

JAERI-M

6 2 2 2

2000MWt トカマク炉のための
中性粒子入射加熱装置概念設計

1975年8月

松田 慎三郎・大和 春海*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

2000MWtトカマク炉のための
中性粒子入射加熱装置の概念設計

日本原子力研究所東海研究所
核融合研究部

松田慎三郎 大和春海*

(1975年8月4日受理)

本装置は合計24のインジェクターユニットから成り、イオン源、中性化セル、イオン偏向磁石、エネルギー変換器、磁気シールド、真空排気系、パワー効率などを含むインジェクターシステムについて総合的に考慮している。これらインジェクターからの中性ビームはブランケットに設けられた12個の入射孔を通して、プラズマに対して殆んど垂直に入射される。中性ビームのエネルギーは120keVで、正味30MWの入力が加熱時の低密度プラズマ($n \sim 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)に吸収されることが期待できる。

* 外来研究員、東京芝浦電気(株)、総合研究所

Conceptual Design of the Neutral Beam Injection
System for the 2000MWt Tokamak Reactor

Shinzaburo MATSUDA and Harumi YAMATO*

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received August 2, 1975)

The design of a neutral beam injection system for the 2000MWt tokamak fusion reactor is described. It consists of ion source, neutralizing gas cell, ion deflection magnet, energy converter, magnetic shield and evacuation system, with consideration on power efficiency and processing of the cold gas.

Twenty-four neutral beams are introduced into the reactor through 12 injection ports in the blanket, perpendicular to the axis of a plasma. A net input power of 30MW with energy 120keV should be absorbed in the relatively low density plasma of $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ in the initial heating phase.

* On leave from Research and Development Center, Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd.

目次なし

1 概 要

ジュール加熱で1 keV程度になったプラズマの温度を更に上げて炉の運転領域にまで高めるためには他の加熱法を用いるのが有効である。もちろんジュール加熱のみで必要な温度まで高めるような炉の設計も過去になされたことはあったが⁽¹⁾、このような設計は現在では非現実的なものと考えられている。ジュール加熱が1~2 keV以上の温度のプラズマを加熱するのに適当でない理由は次の点にある。即ちプラズマへのパワー入力は、 η をプラズマの抵抗、 j を電流密度として ηj^2 で与えられるが、 η が電子温度 T_e の $\frac{3}{2}$ 乗に反比例して減少するため、プラズマ温度が上昇するに従って加熱の効率が悪くなり、プラズマからの熱損失を補いきれなくなる。このように、ジュール加熱による入力とプラズマからの損失とが釣り合うときのプラズマの温度は、採用する比例法則にも依存するが、通常1~2 keVと考えられている。これ以上にプラズマを加熱して炉の運転領域までもっていくためには、中性粒子入射加熱、RF加熱、電子ビーム入射加熱、乱流加熱、断熱圧縮加熱などの方法が考えられているが、われわれは次の理由によって中性粒子入射加熱法を採用した。

- (1) 加熱の機構として古典的クーロン相互作用しか期待していないので比例法則がはっきりしている。
- (2) 加熱の効率がよく、壁への熱負荷も少ない。
- (3) トーラスの近傍で高電圧をかける必要がないので放電破壊などの問題が起らない。
- (4) 既に今日までに100 kW程度のパワーをトーラスに入射しその有効性が立証されており、加熱に伴うMHD不安定性も観測されていない。

2 中性粒子入射加熱装置の構成

中性粒子入射加熱装置は合計24のインジェクターユニットから成り、それぞれのユニットは次のような機能をもつ機器により構成される。それらは正イオンビームを引出すイオン源、引出された正イオンビームを中性ビームに変換する中性化セル、中性化セルで中性化したビームと、中性化せずにイオンのまま通過して出てくるイオンビームとを分離する偏向マグネットイオンビームを減速し、熱負荷を軽減するとともにそのエネルギーの大部分を電源に帰還するエネルギー変換器、および中性化セルより漏れてくる室温の中性ガスや、エネルギー変換器で死んだ荷電粒子を排気するための排気系統などがある。もちろんこれらの構成機器の大部分はビームの高いエネルギー束による熱負荷に耐えるように充分冷却する必要があり、また変流器コイルや、垂直磁場コイル、トロイダル磁場コイル等による漏洩磁束に対する磁気シールドおよび放射線照射などに対する対策なども考慮しておかなければならない。(第1図参照)これらのインジェクターからの中性ビームはブランケットに設けられた合計12個の孔を通して、プラズマに対して殆んど垂直に入射される。

3 中性ビームの捕捉

ブランケット孔を通してプラズマ中に入射された中性の D^0 ビームは $D-T$ プラズマのイオン又は電子による電離、およびイオンとの荷電交換によって高速イオン D^+ となりプラズマ中に捕捉される。マックスウェル分布をしたプラズマ中に H^0 ビームを入射したときの電離割合は A.C.Riviere²⁾ が求めており (第2図)、また D^0 に対する電離割合はエネルギーが H^0 の2倍 (相対速度が等しい) のときの電離割合に等しいと考えられるので、われわれの考えている炉の領域ではイオンによる電離が最も大きい割合を占める。

3.1 ビームエネルギーに対する制約

プラズマ中へ入射される中性粒子ビームのエネルギーの範囲は主として次の2つの制約から決まる。まず第1にエネルギーの上限は捕捉効率から決まる。入射ビームのエネルギーが高くなるとプラズマ柱を通過する間に電離されずに中性ビームのまま反対壁をたたく割合が増加する。このことから、捕捉効率の下限を与えればビームエネルギーの上限が決まる。第2にビームエネルギーの下限は捕捉されたイオンの空間分布が表皮分布とならないという要求から決まる。捕捉された高速イオンの空間分布が負の傾きを持つとそれがエネルギー源となってプラズマの温度分布も負の傾きを持ち、プラズマに不安定性が生じる^{3,4)}。A.C.Riviere²⁾ に従って中性ビームがプラズマ中に浸透するとき、 $\frac{1}{e}$ に減衰する減衰厚 T を次式によって定義する。

$$T = \frac{v_0}{\langle \sigma n_r \rangle} \text{ cm}^{-2}$$

ここで σ は電離の総断面積、 v_0 はビームの速度、 v_r はビームとプラズマ粒子との相互速度である。

いま入射した中性ビームの捕捉効率が95%以上となり、しかも表皮分布とならないビームのエネルギーを求める。(文献2)によれば、プラズマ中へ入射された D^0 ビームの D^+ イオンによる電離の減衰厚 T はビームエネルギーをパラメータとして第3図のようになる。入射ビームの95%が捕捉されるためには約3 T の減衰厚が必要となる。垂直入射の場合その方向の重水素の線密度は平坦な密度分布を仮定すると、 $n_D \sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $a=2\text{m}$ の場合 $2a \cdot n_D = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ 程度となり、 $T \sim 1.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ となる。これに対応するビームのエネルギーは600 keV であるから、95%以上の捕捉効率を期待するためにはビームエネルギーは600 keV 以下でなければならない。つぎに、捕捉された高速イオンの半径方向分布を求める。第4図のように、中性入射ビーム強度 $I(x)$ の減衰は次式に従う。

$$\frac{d I(x)}{dx} = I(x) \cdot \sigma n_D$$

ここで σ はイオン化総断面積、 n_D はプラズマの重水素イオン密度で平坦な分布とする。この解は a をプラズマ半径 $I(a)$ を $x=a$ での入射ビーム強度として

$$I(x) = I(a) \exp \{ -\sigma n_D (a-x) \}$$

で与えられる。dxあたりの高速イオン生成率dI(x)はしたがって

$$\begin{aligned} dI(x) &= I(a) \cdot \sigma n_D dx \\ &= \frac{I(a)}{T} n_D \exp \left\{ -\frac{n_D (a-x)}{T} \right\}, \quad T \equiv \frac{1}{\sigma} \end{aligned}$$

となるが、捕捉された高速イオンは極めて短い時間スケール ($0 \sim v_{ii} \cdot \frac{1}{q}$) の間に磁気面上で平均化されてしまうので、dxの幅をもった同軸シェル $dV = 2\pi x \cdot 2\pi R \cdot dx$ で平均した後は捕捉イオンの密度分布は

$$\frac{dN}{dV} = \frac{I(a) n_D}{(2\pi)^2 R T} \cdot e^{-\frac{a n_D}{T}} \left\{ \frac{1}{x} \cdot \left(e^{-\frac{n_D x}{T}} + e^{-\frac{n_D x}{T}} \right) \right\}$$

で表わされる。xを含む項

$$F(x) = \frac{1}{x} \left(e^{-\frac{n_D x}{T}} + e^{-\frac{n_D x}{T}} \right)$$

は第5図に示す通りとなる。この図と、実際にはプラズマの密度分布が平坦よりも端に向かって減少することなどを考慮すると、表皮分布とならないためにはプラズマ半径xが $2.2 \times \frac{T}{n_D}$ 程度以下にすればよいことが判る。

$$a \leq 2.2 \frac{T}{n_D}$$

$$\text{即ち} \quad 2 \cdot a n_D \leq 4.4 T$$

これからビームエネルギーは400 keV以上でなければならない。

以上2つの条件からビームに要求されるエネルギー範囲は、

$$400 \text{ keV} \leq E_b \leq 600 \text{ keV}$$

となる。以上はプラズマ密度が $n_D \sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合であるが、プラズマ密度が低いとき ($n_D \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) の入射を考えると上と同様の手続で、

$$2 a n_D = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$$

95%以上の捕捉効率を仮定すると

$$T \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$$

即ち $T_i \sim T_e \sim 1 \text{ keV}$ のプラズマに対して $E_b < 180 \text{ keV}$ $T_i \sim T_e \sim$

15 keV のプラズマに対して $E_b \leq 140 \text{ keV}$ が要求される。つぎにエネルギーの下限は、

$$2 a n_D \leq 4.4 T$$

より求められ、 $E_b \geq 120 \text{ keV}$ となる。

即ち、

$$120 \text{ keV} \leq E_b \leq 180 \text{ keV} \quad (n_D \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3})$$

