



解説

磁場印加型レーザーイオン源の開発と 高フラックス化に向けた検討

Study on High-Flux Laser Ion Source with Applying Magnetic Field

高橋一匡, 岡村昌宏¹⁾TAKAHASHI Kazumasa and OKAMURA Masahiro¹⁾長岡技術科学大学, ¹⁾ブルックヘブン国立研究所

(原稿受付: 2018年2月21日)

レーザーイオン源は固体ターゲットに高強度 ($10^8 \text{ W/cm}^2 \sim$) のパルスレーザーを照射することによりアブレーションプラズマを生成し,そこにイオンを引き出して加速するための外部電場を印加することで高輝度のイオンビームを供給する技術である.また,アブレーションプラズマに対してさらに外部磁場を印加することでイオンフラックスの増加や電流波形の制御が可能となる.本稿ではレーザーイオン源の基本的な特徴,磁場を用いたレーザーイオン源の制御に関する研究の最近の動向について紹介する.

Keywords:

laser ion source, heavy ion beam, ablation plasma, high current beam, highly charged beam, solenoid magnetic field, multicusp magnetic field

1. はじめに

昨今, 重イオンビーム慣性核融合 (HIF) のインジェクター開発を目的としたレーザーイオン源の研究が行われている. HIF では, 核融合の条件を満たすために提案されているビームの仕様はいずれも既存の加速器技術で達成されたものよりも厳しく, 核融合燃料ターゲットへの最終照射点で 1 MJ の投入エネルギーを仮定すると, 10 GeV のエネルギーを持つ 0.1 mC のビーム電荷をターゲットが爆縮する時間スケールの 10 ns 程度で照射する必要がある. これを実現するビーム電流は 10 kA と極めて大きな値になり, 加速器によるビーム輸送の観点からはあまり現実的ではない. 過去に HIF のための様々な加速器システムが提案されてきたが, 加速時のビーム電流の要求を緩和するため, いずれも加速中にビームの縦方向圧縮を取り入れ, イオン源ではより長パルスで低い電流で済むようなスキームが検討されている [1]. 例えば誘導加速器をベースにした重イオン加速器システムの案の一つは, イオン源において 20 μs のビームパルス幅を仮定すると, 100 A のビーム電流を必要としている. それでもなお, 要求される電流は単一のイオン源によって供給, 輸送する値としてはかなり大きい. したがって, 複数のイオン源からなるフロントエンドを使用し, 合計のビーム電流が 100 A となるような加速器の構成が想定されている. この時, 個々のイオン源は加速器システムを単純化するためにできるだけ高いビーム電流を供給することが要求される. さらに, 加速器要素のサイズを小さくするためには, 横方向のビームサイズが小さい

ことが重要であり, ビームエミッタンスは, HIF 発電プラントの実現にとって重要な鍵である. よって HIF 用のイオン源は, パルス動作モードで大きなビーム電流と低いエミッタンスを有する高輝度ビームを供給しなければならない. また, ビームを大電流化するためには, イオンフラックス (単位時間・単位面積あたりに通過するイオン数) を高める必要がある. この要求を満たすために, 我々はレーザーイオン源の利用が最も有望な解決策であると考えている.

歴史を紐解くと最初のレーザーイオン源はレーザーが 1960 年に発明されて 10 年以内に提案されており [2], レーザーイオン源はレーザーの最も古い用途の 1 つであった. 固体ターゲットに高強度レーザーを照射することで生成されたアブレーションプラズマの特徴としてターゲットの面と垂直方向に大きなドリフト速度を有し, 従来のイオン源と比較してプラズマ生成時の密度が高いため, レーザーイオン源は大電流のイオンビームを比較的容易に生成可能である. さらに磁場印加型レーザーイオン源では, 生成したアブレーションプラズマを磁場により制御することで, アブレーションプラズマの膨張を抑制し, HIF に要求される大電流イオンビームの実現が期待できる.

レーザーを用いるイオン源として, 近年, 超高強度レーザーのターゲットへの照射時に形成されるシースの電場によりイオンの加速を行うレーザーイオン加速が発展してきているが, 本稿ではこれらに比較して集光強度の小さい ($10^8 \text{ W/cm}^2 \sim$) レーザー照射によりアブレーションプラ

