

# NBI 用水素イオン源のプロトン比

福政 修\*・佐伯 節夫\*・大崎 堅\*\*・崎山 智司\*

## Numerical Analysis of Proton Ratio in a Hydrogen Ion Source for Neutral Beam Injector

Osamu FUKUMASA, Setsuo SAEKI, Katashi OSAKI  
and Satoshi SAKIYAMA

### Abstract

One requirement for high current ion sources for use in further heating of fusion plasma is the production of ion beams with high proton fractions.

In this paper, ion species in a hydrogen plasma are calculated systematically as a function of plasma parameters, i. e. electron density, electron temperature, pressure of hydrogen gas and plasma volume. Furthermore, in the present analysis, the recombination factor for hydrogen atoms at the wall surface of vacuum vessel is treated as another plasma parameter.

Results have been obtained for the case of bucket type ion source and compared with published experimental data. The most remarkable point is that ion species ratio depends strongly on the recombination factor, and the proton ratio increases with decreasing the recombination factor.

### 1. はじめに

核融合プラズマの追加熱法として高エネルギーの中性水素（または重水素）ビームを入射する方式が有力視されている<sup>1)</sup>。この入射加熱実験に用いられている中性粒子入射装置（Neutral Beam Injector, NBI と略す）の基本構成を Fig. 1 に示す。イオン源で生成・加速された正イオンビームをガスセル通過中に中性化して高速中性粒子ビームとし、ドリフト管を通してこれを標的プラズマに入射する。中性化されないイオンビームは偏向磁石で曲げられビーム吸収板で処理される。

この NBI 用のイオン源には、プラズマ特性として

- (1) 大電流イオンビームが安定に引き出せること
- (2) イオン源内プラズマの原子イオン成分比（プロトン比）が高いこと

等が要求される。これまでの研究により、一様かつ安定な高密度のプラズマ生成が可能となり(1)の特性を満

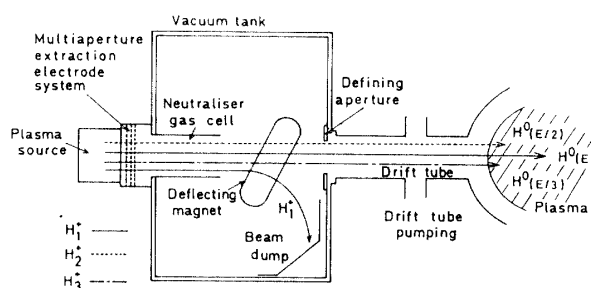


Fig. 1 Schematic diagram of neutral beam injector.

たす大電流イオン源として duoPIGatron, Bucket 型, LBNL 型, 等がある<sup>2)</sup>。

一方、ビーム成分はイオン源のもう一つの重要な量でありながら(2)に関する研究はあまりない<sup>3,4,5)</sup>。エネルギー  $E$  で加速されたビームの中には、分子として加速されて途中で解離するものがある。これらは  $E/2$ ,  $E/3$  等のエネルギーを持つため速度が遅く標的プラズマ内でのイオン化効率が大きい。しかも標的プラズマの表面のみを加熱する事になり好ましくない。イオン源内プラズマのプロトン比の高いものが是非とも必要であり、特にビームエネルギーが  $150\sim 200\text{ keV}$  にもなるイオン源においてはプロトン比90%以上が望まれている<sup>2)</sup>。

\* 電気工学科

\*\* 工業短期大学部電気工学科

以上の理由により、本研究では水素プラズマ中のイオン種組成のプラズマパラメーターに対する依存性を数値計算により系統的に検討した。プラズマパラメーターとしては電子密度  $n_e$ 、電子温度  $T_e$  およびガス圧  $p$  を考えるが、この他に容器サイズ  $V/A$  ( $V$ : 容器体積,  $A$ : 容器表面積) と水素原子に対する容器壁面上における再結合係数  $\gamma$  もパラメーターとして扱いその影響についても検討した。特に、 $\gamma$  の導入については、著者らの行った EHB 型イオン源でのプロトン比に関する実験結果がその動機となっている。EHB 型イオン源はプロトン比制御を目標に試作したイオン源であるが<sup>6)</sup>、その研究過程において、同一放電条件下でも容器壁の表面状態の違いにより通常20%程度であるプロトン比が60%以上にも上昇することを見出した<sup>7)</sup>。なお、ここで述べる計算結果の一部はすでに発表し、EHB 型イオン源の結果をよく説明出来ることがわかった<sup>8,9)</sup>。

