

JAERI-M

4 7 3 4

中間ベータトラス装置 (JFT-2)  
におけるイオン温度測定  
I. 粒子エネルギー分析装置の設計

1972年2月

矢野淑郎・平本立躬・高橋興起

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.

中間ベータトーラス装置 (JFT-2) におけるイオン温度の測定

I 粒子エネルギー分析装置の設計

日本原子力研究所東海研究所物理部

矢野淑郎, 平本立躬, 高橋興起

(1972年2月9日受理)

高温プラズマにおいて、電荷交換により生じる水素原子の測定されたエネルギー分布から、  
プラズマのイオン温度を導びく方法について説明し、その際、解析に必要となる原子衝突  
の断面積をまとめ表にする。トカマク型装置 (JFT-2) から、プラズマ中の中性粒子と  
電荷交換したプラズマイオンが、中性粒子となって放出されるものの、エネルギー分布を測  
定するための装置が設計、製作された。その粒子分析装置においては、放出された原子は  
窒素ガスのセル内で電荷を剥離され、生じたイオンのエネルギーが静電アライザで分析さ  
れ、1個のイオン計測が可能なイオン検出器内で検出される。粒子分析装置の較正のため  
に、イオン源と電荷交換セルからなる中性粒子源が製作された。その粒子源と分析器のエ  
ネルギ範囲は、水素原子線に対し、0.3~15 keVである。設計の詳細が述べられている。

Measurement of the Ion Temperatures in the Medium  
Beta Torus (JFT-2)

I. Design of the Particle Energy Analyzer.

Syukuro YANO, Tatsumi HIRAMOTO and Koki TAKAHASHI

Division of Physics, Tokai Research Establishment, JAERI.

(Received 9 February 1972)

A means of obtaining the ion temperatures in high temperature plasmas from the measured energy distribution of charge-exchanged hydrogen atoms is first explained; atomic collision cross sections used in the analysis are also given. An apparatus was designed and constructed in which the energy distribution is measured of neutral atoms from the Tokamak-device (JFT-2), produced by charge exchange of plasma ions with the neutral particles in the plasma. The following three processes are involved in the particle analyzer: the emitted atoms are charge-stripped in a nitrogen gas cell; energies of the resultant ions are analyzed in the electrostatic analyzer; and the ion current is measured in the ion detector by single ion countings. For calibration of the particle analyzer characteristics, the neutral-particle source consisting of an ion source and a charge exchange cell is used. The energy range of the particle source and the analyzer is 0.3 ~ 15 keV for atomic hydrogen beams. The apparatus and associated equipment are described in detail.

## 目 次

1. まえがき .....	1
2. 測定法の基礎 .....	2
2.1 反応断面積 .....	2
2.2 放出粒子のエネルギー分布と強度 .....	4
3. 粒子分析装置の設計 .....	8
3.1 概 要 .....	8
3.1.1 粒子エネルギー分析装置 .....	8
3.1.2 中性粒子線源 .....	8
3.1.3 較正時の配置 .....	8
3.1.4 JFT-2計測時の配置 .....	11
3.1.5 真空排気系 .....	11
3.2 RFイオン源と電荷交換セル .....	14
3.3 電荷ストリッピングセル .....	20
3.4 静電アナライザ .....	22
3.5 イオン検出器 .....	23
4. むすび .....	25
謝 辞 .....	25
文献 .....	25

## 1. まえがき

高温プラズマ中のイオンのエネルギー分布、あるいは、イオン温度は、核融合反応がイオン温度に支配されることから、きわめて重要なプラズマのパラメータと考えられる。イオン温度の測定法としては、分光法として、不純物原子からの測定、ドップラー巾の測定、また反磁性効果をはかることにより、電子温度と電子密度がわかっているときには求めることができる。しかし、これらの方法は、いずれも直接でなく、また、イオンエネルギー分布の決定、精度の点においてすぐれているとはいえない。これに対し、プラズマ中のイオンがプラズマからとびだしてくる場合には、そのエネルギー分布を直接解析する方法が考えられる。この方法は、たとえばミラー磁場や、ガンのイオンエネルギー、レーザでつくられたプラズマのイオンエネルギーなどの測定には有用であるが、閉じた磁力線によってとじこめられているプラズマでは、イオンの射出はなく、またイオンがプラズマ中から分析装置に入るまでに電場からうけるエネルギー変化が明確でないため、とくにトカマク型の装置においては用い難い。

これらの欠点を補う方法として、主に V.V. Afrosimov<sup>1)</sup>らが行なっている中性粒子解析の方法はもともと信頼性がおけるものと考えられたので、中間ベータトーラス (JFT-2) 装置のイオン温度の解析にそなえて、装置設計をおこない、測定法について考察をおこなった。この方法は水素プラズマ中の水素イオンが、残留ガスの水素原子あるいは水素分子と電荷交換反応をおこない、エネルギーを変えずに中性原子となって放出されてくる現象を応用して、そのエネルギーを解析し、プラズマのエネルギー分布を求めるものである。現象が原子的な素過程によつて支配されているので、解析が比較的簡単であるため直接イオン温度が算出できる利点がある。しかし、一方、プラズマの温度によっては、電荷交換反応がおこりにくくなること、また、密度によっては、均一にプラズマの中心部まで反応がおよばないこと、求められるエネルギー分布は、測定装置の軸上のプラズマの平均値と考えられることなど、限界と改良上の問題も種々考えられる。また放出される粒子の強度は、プラズマの条件によって、極めて広い範囲にわたるので、場合によっては、粒子束の強度が不足し、時間分解のよい測定が制限されることも十分予想される。

この報告においては、数 100 eV 程度以上のイオン温度をもつ、トカマク型装置、とくに、JFT-2 装置に対して、そのイオン温度の測定のために製作した、粒子エネルギー分析装置と、その較正のための原子流源の設計について詳細を記すとともに、粒子線診断によるイオン温度の算出の手づきについての考察を記すものである。装置の特性として、試験もしくは較正実験をおこなった結果については、別稿において論じるが、本稿においては、実際の測定の際に参照しなければならないような、設計値を主に記すものである。

## 2. 測定法の基礎

### 2.1 反応断面積

測定方法の基礎となっている現象は、プラズマのイオンが残留ガスの中性原子、および分子と衝突し、そのエネルギーをほとんど変化することなく中性粒子になって、閉じこめの磁場の影響をうけずに放出されるものである。とくに共鳴的な電荷交換反応においては、反応におけるエネルギーの吸収と放出はないため、放出される中性粒子のエネルギー分布は、それが生成された場所におけるイオンのエネルギーに正確に等しく、また速度の大きいイオンと、おそい中性粒子との間の電荷交換においては、イオンの方向変化は、ほとんどないため、その方向分布もほぼ保たれたまま放出されるという利点がある。このため測定の精度は原理的に信頼度の高いものとなる。

Table-1 に、 $H^+$  の種々の原子および分子に対する電荷交換の断面積を示した。標的原子あるいは分子は常温近傍のガスとして実験がおこなわれている。 $H$  の場合は、原子線と  $H^+$  ピームを交叉させて測定された。 $O_2$ ,  $CO_2$  に対する電荷交換はかなり大きいが、 $H$  の共鳴電荷交換はもっと大きい。

水素放電プラズマにおいては、



のほかに、



の電荷交換が主で、他に、不純物原子、分子がある場合には、Table-1 の多くの反応が考えられるが、その影響は余りないものと考えてよい。Fig.1 にとくに低エネルギーでの傾向を図示した。反応(1)は  $H^+$  が低エネルギーになるほど大きくなる。これは共鳴反応であるためである。

Table-1 Charge-exchange cross section of  $H^+$  by several molecules in  $10^{-16} \text{ cm}^2$  per target atoms or molecules\*.

$H^+$ Energy eV	$H$	$H_2$	$O_2$	$N_2$	$H_2O$	$CO_2$
100	27	0.4	20	0.6	3.2	26
400	23	1.6	17	2	2.5	19
1,000	17.5	4.3	13	6	2.0	15
4,000	14.0	8.0	10	11.6	—	—
10,000	7.5	8.0	8.0	10.8	—	—
40,000	4.0	2.8	3.6	4.4	—	—

\* The low energy data below 1000 eV. for  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  and  $CO_2$  are taken from ref. 2, the data for  $H$  is taken from ref. 3, and the high energy data are taken from ref. 4.

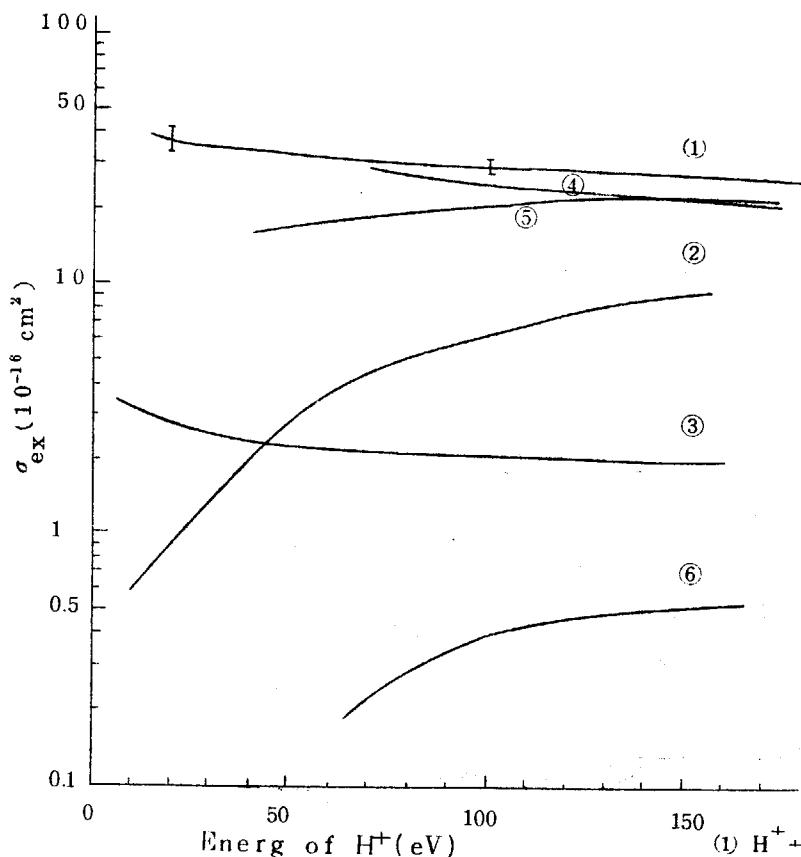


Fig. 1 Charge exchange cross sections of proton with several gases at low energy per target atoms for H and per molecules for other gases.