3.2 捕捉イオンの軌道

先に考えたような殆んど垂直入射に近い場合、捕捉された高速イオンはいわゆる捕捉粒子 (trapped particle) の軌道をえがく。これらの捕捉粒子の磁気面からの"ずれ"は

$$q\rho/\sqrt{\epsilon}$$

で与えられる。ここで q は安全係数*、 ρ は粒子のラーマ半径、 ϵ はアスペクト比の逆数 r/R である。今、われわれの炉ではビームエネルギーが 120 keV のとき、

$$q = 1.5, \quad \rho = \frac{mv}{eB} = 9.9 \times 10^{-8} \text{ m}$$

またプラズマの境界付近では、 $\epsilon = \frac{r}{R} = \frac{2}{10} = 0.2$ となるので磁気面からのずれは 3.3 cm となる。これはプラズマ半径 (2 m) に比べ 1.6 % 程度であり、実際上無視してかまわない程度のずれである。この点は今日行なわれている中性粒子入射加熱実験のパラメータとかなり異なるところである。このプラズマ半径に対するずれの比は、

$$\frac{q\rho}{a\sqrt{\epsilon}} = \frac{q \cdot \sqrt{mkT}}{eBa\sqrt{\epsilon}}$$

なる依存性を持ち、現在の実験、例えば ORMAK などでは $q \rightarrow \frac{4}{1.5}$ 、 $T \rightarrow \frac{25}{120}$ 、 $m \rightarrow \frac{1}{2}$ 、 $B \rightarrow \frac{18}{60}$ 、 $a \rightarrow \frac{23}{200}$ 、 $\epsilon \rightarrow \frac{0.29}{0.2}$ となるので、この比は 2.1 倍となり、捕捉イオンの軌道は磁気面から大きくずれ、上述の式ではもはや扱えない。(ずれが $q\rho/\sqrt{\epsilon}$ で与えられるのは、ずれが磁気面からあまりずれていないという近似が成立するときである。) このように捕捉粒子の「ずれ」の問題は炉に接近する程重要でなくなる。

4 イオンビームの中性化

われわれは中性ビームを得るためのイオンビームとして正イオンビームを用いることにする。負イオンビームの中性化効率は非常によいことが知られているが、負イオンビームを効率よく生成する方法は現在まだ初期的研究段階にあり、実用化への見通しは必ずしも明るくない。正イオンビームを用いる方法は 2 通りある。いずれの方法も適当な線密度のガスセルにイオンビームを通過させその間に中性ビームに変換するものであるが、この過程の途中で生じる原子分子過程には大きな相異点が存在する。

(1) D^+ イオンを用いる場合

ガスセル中の冷たい重水素ガス中を通過する間に高速の D^+ ビームは D^0 ビームに変換される。ところが一方で中性化された D^0 ビームが冷たい重水素ガスとの衝突によって電離し、 D^+ ビームに返り咲く過程も同時に存在する。したがってガスセルの線密度を如何に厚くしていても $D^+ \rightarrow D^0$ の変換の割合には上限が存在し、それは各過程の衝突断面積の比に依存する。

このような平衡状態における中性化効率は $\sigma_{10}/(\sigma_{01} + \sigma_{10})$ で与えられる。ここに σ_{10} は $D^+ \rightarrow D^0$ の衝突断面積、 σ_{01} は $D^+ \rightarrow D^0$ の電離衝突断面積である。第 6 図からも明らかなように入射ビ

* 安全係数 q は次式で定義される。 $q = \frac{r}{R} \cdot \frac{Bt}{Bp}$ 。ここに r はプラズマ小半径、 R はプラズ

マ大半径、 Bt はトロイダル磁場、 Bp はプラズマ電流によるポロイダル磁場である。

ームエネルギーが高くなるにつれて σ_{10} は急速に減少し、一方 σ_{10} は増大する傾向にあるので平衡状態にあるセルでも中性化効率はどんどん悪くなる。この結果ビームエネルギーが200~300 keVを超えると D^+ ビームを使うことが實際上困難となる。

(2) D_2^+ 、 D_3^+ などの2原子、3原子イオンを用いる場合、この場合には、



などの過程の他に



などの解離過程が介在する。とくに後者の過程は非可逆過程であるので線密度が無限大に近づけば中性化効率は平衡に達し、(1)の場合と本質的に異なる。重要な点ははこのような平衡にあるセルよりも線密度の低いところで中性化効率が最大となる点があることでこれは多くの人によって指摘されていることである^{5),6)}。

第7図はガスセルの線密度を任意に選べるとして、最大となる中性化効率を生成される中性ビームのエネルギーの関数として表わしたものでBerkeleyのグループによって求められたものである。ここでの中性化効率はPower efficiencyで表わされており、次式で定義される量である。

$$\eta \equiv \frac{\text{中性ビームとなるパワー}}{\text{入射イオンビームのパワー}}$$

例えば中性ビームのエネルギーが400 keVのときの入射イオンビームが D^+ のときは η は3%、 D_3^+ のときは23%となる。後章で述べるように、ガスセルを通過しても中性化しないイオンビームはエネルギー変換器でエネルギー回収されるが、その効率 η_e は最近の実験によれば⁷⁾75%程度期待できることが知られている。しかし D^+ ビームを使った場合は $\eta_e = 75\%$ を仮定しても総合効率 η_{overall} は8%にしかならず、これは効率として悪すぎ、実用に耐えない。このことより帰結されることは総合効率を上げるためには D_2^+ 、 D_3^+ などのイオンを使うこと以外に方法はないことである。これらの分子イオンはイオン源から引出されたビームの中に混在するものであり、プラズマ生成部のガス圧や、放電条件を適当に選ぶことによってその成分比を増加させることができる⁸⁾。一方分子イオンを使う場合の欠点は分子イオンが解離して中性ビームとなる場合にエネルギーが $\frac{1}{2}$ 、 $\frac{1}{3}$ になること、言い換えれば、例えば D_3^+ の場合、400 keVの中性ビームを得るためには $3 \times 400 \text{ keV} = 1200 \text{ keV}$ の D_3^+ イオンを引出す必要がある。このため大電流で収束のよいイオン源の設計が困難となり、またエネルギー変換器では6成分のイオン(D_3^+ 、 D_2^+ 、 D^+)からエネルギーを回収しなければならないので構造が複雑になる。

上に述べた困難を克服するために、われわれは低密度炉心プラズマへの中性粒子入射を提案する。炉心プラズマの密度を $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とすれば、3.1にも述べた通り E_d を120 keVにまで下げることが可能となる。この場合 D^+ イオンビームを使ったとしても中性化効率 η は平衡セルで50%、平衡セルの90%(このとき線密度は $2.3 \times 10^{-3} \text{ Torr} \cdot \text{m}$)としても45%が期待できる。したがって分子イオンは使わなくても済み、 D^+ イオンのエネルギーは120 keV

でよく、それ故にイオン源加速電極の設計も容易となる。しかしプラズマ密度は炉の運転条件では $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ でなければならないので、中性粒子入射加熱によってプラズマ温度がある値以上になったときプラズマ密度を除々に増加して $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に到達させるものとする。この間のプラズマ温度、密度などの時間変化の様子は文献 12) で扱っている。

5 イオン源

前節までの要求をみたすようなイオン源の設計について述べる。ここでの設計の立場は現在既に得られているイオン源の性能を基礎にして、比例法則によって必要な加速電圧のイオン源を設計することにある。一般に、このような比例法則を用いる場合に電流密度と加速電圧の間にいわゆる空間電荷制限法則

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{Mi} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

が使われるが、 d を電極間距離とするのは正しくない。この式は平板電極の場合に成立するが現実にはイオンの引出し面は電極面より遠い位置にある。イオンの引出し面を電極面にまで押し下げることがビームの収束性を悪くするからである。収束のよいビームを得るためにはイオン引出し面が電極面よりも少し窪んでいなければならない。このために通常のイオン源では d を電極間距離としたときの空間電荷制限領域までビームを引出すことが出来ていない。これは数多くの実験で示されていることである。したがって、この法則を適用する場合にもこのこととくに注意を払う必要がある*)。ここでのわれわれの設計指針は次の通りである。

まずイオン源のソースプラズマ密度は必要なだけ高くすることが出来る。即ちイオン飽和電流は如何なる場合にも局所的な空間電荷制限電流に等しくなるよう選べるものと仮定する。実際われわれの興味のあるイオン電流密度の領域ではソースプラズマの密度は 10^{19} m^{-3} のオーダーを必要とするが、現在のイオン源でこの程度の密度は充分得られている。さて、多孔型電極の一つの孔から引出されるビームを考えると、ビームの収束性は電極のアスペクト比、形状などに強く依存する。いま電極孔がある幾何学的配置をしているとし、それに加速電圧をかけ収束が良く強いビームが引出されたと仮定する。このとき次の事実が成立する⁹⁾。

- ① 電極の幾何学的配置、大きさを変えずに印加電圧だけ増加させていってもビームの軌跡は不変である。即ち収束性は変らない。
- ② 印加電圧を固定してアスペクト比を一定にしたまま孔の幾何学的大きさを変えてもビームの軌跡は変らない。
- ③ 引出すイオンの質量電荷によってビームの軌跡は変らない。但し①、②が成立するためにはビーム引出し面の電極に対する相対的位置が不変であることが必要であるが、ソースプラズマの密度を変えたときビームの発散が最少になるようなビーム引出し面の位置は印加電圧を変えても変らないことが確かめられている¹⁰⁾。