ズマを生成し、そこにイオンを引き出して加速するための外部電場を印加してビームを引き出すレーザーイオン源について紹介する。

2. レーザーイオン源

2.1 レーザーイオン源の特徴

典型的なレーザーイオン源は、レーザーと光学系、ターゲットおよびビーム引出電極からなる(図1)。レーザー照射によって生成されたアブレーションプラズマはターゲットの表面の垂直方向に対し20~30度程度の角度に集中して噴出する。プラズマからのイオンビームの引き出しは一般的なイオン源ではBohm電流とChildLangmuirの法則から求まる空間電荷制限電流のバランスによって決定される。しかし、アブレーションプラズマ中のイオンは温度より大きな運動エネルギーを有しており、イオンの音速よりドリフト速度の方が大きいために、引き出されるビーム電流はイオン音速で決まるボーム電流ではなくイオンのドリフト速度 v を用いた $J = Zenv$ で求めることができる[3]。ここで、 J は電流密度、 Z , e , n はそれぞれイオン価数、素電荷、およびイオン密度を表している。また、静的なプラズマから引き出される場合の電流密度は通常、ChildLangmuirの法則から

$$J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{d^2} \quad (1)$$

のように表されるのに対し、レーザーイオン源ではレーザーアブレーションプラズマがドリフト速度を有しているため、イオンの初速の影響により

$$J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{(\sqrt{V_0} + \sqrt{V_0 + V_a})^3}{d^2} \quad (2)$$

のようになる[4-6]。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 q , m , d はそれぞれイオンの電荷、質量及び電極間の距離であり、 V_a は加速電圧、 V_0 は qV_0 がプラズマ中の粒子が有する運動エネルギーに相当する電圧である。これらのプラズマのドリフト速度の効果により、レーザーイオン源では静止したプラズマからイオンビームを引き出すよりも多くのイオンを供給できるポテンシャルを有している。

2.2 電流とパルス幅

レーザーイオン源はパルスレーザーを用いてプラズマを

生成するため、得られるビームもパルス状である。ここで、各イオンの振る舞いに注目すると、プラズマの膨張時間 μs に対してレーザー照射によるプラズマ加熱の時間(約10 ns)は十分小さく、形成されたプラズマの初期のサイズは、ドリフト距離と比較して無視できるので、プラズマの膨張はレーザーターゲット表面の空間の一点から始まると見なすことができる。そして、プラズマ中の各イオンは一定速度で直進するためイオンビーム引き出し地点における最も速いイオンと最も遅いイオンの到着時間の差によりイオンビームのパルス幅が決定され、パルス幅はプラズマのターゲットから引出電極までのドリフト距離に比例して増加する。このように、レーザー照射の時間は非常に短いが、引き出されたイオンビームのパルス幅は μs 以上のスケールまで拡大することができる。また、電流値も輸送距離とともに変化し、プラズマの3次元的な膨張に伴い、ドリフト距離の3乗に反比例して減少する。典型的な電流密度としてはターゲットから数10 cmのドリフト後において10~100 mA/cm²程度を有しており、大きな電流を引き出すことが可能である。

2.3 価数

レーザーイオン源の価数はレーザーパワー密度と密接に関わっている。パワー密度を増加させれば多価イオンを供給可能であり、これは、集光レンズの焦点距離や位置によって容易に調整可能である。CO₂レーザーは比較的高いエネルギーを得ることができ、高い価数のイオンを得る条件である高温のプラズマを生成しやすいため、これを用いたレーザーイオン源による多価イオンビームの供給が行われてきた。たとえばエネルギー、パワー密度がそれぞれ数10-100 J, 10¹²-10¹³ W/cm²オーダーの条件で20価を超えるTa, Pbイオンを得ることができる[7-10]。また、数JのNd:YAGレーザーを用いて10¹³ W/cm²のオーダーのレーザー照射で10数価の金属イオンが生成されている[11]。逆にパワー密度を10⁹ W/cm²以下に抑えることで1価イオンが支配的なプラズマを生成可能である[12]。

2.4 エミッタンス

イオンビームの収束性を決める質の評価はエミッタンスという物理量によって議論される。一般にイオン源のエミッタンスはプラズマの温度の関数となっており、温度が低いプラズマから引き出すほど質の良い低エミッタンスのビームが形成可能である。レーザーイオン源ではプラズマ