- ref.3
- (1)  $H^+ + H \rightarrow H + H^+$
  - (2)  $H^+ + N_2 \rightarrow H + N_2^+$
  - (3)  $H^+ + H_2O \rightarrow H + H_2O^+$
  - (4)  $H^+ + CO_2 \rightarrow H + CO_2^+$
  - (5)  $H^+ + O_2 \rightarrow H^+ + O_2^+$
  - (6)  $H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+$
- ref.2

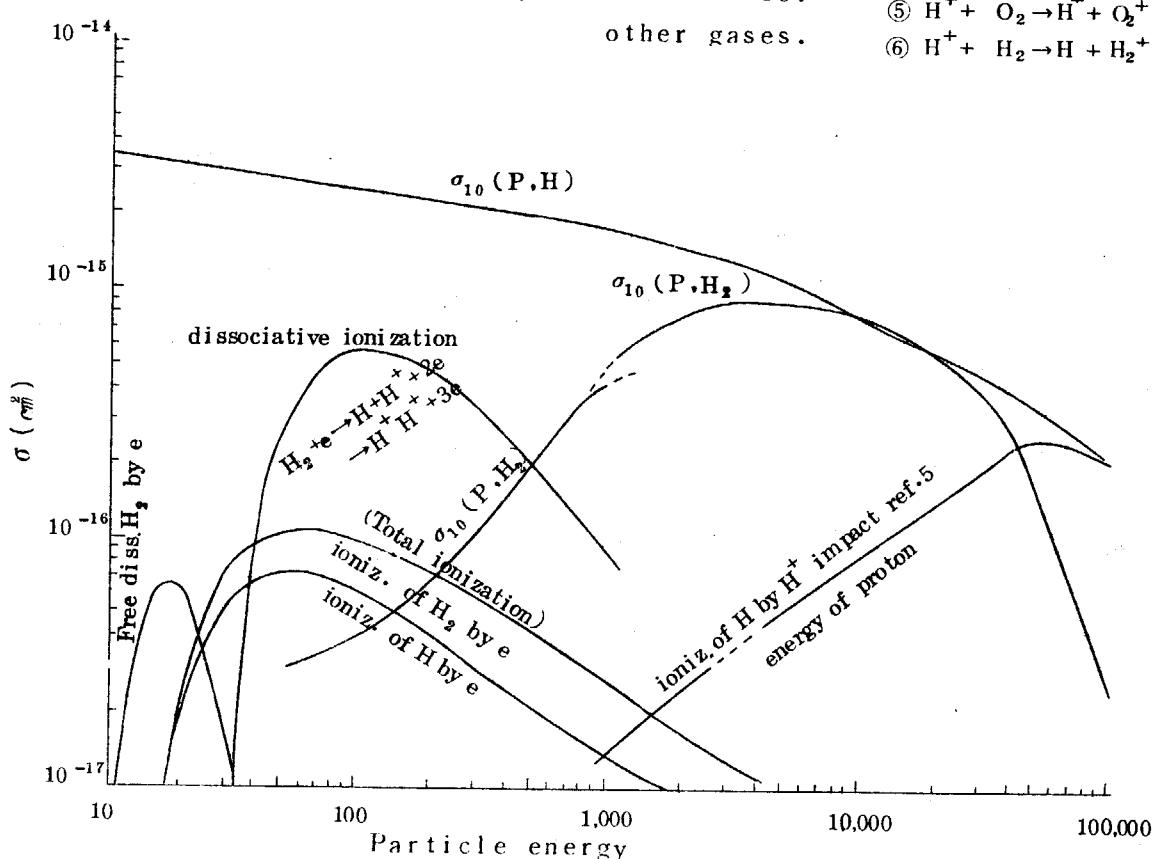


Fig. 2 Cross sections for various processes and hydrogen atoms and molecules

Fig.2 では、H および H<sub>2</sub> の電子あるいは陽子による電離の断面積、H<sub>2</sub> の解離、解離的電離、H の電荷交換の断面積を 0.01~100 keV にわたって示した。図からわかるように、H<sup>+</sup> の電荷交換は、H<sup>+</sup>, H<sup>0</sup> の他の断面積にくらべて keV 以下では非常に大きく、したがって、H が、H<sub>2</sub> の解離によって生じた H, および壁から放出される H と電荷交換して、H となって飛出す率が多くなる。プラズマをつくるために放電管内に入れた H<sub>2</sub> ガスは、エネルギーの低い間は、主に電子によって解離し、さらに、100 eV 附近では解離的電離も多くなり、keV 以下では H の発生は多くなる。keV 以上のプラズマに H<sub>2</sub> ガスを入れる場合には、H<sub>2</sub> ガスがプラズマにより H に解離する率よりも、そのまま陽子と電荷交換を行なう率が増大するため、H<sub>2</sub> との電荷交換の率も増大する。

## 2.2 放出粒子のエネルギー分布と強度

円柱状プラズマにおける電荷交換放出強度について、プラズマパラメータの広い範囲にわたって計算を行なったが、<sup>6)</sup> プラズマが粒子の反応に対し薄い場合には、プラズマから放出されて検出装置の入口へ入るエネルギー E の粒子のエネルギー当たりの数は、

$$\begin{aligned} \frac{dN(E)}{dt} &= \int_{Vol} \frac{\partial n_0(E)}{\partial t} \cdot \left( \frac{d\Omega}{4\pi} \right) dV \\ &= \sum_j \int_{Vol} \sigma_{ex,j} (|v_i - v_{oj}|) \cdot (|v_i - v_{oj}|) \frac{dn_i}{dv} \cdot dv \cdot n_{oj} \frac{d\Omega}{4\pi} dV \end{aligned} \quad (3)$$

となる。こゝに  $\partial n_0(E)/\partial t$  はプラズマの単位体積当たり、速度 v, と v+dv 間に存在するプラズマイオン (H<sup>+</sup>) の数、n<sub>oj</sub> はイオンと電荷交換する中性粒子の密度で、粒子が 2 種以上ある場合 j で区別する。σ<sub>ex</sub> は電荷交換の断面積、v<sub>i</sub> はイオン、v<sub>oj</sub> は中性粒子の速度、dΩ はプラズマからみた粒子分析装置の有効立体角で、プラズマの位置により変化するが、プラズマ体積で積分することによって平均化される。(3)式では、電荷交換した中性粒子は等方分布をしていると仮定した。また一度発生した H は、プラズマ粒子と再び電荷交換、あるいは電離し、H<sup>+</sup> にもどる反応がおこりうる。プラズマが薄い場合、また数 10 keV 以下の場合には、その効果は省略しうる。

(3)式を v から E に変換する。|v<sub>i</sub>| ≫ |v<sub>oj</sub>| とする。

$$\frac{dn_i}{dv} \cdot dv = 4\pi f(v) v^2 dv. \quad (4)$$

$$f(v) \cdot 4\pi v^2 = f(E) (2mE)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

を用いると(3)は

$$\frac{dN}{dt} = \sum_j \int_{Vol} \sigma_{ex,j}(E) \cdot n_{oj} \cdot f(E) \left( \frac{2E}{m} \right)^{\frac{1}{2}} dE \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot dV. \quad (6)$$

となる。積分は空間積分である。

イオンのエネルギーが、温度 T<sub>i</sub> のマックスウェル分布をとるとときは、f(E) は

$$f(E) = n_i \left( \frac{4}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} (k T_i)^{-\frac{3}{2}} E^{-\frac{1}{2}} \exp(-E/k T_i) \quad (7)$$

である。こゝに  $n_i$  はプラズマの単位体積当たりの全エネルギーのイオンの密度である。 $n_i, n_0, d\Omega/4\pi$  は、いずれも場所と時間の関数と考えられるが、測定の対象となるプラズマの体積が、一様な温度  $T_i$  で代表されるようなときには、与えられた  $n_{0j}, n_i$  から  $dV$  についての積分は、平均値をとって、

$$\overline{n_{0j} n_i (d\Omega/4\pi) dV} = \langle n_i n_{0j} \frac{d\Omega}{4\pi} V \rangle \text{ とあらわし,}$$

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{3}{\sqrt{2\pi m k T_i}} \sum_j \langle n_i n_{0j} \frac{d\Omega}{4\pi} V \rangle \sigma_{ex,j}(E) \left( \frac{E}{k T_i} \right) \exp \left( -\frac{E}{k T_i} \right) \quad (8)$$

となる。MKS 単位では(8)式は  $(joule)^{-1} \cdot s^{-1}$  である。

エネルギー解析を行なう場合には、プラズマの生成時間のうちのある時間間隔  $\Delta t$  間に、エネルギーが  $E$  と  $E + \Delta E$  の間にくる粒子数を求めるので、この数が(8)式となり、プラズマの生成する全時間と、全エネルギーについての全部の飛来粒子数  $N_t$  は(8)を積分して得られる。

$$N_t = \int_0^t dt \int_0^\infty \frac{dN(E)}{dt} \cdot dE \quad (9)$$

(8)式で与えられる  $dN/dt$  を  $E$  の関数として測定するときには、 $\sigma_{ex}(E/k T_i) \exp(-E/k T_i)$  が  $E$  に対して示される。この依存性を反応(1)に対して、Fig.3 に示した。図から、300～1000 eV のイオン温度のプラズマに対し、そのエネルギーが、その値の 1 桁上までの範囲で、粒子強度がはかれれば、イオン温度を算出することができると思われる。

一方(8)式を用いて水素プラズマから放出される H の数を当ってみると、たとえば、 $T_i = 400 \text{ eV}$ ,  $d\Omega/4\pi = 6 \times 10^{-7}$ , (ただし、プラズマからアナライザまでの距離 2 m, 入口面積  $0.3 \text{ cm}^2$ ),  $n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_0 = 3.54 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (この値は  $H_2$  圧力が  $10^{-5} \text{ Torr}$  で、常温のときとした), アナライザが見るプラズマの有効体積  $V = 10 \text{ cm}^3$  とみると、 $E/k T \approx 4$  のところでは,

$$dN/dt = 7 \times 10^9 (\text{eV})^{-1} \text{s}^{-1}$$

となる。たとえば、 $\Delta E = 10 \text{ eV}$ ,  $\Delta t = 5 \times 10^{-3} \text{ s}$  を考えると、H の数は、 $N(400 \text{ eV}) = 3.5 \times 10^7$  が計測器へ入射する。検出器の効率がかかるので、実際に検出器出力にくる数はかなり低下する。

発生した H は再び  $H^+$  にならないとしたが、その基礎となる断面積について述べておく。プラズマイオンが、H と電荷交換すると、発生した H は E のエネルギーに対応するとして、次の二つの反応で H は再び  $H^+$  になる。