* 上の式で d を電極間距離とせず、電位差が V だけある局所的な 2 つのポテンシャル面間の距離とすれば、この法則は常に成立し得る。

これらの規則を用いると120 keV D^+ ビーム用の加速電極を比例法則のみで設計することができる。加速電圧が数10 keV を超えるとき、われわれの場合に要求されるような大電流を、一段の加速・減速電界のみで引出すことは空間電荷制限電流の条件と電極間の放電破壊の条件とを考えると極めて困難である。ここでは加速を2段にわけて行うこととする。収束性の良いビームの例としてORNLの8 Aイオン源のアスペクト比を採用する。加速電極は2段の多孔型電極とし各孔の幾何学的形状(アスペクト比)はすべてORNLのそれに相似となるようにする。また一段目の加速電圧は2段目のそれに比べて充分小さいものとする。このような条件のもとで設計の手順は次のようになる。

- (i) 1段目と2段目の加速電圧の配分を決める。但し1段目の加速電圧を2段目のそれに比べて充分小さくなるように選ぶ。
- (ii) 放電破壊の条件から電極間距離を決める。
- (iii) アスペクト比から孔の径が決まる。
- (iv) 電極のビーム透過率、必要な全引出し電流を与えれば2段目の電極総面積が決まる。つぎに1段目について、同様の手続により2段目各孔から引出す電流値と整合するように1段目の孔数を決める。

インジェクターシステムからイオン源に要求されることは、総合電流効率を32%と見積って、120 keV のビームを得るとき、

インジェクターの数	24台 (1.25 MW/ユニット)
イオンビーム出力	3.9 MW/ユニット
引出しイオン電流	32.6 A D^+ ビーム

が必要とされる。

第1段、20-40 keV、第2段 100-80 keV とする。平板電極の空間電荷制限電流は次式で与えられる。

$$j = 3.87 \times 10^{-8} \frac{(\Delta V)^{3/2}}{d^2} \quad (D^+ \text{ビーム})$$

ここで ΔV : 各段の電位差, d は電極間距離となる。 πr^2 を1個の孔の面積とすると, 1個の孔より引出し得る電流値 I_1 は

$$I_1 = \pi r^2 j = 1.22 \times 10^{-7} \left(\frac{r}{d}\right)^2 V^{3/2}$$

となるが、前にも述べたようにこれは理論的に引出し得る限界であって実際の収束性のよいビームではこのように大きい電流密度は引出し得ない。例えばORNLの8 Aイオン源は⁸⁾

$$r = \frac{3.87}{2} \text{ mm}, \quad d = 6 \text{ mm}, \quad V = 25 \text{ KV}$$

のとき上の意味での空間電荷制限電流の約50%を引出している。

設計の基本となる幾何学的パターンをこのイオン源のアスペクト比とする。即ちこのアスペクト比の電極で平板モデルの50%のイオンの引出しが可能とする。2段目の加速電圧が80 kV, 90 kV, 100 kV の3例について各孔からの引出し電流値 I_1 , 孔の数, 電極間距離 d , 孔の径 $2r$, 全孔面積, 電極面積(透過率35%を仮定した)および減速電圧 V_s を求める

と第1表のようになる。1段目の場合も同様に示した。ここで V_s も ORNL 8A Source $V_s \sim 1KV$ からの比例法則によって求めた。また1段目より引出される電流には充分余裕があるので1段目の電極には全面に孔を開けなくとも第2段の各々の孔に対応して、それぞれの電流に見合っただけ孔数を設ければよい。

このようにして求めたイオン源の概念図を第8図に示す。2段目電極の各孔から引出されたビームはブランケットの入射口の中心に向うように電極に曲率をもたせて収束させている。

フィラメントはダイバータ型磁場配位の内部導体上に巻き、加速部で電離により生成される逆流電子による損傷を避けるとともに、エミッションによる電子をセパトリックス付近へ拡散させ、電子密度の空間分布が負の傾きを持つようにすることによってプラズマ生成室でのプラズマ密度の径方向分布を一様とするものである。

次にブランケットにどの程度の大きさの入射口があればよいかを検討する。多孔型イオン源からイオンビームを引出す際に、各ビーム要素をブランケットの入射口の中心に向けるとすれば、入射口でのビーム断面の分布はイオンビームがすべて点源から発したと同様の分布となる。各ビーム要素の分布が正規分布をしているものとする、合成された全ビームの分布も正規分布をしている。いまイオン源から Z だけ離れた位置でビーム要素の分布を $f(r, z)$ で表わせば f は次式のように書くことが出来る。

$$f(r, z) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$$

イオン源を出た後はイオン→中性ビームの変換過程を通じてビームを構成する各粒子は直進するので、総合ビームの発散はイオン源を離れるビームの発散によって決ってしまう。これらのことを考慮すると、上式の σ は z に依存し、次式で関係づけられる。

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{Z}{Z_0}$$

但し σ_0 は基準点 Z_0 だけ離れた位置で測定したときの、ビーム要素の発散を決める特徴的長さである。半値半幅と σ_0 の間には

$$\frac{1}{2} = \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma_0^2}\right)$$

から

$$r_0 = 1.177\sigma_0$$

の関係があり、今、発散(半値半幅で定義する)を θ^0 とすると、

$$r_0 = \frac{\pi}{180} \cdot \theta^0 \cdot Z_0$$

であるから

$$\sigma_0 = 1.48 \times 10^{-2} \cdot \theta^0 \cdot Z_0$$

となる。一方 Z だけ離れた位置で $0 \leq r \leq r_c$ の円形内に入るビームの割合は

$$\begin{aligned} \int f(r, z) 2\pi r \cdot dr &= \frac{2\pi}{2\pi\sigma^2} \int_0^{r_c} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr \\ &= 1 - e^{-\frac{r_c^2}{2\sigma^2}} \end{aligned}$$

で表わされるので $\delta \times 100\%$ のビームを入射口に入れるためには

$$r_c = \sqrt{-2 \ln(1-\delta)} \cdot \sigma_0 \cdot \frac{Z}{Z_0} = 1.48 \times 10^{-2} \sqrt{-2 \ln(1-\delta)} \cdot \theta \cdot Z$$

でなければならない。後に述べるようにわれわれの場合 $Z \sim 15.5 \text{ m}$ 程度離れた位置で発散による損失を 20% ($\delta = 0.8$) に抑えるためには $\theta = 0.8^\circ$ の場合

$$r_c = 3.3 \text{ cm} \quad \text{となる。}$$

したがって、ビームの発散による損失を 20% 以下に抑えるためには一本のインジェクターにつき約 6.6 cm ϕ の実効径の入射口が必要となる。われわれの場合、互いに 12° の角度をなす二本のビームを一つの孔に入射するので、ブランケットの厚さ (約 1.2 m) を考慮すると、ブランケットの外側での入射口 (楕円形となる) の楕円の長軸は 80 cm となる。またブランケットを通過中に壁面に当たるビームによる熱負荷を除去してやる必要があること、ブランケットの入射口を楕円形に作ることは工作上困難であること等を考慮して、入射口の大きさは 80 cm ϕ の円形とした。

ブランケットの外側で入射口よりはみ出したビームによる熱負荷は前述の分布関数から、一本のビームにつき最大の位置で約 110 W/cm^2 程度であることがわかる。このことから発散したビームの熱除去はビームラインに対して垂直な水冷却板により、不可能でないことがわかる。

6 残留イオンビームの処理

ガスセルを通過しても中性化しないイオンビームは偏向磁界により中性ビームより分離され、エネルギー変換器に導かれる。エネルギー変換器の目的は次の通りである。

- (1) イオンビームを減速することにより、壁への熱負荷を軽減する (放置すればドリフト管壁への熱負荷となる)。
- (2) 熱エネルギーとなって廃棄される残留イオンビームのエネルギーを回収する。
- (3) イオン源の電源容量を小さくできる。

6.1 偏向磁石

$120 \text{ keV } D^+$ ビームを曲率半径 50 cm で曲げるために必要な磁界の強さは

$$B_0 = \frac{m \perp}{e R} = 1.4 \text{ kG}$$

磁界の位置でのビームの径は 50 cm 程度であるから、磁石の飽和磁束密度 B_s を 10 kG/m^2 とし磁極の大きさを $75 \text{ cm} \times 125 \text{ cm}$ 程度にとれば間口部で3倍に磁束が広がるとして、脚鉄部の太さは $50 \text{ cm} \times 75 \text{ cm}$ 程度にとればよいことが判る。

6.2 エネルギー変換器

ここに述べるエネルギー変換器の基本的原理はイオン源からイオンを引出すのと全く逆の過程、即ち高速イオンの減速過程がイオン源と同様な電極配置によって可能であるということである。これはエミッタンス零の理想的なビームについて可能であり、変換器の最終電極面上では速度が零となったイオンビームが電子と再結合する。これは 100% の変換器である。しか

しわれわれの場合のように多孔型電極から引出されたビームがエミッタンス零ということはありませんのでどうしてもある程度の損失は生ずる。現在、ミラー装置の端から漏れてくるプラズマイオンのエネルギー回収を目的としたエネルギー変換器の研究が精力的に行なわれているが^{7,11)}、最近の基礎的研究によれば効率75%が得られている。これらの変換器ではイオンのエネルギースペクトルが大きく広がっており、狭い空間では回収が困難なので磁場配位を利用して漏洩ビームを大きく広げ、多段の回収空間で減速されたイオンを捕獲している。これに対してわれわれの場合にはイオンビームのエネルギースペクトルは単一スペクトルに近く、狭い空間で減速、回収が可能である。

まず第1に考慮しなければならない点はイオン源と同様にここでも空間電荷制限電流を超えた電流を取扱うことが出来ないことである。例えば、75cmの距離で120keVのD⁺ビームを減速するとすれば、取扱えるイオン電流密度は、

$$j = 3.87 \times 10^{-8} \times \frac{-\Delta V^{3/2}}{d^2} \\ = 1.86 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$$