2. 数値計算のモデル

2.1 基礎方程式系

計算に用いたモデルについて説明する。水素プラズマ中のイオン種に関する理論的研究は、duoplasmatron についての Martin と Green の先駆的な研究<sup>10,11)</sup>、duoPIGatron についてのもの<sup>12)</sup>、bucket 型についてのもの<sup>13)</sup> が報告されている程度である。ここで用いるモデルも基本的にはこれらの研究で用いられたものと同じであり、水素プラズマ中の主な電離および解離素過程を考慮して中性粒子 ( $H_1, H_2$ ) と各種イオン ( $H_1^+, H_2^+, H_3^+$ ) の生成・消滅に関するバランス方程式をたてる。本モデルで考慮した素過程およびその反応率  $\langle \sigma_i v \rangle$  の記号法を示す。

| 反応素過程  | 反応率  |
|--|--|
| (I) $H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$           | $\langle \sigma_1 v_e \rangle \equiv \alpha_1$ |
| (II) $H_2 + e \rightarrow 2H_1 + e$            | $\langle \sigma_2 v_e \rangle \equiv \alpha_2$ |
| (III) $H_2^+ + e \rightarrow H_1^+ + H_1 + e$  | $\langle \sigma_3 v_e \rangle \equiv \alpha_3$ |
| (IV) $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H_1$     | $\langle \sigma_4 v_+ \rangle \equiv \alpha_4$ |
| (V) $H_1 + e \rightarrow H_1^+ + 2e$           | $\langle \sigma_5 v_e \rangle \equiv \alpha_5$ |
| (VI) $H_3^+ + e \rightarrow H_1 + H_2$         | $\langle \sigma_6 v_e \rangle \equiv \alpha_6$ |
| (VII) $H_3^+ + e \rightarrow H_1^+ + 2H_1 + e$ | $\langle \sigma_7 v_e \rangle \equiv \alpha_7$ |

ここで  $v_e$  と  $v_+$  はそれぞれ電子とイオンの速度を、 $\sigma_i$  は  $i$  種素過程の衝突断面積を、そして  $\langle \rangle$  は粒子の分布関数による平均を表す。ここでは、実験条件を考慮して、一定ガス圧のもとで定常的に弱電離プラズマが生成され、各電離・解離素過程ではマックスウェ

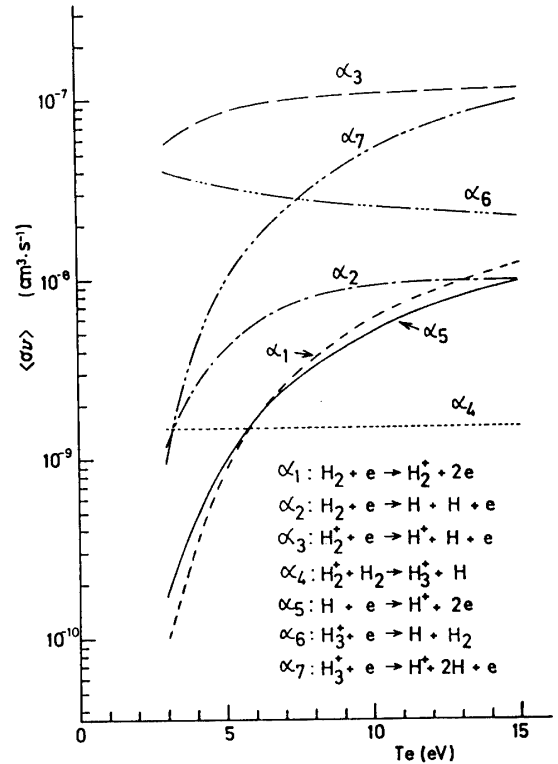


Fig. 2 The ionization and dissociation rates averaged with a Maxwellian velocity distribution  $\langle \sigma v \rangle$  vs the electron temperature  $T_e$  for the processes used in the present analysis.

ル分布したプラズマ電子が主役となることを仮定する。Fig. 2 に本計算で用いた各素過程の反応率  $\alpha_i$  を電子温度  $T_e$  の関数として示す<sup>11,12,14)</sup>。  $\alpha_4$  はイオンに関与した量であり  $T_e$  には無関係であるが、他の反応率との比較のために示しておく。また、その値はイオン温度に無関係で、ほぼ一定値を持つと仮定した ( $1.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{sec}$ )。

電子密度  $n_e$  と水素分子密度  $N_2$  は必要量が与えられているものとする。水素原子  $H_1$  とプロトン  $H_1^+$  および2種の分子イオン  $H_2^+, H_3^+$  に対する粒子バランスの式は次の(1)~(4)式ようになる。

$$H: 2n_e N_2 \alpha_2 + n_e n_2 \alpha_3 + n_2 N_2 \alpha_4 + (\alpha_6 + 2\alpha_7) n_e n_3 - n_e N_1 \alpha_5 - \gamma \frac{N_1}{T_1} = 0 \tag{1}$$

$$H_1^+: n_e n_2 \alpha_3 + n_e N_1 \alpha_5 + n_e n_3 \alpha_7 - \frac{n_1}{\tau_1} = 0 \tag{2}$$

$$H_2^+: n_e N_2 \alpha_1 - n_e n_2 \alpha_3 - n_2 N_2 \alpha_4 - \frac{n_2}{\tau_2} = 0 \tag{3}$$

$$H_3^+: n_2 N_2 \alpha_4 - n_e n_3 (\alpha_6 + \alpha_7) - \frac{n_3}{\tau_3} = 0 \tag{4}$$