こゝで  $H^+(T_i)$  はマックスウェル分布をしているから、(10)の反応の断面積は、E に対応するいろいろなエネルギーに対して、その平均をとることが必要になる。この有効断面積  $\langle \sigma_{ex}(E,$

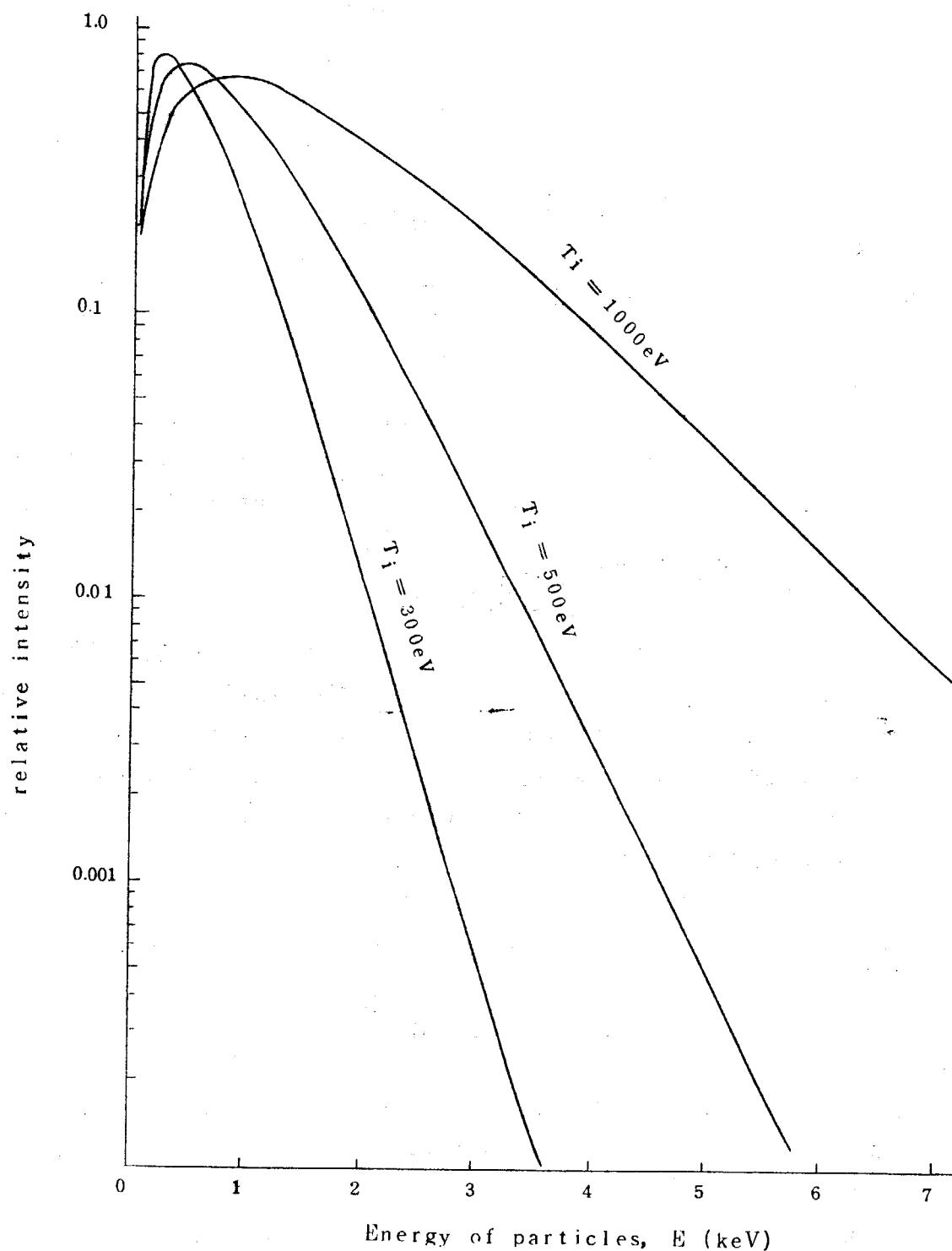


Fig. 3  $\sigma_{\text{ex}}(E) \left( \frac{E}{kT_i} \right) \exp \left( - \frac{E}{kT_i} \right)$  in unit  
of  $10^{-15} \text{ cm}^2$

$T_i$ ) の計算値を Table-2 に示す。この値はかなり大きいが、プラズマの大きさが数 10 cm 以内であれば余りひびかない、それは  $H(T_i)$  があらたに生じるからで、このエネルギー依存性は、エネルギーの変化に対して、鋭く変化することはないからである。一方(1)式の反応は  $H$  のエネルギーが低いほど大きくなる。また  $T_e$  については、比較的低いエネルギーで極大がある。たとえば  $T_e = 0.4 \text{ keV}$ ,  $E = 100 \text{ eV}$  なら  $\sigma_i = 1.9 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  となる。この  $\sigma_i$  は

$$\sigma_i \sim C(T_e) E^{-\frac{1}{2}} \quad (12)$$

の  $T_e$  および  $E$  に対する依存をとる。 $T_e = 0.4 \text{ keV}$  のとき  $E = 1000 \text{ eV}$  では  $6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ,  $E = 10000 \text{ eV}$  では  $1.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  となる。

Table-2 Effective charge exchange cross sections  
of hydrogen atoms of energy  $E$  with the ions  
of the Maxwellian temperature  $T_i$ .  
 $\langle \sigma_{ex}(E, T_i) \rangle. (10^{-15} \text{ cm}^2)$

$T_i(\text{keV}) \backslash E(\text{keV})$	0.1	0.4	1.0	4.0	10.0
0.4	5.1	2.9	2.1	1.43	1.13
1.0	6.6	3.5	2.4	1.48	1.15
4.0	7.8	4.7	3.1	1.7	1.20
10.0	11.6	5.8	3.7	1.9	1.26

### 3. 粒子分析装置の設計

#### 3.1 概要

##### 3.1.1 粒子エネルギー分析装置

最大  $15 \text{ keV}$  までの中性粒子のエネルギー測定のための問題は、(1)中性粒子のエネルギーを変えることなく、効率よくイオンに変換すること、(2)そのイオンのエネルギーを正確に測定すること、(3)イオンビームの強度を効率よく測定すること、(4)粒子種別についての選定などである。また前節でのべたように、粒子線強度は、エネルギーの測定範囲にわたっては、3～4桁、また測定対象となるプラズマの状態によっては、数桁もビーム強度が広がる可能性が多い。したがって、弱いビームの場合には1個毎の粒子の計数が、また強い場合には、プラズマが変化するmsの間に、 $10^6 \sim 10^7$ というように計数方式では分解能をはるかにこえた強さの粒子束がくることも考えられる。したがって、強いビームに対しては、イオン電流として増幅し、弱いビームについては、計数回路を用いるものとした。したがって、全般には、感度の高い検出方式を用い、低いエネルギーでの効率の低下をなるべく少なくするよう心がけた。一方、粒子種別については、運動量選別をつけるべく設計を行なってある。

検出器がプラズマに対して張る立体角の効果は、入射粒子強度に対して大きい影響を与えるが、測定対象となるプラズマ装置が、トロイダルコイルを有しているため、プラズマとアナライザの間の距離を小さくすることができない。したがって通常  $10^{-6}$  の程度となる。

中性粒子の電荷ストリッピングについては、効率のよいガスストリッピング法を用いることとし、ガスストリッピングセルの効率を高くするよう考査した。また、イオン検出を効率よく行なうため、二次電子増倍管による方法と、Daly<sup>7)</sup>の、二次電子電極-SPM方式（シンチレータ、フォトマルチプライア方式）を採用した。

##### 3.1.2 中性粒子線源

粒子エネルギー分析装置の試験および、エネルギーに対する効率試験のために水素原子ビームの発生装置を製作した。理想的には強さとエネルギーが正確に、かつ段階的に可変であるような標準となる水素原子線源が望まれる。その性能としては、Hビームでエネルギー  $0.1 \sim 15 \text{ keV}$ 、強度  $10^{-5} \sim 10^{-16} \text{ A}$ 、ビームエネルギー巾 数%である。この要求を満たす原子線源は、入手困難であり、製作の期間、予算上の関係もあって、市販されているRFイオン源を用いて試作することとした。方法は、ORTEC社の320型RFイオン源を用い、これから出るビームを、H<sub>2</sub>ガスの電荷交換セル中に通し、イオンビームを電界で除去して、中性粒子線を得るものである。RFイオン源は、バイレックス放電管を用いると、陽子含有率が85%以上と高くなる。一方低いエネルギーでは、イオンの引出しがむずかしく、エネルギー巾も広いという欠点がある。

##### 3.1.3 調正時の配備

JFT-2プラズマの計測前に装置を製作、調整し、較正を行なっておくことが必要で、このための組み合わせをFig.4に示した。またFig.5 a,bにその写真を示した。左端のRFイオン源から出た H<sup>+</sup>ビームは、レンズ系で加速および集束され、電荷交換セルを通り、一部が

\* JAERI-memo 4222. Unpublished.