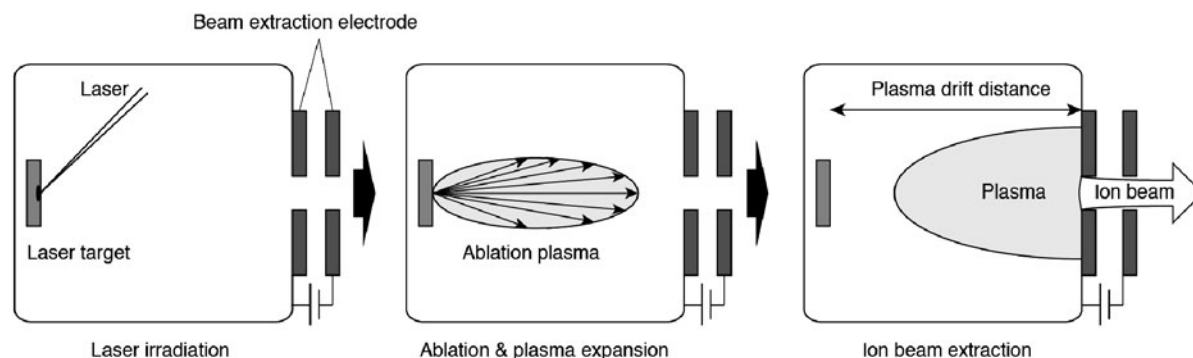


図1 レーザーイオン源の概略。

は一点から膨張するため本質的には低エミッタンスのビームを形成できる。また、エミッタンスはプラズマに印加される磁場によっても増加するが、重イオンビームで最も普及している ECR イオン源は引き出し付近に強力な磁場があり、エミッタンスが大きくなるため、ビームの輝度が上げにくいという問題がある。これは Electron Beam Ion Source (EBIS) も同様であるが、レーザーイオン源にはこの問題がないこともメリットである。一方で、レーザーイオン源のビーム電流波形は shifted-Maxwell 分布を有するパルス状であり、これがプラズマとイオンビームの引き出し面のメニスカスを時間変化させることで、エミッタンスが時間的に変動することが示されている [13]。

2.5 ターゲット

全ての固体材料は、レーザー照射によってイオン化することができるため、他のイオン源とは異なり、レーザーイオン源はヘリウム以外の非常に多様な種のイオンビームを供給することができる。ブルックヘブン国立研究所 (BNL) では、レーザーイオン源からユーザー施設に Li, B, C, O, Al, Ca, Si, Ti, Fe, Zr, Nb および Au を供給している。H と O のビームは、Zr 水素化物とアルミナのターゲットから得ることができ、また、冷凍機ヘッドを使用して冷凍 Ne および Ar ターゲットから良好なビームを得る方法を実証している [14-17]。

3. ソレノイド磁場印加型レーザーイオン源

3.1 イオンビームの大電流化

我々がレーザーイオン源を設計するとき、求められる価数のイオンを生成するようにレーザーパワー密度を調整し、これによりプラズマ全体のターゲット表面に対するプラズマ膨張速度およびドリフト速度も決定される。その後イオンビームのパルス長が選択されると、ターゲットとイオンビームを引き出す電極との間の距離、すなわちプラズマのドリフト距離が決定される。レーザーイオン源により比較的長い (10 μ s - 100 μ s オーダー) パルス幅のビームを形成するにはプラズマを長距離にわたって膨張させる必要がある。

先述のようにプラズマのドリフト距離を長くすると、より長いビームパルス幅が得られるが、プラズマが3次元的に膨張するので、ビーム引き出し点におけるプラズマ密度はドリフト距離の3乗に反比例する。例えば、イオンビームのパルス長を2倍にしたい場合、ドリフト距離を2倍にする必要があり、得られるビーム電流は1/8に減少する。この急峻なビーム電流の減少を補償するために、図2のような長手方向のソレノイド磁場が非常に有効である。典型的には、数 10 Gauss の静的なソレノイド磁場を印加することにより、イオンビームの電流を磁場のない場合と比較して容易に増加させることができる (図3)。また、図4は 1 m のソレノイドを用いて Cu ターゲットから発生したプラズマを輸送した際の磁束密度に対するソレノイド出口における電流波形の最大値を示しており、ソレノイド磁場の磁束密度の増加により電流を増加させることが可能である。このことは他の多くのイオン種について確かめられて