更に、準中性の条件と粒子数保存の2つの境界条件か

ら次の2式が得られる。

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_e \quad (5)$$

$$N_2 + \frac{N_1}{2} = N_0 \quad (6)$$

ここで、 $N_1, n_1, n_2, n_3$  はそれぞれ  $H_1, H_1^+, H_2^+, H_3^+$  の密度を表し、 $T_1, \tau_1, \tau_2, \tau_3$  はそれぞれ  $H_1, H_1^+, H_2^+, H_3^+$  の閉じ込め時間を表す。また、(1)式中の  $\gamma$  は壁面での  $H_1$  の再結合係数である。本研究の狙いの一つである壁の作用については、 $\gamma$  の値を変化させることで実効的に取り入れた。

発生した  $H_1$  はそのまま壁に飛び込むと考えると  $T_1$  を

$$T_1 = \frac{V}{\frac{1}{4}v_0A} = \frac{4V}{v_0A} \quad (7)$$

で評価する。 $V$  は容器体積、 $A$  は容器表面積、 $v_0$  は  $H_1$  の平均速度である。 $H_1$  の平均エネルギーを 1eV とすると、EHB 型イオン源では  $A \approx 1100 \text{ cm}^2$ 、 $V \approx 2360 \text{ cm}^3$  より  $T_1 \approx 5.5 \times 10^{-6} \text{ sec}$  となる。イオンの壁への損失は、イオン源の動作効率を決定する重要な要素である。ここでは、 $\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}$  を仮定し、 $\tau_1$  を未知数として扱う。

## 2.2 数値計算法および定性的な考察

計算の手順は以下のとおり。圧力  $p$  を指定することにより  $N_0$  ( $=p/\kappa T_0$ ;  $\kappa$  はボルツマン定数、 $T_0$  は室温) が決まる。 $T_e$  を決めると Fig. 2 に示すように  $\alpha_1 \sim \alpha_7$  の反応率が定まる。そして  $n_e$  を定めると、(1)~(6) 式を連立させて解くことにより  $N_1, N_2, n_1, n_2, n_3, \tau_1$  がそれぞれ求まる。

計算の前に、近似ではあるが、プロトン比のプラズマパラメーターに対する依存性を定性的に検討しておく。(6)式において、 $N_2 \approx N_0$  を仮定すると(3)式から  $n_2$  が求まる。以下、(4)式より  $n_3$  が求まり、(1)式より  $N_1$  が求まり、最後に(2)式から  $n_1$  が求まる。 $n_1/n_2$  および  $n_3/n_2$  を具体的に表すと

$$\frac{n_1}{n_2} = n_e \tau_1 \alpha_3 (1 + X + Y) \quad (8)$$

$$X = \frac{1 + 2 \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left(1 + \frac{1}{n_e \tau_2 \alpha_3}\right) + \frac{\alpha_4}{\alpha_3}}{1 + \frac{N_2 \left\{ \frac{1 + n_e \tau_3 (2\alpha_6 + 3\alpha_7)}{1 + n_e \tau_3 (\alpha_6 + \alpha_7)} + 2 \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right\}}{\frac{\gamma}{n_e T_1 \alpha_5}}}$$

$$Y = \frac{\alpha_6}{\alpha_3} \left( \frac{\frac{N_2 \alpha_4}{n_e}}{\alpha_6 + \alpha_7 + \frac{1}{n_e \tau_3}} \right)$$

$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{\frac{N_2 \alpha_4}{n_e}}{\alpha_6 + \alpha_7 + \frac{1}{n_e \tau_3}} \quad (9)$$

となる。特にプロトンについて考察すると、 $n_e, \tau_1, \alpha_3$  ( $H_2^+$  の電子による解離で  $H_1^+$  ができる) がそれぞれ大きくなればプロトン比が高くなる。また、 $\gamma$  が小さくなるか、 $T_1$  が大きくなるかすれば、やはりプロトン比が高くなることがわかる。

## 3. 計算結果および考察

前節のモデルによりイオン種組成比とプラズマパラメーターおよび容器サイズとの関係を数値的に求めた。EHB 型イオン源のパラメーターを用いた計算を Case-I とし、大容量イオン源のパラメーターによる計算を Case-II として以下に示す。