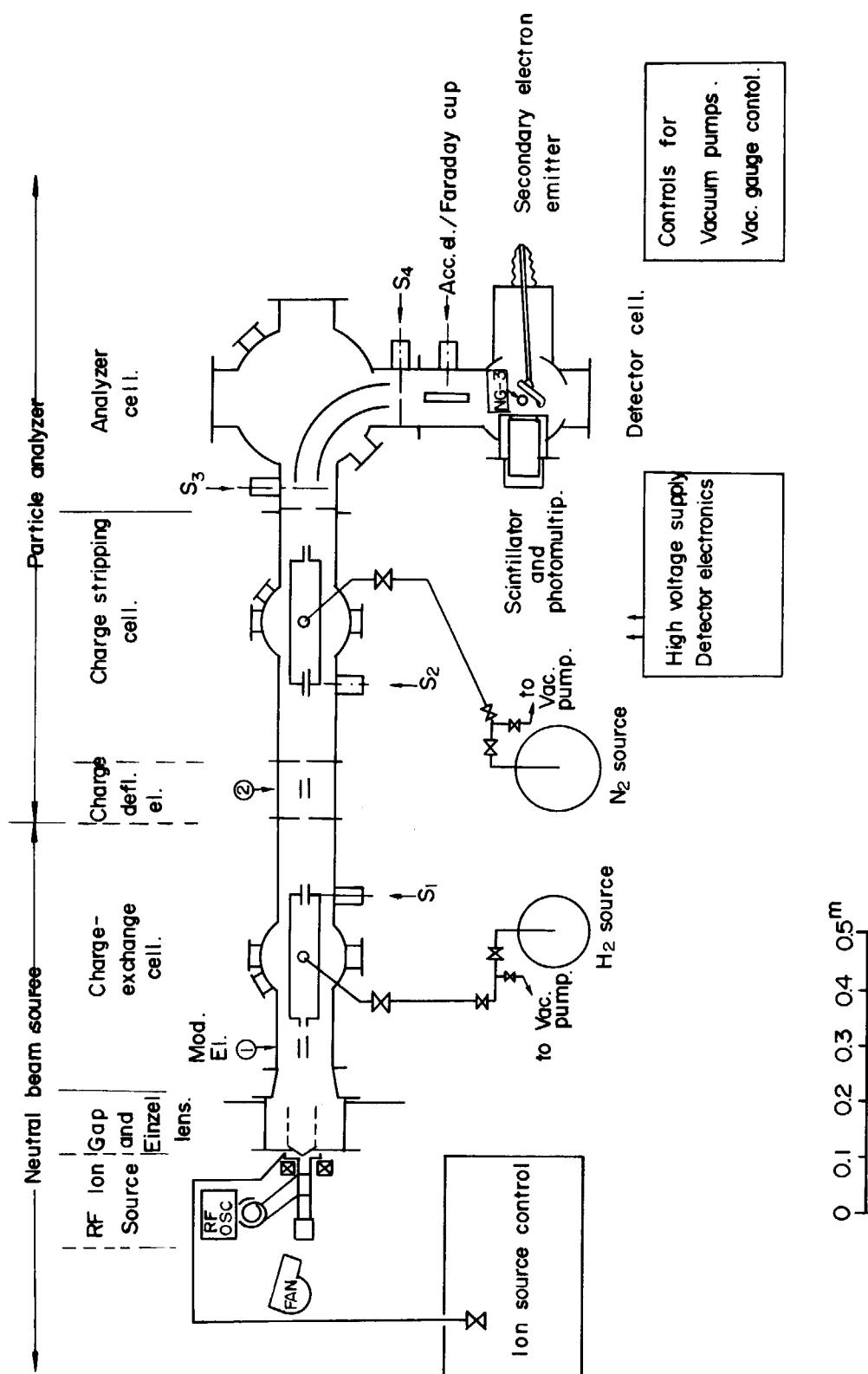


Fig. 4 The neutral beam source-particle analyzer configuration

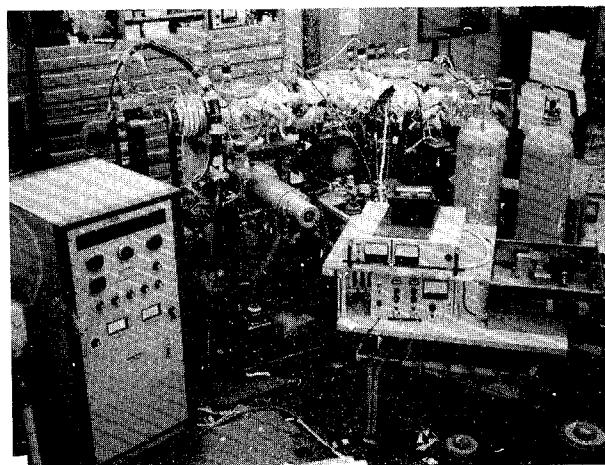


Fig. 5 (a) Side view of the whole experimental setup

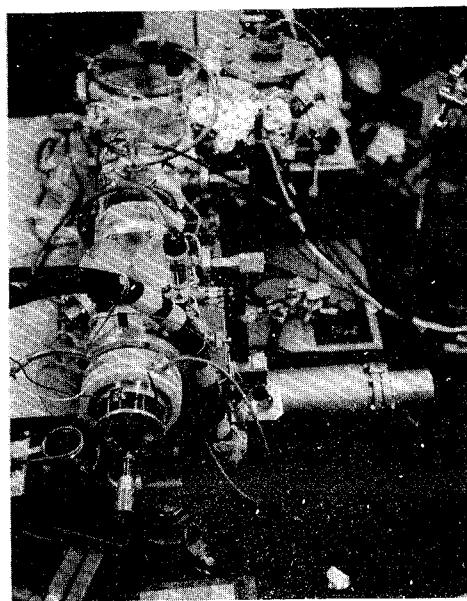


Fig. 5 (b) Plan view of the whole experimental setup

$H^+$ となって、偏向電極間をまっすぐ通過し、 $N_2$  ガスを用いたストリッピングセルで再び  $H^+$  に変換される。アナライザでエネルギーがきめられ、検出器で検出される。プラズマのイオン温度測定で飛来する中性粒子は、水素原子が 95% 以上と推定されるが、他の粒子についての知見を得るために、運動量分析の準備もすゝめ、分析用磁石と、ビーム用真空導管を設計した。質量分析を行なうときには、静電アナライザ出口に質量分析部をつける。

### 3.1.4 JFT-2 計測時の配置

JFT-2 の粒子エネルギー分析時の配置計画は、Fig.6 のようである。この配置は JFT-2 の測定用ボックスなどの詳細が定まった後に最終的に決定したものである。Fig.6において、左側の同心円は JFT-2 のプラズマの寸法、トロイダルコイル外周をあらわし、ボックスから左側が JFT-2 本体となる。ボックスを計測器につなぐフランジと、粒子分析装置の間に差圧用排気装置がおかれている。<sup>\*</sup>これは、JFT-2 に放電用の  $H_2$  ガスが注入され、放電がつく間に、このガスが粒子分析装置に流入することを防止するためのものである。この部分には差圧保持用の内径 30 mm の導管と、両端に調節用のベローをもつゲートバルブ、さらに 80 l/s のスペッタイオノンポンプおよび、12 本のチタンフィラメントをもつチタンゲッタポンプがおかれている。JFT-2 のボックスは、中心線のフランジポートが、床上 2200 にあり、80 づつ隔てて上下に各 3 本のポートがさらについている。このため、粒子分析装置は、可動台上に設置して JFT-2 の高さおよび平面位置に中心線をあわすこと必要である。粒子分析器をのせる架台が特別に設計され、床上 600~1200 に高さが調節でき、粒子分析器を左右前後に微動できるように考えられた。

### 3.1.5 真空排気系

粒子分析器および校正用原子線源は、真空容器、内装品、RF イオン源の 3 部にわけて別々に発注した。真空容器は電荷交換セル、電荷ストリッピングセル、アナライザセル、検出器セルおよび真空ポンプからなり、初年度は、80 l/s イオンポンプおよびゲッタポンプの一組が発注された。翌年度(46 年度)に 1000 l/s および 40 l/s のイオンポンプが整備され、本格的な実験は 46 年度後半からとなった。それまでは RF イオン源などの試験がおこなわれている。Fig.7 に全体の排気系統が示してある。Fig.7 ではすべての接続を行なった場合の計算がおこなわれた。すなわち B.G はそれぞれ磁場による運動量分析器である。真空系は全体で 3 系統とし、O, すなわちイオン源および電荷交換セル用の排気系  $S_1$ ,  $N_2$  用の  $S_2$ ,  $S_3$  からなっている。これらのガスの最大流量は、 $Q_1 = 1 \times 10^{-3}$  Torr. l/s,  $Q_2 = 2 \times 10^{-2}$  Torr. l/s,  $Q_3 = 2 \times 10^{-2}$  Torr. l/s とした。スリット系のコンダクタンスは  $C_1 \sim C_{15}$  を考慮して  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  の排気規準をきめた。Table-3,a に  $H_2$  用、すなわち  $S_1$ , Table-3,b に  $S_2$  と  $S_3$  の排気速度、その真空度におけるガス負荷値を示す。

JFT-2 が油を用いない乾いた真空系を使用していることから、分析装置もイオンポンプ系統とした。Fig.7 の各記号は概略次のような真空ポンプである。SIP-1=80 l/s スペッタイオノンポンプ、TGP-1=チタンフィラメント蒸発型ゲッタポンプ、SP-1= SP-2=