であり、一方エネルギー変換器に入ってくる全D⁺電流はD⁺→D⁰変換効率45%、ビームの発散による損失10%、中性ガスのイオン化による損失を10%として、

$$I = 3.26 \text{ A} \times 0.55 \times 0.9 \times 0.9 = 1.45 \text{ A}$$

となる。したがって電極の面積Sは、

$$S = \frac{1.45}{1.86 \times 10^{-4}} = 7.8 \times 10^4 \text{ cm}^2$$

必要となる。しかしこれでは電極面積が大きくなり過ぎるので電極間距離を50cmに縮めると

$$S = 3.5 \times 10^4 \text{ cm}^2 \quad (210 \text{ cm } \phi \text{ 相当})$$

となる。

第2に電極の面積は熱負荷からの制限を受ける。エネルギー変換器に入射されるD⁺ビームの総熱量は

$$120 \text{ keV} \times 1.45 \text{ A} = 1740 \text{ kW}$$

である。イオン源と同様に、エネルギー変換器に於ても中性化セルの出口付近で電離により生成される電子が変換器の中に侵入して加速されるのを防ぐために入口に接地電極、そのすぐ後に負のポテンシャルをもったグリッドを必要とするが、これらのグリッドへの熱負荷を200W/cm²以下とするためには入口の大きさが約100cmφとなるようなものでなければならない。また入射時120keVのビームが30keVにまで減速された後捕獲されるものとする。これら捕獲部の電極での熱負荷の密度は

$$\frac{30 \text{ keV} \times 1.45 \text{ A}}{3.5 \times 10^4 \text{ cm}^2} = 1.24 \text{ W/cm}^2$$

となり、水冷方式により充分熱負荷を除去できる。入射口を100cmφとすると空間電荷によるビームの広がり極めて大きいので捕獲電極は曲面状にするのが適当であろう。このような考察に基づいて設計されたエネルギー変換器の概要を第9図に示す。ここで捕獲電極はいわゆるベネチアンブラインド型とする。但し通常のこの種の電極とは異なり、ビームの空間電荷によ

る広がり積極的に利用している。

エネルギー変換器はこのようなエネルギー回収、熱負荷の軽減という役割の他に残留イオンビームの墓場としての役割を持っているから、相当な排気速度でこの部分を排気することが必要となるが、これは後で述べる。変換器の中の真空度は、入射してくる高速イオンによる冷たい中性ガスの電離損失という観点からも制約を受ける。

7 真空排気系

ここではインジェクター各部での真空度、排気系および真空に伴う物理過程を検討する。

7.1 中性化セルを通過した後の電離損失

中性化セルを通過して出てくる中性ビームの一部はトーラスプラズマ中に入射する前に室温の中性ガスと衝突し電離する。こうして再びイオンとなった高速粒子はトーラスからの漏洩磁場によって曲げられ、途中の壁面に当たって損失となる。装置のコイル配置やシールドの関係により、ガスセル端面からプラズマの表面までの距離は約7 m必要である。120 keVのD⁰ビームエネルギーでの電離断面積は $\sigma_i = 7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ 程度であるから、ここでの真空度を 10^{-4} Torr とすると、この間に中性ビームは、

$$1 - e^{-\sigma n l} = 1 - e^{-7 \times 10^{-17} \times 7.1 \times 10^{12} \times 7 \times 10^3} = 0.30$$

即ち30%が電離によって損失する。真空度を高くしていくと

$5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$	$1 - e^{-0.174} = 0.16$	即ち損失 16%
$2.9 \times 10^{-5} \text{ Torr}$	$1 - e^{-0.1} = 0.10$	10%
$1 \times 10^{-5} \text{ Torr}$	$1 - e^{-0.035} = 0.035$	3.5%

となる。即ち電離による損失を10%以下に抑えるためにはこの部分での真空度が $3 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 以下であることが必要となる。これはこの核融合炉の燃焼 phaseでの真空度より高いことに注意すべきである。つまり、この炉の燃焼 phaseでのプラズマを包む中性ガスの作動圧力である $3 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ の雰囲気へは中性ビームを打込むことは出来ない(この場合電離損失は約65%となる)ので中性粒子の入射 phaseでは真空度を高くしておかなければならない。

7.2 イオン源からの粒子束

イオン源からはイオンビームの他にイオン源のプラズマ発生部で使われなかった中性の冷たいガスが漏れ出てくる。これらを真空排気系の側面から見ると、粒子束を評価することが重要である。第10図にはこれらの様子を概念的に示した。まずイオン源から高速ビームの型で出ていく粒子束は、インジェクター1基あたり32.6 A即ち2.87 Torr.l/sec (24台合計で68.9 Torr.l/sec) であってこのうち32%にあたる22.0 Torr.l/sec がトーラス内へ、中性ビームとして、残りの68% (46.9 Torr.l/sec) がイオンビームとしてエネルギー変換器及びその周辺に入る。一方イオン源から漏れ出てくる冷たい中性ガスの量を評価するためにイオン源のガス効率を次式で定義している。

$$\zeta = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_0} = \frac{n_i v_i}{n_0 v_0}$$

ここに Γ_i はイオン粒子束, Γ_0 は中性ガス粒子束, n_i はイオン密度, n_0 は中性ガス密度, v_i はイオンの速度, v_0 は中性ガスの速度である。核融合実験用に開発された既存のイオン源ではこのガス効率約 30-50% である。即ち最低限でもイオン粒子束の 2 倍程度の中性ガス粒子束がある。またこの場合プラズマ生成部でのイオンと中性ガスの比は 1% 以下である。将来、有効なプラズマ生成法により、この値を数% に上げることが出来ればは大幅に改善されると予想できる。実際 ORNL の 8A イオン源でのプラズマ生成部の圧力は 1×10^{-2} Torr 程度イオンの割合は 1% 前後であるが、この割合を 5% に上げることが出来たとするとプラズマ生成部での中性ガス圧力は 2×10^{-3} Torr となり、加速電極を通して下流へのガス流量を軽減出来ると同時に加速電極間でのイオンビームによる中性ガス電離割合を減少させ得ること、したがってイオンビームの損失を減すととも電極への熱負荷も軽減することが可能となる。上述の 25 keV, 8A の水素イオンを引出すために必要なプラズマ密度は $(2-5) \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 程度であるが、われわれのイオン源の初段 (30 keV, 3.26A D^+ ビーム) と比較するとき、イオン飽和電流 j_s の質量依存性および空間電荷制限電流 j の印加電圧、質量幾何学的電極間距離依存性を考慮すると、両者を等しいとおいた式

$$j_s = \frac{1}{4} e n_i \sqrt{\frac{kTe}{M_i}} = \alpha \cdot \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{M_i}} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

から

$$n_i \propto \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

となる依存性が導かれ、プラズマの温度が同じとすれば 3.26A の D^+ ビームを引出すためのプラズマ密度として $(2-5) \times 10^{12}/\text{cm}^3 \times (\frac{30}{25})^{3/2} \times (\frac{6}{4.8})^2 = (4-10) \times 10^{12}/\text{cm}^3$ が必要となる。したがってイオンと中性ガスの比を 5% とすれば、プラズマ生成部でのガス圧は 4×10^{-3} Torr 前後になると予想される。イオン源の加速電極の孔の総合コンダクタンスはわれわれの場合 860 ℓ/s となるので中性化セルの入口の圧力を前述のように 7.4×10^{-4} Torr とすればイオン源からガスセルへ流入するガス量 Q は 2.8 Torr. ℓ/sec となる。(補足参照)

さて加速電圧がイオン源から引出されるイオン粒子束と中性ガス粒子束の比に与える影響を考える。例えば加速電圧を大きくすればイオンの速度は大きくなるから ζ が大きくとれるのではないかという考え方がある。これは電極間距離、孔の大きさ等を変えずに加速電圧を増加していったときは確かに正しい。しかしこの場合でもイオン粒子束に直接関係するのは加速電圧ではなくて引出し電流である。とくに 2 段加速の場合、イオン粒子束は初段の引出し電流値で決ってしまい、2 段目の電圧を如何に高くしていてもイオン粒子速の比は改善されない。

7.3 中性化セルのコンダクタンス

第 4 節の考察によって中性化セルの線密度は中性化効率を 45% とするとき 2.3×10^9

Torr·m必要となる。

これは平衡セル(中性化効率50%)の90%の変換効率をもつ場合に相当する。ここではガスセルの長さ及び径を求める。前にも述べたようにイオン源のプラズマ生成部の真空度を 4×10^{-8} Torr, 中性化セルを出た後の真空度を 3×10^{-8} Torrとする。ガスセルの長さを短くするためにガスセルの入口の大きさを35cmφとする。(イオン源加速電極の径は32cmφ)ガスセルの出口の大きさは50cmφとする。これらの大きさはイオン源の電極径, ブランケット入射孔径および全長などから決まる。中性化セルには特別にガスを導入せず, イオン源から漏れてきたものを利用する。

まず中性化セルの線密度に対する要求から,

$$\frac{1}{2} (P_1 + P_2) L \approx 2.3 \times 10^{-8} \text{ Torr} \cdot \text{m}$$

が, また中性ガスの流量Qに対して

$$Q = C_e \cdot (P_0 - P_1) = C \cdot (P_1 - P_2)$$

が成立する。ここで P_0, P_1, P_2 はそれぞれイオン源プラズマ生成部, 中性化セルの入口, 中性化セルの出口の圧力であり, Lは中性化セルの長さ, Cはそのコンダクタンスとする。また C_e を引出し電極のコンダクタンスとする。Cはセル入口の径, D_1 と出口の径 D_2 とから次式によって求められる。

$$C = \frac{3.25}{100} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{D_1^2 \cdot D_2^2}{D_1 + D_2} \quad (\text{L/sec})$$

$D_1 = 3.5 \text{ cm}, D_2 = 5.0 \text{ cm}, P_2 = 3 \times 10^{-8} \text{ Torr}, C_e = 860 \text{ L/s}$ などを入れると $L \sim 6 \text{ m}, P_1 \sim 7.4 \times 10^{-8} \text{ Torr}, Q \sim 2.8 \text{ Torr} \cdot \text{L/sec}, C \sim 3900 \text{ L/sec}$ となる。即ち, 24本のインジェクターから総計 $67.2 \text{ Torr} \cdot \text{L/sec}$ の中性ガスが流出してくることになる。

