオン化する現象を利用する.例え ば,1300 K 程度に加熱されたタングステンをイオンエミッ タとして用いた場合,エミッタ表面から脱離するセシウム イオン量は中性原子の約500倍である.一般に,エミッタを より高温にして脱離レートを上げることで電流密度を上げ ることができるが,中性原子の割合も同時に増加してしま うため注意が必要である.

熱イオン放出型イオン源では、アルカリ金属元素を含む アルミノケイ酸塩 ( $X_2O \cdot Al_2O_3 \cdot n$  (SiO<sub>2</sub>), X はアルカリ金 属原子)により表面をあらかじめコーティングしたイオン エミッタから 1300~1400 K 程度の高温下で放出されるイ オンを利用する. 接触電離型に比べ中性原子の放出が1桁 以上小さいことが特徴である. 比較的低い動作温度でも接 触電離型と同等の電流密度が得られ、約1000Kの動作温度 のもとで約80mA/cm<sup>2</sup>の高輝度K<sup>+</sup>イオンビームを引き出 した実績がある[10].大口径化も容易であり、Yuらは直 径 17 cm の熱イオン放出型イオン源から 2 MeV, 0.8 A の  $K^+$ ビームを $1\pi$ -mm-mrad 以下の低エミッタンスで引き出 すことに成功している[11]. ローレンスバークレー国立研 究所の HCX (High Current Transport Experiment) 計画で は、直径 10 cm の表面電離型イオン源から大電流(~200 -500 mA), 低エミッタンス (~0.18π-mm-mrad)のK<sup>+</sup> ビームを引き出し、静電四重極レンズアレイの非線形集束 場がエミッタンス成長に与える影響などについて調べられ た[12].

表面電離型イオン源に共通する欠点は、その動作原理 上,供給イオンがアルカリ金属イオンに限られてしまうこ とである.このことは、単にイオン種の選択の幅を狭める だけでなく、アルカリ金属の性質に由来する様々な副次的 問題を引き起こす. HIF イオン源からのビームの引き出し はパルス動作(占有率~2×10<sup>-4</sup>)であるのに対し,アル カリ金属蒸気は高温に保たれたエミッタから常に放出され る.このため、アルカリ金属による加速器コンポーネント の汚染や、イオン・中性原子間の荷電交換反応によるイオ ンビームの損失・品質劣化に注意を払わねばならない. ま た,長時間の連続運転に対しては,接触電離型ではアルカ リ金属の供給ラインの信頼性が、熱イオン放出型ではエ ミッタの寿命が問題になるかもしれない.表面電離型イオ ン源はスケール実験用の大口径・大電流イオン源としては 十分な実績があるものの、フルスケールのドライバー加速 器用のイオン源としては解決すべき技術的課題も残されて いる.

#### 3.5 ガス放電型イオン源

ガス放電プラズマを利用したイオン源は最もオーソドッ クスであり、PIG型やECR型を始めとして様々な方式のも のが実用化されている.プラズマからのイオン供給電流密 度(ボーム電流密度)は以下の式によって与えられる.

$$J_{\rm B} = 0.6qn \left(\frac{kT_{\rm e}}{M}\right)^{1/2} \tag{3}$$

ここで, n, k, T<sub>e</sub> はそれぞれプラズマ密度, ボルツマン定数, 電子温度である. イオン放出面の形状は, (1)式の $J_{CL}$ とこの $J_B$ とのバランスで決まる. 形成されたイオン放出面(プラズマメニスカス)がビーム光学的に最適である保証は全くなく,大口径の場合は特に収差の問題が避けられない. したがって,必然的に細く(~mm)て高電流密度(~100 mA/cm<sup>2</sup>)のイオンビームを多数引き出すマルチビームレット方式が前提となる. 仮に電子温度が1 eVのキセノンプラズマから100 mA/cm<sup>2</sup>のXe<sup>+</sup>ビームを引き出すことを考えると, (3)式より約7×10<sup>12</sup> cm<sup>-3</sup>のプラズマ密度が必要であり,これはガス放電で十分達成可能な値である.

ガス放電型イオン源の中でも、マルチカスプ型は大体積 のプラズマを生成できることから、多数本のビームレット の引き出しに適している. Kwan らは 13 MHzの RF を用 いてアルゴンプラズマを生成し、18 kWの投入 RFパワー のもとで 100 mA/cm<sup>2</sup>のマルチビームレット(61本)を引 き出すことに成功した[13]. このとき個々のビームの4 RMS 規格化エミッタンスは0.0186 π-mm-mradと小さ く、また、最大パワー投入時においても Ar<sup>+</sup>の割合が90% 近くと価数純度も十分に高いことを報告した.さらに Kwan らは、119本のビームレットを 400 kV の加速電圧で 引き出し、静電四重極レンズに入射することでビームマー ジングによるエミッタンス成長について調べた[14]. 彼ら はマージング後においても 4 RMS 規格化エミッタンスは 1 π-mm-mrad を下回り、ドライバー加速器の要求を十分に

#### 満たすことを示した.

ガス放電型イオン源において問題となるのは,加速器側 への中性ガスの流入とそれに伴う背景ガス圧の上昇であ る.イオンと中性原子の荷電交換断面積が数100 keV のエ ネルギー領域でちょうど最大になることがこの問題を深刻 にしている.加速されたイオンが電子を受け取り中性化す ると,その高速中性原子は周囲の構造物をたたき,ガス放 出をさらに引き起こす.また,加速電極間で中性原子がイ オン化すると,それらが中途半端な加速エネルギーを受け 取ることにより,イオンビームのエネルギー分布を拡げ, 縦方向エミッタンスを増大させてしまう.したがって,ガ ス放電型イオン源においては,低いガス圧での動作と高密 度プラズマの生成をいかに両立させるかが鍵となる.

#### 3.6 真空アーク放電型イオン源

真空アーク放電では, 陰極表面に陰極点と呼ばれる微小 な(~µm)高温領域が形成され、そこから吹き出す金属プ ラズマにより放電が維持される. 陰極材料を変えることで 様々な金属のプラズマを高フラックスで供給できることか ら、ドライバー加速器用の大電流イオン源として早くから 注目されてきた[15,16]. 真空アーク型イオン源では通常, パルス形成ネットワークにより一定のアーク電流(~100-500 A) を流してプラズマを生成する. 1つの陰極点が流 せる放電電流は高々数アンペアであり、その寿命は数マイ クロ秒と短い.したがって陰極表面には平均して数10個の 陰極点が同時に存在し、それらが生成・消滅を繰り返しな がら陰極上を移動することが知られている[17]. この陰極 点のランダムな振る舞いが原因で,真空アーク放電プラズ マから引き出されたイオンビームにはビームノイズと呼ば れる供給量変動がみられ、これが安定なビーム輸送を行う 上で問題となる. Humphries らは、プラズマに対して負に バイアスされた金属メッシュによりプラズマ電子を閉じ込 めると同時に,引き出し電極間に形成された仮想陽極によ りイオンビーム電流量を制限するグリッド制御引き出し法 を提案し、これを真空アークイオン源に適用した[18]. Oks らは, ビーム引き出し部ではなくプラズマのドリフト 領域でグリッド制御を行うことで、ビームノイズの変動を 5-7%程度まで減らすことに成功している[19].

**表**1にあるように、イオンビームの価数純度への要求は 厳しい.ガス放電プラズマの場合は、投入RFパワーにより プラズマ温度とイオン価数分布をある程度制御することが 可能である.一方、真空アーク放電の場合は、個々の陰極 点を流れる放電電流は数アンペアとほぼ一定であり、アー ク放電全体の放電電流値には依存しない.生成されるイオ ンの価数分布は、陰極点近傍の局所的なプラズマパラメー タに強く依存するため、放電条件を変えてもあまり変化し ない.真空アーク放電型イオン源においてイオン価数分布 を制御する現実的な方法は、価数純度の高いプラズマが生 成される陰極材料を選択することである.Qiらは、陰極に Gd,Y,Pb,Baを用いた時のそれぞれのイオン価数分布を 調べ、この中ではBaがドライバー加速器用イオン源とし て最も適した価数分布(95%以上がBa<sup>2+</sup>イオン)を持つこ とを見出した[20]. これは, Ba<sup>2+</sup>からBa<sup>3+</sup>へのイオン化エ ネルギーが約 34 eV と比較的高いことに起因する.

他の金属についても、価数分布がデータテーブルにまと められている[21].ただし、これらの価数分布はアーク放 電の開始から十分に時間が経過した(>100 us)準定常状 態のもとで測定されたものであることに注意しなくてはな らない. アーク放電初期のプラズマはより高い価数のイオ ンを含んでおり、平均価数は放電時間とともに徐々に低下 することが知られている[22].パルスビーム (~20 µs) の引き出しを放電のオン・オフにより行おうとする場合, この価数分布の変動は大きな問題となる.これを回避する には、エネルギー効率の低下やパービアンスミスマッチの 問題についてはある程度妥協し、準定常的なアーク放電プ ラズマ(>100 μs) にパルス電圧(20 μs) を印加してイオ ンビームを引き出せばよい. Anders らはこの方法により Bi<sup>+</sup>が支配的なイオンビームを低エミッタンス (~0.006 πmm-mrad) で引き出すことに成功した[23]. Bi は非放射 性とみなせる最も重い元素であり,同位体純度も非常に高 い (99.9% が<sup>209</sup>Bi) ことから, 重イオンビームドライバーの イオン種の候補として有力である.

以上のように,真空アーク放電型イオン源では価数純度 の要請から使用できるイオン種がかなり限られてしまうも のの,HIFイオン源として高いポテンシャルを有している. 今後はイオン源工学的な観点からさらに検討が必要だろう. 例えば,イオンビームのパルス占有率(~20 µs×10 Hz)に対 しアーク放電の動作時間をどの程度にするかは,価数純 度,エネルギー効率,陰極寿命などの兼ね合いから決定す る必要がある.

#### 3.7 レーザーアブレーション型イオン源

高強度レーザーを固体に照射して得られる高密度プラズ マが高価数イオン源として高いポテンシャルを持つこと は、1960年代初頭のレーザーの発明以後、早い段階から認 識され、これまで多くの研究がなされてきた、一方、レー ザー生成プラズマは, 高価数イオンが比較的容易に得られ るという特徴の他に,固体表面に垂直な方向に高い膨張速 度を持ち、パルスあたりのイオン生成量が豊富である、と いった大電流で低エミッタンスのイオンビームを得るのに 必要な特徴も同時に備えている. Barabash らは, いち早く これらの点に注目し,<sup>207</sup>Pb標的に CO<sub>2</sub> レーザーを照射し て低価数のイオン (Pb<sup>+</sup>, Pb<sup>2+</sup>) を生成し, 重イオン慣性 核融合のドライバー加速器用イオン源としての可能性につ いて検討した [24]. 長谷川らは, Nd:YAG レーザーをあえ て10<sup>8</sup>W/cm<sup>2</sup>程度の低い照射強度で用いることでCu<sup>+</sup>およ び Cu<sup>2+</sup>イオンが支配的なプラズマを生成し、そのイオン 供給能力がドライバー加速器からの要請を十分満たすこと を示した[25].