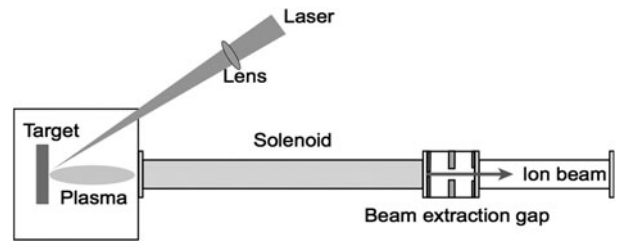


図2 ソレノイド磁場印加型レーザーイオン源。

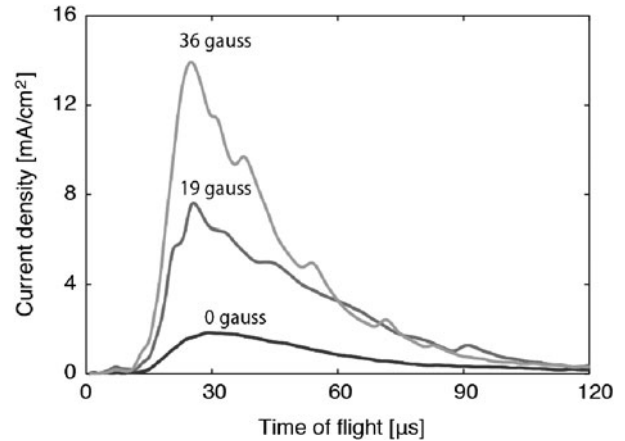


図3 ソレノイド磁場印加による電流波形の変化。

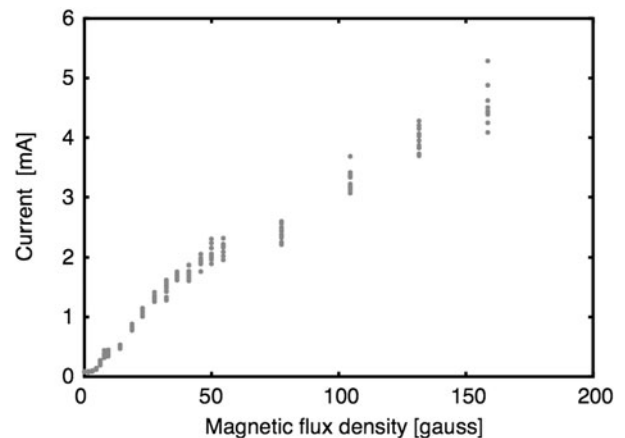


図4 ソレノイドの磁束密度に対する電流の変化 [13]。

いる [18]。一方、図4のエラーに示されるように印加する磁場の条件によってビーム電流波形の再現性が悪化する磁束密度や輸送距離などの条件が存在することが示されており、ソレノイド磁場はこの条件を避けるように設計する必要がある。

3.2 プラズマのガイディングと収束効果

これまで見てきたようにソレノイド磁場がレーザーイオン源の電流を増加させることを示したが、さらにソレノイド磁場によって得られる効果について検討する。図5はプラズマを長距離輸送した際の電流波形の最大値の変化がソレノイド磁場の有無によってどのように変化するかを示しており、輸送距離に対する電流の減少がソレノイド磁場を用いた輸送によって小さく抑えられていることがわかる。

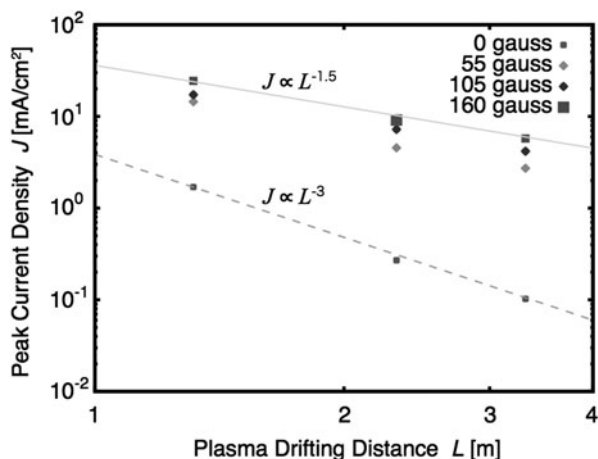


図5 プラズマ輸送距離に対する電流の変化[19].

これはソレノイドがプラズマをガイディングしていることを示唆しており、要求されるイオンビームのパルス幅が長いほど、つまり、輸送距離を長くする必要があるほどソレノイド磁場による電流増幅は効果を発揮する。

また、一方でソレノイド磁場は短い距離でも電流の増加が期待できる。図6は長さ400 mm、内径47 mmのソレノイドにレーザーアブレーションプラズマを入射した際の輸送管中心に沿った電流のピークの変化を示しており、ソレノイド磁場は輸送中のガイディングのみならず、その入り口付近でプラズマを収束させる効果を示している。このとき、磁束密度が大きいほどプラズマを収束させるまでの距離は短く、電流は高くなることが示される。また、図7はプラズマがソレノイド磁場への入射後にソレノイド中心から半径方向に0, 7, 14 mmの位置で観測した電流の変化を示しているが、外側から中心に向かって電流が増加していく様子がわかる。さらに短いソレノイドでも同様にその後方でプラズマの収束効果が確認されており[21]、その場合にはソレノイドはプラズマに対してレンズのような役割をはたしていると考えられる。これらから短いソレノイドでも電流を増加させる効果があることがわかる。

3.3 電流波形制御

次にソレノイド磁場による電流波形の制御の試みについて紹介する。磁場を印加しないレーザーイオン源の典型的なイオン電流波形に示されるように、イオン密度は時間の関数として変化し、プラズマからイオンビームを引き出す際のビームの発散角の時間的な変動を引き起こす。その結果、時間的に積算されたエミッタンスは各瞬間に得られるエミッタンスと比較して増加してしまう。また、加速器全体の空間電荷制限の設計値は、イオン源でのピーク電流を用いて設計する必要があるため、加速器によるビーム輸送の観点からイオンビームパルス中の電流変動は好ましくない。これらの問題を解決するためには、パルス中のプラズマの密度変動を制御し、フラットトップな電流波形を形成する必要がある。著者らは図8のようにターゲット付近のプラズマ膨張領域に短いソレノイドを設置し、高速ランピングするパルス磁場を印加することでフラットトップの電流波形を得るための制御を検討している[22, 23]。パルス

