

1. 正負水素イオン源と核融合プラズマへの応用

1. はじめに

恒久的なエネルギー源として研究・開発が進められている制御熱核融合では、磁場に閉じ込められた高密度プラズマ ($1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ 以上) を高温 (10keV 以上) に加熱する必要がある。このようなプラズマの加熱には、大電力 (数 MW ~ 数 10MW) の水素中性粒子ビームが用いられており、その粒子ビーム発生源として、大型の大電流水素イオン源が開発されてきた。ビームエネルギーは入射するプラズマへの侵入長で決まり、近年、磁場閉じ込め核融合プラズマ装置の大型化に伴い、この中性粒子入射加熱装置 (NBI: Neutral Beam Injector) の必要とする入射エネルギーは数 10keV から数 100keV に増加している。そして、建設が開始された国際熱核融合実験炉 ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) では、 1MeV の粒子ビームによる核融合プラズマの自己点火および持続燃焼が計画されている。

水素イオン源で発生させたイオンビームは、そのままでは閉じ込め磁場によりプラズマへ入射できないため、中性ビームに変換する必要がある。イオンビームは、荷電交換衝突過程により中性ビームへ変換させることができるが、正イオンビームの中性化効率は図 1 に示すように、ビームエネルギーの増加により急激に低下し、核子当たりのエネルギーが 100keV では 20% 以下になってしまう。それに対して、負イオンビームでは、数 100keV を超える高エネルギー領域でも 60% 程度の中性化効率を維持することができる。一般に、正イオンビームの生成は負イオンビームに比べて容易であり、核子当たりの入射エネルギーが 80keV 以下であった 1970 年代 ~ 80 年代では、NBI 用に正イオン源の開発が行われた。その後、必要とする入射エネルギーの増加に伴い、負イオン源の開発が 80 年代後半から精力的に行われた。

その結果、90 年代後半には、負イオン源を用いた NBI システムが実用化されるに至っている。

NBI 用イオン源は、数 MW 以上の大電力イオンビームを生成する必要のあることから、高電流密度・大電流のイオンビームを高効率に生成・加速しなければならない。そのため、大体積におけるイオン源プラズマ生成と大面積ビーム引出し・加速を特徴とする。

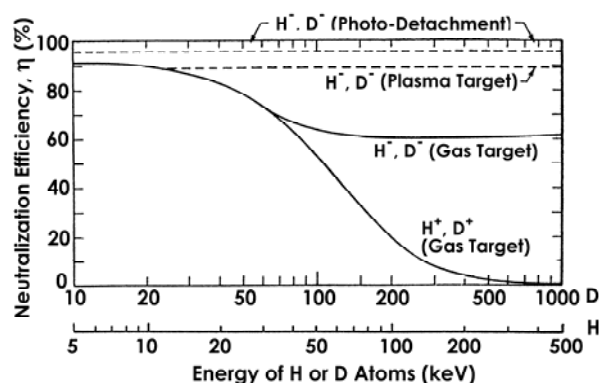


Fig. 1 正負水素イオンに対する中性化効率のビームエネルギー依存性

以下では、NBI 用正負水素イオン源の動作原理を示すと共に、その特徴である大型容器における高効率イオン源プラズマの生成および大面積ビームの制御について延べる。そして、実際に使用されているイオン源について、その構造等を紹介する。特に、大型負水素イオン源に関しては、最近の性能向上も含めた動作原理上の特徴について、今後の開発研究の動向も含めて記述する。なお、本稿は参考文献[1-3]の内容を基にまとめたものであり、詳細はそちらを参照願いたい。

2. プラズマ加熱用ビームシステムの構成

NBI システムの基本構成を図 2 に示す。磁場に閉じ込められたプラズマを加熱するため、入射する粒子ビームは、閉じ込め磁場に影響されない中性粒子にする必要がある。そのため、図 2 に示すように、NBI システムは高エネルギー粒子ビームとしてのイオンビーム生成、イオンビームの中性化、残留イオンビーム除去、ビーム検出・測定、中性粒子ビームの入射、という複数の過程の組み

合わせて構成されている。なお、図 2 は負イオン NBI システムを示しているが、正イオン NBI システムでは、残留イオンビームダンプが正イオンに対してのみである点が異なっている。

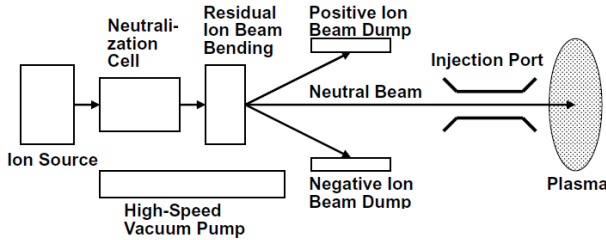


Fig. 2 負イオン NBI システムの基本構成図

そのうちイオンビームの生成部であるイオン源は、NBI システムのいわば心臓部であり、中性化効率に依存するが、入射電力の 2 倍程度のイオンビーム出力が必要である。現状の得られている電流密度は、正イオンビームの場合 $250\text{mA}/\text{cm}^2$ 程度なのに対して、負イオンビームの場合 $30\text{mA}/\text{cm}^2$ 程度であることから、要求されるビームエネルギーと中性化効率の関係を考慮して、正イオン源か負イオン源かの選択がなされる。その境界は核子あたりのエネルギーが 100keV あたりであるが、システム効率を考えると、境界付近のエネルギーでの設計は現実的ではなく、正イオン源 NBI システムでは $80\text{keV}/\text{nucleon}$ 以下で、負イオン源 NBI システムでは $120\text{keV}/\text{nucleon}$ 以上で設計する必要がある。

3. 大型容器におけるイオン源プラズマ生成

NBI システムでは、イオン源からのビーム出力として数 MW 以上が必要となるため、イオン源は必然的に大型となる。イオンの生成は実用化されている負イオン源も含め、プラズマ放電により行われるため、大体積のプラズマ源において、効率よく一様な高密度プラズマを生成しなければならない。そのため、容器壁面をカスプ磁場で覆ってプラズマの閉じ込め性能を高めたバケット型プラズマ源が多くの場合使用されている。ここで

は、バケット型プラズマ源における大体積プラズマ生成について述べる。

3.1. カスプ閉じ込め磁場配位

バケット型プラズマ源は、容器外側に永久磁石を配置して、多極カスプ磁場を容器内壁面近傍に生成させて、プラズマ閉じ込め磁場としていることに特徴がある。プラズマは容器中央部の無磁場空間で生成されるため、ノイズのない様なプラズマが生成される。そして、容器内壁近傍に生成されたカスプ磁場によりプラズマの拡散が抑えられることから、効率よく、高密度なプラズマが一様に生成される。

図 3 に、線カスプ磁場配位における多極磁場の極数とプラズマの一様性の関係を模式的に示す。カスプ磁場のない場合、プラズマは壁面へ自由に拡散するため、パラボリックな密度分布となる。壁面にカスプ磁場を形成させると、プラズマの壁面への拡散が抑えられることにより、中心部のプラズマは一様となる。そして、カスプ磁場の極数を増加させると、プラズマの一様な領域は壁面へ向かって拡大する。一様なプラズマの領域からイオンを引き出すことになるが、その領域の境界と壁面との距離は、容器に配置した永久磁石並びの列間距離、すなわち隣り合わせの異なる極性間の距離に概ね対応する。カスプ磁場の強度はプラズマの閉じ込め性能に関係し、プラズマ生成効率や無磁場領域におけるプラズマ密度に影響するため、NBI 用イオン源では $1\sim 2\text{kG}$ と高い。

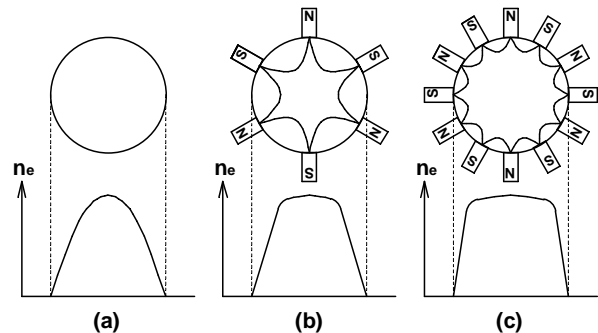


Fig. 3 線カスプ磁場配位における多極磁場の極数とプラズマの一様性の関係

多極カスプ磁場の配位は、永久磁石の容器上での配置の仕方によりいくつかあるが、図4に代表的な配位を示す。永久磁石の並びをビーム軸と平行にして線カスプ磁場を構成する図4(a)のような軸方向配置は、主に円筒容器に用いられる。永久磁石の並びをビーム軸と垂直にして線カスプ磁場を構成する図4(b)のような周方向配置は、方形容器でよく用いられる。このような線カスプ磁場とは異なって、隣り合わせの磁極が2次的に交互に換わるような点カスプ磁場配位もあり、チェッカーボート配位と呼ばれている。チェッカーボート配位は、カスプ磁場の接続長が短いのが特徴である。なお、イオンが引き出される面には磁場が存在しないので、プラズマは引き出し面へ向かって拡散して、イオンが引き出されることに注意する必要がある。

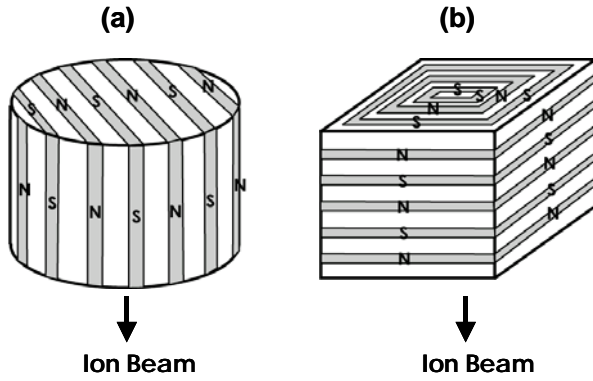


Fig. 4 多極カスプ磁場配位の例。(a)軸方向線カスプ配位と (b)周方向線カスプ配位。

3.2. プラズマモデリング

多くのカスプ磁場を用いたバケット型プラズマ源では、直流アーク放電によりプラズマを生成し、この時、フィラメントが陰極(カソード)に、壁面が陽極(アノード)になる。ここでは、このようなフィラメント・アーク放電により生成された大体積プラズマのモデリングを行う[4,5]。