ー般に高強度レーザーのパルス幅は, CO<sub>2</sub> レーザーの場 合で数100 ns, NdガラスレーザーやNd:YAGレーザーだと 10 ns 前後と短い. その一方で,パルス幅 20 μs のイオン ビームを引き出すにはレーザーアブレーションプラズマの 供給時間は当然 20 μs 以上でなければならない. レーザー

自体をロングパルス化することでプラズマ供給時間を延ば すことも可能だが、必要なレーザーエネルギーがパルス幅 に比例して増大し, エネルギー効率の低下や装置の大型化 を招くため、あまりよい方法とはいえない、よりシンプル で効率のよい方法は、プラズマの膨張距離(レーザー標的 と引き出し電極間の距離)を伸ばすことである. レーザー アブレーションプラズマは、レーザー照射中および照射直 後に圧力勾配による流体的加速を受けることで、ドリフト 速度だけでなく大きな運動量拡がりをもつ. このため、数 mの距離をドリフトさせるだけで 10 us オーダーの時間拡 がりを容易に持たせることができる. その反面, イオン供 給電流密度はプラズマの3次元的な膨張に伴い急激に減少 してしまう.これを抑制するために、岡村らはドリフト チューブにソレノイド磁場を印加してプラズマの横方向の 拡がりを抑えつつ,縦方向のみに1次元的にプラズマを膨 張させることを試みている[26]. 図2はレーザーアブレー ションプラズマのピーク電流密度をドリフト距離に対して プロットしたものである.この結果から,磁場がない場合, ピーク電流密度はドリフト距離の3乗に反比例して減少す るが、100G程度のソレノイド磁場を印加してプラズマを ガイドすることで、その減少率を大幅に緩和できることが 明らかになった.

レーザーアブレーション型イオン源のもう一つの問題 は,真空アーク型イオン源と同様にプラズマフラックスの 変動が大きいことである、これを解決するために、吉田ら はレーザーアブレーション型イオン源にグリッド制御引き 出しを初めて適用した[27].図3はビーム電流密度の引き 出し電圧依存性をグリッド制御の有り無しで比較した結果 である. プラズマ供給量が過多 (J<sub>B</sub>> J<sub>CL</sub>)の場合において も、グリッド制御によりイオン放出面がきちんと定義され ることで Child-Langmuir 則にしたがったビーム引き出し (∝ V<sup>3/2</sup>) が行われている様子がわかる.一方,グリッド制 御を行わないと、プラズマ供給量が過多の場合は発散ビー ムとなってしまい, Child-Langmuir 則が予測する引き出し 電圧依存性から大きく外れてしまう.この結果は、レー ザーアブレーション型イオン源においてもイオンビームの 安定な引き出しにグリッド制御が有効であることを示して いる.

レーザーアブレーションプラズマを生成直後から磁場や 電場を用いて積極的に制御し,大電流,低エミッタンスの イオンビームを生成する試みも,著者らのグループにより 進められている.そこでは,レーザー標的近傍に印加した 縦磁場による磁気ノズル的効果を利用したプラズマイオン の方向付け[28]や,外部電場によるプラズマポテンシャル の制御を利用する新しいイオンビーム引き出し方法[29]な どが検討されている.これらの方法をうまく組み合わせる ことで,プラズマ供給量変動の抑制やイオン利用効率の向 上だけでなく,イオン価数分布の制御を行うこともできる だろう.

#### 3.8 まとめ

以上ここまで、HIFのドライバー加速器用イオン源の候



Extraction Voltage (kV) 図3 ビーム電流密度の引き出し電圧依存性[27].

補としていくつかのイオン源について概観してきた. 電流 密度や供給電荷量に関しては、いずれのイオン源も要求さ れる性能を満たす十分なポテンシャルを有しているが、ド ライバー加速器に適用するにあたっては解決すべき技術的 課題も数多く残されているのが現状である.接触電離型イ オン源は従来のスケール実験において十分な実績と技術的 蓄積があるものの、実際にフルスケールのドライバー加速 器に使用するには長時間運転における信頼性や寿命の問題 を解決する必要がある.一方で、マルチビームレット方式 を採用することでイオン源の選択の幅が拡がるため、高エ ネルギー加速器開発の歴史とともに発展してきた従来型の 様々なイオン源も候補となりうる。本章では、代表的なも のとして、ガス放電型イオン源、真空アーク型イオン源、 レーザーアブレーション型イオン源を取り上げた. 中でも マルチカスプ型の RF イオン源は、ドライバー加速器用イ オン源としての性能を満たしうることが実験ですでに実証 されており、最も有力な候補であるといえる. 真空アーク 型イオン源はイオン供給量変動や価数純度の問題を抱えて はいるが、様々な工夫によりかなり改善されてきている. 動作原理や構造がきわめてシンプルなことはこのイオン源

の大きなアドバンテージとなるだろう. レーザーアブレー ション型イオン源は研究開発の歴史は長いものの、ドライ バー加速器用イオン源としてのポテンシャルはいまだ未知 数な部分も多い.従来の研究では多価イオンの供給が主な 目的で,大電流で低エミッタンスのイオンを低価数で供給 するという視点に立つ研究が限られていたことも原因であ る. また,供給量変動が非常に大きいため,数10µsにわ たって安定にイオンビームを引き出すことは難しいとされ てきた.しかし、本章で紹介したように、グリッド制御に よるイオン放出面の安定化や外部磁場によるプラズマ供給 量の動的制御を行うことで、この欠点を克服できる可能性 がある点に注目すべきである. レーザーアブレーションプ ラズマを効率的にガイド・輸送する手法を確立すること で、比較的小型のレーザーを複数台用いるだけでフルス ケールのドライバー加速器が必要とする電荷量を十分供給 できる可能性があり、今後のより積極的な検討が期待され ている.

## 参考文献

- [1] E. Henestroza et al., Phys. Plasma 18, 032702 (2011).
- [2] M.M. Basko *et al.*, Laser Part. Beams **20**, 411 (2002).
- [3] P.A. Seidl and J.J. Barnard, Editors, *Summary Report of Workshop on Accelerators for Heavy Ion Fusion*, (2011) http: //ahif.lbl.gov.
- [4] J.W. Kwan, Nucl. Instrum. Methods A 464, 397 (2001).
- [5] I. Hofmann and G. Plass, Ediotrs, *The HIDIF Study*, GSI-98 -06 Report (1998).
- [6] T. Katayama et al., Laser Part. Beams 3, 9 (1985).
- [7] R.O. Bangerter, Proc. Int. Symp. Heavy Ion Inertial Fusion, 106A, Frascati, Italy, 1445 (1993).

- [8] E.P. Lee and J. Hovingh, AIP Conf. Proc. 249, 1713 (1992).
- [9] D.P. Grote *et al.*, Phys. Rev. Special Topics Accel. Beams **6**, 014202 (2003).
- [10] E. Chacon-Golcher et al., Rev. Sci. Instrum. 73, 1036 (2002).
- [11] S.S. Yu et al., Fusion. Eng. Des. 32-33, 309 (1996).
- [12] F.M. Bieniosek *et al.*, Phys. Rev. Special Topics Accel. Beams 8, 010101 (2005).
- [13] J.W. Kwan *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1838 (2004).
- [14] J.W. Kwan et al., Rev. Sci. Instrum. 77, 03B503 (2006).
- [15] I.G. Brown, editor, *The Physics and Technology of Ion Sources* (Wiley, New York, 1989), 397.
- [16] S. Humphries Jr. et al., chapter 19 in The Physics and Technology of Ion Sources (Wiley, New York, 1989), 397.
- [17] J. Hasegawa et al., Jpn. J. Appl. Phys. 37, 3530 (1998).
- [18] S. Humphries Jr. and H. Rutkowski, J. Appl. Phys. **67**, 3223 (1990).
- [19] E.M. Oks *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 3109 (1994).
- [20] N. Qi et al., Nucl. Instrum. Methods A 464, 576 (2001).
- [21] I.G. Brown, Rev. Sci. Instrum. 65, 3061 (1994).
- [22] A. Anders and J. W. Kwan, Nucl. Instrum. Methods A 464, 569 (2001).
- [23] A. Anders and E. Chacon-Golcher, J. Appl. Phys. 93, 2298 (2003).
- [24] L.Z. Barabash et al., Laser Part. Beams 2, 49 (1984)
- [25] J. Hasegawa *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **161-163**, 1104 (2000).
- [26] M. Okamura et al., Rev. Sci. Instrum. 81, 02A510 (2010).
- [27] M. Yoshida et al., Jpn. J. Appl. Phys. 42, 5367 (2003).
- [28] 池田峻輔他:電気学会パルスパワー研究会資料, PPT-13-7 (2013).
- [29] 磯野文香他:電気学会パルスパワー研究会資料, PPT-13-8 (2013).

# ●●● 小特集 重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展

# 4. 誘導加速器

高山 健<sup>1,2)</sup> <sup>1)</sup>高エネルギー加速器研究機構・加速器研究施設,<sup>2)</sup>東京工業大学 (原稿受付:2013年1月18日)

1928年の提案から85年が経過した誘導加速器の進化の後を追う.その粋を結集して実現しようという重イオン慣性核融合用の線形重イオンドライバーを紹介する.KEKにおいて,その原理実証が slow/fast cycling synchrotronの形で2006年と2012年になされた円形誘導加速器(誘導加速シンクロトロン)が詳細に照会される.その重イオン慣性核融合実現へ向けた役割も述べられる.

#### Keywords:

induction accelerator, liniar induction accelerator, induction synchrotron, barrier bucket, switching power supply, storage ring

# 4.1 原理と進化

#### Wideroe の論文から Kerst の実験的検証へ

電子誘導加速器の論文として初めて世に出たのは1928年 のWideroeのそれに遡る[1].以降,この論文に基づく実験 研究がヨーロッパで盛んに実施された.この中には Rutherford や Walton の仕事も含まれる.米国でも Breit and Tuve, Lawrence and Livingston の関連研究を経て, Kerst による完全な実験的検証で Betatron の技術と軌道安定の 基礎理論は確立したといえる[2].Betatron と呼ばれるこ とになった円形誘導加速器のベータートロン条件,軌道安 定のための field index の条件が明確になるとともに,ビー ム取り出し技術などの進歩があり,15-200 MeV までの高 エネルギー Betatron が建設され,医療現場でのX線源,核 物理への利用を含む各種応用に使用されるにいたった.初 期開発の時期が第二次世界大戦と重なり,研究者間の情報 の共有の程度が現在とは違い,Betatron の技術はヨーロッ パ,旧ソ連,米国で独立に確立された側面もある.