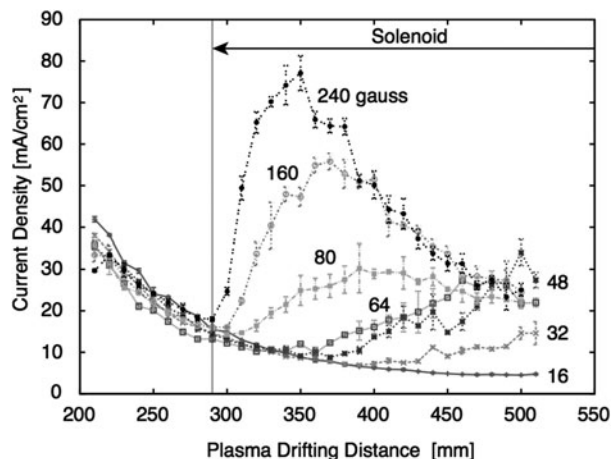


図6 ソレノイド磁場入口近傍での輸送管軸上の電流の変化[20].

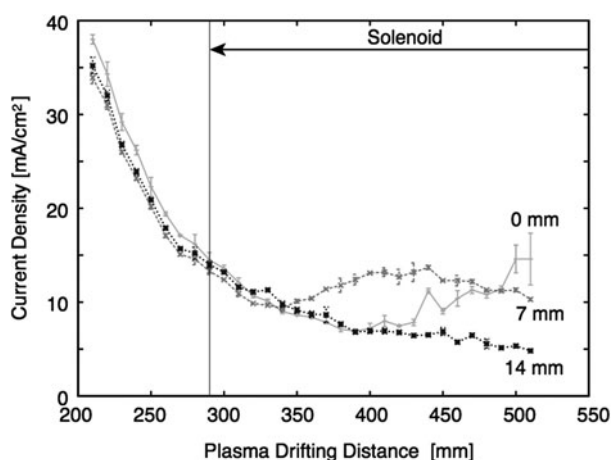


図7 ソレノイド内の半径方向の異なる位置におけるピーク電流の変化 (32 gauss)[20].

中の電流減少のタイミングに合わせて電流が増加するようにソレノイド磁場強度を変化させることによって、図9に示すようにビーム電流波形の整形が可能であることを確認している。ベッパポット法を用いてこの時のエミッタンスの変化を計測すると、測定器上でのビームの収束・発散を示すTwiss parameterの α の値が電流に対応して変化していることがわかる。これはプラズマからイオンビームが引き出されるイオン放出面のメニスカスがプラズマの時間的な密度変動によって変化することを示している。また、パルス磁場の適用によって現れた電流波形の2つ目のピークと最初のピークに対応した α が同等の値を示している。これはパルス磁場がプラズマ密度の時間変動を低減し、パルス中のイオン放出面のメニスカスの変化を抑えることでプラズマから引き出されたビームの挙動が等しくなっていることを示唆している。これを利用することで、プラズマ密

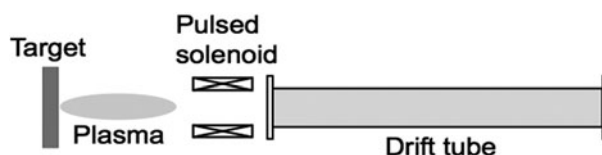


図8 パルスソレノイド磁場印加実験概略。

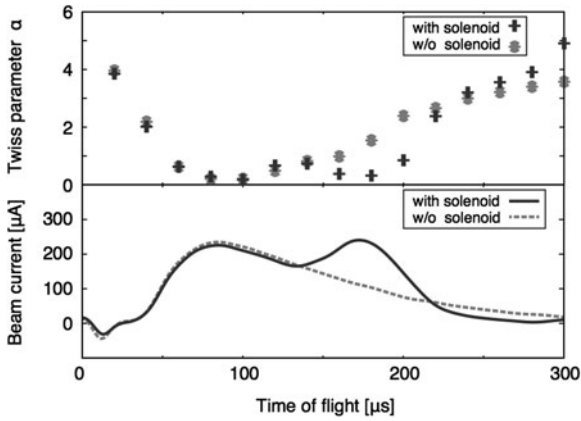


図9 パルス磁場によるビーム電流波形の変化および Twiss parameter α の変化。

度の変動を抑え、時間的に積分された全ビームパルスのエミッタンスを低減させることが可能である。この技術は、HIFのためのレーザーイオン源の実現にとって非常に重要であり、さらに長時間にわたってフラットトップに近い電流波形を得るため、より洗練された電流波形制御方法を検討している。