7.4 排気系

イオン源から中性化セルの出口まではいかなる排気系も使用しなかった。すべての中性ガスはエネルギー変換器, ドリフト空間, およびブランケット孔を通して排気しなければならない。まずエネルギー変換器およびドリフト空間部ではエネルギー変換器に入射する高速イオンが再結合したものと, 中性化セルからの冷たい中性ガスの総計

$$46.9 + 67.2 = 114.1 \text{ Torr} \cdot \text{L/sec}$$

の流量があるので, ここを $3 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ に排気するためには

$$S = \frac{Q}{P} = \frac{114.1}{3 \times 10^{-8}} = 3.8 \times 10^6 \text{ L/sec}$$

の排気速度を必要とする。排気ダクトのコンダクタンスのダクト径が3mφ, 長さ20mとして,

$$C = 3.25 \times \frac{(300)^3}{2000} = 5.3 \times 10^6 \text{ L/s}$$

ある。なおエネルギー変換器には総面積 11.7 m^2 の孔を開けてダクトと結合する必要がある。

一方ブランケットの入射孔を通してプラズマ中に入射された高速イオンの消滅はどうなるか

調べよう。これには高速イオンの閉込め時間が介在してくる。プラズマ中に120 keV, 30MWの中性ビームが入射されるとき

$$I = \frac{30 \text{ MW}}{120 \text{ keV}} = 250 \text{ A}$$

であるから流束 Γ は

$$\Gamma = \frac{I}{e} = 1.56 \times 10^{21} / \text{sec}$$

となる。高速粒子のプラズマ中での閉込め時間を約2 secとすると入射開始後数秒で高速中性粒子の流入量と、プラズマイオンの形で拡散により壁やダイバータに損失し電子と再結合して中性ガスとなる量がバランスする。したがってこれらの中性ガスを全部排気するものと考えてブランケットの入射口(80 cm ϕ , 長さ1.2 m, コンダクタンス $C = 5.0 \times 10^4 \text{ L/sec} \times 12$)の大きさを考慮してブランケット内の中性ガスの圧力を求めると $4.3 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ となることが予想される。しかし、実際にはブランケット内の中性ガスを全部排気する必要はなく、これら雰囲気の中性ガス圧力はその電離によって生成されるプラズマ密度が異常に高くないように配慮すればよい。ブランケット内の全プラズマ粒子数は $N_p \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \times 790 \text{ m}^3 = 2.37 \times 10^{22}$ 個であり、一方入射する高速中性粒子束は 1.56×10^{21} 個/sec であるから10秒間全く排気せず、入射するすべての粒子がプラズマとなったとしても、プラズマ密度は $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に増加するだけである。われわれの場合炉のスタートアップのときにプラズマ密度を $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで時間的に増加させるのでとくにこれらの中性ガスを排気する必要はない。

8 総合効率

前節までに述べてきた各部の設計を基礎にしてプラズマ密度が $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の場合と $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の場合について中性粒子入射加熱装置の設計をまとめたものが第2表である。両方の場合ともプラズマへの正味の入力が30 MWとなるように選んだ。

効率は図式的に第11図のように表わされる。エネルギー変換器を用いないとき、総合パワー効率は、

$$\eta_{\text{over all}} = \eta_{\text{ion}} \cdot \eta_G \cdot \eta_{\text{div}} \cdot \eta_D \cdot \eta_{\text{trap}}$$

で表わされる。エネルギー変換器を用いるときは

$$\eta_{\text{over all}} = \frac{\eta_{\text{ion}} \cdot \eta_G \cdot \eta_{\text{div}} \cdot \eta_D \cdot \eta_{\text{trap}}}{1 - \eta_C \cdot \eta_{\text{cion}} (1 - \eta_G) \cdot \eta_{\text{ion}}}$$

となる。分母の第2項がエネルギー変換器による寄与である。ここに η_{ion} はイオン源の加速途中で荷電交換によりビームラインより外れ損失する部分、及びガスセル部までの間に発散により損失する部分を除いたもの、 η_G はガスセルの変換効率、 η_D はガスセルを出た後のドリフト空間での電離損失を除いたもの、 η_{div} は発散による損失を除いたもの、 η_{trap} はトーラス中での中性ビームの捕捉効率である。また η_C はエネルギー変換器の理想変換効率、 η_{cion} は同器内の電離などによる損失による効率の劣化を表わす。トーラス状ブランケットには合計12個の入射孔(径80 cm ϕ)が設けられており、各々の孔にはそれぞれ2本ずつの中性ビームが殆んど垂直方向に入射される。中性ビームエネルギーは低密度プラズマのとき120 keV,

高密度プラズマのとき400keVである。このために必要なイオンビームのエネルギーはそれぞれ120keV D^+ および1200keV D_0^+ であり、イオンビーム出力は1基あたり3.9MW、8.5MWである。中性化セルの圧力は入口で 7.4×10^{-4} Torr、および 5.0×10^{-4} Torrであり、その実効長はそれぞれ3.2m、4.0mである。このセルでの中性化効率は45%および63%である。ガスセルを出てからトーラスプラズマ表面までのドリフト空間での電離損失を10%以下にするために、トーラスの真空度をそれぞれ 3×10^{-5} Torr、 1×10^{-4} Torr にしなければならない。このドリフト空間の長さは、両方の場合ともほぼ7m必要であって全長は約15.5mとなる。多孔型電極の各々の孔からのビーム要素の発散を 0.8° とし、各ビーム要素をブランケット入射口の中心に収束させるものとするとき、ビームの発散による損失は10%である。プラズマ中へ入射された中性ビームの電離捕捉効率は98%となる。これらの効率をすべて考慮すると等価電流効率^{*}はそれぞれ32%、44%となって D_0^+ イオンビームを用いた方が大きい。総合パワー効率はエネルギー変換器を使わないときそれぞれ32%、15%と D^+ ビームの方が高い。エネルギー変換器(効率 $0.9 \times 75\%$ を仮定)を用いてイオンビームからエネルギーを回収すると、総合パワー効率はそれぞれ48%、19%に増加する。

これらの比較によって低密度中に低エネルギーイオンビームを用いて入射した方が、総合効率、イオン源の設計、エネルギー変換器の設計、熱負荷の点から有利であることが結論づけられる。

9 そ の 他

トロイダルコイルやプラズマ電流などによる漏洩磁束によってイオンビームが曲げられないように充分磁気シールドをする必要がある。とくにエネルギー変換器の位置では約1kGの漏洩磁束が存在する。強い外部磁場を低 μ の第1次磁性材料で磁気シールドした後、更に高 μ の第2次材料でシールドを完全なものにするのは比較的容易なので、ここでは構造上重要な影響を及ぼす第1次磁性材料の大きさについて評価する。材料は電磁軟鉄を想定する。エネルギー変換器のシールドを例にとれば、この部分のシールドの大きさは $4m \times 2.5m$ 程度必要となるのでシールド材が存在しないとき、ここに入り込む磁束は

$$\Phi = B \cdot S \sim 0.1 \text{ Wb/m}^2 \times 4m \times 2.5m = 1.0 \text{ V} \cdot \text{sec}$$

となる。 μ が大きい磁性体が存在すると磁性体はこの2倍の磁束をすい込む。したがって側面(上・下面)の壁の厚さを δ 、長さ l 軟鉄の飽和磁束密度を B_s とすると

$$l \cdot \delta \cdot B_s = 2 \cdot B \cdot S$$

$$B_s = 2.0 \text{ Wb/m}^2, \quad l = 4.0m \quad \text{とすると}$$

$$\delta = 0.25m$$

即ち、この位置ではシールド用軟鉄の厚さは25cm/kG必要となる。中性化セル、イオン源

* 等価電流効率とは1個の1次ビームイオンから生成される。 D_0 ビームのうち有効に利用できるものの数として定義される。

にあって同様の方法で磁気シールドが設けられる。

次に、ブランケット孔を通して漏れ出てくる中性子による照射損傷からイオン源を保護する必要があるが、偏向マグネットとコンクリートシールドの間にコンクリートのシャッターを設けてあり、これは中性粒子ビームによる加熱が終れば直ちに（1秒位で）閉じてしまう構造のものである。加熱の初期の時間帯（0～5秒）では中性子の発生は比較的少ないと考えられるので、この方法でも實際上照射にさらされるのは数秒間に過ぎない。しかしビームライン上にイオン源等が並ぶことは、たとえ短時間であっても炉心からの輻射にさらされ、好ましいことではないので今後検討を要する課題である。総合システムの断面図を第12図に示した。

10 お わ り に

極めて保守的な設計概念により中性粒子入射加熱装置を設計した。その特徴としてまず第1にイオンビームエネルギーが120 keVと低いことである。これは中性粒子入射加熱による臨界プラズマ試験（Scientific Feasibility Experiment）の際に必要と考えられるビームエネルギー70～100 keVに比べて離りはなく、SFEX用イオン源が開発されれば、それよりあまり困難な過程を径ずに120 keVイオン源は製作可能と考えられる。つぎに加熱装置のために特別な排気系を設けず、トーラスの排気系（それはこの炉の運転領域での排気に必要である）を使って不必要なガスを排気できること。また中性化セルは最も簡単な構造のもので、熱負荷と磁気シールドのみを施せばよいこと。エネルギー変換器は短い空間でイオンビームを減速することにより、処理できる電流密度を大きくするとともに電離損失を抑えていること等があげられる。

最後に有益な議論をして頂いた炉設計研究室長迫氏をはじめとする核融合炉設計グループの諸氏、炉心工学研究室の諸氏に対して感謝するとともに、終始激励して頂いた森部長に感謝致します。