簡単のため、プラズマはイオン・中性ともに単原子で構成されているものとする。フィラメント・アーク放電により生成されたプラズマ中には、フィラメントから放出された高速の1次電子、

プラズマ電子、イオンを含んでいる。1次電子はカソードのシース電圧に相当するエネルギーを持ってフィラメントから放出されるが、閉じ込め時間 τ_f 後にアノードの壁面で損失するか、または中性ガスとの非弾性衝突やプラズマ電子との相互作用を通じた熱化の過程により損失する。従って、1次電子束はこうした損失率とバランスするので、粒子保存の式は、電子のフィラメントからの放出電流を I_e とすると、

$$\frac{I_e}{e} = [n_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{col} + n_f \tau_f^{-1}] \cdot V \quad (3.1)$$

となる。ここで、 n_0 は中性ガス密度、 n_f は1次電子密度、 $\langle \sigma v \rangle_{col}$ は非弾性衝突の反応率、 V はプラズマ体積である。

イオンは1次電子が中性ガスを電離することにより生成されるので、プラズマ電子による電離を無視すると、イオンの生成率 I_+ は、

$$\frac{I_+}{e} = n_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{ion} \cdot V \quad (3.2)$$

で与えられる、ここで、 $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ は1次電子の速度分布にわたって平均したイオン化率である。生成されたイオンは滞在時間 τ_i 後に、アノード壁や通常は浮遊電位にしているイオンを引き出すための電極(プラズマ電極)およびフィラメントで損失する。イオンの損失率は損失領域へのイオン束としても表すこともできる。従って、粒子保存則は

$$n_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{ion} \cdot V = \frac{n_i}{\tau_i} \approx n_i v_i (A_{ai} + A_e + A_c) \quad (3.3)$$

となる。ここで、 n_i と v_i はイオン密度とシース端でのイオン速度をそれぞれ表し、 A_{ai} 、 A_e 、 A_c はそれぞれイオン損失に対する実効的なアノード面積、電極面積、カソード面積を示す。イオン温度は低く、ガス圧力も低いので、 v_i は熱化していない単一のエネルギーを有すると見なすことができ、そのドリフト速度はボームのシース条件で与えられるとすると、式(3.3)は、

$$n_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{ion} \cdot V = n_i \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{\frac{1}{2}} (A_{ai} + A_e + A_c) \quad (3.4)$$

となる。 T_e はプラズマ電子温度、 M はイオンの質量である。

プラズマ電子はイオン化ないしは1次電子の熱化により生成され、アノード壁で損失する。アノード・シースを超えて壁面へ向かうプラズマ電子束は、ボルツマン分布に従うとすると、粒子バランスは、

$$\begin{aligned} & [n_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{col} + n_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{ion}] \cdot V \\ &= \frac{1}{4} n_e v_e A_{ae} \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_e}\right) \\ &= \left(\frac{kT_e}{2\pi m}\right)^{1/2} n_e A_{ae} \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_e}\right) \quad (3.5) \end{aligned}$$

となる。ここで、 n_e 、 v_e はシース端における電子密度と平均電子速度、 m は電子の質量、 ϕ はシース端におけるプラズマ電位、 A_{ae} はプラズマ電子損失に対する実効的なアノード面積である。ここでいうアノード面積は実効的な粒子の捕集面積であり、プラズマ電子とイオンに対しては等しいと見なすことができ、 $A_a \equiv A_{ai} = A_{ae}$ とおける。

これらの一連のバランスの式を用いてイオンの生成効率を評価する。式(3.1)と式(3.2)より、

$$\frac{I_e}{I_+} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{col}}{\langle \sigma v \rangle_{ion}} + \frac{1}{n_0 \langle \sigma v \rangle_{ion} \tau_f} \quad (3.6)$$

が得られる。第1項は、電子のエネルギー分布に関係しているが、ガス圧力の高い極限でのイオンの生成効率を示している。そして、閉じ込め性能等のプラズマ源の性能には関係しておらず、放電電圧すなわち1次電子の初期エネルギーに依存した定数となっている。イオンの生成効率の逆数である I_e/I_+ は $1/n_0 \tau_f$ に比例しており、効率的なイオン生成には1次電子の閉じ込め時間 τ_f の長いことが必要であることがわかる。ガス圧力が高いときもイオン生成効率は高くなるが、装置の真空排気システムが大きくなる上に、後に述べるように、負イオン源動作ではガス圧力の低いことが求められるので、ガス圧力を高くした動作は好ましくない。1次電子の閉じ込め時間 τ_f は実効的なアノード面積 A_a に対して、

$$\tau_f \approx \frac{4V}{v_f A_a} \quad (3.7)$$

のように依存する。ここで、 v_f は1次電子の速度である。従って、プラズマ体積が大きく、アノード面積が小さいとイオンの生成効率は高くなることがわかる

フィラメント・アーク放電では、フィラメントへのイオンのフラックスは、次式の空間電荷流に対するラングミュアのシース条件を満たさなければならない。

$$J_+ \geq \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} J_e \quad (3.8)$$

ここで、 $J_+ = I_+/A$ はイオン電流密度、 $J_e = I_e/A_c$ はフィラメントから放出される電子電流密度である。式(3.6)–式(3.8)より、安定なアーク放電の得られる最小ガス圧力を得ることができる。

$$n_0 \geq \frac{A}{4V} \cdot \frac{A_a}{A_c \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} - A \frac{\langle \sigma v \rangle_{col}}{\langle \sigma v \rangle_{ion}}} \cdot \frac{v_f}{\langle \sigma v \rangle_{ion}} \quad (3.9)$$

最小ガス圧力は、概ね、全損失面積とプラズマ体積の比に依存していることがわかる。従って、アノード面積が小さく、プラズマ体積の大きいプラズマ源では、動作ガス圧力を低くすることができる。

一方、プラズマ源の閉じ込めを向上させるためにアノード面積を減少させると、プラズマ放電が効率の悪い放電モードにスイッチしてしまう現象が場合によっては生ずる。この放電モードスイッチでは、プラズマ電位が正から負へ大きく変化するため、カソード・シースにかかる電圧が低下する。その結果、1次電子のエネルギーが減少し、電離効率が低下する。式(3.4)と式(3.5)より、プラズマ電位は以下のように表される。

$$\exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right) = \left(\frac{M}{2\pi m}\right)^{1/2} \frac{A_a}{A_a + A_e + A_c} \left(1 + \frac{\langle \sigma v \rangle_{col}}{\langle \sigma v \rangle_{ion}}\right)^{-1} \quad (3.10)$$

ここで、プラズマ電位が正であるためには、アノード面積は次の条件を満たさなければならない。

$$\frac{A_a}{A_a + A_e + A_c} \geq \left(\frac{2\pi m}{M}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\langle \sigma v \rangle_{col}}{\langle \sigma v \rangle_{ion}}\right) \quad (3.11)$$

カソードに対しては、次の条件が課せられる。

$$\frac{A_c}{A_a + A_e + A_c} \geq \frac{I_+}{I_e} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/2} \quad (3.12)$$

効率のよい放電にはアノード面積を小さくする必要があるが、アノード面積は全損失面積に対して、式(3.11)を満足するように大きくしなければならない。一方、高効率放電には、式(3.12)より、フィラメントを太くして、本数を増やせばよいが、その場合、式(3.11)に示すように、等価的にアノード面積が減少することに注意する必要がある。

水素放電プラズマ中には、原子状イオン H^+ および分子状イオン H_2^+ 、 H_3^+ が存在する。NBI システムでは、イオンはビームとして引き出し・加速された後に中性化されて原子(H^0)ビームとなるが、分子状イオンは、イオンビームエネルギーの $1/2$ または $1/3$ のエネルギーの中性原子ビームになってしまうため、原子状イオンの比率（プロトン比）を上げる必要がある。プロトン比は、プラズマ密度とイオンの閉じ込め時間に依存して増加するので[6]、放電電力を増加させるとプロトン比は大きくなる傾向にある。また、イオン閉じ込め時間はプラズマ体積と実効的なイオン損失面積の比に依存するため[7]、カスプ磁場を強くした大型放電室がプロトン比の向上には有効である。

4. 大面積ビームの引き出し・加速

4.1. ビーム引き出しと電極構成

一般に、引き出されるイオン電流密度はイオンの空間電荷により制限され、平行 2 枚電極間では、Child-Langmuir 則によって、次のように与えられる。

$$J_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2Ze}{M} \right)^{1/2} \frac{V_{ext}^{3/2}}{d_s^2} \quad (4.1)$$

ここで、 d_s はイオンシースの厚さ、 V_{ext} は引出電圧、 Z はイオンの電荷数である。ここで、直径 $2a$ 、プラズマ境界での電極厚さを含めた引出しギャップ長 d の円孔引出し系を考えると、引き出されるイオン電流 I_i は、

$$I_i = \pi a^2 J_i = \frac{\pi \epsilon_0}{9} \left(\frac{2Ze}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{2a}{d} \right)^2 V_{ext}^{3/2} \quad (4.2)$$

となる。式(4.2)は、与えられた引出電圧に対して、引き出されるイオン電流は、引出し孔径 $2a$ ではなく、引出し系のアスペクト比 $2a/d$ によってのみ決められることを示している。なお、 $I_i/V_{ext}^{3/2}$ をパービアンズと言い、引き出されるイオン電流の特性を示す量を表すが、式(4.2)から、引出電極系における最大パービアンズを求めることができる。

アスペクト比は、イオン放出界面を安定に保つために、通常 1 以下にするので、50kV で水素正イオンを引き出そうとするとき、孔径に関係なく、引き出される電流は 0.5A 程度である。そこで NBI 用イオン源では、得られるイオン電流を増加させるため、多円孔または多スリットの引出電極系を用いることにより、等価的にパービアンズを増加させている。この場合、引き出されるイオン電流は、単純に開口部面積に比例して増加することになる。円孔から最小発散角で引き出されるイオン電流は、式(4.1)における J_i の 0.6 倍程度なので、50kV で 70A 程度の水素正イオンを引き出そうとすると、電極の透明率（開口率）を 50% として、直径 20cm 程度の円形電極が必要となる。このように、NBI 用イオン源では、大電流を得るために、電極面積が大きくと同時に、多ビームレットを扱う必要がある。