Case-I では、 $p = 5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ 、 $n_e = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 5 \text{ eV}$ 、 $V/A = 2 \text{ cm}$  を、Case-II では、 $p = 5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 、 $n_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 5 \text{ eV}$ 、 $V/A = 4 \text{ cm}$  をパラメーターの代表値として用い、各パラメーターをその代表値近傍で変化させてイオン種組成比を求めた。 $\gamma$  の値は 1~0.01 の範囲で種々変化させたが、以下では  $\gamma = 1, 0.1$  および 0.01 を用いた例を示す。

### 3.1 プロトン比とプラズマ密度

Fig. 3 にイオン種組成比と  $n_e$  との関係を示す。図中の  $\tau$  は  $H_1^+$  の閉じ込め時間を表しているが、これは計算で求まる  $\tau_1$  と  $H_1^+$  がイオン音波速度で壁に飛び込むとして(7)式で評価した閉じ込め時間  $\tau_0$  との比 ( $\tau_1/\tau_0$ ) を取ったものである。

Case-I, Case-II とともに、 $H_1^+$  は  $n_e$  の上昇につれて大きくなっており、プロトン比は  $n_e$  に強く依存していることがわかる。また、 $\gamma$  の値が小さい程、 $H_1^+$  は大きくなるが、その効果は低密度領域で顕著である。

Case-I において、 $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  付近に着目すると、 $\gamma = 0.01$  になってはじめて  $H_1^+$  が  $H_2^+, H_3^+$  をおさえて第1位となることがわかる。

### 3.2 プロトン比と電子温度

Fig. 4 にイオン種組成比と  $T_e$  との関係を示す。Case-I, Case-II とともに、 $H_1^+$  は  $T_e$  の上昇につれて下がる傾向にある。これは、イオン源内のプラズマが弱

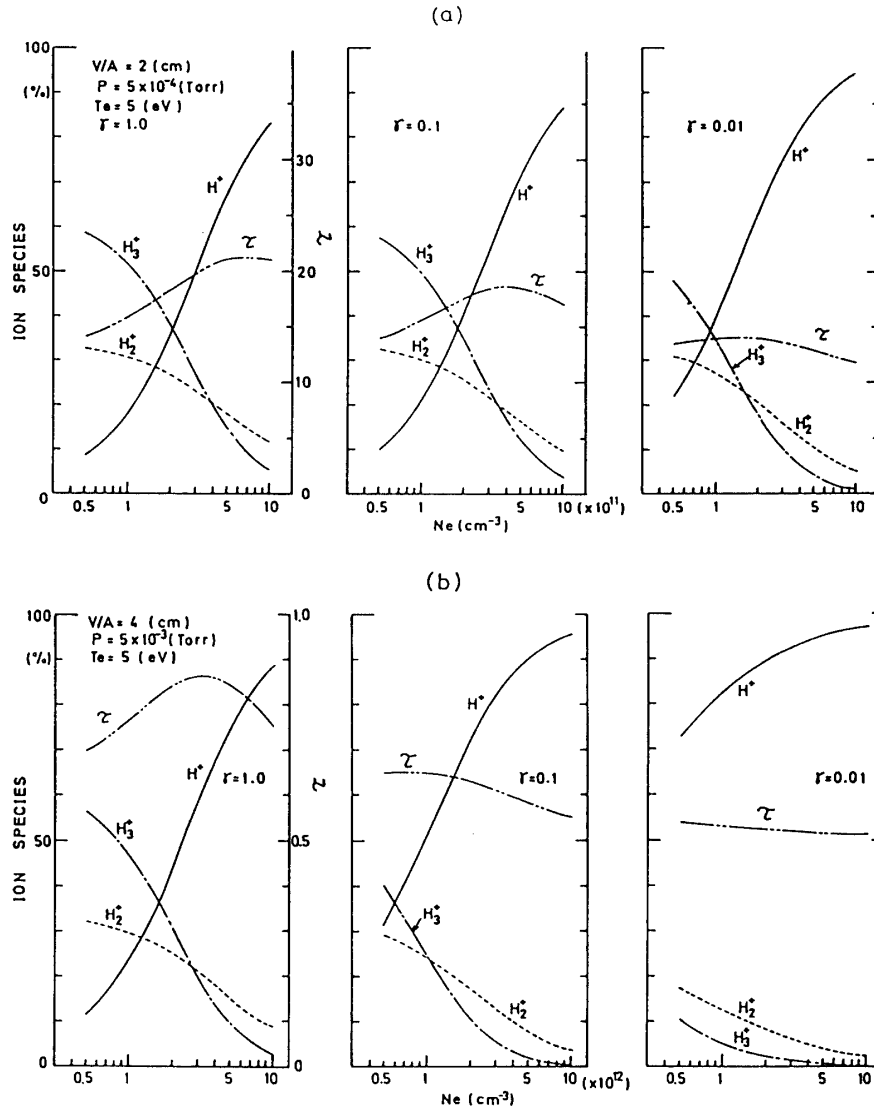


Fig. 3 Ion-species ratio and confinement time of the proton  $\tau$  as a function of electron density: (a) Case-I, (b) Case-II.