文 献

- (1) I.N. Golovin : Proc of the Nuclear Fusion Reactor Conference
17-19 Sept 1969 Culham Lab.
- (2) A.C. Riviere : Nuclear Fusion 11 (1971) 363
- (3) T.H. Stix : Physics of Fluids 16 (1973) 1922
- (4) B. Coppi, M.N. Rosenbluth and R.Z. Sagdeev : Physics of Fluids
10 (1967) 582
- (5) A.C. Riviere, D.R. Sweetman : 4E2 APS meeting Nov. 4-7, 1970,
Washington
- (6) K.H. Berkner, T.J. Morgan, R.V. Pyle, and J.W. Stearns :
Physical Review A 8 (1973) 2870
- (7) R.W. Moir, W.L. Barr : Nuclear Fusion 13, (1973) 35

- (8) R.C.Davis et al ; ORNL TM 4657 (1974)
- (9) P.T.Kirstein et al ; Space Charge Flow , McGraw-Hill, New York ,
Section 1.7 (1967)
- (10) S.Matsuda et al ; to be published in ORNL TM
- (11) R.F.Post ; Proc.Brit.Nucl.Energy Soc.Conf.Nucl.Fusion Reactors
(Culham Laboratory,Culham , Englaud, 1969)UKAEA (1970) 88-111
- (12) 大和春海, 太田充 ; to be published

(捕 捉)

イオン源の加速電極のコンダクタンスを C_e 、ガスセルは半径 R 、長さ l の直円筒とし、そのコンダクタンスを C_g とする。またイオン源のプラズマ生成部での圧力を P_0 とし、ガスセルの出口でのそれを P_2 とする。イオン源の第1段からのイオン引出し電流密度を j_s とすれば

$$j_s = \alpha \cdot \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

であるから全引出し電流 I は

$$I = j_s \cdot \pi R^2 T = \alpha \frac{4\pi}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M_i}} R^2 T \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

で与えられる。ここで T は電極の透過度である。一方

$$C_e = 31.3 \cdot \pi R^2 T$$

$$C_g = 32.5 \frac{(2R)^3}{l}$$

であるから、全コンダクタンス C は、

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_g}} = \frac{32.5 \frac{(2R)^3}{l} \cdot 31.3 \pi R^2 T}{31.3 \pi R^2 T + 32.5 \frac{(2R)^3}{l}}$$

で与えられる。したがってガス効率 ζ は

$$\zeta = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_n} = \frac{\alpha \cdot \frac{4\pi}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M_i}} R^2 T \frac{V^{3/2}}{d^2} (31.3 \pi T + 32.5 \times 8 \times \frac{R}{l})}{(P_0 - P_2) 8 \times 32.5 \times 31.3 \pi T \cdot \frac{R}{l}}$$

となる。 P_0 、 P_2 、 α 、 T などが与えられたとき、 ζ の R 依存性は次のようになる。即ち、 $C_e \ll C_g$ のとき、 ζ は R に依存しないが C_e が C_g に比べて無視出来なくなると半径 R が小さい方がガス効率 ζ は大きくなるので有利である。われわれの場合には $C_e \sim 860 \text{ l/s}$ 、 $C_g \sim 4000 \text{ l/s}$ となるので ζ の R 依存性は比較的弱い。

第1表 イオン源の設計例
 120keV, 326A D⁺イオンビームの引出し

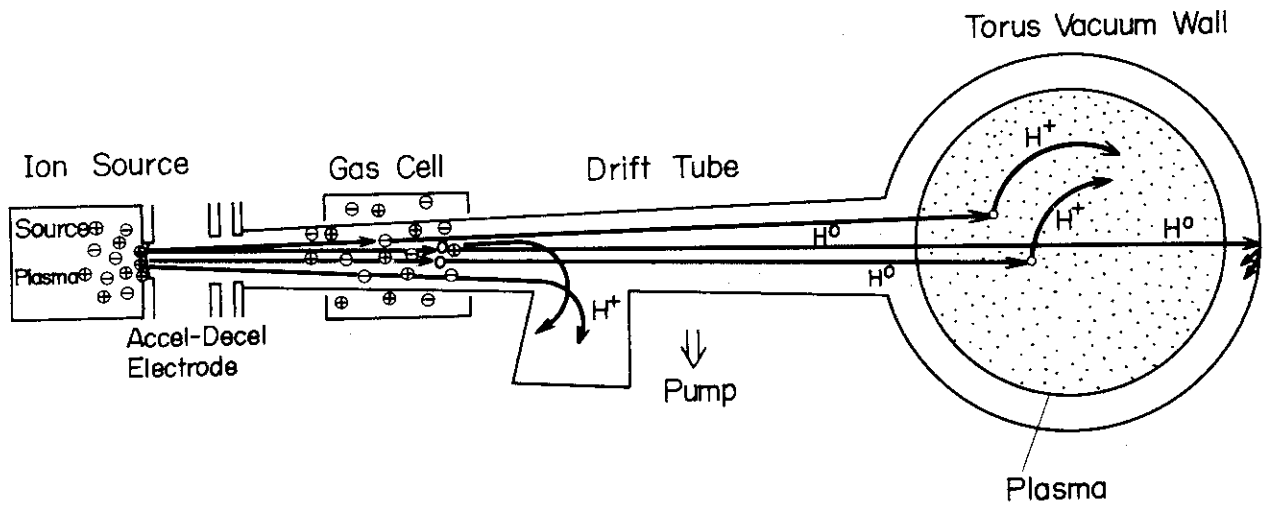
	E	I ₁	孔数	d	2r	総孔面積	電極面積 (半径) (透過率 35%)	V _s
第2段	80 keV	0.147 A	222 個	18 mm	11.6 mm φ	235 cm ²	617 cm ² (14.6 cm)	3.2 kV
	90	0.176	185	22.5	14.0	285	814 (16.1)	3.6
	100	0.236	137	28	17.5	330	943 (17.3)	4.0
第1段	40 keV	0.052 A	627/3 個	8.5 mm	5.3 mm φ	138 cm ²	671 (14.6 cm)	
	30	0.034	965/5	4.8	3.0	68	814 (16.1)	
	20	0.018	1773/13	2.1	1.3	23.5	943 (17.3)	

第2表 低密度 ($3 \times 10^{19}/\text{m}^3$) と高密度 ($1 \times 10^{20}/\text{m}^3$) の場合のインジェクターユニットの設計例

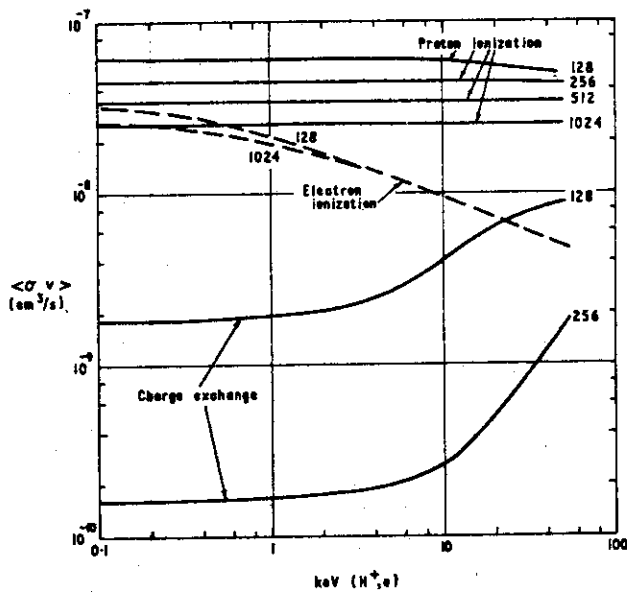
	プラズマ密度	
	$3 \times 10^{19}/\text{m}^3$	$1 \times 10^{20}/\text{m}^3$
実効入力パワー	30 MW	30 MW
インジェクターの数	24 ユニット	24 ユニット
D ⁰ エネルギー	120 keV	400 keV
イオンビームエネルギー	120 keV D ⁺	1200 keV D _s ⁺
パワー	3.9 MW/基	8.5 MW/基
ガスセル圧力	7.4×10^{-4} Torr	5.0×10^{-4} Torr
" 実効長	3.3 m	4.0 m
中性化効率(電流)	45 %	63 %
トーラス圧力	3×10^{-5} Torr	1×10^{-4} Torr
D ⁰ ドリフト空間長	7 m	7 m
全 長	15.5 m	15.5 m
電離損失率(イオン源)	10 %	10 %
ドリフト空間での電離損失率	10 %	10 %
発散損失率	10 %	10 %
捕捉効率	98 %	98 %
エネルギー変換器効率(注1)	75 % × 0.9	75 % × 0.9
総合電流効率	33 %	44 %
総合パワー効率	48 % (32 %) (注2)	19 % (15 %)
ターゲット実効径	~70 cm φ	~70 cm φ