加速されたイオンビームは中性化ガスセル中をドリフトするが、ビームに沿って薄いプラズマが生成される。その結果、電子が正イオン加速器を逆流し、アーク放電室の天板に入射する。この逆流電子は加速効率を低下させると共に、アーク室を損傷させるので、接地電位に対して負にバイアスした抑制電極を接地電極の上流側に設置して、逆流電子の抑制を図っている。

図 5 に、正イオンの引出し・加速電極系の例を示す[8]。2 段の引出し・加速系であるが、逆流電子の抑制電極を含めて、4 枚の電極により構成されている。図には、ビームの軌道に沿って生ずる様々な衝突過程によって引き起こされる現象をイラスト的に示している。大電力ビームを扱う NBI 用イオン源では、加速効率および電極熱負荷は極めて重要であり、こうした現象を考慮する必

要がある。特に、加速器内の中性ガスは、様々な損失を引き起こすため、イオン源の動作圧力は低くすることが望ましい。

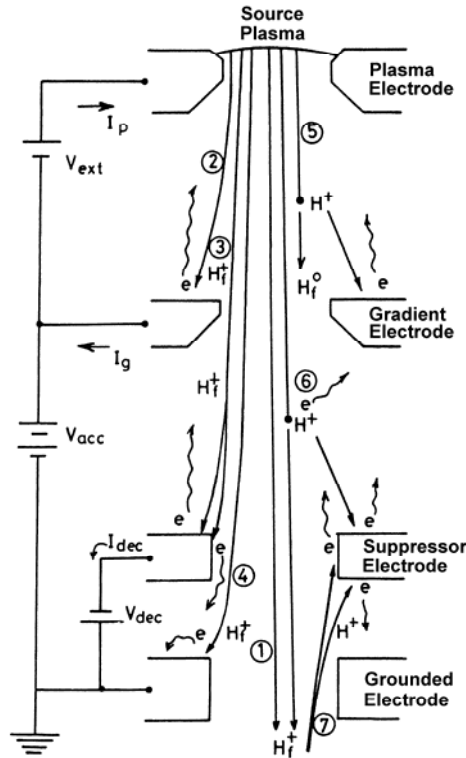


Fig. 5 正イオン源の引出し・加速電極系の例。4枚電極2段加速で、正イオンの加速に伴う様々な衝突過程をイラストで示している。

4.2. ビームレット・ステアリング

多ビームレットにより構成される大面積ビームは、限られた開口の入射ポートを通過させるために、収束させる必要がある。その方法として、多孔の電極を幾何学的に湾曲させて、多ビームレットが1点に焦点を結ぶようにすることが考えられる。この方法は、比較的焦点距離が短く、冷却水路のない慣性冷却の電極に対して適用可能である。しかし、冷却水路を有する強制冷却の電極では、このような幾何学的な電極成形は難しいため、個々のビームレットが共通の1点（焦点）に集まるように、プログラムの各ビームレットをステアリングする必要がある。電極の孔軸をビームレットの軸から変位させることにより、ビーム

レットを偏向させることができるため、この孔軸変位法を大面積多ビームレットの収束に利用している。ここでは、この孔軸変位法によるビームレット・ステアリングについて述べる。

一般に、両面（上下流）の電界強度が異なる電極孔は静電レンズとして働く。図6に3枚の電極を用いた2段加速の加速電極系を示す。電極の孔軸をビームレット軸に対して変位させている。なお、ここでは、接地電極に対する電位差が小さく、ビームレットの偏向に対して大きな影響を与えないため、逆流電子に対する抑制電極を省略している。2つの電極ギャップにイオンを加速する電界がかかっているとき、電極1の入口側と出口側には発散レンズと集束レンズがそれぞれ形成され、このレンズ効果の組み合わせにより、電極1の静電レンズ効果が決められる。

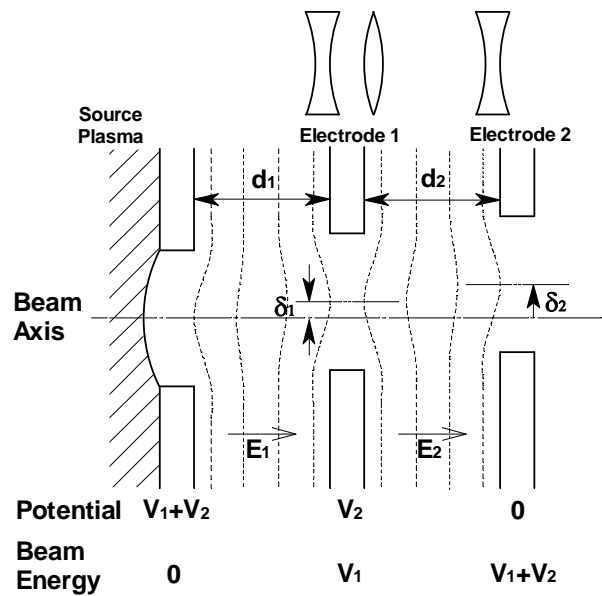


Fig. 6 3枚の電極を用いた2段加速電極系。電極1と電極2の孔軸をビームレット軸に対して変位させている。

薄肉レンズの近似として、レンズの焦点距離は図7に示すように、円孔の場合とスリットの場合に対して、それぞれ以下のように与えられる[9,10]。

$$f = \frac{4V}{E_d - E_u} \quad (\text{円孔}) \quad (4.1)$$

$$f = \frac{2V}{E_d - E_u} \quad (\text{スリット}) \quad (4.2)$$

ここで、 V はレンズ位置におけるイオンのエネルギー、 E_u と E_d は電極の上流側と下流側の電界強度をそれぞれ表す。さてここで、図 6 に示された円孔電極による正イオンの加速電極系を考える。ビーム軸からのレンズ軸のずれを δ とすると、ビームの偏向角 θ は、

$$\theta = \delta / f \quad (4.3)$$

で与えられ、集束レンズのときは軸変位方向に、発散レンズのときはその反対方向に偏向する。2 段加速の場合、最終の偏向角は、各電極における偏向角の和として与えられるが[11]、その際、各電極ギャップにおけるビームの軸方向の加速を考慮する必要がある。図 6 では、電極 1 による偏向角 θ_1 は、第 2 段ギャップにおけるビームの軸方向加速を考慮して

$$\theta_1 = \frac{\delta_1}{f_1} \left(\frac{V_1}{V_1 + V_2} \right)^{1/2} \quad (4.4)$$

と書かれる。電極 2 による偏向角 θ_2 は、電極 1 におけるビーム偏向による径方向のビームのずれ δ_b を考慮して、

$$\theta_2 = \frac{\delta_2 - \delta_b}{f_2}, \quad \delta_b = \int_0^{d_2} \frac{\delta_1}{f_1} \left(\frac{V_1}{V_1 + E_2 x} \right)^{1/2} dx \quad (4.5)$$

となる。式(4.1)より、電極 1 と電極 2 の焦点距離は、 $f_1 = 4V_1/(E_2 - E_1)$ と $f_2 = 4(V_1 + V_2)/(-E_2)$ にそれぞれなるので、結局、最終の偏向角 θ_f は、

$$\begin{aligned} \theta_f &= \theta_1 + \theta_2 \\ &= \frac{r_E}{4(d_1 + d_2 r_E)} \left[\frac{\delta_1 r_E - 1}{2 r_E} \left\{ 3 \left(\frac{d_1 + d_2 r_E}{d_1} \right)^{1/2} - 1 \right\} - \delta_2 \right] \end{aligned} \quad (4.6)$$

となる。ここで、 $r_E = E_2/E_1$ は上流側と下流側の電界比を表している。 $r_E = 1$ ならば、電極 1 はレンズとして働かない。通常は、電界比を 1 より大きくして ($r_E > 1$) 集束レンズとして働かせることにより、ビームの加速中における発散を抑えている。

このように、最終のビームの偏向角は、第 1 近似として、各電極孔の変位によるビーム偏向の線形和として解析的に扱うことができ、これを用いて、多くの場合、大面積多ビームレットの収束設

計を行う。なお最近では、3 次元計算機シミュレーションにより、このような孔軸変位によるビームレット・ステアリングを扱うことが可能となっている。それを用いることにより、孔軸変位における空間電荷、電極厚さ等の非線形の効果も検討することができる。

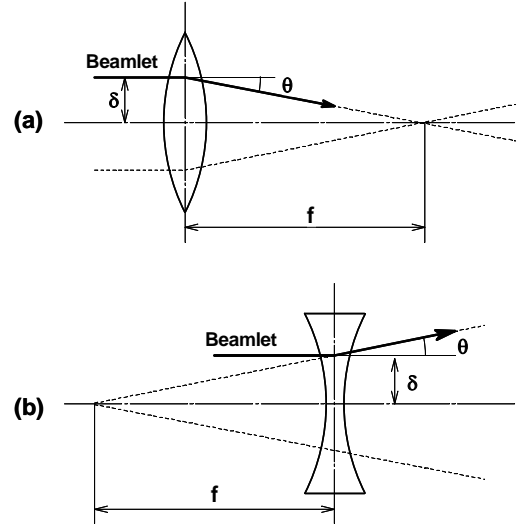


Fig. 7 ビーム軸からレンズ軸がずれたときの静電レンズ効果によるビームレット偏向。(a) 集束レンズのとき、および (b) 発散レンズのとき。

5. NBI 用正イオン源の例

NBI 用大型正イオン源は、1970 年代に精力的に開発され、1980 年代に稼働を始めた大型の核融合実験装置の主要な加熱装置である大電力 NBI システムに使用された。ここでは、現在も使用されている NBI 用正イオン源について簡単に紹介する。

NBI 用正イオン源の特徴は大型・大電力にあり、物理的には、イオン源プラズマの一様性、プロトン比、ビーム加速・ステアリング、等に、技術的には、ビームによる電極の熱負荷と逆流電子によるアーク放電室天板への熱負荷の処理等に関心が払われている。一般に、イオン源プラズマは大体積を有するマルチカスプ磁場で囲まれた大型アーク放電室で生成され、そのプラズマ密度は $(1-5) \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 程度と高い。電離度は 1-5%、ビ