\* JFT-2 のトラース真空容器には対角線上の 4ヶ所に測定器を接続する真空ボックスがあり、粒子線診断は B-3 ボックスを使用する予定となっている。

\*\* この部分は核融合研究室、井上氏の設計による。

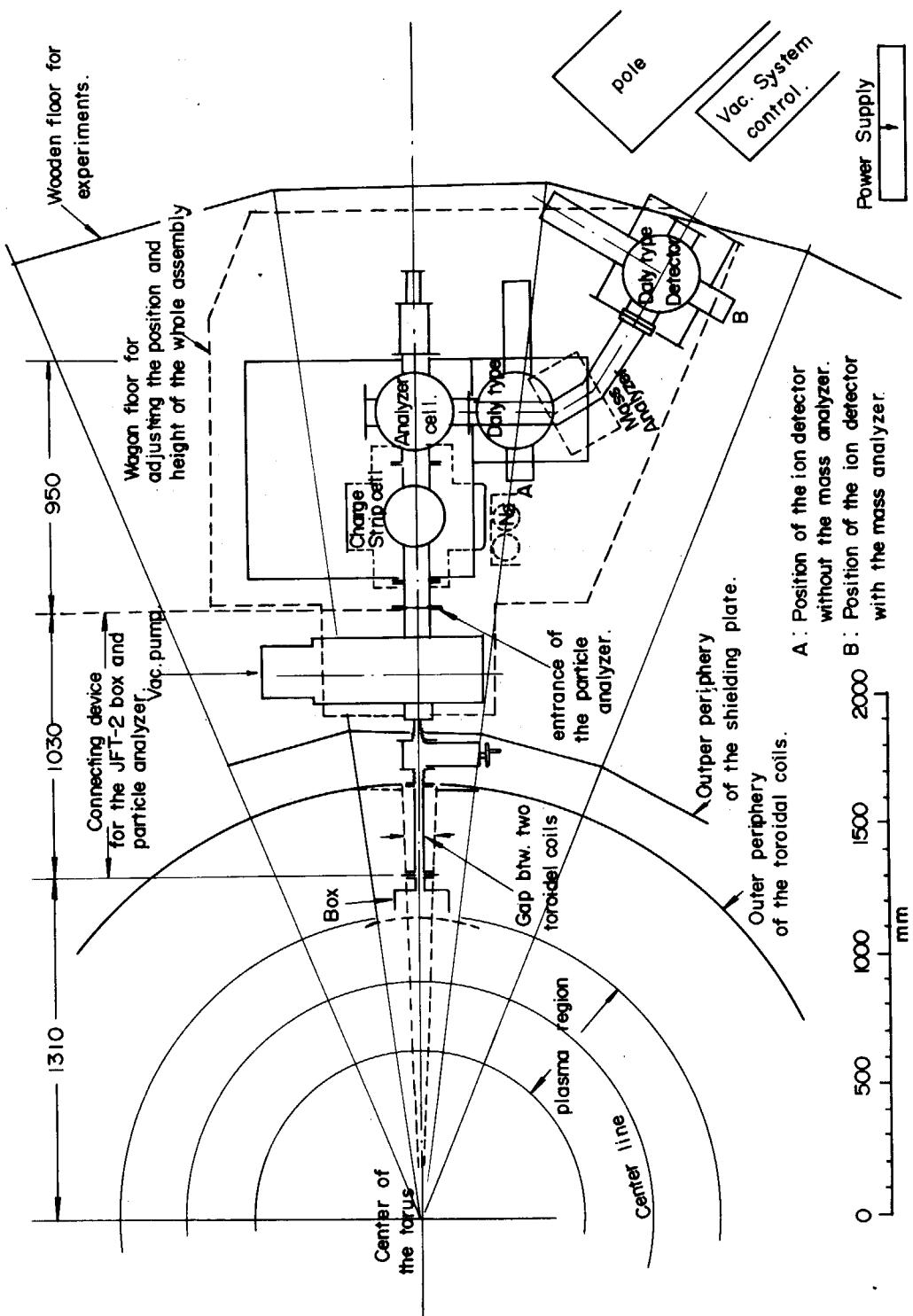


Fig. 6 JFT-2 particle analysis configuration

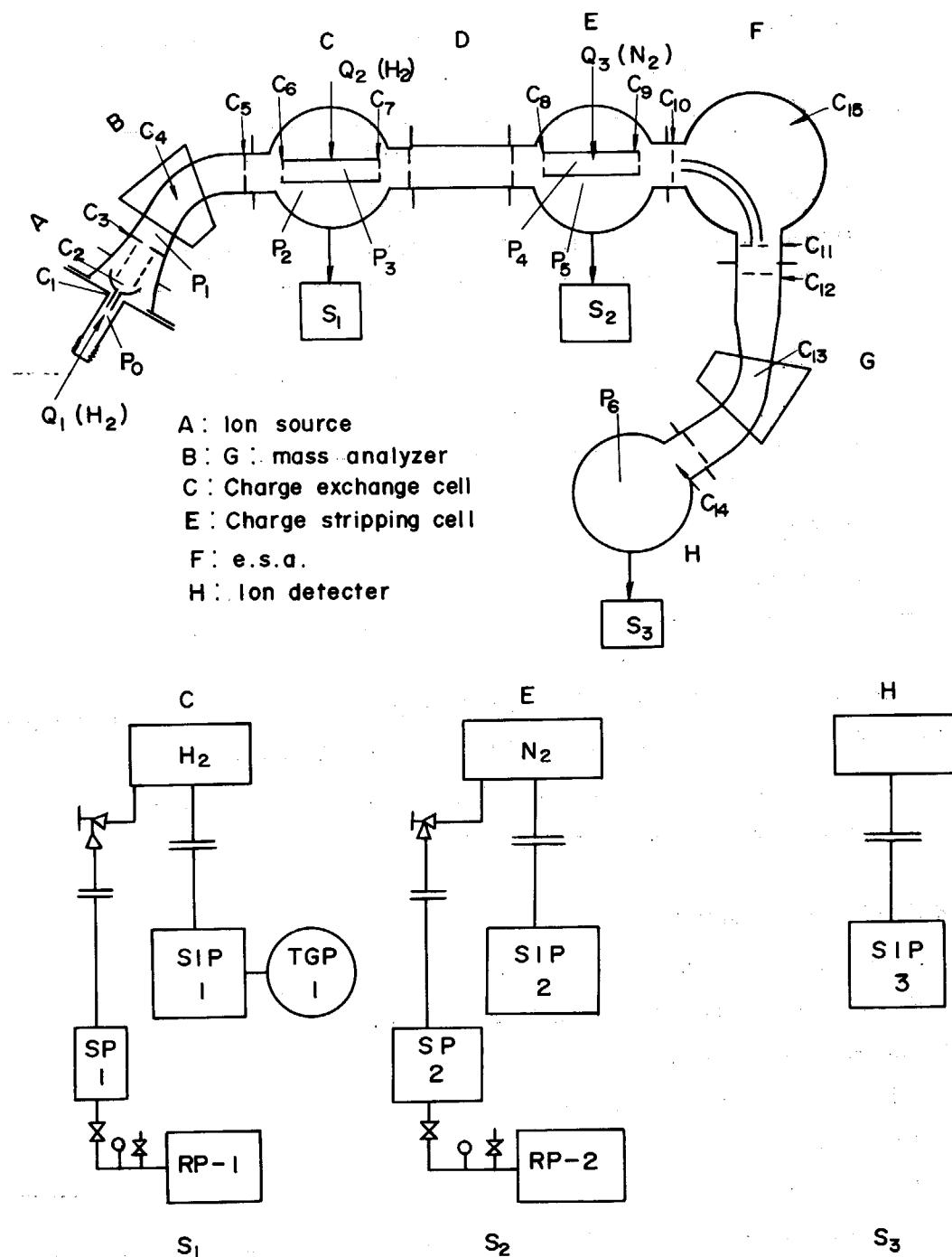


Fig. 7 Vacuum system

Table-3.a Speed of evacuation specified for the vacuum system  $S_1$ .

$p$ (Torr)	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
$S$ ( $\ell/s$ )	165	879	7489
$Q$ (Torr. $\ell/s$ )	$1.65 \times 10^{-2}$	$8.79 \times 10^{-3}$	$3.64 \times 10^{-3}$

Table-3.b Speed of evacuation specified for the vacuum system  $S_2$  and  $S_3$ .

$p$ (Torr)	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
$S$ ( $\ell/s$ )	510	820	1100
$Q$ (Torr. $\ell/s$ )	$5.1 \times 10^{-2}$	$8.20 \times 10^{-3}$	$1.1 \times 10^{-3}$

ソープショーンポンプ，排気速度  $10 \ell/s$ ，RP-1=RP-2=ロータリーポンプ  $300 \ell/min$ ，S1P-2= $1000 \ell/s$  スパッタイオンポンプ，S1P-3= $40 \ell/s$  スパッタイオンポンプである。ガス流入のない場合の到達真空度は  $5 \times 10^{-7}$  Torr 以上，フランジにはバイトンO-リングを用い，全体のベーカアウトは  $150^\circ\text{C}$  でおこなう。

### 3.2 RFイオン源と電荷交換セル

イオン源は，ORTEC社の製品で次の構成である。

334 RF Source system less 336 gap lens.

369 B Gap-Einzel lens.

319 B Einzel lens power supply

341 Gas leak

501 D Control console

Fig.8 にイオン源，レンズ，および電荷交換セルを示す。発生可能のエネルギーは，最高  $30 \text{ keV}$ まで，最低は  $0.1 \text{ keV}$  となっている。放電管は，型式 320 とよばれるバイレックス製で高周波は約  $80 \text{ MC}$ ， $100 \text{ W}$  の発振器から供給される。レンズは焦点距離  $8 \sim 80 \text{ cm}$ ，加速-減速，および減速-加速の両方が使いわけられる。Fig.9 に型録をもとにして，原子流源として設計したときの陽子粒子流とエネルギーの関係を示す。この数値は， $5 \text{ keV}$  以上で  $1 \text{ mA}$  の全イオン電流に対し  $0.16 \text{ mA}$  が電荷交換セルに用いられるものとしてある。低エネルギーにおけるビームの散乱が大きいため，実際は Fig.9 よりも得られるイオン電流が低エネルギーではかなり小さくなることがわかった。RFイオン源は 46 年 5 月にその特性試験をはじめている。

\* 実際の測定では， $0.5 \text{ keV}$  以下では変動が多く，また  $0.3 \text{ keV}$  以下ではイオン電流は極度に低下し測定が困難である。

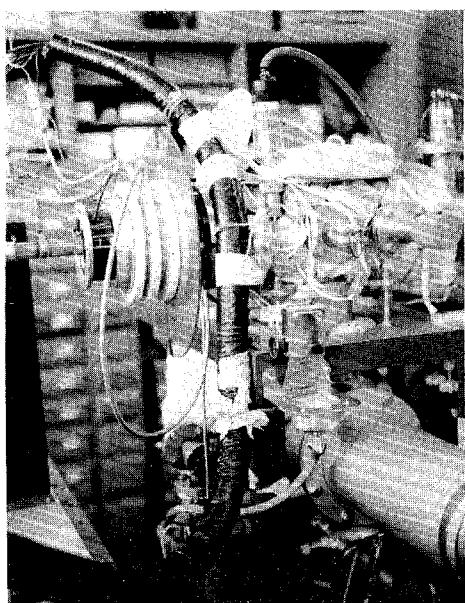
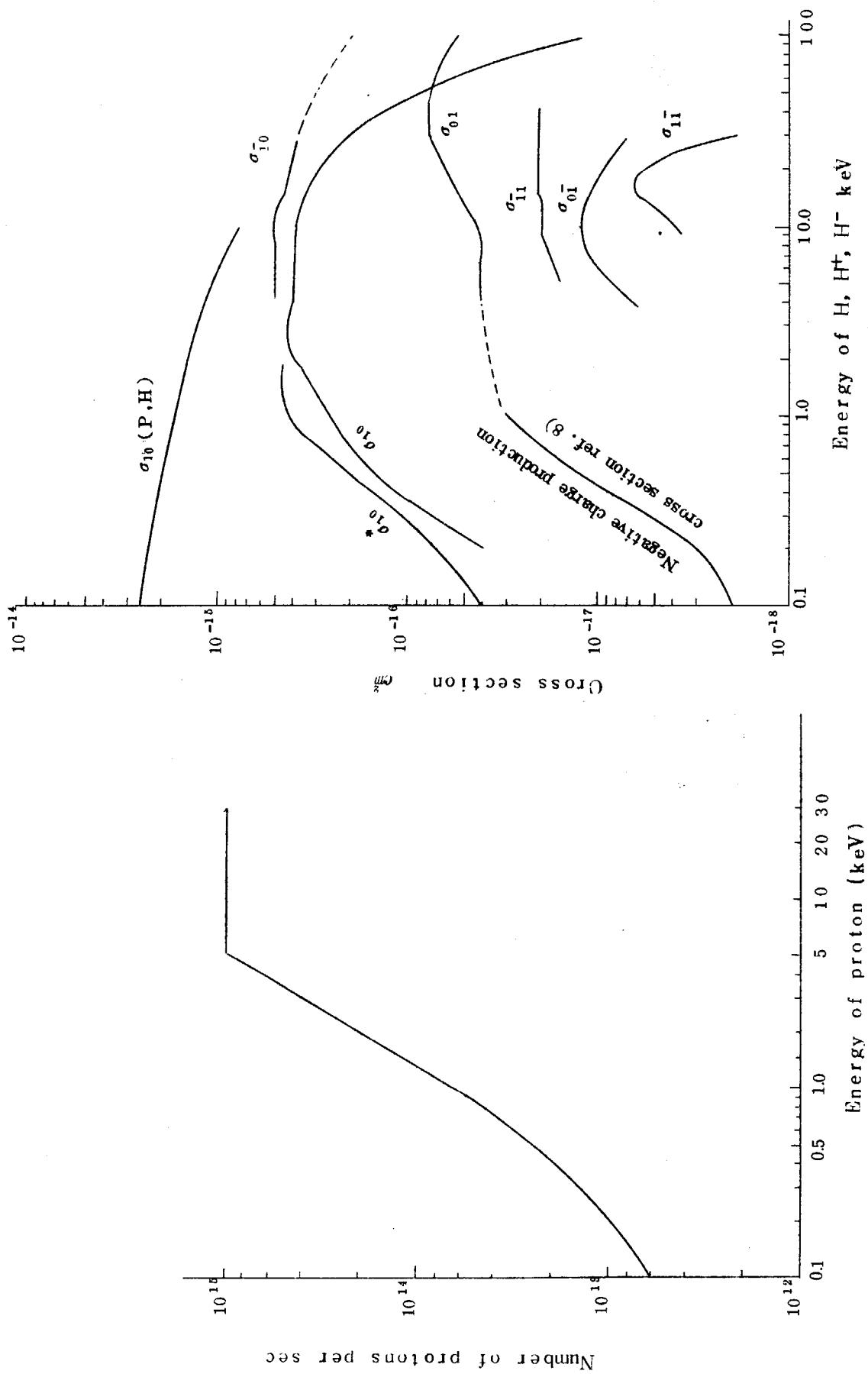