(注1) 10%のコンバーター内での電離損失

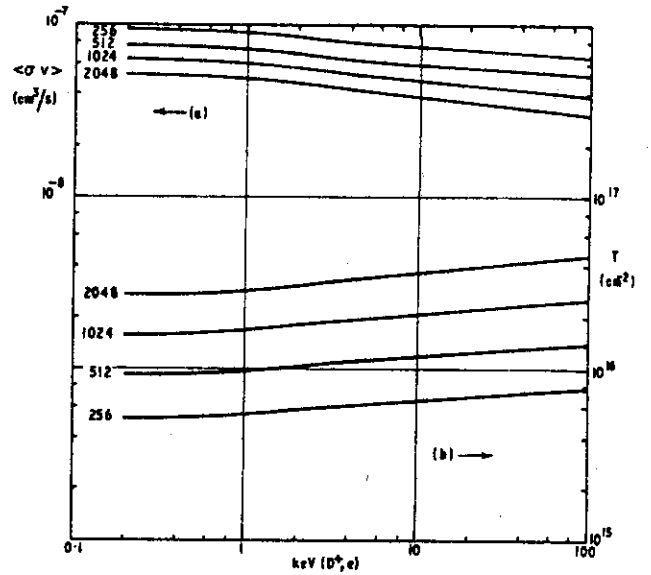
(注2) カック内はエネルギー変換器を使わないとき



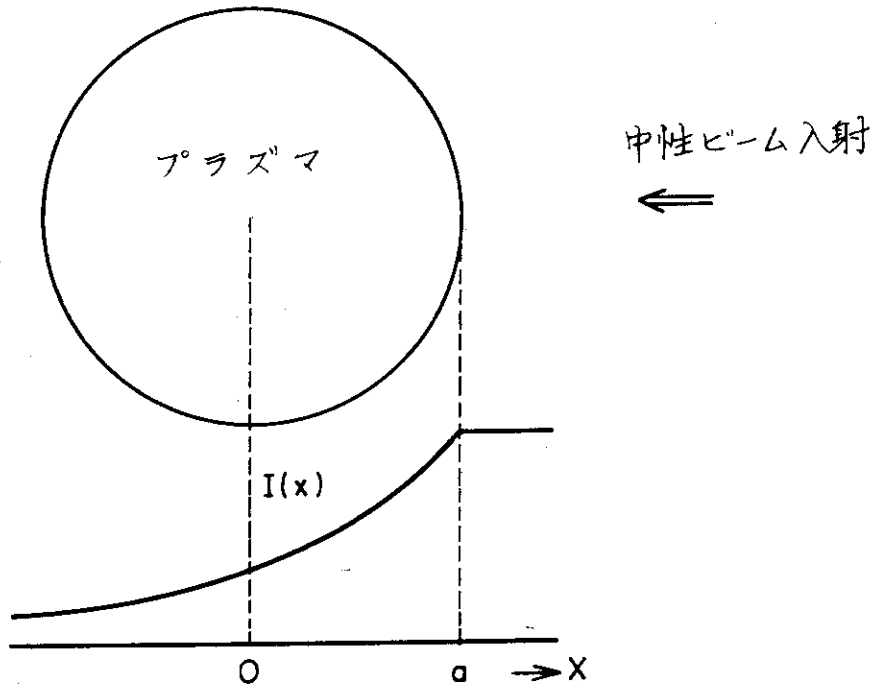
第1図 インジェクターユニットの構成概念図



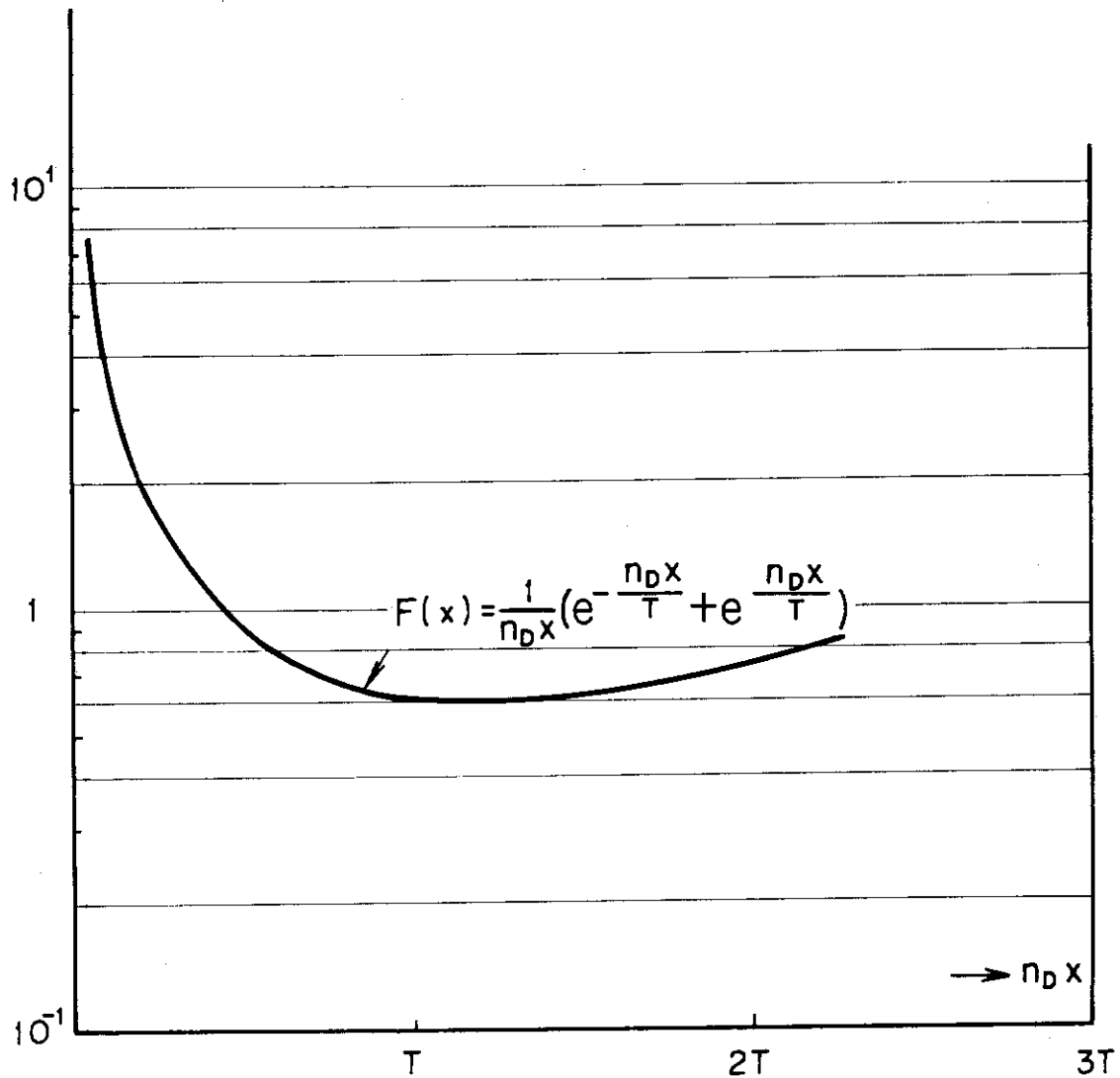
第2図 文献2)による入射 H^0 ビームのプラズマ中での電離割合。横軸はプラズマの温度 ($T_0 = T_i$ としている)である。入射 H^0 ビームのエネルギーは keV 単位で各曲線の横に書かれている。



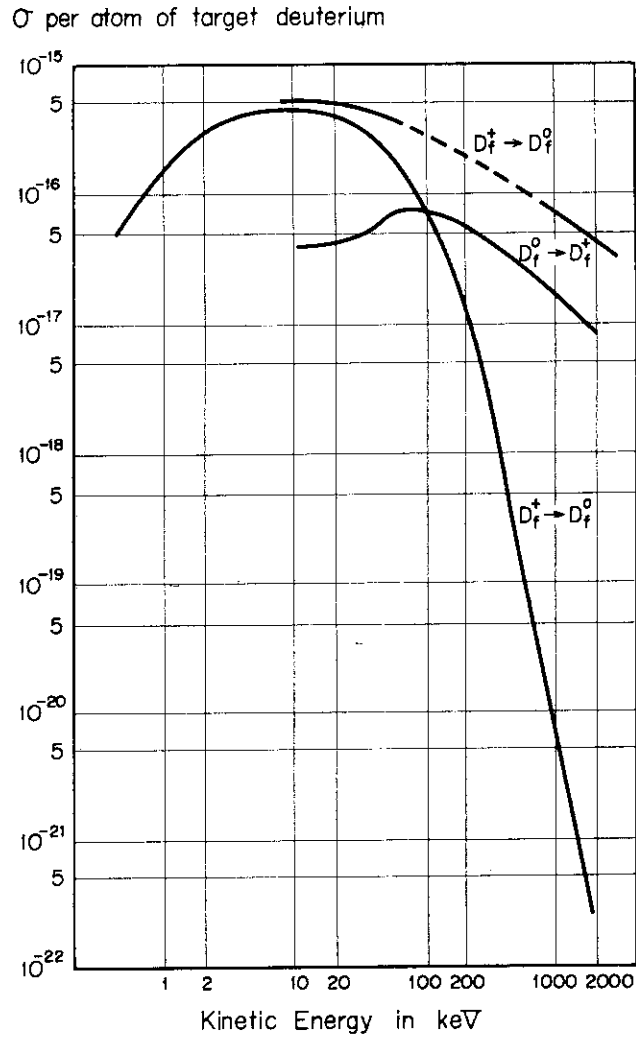
第3図 文献2)による減衰厚 T の D^+ プラズマ温度依存性。入射 D^0 ビームのエネルギーは keV 単位で示してある。