ーム電流とガス流束の比であるガス効率は20-40%に達する。一方、電極の熱負荷が高いため、各孔列間に冷却水路を埋め込むことで強制水冷を行っている。しかし、電極の透明率(ビーム孔の開口率)を下げないようにするため、冷却水路を細くしていることから、水路長さは25cm程度以下にして冷却効率を確保する必要がある。その結果、大面積の電極は、通常、冷却水路に垂直な方向に長い、方形をしている。

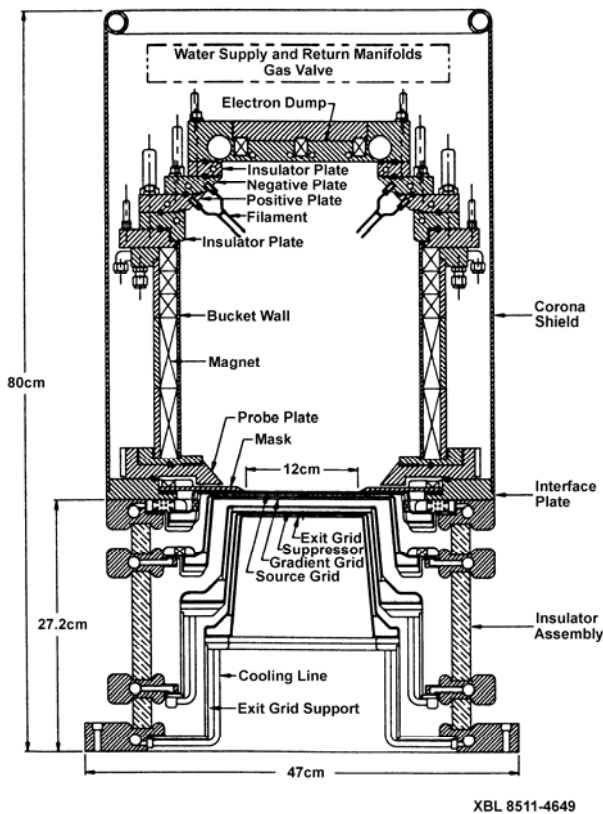


Fig. 8 米国のTFTR装置やDIII-D装置のNBIシステムで使用されている正イオン源

図8に、TFTR装置やDIII-D装置で使用された正イオン源を示す[12]。プラズマ源は、断面が24cmx57cmで、深さは30cmである。天板は逆流電子による熱負荷を除去するために強制水冷を行っている。引き出される正イオン電流とアーク電力の比であるアーク効率は0.6-0.7A/kWと高い。また、プロトン比は80-85%である。加速器は逆流電子に対する抑制電極を備えた4枚電極

で、正イオンを2段で引き出し・加速する。多スリットによる引き出し・加速を特徴としており、電極の透明率は60%にも達している。TFTRにおけるビームエネルギーは120keVで、12cmx43cmの電極から73Aの重水素ビームを数秒間生成しており、その電流密度は230mA/cm²である。ビーム発散角は、スリット方向で7mrad、スリットと垂直方向で12mradである。方向により発散角が異なるのはスリット方式の特徴である。

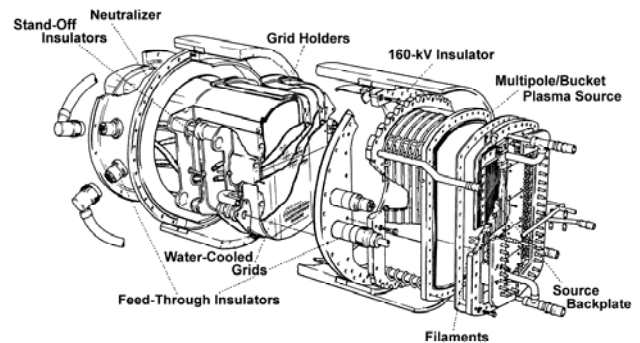


Fig. 9 欧州のJET装置のNBIシステムで使用されている正イオン源

JET装置で用いられているNBI用正イオン源を図9に示す[13]。レーストラック形のアーク室の断面は、50cmx22cmであり、2次元的にNSの極性が反転するチェッカーボード配位による閉じ込め磁場が形成されている。3mTorrの低ガス圧力で0.34A/kWのアーク効率を達成しており、プロトン比はフィルター磁場を組み合わせることにより、87%に向上した。電極面積は45cmx18cmで、多円孔の4枚電極からは、80keV-60Aの水素ビームが15秒間得られている。その時の電流密度は200mA/cm²でビーム発散角は10mradである。

図10に、JT-60装置で用いられているNBI用正イオン源を示す[14,15]。アーク室の大きさは、断面が25cmx40cm、深さが34cmであり、逆流電子に対するビームダンプを天板に備えている。カスプ磁場の強度を壁面上2.7kGまで上げることにより、プラズマの閉じ込めを向上させ、90%という高いプロトン比を得ている。また、0.7A/kW

という高いアーク効率も達成している。多円孔の4枚電極による加速器で、面積 $12\text{cm} \times 27\text{cm}$ 、透明率40%の電極から $75\text{keV} \cdot 35\text{A}$ の水素ビームが10秒間得られており、その時の電流密度は $250\text{mA}/\text{cm}^2$ である。ビーム発散角は 17mrad である。

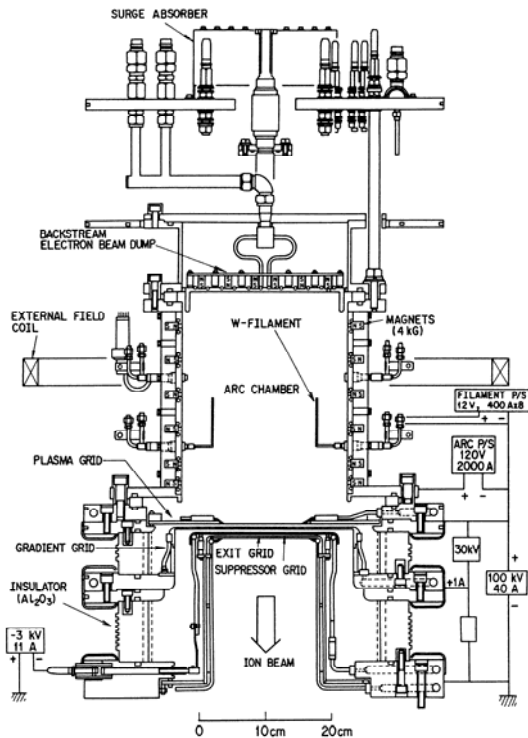


Fig. 10 日本の JT-60 装置の NBI システムで使用されている正イオン源

以上の正イオン源では、いずれもフィラメントを用いた直流アーク放電によりイオン源プラズマを生成していたが、数10時間というフィラメントの寿命によりイオン源のメンテナンス周期が決まってしまう。一方、RFを用いた高周波放電では、フィラメントのような消耗部がなくなるため、メンテナンス周期は飛躍的に延びることが期待される。図11にAUG装置で用いられているNBI用RF正イオン源を示す[16]。周波数1MHzの高周波を石英管に巻き付けたコイルアンテナを用いてプラズマと誘導結合させている。プラズマと石英管の間にはファラデーシールドが設けられており、石英管のスパッタリングを防いでいる。RF電力は100kW程度で、 $55\text{keV} \cdot 95\text{A}$ の水

素ビームが得られており、フィラメントを用いた直流アーク放電によるイオン源と同程度の性能が得られている。但し、RFが引き起こすプラズマ密度やプラズマ電位の変動によると思われるが、ビーム発散角が直流イオン源に比べて大きい。また、プロトン比も70-75%とあまり高くない。

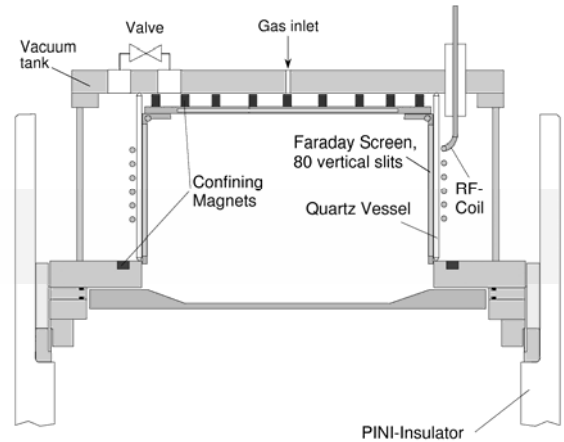


Fig. 11 ドイツのAUG装置のNBIシステムで使用されているRF正イオン源

6. 負水素イオン源の種々の方式

前述したように、核融合炉規模の装置で必要とするNBIの入射ビームエネルギーは1MeV以上であり、中性化効率の観点から、核子当たり100keV以上の入射エネルギーを必要とするNBIシステムでは、負イオンビームの使用が必須となる。そのため、NBI用負イオン源の開発は、正イオン源の開発からあまり遅れることなく、1970年代前半には開始されていた。ここでは、開発された負水素イオン源の種々の方式を簡単に紹介する。

6.1. 二重荷電交換

初期に開発された負イオン源として二重荷電交換方式と呼ばれるものがあり、図12に示すように、アルカリ金属蒸気等の電子を与えるドナ物質中に正イオンビームを入射・通過させ、二重荷電交換反応により負イオンビームを得る[17]。Cs蒸気中で最大25%と荷電交換効率が高く、大量の負

イオンビームの生成が可能のため、1A 以上の負イオン電流を得ることができた。しかし、負イオン源の全体構成が複雑であると共に、高い荷電交換効率を与える正イオンビームのエネルギーが 5keV 以下と低いため[18]、発散角の小さい大電流を得ることが難しい。その結果、低発散角で質の良い負イオンビームが得られないという問題があった。最近、ITER における計測ビーム用に、二重荷電交換方式を用いた負ヘリウムイオン源の開発が行われている。