4. マルチカスプ磁場印加型レーザーイオン源

4.1 プラズマガイディング効果

誘導加速器によってイオンビームを加速するスキームにレーザーイオン源を適用する場合、HIFのために十分な電流をイオンビームに供給する方法として、図10のように細い多数のビームを引き出し、1本のビームにマージングして輸送するマルチビーム方式が検討されているが[24, 25]、大面積のイオンビームを引き出すためには、均一なプラズマが必要である。

プラズマを十分長い距離にわたって自然膨張させたレーザーイオン源では横方向に対して比較的均一な分布を実現可能である。一方で、長パルスで大電流を得るためにソレノイド磁場などを用いた場合には前述のようにその横方向分布が影響を受けることが示されている。そこで、横方向に大面積で均一な密度分布を持つプラズマのガイディング法の確立をめざして図11のようにマイクロ波を用いるイオン源のプラズマ閉じ込めなどに幅広く使用されているマルチカスプ型の磁場構造をプラズマの輸送管に適用することにより、レーザーアブレーションプラズマのガイディングする方法が最近著者らによって検討されている[26, 27]。この方式ではソレノイド磁場とは異なり、磁束密度をパラメータに電流値を制御することはできないものの、ネオジム磁石などを用いてプラズマの輸送管内壁付近に比較的強い磁場を容易に形成できる。

ここでは表1に示す二種類の磁場の条件でプラズマを輸送した際に得られたプラズマ輸送特性について紹介する。図12(a)は表1(a)に対応する磁場の構成でアブレーションプラズマを輸送した際の半径方向の異なる位置(0-21 mm)における電流ピークの変化を示している。この結果よりマルチカスプ磁場を通過中は自然な膨張時の $J \propto L^{-3}$

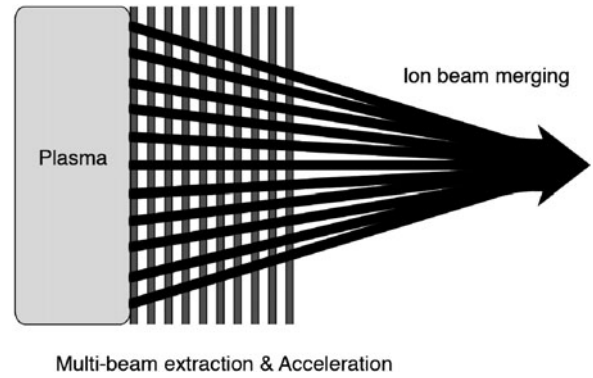


図10 マルチイオンビーム引出しの概念図。

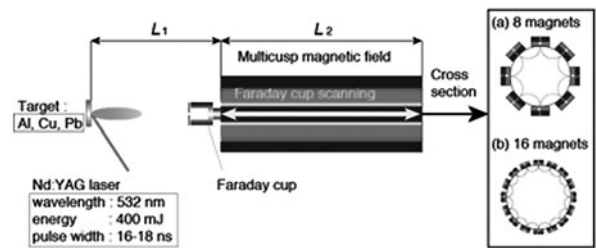


図11 マルチカスプ磁場によるプラズマのガイディング。

の変化に比較して電流の低下が抑えられていることがわかる。また、図12(b)では電流を時間積分して得られる電荷の距離に対する変化が示されているが、 $L=400$ mmを過ぎたあたりからあまり変化していないことがわかる。これは、プラズマは進行方向のみに膨張していることを示しており、マルチカスプ磁場によって横方向への膨張を制限しプラズマをガイディングできていることがわかる。また、マルチカスプ磁場を用いたガイディングでは輸送管の中心には磁場が存在しないためか、その領域を通過したプラズマのイオン電流波形は磁場を印加しない波形と大きく変わらず、ソレノイド磁場印加時のような電流波形の変動は生じない。

また図13は幾つかのイオン種について表1の二種類のマルチカスプ磁場で輸送した際の距離に対する電流密度の変化を示す。いずれのイオン種でも磁場ガイディング後では自然な膨張時に得られる値より数倍の電流が得られるが、重いイオンほど変化が緩やかに現れる傾向が見られた。

4.2 半径方向の電流分布特性

最後に、二種類のマルチカスプ磁場で輸送した際のプラズマの半径方向分布について簡単に紹介したい。比較的小型の構成である表1(a)のマルチカスプ磁場では良好なプラズマのガイディング効果が示されたが横方向に均一なプラズマの分布は得られていない(図12)。一方、表1(b)の条件では何れのイオン種でも(a)の条件と比較してガイディングの効果が現れるまで長い距離を要することが示されるが、マルチカスプ磁場中を輸送する間、中心軸付近で