Fig. 8 Ion source and charge exchange cell



**Fig. 10 Charge changing cross section of H in  $H_2$  gas per target atom**

電荷交換セルは  $H_2$  ガスにより  $H^+$  を  $H$  に変換するためのもので、その通過における粒子線強度は次の式によつて計算された。

入射粒子が 100%  $H^+$  のとき、 $H_2$  ガス  $p$  Torr, 長さ  $\ell$  cm を通るとき、 $H^+$  と  $H$  の割合をそれぞれ  $F_1$ ,  $F_0$  とかくと、

$$F_1 = a + b \exp [-\pi \Sigma] \quad (13)$$

$$F_0 = a - b \exp [-\pi \Sigma] \quad (14)$$

となる。こゝに  $F_0 + F_1 = 1$ ,  $\Sigma = \sigma_{01} + \sigma_{10}$ ,  $\pi = 6.61 \times 10^{19} p \cdot \ell$  である。 $a = \sigma_{01} / (\sigma_{01} + \sigma_{10})$ ,  $b = \sigma_{10} / (\sigma_{01} + \sigma_{10})$   $\sigma_{01}$  は  $H$  が  $H^+$ ,  $\sigma_{10}$  は  $H^+$  が  $H_0$  にかわる断面積で,  $cm^2$  であらわしておく。その断面積の値は、2 keV 以上では Allis の総合報告でまとめられているが、それに低エネルギーのデータもつけ加えてまとめたものが、Fig.10 に示してある。Table-4 に 0.1~30 keV までの  $\sigma_{01}$  と  $\sigma_{10}$ , Table-5 に  $\ell = 20$  cm としたときの(14)の  $F_0$  を与える。 $F_1$  は  $1 - F_0$  から簡単に求められる。この結果からわかるることは、エネルギーが 1 keV 以上であれば、ガスの圧力  $10^{-2}$  Torr で  $F_{0\infty}$  すなわち,  $\pi \rightarrow \infty$  に相当する平衡値に近い値が得られるが、1 keV 以下では効率は急速に低下することがわかる。電荷交換セルの外側を  $10^{-6}$  Torr に保ちながら、セル内を  $10^{-2}$  Torr 以上にすることは、排気速度に非常に大きい値を要することになる。Table-6 に電荷交換セルの寸法概要を示した。差動排気の効率を改善するため、電荷交換セルのスリットはパイプ状のものとして、出口側は可変にしてある。スリットの変更は、真空にしたまゝ行なうことができ、ハンドルの回転メモリから中央位置におくことができる。内容器の位置は外容器内に対して調節可能に保持されており、内容器へのガス導入管には小型

Table-4 Charge changing cross sections for  $H^+$  and  $H^0$  in hydrogen gas per atom of target hydrogen.

$H^+, H^0$ Energy	$\sigma_{01}$	$\sigma_{10}$	$\sigma_{01} + \sigma_{10}$
keV	$10^{-17} cm^2$	$10^{-17} cm^2$	$10^{-17} cm^2$
0.1	0.195	2.0	2.2
0.2	0.30	3.8	4.1
0.4	0.85	11.0	11.9
0.6	1.60	18.0	19.6
0.8	1.95	22.6	24.6
1.0	2.95	26.0	29.0
2.0	3.80	40.0	43.8
4.0	4.2	40.0	44.2
6.0	4.3	40.0	44.3
8.0	4.2	40.0	44.2
10.0	4.4	40.0	44.4
15.0	5.4	35.5	40.9
20.0	6.4	30.0	36.4
25.0	7.3	25.5	32.8
30.0	7.9	21.0	28.9

Table-5 Growth of  $H^+$ ,  $F_0$ , and the equilibrium fraction  $F_{0\infty}$ , in an originally pure  $H^+$  beam as it traverses in the hydrogen gas cell.

$H^+$ keV	$F_{0\infty}$	p Torr.			
		$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
0.1	0.9112	0.0005	0.0028	0.0263	0.2295
0.2	0.9268	0.0005	0.0050	0.0479	0.3872
0.4	0.9283	0.0018	0.0144	0.1344	0.7340
0.6	0.9184	0.0028	0.0234	0.2093	0.8493
0.8	0.9206	0.0025	0.0294	0.2548	0.8846
1.0	0.8981	0.0034	0.0337	0.2852	0.8783
2.0	0.9132	0.0055	0.0515	0.4011	0.9104
4.0	0.9050	0.0052	0.0512	0.3994	0.9023
6.0	0.9029	0.0052	0.0511	0.3995	0.9003
8.0	0.9050	0.0052	0.0512	0.3994	0.9023
10.0	0.9009	0.0052	0.0510	0.3991	0.8983
15.0	0.8680	0.0047	0.0456	0.3619	0.8631
20.0	0.8242	0.0040	0.0386	0.3142	0.8174
25.0	0.7774	0.0033	0.0329	0.2731	0.7672
30.0	0.7266	0.0028	0.0272	0.2301	0.7105

Table-6 Charge exchange cell

Vacuum container	450 <sup>mm</sup> length.
Electrode	Diverging two plate type for beam modulation.
Position	3.0~8.0 cm from inlet.
Inner cell	Total length 210 <sup>mm</sup> . Inner diameter 40 <sup>mm</sup> .
Entrance slit	50 <sup>mm</sup> length, 5 <sup>mm</sup> inner diameter.
Exit slit	(1) 50 <sup>mm</sup> lenght 5 <sup>mm</sup> dia Position dial 5+1.5 (2) " 4 " 19+1.0 (3) " 3 " 34+0.8

のペローを用いてある。この構造はストリッピングセルに対しても同様に用いられている。この調節は、これらの電極と容器の軸をビームの軸と一致させるために必要であり、全体を設置して、六分儀あるいはレーザ光を用いて軸合わせを行なった。外真空容器はフランジ、側管など接続個所が多いため、最初から軸合わせをうることは高価格をもたらす。このため、内装品のみ別に調節可能な設計としたが、スリット系が外部から可変であることや、ガス導入パイプが接続されていることなどのため、軸合わせには予想外の苦労があった。

電荷交換セルのH原子への変換率  $F_0$  を  $H^+$  のエネルギーに對し、 $p \ell = 20 \times 10^{-4}, 20 \times 10^{-3}, 20 \times 10^{-2}$  Torr.cm に對して Fig.11 に示す。