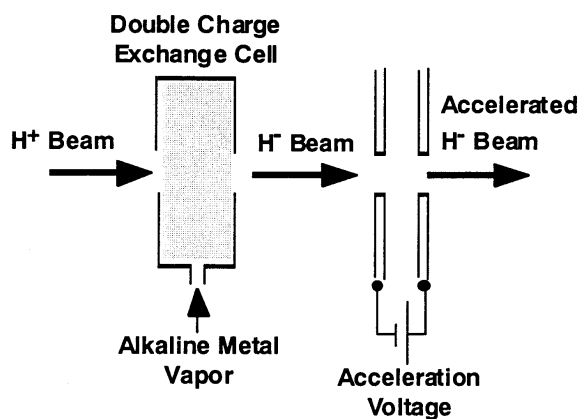


Fig. 12 二重荷電交換方式負イオン源の動作原理

6.2. 表面生成型

1970 年代中頃から開発された表面生成方式の負イオン源は、図 13 に示すように、プラズマ中に設置した仕事関数の低い固体表面（コンバータ）に正イオンを入射させ、表面で負イオンに変換されて反射してきた粒子を負イオンビームとして引き出す方式で、コンバータに負のバイアス電圧（100～200V）を印可する。また、表面には Cs を吹き付ける等の方法で低い仕事関数を維持している。図 14 に、ExB グロー放電カソード表面をコンバータとして利用する表面プラズマ型またはマグネトロン型と呼ばれる方式を示す[19]。コンバータと負イオンを引き出すためのプラズマ電極の間にシート状の水素と Cs の混合プラズマを生成し、コンバータから反射して放出された負イオンを直接引き出す構造となっている。1～3.7A/cm² という高い負イオン電流密度が得られ

るが、動作ガス圧力が 0.1～1Torr と高いのが問題であった[19]。長パルス、低動作ガス圧力用に改良されて、20～30mTorr で 100mA/cm² の負イオンが得られるようになっている[20]。

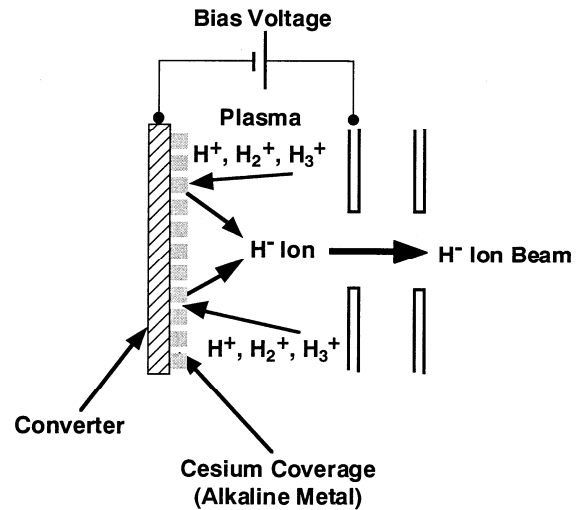


Fig. 13 表面生成方式負イオン源の動作原理

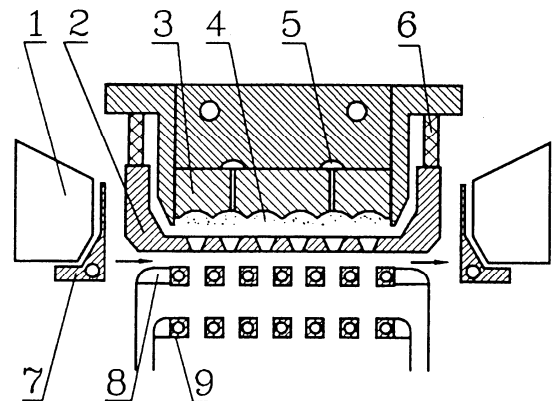


Fig. 14 表面プラズマ型表面生成方式負イオン源。
1. 磁極、2. アノード、3. カソード、4. プラズマ、
5. H₂ ガスおよび Cs 供給用空洞、6. 絶縁物、7. 電子捕集板、8. 引出用電極、9. 加速用電極。

一方、プラズマ生成効率を高くすることによって動作ガス圧力を低くした表面生成方式として、図 15 に示すマルチカusp型が開発されている[21]。高効率なプラズマ生成が可能なマルチカusp型アーク放電室内にコンバータを挿入し、Cs 蒸気をコンバータ表面に吹き付ける方法で、1mTorr の動作ガス圧力の時、1A の負イオン電流

が $3 \times 25 \text{cm}^2$ のスリットから得られている[22]。表面生成方式は、加速器用負水素イオン源として用いられ、初期の負イオン NBI の概念設計の際のイオン源としても採用されたが、表面プラズマ型、マルチカusp型のいずれにしても、コンバータ表面の Cs 層の制御が難しいと共に、表面が損傷するため、長パルス化及び寿命に問題があった。また、負イオンのエネルギー分布が広く、良質な負イオンビームが得られないため、実際の NBI での使用には問題があった。

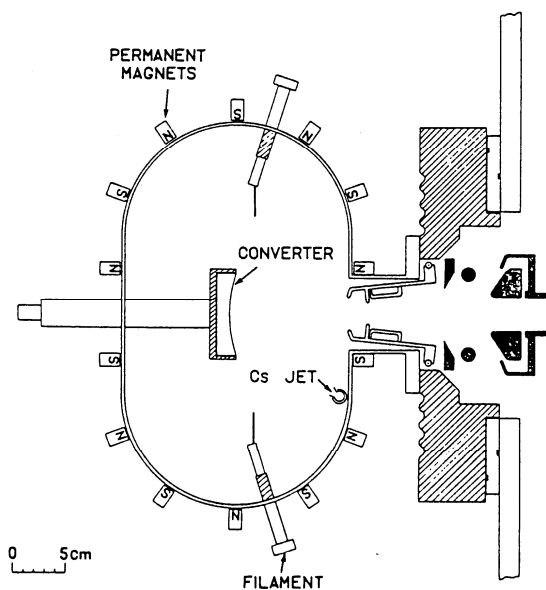
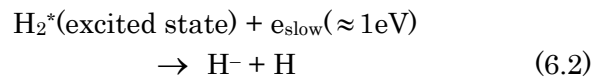


Fig. 15 マルチカusp型表面生成方式負イオン源

6.3. 体積生成型

1978 年にプラズマ中での振動励起準位を経由した負水素イオンの生成過程が見出され[23]、プラズマ体積中での負水素イオン生成過程であることから体積生成 (Volume Production) 方式と呼ばれた。プラズマ中の高エネルギー電子 ($>20 \sim 40 \text{eV}$) との衝突により生成された水素の振動励起分子に、低エネルギーのプラズマ電子 ($\sim 1 \text{eV}$) が解離性付着することにより負イオンが生成される過程で、次のように表される。



この反応過程と断面積が詳細に調べられ、負イオンの生成確率が比較的大きいことが示された[24,25]。しかし、生成された負イオンは、 2eV 以上の電子との衝突により容易に消滅するので、振動励起分子の生成に必要なプラズマ条件と整合させる必要がある。そこで、磁気フィルターと呼ばれる横磁場をフィラメントのある領域とプラズマ電極のある領域の間に発生させて、上述の2つの過程に最適な電子エネルギー分布になるようにプラズマ領域を分離するタンデム方式 (2チャンバー方式) が考案された[26]。その原理図を図 16 に示す。振動励起分子は磁場の影響を受けずに拡散するため、高エネルギー電子との衝突による振動励起水素分子の生成領域 (ドライバー領域) と低エネルギー電子の振動励起分子への解離性付着による負イオン生成領域 (引出領域) を分離・独立させることができ、その結果、体積生成方式による負イオンの生成・引き出しが可能となった。

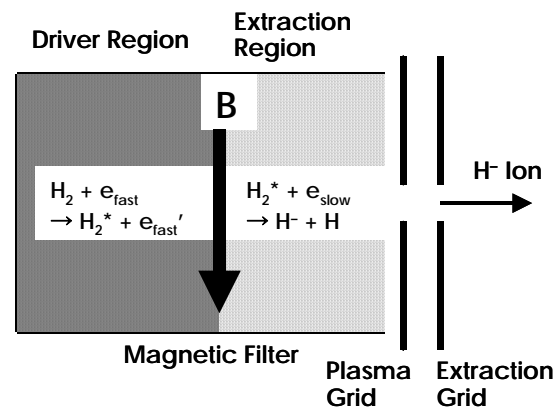


Fig. 16 磁気フィルターを用いたタンデム方式 (2チャンバー方式)。体積生成による負イオン生成過程が示されている。

この体積生成方式負イオン源は、マルチカusp・バケット型プラズマ源を使用することができるため、正イオン源の技術を適用することができると共に、ビーム発散角が小さくビームの質がよいという特徴を有しているため盛んに研究され、

加速器用負水素イオン源にも適用された。その結果、1980年代末には大型負イオン源により3.4Aの負イオン電流が得られたが[27]、低動作ガス圧力(7mTorr以下)で電流密度が低いため、NBIシステムとしての実現性に問題があった。

6.4. プラズマ中へのCs添加による表面効果

体積生成方式負イオン源のアーク放電室に少量のセシウム(Cs)を導入することにより、負イオン生成効率が数倍増加し、同時に引出電子電流及び動作ガス圧力も低下することが1988年に見出された[28,29]。早速、大型の体積生成方式負イオン源にCsが導入され、最適化の結果、10Aの負イオン電流が得られた[30]。Csを導入することにより負イオン電流が増大するのは、図17に示すように、Csが付着することによりプラズマ電極表面上の仕事関数が低下し、水素原子及び水素正イオンがプラズマ電極表面上で負イオンに変換される表面生成過程が原因とされている[31]。

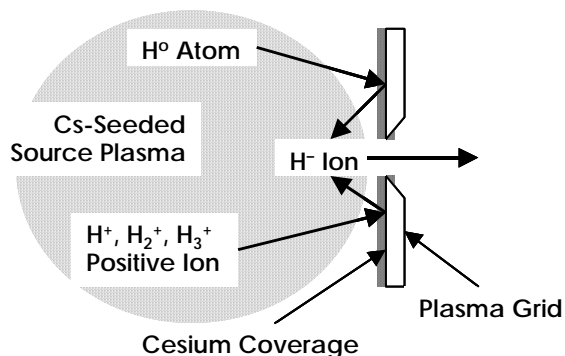


Fig. 17 Cs 添加プラズマ方式負イオン源における表面効果による負イオン生成原理

プラズマ中へのCs導入による表面効果を用いた大型の水素負イオン源が精力的に開発され、16Aを超える大電流負イオン生成[32]、高エネルギー加速(400keV)[33]、低ガス圧力動作(3mTorr以下)[34]、低発散角(3~5mrad)[35]、ビーム収束[36]等の性能を立証し、負イオンNBIの現実的な設計を可能とした。Csの消費量も少なく、Csに起因する問題も少ないことから、このCs添加プラズマ方式による負イオン源を用