#### Linear Betatron

1950年代の中ごろより Betatron の加速機能のみを活か す加速器形態への進化が図られた.米国と旧ソ連で独自に 考案された Linear betatron (線形誘導加速器)である.加 速装置は正に1対1のパルストランスに他ならない.複数 のパルストランスをビーム進行軸に直線に並べたきわめて 単純な構成である.負荷である個々のトランスと駆動する 1次側パルス電源が1対で構成され,2次側に発生する誘 導電圧が上手く荷電粒子ビームに付与される仕組みであ る.この形態への進化の動機はシンクロトロンにおける強 収束原理を最初に発明したことでも知られている Christofilosの核融合装置 Astron のアイデア[3]にある. Astron はミラー磁場内に作るプラズマ閉じ込め用の反転 磁場の形成が鍵であった.反転磁場を生む E-layer 電子が 不可欠となる.この目的のため、大電流電子ビームを加速 する装置を必要とした.数百アンペアの電子ビームは RF 線形加速器で加速できない状況下、Astronへの入射器とし て電子線形誘導加速器が開発された.1963年に350 A,300 nsecの電子ビームを 3.7 MeV までの加速に成功している [4].1968年には800 A 電子ビームを 6 MeV まで加速した [5].以後の線形誘導加速器で重要となる高圧パルス生成 技術、パルストランス内絶縁技術等の基盤技術が一連の開 発研究の中で確立するとともに、大電流加速器の抱える ビーム不安定性などのビーム力学の課題が認識された. Astronプロジェクト自身は1972年の Christofilos の突然の 病死もあって終結した.

#### 既存シンクロトロンや FFAG での誘導加速

強収束シンクロトロンの発明とほぼ同じくして提案され た Fixed Field Alternative Gradient Synchrotron (FFAG) の初期加速に、上記加速用の1対1パルストランスが導入 された.これが円形加速器に誘導加速装置としてパルスト ランスが使用された最初のケースである[6]. RF 加速が 可能になるエネルギーまでをこの加速装置で、加速周期の 初期段階のみ長いパルス長の矩形の誘導電圧を発生し、補 助的に加速するものであった. そこでは、1加速周期の間 に1回だけパルストランスは駆動される.誘導電圧が発生 している間に、リング内電子は多数回周回して加速され る. 初期 FFAG は1964年に研究を終了し、研究者は各地に 散った.国内で最初に建設された東京大学宮本研究室の強 収束シンクロトロンでの初期加速は誘導加速に頼った [7]. 一方, ビームハンドリングの補助手段として誘導加 速を使用した例が少数だがある[8]. 最近リバイバルされ た陽子FFAG加速器複合体の入射用小型FFAGでの加速を Betatron 加速で行う手法が提案されていたが、テーブル トップの1MeVの小型電子加速器で田中等によって実証

author's e-mail: takayama@post.kek.jp

された[9].ガイド磁場全体の磁束を変化させて発生させる電場での加速であるので、従来のBetatronの延長といえるだろう.

#### 電子線形誘導加速器の進化

LLNLではAstron入射器としての電子線形加速器技術を 基礎に,より大電流の高エネルギーの線形加速器の開発が スタートするとともに,旧ソ連のVekslerのアイデアに始 まるイオンの電子リング加速器の開発が1970年代にLBL と旧ソ連で精力的に行われた.後者(LBL)は電子リング の加速に伴う原理的不安定性の数学的証明が出て直ぐに活 動を停止したが,前者(LLNL)はStrategic Defence Initiative (SDI)との関係で大きな研究開発予算がつぎ込まれ た.1983年にAdvanced Test Accelerator (ATA)として 75 nsec, 10 kAの電子ビームを45MeVまで加速することに 成功した後[10],下に記述した有為な応用が展開されるに 及び,世界的に類似加速器の建設がブームとなった.

#### **Modified Betatron**

線形誘導加速器より円形加速器の方が加速効率がよく, 加速器システム全体の施設占有面積が少なくてすむのは容 易に理解できる.上記線形加速器の開発動機と同じくし て,ビーム仕様も類似の,kAオーダーの電子ビームを20-50MeV に加速する Betatron の開発が70年代後半からス タートし,90年代初頭まで実施された.旧来の Betatron と大幅に異なるのはビーム電流であった.低エネルギー域 の空間電荷効果を抑制する目的でトロイダル磁場を導入し たり,コンパクトにする目的で空芯の超伝導コイルを導入 した.このような磁場配位を持った Betatron を Modified Betatron と 呼 び,Naval Research Lab. で Kapetanakos 等[11]により,Univ.of California Irvine 校では石塚等[12] によって建設された.しかし,電子ビームの取り出しの困 難さもありすべての活動は終了している.

マイクロ波自由電子レーザーとフラッシュX線ドライバー

LLNL で ATF に遡って開発されていた Electron Test Accelerator (ETA) からの電子ビーム (4.5 MeV, 10 kA, 30 nsec) で 35 GHz のマイクロ波自由電子レーザーを駆動 した[13].結果は尖頭出力1GWという圧倒的なもので あった.この成果を受け、マイクロ波増幅装置の駆動用加 速器として大きな関心を集めるに到った.しかし,電子線 形誘導加速器では200 GHz以上の自由電子レーザーを駆動 するに足るビームクオリティを持った電子ビームを供給す ることは難しいことがわかった. 少なくとも1-200 GHz の 周波数帯域のGW出力を可能にする自由電子レーザーの駆 動加速器としてのステータスは確立したようにみえるが, この周波数の応用はパルスレーダー程度に限定されるの で、今のところ大きな展開はないのが実情である. 国内で も低エネルギーの電子ビームドライバーであったがプラズ マ加熱を目的に旧原研那珂研究所で45 GHz[14], Linear Collider 用の多段マイクロ波源として高エネルギー加速器 研究機構(KEK)では 9.4 GHz の 100 MW クラスのマイク ロ自由電子レーザー[15]が実証された.

1990年代になり, 0.5-10 MeV の光子エネルギーを持った X線を発生させる電子ビームのドライバーとしての誘導加 速器が DARHT-I, II(LANL), AIRIX(フランス CESTA), Dragon (中国) として建設された. X 線の利用は大きな質 量を持った爆発現象のリアルタイム X線写真観察を目的に している.15-20 MeV, 1-4 kA,<200 nsec の電子ビームを 標的に供給している.

#### 近年の動向

開発の歴史は古いが、現在までそのアクティヴィティが 継続しているものにイオン線形誘導加速器がある.2章で 記述したように70年代中頃に提案されたイオン慣性核融合 のドライバーとして加速デバイス自身の低インピーダンス の特性に着目し、当初から候補として米国ではLBLと LLNLの研究者が継続的に開発に携わってきた[16].これ に呼応し、国内でも川崎等により小規模であるがイオン線 形誘導加速器の研究が開始された[17].しかし、30年以上 経過しても R&D レベルを脱しないのは重イオン慣性核融 合システムの実現可能な完全シナリオが書けていないこと に加え、先行するレーザー慣性核融合と磁場閉じ込めシナ リオである ITER からの結果がまだ得られていないという 現状が大きな要因になっている.次節ではまだ R&D 段階 にあるとはいえ,重イオン慣性核融合システムに想定され ているイオン線形加速器のアウトラインについて言及す る.これ等とは別に、長岡技科大の八井等が完成させた重 イオン用の線形誘導加速装置は当初からその実用的な応用 を志向した[18].

2000年にKEKで従来のシンクロトロンのRF空洞をパル ストランス(誘導加速セル)に置き換えた誘導加速シンク ロトロンの概念が提案された[19].それまでの円形加速器 に誘導加速装置を導入したケースとは大きく異なり,イオ ンの周回周波数に同期してこの誘導加速セルを駆動させる ものであった.2006年にKEK12GeV 陽子シンクロトロン (Slow Cycling Synchrotron)を用いて誘導加速シンクロト ロンの完全実証がなされた[20].後で詳述するが,2012年 にはテスト実験ながら,KEKの旧500 MeV Booster (Rapid Cycling Synchrotron)を誘導加速シンクロトロン(デジタ ル加速器)に改装し,10Hz 運転の1加速器周期加速最終段 (50msec)まで重イオンの加速を実証している.

#### **4.2 イオン線形誘導加速器**[21]

重イオン慣性核融合用の線形誘導加速器は高エネルギー 物理実験と同ように標的パラメータが明確に定まっている ので、それを満足するような加速器設計を行えば足りる. 要素技術のポテンシャルが仕様を満足するレベルに達して おれば、最小コストになるように、その組み合わせを考え て実現をすればよい.しかし、要素技術が仕様を満たして いない場合でも、特段のブレークスルーを必要としない場 合は、そのゴールへ向けて、いくつかの段階を設け、お金 とマンパワーを効率的に動員すればよい.しかし、それで も全体計画が承認されていない場合は、小さなゴールを決 めて地道なステップを踏むしかない.現状のように、要素 技術を段階的に実証していくようなプロセスを踏まざるを 得ない.時々、全体シナリオに立ちかえって、物ごとを見



図1 イオン線形誘導加速器多重ビーム用加速セルユニット.

なおす時期もある.

現在実現の課題となっている重イオンドライバーの異な るアプローチを整理する.最終段階で必要とするビーム強 度とパルス幅の要求から二つのアプローチが考えられてい る.何れも線形誘導加速器を前提にしている.

- (1) 多重ビームを同時加速する Single driver approach
  [22]
- (2) 複数ドライバーを動員する Modular driver approach[23]

前者は図1にみられるように、上流で生成した複数の低 電価数のイオンビームを平行に誘導加速セルに入射する. PFNに充電した電圧を下流のスイッチで回路を閉じ、複数 ビーム加速に共通の磁性体コアに印加することによって励 磁される.結果、2次側に発生する誘導電圧で加速する. 多重ビームは加速セル間に置いた収束デバイスでガイドす る.低エネルギー域はソレノイド磁石、高エネルギー域は 超伝導四極電磁石が想定されている.

図に示す加速セルユニットは1-2 MV/mの加速勾配を持 ち、横方向収束の視点からは half-lattice period (hlp) に対 応する.数百台から 1,000 台の hlp を直線に並べて,必要な 10 GeVクラスのエネルギーを得ることを想定している.こ の多重ビーム線形誘導加速器の R&D が20年以上 LLNL と LBLの協力で推進されてきたが,Multi-beam linac (MBE-4) で4本のビームを2 MeV に加速し,それを合流させる実験 結果までにしか到っていない.今後,本格的な Multi-beam linac を実現する上で検討しなくてはならない課題として は以下が列挙される[21].

- 1. 多重ビームの制御とアライメント
- 2. 速度勾配を持ったバンチの伝搬
- 加速ギャップを経由するビームバンチ内相互作用 (Wake-field 効果)
- 4. 多重ビームのマージングに伴うエミッタンス増大
- 1. 電子雲の影響
- 6. コスト

図2に示す Modulator Driver アプローチでは,加速セル で加速するビームは上流からの一本のみである.中段で多



図 3 Modular multiple-linac アプローチ.

価イオンに変換し,加速効率を稼ぐことが可能であり,加 速電圧は最終的に百 MeV に留まるも,イオンエネルギー ではGeV レベルを得る.加速モジュール構成は多重ビーム ライナックのそれと比較すると単純な構成となる.このモ ジュールを必要数だけ動員したものが,重イオン慣性核融 合システムの重イオンドライバーとなる.その概念が図3 に示される.実証用のドライバーのコストが概ね1千億円 と予想されているので,その予算化への道のりはきわめて 遠いといわざるを得ないだろう.