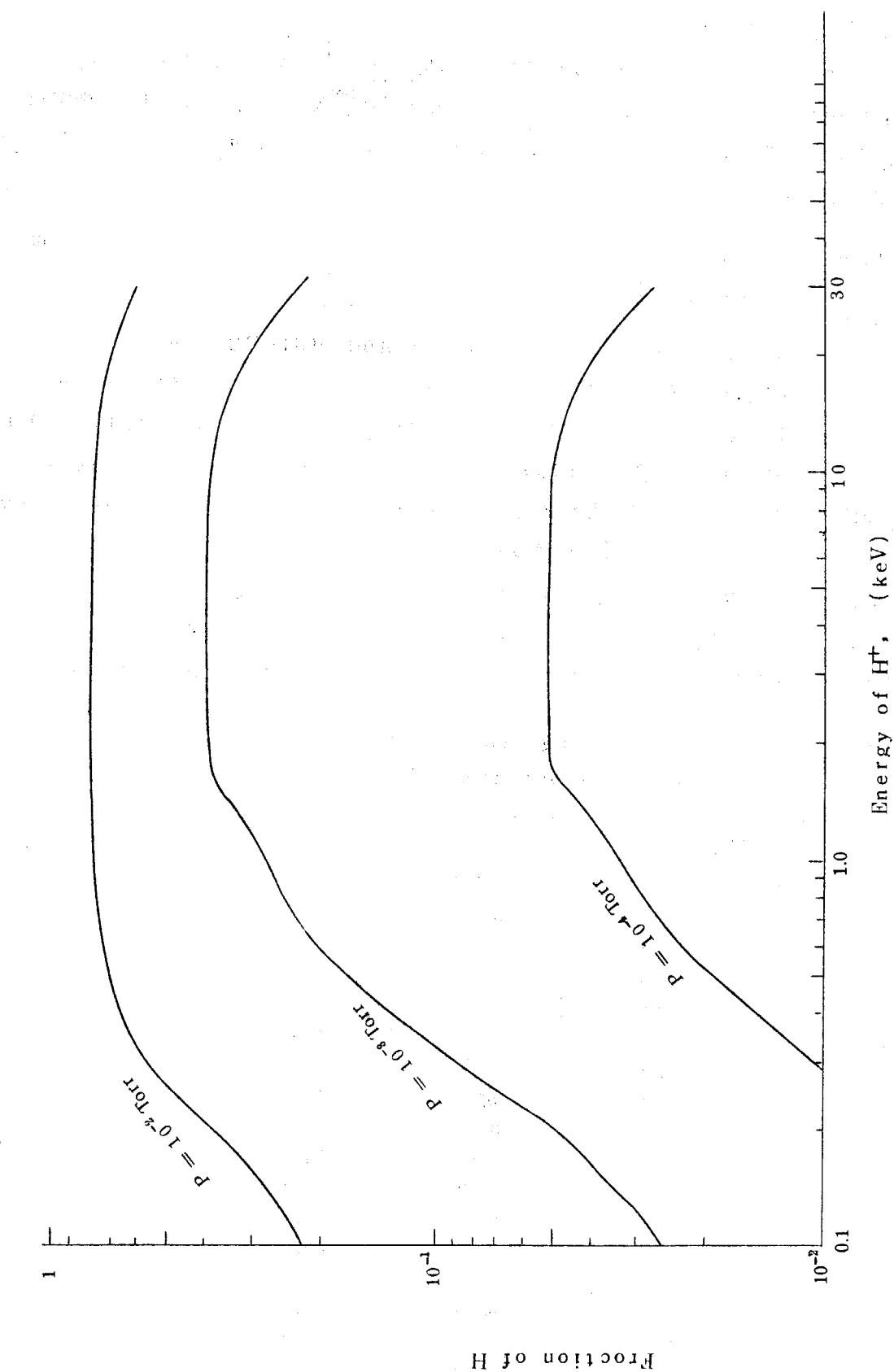


Fig. 11 Calculated efficiency of the charge exchange cell, with  $H_2$  gas.  
Primary  $H^+$  ion beam is normalized to 1.  $P$  is the filling pressure  
of the inner cell with  $H_2$  gas.

### 3.3 電荷ストリッピングセル

電荷交換では陽子に対する電荷交換反応の大きい  $H_2$  ガス用いたが、水素ガスでは  $\sigma_{10}$  が大きいので、電荷ストリッピングには窒素ガスがすぐれている。 $N_2$  ガスに対する H の衝突過程では、 $\sigma_{01}$  も存在するが、 $\sigma_{01}$  の  $1/10$  以下、また発生した  $H^-$  は大きい  $\sigma_{10}$  により H にもどる。前と類似の式となり

$$F_1 = a - a \exp [-\pi \Sigma] \quad (15)$$

$$F_0 = b + a \exp [-\pi \Sigma] \quad (16)$$

断面積は、Allison, Koopman らのものを用い、また АФРОЗИМОВ の間を内挿して用いた。これらの値を Fig.12, Table-7 に示す。また(16)式より計算した  $F_1$  の値を Table-8 に示す。H のエネルギーが高くなるにつれて、 $H^+$  の生じる割合が増大し、 $10^{-3}$  Torr で  $10^{-3} \sim 10^{-1}$ ,  $10^{-2}$  で数 % ~ 20% の効率となる。Fig.13 にその効率を  $p = 10^{-4} \sim 10^{-2}$  Torr のときに対して種々の H のエネルギーについて示した。低いエネルギーでは効率が低いため圧力を高くとらないと検出がむずかしくなることが明らかである。

真空容器、内装品については、前節の電荷交換セルとほとんど同じである。たゞ真空排気系は、保守の容易な安定性のよいものでないと長時間の測定が困難であると考えられたため、チタンのゲッターポンプではなく、約  $1000 \text{ l/s}$  の排気速度のスペッタイオンポンプを採用した。

Table-7 Charge-changing cross sections for  $H^+$  and  $H^0$  in nitrogen gas per atom of nitrogen

$H^+, H^0$ Energy keV	$\sigma_{01}$ $10^{-17} \text{ cm}^2$	$\sigma_{10}$ $10^{-17} \text{ cm}^2$
0.3	0.50	7.0
0.4	0.58	10.0
0.5	0.80	14.0
0.6	1.15	18.0
0.7	1.65	22.0
0.8	2.10	25.5
0.9	2.60	29.2
1.0	3.00	33.0
1.5	4.50	47.0
2.0	6.00	54.0
3.0	8.20	58.0
5.0	11.60	58.0
7.0	14.40	55.0
9.0	16.40	58.0
10.0	16.40	54.0
15.0	19.00	43.0
20.0	20.50	39.0
25.0	21.50	34.5
30.0	22.30	28.5
100.0	24.00	5.0

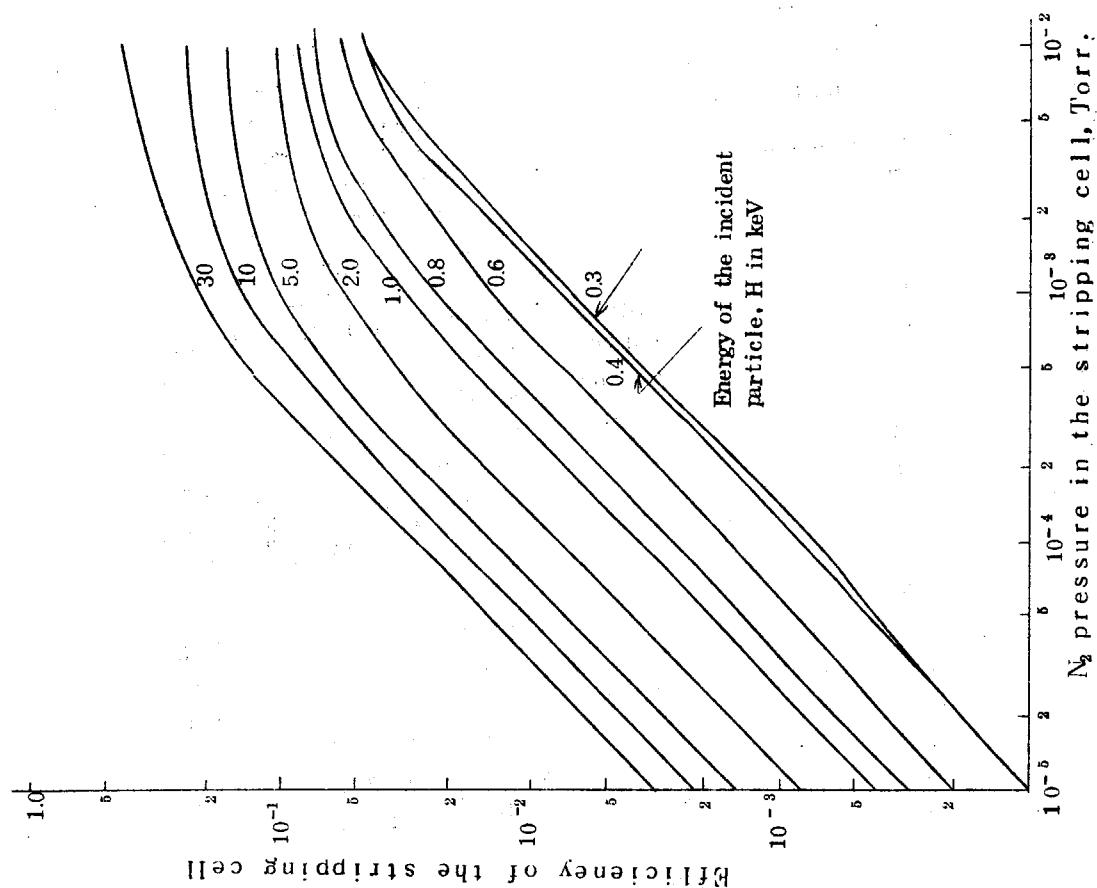
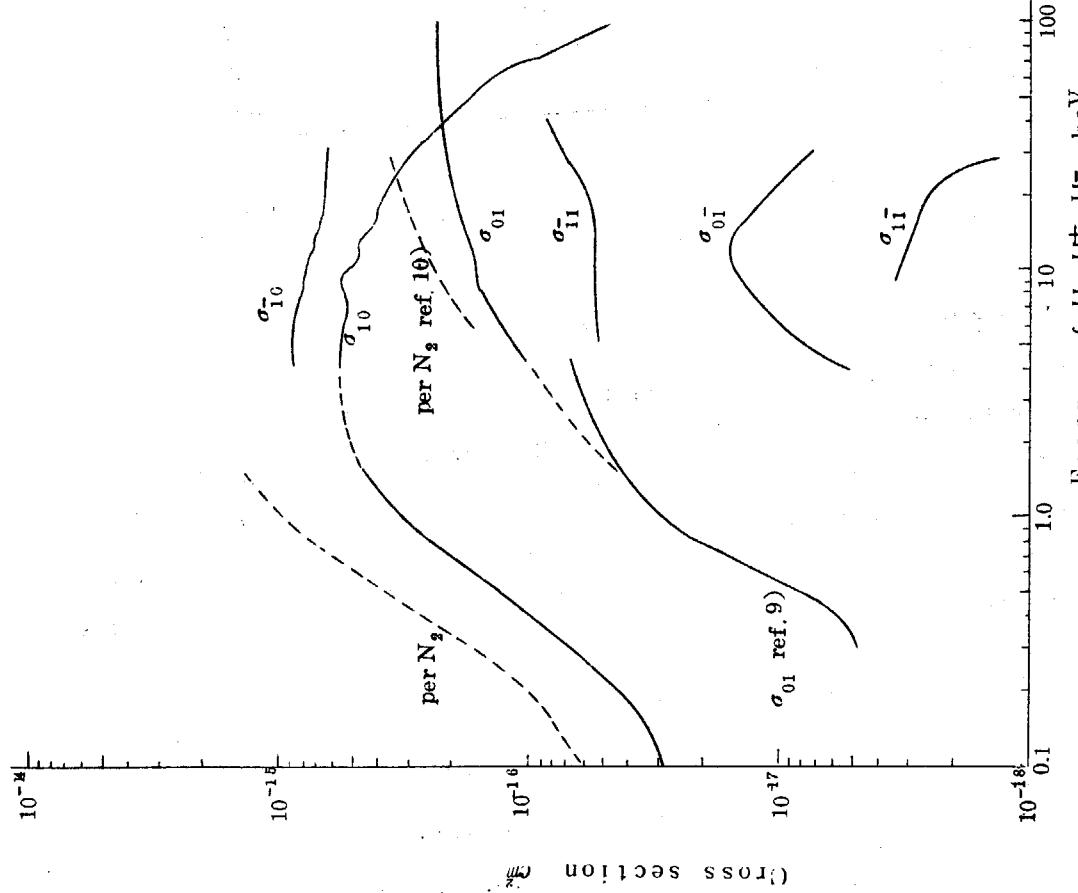


Table-8 Growth of  $H^+$ ,  $F_1$ , and equilibrium fraction  $F_{1\infty}$ , in an originally pure H beam as it traverses in the nitrogen gas cell.