電離プラズマであることに起因している。Fig. 2 からわかるように、 $T_e$  の上昇により  $\alpha_2$  および  $\alpha_3$  は大きくなるから解離衝突による  $H_1^+$  の増大が期待される。しかし、それ以上に  $\alpha_1$  の増大による  $H_2^+$  の生成が顕著となり、実効的には  $T_e$  の上昇と共にプロトン比は下がるものと考えられる。

$T_e$  の上昇につれて  $\tau$  が急激に減少している。これは  $T_e$  が高くなるとイオン音波速度が大きくなり、イオンの壁への損失が増大するためである。

Case-I において、 $T_e = 4 \sim 5$  eV 付近に着目すると、 $r = 0.01$  になってはじめて  $H_1^+$  が  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  をおさえて第 1 位となることがわかる。

### 3.3 プロトン比とガス圧

Fig. 5 にイオン種組成比と水素ガス圧との関係を示

す。Case-I, Case-II ともに、 $p$  の増大につれて  $H_1^+$  および  $\tau$  が減少する傾向にある。一方、 $r$  が小さくなる程、 $H_1^+$  は大きくなる。

Case-I において、 $p \approx 5 \times 10^{-4}$  Torr 付近に着目すると、 $r = 0.01$  になってはじめて  $H_1^+$  の組成比が第 1 位となることがわかる。

### 3.4 プロトン比と容器体積

Fig. 6 にイオン種組成比と  $V/A$  との関係を示す。 $V/A$  が大きくなるに従って、 $H_1^+$  が増加することがわかる。 $T_1$  を(7)式で評価することを考慮すれば、 $V/A$  が大きくなることは  $H_1$  の閉じ込めが良くなることに対応している。従って、 $H_1^+$  の生成効率が高くなるためにプロトン比は上がる。一方、 $\tau$  は  $V/A$  に対して減少する傾向を示しているが、この点に関してはうま

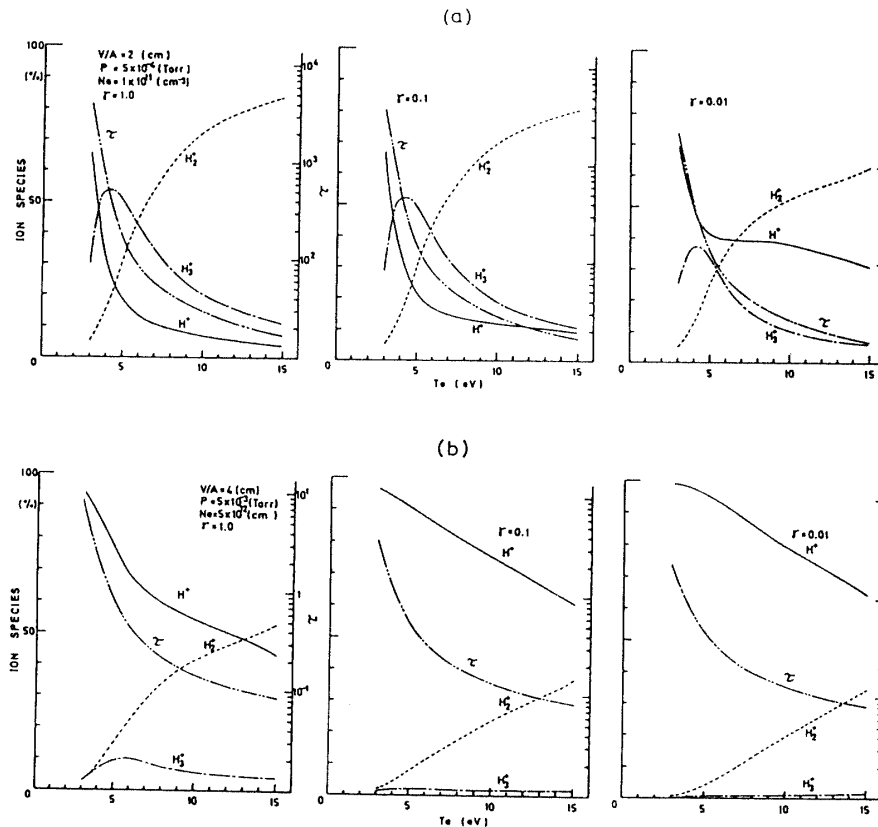


Fig. 4 Ion-species ratio and confinement time  $\tau$  as a function of electron temperature: (a) Case-I, (b) Case-II.