#### **4.3** 誘導加速シンクロトロンの原理と特徴[21]

1931年のサイクロトロン発明以来, 1945年に発明された 従来型シンクロトロンを含め、すべての円形加速器では荷 電粒子の加速のため、加速空洞に定在波として励起する高 周波電圧を利用してきた. 高周波電圧は時間の三角関数で 変動するが、時間軸上で傾きを持った電圧は粒子を集群 (バンチ)として進行方向に「閉じ込める」機能を持つ.バ ンチの中心を高周波ゼロ位相からずらした位置に確保する ことによって、1兆個もの粒子集団であるバンチ全体が一 緒に「加速」されるという特徴があった.この事実から高 周波加速器は進行軸方向に「閉じ込め」と「加速」を同時 に行う「機能結合型」といえる.既存高周波円形加速器で は高周波空洞と高周波アンプ自身の「共振周波数の有限な 可変幅」の制限から,実際に加速されるイオンの質量数と 電価数比が限定された。また、一定速度以上での入射が必 要であった.このためLinacやBoosterなどの入射器を必要 とした.一方,図4上段に示す誘導加速シンクロトロンで は高周波電圧に代わって、1対1のパルストランスである 誘導加速セルに発生する高圧誘導パルスを使用し,2種類



図4 誘導加速シンクロトロンの原理を従来の高周波シンクロトロンとの対比で示す.



図5 誘導加速システムの等価回路と各キーデバイス.

の加速セルを「加速」と「閉じ込め」用に使い分けるので, ビームハンドリングの自由度を大幅に改善する.誘導加速 シンクロトロンは「機能分離型」といえる(図中段参照). 誘導加速セルを駆動する電源はコンデンサと高速スイッチ ング素子からなるスイッチング電源である.このスイッチン グ素子のトリガ信号は加速器リングの軌道上に置いたバン チモニタによって得られるバンチの通過信号をデジタル処 理することによって作り,スイッチを動作させ,イオンの周 回に合わせて毎回パルス電圧を誘導加速セル上に発生させ る.これによって加速途上の非相対論的速度から相対論的 速度までの粒子速度の変動に対応できる自動同期加速を保 証した.この結果,陽子から従来の円形加速器ではまった く不可能であったクラスターイオンを含むすべてのイオンの 繰り返し加速が可能になると考えられている.これは、図4 下段にみられるような原理的には大型の入射器なしの円形 加速器1台で相対論的速度までイオンを加速できることを 示唆している.図5に誘導加速システムの全容を示す.こ の中ではスイチング電源が鍵となるハードデバイスであ る.閉じ込めと加速用の誘導加速セルに一対一で対応して いるこの電源をイオンビームの周回に同期してトリガする.

### 4.4 デジタル加速器[24]

誘導加速シンクロトロンは加速周波数のバンド幅制限が 1 MHz 以下にはないという特性から,原理的には主加速器 リングに入射するイオンの速度に下限は存在しない. そこ で,KEKデジタル加速器ではイオン源からのイオンを直線 加速器等を使わずに直接主加速器リングに入射している. 全体のアウトラインを図6に示すとともに,個々のデバイ スの役割を簡単に記述し,デジタル加速器における特有な ビームハンドリングと誘導加速について記述する.

#### イオン源と入射ビーム生成

イオン源として、サイクロトロン等のイオン源として一 般的な Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS) が使用されている.主加速器のガイド磁石の入射磁場域に おける残留磁場に最大4 Gauss 程度のバラつきがある.こ れらのバラつきに起因する平衡軌道の歪みが補正できる程 度の入射磁場強度を必要とする.その結果,200 kV 程度の 入射電圧は必要になる.このため,このイオン源は200 kV の高電圧プラットフォームの中に収められている.プラッ トフォーム内の電力負荷を最小化し、冷却水の使用を不要 にするため、永久磁石 X-バンドの ECRIS は主加速器の運 転サイクルに同期して10Hz のパルスモード運転を行って いる.尖頭出力 700 W,9.35 GHz のマイクロ波が約5 msec 幅,10 Hz で TWT から供給される.

生成された5 msecのプラズマから10 kVの引き出し電圧 で取り出されたイオンは、直後に置かれた Einzel Lens Chopper で横方向の収束力を受けるとともに、リングへの 入射に合わせた5 msecの幅にチョップされる.このチョッ パー機能は Einzel Lens の中間電極電圧をチョッピング時 間幅のみ5 kV の負のパルス電圧で変化させることで実現 している[25].このパルス電圧は半導体スイッチで駆動す る Marx Generator で生成されている.チョップされたイオ ンパルスは後段の190 kV 加速部で加速され入射イオンパ ルスとなる.図6に示すBM1分析磁石でイオン価数が選択 された後、Low Energy Beam Transport Line を経て、主加 速器リングへ伝送される.

#### 入射・出射

ビーム入射には静電入射キッカーが用いられる.0.8 m 長の平行なアルミ電極板の一方をアース電位,他方を20 kVの電位になるよう,入射タイミング前に高電圧が印加 される.5 msec 長の入射パルスのテールが入射して直 ぐ,電極に保持された電荷をアースに流し,この電位をゼ ロに落とす.イオンパルスのヘッドが1周して入射位置に 達する時にはもはや電極板間に電場は存在しない.即ち1 ターン入射法が採用されている.

加速終了後のビームの取り出しは、フェライトキッカー 電磁石とセプタム電磁石の組み合わせで行われる.加速終 了後、ベータートロン位相で90度だけセプタム電磁石の上 流に置かれたキッカー電磁石で蹴られたイオンバンチはリ ング周回軌道から分離され、セプタム電磁石のアパチャー に飛び込み、セプタム電磁石の磁場でさらに偏向され、取 り出しラインにガイドされる.

#### 加速器リング

加速器リングは8台の機能結合型電磁石8台(M1-M8) で構成される.完全に8階対称性を持つ.電磁石は両端部 が所謂Fセクター,中心部がDセクターになっている.電 磁石の間の直線部(S1-S8)には入射キッカー,取り出し キッカー,取り出しセプタム電磁石,誘導加速セル,位置 モニタ,電流モニタ等が並ぶ.主電磁石は自身のインダク

#### 表1 マシン・ビームパラメータ.

加速器周長	37.7 m
最大磁束密度	0.84 Tesla
最大加速電圧	3.24 kV
繰り返し数	10 Hz
ベータートロン周波数, n <sub>x</sub> /n <sub>y</sub>	2.17/2.30
加速イオン数/パルス	<109
イオンエネルギー	∼70 MeV/au



図 6 KEK デジタル加速器のアウトライン.

タンスと抵抗成分,外部に置かれたコンデンサ,チョーク コイル等の組み合わせで共振電源回路を構成している.10 Hz 共振周波数を実現するように,パラメータは設定され ている.他,加速器パラメータとビームパラメータを表1 に示す.電磁石本体は中心磁束密度最大1.1 T までの励磁 は可能であるが,現在の電源の制約から0.84 T が最大磁束 密度である.

#### 軌道補正[26]

低エネルギー入射がデジタル加速器の特徴であるので, 必然的に入射磁場は低い.200-300 Gauss程度である.先述 したように,8個の電磁石の残留磁束密度は最大4 Gauss の間でバラつきを持つ.これが平衡軌道の歪みの原因とな る.軌道の歪みは最大20mmにもなる.これを補正するた めに,M1-M3,M2-M4,M5-M7,M6-SM8の組み合わせで 所謂Back-leg coilを主電磁石のリターンコア部に8字型に 巻き,独立の電源を配置し補正する.主コイルによる励磁 に伴う誘導電圧を相殺するためにこの8字巻線は不可欠で ある.入射したビームの位置情報を5台の位置モニタで取 得し,それを元に,平衡軌道のフーリエ解析を行い,2次 までの低次項を最小化するように励磁電流の組み合わせを 求め,通電する.

#### 誘導加速とビーム閉じ込め

誘導加速と閉じ込めは複数の加速セルを使い分けること で行う.ただし、加速セルに発生させるパルス電圧には以 下の技術的制約がある.

- 出力パルス電圧値は最大2kV/cell, その振幅は加速サイクル内では固定
- パルス長は最大5msec,これ以下は加速サイクル内で自由に可変
- パルス繰り返し数は最大1MHz,これ以下は加速サイクル内で自由に可変





閉じ込め用のパルス電圧 V<sub>bb</sub> は毎周回発生する.一方,加 速電圧は磁場の励磁パターンを決めると,V<sub>req</sub> = rC(dB/dt) (r:主電磁石の曲率半径,C:リング周長,B:主電磁石 の磁束密度)にしたがって周回に伴う必要な電圧パターン V<sub>req</sub>は一意に決まる(図7を参照).連続的に変化するこの 必要な加速電圧には,異なる加速セルを複数台運転にエン トリーさせ,固定の誘導加速セルのパルス密度を制御し, 加速電圧パルスを重畳することで対応する.また,V<sub>req</sub>が 固定のV<sub>acc</sub>を越えると複数の加速セルを同時にトリガして 対応する.加速が進むに伴い,イオンの周回周波数が上記 繰り返し数を越えると、複数の加速セルを運転に動員し, 間歇運転をする.これらの加速セル運転モードは事前に FPGA コードにプログラムしておき,スイッチング電源の ゲートトリガ信号を生成して実現している[27].

ビームコミッショニング

ビームハンドリング:誘導加速シンクロトロンは加速と閉 じ込めの機能を分離しているので高周波加速器では不可能 であったビームハンドリングが可能になる.バリアー電圧 パルスの断熱的・非断熱的操作によって種々のビームハン ドリングが試みられた.図8にBunch squeezingと呼ばれ る断熱操作の典型例を示す.そこでは一旦バリアー電圧間 に捕捉されたビームバンチが,下流側のバリアー電圧パル スを時間軸上徐々に上流側に移動させることによってバン チ幅が縮小していく様子がみられる.この過程を計算機シ ミュレーションでも追った.理論的予想に寸分違わない Bunch squeezing が行われた[28].

加速:前節で解説された手法で加速されるのであるが,加速電圧パルスVaccはそのflat-top幅がVbbで捕捉したビームパルスを十分にカバーするように生成される.磁場のランプパターンからユニークに決まる理想的粒子の周回周波数からパルス長,生成のタイミングがすべて計算されるので,これらを事前にFPGAコードにプログラムしておくFully Programmed Control Method が暫定的に取られている.図9に加速サイクル最終点(50 msec)に達したイオンパルスを示す[29].



図 8 Beam squeezing 実験,左:模式図,右:ビームパルスと V<sub>bb</sub> 波形.



 図 9 加速終了時点で周回するイオンパルス(中心が加速終了時 50 msec に対応する).

ビーム寿命:低エネルギー重イオンビームの寿命は2つの 要因によって決まると考えられている.入射して直ぐの低 エネルギー域ではイオンが電子を捕獲したり、残留分子や 原子による電子の剥ぎ取り現象が起こる、イオン電価数の 変化によって遠心力とローレンツ力のバランスが突然崩れ るので、瞬時にしてイオンは失われる.一方、残留イオン との多重クーロン散乱によって徐々にエミッタンスが大き くなり、真空容器のアパーチャー限界で失われる.いずれ の原因で決まる寿命も、真空度の逆数の関数である。 デジ タル加速器はもともと 40 MeV 陽子用の Booster リングで あったので、その時には真空度は問題にならなかった. リ ング真空容器内には、キッカー電磁石、等の多くのアウト ガスソースになる機器が設置されている.また、これらを 内蔵するために直線部の真空容器は巨大で、表面積が大き い. これらの遺産のいくつかがデジタル加速器に今も残る ので, 平均真空度は 5×10<sup>-8</sup> Torr 程度に留まっている. こ のため、入射して5msecでビーム強度は1割程度に落ちる [29].