いた負イオンNBIシステムが建設され、1996年には初の入射実験が行われた[37]。現在は、負イオンNBIシステムの高性能化及び1MeVまでの高エネルギー加速へ向けた研究が行われている。次節では、NBI用負イオン源として開発された体積生成型負イオン源とそれにCsを添加したCs添加プラズマ方式負イオン源について、その構造等について詳述する。

7. NBI用大型負イオン源

前節で述べたように、現状の負イオンNBIシステムでは、体積生成型負イオン源をベースとしたCs添加プラズマ方式負イオン源が用いられている。負イオン源の電流密度は30mA/cm²程度であり、正イオン源に比べて1/5~1/10と小さい。また、数100keV以上のエネルギーに加速するため、イオン源周辺の絶縁距離を大きくする必要がある。そのため、イオン源のサイズは正イオン源に比べてさらに大きくなり、1mを超える。ここでは、NBI用大型負イオン源の構成、動作特性等について具体的に述べる。

7.1. 負イオン源の構成とその動作特性

体積生成方式では、振動励起分子を生成するのに適した電子エネルギーは20eV以上と比較的高いものに対して、振動励起分子に電子が解離性付着して負イオンが生成されるのに適した電子エネルギーは1eV程度と低い。また、生成された負イオンは2eV以上のエネルギーの電子により容易に壊れることから、図16に示すように、磁気フィルターを用いて、電子のエネルギー分布を空間的に制御する必要がある。Cs添加プラズマ方式においても、プラズマ電極表面で生成された負イオンが高エネルギー電子により壊されないよう、磁気フィルターにより負イオン生成領域の電子温度を低下させる必要がある。

大型負イオン源で用いられる代表的な磁気フィルター的方式を図18に示す。ロードフィルター方式では、永久磁石を中に入れたロードを複数本プラズマ中に挿入して、プラズマ電極の前面にフィルター磁場を形成する[38]。プラズマ源の外

側に1対の強力な永久磁石列を配置することにより、フィルター磁場を形成するのが外部磁気フィルター方式である[39]。また、プラズマ電極 (PG) に直接大電流を流すことにより、プラズマ電極の前面にフィルター磁場を形成する PG フィルター方式も利用されている[40]。

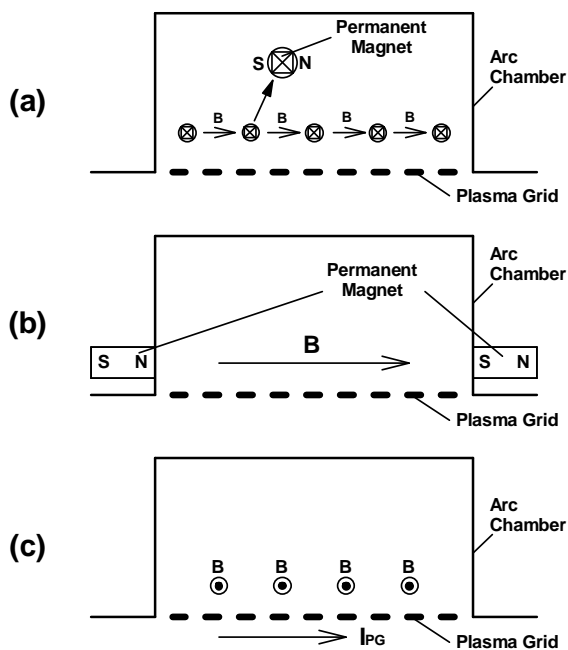


Fig. 18 磁気フィルターの種々の方式。(a) ロッドフィルター、(b) 外部フィルター、(c) PG (プラズマ電極) フィルター。

負イオンは残留ガスとの衝突により容易に電子が剥離して、中性化されるので (中性化損失)、加速途中での負イオンの損失を抑えるためには、加速空間のガス圧力を下げる必要がある。そのため、イオン源の動作ガス圧力は低くしなければならないが、体積生成方式では 1Pa (7.5mTorr) 以下の低ガス圧力では負イオン電流が少なく、また、同時に引き出される電子電流が増加する。ここで、少量の Cs をプラズマ中に添加すると、低ガス圧力において負イオン電流が 3~10 倍に増加し、同時に引き出される電子電流も低下する。Cs 添加効果の例を図 19 に示す[30]。図からわかるように、Cs を添加することにより、より低いガス圧力で負イオン電流が 6~7 倍に増加している。

この Cs による触媒効果は、図 17 に示されているように、Cs に覆われたプラズマ電極上での表面効果と考えられている。表面における負イオンへの変換効率は、中性分子や分子イオンに比べて、中性原子や原子イオンの方が高いため、プロトン比の高いプラズマ源、すなわち、カスプ磁場が強く、プラズマ体積とプラズマ損失面積の比の高いプラズマ源が Cs 添加プラズマ方式負イオン源にとって有利である。この閉じ込め性能の高いプラズマ源では、動作ガス圧力を低くすることができる点も、負イオン源に対して有効である。

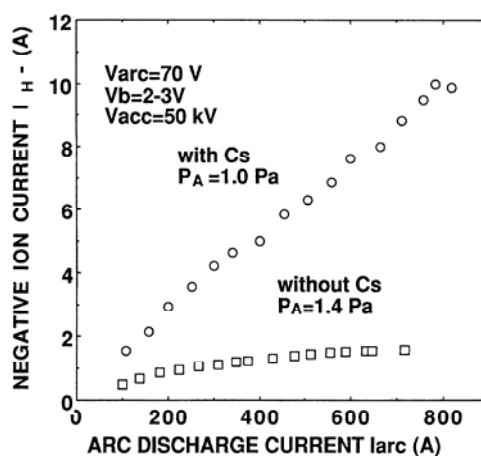


Fig. 19 Cs を導入する前と導入した時の負イオン電流のアーカ放電電流依存性。

表面効果による負イオン生成の特徴を示す例として、図 20 に示すような負イオン電流のプラズマ電極温度依存性がある[41]。プラズマ電極表面が 0.5~1 原子層の Cs で覆われたときに最小の仕事関数を示すが、それは、添加した Cs 量にも依存するが、プラズマ電極温度が 200~400°C 程度のときに実現する。図 20 より、プラズマ電極温度の増加と共に負イオン電流が増加しているのがわかる。また、引出電流は負イオンと同時に引き出される電子を含んでいるため、プラズマ電極温度の増加と共に引出電流が減少しているのは、引き出される電子が減少していることを示している。これらは共に 250°C あたりで飽和しているが、この条件では、これよりプラズマ電極温度を高くすると、電極表面上の Cs が蒸発を始めて、

最適な Cs 原子層を維持できなくなるためであると考えられる。

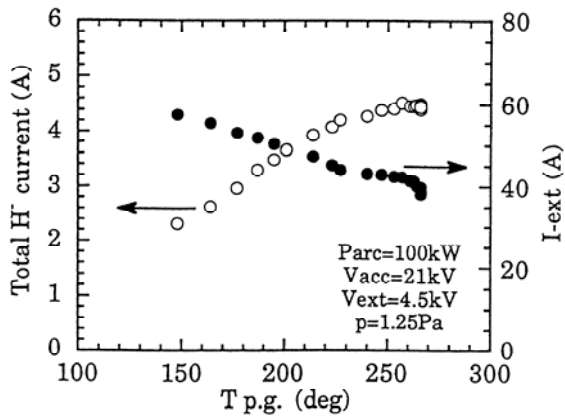


Fig. 20 Cs 添加プラズマ方式負イオン源における負イオン電流と引出電流のプラズマ電極温度依存性

7.2. 負イオンの引出しと加速

負イオン引出しには必然的に電子の引出しを伴うことから、負イオン源におけるイオン引出し・加速電極系は、正イオン源とは構造が若干異なる。図 21 に、負イオンの引出し・加速電極系の例を示す。引出電極 (EG) には、負イオンと共に引き出される電子を除去するために、永久磁石が埋め込まれている。引き出された電子は、この永久磁石の作る磁場により偏向されて引出電極に入射するが、引出電極の熱負荷を抑えるために、引出電圧は 5~15kV と低い。電子抑制電極 (ESG) は通常、引出電極と同電位であるが、引出電極孔内部で発生した 2 次電子が下流の加速空間へ漏洩しないように、シールドとしての役割を果たしている[42]。後述するように、この電極は、ビームレットのステアリングにも利用することがあり、その場合は、ステアリング電極 (SG) とも呼ばれる。引き出された負イオンは、引出電極の磁場の影響をあまり受けずにほぼ直進し、接地電極 (GG) に向かって所定のエネルギーまで加速される。多段加速の場合は、各加速段に対応して加速電極 (AG) を加えることにより、数 100keV 以上の高エネルギーまで負イオンを加速する。正

イオン源では逆流電子に対する抑制電極を接地電極の上流側に設置するが、現状で使用されている負イオン源では逆流正イオンが少ないため、それに対する抑制電極は使われていない。

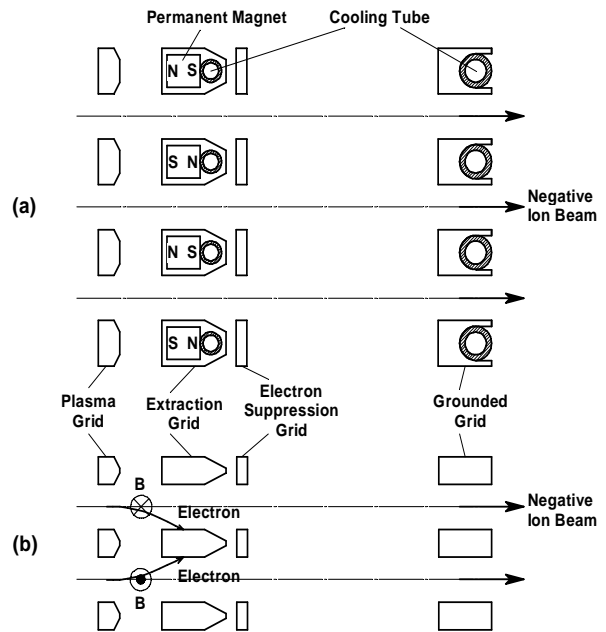


Fig. 21 負イオン引出し・加速電極系の例。引出電極に埋め込まれた永久磁石列に (a) 垂直な断面図と (b) 平行な断面図。

引出電極に埋め込まれている永久磁石の磁化方向は、図 21 に示されているようにビーム軸に平行であり、プラズマ電極孔のイオン引出界面付近に十分な電子抑制磁場が形成されるようになっている。そのため、永久磁石の極性が 1 列おきに反転しているが、引き出される負イオンビームレットは、この磁場によりわずかに偏向し、しかもその偏向方向が 1 列おきに逆転する結果、全体のビームとしては偏向方向に分離するように拡がってしまう。偏向した負イオンビームは電極の孔軸から変位するため、4.2.に記述したように、電極孔の静電レンズ効果によっても、負イオンビームレットは偏向してしまい、しかもこの効果の方が大きな影響を及ぼす。そこで、接地電極または電子抑制電極の孔軸を変位させることにより、この負イオンビームレットの引出電極の磁場による偏向を補正している。孔軸変位によるビーム