H keV	$F_{1\infty}$	p Torr			
		$10^{-6}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
0.3	0.0667	0.0001	0.0007	0.0063	0.0419
0.4	0.0558	0.0001	0.0008	0.0072	0.0420
0.5	0.0766	0.0001	0.0010	0.0096	0.0657
0.6	0.0601	0.0002	0.0015	0.0135	0.0553
0.7	0.0698	0.0002	0.0022	0.0187	0.0667
0.8	0.0761	0.0003	0.0027	0.0232	0.0741
0.9	0.0818	0.0003	0.0034	0.0281	0.0806
1.0	0.0833	0.0004	0.0038	0.0315	0.0826
1.5	0.0874	0.0006	0.0058	0.0431	0.0873
2.0	0.1000	0.0008	0.0076	0.0547	0.1000
3.0	0.1239	0.0011	0.0104	0.0722	0.1239
5.0	0.1667	0.0015	0.0147	0.1002	0.1667
7.0	0.2075	0.0019	0.0183	0.1245	0.2075
9.0	0.2204	0.0022	0.0205	0.1377	0.2204
10.0	0.2330	0.0021	0.0207	0.1410	0.2330
15.0	0.3065	0.0025	0.0242	0.1713	0.3065
20.0	0.3445	0.0028	0.0262	0.1874	0.3445
25.0	0.3839	0.0027	0.0273	0.2004	0.3839
30.0	0.4390	0.0031	0.0285	0.2147	0.4385

Fig.14 にそのポンプの写真を示した。なお入口には荷電粒子偏向電極をおく、中性粒子の測定に誤差となる成分は除去するものとした。

### 3.4 静電アナライザ

静電アナライザは  $90^\circ$  型、中心線半径  $r_0 = 150\text{ mm}$ 、内側電極と外側電極の半径はそれぞれ  $r_1 = 13.64$ 、 $r_2 = 16.50$ 、選別エネルギーは  $V = 2\phi_A / 2 \ln(r_2/r_1) = 5.25\phi_a$  である。こゝに  $\phi_a$  は電極に与える電圧 (Volt) で、外側に  $(+\phi_a)$  内側に  $(-\phi_a)$  をかける。電源は ORT EC-456 を用いた。最高  $3\text{ kV} \times 5.25$  のエネルギーまで測定できる。出口と入口には、巾が可変のスリットが入っている。これらの寸法は、Table-9 のようである。両電極とも SUS の網を用いた。なお Table-9 に電荷ストリッピングセルの入口スリット寸法と位置も記した。

Table-9 Slits for electrostatic analyzer and stripping cell.

#### a. For electrostatic analyzer

entrance slit	exit slit
0.5 mm / 34+1.0	0.5 mm I.D./30+02
3 / 24+1.15	3 / 25+0.4
10 / 12+1.0	10

Slit width in mm/centering position(dial reading)

## b. For charge stripping entrance.

5	i.d. / 1 + 1.0
4	/ 18 + 1.5
3	/ 32 + 1.8

## 3.5 イオン検出器

方式は Daly の発表した型のものである。<sup>7)</sup> 静電アナライザをでたイオンは、加速電極をでて二次電子電極に集まり、その二次電子が SPM 検出器でパルスあるいは電流として検出される。検出器真空容器は、上部に真空ゲージ、入口側に回転端子、光電子増倍管の対向側の二次電子電極が外部から位置調節可能の構造となっている。また下方に  $40 \text{ e/s}$  のイオンポンプがついている。回転端子は加速電極とフラデーケージをつけ、交互に測定をおこなうことができる。シンチレータは厚さ 4 mm のプラスチック (Nuclear enterprise 社, NE102A), を用い、表面に Al を真空蒸着したものである。感度の範囲をひろげるため、その表面は広く開いてある。二次電子電極は特殊な形状のものでステンレス製、表面に Al の真空蒸着を行なってある。検出器の光電子増倍管の負荷抵抗 R にあらわれる出力電流 I(t) は、

$$I(t) = \frac{V(t)}{R} = M \left\{ \frac{r_i (|V_{SE}| + \epsilon)}{2.2} \cdot \frac{N_\epsilon}{\Delta t} \cdot 1.6 \times 10^{-19} \right\} \eta \quad (17)$$

である。M は光電子増倍管の電流増幅率、 $r_i$  は二次電子電極の二次電子放出率、 $|V_{SE}|$  はその電圧 (kV)、 $\epsilon$  はイオンのエネルギー (keV) で、アナライザをでたのち  $V_{SE}$  以外に加速をうけるときは、その分のエネルギーも含まれる。 $N_\epsilon$  はエネルギー  $\epsilon$  のイオンの個数、 $\Delta t$  はイオン電流の継続する時間である。 $\eta$  はアナライザをでて、エネルギー  $\epsilon$  のイオンが二次電子電極に入り、さらに、その二次電子がシンチレータへ入射する過程の確率をあらわすもので、主に二次電子電極の電圧、配置、SPM との相対位置などをうまく選定することによって 1 に近づけうる。

アナライザの分解能  $\Delta \epsilon / \epsilon = \Delta s / r_0$ 、( $\Delta s$  は出口スリット巾、 $r_0$  はアナライザ中心線の半径) を用いると、

$$N_\epsilon = N_0 f(\epsilon) \Delta \epsilon = N_0 f(\epsilon) \epsilon (\Delta s / r_0) \quad (18)$$

となる。こゝに  $f(\epsilon)$  はアナライザ入口に入射するイオンのエネルギー分布関数で  $\int_0^\infty f(\epsilon) d\epsilon = 1$  ととる。これより

$$f(\epsilon) = \frac{V(t)}{R} \left[ N_0 \epsilon \cdot \frac{\Delta s}{r_0} \cdot M \cdot 1.6 \times 10^{-19} \cdot \frac{r_i (|V_{SE}| + \epsilon)}{2.2} \cdot \eta \right]^{-1} \cdot (\Delta t). \quad (19)$$

較正実験を行なって、電荷ストリッピングセルの効率と、上式の  $\eta$  を較正しておけばよい。粒子分析器の各部の実測結果と、較正実験の結果は次報に記す予定である。Fig.15 に分析器の各セルの上から見た写真、Fig.16 に全体の真空系のコントロールを示した。

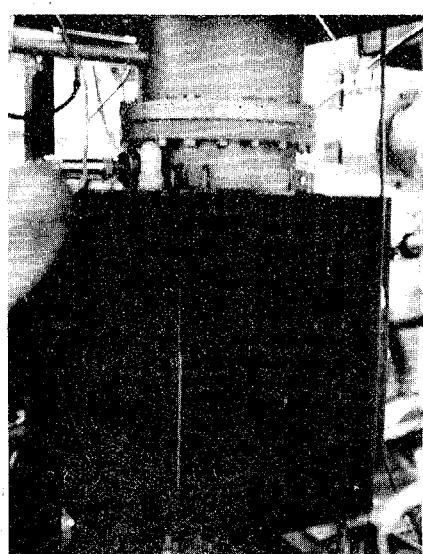


Fig. 14 Sputter ion pump, with speed of evacuation 1000 l/s,  
for charge stripping cell

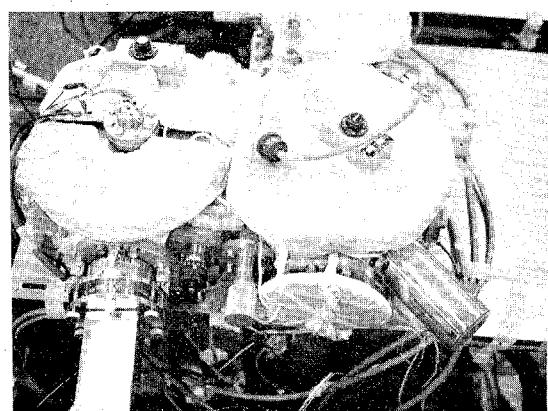


Fig. 15 Main part of the particle energy analyzer  
(plan view)

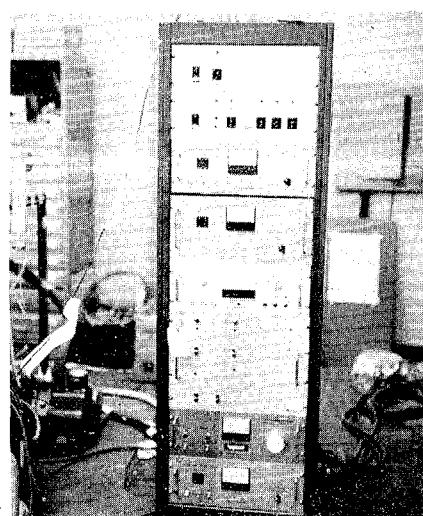


Fig. 16 Vacuum pump control

#### 4. むすび

JFT-2プラズマのイオン温度を測定するための粒子分析法と、装置の設計について述べた。設計々算の上からは、良好な効率の装置が可能である。しかし、低いエネルギー(500 eV 以下)では不明確さが多くなることが予想される。

おわりに、粒子線測定について御経験をお教えいたいたいプラズマ研究所(現在東大工学部)井上信幸氏に深く感謝します。また真空装置の設計にデータを提供して下さった日本真空技術株式会社の小宮宗治氏に感謝します。JFT-2への接続の問題について核融合研究室、森室長、伊藤智之氏、井上堅司氏らに感謝します。

#### 文 献

- 1) V.V. Afrosimov, M.P. Petrov : Sov. Phys.-Tech. Phys. 12 1467 (1968)
- 2) D.W. Koopman : Phys. Rev. 154 79 (1967), 166 57 (1968)
- 3) W.L. Fite, A.C.H. Smith and R.F. Stebbings. Proc. Roy. Soc. Lond. A268 527 (1962)
- 4) S.K. Allison, Rev. Mod. Phys. 30 1137 (1958)
- 5) ORNL-3113 Rev. p144 (1964)
- 6) S. Yano : J A E R I - memo 4243 (1970)
- 7) N.R. Daly : R.S.I. 31 264 (1960)
- 8) H. Fleischman and R.A. Young : Phys. Rev. 178 254 (1969)
- 9) B.B. Афросимов et. al. ЖУРНАЛ. ТЕХ. ФИЗ. ТОМ. XXX В 12, 1456 (1960)
- 10) D.V. Pilipenko and Ya.M. Fogel' : Sov. Phys. JETP. 15 646 (1962)