アップグレード:デジタル加速器は今後の予算獲得にも拠 るが、性能アップが図られる予定である.まず、現在の ECR イオン源では生成が難しい完全電離炭素イオンや高 電離金属イオンの生成のために Laser Ablation Ion Source の開発を行っている[30].また、真空度の改善はビーム強 度を確保する上で不可欠なので,直線部真空容器サイズの 最小化と真空排気系の増強を行う計画である.前節で示し た誘導加速システムの心臓部であるスイッチング電源のス イッチング素子として Power MOSFET を使用してい る.7個直列で1スイッチングアームを構成し、4アーム でフルブリッジを形成する. 直列構成はこの素子本体の耐 圧限界に由来する. この素子の代わりに高耐圧特性を有す る SiC-JFET を用いたスイッチング電源の自主開発を行っ てきた[31]. 既存のスイッチングアームは SiC-IFET 1 個 または2個直列構成に置き換わるので、電源自身はコンパ クトになり、また、ゲート信号数の圧倒的減員により電源 本体の制御性が格段に増すと期待されている. 順次, 新型 電源に置き換えられていくであろう.

# 4.5 重イオン慣性核融合へ向けた誘導加速シン クロトロンの役割(展望)

デジタル加速器開発自身には元来、重イオン慣性核融合 用のドライバーとして応用する動機はなかった. したがっ て,重イオン慣性核融合用のドライバー線形誘導加速器と ここに議論された誘導加速シンクロトロンまたはデジタル 加速器との間には直接的に共有する・共通する技術要素は 思いの他少ない.動作の繰り返し数,加速セルあたりの出 力電圧,パルス幅等を比較すると明白である.しかしなが ら,誘導加速システムの制御システムに注目するなら,大 いに貢献できるであろう. デジタル加速器で開発された加 速器全体の動作をオーヴァーオールに把握した上で、加速 セルのゲートトリガ生成を司る FPGA を用いた制御システ ムと同じコンセプトで線形誘導加速器は稼働させ得る. 一 方, 早い高圧誘導電圧パルスの立ち上がりの時間要請は半 導体スイッチの利用が不可欠と思えるが、デジタル加速器 の継続的進化の中で,最新鋭のスイッチ素子をカスタム メードでパッケージ化し, 高圧スイッチング電源に搭載す る. 完成次第, ビーム加速に導入し, その性能を明らかに していく.一連の研究開発で得られる知見は重イオン慣性 核融合用のドライバー線形誘導加速器終段の駆動電源製作 には大いに役立つ筈である.

慣性核融合システムの基幹部であるイオンドライバー (イオン加速器)としての誘導加速シンクロトロンは、ヨー ロッパの高周波シンクロトロンをベースにしたシナリオの R&D を進める上で有用な要素を持つ.加速と閉じ込め機 能を分離する特徴を活かし、平坦部の局所電流を空間電荷 制限電流以下に抑えた状態で、リングあたりのイオン数を 稼ぎ,加速終了時に多彩なビームハンドリングを駆使し て,期待される形状のビームを供給できるだろう.誘導加 速シンクロトロンでは運動量分散関数がゼロの位置に加速 セルを置かねばならないという制約条件があるが、これは 想定されている蓄積リングの前提条件に合致する.一方. シナリオ A での高周波線形加速器を小規模にし、蓄積リン グ自身を誘導加速シンクロトロンに置き換え、その入射段 階で,バリアーバケットでビームを蓄積し,それを誘導加 速で最終エネルギーまで加速するシナリオはあり得る. こ の場合早いサイクルで動作するパターン電源駆動の電磁石 で構成された誘導加速シンクロトロンは不可欠である.

## 4.6 KEK デジタル加速器の応用

まだ改装中の数年前から,得られる重イオンの利用が議 論されてきた.もともと小さいシンクロトロンなので,原 子核・素粒子実験に用いるにはエネルギー不足である.そ こで,当初から物質材料,生物,医療に焦点を絞って検討 された.元来この分野は,サイクロトロンの一人舞台で あった研究領域である.理化学研究所,日本原子力研究開 発機構高崎量子応用研究所,大阪大学核物理研究セン ター,東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセン ターの活躍をみればわかる.いずれも組織のミッションと して多目的利用が長年に渡って実施されてきた.高エネル ギー加速器研究機構デジタル加速器はまだミッション加速 器の位置づけになっていないので,公募研究の予定は現状 ではない.しかし,学術的にきわめて意味が大きいと看做 される研究に軸足を置いて応用研究はスタートする.これ まで既存の施設ではマシーンタイムが取り難いという事情 もあった.研究グループが専用の照射ベンチを持ち込み, 照射ラインの運用展開を図る予定である.現在,公式な応 用研究は総合研究大学院大学・学融合研究「模擬宇宙線を 用いた宇宙物理の展開」が採択され,着々と照射準備が進 んでいる.

一方,高エネルギー温密度科学の実験にデジタル加速器 からの重イオンビームの利用の可能性が検討された.加速 されるビーム電流が小さいというハンディを Half Minibeta収束レンズを用いて標的材料中の局所ビーム電流値を 大幅に上げて補う方法が実現できれば,国内では唯一の重 イオンビーム駆動の高温密度科学専用ラインとなり得るだ ろう[32].

## 参考文献

- [1] R. Wideroe, Dissertation, Tech. Hochschule Aachen, 29 Oct. 1927.
- [2] D. Kerst, Phys. Rev. 60, 47 (1941).
- [3] N. Christofilos, "Astron Thermonuclear Reactor", In 2nd UN Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, **32**, 279 (1958).
- [4] N.Christofilos et al., Rev. Sci. Instrum. 35, 886 (1964).
- [5] J. Beal *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 16, 294 (1969).
- [6] F.L. Peterson and C.A. Radmer, Rev. Sci. Instrum. 35, 1467 (1964).
- [7] 浅見 明, 川崎 温: 日本物理学会誌 67,874 (2012).
- [8] J.C. Ciret, "Extraction du Faisceau de Saturne II par Acceleration Betatronique. Le Gephyrotron", GERMA 76.02 /IE-117 (1976).

- [9] H. Tanaka *et al., Proc. Particle Accelerator Society Meeting* 2009, JAEA, Tokai, Naka-gun, Ibaraki, Japan, 1152 (2009).
- [10] L. Reginato, IEEE Trans. Nucl. Sci. 30, 2970 (1983).
- [11] C.A. Kapetanakos et al., NRL/MR/6793-92-7161 (1992).
- [12] H. Ishizuka, Phys. Fluids B2, 3149 (1990).
- [13] T. Orzechowski et al., Phys. Rev. Lett. 57, 2172 (1986).
- [14] K. Sakamoto *et al.*, J. Appl. Phys. **75**, 36 (1994).
- [15] K. Takayama et al., J. Appl. Phys. 77, 5467 (1995).
- [16] ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion, LBL, LBL-5543 (1976).
- [17] S. Kawasaki et al., Rev. Sci. Instrum. 54, 1300 (1983).
- [18] T. Tanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 831 (1986).
- [19] K. Takayama and J. Kishiro, Nucl. Instum. Methods A 451, 304 (2000).
- [20] K. Takayama et al., Phys. Rev. Lett. 98, 054801-4 (2007).
- [21] K. Takayama and R.J. Briggs (Eds), *Induction Accelerators* (Springer, 2010), Chapter 10 by JJ.Barnard and R.J.Briggs.
- [22] S. Yu *et al.*, Fusion Sci. Technol. 44, 266 (2003).
- [23] B. Logan, Technical Report HIFAN, LBL (2008).
- [24] T. Iwashita et al., Phys. Rev. ST-AB, 14, 071301 (2011).
- [25] T. Adachi et al., Rev. Sci. Instum. 82, 083305 (2011).
- [26] K. Takayama *et al., 19th Int. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion (HIF2012),* Berkeley, California, USA (2012).
- [27] Y. Barata *et al.*, *Proc.Particle Accelerator Society Meeting* 2012, Osaka, Japan, 226 (2012).
- [28] Liu Xingguang *et al.*, 3rd Int. Workshop on Recent Progress of Induction Accelerators, Chendu in China, October 2011.
- [29] K. Takayama et al., submitted to Phys. Rev. Lett. (2013).
- [30] M. Okamura, 19th Int. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion (HIF2012), Berkeley, California, USA (2012).
- [31] K. Okamura et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 40, 2205 (2012).
- [32] 堀岡一彦 他: プラズマ・核融合学会誌 86,269 (2010).

# ●●● 小特集 重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展

# 5. 最終集束系

菊 池 崇 志,小 栗 慶 之<sup>1)</sup> 長岡技術科学大学,<sup>1)</sup>東京工業大学 (原稿受付:2013年1月21日)

重イオン慣性核融合や高エネルギー密度科学研究に関連するビームの集束からビームと標的の相互作用について、特に、大電流重イオンビームの進行方向パルス圧縮と高温・高密度プラズマや Warm Dense Matter への 重イオンのエネルギー付与について解説する.

### Keywords:

final beam bunching, longitudinal pulse compression, stopping power, beam-plasma interaction

# 5.1 重イオンビームドライバーの最終段

重イオン慣性核融合実現のキーポイントである重イオン ビームの生成には、従来の粒子加速器で培われてきた技術 とは大きく異なる要求がある.特に、本章では、重イオン ビームドライバーの最終段で行われる、バンチング・パル ス圧縮と整形された重イオンビームと標的との相互作用に ついて、重イオン慣性核融合のエネルギードライバーに特 有の話題を紹介する.

## 5.2 大電流重イオンビームの進行方向圧縮 5.2.1 進行方向パルス圧縮の目的

一般的な粒子加速器システムと同様に、重イオン慣性核 融合においても、イオン源で生成されたイオンを引き出 し,線形加速器あるいは円形加速器を使って所定の高エネ ルギー粒子ビームとし、標的へ当てるために集束する、と いう一連の操作を行う. 重イオン慣性核融合では、大電流 の重イオンビームが必要とされるため、多数の質量の大き い粒子を加速・輸送しなければならない.特に、イオン源 を出たばかりの重イオンは運動エネルギーが低いため、進 行方向に対して半径方向に拡散しやすい. このため, 低エ ネルギー領域は空間電荷効果を抑えるためにパルス幅を長 くし、まずはとにかく重イオンを加速して高エネルギーに する対策が講じられることになる.一方で、4章で解説さ れた誘導加速器を用いたシステムでエネルギードライバー を構築すると、印加電圧とパルス幅はトレードオフの関係 にあるため、先にパルス幅を短くしたほうが有利となる. このように加速・圧縮スキームの検討も重要となってくる [1-6]. 重イオンの運動エネルギーが上昇して高エネル ギー領域になると相対的にビームの半径方向への広がりは 小さくなるため、低エネルギー領域に比べるとビーム輸送 が容易になる.

