

水素放電による負イオンの生成機構

福 政 修*・佐 伯 節 夫*

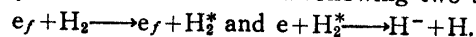
Numerical Analysis on Production Mechanism of Negative Ions in Hydrogen Plasmas

Osamu FUKUMASA and Setsuo SAEKI

Abstract

In order to clarify the mechanism of volume production of negative ions, both negative and positive ion species in hydrogen plasmas are calculated numerically as a function of plasma parameters by using the particle balance model. In this analysis, we distinguish between the fast electrons e_f and the thermal electrons e , and between the vibrationally excited hydrogen molecules H_2^* and the ground state molecules H_2 .

Numerical results show that the negative ions are generated mostly by dissociative attachment to vibrationally excited molecules in a following two step process:



1. はじめに

プラズマを用いて制御熱核融合反応を起すには、その第一段階として、いわゆるローソン条件¹⁾を満たす炉心プラズマが必要である。これは融合反応しているプラズマからの出力エネルギーと反応しているプラズマを維持するために必要なエネルギーとが等しいとしたときの条件で、 $D-T$ 反応を想定した場合のローソン条件は、①プラズマ密度 n と閉じ込め時間 τ の積 $n\tau$ が $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{sec}$ 以上、②イオン温度 T_i が 10 keV 程度となっている。従って、核融合指向の磁場によるプラズマ閉じ込めに関する研究において、標的プラズマをこの温度にまで追加熱する問題は現在最も重要な研究課題の一つである。

中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection, NBI と略す) によるプラズマ加熱は、炉心プラズマの追加熱法として有力視されている²⁾。しかし、将来の大型核融合装置において加熱効率を上げるためには、NBI 装置のビーム特性として①一成分のビームであること、②ビームエネルギーは 150~200 keV 程度などが要求されている。

現在稼働中の NBI 装置では、高速中性粒子ビームはすべてイオン源で生成・加速された正イオンビームを中性ガスセル通過中に中性化する方式により得られている。水素プラズマ中には各種正イオン (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+) が存在するので、特性④を得るにはプロトン比の高いプラズマが必要である。NBI 用の大電流イオン源として数種のもが開発されているが^{3,4)}、バケット型イオン源を改良することでプロトン比90%以上のプラズマが得られるようになっている^{4,5,6)}。しかし、ビームエネルギーが 50 keV 以上になると正イオンの中性化効率が急激に低下する傾向を示し、特性④のエネルギー範囲ではその効率は10%以下になる。

これに対して負イオンの中性化効率は同じエネルギー範囲にて中性ガスセル中でも60%、光分離セル (photodetachment) の場合にはエネルギーによらず一定で95%程度にもなる^{7,8)}。このような理由から、現在のところ核融合研究において大電流水素負イオン源の開発研究が強く要請されている。

さて、負イオン生成にはいくつかの方法が考えられるが^{9,10)}、水素放電により生成された $H^-(D^-)$ を直接引き出す方法 (volume production) が最近注目されている。バケット型装置における水素放電により全正イオンに対する負イオンの比率が30%にも達するプラズマ生成の結果が報告され¹⁰⁾、その後も実験的¹¹⁻¹⁴⁾

* 電気工学科

および理論的研究¹⁵⁻¹⁹⁾が精力的になされている。しかし、 H^- 生成機構について種々検討されているにもかかわらず、実験結果を完全に説明するまでには、まだ至らない。更に、 H^- 生成のプラズマパラメーター依存性についても理論的ないし数値的な検討が殆どなされていない。

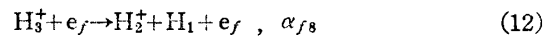
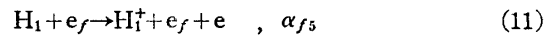
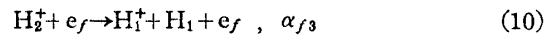
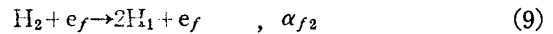
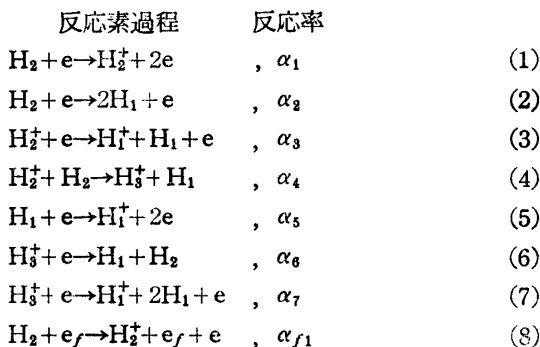
著者は以前に、水素プラズマ中の正イオン種組成比とプラズマパラメーターとの関係を数値的に検討し、プロトン比のプラズマパラメーター依存性を明らかにするとともに壁の影響がプロトン比に強く現れることを見出した^{20,21)}。その後、このモデルを負イオン生成の場合に拡張して、(i)水素放電中の H^- 生成機構、(ii) H^- 生成のプラズマパラメーター依存性、(iii)水素プラズマの負イオン源および正イオン源としての最適化等を数値的に検討した^{22,23)}。本論文では数値計算結果の詳細およびその検討について報告する。