く説明出来ない。なお、Case-II の場合の計算結果も同様の傾向を示している。

ところで、 $V/A \approx 2$  付近に着目すると、 $\gamma = 0.01$  になってはじめて  $H_2^+$  の組成比が第 1 位となることがわかる。

### 3.5 実験との比較

EHB 型イオン源の実験では、同一放電条件下 (即ち、 $n_e$ ,  $T_e$ ,  $p$  等がほぼ同じ値) でもプロトン比が大きく変化し、通常 20% 程度であるプロトン比が高い場合には 60% 以上にもなる事実が見出された。そして、高プロトン比のプラズマ生成には、水素ガスの壁への吸着および壁からの放出という形の粒子-壁相互作用が強く影響することも実験的に確かめられた<sup>7)</sup>。

一方、3.1~3.4 に示した Case-I の結果によると、 $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 5 \text{ eV}$ ,  $p \approx 5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ,  $V/A \approx 2 \text{ cm}$  というパラメーターの組合せからはプロトン比が 60% という結果は壁の効果  $\gamma$  を考慮しなければ得られないことがわかる。 $\gamma = 1$  ではプロトン比は 20% 弱であり通常の放電時のプロトン比とよく合っている。 $\gamma$  の効果は  $1 \sim 0.1$  の範囲では強く現れず、 $0.1$  以下で顕著となる。そして、少なくとも  $H_2^+$  が第 1 位と

なる時の  $\gamma$  は  $0.01$  にもなり、他の報告<sup>11,13)</sup> で用いられている値  $0.1$  より異常に小さな値となっている。 $\gamma$  の値を小さくすることと実験で高プロトン比のプラズマが得られる場合の状況とは、現象的にはうまく対応している<sup>7)</sup>。以上より、この計算結果は実験結果を定性的には十分に、また定量的にもよく説明しているものと思う。

Case-II の計算は、大電流イオン源の場合に対応している。bucket 型イオン源でプロトン比が 85%~90% になるとの報告があるが<sup>15)</sup>、 $\gamma = 0.1$  の場合の計算結果とよく一致している<sup>13)</sup>。

### 3.6 計算モデルについての検討

$H_3^+$  の解離過程として、ここでは (VI)  $H_3^+ + e \rightarrow H_1 + H_2$ , (VII)  $H_3^+ + e \rightarrow H_2^+ + 2H_1 + e$  の 2 つの過程を考えている<sup>12,14)</sup>。一方、(VI) と (VII) をまとめた形で、 $H_3^+ + e \rightarrow H_2^+ + H_1 + e$  が考えられている例もある<sup>11,13)</sup>。著者らは、この過程を用いた計算を先に行ったが<sup>16)</sup>、イオン種組成比のプラズマパラメーターに対する依存性はここに示した結果とほぼ一致している。