イオン源から引き出した後の、重イオン慣性核融合のた

5. Final Focusing KIKUCHI Takashi and OGURI Yoshiyuki めの粒子加速器システムが円形加速器で構成されるか線形 加速器で構成されるかなどの議論は決着がついていない が、いずれにしろ最終段では高エネルギーになった重イオ ンビームを進行方向にパルス圧縮し、要求されるビーム電 流値に形成しなければならない(図1参照)[7].この操作 を、最終段ビーム圧縮や Final Beam Bunching, drift compression などと呼び、重イオン慣性核融合のドライバーシ ステムには欠かせない要素となっている.

線形加速器や円形加速器を抜けた重イオンビームは,運 動エネルギーが3~10 GeV,電流は100 A~1 kA,パルス 幅は数100 ns となっている.運動エネルギーは標的内でう まく止まるように考えられ,大きすぎても小さすぎても適 当ではない.また,最終的なパルス幅は燃料標的の爆縮の 時間スケールから決定され,数10 ns と見積もられている. これらの制約と上述した空間電荷効果によるビーム輸送の 難しさの観点から,ビーム電流値が決まる.このため,最 終段ではこのパルス幅の齟齬を埋めるため,急激なパルス 圧縮が要求される.上記のとおり,数100 ns を数10 ns



corresponding author's e-mail: tkikuchi@vos.nagaokaut.ac.jp



図2 進行方向パルス圧縮の仕組み.

にするため、10倍以上に進行方向を縮める.これほど急激 なイオンビームのパルス圧縮は通常の粒子加速器では必要 とされない.このため、重イオン慣性核融合に特有の課題 となっている.

#### 5.2.2 進行方向パルス圧縮の原理と制限

パルス圧縮の原理は簡単で、ビームバンチの先頭を減 速、後端を加速し、先頭と後端に速度差をつける、である. この状態でそのまま粒子ビームを飛ばすと、減速された先 頭に、加速された後端が追いつくことになる.このため、 ビームバンチ先頭と後端の距離が縮まり、進行方向パルス 圧縮されることになる(図2参照).

このための操作として,誘導電圧重畳モジュールが用い られる.4章で解説された誘導加速の原理に基づき,パル ス電源で生成された電圧が加速ギャップに印加され,通過 した重イオンビームの速度を変調する.rf加速空洞を用い ても同様の操作をすることができるが,高調波を重ねてパ ルス圧縮のための電圧波形を形成する必要があり,柔軟な パルス印加ができる誘導加速モジュールのほうが有利と考 えられている[8].また,最終段ではビーム電流がkA級と なるため,そもそも誘導加速技術でなければハンドリング が難しい.

重イオン慣性核融合に限らず,あらゆる粒子加速器では 粒子を加速する装置だけではなく,半径方向へのビームの 拡散を抑制するための仕組みを用意している.電場あるい は磁場を用いて荷電粒子を制御するが,高エネルギー領域 では粒子が高速となっているため,ローレンツ力の観点か ら電磁石を用いて粒子軌道を調整する.

このように,進行方向パルス圧縮を行うためにはビーム バンチの先頭から後端にかけて大きな速度差をつけること が前提となるが,これには制限も発生する.重イオンビー ムドライバーの最終段では数 GeV 程度の運動エネルギー となっているため,速度差をつけるための電圧は必然的に 大きくなる.このため,多段の誘導加速モジュールを準備 しなければならない.一方で,前述のとおり粒子軌道を制 御するために電磁石を導入するため,速度が不揃いの粒子 群を輸送することが難しくなる[1,9].当然ながら,速度が 異なればローレンツ力の効きが変わり,同一の磁場分布内 で同じ曲がり方をしなくなるからである.

## 5.2.3 重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮に特徴的 なビーム物理の問題

急激なパルス圧縮操作に伴い,ビームの質が悪くなる (エミッタンス増加).まず,速度変調によって進行方向の 運動量の広がりが増す.単純な単粒子の運動であれば,進 行方向の速度変調のために印加した電圧に対して可逆的で あるが,荷電粒子の集合体であるビームバンチでは自分自 身が作る非線形な場があるため,非可逆的な操作となる. 特に,重イオンビームドライバーの最終段ではビーム電流 が非常に大きいため,この空間電荷効果の影響が大きい. これは進行方向だけでなく,ビームの半径方向に対しても 影響を及ぼす.粒子ビームは,進行方向に対して半径方向 のサイズが小さいため,空間電荷効果の影響は特に半径方 向の粒子軌道に大きな影響を及ぼす.このような空間電荷 効果が支配的な粒子ビームの挙動については,粒子シミュ レーション技術の開発[10-12]も含め,数値解析による検 討が行われている[2,6,13].

強い空間電荷効果の非線形場による反発力は、パルス圧 縮を進行方向にも半径方向にも阻害する.このため、背景 プラズマを導入し,重イオンビームの空間電荷を中和して パルス圧縮と輸送を行うスキームも検討されている[14]. ビームの電荷中和を行うことで、ビーム自身の電場による 反発力に阻害されず極端な圧縮が可能であるため、パルス 圧縮比を非常に大きくできる. また、半径方向の集束にも 空間電荷効果は反発力として働くため、ビームの電荷中和 を行うことで、より小さいスポットサイズが実現できる. しかし、電荷中和を行うと、パルス圧縮のために印加した 速度勾配がそのまま残ってしまう. 大きな速度勾配を持っ たビームバンチを最終集束系へ投入した場合、電磁石との マッチングが取れず焦点がぼけてしまい、結局は小さなス ポットサイズが実現できないことが予想される.一方で, 電荷中和しない場合は、ビーム自身の空間電荷効果が進行 方向に付けられた速度勾配を打ち消すことが期待できる. このため、うまくパルス圧縮のスケジュールを制御するこ とで、小さな速度勾配を持った重イオンビームバンチを最 終集束系へ投入することができ、小さなスポットサイズを 実現できる可能性が期待できる(図3参照).電荷中和に は一長一短があり、中性化したほうがよいか、電荷中和し ないほうがよいかは今後も議論になると考えられる.



図3 中性化パルス圧縮と非中性化パルス圧縮の比較.

### 5.2.4 実験的研究計画の例

米国 Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) と Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) では, Neutralized Drift Compression eXperiment (NDCX) [15] と名付けられた実験計画で,加速器システムの最終段につ いての研究が行われている[16]. NDCX では, かつて Advanced Test Accelerator (ATA) [17] 計画で使用されてい た誘導加速セルをリサイクルして構築され、最終段では背 景プラズマ中をビーム輸送することにより、電荷中和化が 行われる.これにより,進行方向パルス圧縮が強力に行わ れる.数値シミュレーションによる検討だけでなく,実験 的にも電荷中和によるイオンビームの急激なパルス圧縮が 可能であることが確認されている[14]. NDCX ではソレ ノイド電磁石による半径方向収束が採用されているため, 背景プラズマの導入により進行方向のバンチングだけでな く、半径方向の集束も容易となり、小さなビームスポット サイズが実現されている.

NDCX では背景プラズマによるイオンビームの中性化 圧縮・集束だけではなく,さらに数nsにバンチングしたイ オンビーム照射による Warm Dense Matter (WDM) 生成 実験も検討されている.次節で述べるように,このWDM と重イオンビームの相互作用,特に阻止能の温度・密度依 存性はNDCX計画の実験に密接な関係があり,今後も継続 すべき重要な研究課題の一つと考えられる.

#### 5.3 標的との相互作用

#### 5.3.1 重イオンビームによる標的へのエネルギー付与

ICF でも,前章の米国の WDM 実験でも,コストの高い 重イオンビームをわざわざドライバーに用いるメリット は,標的の状態をあまり気にしなくても大体予定どおりの 体積加熱ができる点に尽きる.よって,もしエネルギード ライバーとして重イオンを積極的に広めようとする立場に いるならば,本章の主題である重イオンビーム・標的相互 作用の標的温度・密度依存性は,触れてはならない話題か も知れない.

重イオンビームと常温の固体・気体との相互作用のう ち,阻止能,飛程については,すでに膨大な実験データが 存在し,これらは体系的にまとめられている[18,19].理論 は未だ完全でないにせよ,実測値を補間するのに十分な精 度に達しており,きわめて特殊な場合を除けば一般的な応 用,すなわち放射線遮蔽,半導体製造におけるイオン注入, 重粒子線によるガン治療等に対応するビーム・標的に関す るデータは完備しているといってよい.もし標的が多くの 種類の元素から成る複雑な化合物であっても,ブラッグの 加法則を使えば,単体標的に関するデータを用いて簡単に 概略値を計算できる.

一方,同じ元素でも固相と気相では阻止能が少々異なる こと[20,21],あるいはブラッグの加法側が厳密には成立 しないこと等は古くから知られている.しかし,これらに ついても例えば結合エンタルピーを用いて化学的・物理的 に状態の異なる標的の阻止能を評価することも提案されて いる[22].よって常温標的にエネルギーが投入され,高 温・高圧の状態になれば、阻止能や飛程が多少とも変化す ることは容易に想像できる.

本章ではプラズマや WDM 等,高エネルギー密度状態に ある標的物質中の重イオンの阻止能や飛程が議論の対象と なる.これらの標的もその電子状態が特異な物質の一種で あり,質的に特に変わったことはない.ただし,応用上は ビームによる加熱の間に,膨張・蒸発・圧縮も起るので, 化学状態だけでなく温度,密度が何桁も変化する状況を適 切にモデル化して扱い,できれば実験データを添えて提供 せねばならない.

高電離プラズマでは電子のほとんどが文字どおり自由電 子であるため、入射イオンからのエネルギー移行の機会が 増え、クーロン対数が増える.また、入射イオンにとって 標的中の自由電子を捕獲することは、束縛電子を捕獲する ことに比べて難しい、よって高電離プラズマ中では相対的 に入射重イオンの荷電状態, すなわち有効電荷も増加す る.これらの理由により、低密度で高温のプラズマ中では、 等価な常温のガスに比べて阻止能が大きく上昇する. 一 方,WDM は高密度ゆえに温度の割に電離度が低いので、 上記の効果は抑制される. 逆に密度が上がって縮退が始ま れば、パウリの排他律により入射イオンから電子への運動 量移行が抑制されるため、阻止能は減少する方向にある [23].よって WDM 中の阻止能が等価な常温標的に比べて どのように変化するは興味深い研究課題である. ICF でも 最近米国で提案されている X ターゲット[24]等, 高速点火 の場合は、圧縮された高密度標的との相互作用データが必 要になるので、厳密には WDM に類似の取り扱いが必要に なるかもしれない.

なお,阻止能には標的中の電子へのエネルギー付与に相 当する部分(電子的阻止能)の他,核の運動エネルギーと して付与される部分(核的阻止能)があるが,核的阻止能 は入射重イオンのエネルギーが非常に小さい領域でのみ支 配的となるため,本章では電子的阻止能に議論を絞る.ま た,巨視的な入射イオンの集団であるバンチがプラズマ中 で波動を誘起するような巨視的効果についても数値シミュ レーション研究等がある[25]が,未だ標的設計との関係が 議論される段階にはなく,また広い意味でのビーム力学に 相当するので,ここでは割愛した.主に以前のレビュー [26]以降の当該分野における研究の進展と現状について述 べる.