レット・ステアリングは、線形的に重ねることができるので、引出電極磁場による偏向を補正するための孔軸変位量を大面積ビームの収束のための孔軸変位量に足し合わせる事が可能である。図 22(a)に、大面積多ビームレットを収束させるために接地電極の孔軸を変位させたときのビームプロファイルを示す[36]。引出電極の磁場により負イオンビームレットが1列おきに逆方向に偏向するため、全体としてビームが分離しているのがわかる。この引出電極磁場による負イオンビームレット偏向を補正するための孔軸変位を接地電極に対して線形的に足し合わせたときの結果を図 22(b)に示す。全てのビームレットが収束されているのがわかる。こうした負イオンビームレットのステアリングは、電子抑制電極の孔軸に対しても行うことが可能であり、その場合、この電極はステアリング電極として働く。

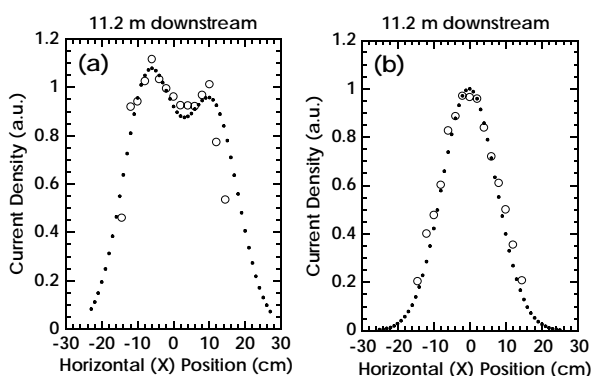


Fig. 22 大面積多孔電極から引出し・加速された負イオンビームのプロファイル。(a) 多ビームレットを収束させるために接地電極の孔軸を変位させたとき、および (b) 引出電極磁場によるビームレット偏向を補正するための孔軸変位を (a) の接地電極の孔軸変位に足し合わせたとき。

7.3. 大型負イオン源の実例

前述したように、負イオンを用いた NBI システムは 1996 年に JT60U トカマク装置に、1998 年に大型ヘリカル装置 (LHD) において初めて実用化された[37,43]。図 23 に、大型ヘリカル装置の負イオン NBI システムで使用されている負イオン源の写真を、図 24 にその構造図を示す[44]。

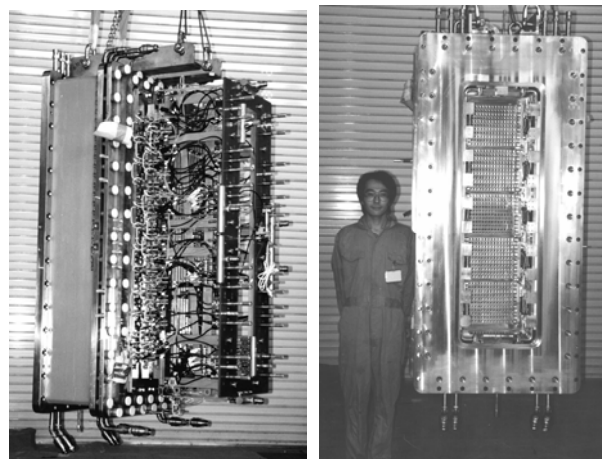


Fig. 23 大型ヘリカル装置の負イオン NBI システムに使用されている負イオン源。左はアーク放電室からの写真、右はビーム下流から接地電極を臨んでいる写真。

負イオン源の仕様は 180keV-30A であり、水素ガスを使用している。アーク放電室の大きさは、断面が 35cmx145cm、深さが 21cm で、周方向に永久磁石が配置されたラインカスプ磁場で覆われている。また、35cm の間隔で 1 対の強力な永久磁石列が長手方向に配置されており、それによりプラズマ電極前面に外部磁気フィルターが形成されている。磁気フィルターの強度は中心付近で約 50G である。Cs オープンがアーク室の天板に 3 個取り付けられており、バルブの開閉及びオープン温度により、Cs の導入レートを制御している。負イオン加速器は、4 枚電極 1 段加速で、770 のビーム孔が設けられている。ビーム面積は 25cmx125cm で、長手方向に 5 分割されており、各々が 13m 下流の共通の焦点位置を向くように角度をつけて接続されている。同時に、各分割電極のビームレットが共通の焦点に向かって偏向するように接地電極の孔軸を変位させている。プラズマ電極は Mo 製で、電極温度を 200°C 以上に保てるよう熱的に絶縁されている。引出電極と接地電極は銅製で、各孔列間に水冷管を埋め込んで強制水冷を行っている。引出電極には、電子抑制のための永久磁石が水冷管に沿って埋め込まれている。引出電極孔の内部は下流に向かってテーパ状に広がっており、電子抑制電極との組み合わせ

わせにより、2次電子の加速空間への漏洩を防止している。負イオンビームレットの引出電極磁場による偏向の補正は、電子抑制電極の孔軸変位により行っているため、電子抑制電極はステアリング電極でもある。負イオン電流はアーク電力に比例して増加し、180keV-30A が達成されている。アーク効率は概ね 0.15 ~ 0.2A/kW である。ビーム発散角は 10mrad 以下である[45]。

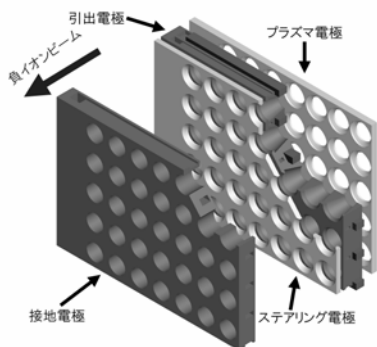
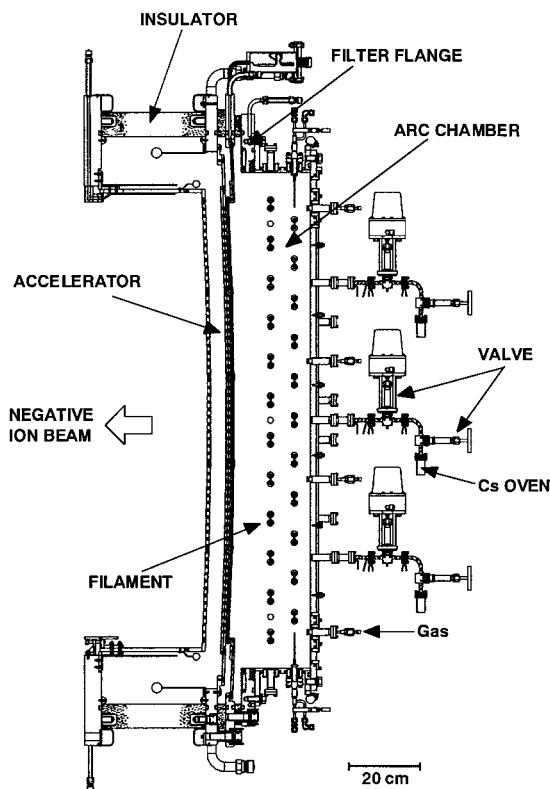


Fig. 24 大型ヘリカル装置の負イオン NBI システムに使用されている負イオン源の構造図。下図は負イオン引出し・加速電極系を示す。

図 25 に JT-60U トカマク装置の負イオン NBI システムに使用されている負イオン源の構造を示す[46]。負イオン源の仕様は 500keV-22A で、重水素ビームを生成している。アーク放電室は、断面が「かまぼこ」のような半円筒形状をしており、直径 2m、長さが 1.7m である。プラズマ電極に 3~5kA の電流を流すことによってフィルター磁場を形成する PG フィルターを利用している。ビーム面積は 45cmx110cm で、5 分割されており、各々 216 のビーム孔が設けられている。加速器は 6 枚電極 3 段加速である。また、半円筒状のアーク室にすることにより、プラズマ損失面積とプラズマ体積の比を最小にしてプラズマ閉じ込め性能を高くした結果、0.3Pa (2mTorr) 以下の低ガス圧力での動作が可能である。

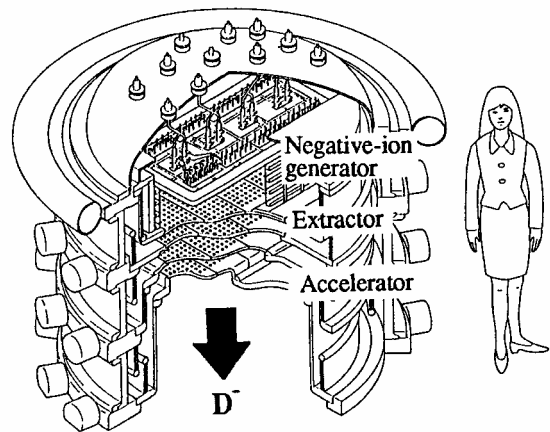


Fig. 25 JT-60U トカマク装置の負イオン NBI システムに使用されている負イオン源の構造

7.4. ITER-NBI システム用負イオン源

国際協力によりフランスに建設される ITER (国際熱核融合実験炉) では、1MeV-40A の重水素負イオン源を用いた NBI が計画されている。図 26 にその概念図を示す[47]。参考設計では、ビーム面積が 1.64mx0.6m で、合計 1300 個のビーム孔が設けられており、5 段加速により 1MeV までビームを加速する。そのため、1MV 耐圧の絶縁物や電極支持のシールド構造等により、巨大な加速器となっている。プラズマ源は「かまぼこ」型のアーク室を用いたフィラメント・アーク放電方式で