本研究の主な目的の 1 つは、壁の作用がプロトン比にどう影響するかの検討である。ここでは、 $\gamma$  の値を

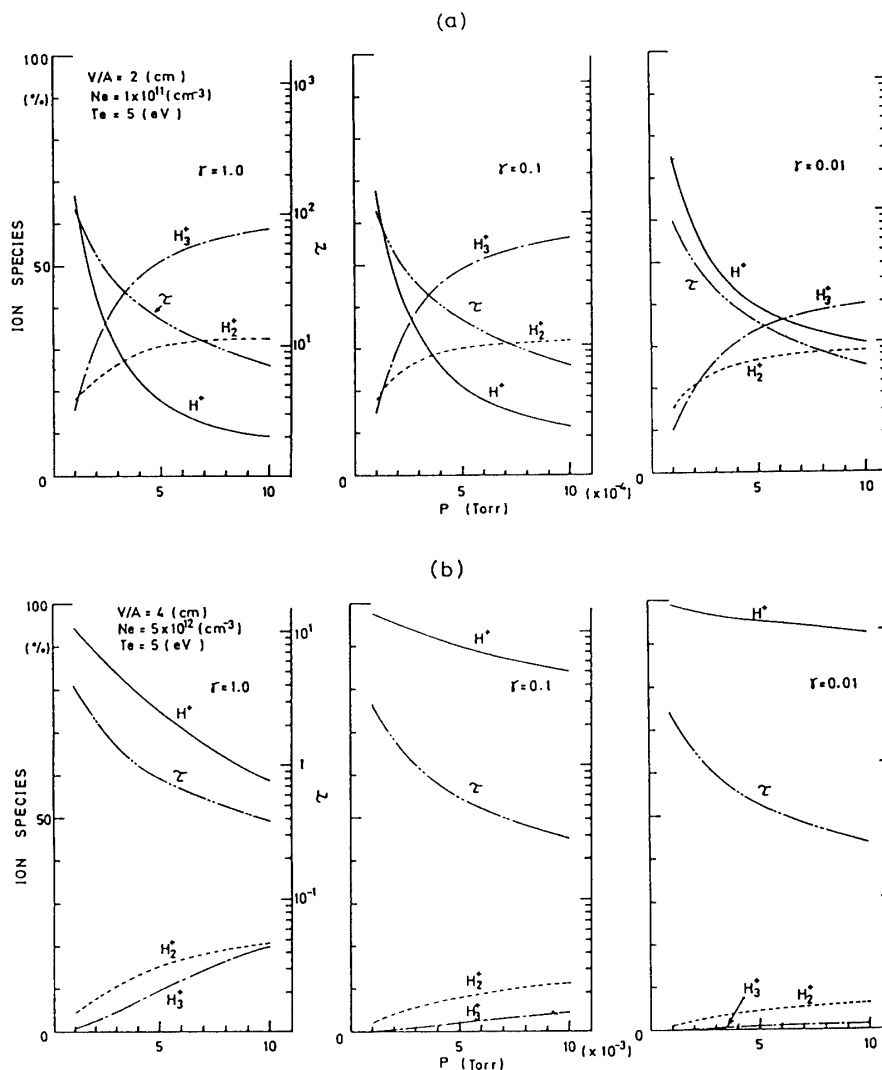


Fig. 5 Ion-species ratio and confinement time  $\tau$  as a function of hydrogen gas pressure: (a) Case-I, (b) Case-II.

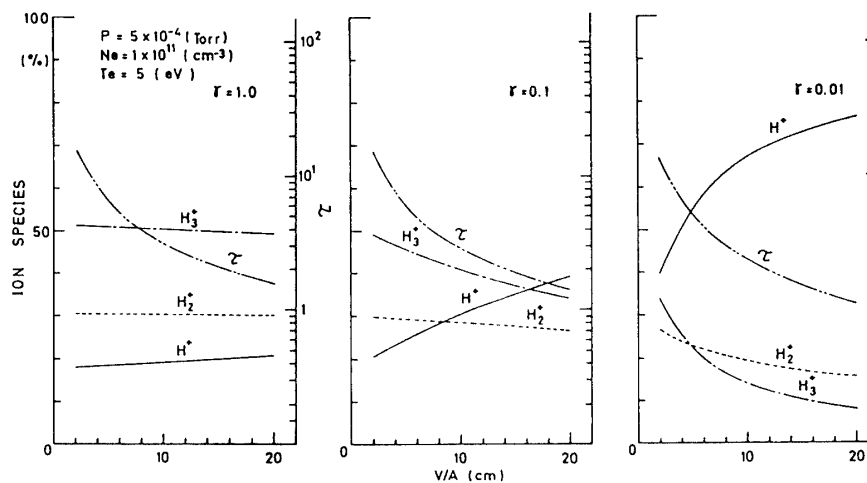


Fig. 6 Ion-species ratio and confinement time  $\tau$  as a function of  $V/A$ , where  $V$  and  $A$  are the volume and the wall area of the vessel, respectively. Parameters are used for the Case-I.

変えることで壁の作用（具体的には器壁表面での水素原子の再結合過程）を間接的に取り入れる方法を取った。水素原子の壁面での再結合係数は材質によって大きく変わり、石英・バイレックス等に比較すれば金属では1に近い。しかし、金属でもその種類および表面状態により1~0.02の範囲で変化するという実験例の報告がある<sup>17)</sup>。また、ステンレスに対しても表面状態により重水素の再結合係数が大きく変るという実験報告もある<sup>18)</sup>。従って、 $\gamma$ を1~0.01の範囲で変化させることは、そう非現実的なことではない。ただ、現在のモデルでは、実際のプラズマ中の素過程（粒子と壁との相互作用）と $\gamma$ との対応関係が物理的に明確ではない。

本モデルでは、イオンの閉じ込め時間 $\tau_i$ が、準中性条件を満たすように自動的に決まる。これは、 $n_e$ 、 $T_e$ 、 $p$ が等しければ、bucket型のようにプラズマ閉じ込め用磁場を持つイオン源とそうでないイオン源とでイオン種組成が全く等しいことになり装置固有の特徴が計算に反映されない。容器サイズの違いは $V/A$ で考慮されているが、装置によるイオン閉じ込め時間の違いについては、今後も検討が必要である。最近、 $V/A$ として、 $V$ にはプラズマ体積 $V_p$ を、 $A$ には実効的なイオンの損失面積 $A_L$ を取る考え方が報告された<sup>5)</sup>。イオン閉じ込め時間に対する装置の違いを検討するうえで参考になる。