2. 数値計算のモデル

2.1 水素放電中の諸反応素過程

計算に用いたモデルについて説明する。水素プラズマ中の正イオン種組成比とプラズマパラメーターとの関係について議論した時のモデル^{20,21)}の直接的な拡張を考える。即ち、正イオン生成過程、負イオン生成過程など水素プラズマ中の主な反応素過程を同時に扱うことにより、各種粒子の生成・消滅に関する釣合の方程式をたてる。なお、対象とする粒子は次の9種類である。中性粒子として水素原子 H 、基底状態にある水素分子 H_2 および振動励起準位にある水素分子 H_2^* を、正イオン種として原子イオン H_1^+ 、分子イオン H_2^+ および H_3^+ を、負イオンとして H^- を、そして最後に電子としてはプラズマ電子 e と高速電子 e_f をそれぞれ考える。

以下、順をおって本モデルで考慮した素過程およびその反応率の記号法を示す。まず最初に正イオン生成に関する反応をあげる。



以前のモデルでは^{20,21)}、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・解離素過程はマックスウェル分布したプラズマ電子が主役となることを仮定して(1)~(7)までの反応のみを考慮した。しかし、実際のイオン源内プラズマにはフィラメントから飛び出した高速の一次電子 e_f がわずかではあるが必ず存在する。その影響を考慮して本モデルでは(8)~(12)の e_f による素過程も含めた。また、後述するように、この e_f が H^- 生成には重要な役割を演じている。

Fig. 1 に本計算で用いた(1)~(7)の各素過程の α_i の値を電子温度 T_e の関数として示す。また、Fig. 2 には(8)~(12)の各素過程の α_i の値を e_f のエネルギーの関数として示す。なお、これらの値は各素過程の衝突断面積を用いて計算により求めるが、他の文献の結果も参考にした^{24,25,26)}。

次に H^- 生成に関する反応素過程をあげる。

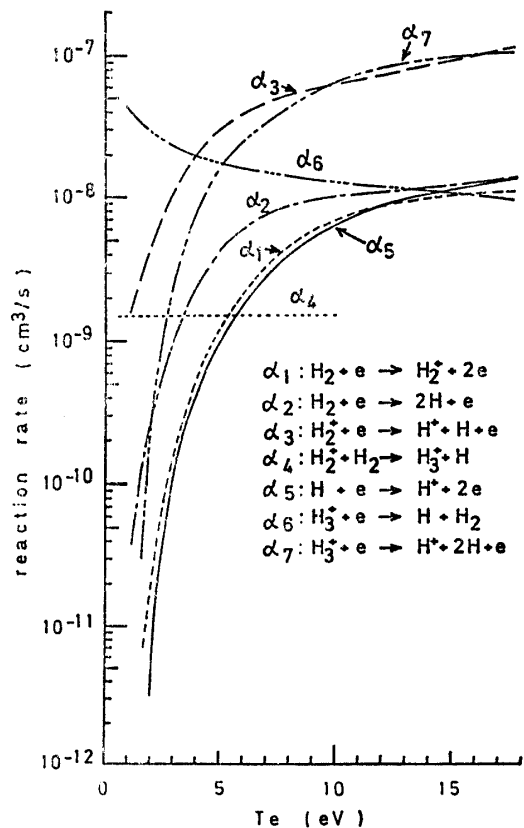


Fig. 1 Electron temperature dependence of reaction rates for formation and destruction of positive ions.

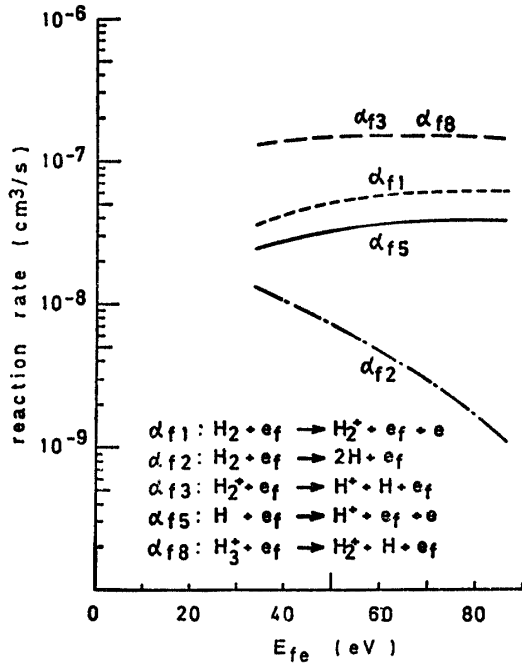


Fig. 2 Fast electron energy dependence of reaction rates for positive ion formation.