## 5.3.2 重イオンビーム・高温高密度標的相互作用に関す る最近の研究動向

当該分野の実験的研究については、1990年から2000年代 に主に高電離水素プラズマ標的中の阻止能測定実験が大き く進展した以降,近年これといった目覚ましい進歩はみら れない.理論的研究に関しては,取り扱いの比較的容易な 高電離プラズマとの相互作用から,より複雑な系に移り, 例えば強結合プラズマ中の阻止能[27]等,興味は高密度標 的に移った.しかし,その発生と評価が困難であるため, 実験はほとんど行われず,専用の標的の開発と予備的な阻 止能測定に終わった感が否めない[28-31].少なくとも再 現性のある体系的なデータは得られておらず,断片的で結

#### 果の解釈も完璧ではない.

米国では1980年代以降, 重イオン ICF に関わる活動が加 速器の開発に絞られたため, ビーム・プラズマ相互作用実 験は近年まったく行われていない.

ドイツでは Darmstadt の重イオン研究所(GSI)が当該分 野の唯一の研究機関である. ロシアもこの GSI との密接な 協力の下,一体となって研究を進めている.1980-2000年 代に行われた高電離プラズマ標的を用いた実験が一段落 し、テーマは後で述べる大型加速器を使った WDM 発生技 術の研究にシフトしている.一方,レーザー生成高密度炭 素プラズマ中の阻止能測定[32]にも成功する等,基礎実験 は継続している. 最近では軟 X 線で加熱した固体密度プラ ズマ標的との興味深い相互作用実験も行われている[16]. しかし、GSI の加速器から得られる重イオンのエネルギー が高過ぎて、標的の電子状態の違いが阻止能に大きく影響 を与えるいわゆるブラッグピーク周辺から大きく離れてし まうのが惜しいところである.標的が固体密度に近いプラ ズマの場合、高密度に起因する複雑な荷電変換過程を考慮 して実験データの分析を行う必要があるが、これについて も今のところ統一的な方法はない.

フランスでは2000年頃以降,実験的研究はストップして いる.しかし Orsay のグループを中心に理論的研究は依然 として活発で,レーザー場や強磁場中のビーム・標的相互 作用,多成分プラズマ中の阻止能,縮退電子気体によるイ オン散乱等の研究[16]がある.また,スペイン,イタリア 等のグループとも密接な協力関係にある.

重イオン慣性核融合については、隔年で国際シンポジウ ムが開催されており、2008年には東京工業大学原子炉工学 研究所の主催により我が国で開催された[33]. 直近の2012 年8月に米国バークレーで開催された第19回では、ビー ム・標的相互作用そのものの研究発表は、理論計算を含め ても3件のみであった [16]. ドイツからはGSIグループに よる"Experimental Investigation of Heavy Ion Energy Loss in dense Plasma, Generated by Laser Induced Soft X-rays"の 発表があった.大型レーザーで軟 X 線を発生し、それを用 いて炭素箔を加熱して固体密度のプラズマを発生し、その 阻止能を測定する大がかりな実験である. 常温標的との違 いが観測されたが、今後高密度標的に対する阻止能データ 解析手法の進展が期待される.フランスからは"Stopping of Heavy Ion Beams in Dense Plasmas of ICF and WDM Concern"と題する発表があった.主に誘電応答関数理論に基 づいて縮退した電子気体中での入射イオンの散乱や二成分 イオン系ターゲット中のエネルギー損失の詳細を論じたも ので、実質的にはここ数年の Orsav のグループによる研究 のレビューである. 我国からは"Numerical Study of Heavy-Ion Stopping in Foam Targets with One-Dimensional Subcell-Scale Hydrodynamic Motions"の発表があり、以下 に述べる WDM 実験で予定されているフォーム状標的中の エネルギー損失を、一次元流体運動と結合して計算した研 究である.一方,中国からは、ビーム・標的相互作用その ものに関する実験や計算結果の発表はなかったが、研究計 画が発表された.

#### 5.3.3 WDM 発生実験と阻止能データ

WDM の状態方程式を調べるための方法として,高密度 標的を瞬時に一様に加熱し,その後の流体的振る舞いを詳 細に観察し,逆問題的に状態方程式を導出する方法が提案 されている[34].シンクロトロンで得られる数百 MeV/u の重イオンビームを用いれば,厚い固体標的に比較的一様 にエネルギーを付与することが可能である.しかし高コス トであり,現時点で実験施設は巨大なシンクロトロンと ビームを蓄積・圧縮して短バンチを生成できる特殊な設備 を有する GSI に限られる.CERN のLHC を利用するアイデ ア[35]も提案されている.

一方,はるかに小型で低コストの施設を用いて実験試料 としてのWDMを発生し、高エネルギー密度科学分野の ユーザーに提供するための方法として、ブラッグピークに 相当するエネルギーの入射イオンを利用するシナリオがあ る.図4の上のグラフのように、もし固体Al標的にNa イオンを照射し、エネルギー付与密度を±2.5%で一様にし ようとすれば[34]、ブラッグピーク周辺の阻止能データ [19]により、入射エネルギーを1.3 MeV/uにすればよ い.このとき、出射エネルギーは自動的に0.33 MeV/uとな り、標的の厚さは8.3 ミクロンである.エネルギー効率(エ ネルギー付与/入射エネルギー)は75%に達し、かなり効 率が高いことがわかる.しかし、これでは標的が薄すぎて、 照射中に希薄波が厚さ全体に伝搬してしまい、ユーザーに 提供する試料としては価値がなくなる.このエネルギー付 与プロファイルを保ったままでこの問題を解決するには、



図4 (上)SRIM データ[19]を用いた AI 標的中のエネルギー付与 分布.(下)固体の1%の密度の AI 標的中の Na イオンの阻 止能の温度依存性.

フォーム状の標的を用いるしかなく,瞬間的な加熱で固体 密度のWDM標的を発生するという理想からはやや離れる ことになる.上の場合,固体密度の1/100程度にすれば,照 射中の希薄波の伝搬を厚さの数分の一程度にすることが可 能である.それでも実験用のWDM 試料として厚みは 1 mm もなく,可能な実験はかなり限定されてしまうと考 えられる.

ところで,ブラッグピークの位置は標的内電子の速度と 深く関係しているので,加熱・膨張により標的の電子状態 が変化すればブラッグピークの位置も変わってしまう.し かし,前に述べた方法で状態方程式を調べる場合は,ビー ム照射によるエネルギー付与密度分布が不確定であると, 評価の精度は下がってしまう.これがブラッグピークを用 いる本方式の潜在的問題点である.

実際,広範囲の入射エネルギーを統一的に取り扱える計 算方法として,温度依存の誘電応答関数理論[36]を用いブ ラッグ曲線の温度依存性を調べると,図4の下のグラフの ようになる.結果の精度には議論が必要であるが、少なく とも阻止能の温度依存性を考慮すると照射中の標的内エネ ルギー付与分布が変化し、引き続いて起る流体運動にも影 響が出ると考えられる.ただし、LBNL/LLNLで計画中の WDM発生実験[37]では、当面標的温度が1eV程度である ので、実験の設計に常温標的のデータを用いても、ほとん ど影響は出ないと考えられる.

一方,前述の GSI のように高エネルギー重イオンを用い れば,入射イオン速度が標的内の電子速度よりはるかに大 きく,阻止能が標的の温度・密度,すなわち電子状態にあ まり依存しないので,不確定性は少ない.

#### 5.4 おわりに

実機スケールの重イオンビームを用いた進行方向パルス 圧縮の実験的研究はそのコスト的な観点から実施すること は困難である.一方で,電子を用いてパラメータのスケー ルを合わせた模擬実験については,はるかにコンパクトで 格安な装置を準備することが可能である.近年,重イオン 慣性核融合のための重イオンビームを電子で模擬したコン パクトな装置を用いたビーム圧縮の実験が,東京工業大学 [38]や金沢大学[39]で行われ始めている.東京工業大学の グループではよく波形制御された誘導加速モジュールを用 いた実験装置[40]を,金沢大学ではMalmberg-Penning trapを応用した非常に再現性・制御性のよい実験装置[41] を用いて,数値シミュレーションと合わせた共同研究[42] が進んできている.

重イオンビーム・高温高密度標的相互作用のデータは ICF や高エネルギー密度科学の研究に必要であるが、一方 で研究対象としては、それが等価な常温物質と明確に異な る場合に特に興味深い.この点で、WDM 中の阻止能につ いては、特にブラッグピーク周辺のエネルギーでは理論的 取り扱いや実測が困難であることに加え、高温で希薄なプ ラズマで起こる有効電荷の大幅な上昇がないため等価常温 標的とさほどの違いが予想されないので、少なくとも手軽 に始められるテーマではない.直接の関係はないが、複雑 で困難な WDM 標的に対する実験の前段階として,電離の 一歩手前である原子に解離した水素標的の阻止能を測定し ようとする試みもある[43].

WDM 研究者からみれば重イオンは手段の一つに過ぎな い. 今後 X 線レーザーによる加熱技術 [44] が発展すれば, 加熱の一様性,発生できる WDM 試料の厚み等の観点 で,重イオンの立場は非常に難しくなることが予想され る.本章で述べたブラッグピークを用いた方法を何とかし て実用化し,コストで勝負するしかないかも知れない.

ビーム・高温高密度標的相互作用は、片方が単一の粒子 であるにせよ、基本的には多体相互作用であるので、どこ まで精密化しても切りはない.これは常温標的についても 同じである.国際協力の下、海外の関連プロジェクトの動 向を配慮しながら実験と理論的研究をバランスよく進め、 装置設計にフィードバックする方向をこのまま続けるしか ないであろう.次回2014年の重イオン ICF 国際会議は中国 での開催が内定している.中国のグループは GSI との研究 交流を密にしているので、次回会議までの研究の進展が大 いに期待される.

#### 参 考 文 献

- [1] C.H. Kim *et al., AIP Conf. Porc.* **152** (American Institute of Physics, New York, 1986) p.264.
- [2] D.D.-M. Ho et al., Part. Accelerators 35, 15 (1991).
- [3] E.P. Lee and J.J. Barnard, Laser Part. Beams 20, 581 (2002).
- [4] M.J.L. de Hoon et al., Phys. Plasmas 10, 855 (2003).
- [5] H. Qin and R.C. Davidson, Phys. Rev. STAB 5, 034401 (2004).
- [6] W.M. Sharp *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 544, 398 (2005).
- [7] J. Barnard *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A415, 218 (1998).
- [8] S.M. Lund *et al.*, *Proc. 1999 Particle Accelerator Conf.* (IEEE, Piscataway, NJ, 1999) **3**, p.1785.
- [9] T. Kikuchi et al., Laser Part. Beams 20, 589 (2002).
- [10] J.-L. Vay et al., Phys. Plasmas 11, 2928 (2004).
- [11] R.H. Cohen *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A577, 52 (2007).
- [12] S.M. Lund et al., Phys. Rev. STAB 12, 114801 (2009).
- [13] T. Kikuchi and K. Horioka, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A606, 31 (2009).
- [14] P.K. Roy et al., Phys. Rev. Lett. 95, 234801 (2005).
- [15] A. Friedman *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A**606**, 6 (2009).
- [16] http://hif12.lbl.gov/
- [17] L.L. Reginato, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, 2970 (1983).
- [18] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Atom. Data Nucl. Data Tables 7, 233 (1970).
- [19] J.F. Ziegler *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 268, 1818 (2010).
- [20] D.I. Thwaites, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 12, 84 (1985).
- [21] P. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1137 (1992).
- [22] P. Bauer and D. Semrad, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 182 (2001) 62.
- [23] P.T. León et al., Phys. Lett. A 289, 135 (2001).