#### 4. おわりに

水素プラズマ中のイオン種組成比のプラズマパラメーター( $n_e$ ,  $T_e$ ,  $p$ ,  $V/A$ ,  $\gamma$ )に対する依存性について、定常状態における粒子( $H_1$ ,  $H_1^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_2^+$ )の生成・消滅のバランス方程式を解くことにより、数値的に検討した。計算はEHB型イオン源に即した場合(Case-I)と大電流用イオン源に即した場合(Case-II)とについて行った。得られた結果を列挙する。

(i)  $n_e$  または  $V/A$  を増すと、プロトン比は高くなる。従来より、イオン源を大きくして、プラズマ密度を高くすれば、高いプロトン比が得られると経験的に言われているが、これを数値的にも確認した。

(ii)  $T_e$  または  $p$  を増すと、プロトン比は低くなる。プロトン比の $T_e$ に対する依存性について言えば、弱電離プラズマであるために、 $T_e$ の上昇による $H_2$ および $H_2^+$ の解離過程の増加より $H_2^+$ 生成過程の増加が支配的となり $H_2^+$ 成分比が高くなるためである。

(iii) プロトン比は $\gamma$ に強く依存し、 $\gamma$ の値が小さ

くなるほどプロトン比は高くなる。特に、EHB型イオン源の実験結果( $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 5 \text{ eV}$ ,  $p \approx 5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ,  $V/A \approx 2 \text{ cm}$ にてプロトン比が60%)は、 $\gamma$ の影響を考慮してはじめて説明可能となる。しかも、その時の $\gamma$ の値は0.01であり異常に小さなものとなっている。

著者の一人(福政)は、京都大学の板谷良平教授より懇切な御指導をいただいた。ここに厚く謝意を表わす。また、有益な御助言、御討論をいただいた京都大学の佐野史道氏、理化学研究所の妻 碩喜氏、日本原子力研究所の奥村義和氏に謝意を表わす。特に、妻氏には、文献18を御教示いただいた。

更に、卒業論文として本研究に御協力いただいた井上泰之氏(日立金属)、小川敏明氏(三菱電機)の両氏に感謝する。

本研究の数値計算は山口大学情報処理センターにて行われた。

#### 参 考 文 献

- 1) 永見正幸, 下村安夫: 日本物理学会誌, **35**, 107 (1980)
- 2) 妻 碩喜: 応用物理, **51**, 1013 (1982)
- 3) J. Kim & R. C. Davis: Appl. Phys. Lett., **30**, 130 (1977).
- 4) K. W. Ehlers & K. N. Leung: Rev. Sci. Instrum., **52**, 1452 (1981).
- 5) 奥村義和, 堀池 寛, 水橋 清: 物理学会第37回年会予稿集 **4**, 208 (1982)
- 6) R. Itatani & O. Fukumasa: ISAT' 80, I-23 (1980); 福政 修, 野村章博, 板谷良平: 電気学会プラズマ研究会, 資料 EP-80-23 (1980)
- 7) 福政 修, 野村章博, 板谷良平: 物理学会春の分科会予稿集 **4**, 197 (1982); A. Nomura, O. Fukumasa & R. Itatani: ISAT' 82, I-6 (1982)
- 8) 福政 修, 佐伯節夫, 大崎 堅, 崎山智司: 電気学会プラズマ研究会, 資料 EP-82-60 (1982)
- 9) 福政 修, 佐伯節夫, 大崎 堅, 崎山智司, 板谷良平: 物理学会第38回年会予稿集 **4**, 166 (1983)
- 10) A. R. Martin: Culham Lab. Rep., CLM-R157 (1976).
- 11) A. R. Martin & T. S. Green: Culham Lab. Rep., CLM-R159 (1976).
- 12) 田中 茂, 柴田猛順: JAERI-M7966 (1978)
- 13) F. Sano, T. Obiki, A. Sasaki, A. Iiyoshi & K. Uo: J. J. Appl. Phys., **21**, 517 (1982).
- 14) P. H. de Haan, G. C. A. M. Janssen, H. J. Hopman & E. H. A. Granneman: Phys. Fluids, **25**, 592 (1982).
- 15) T. Obiki, A. Sasaki, F. Sano & K. Uo: Rev. Sci.

- Instrum., **52**, 1445 (1981).  
16) 福政 修, 佐伯節夫, 大崎 堅, 崎山智司, 山下 浩,  
三浦憲介: 電気四学会中国支部大会, 番号10219 (1982)  
17) B. J. Wood & H. Wise: Proc. 2nd Int. Symp. on  
Rarefied Gas Dynamics, Academic Press (1961)  
(1961) p. 51.  
18) M. Braun, B. Emmoth, F. Waelbroeck & P. Wienhold:  
J. Nucl. Mater., **93/94**, 861 (1980).  
(昭和 58 年 4 月 15 日 受理)