あり、イオン源の大きさは、直径 3.3m、高さ 2.6 mにも及ぶ。

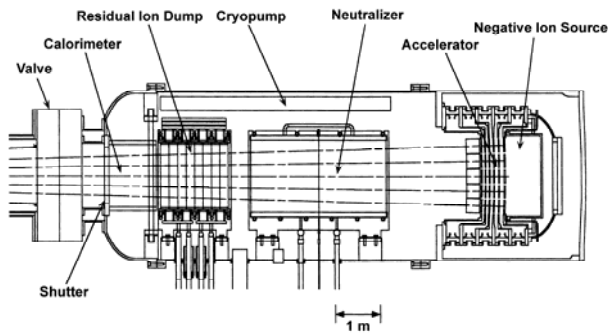


Fig. 26 ITERで計画されているNBIシステム。
1MeV-40Aの重水素負イオン源が必要である。

加速器の構造をシンプルにして高電圧機器のコスト低減を図るため、ビームレットをいくつかにまとめた束にして、1MVに1段で加速する方式（SinGAP）が代替設計として提案されている[48]。この場合の加速ギャップ長は約1mになるが、電子の加速の抑制、耐電圧等、解決しなければならない課題が多い。

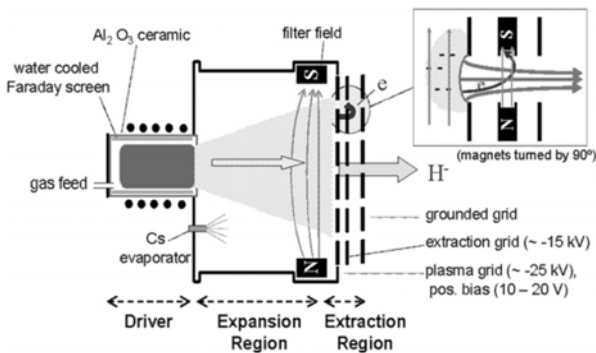


Fig. 27 RF負イオン源の構造

プラズマ源として1MHz程度のRF放電を利用した方式の負イオン源が最近開発されている[49]。図27にその構造を示すが、円筒状の絶縁管にコイルを巻き付け、RF誘導放電により生成した高密度プラズマをプラズマ室に拡張・拡散させて、フィルター磁場を用いて負イオンを生成する。小型のイオン源で、ビーム面積も小さいながら、Csを導入することにより、20mA/cm²以上の

重水素負イオンが得られている。RFプラズマ生成部の構造は基本的に図11に示すRF正イオン源と同じであるが、巨大なITER-NBI用負イオン源に適用すべく、複数のRFプラズマ生成部をプラズマ拡張室の天板に配置する構造の設計が代替案として提案されており、それに向けた各種R&Dが行われている。

8. おわりに

核融合プラズマの主要な加熱機器であるNBIシステムに用いられる大型の正負水素イオン源について、大体積におけるイオン源プラズマ生成および大面積のビーム引出し・加速に焦点を当てながら、その特徴について記述した。これらの特徴は、数MW～数10MWの大電力ビームを生成するNBI用イオン源にとって、イオン源プラズマの生成効率、ビームの加速効率等の動作効率と密接に関係しており、電力効率を上げると共に機器の損傷を防ぐ意味でも極めて重要である。

現状のNBIシステムで使用されている大型の正イオン源については、ほぼ完成された技術であり、今後は、RFイオン源の最適化に向けた研究が行われるであろう。一方、大型の負イオン源に関しては、実際の負イオンNBIシステムで使用されるようになったものの、数多くの課題が残されている。プラズマ中を横切るフィルター磁場の存在はプラズマの不均一性を引き起こしており、ビームの均一性を向上させるためには解決しなければならない問題である。加速電子の抑制も電極熱負荷の低減のために必要であり、負イオンビームの高エネルギー加速に伴う耐電圧の問題も存在する。また、フィラメントの寿命によりメンテナンス周期が規定されるフィラメント・アーク放電方式に対して、損耗部を有しないRF負イオン源の開発もさらに進める必要がある。

こうした課題の解決は、ITER-NBIシステムの実現に必要な1MeV-40Aの負イオン源の開発に向けて必須であると言える。NBI用イオン源は、加速器で使用される正負水素イオン源と原理的には同じ部分が多いが、実際に使用される条件が非常に異なっていることから、イオン源規模、ビ

ーム電流、ビーム加速方式等、その構造に大きな違いがある。一方で、原理的に同一な点に着目して、加速器およびNBI用イオン源の研究者は同じテーブル上で議論することも多い。今後もこのように、互いにフィードバックさせながら、水素イオン源の開発を進めていくことになるであろう。

参考文献

- [1] Yasuhiko Takeiri, "Giant Ion Sources for Neutral Beams", Chapter 16 in *"The physics and Technology of Ion Sources"* (Edited by Ian G. Brown), Second, Revised and Extended Edition, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. kGaA, 2004, pp. 341.
- [2] 竹入康彦、「中性粒子ビーム装置の開発とプラズマ加熱における特性」、プラズマ・核融合学会誌、第78巻第5号、2002年 p. 391.
- [3] 竹入康彦、「中性粒子入射加熱装置の現状と将来—正イオンから負イオンへ—」、IONICS (アイオニクス)、第23巻別冊1、1997年 p. 23.
- [4] A.P.H. Geode and T.S. Green, Phys. Fluids **25**, 1797 (1982).
- [5] D. M. Goebel, Phys. Fluids **25**, 1093 (1982).
- [6] C.F. Chan, C.F. Burrell, and W.S. Cooper, J. Appl. Phys. **54**, 6119 (1983).
- [7] Y. Okumura, H. Horiike, and K. Mizuhashi, Rev. Sci. Instrum. **55**, 1 (1984).
- [8] Y. Okumura, Y. Ohara, and T. Ohga, JAERI-M 7696 (Japan Atomic Energy Research Institute, Japan, 1978).
- [9] G.J. Davisson and C.J. Calbick, Phys. Rev. **38**, 585 (1931).
- [10] J.R. Coupland and T.S. Green, Nucl. Instr. Meth. **125**, 197 (1975).
- [11] J.H. Whealton, Rev. Sci. Instrum. **48**, 1428 (1977).
- [12] M.C.Vella, et al., Rev. Sci. Instrum. **59**, 2357 (1988).
- [13] T.S. Green, et al., *Proceedings of the 10th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, 1984 (IAEA, Vienna, 1985)*, Vol. 3, p. 319.
- [14] M. Akiba, et al., Rev. Sci. Instrum. **53**, 1864 (1982).
- [15] S. Tanaka, et al., Rev. Sci. Instrum. **57**, 145 (1986).
- [16] E. Speth, et al., Fusion Eng. Design **46**, 383 (1999).
- [17] J.E. Osher, F.G. Gordon, G.W. Hamilton, *Proceedings of the 2nd International Conference on Ion Sources, Vienna, 1972*, p. 876.
- [18] Th. Sluyters, Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley (1974) III-2-1.
- [19] Yu. I. Belchenko, et al., Nucl. Fusion **14**, 113 (1973).
- [20] Yu.I.Belchenko, et al., Rev. Sci. Instrum. **67**, 1108 (1996).
- [21] K. W. Ehlers, et al., *Proc 2nd Intern. Symp. on Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, Upton (1980)*, p.198.
- [22] K. N. Leung, et al., Rev. Sci. Instrum. **53**, 803 (1982).
- [23] M. Bacal and G. W. Hamilton, Phys. Rev. Lett. **42**, 1538 (1979).
- [24] J. M. Wadehra, Appl. Phys. Lett. **35**, 917 (1979).
- [25] J. R. Hiskes, J. Appl. Phys. **51**, 4592 (1980).
- [26] K. N. Leung, et al., Rev. Sci. Instrum. **54**, 56 (1983).
- [27] M. Hanada, et al., Rev. Sci. Instrum. **61**, 499 (1990).
- [28] S. R. Walther, et al., J. Appl. Phys. **64**, 3424 (1988).
- [29] K. N. Leung, et al., Rev. Sci. Instrum. **60**, 531 (1989).
- [30] Y. Okumura, et al., *Proceedings of the 16th Symposium on Fusion Technology, London, 1990*, (North-Holland, Amsterdam, 1991), Vol. 2, p. 1026.
- [31] T. Inoue, et al., *Proc. of the 6th Int. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Upton, NY, 1992*, AIP Conf. Proc. No. 287, p. 316.
- [32] Y. Takeiri, et al., Rev. Sci. Instrum. **66**, 2541 (1995).

- [33] K. Miyamoto, et al., *Proc. of the 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada, 1996*, IAEA-CN-64/GP-10.
- [34] Y. Okumura, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1092 (1996).
- [35] A. Ando, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 5412 (1995).
- [36] Y. Takeiri, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 5236 (1995).
- [37] K. Ushigusa and JT-60 Team, *Proceedings of the 16th International Conference on Fusion Energy, Montreal, 1996* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1997), Vol. 1, p. 37.
- [38] K.N. Leung, K.W. Ehlers, and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 56 (1983).
- [39] G. Dammertz and B. Piosczyk, *Proceedings of the 4th International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Rome, 1984* (Italian Commission for Nuclear and Alternative Energy Sources, 1984), Vol. 2, p. 1087.
- [40] M. Hanada, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 499 (1990).
- [41] A. Ando, et al., *Proceedings of the 6th International Symposium on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Upton, NY, 1992*, AIP Conference Proceedings No. 287, p. 339.
- [42] Y. Takeiri, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 2003 (1997).
- [43] A. Iiyoshi, et al., *Nucl. Fusion* **39**, 1245 (1999).
- [44] Y. Takeiri, et al., *J. Plasma Fusion Res.* **74**, 1434 (1998).
- [45] Y. Takeiri, et al., *Nucl. Fusion* **46**, S199 (2006).
- [46] M. Kuriyama, et al., *Proceedings of the 16th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, Illinois, 1995* (IEEE, 1995), Vol. 1, p. 491.
- [47] R.S. Hemsworth, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1120 (1996).
- [48] A. Simonin, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1102 (1996).
- [49] E. Speth, et al., *Nucl. Fusion* **46**, S220 (2006).