表1 マルチカスプ磁場の構成。

	磁極数	輸送管直径[mm]	L_1 [mm]	L_2 [mm]
(a)	8	54	250	300
(b)	16	108	220	900

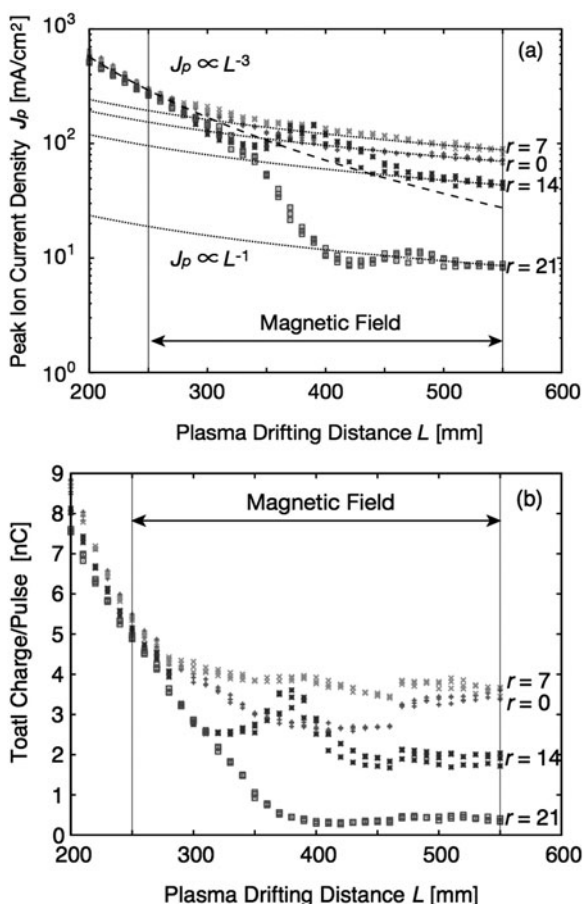


図12 ドリフト距離に対する(a)ピーク電流及び(b)電荷の変化 [26].

均一な分布が得られることが示唆された (図14). さらに良好なガイディング効果を得つつ均一なプラズマの分布を得る条件を明らかにすることは今後の課題である.

5. まとめと今後の展望

従来、多価イオンの供給に用いられてきたレーザーイオン源であるが、HIFドライバーの開発では低価数、大電流、低エミッタンスビームの供給という新たな課題に挑んでいる。固体密度から膨張を開始するレーザー生成プラズマを利用するレーザーイオン源はもとより大電流イオンビームを供給するポテンシャルを有しているが、HIFドライバーのように従来にないような大電流ビームの要求に応えるため、さらなる高フラックス化に向けて磁場によるプラズマの制御の試みが行われている。

ソレノイド磁場を適用したレーザーイオン源の電流は劇的に改善され、その増倍率はソレノイドの位置、長さ、磁束密度を変えることによって調整が可能である。一方でHIFへ向けたレーザーイオン源のさらなる制御のため、マルチカusp磁場によるプラズマのガイディングを提案し、その効果の検討が始められている。未だそのプラズマに対する影響は未知な部分が多く残されているものの、マルチカusp磁場を通して輸送した際のアブレーションプラズマの基本的な振る舞いは明らかになりつつあり、磁場によるガイディング効果が実証されつつある。さらに目的に応じ

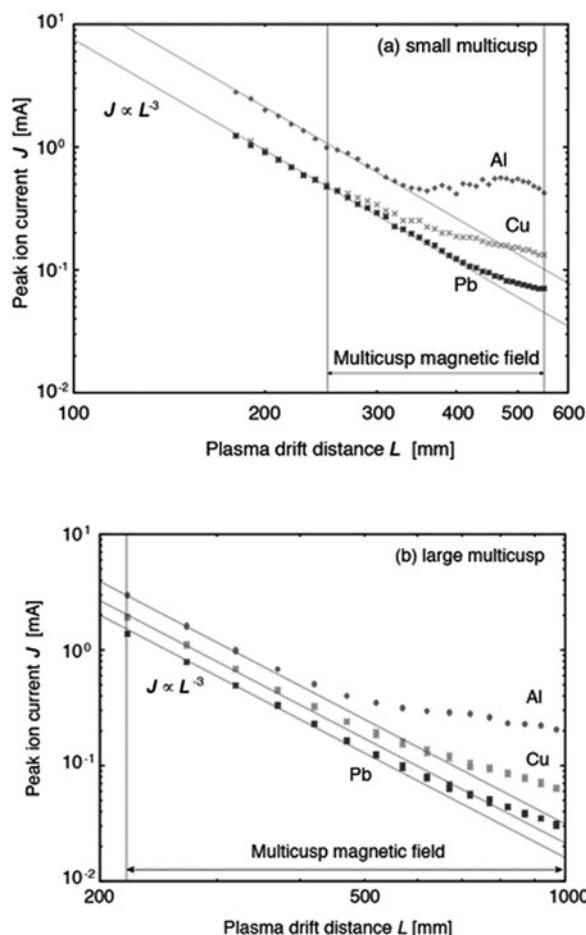


図13 ドリフト距離に対するピーク電流の変化(a)small multicusp (b)large multicusp [27].