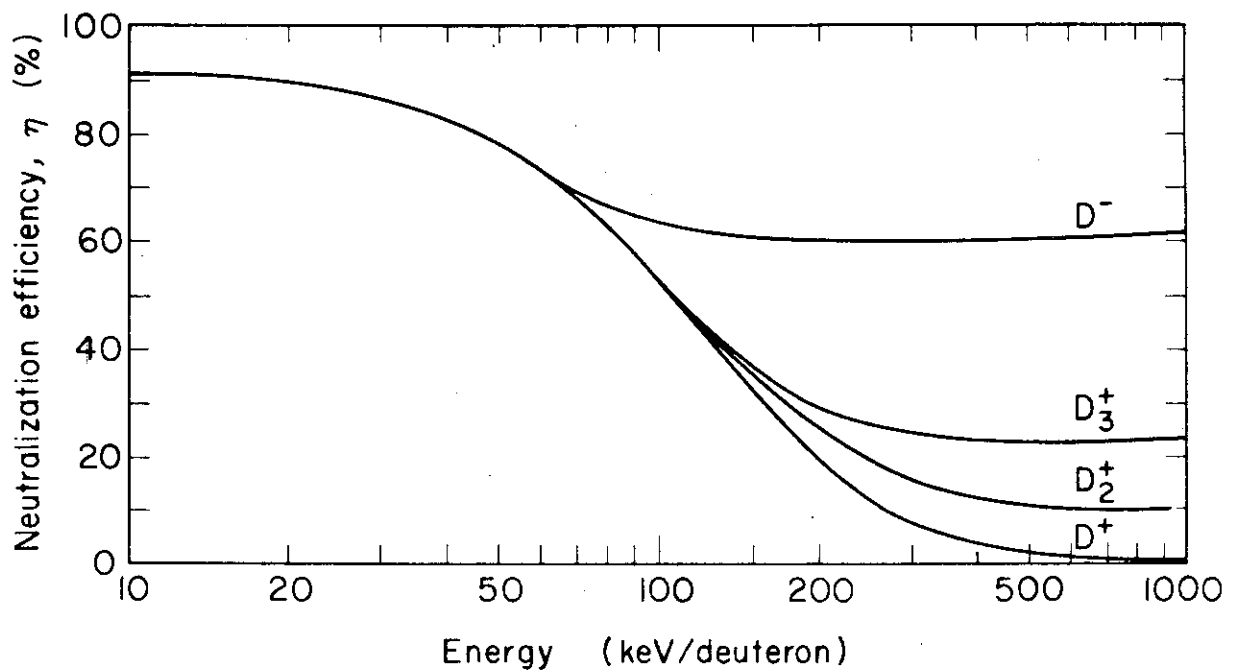
第4図 入射ビーム I(x)の減衰の様子



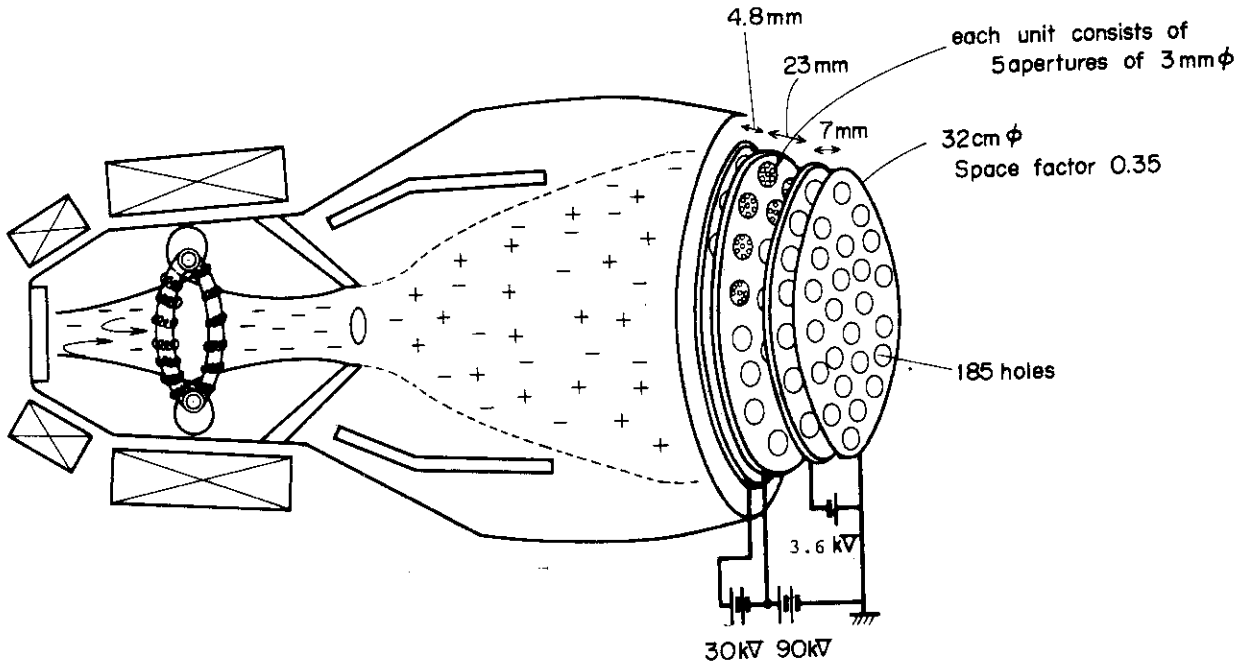
第5図 プラズマ線密度に対する捕捉イオンの分布



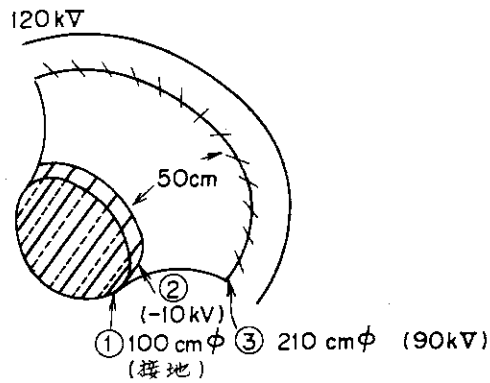
第6図 衝突断面積のエネルギー依存性



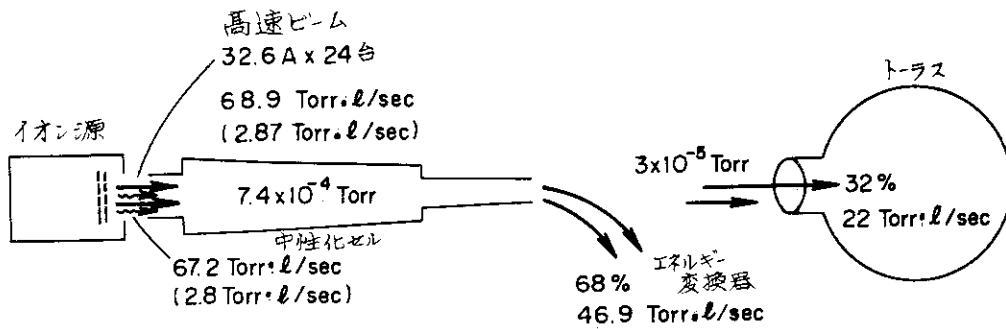
第7図 1次イオンビームが D^- , D_3^+ , D_2^+ , D^+ のときの中性化効率のビームエネルギー依存性。
横軸は中性ビームのエネルギーで示されている(文献6)による)



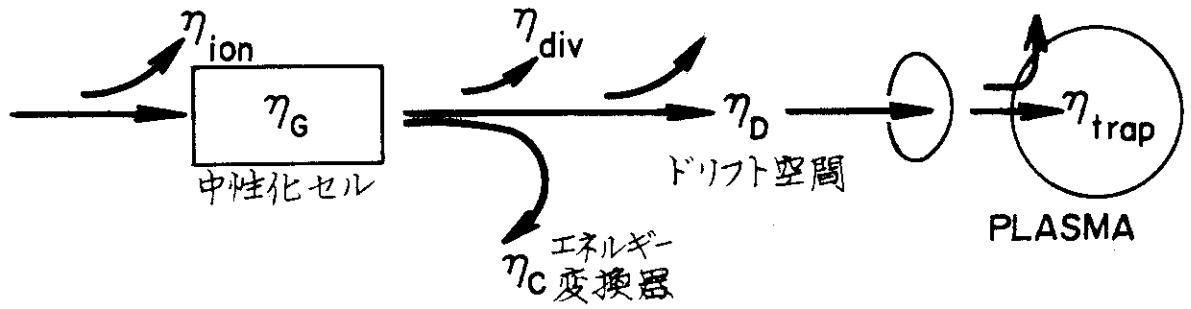
第8図 イオン源の設計例



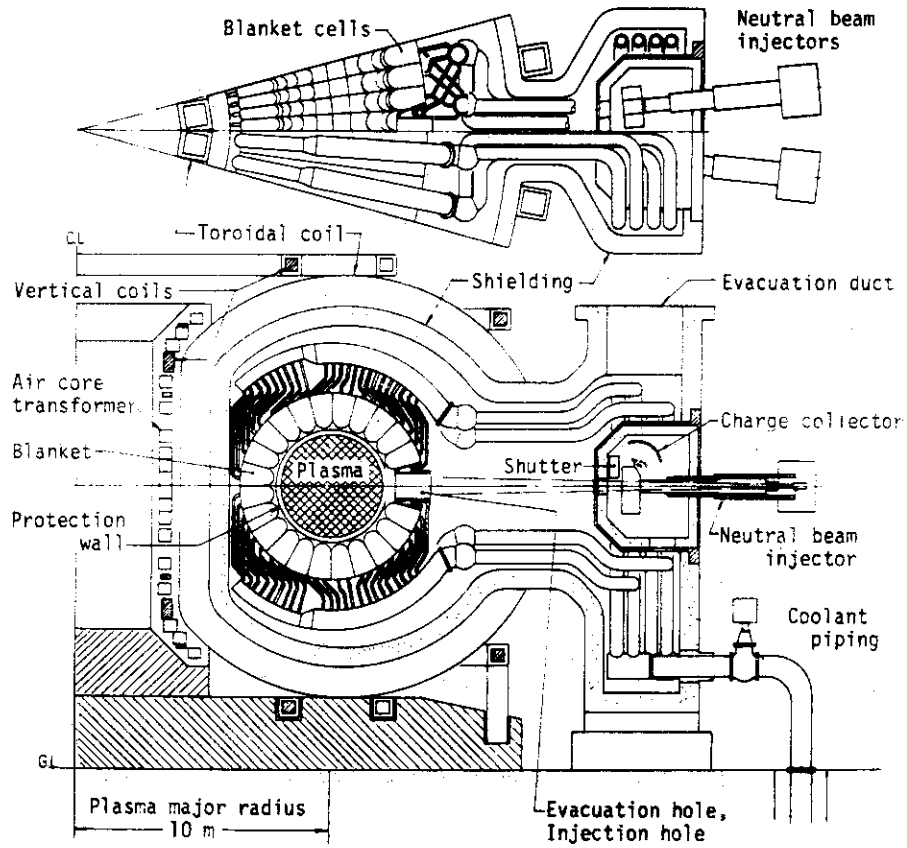
第9図 エネルギー変換器



第10図 粒子束の流れ



第11図 ビームラインの効率



第12図 2000MW tイカマク炉とインジェクターシステムの断面図