- [24] E. Henestroza *et al.*, Phys. Plasmas 18, 032702 (2011).
- [25] I.D. Kaganovich et al., Phys. Plasmas 17, 056703 (2010).
- [26] 小栗慶之: プラズマ・核融合学会誌 77,25 (2001).
- [27] G. Zwicknagel et al., Phys. Rep. 309, 117 (1999).
- [28] V. Mintsev *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 415, 715 (1998).
- [29] V. Mintsev et al., Contrib. Plasma Phys. 39, 45 (1999).
- [30] K. Weyrich et al., J. Phys. A: Math. Gen. 39, 4749 (2006).
- [31] K. Katagiri et al., J. Appl. Phys. 102, 113304 (2007).
- [32] A. Frank et al., Phys. Rev. E 81, 026401 (2010).
- [33] Y. Oguri (editor), Heavy Ion Inertial Fusion: Proc. 17th Int. Symp. Heavy Ion Inertial Fusion, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan, 4-8 August 2008, Elsevier (2009).
- [34] B.G. Logan *et al.*, A Unique U.S. Approach for Accelerator-Driven Warm Dense Matter Research - Preliminary Report, UCRL-TR-208767, Lawrence Livermore National Laboratory, December 27, 2004.
- [35] N.A. Tahir et al., Contrib. Plasma Phys. 51, 299 (2011).

- [36] N.R. Arista and W. Brandt, Phys. Rev. A 29, 1471 (1984).
- [37] L.R. Grisham, Phys. Plasmas 11, 5727 (2004).
- [38] K. Horioka et al., 18th Int. Symp. Heavy Ion Inertial Fusion (HIF2010), Darmstadt, August-September 2010, TUS-0404
- [39] 朴 英樹 他: to be published in NIFS Proc.
- [40] A. Nakayama *et al.*, Longitudinal Bunch Compression Study with Induction Voltage Modulator", Inertial Fusion Sciences and Applications 2011, accepted by EPJ Web of Conferences.
- [41] Y. Soga et al., Phys. Plasmas 13, 052105 (2006).
- [42] T. Kikuchi *et al.*, "Beam dynamics analysis in pulse compression using electron beam compact simulator for Heavy Ion Fusion", Inertial Fusion Sciences and Applications 2011, *accepted by* EPJ Web Conf.
- [43] J. Hasegawa *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 606, 205 (2009).
- [44] S.M. Vinko et al., Nature 482, 59 (2012).

# ● ● 小特集 重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展

# 6. おわりに

堀 岡 一 彦 東京工業大学 (原稿受付:2013年1月18日)

慣性核融合の研究開発状況はここ10年で大きく変化しつ つある. MJ 級のレーザー施設が米国とフランスで建設さ れ,点火実証に向けた研究が開始された.重イオン慣性核 融合は,米国,欧州,そして日本の研究グループで30年以 上に亘って粘り強く研究が進められているが[1],前回本 誌で小特集が組まれた以降も状況は変化しつつある.ドイ ツの重イオン科学研究所(GSI)では,重イオンビーム駆動 の高エネルギー密度科学の実験が進められる一方,円筒標 的の爆縮実験が可能なレベルに向けて設備増強が計画され ている.米国ローレンスバークレー研究所(LBL)では既 設の誘導加速器を増強してWDM標的実験を進めながら重 イオン慣性核融合ドライバーの再評価と重要課題の抽出作 業をはじめた.

一方,この10年間で我々を取り巻く状況も大きく変化し た. リーマン・ショックがあり, 経済規模について我が国 の相対的な位置の低下があり、そして東日本大震災と福島 の事故があった. 地震, 津波, 原子力発電所の事故と続い た我が国での一連の出来事は、環境やエネルギーにとどま らず社会やこれまでの技術文明の概念を再構築することを 要求しているようにもみえる. 3.11の震災は地球規模の経 済や環境の問題について、エネルギー資源について、さら には技術文明の在り方を再検討する契機となったが、核融 合は少なくとも即戦力のエネルギー源とはみなされていな い. 風力, 水力, 太陽光, 太陽熱, 潮汐力, 地熱, こういっ た広くて密度の薄いエネルギーの上に近代文明は築けるの か,戦略と展望は見えてこない.限られた資源,増加し続 ける人口,予想される大きな気候変動の前で,1000年先の 我々の未来は全く混沌としている.歴史を1000年遡ること はたやすいが、わずか100年先の世界を我々は展望できな いでいる. 認識するだけの科学ではなくて設計の科学が, 今ほど要求されている時代はない.

そのような状況の中で重イオン慣性核融合の位置づけは どこにあるのか.長期的にエネルギーを供給できる重イオ ン核融合システムを再構築できれば、社会に展望をもたら すことができる.重イオン慣性核融合の研究開発は加速さ れるべきなのか.この小特集の執筆メンバーを中心に議論 を進めてきた.

日本では大学の小規模な研究グループが中心ではある 6. Concluding Remarks HORIOKA Kazuhiko が、イオン源から標的爆縮の物理まで重イオン慣性核融合 の研究を幅広い領域で進めている.この10年をみても 「レーザーアブレーション型イオン源の提案」,「新しい誘 導加速器の提案と原理実証実験の成功」,「均一標的照射の ためのWobblingビーム駆動爆縮の提案」,さらには「最終 段加速部のバンチングに伴うビーム物理の研究」など、日 本発の提案や研究実績が積み上がっている.この小特集で は、日本の研究グループの研究成果を中心にそのような取 り組みと今後の課題についてまとめた.なお、2008年には 東京工業大学がホストとなって重イオン慣性核融合会議が 開催された.この小特集では、日本の研究グループの研究 成果を中心にそのような取り組みと今後の課題についてま とめ、重イオン慣性核融合システムの全体像と課題をより 鮮明にすることをめざした.

レーザーによる点火実証,さらには重イオン駆動の慣性 核融合点火が実証されたとしても,核融合エネルギーのシ ステムとして成立するためには技術的なブレークスルーが 必要である.100TW 級のビームパワーを生成可能な重イ オン加速器のシステムは巨大で高価であり,解決すべき課 題が数多く残っている.この小特集の作業を通じて重イオ ン慣性核融合の全体像がかならずしも鮮明になったわけで はないが,ここ10年の研究努力の成果とこれからめざすべ き道筋が見えてきたように思える.

重イオン慣性核融合は点火条件を達成後の有望なスキー ムであるが,標的設計と加速器システムの条件が複雑に関 係するために統一的な評価が確立していない.幸いにもこ の小特集の執筆者をはじめとする研究参加者には,加速器 のシステムから燃料標的の物理までカバーできる幅広い人 材が揃っており,インジェクター部の基本的な性能から燃 料標的の物理や利得の見積もりまで,一貫して評価でき る.そのようなグループは米国や欧州にも存在しないと自 負している.長期的な展望を持てるエネルギー源として, 重イオン慣性核融合システムを再評価するとともに,研究 成果と日本からの情報発信をさらに積上げることをめざし ている.

高エネルギー密度科学やWDMの物理の探求や医療・産業応用をはじめ高エネルギー物理学や原子核物理学以外の加速器の応用が活発化している.重イオンドライバーの要

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

素技術や課題は粒子加速器の高出力化に共通であり,関連 する研究活動によって高出力イオンビームを用いた高エネ ルギー密度状態の科学,惑星科学,材料物理などの分野で 新たな領域を開拓できる可能性がある.また,10年前に出 版された小特集[1]の結びと重複するが,空間電荷に支配 されたビームのダイナミクスはそれ自身が物理的,工学的 な探求に値する魅力的な研究分野である[2].加速器の大 電流化への努力は重イオン慣性核融合にとどまらず多くの 分野で実を結ぶに違いないと考えられる.

#### 参考文献

- [1]小特集「重イオン慣性核融合の新しい展開」,小川雅生 他:プラズマ・核融合学会誌 77,15 (2001).
- [2]小特集「大強度荷電粒子ビームの物理と応用」,川崎 温他:プラズマ・核融合学会誌 75,1245 (1999).

#### -00 小特集執筆者紹介 50 $\sim$



# 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科・創 造エネルギー専攻教授,専門は,高エネルギー 密度プラズマ,パルスパワー,大電流ビームの 物理,原子力発電所の事故以来,除染技術の研

究にも取り組んでいます.科学や技術よりも我々自身が飛躍 的に成長しない限り, アーサー・C・クラークの世界はともか くとして、フリーマン・ダイソンが描く未来も実現は難しい かもしれないと考えています.



# 前面重美

宇都宮大学工学研究科教授. 核融合でエネル ギー問題の解決に貢献し、人類を救おうと、大学 院生からイオンビーム慣性核融合の研究に従 事.他にレーザー粒子加速やシミュレーション 支援環境などの研究も行っている. なかなか核

融合エネルギーが解放できなくて手強いと感じながらも頑 張っている (つもり).



#### 高山 健

高エネルギー加速器研究機構・加速器研究施 設,教授.主な研究分野:ビーム物理・加速器 物理,非線形力学,高速重イオンの応用研 究.趣味はKayak,仕事以外の興味は文明の崩 壊パターン,過去における孤立系の崩壊パターンは社会人類

学でかなり良く分類されているが, 重層構造のglobal 文明の崩 壊パターンは如何に?



# \* ぐり よし ゆき

所属は東京工業大学原子炉工学研究所物質工 学部門.研究分野はイオンビーム応用工学(荷 電粒子励起 X 線放出などを用いた環境・材料 科学, 医用工学, 重イオン慣性核融合に関連し

たビーム・高エネルギー密度標的相互作用,加速器工学な ど). 学内の1. 6メガボルト静電重イオンタンデム加速器の 維持管理,運用も担当.



# 長谷川純

東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エ ネルギー専攻,准教授.神奈川県藤沢市出 身.研究分野はプラズマ・イオンビーム理工

学,慣性核融合.プラズマとイオンビームの狭 間で,高エネルギー密度をキーワードに新機軸を打ち出すべ く模索中. 最近の趣味はトレッキングや登山, 写真など.



# \*\* ち たか し 菊 池 崇 志

釧路工業高等専門学校卒業,長岡技術科学大 学卒業, 東京工業大学総合理工学研究科博士 後期課程修了.現在,長岡技術科学大学・原子 力安全系・准教授. 学内の産学連携関連の副

センター長を兼務しているため、専門分野外の方とお会いす る機会がよくあり、「ご専門は?」と聞かれるが「核融合」「粒 子ビーム」などと答えると(<sup>°</sup>д<sup>°</sup>)ポカーンとされるの で,最近は「プラズマです」と回答している.内心とても残念 に思っている.