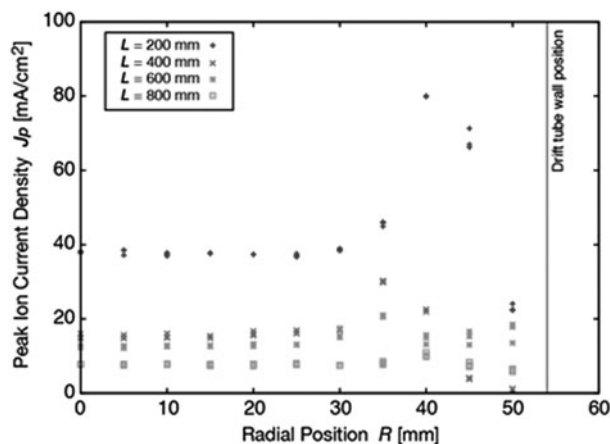


図14 マルチカusp磁場ガイディング中のCuプラズマの横方向の電流密度分布 [28].

てソレノイド磁場とマルチカusp磁場によるガイディングの方法を使い分け、あるいは組み合わせることで所望のパラメータを実現するレーザーイオン源の構築が可能となるであろう。

大電流重イオンビームの形成は歴史的に困難であったためか、現在その用途も原子核物理学実験への応用や粒子線治療などあまり多くはない。しかし、近年のレーザー技術の進歩により商用のテーブルトップのものでも高繰り返しで安定したレーザーを発生できるものが普及してきてお

り、レーザーイオン源は比較的簡単に構築が可能となっている。また、単純な構成で高輝度のイオンビームを供給できるため、大規模施設だけでなく小型加速器にも適合し多くの加速器施設で採用できる可能性があり、今後 HIF に限らず様々な重イオンビームの用途に応用されることを期待している。

参考文献

- [1] 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」：プラズマ・核融合学会誌 **89**, 87 (2013).
- [2] N.J. Peacock *et al.*, J. Appl. Phys. **2**, 1705 (1969).
- [3] M. Dembinski *et al.*, J. Appl. Phys. **50**, 6113 (1979).
- [4] G. Jaffe, Phys. Rev. **65**, 91 (1944).
- [5] H. Riege, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **451**, 394 (2000).
- [6] S. Liu *et al.*, J. Appl. Phys. **78**, 5919 (1995).
- [7] A. Balabaev *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1572 (2004).
- [8] B. Yu. Sharkov, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 1035 (1998).
- [9] V.Y. Baranov *et al.*, Laser Part. Beams **14**, 347 (1996).
- [10] B. Sharkov *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **33**, 1778 (2005).
- [11] H.Y. Zhao *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02A917 (2016).
- [12] T. Kanetsue *et al.*, Proc. EPAC08, Genoa, Italy, 421 (2008).
- [13] M. Okamura *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **733**, 97 (2014).
- [14] J. Tamura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02B101 (2008).
- [15] M. Sekine *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 02B318 (2012).
- [16] M. Okamura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02A906 (2016).
- [17] M. Okamura *et al.*, Proceedings of NAPAC2016, MOA 4IO01 (2016).
- [18] S. Ikeda *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02A915 (2016).
- [19] K. Takahashi *et al.*, AIP Conf. Proc. **1525**, 241 (2013).
- [20] 高橋一匡 他：電気学会パルスパワー研究会資料, PPT-13-040 (2013).
- [21] S. Ikeda *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **43**, 3456 (2015).
- [22] M. Sekine *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **795**, 151 (2015).
- [23] M. Okamura *et al.*, Laser Part. Beams **33**, 137 (2015).
- [24] D.P. Grote *et al.*, Phys. Rev. Special Topics Accel. Beams **6**, 014202 (2003).
- [25] J.W. Kwan, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **464**, 397 (2001).
- [26] K. Takahashi *et al.*, J. Phys. Conf. Series **717**, 012113 (2016).
- [27] K. Takahashi *et al.*, Energy Procedia **131C**, 354 (2017).
- [28] K. Takahashi *et al.*, (submitted).



たか はし かず まさ
高橋一匡

長岡技術科学大学電気電子情報工学専攻助教。2013年東京工業大学総合理工学研究科創造エネルギー専攻修了博士(工学)。主にレーザーイオン源およびクラスタービームに関する研究を行なっている。最近の趣味は四川料理(もどき)を作ること。特に水煮牛肉が好物。



おか むら まさ ひろ
岡村昌宏

ブルックヘブン国立研究所(アメリカ合衆国・ニューヨーク州)主任研究員。東京工業大学原子核工学専攻修了, 工学博士。理化学研究所を経て現職。粒子加速器の研究を行っています。英語をできるだけ使わないでアメリカで働く事を実践しています。