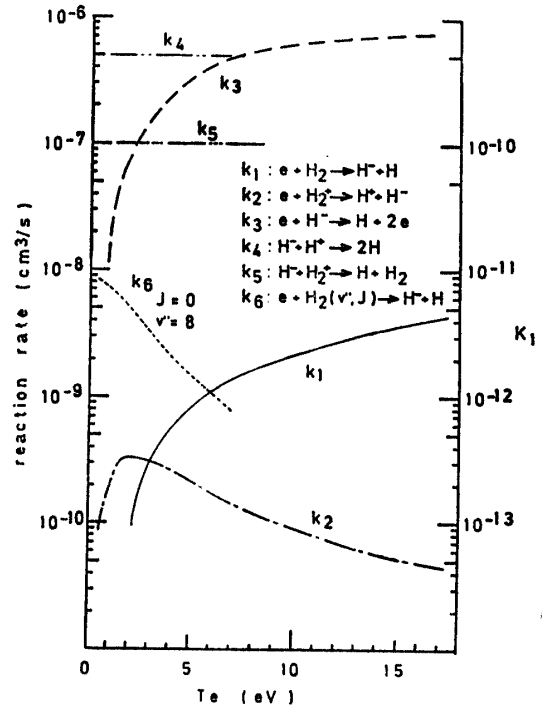


Fig. 3 Electron temperature dependence of reaction rates for H^- formation and for H^- destruction.

反応素過程 反応率

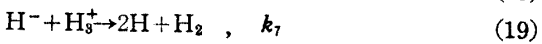
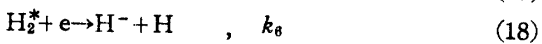
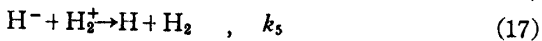
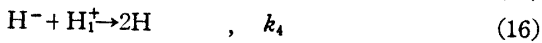
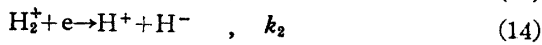
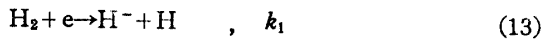
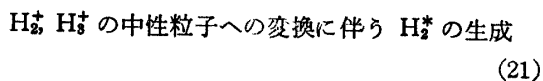
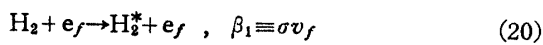


Fig. 3 に k_i の値を T_e の関数として示す. $k_4, k_5 \cong k_7$ は T_e には殆ど依存しないが, 他の反応率との比較のために示しておく. これら k_i の値も α_i と同様に衝突断面積より計算するが, 他の文献の結果も参考にした^{10, 27)}. なお, k_6 の値は理論値で振動励起準位 $v'' = 8$ の状態の H_2^+ とプラズマ電子との反応率を示している¹⁵⁾. また, v'' の値が変われば反応率も大きく変化する¹⁵⁾. ここで注目すべき点は H_2^+ による H^- 生成が H_2 のそれに対して反応率が4桁以上も大きくなっていることである ($T_e = 2 \sim 4 \text{ eV}$ の範囲).

最後に H^- 生成にとって最も重要と考えられる H_2^+ の生成に関して述べる. 素過程として次の2つを考慮する.



反応(20)の衝突断面積 σ に関しては実測値がない. 本

研究では, 反応率 β_1 を評価するに際し, σ の値として Hiskes による理論計算の結果¹⁰⁾を用いた. σ の値は H_2^+ の準位により大きく変化するが, 同一準位を対象にすると e_f のエネルギーが 30 eV 以上であればほぼ一定に近い値となっている. 反応(21)については, 例えば $\text{H}_2^+, \text{H}_3^+$ が反応(17), (6)によりそれぞれ H_2 に変換されるが, そのうちある確率 (H_2^+ に対しては p_1 , H_3^+ に対しては p_2 とする) で H_2^+ が生じると仮定する. 更に, 反応(21)の中には電荷交換反応, $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}_2^+$ も含め, その反応率を $\beta_2 = 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$ とした.

2.2 基礎方程式および数値計算法

9種類の粒子 $\text{H}, \text{H}_2, \text{H}_2^+, \text{H}_1^+, \text{H}_2^+, \text{H}_3^+, \text{H}^-, e, e_f$ の密度をそれぞれ $N_1, N_2, N_2^+, n_1, n_2, n_3, n_4, n_e, n_{e_f}$ とする. n_e と N_2 とは必要量が与えられると仮定し, 反応(1)~(21)を考慮することにより $\text{H}, \text{H}_2^+, \text{H}_1^+, \text{H}_2^+, \text{H}_3^+, \text{H}^-$ に対する粒子数釣合の式は(22)~(27)式となる.

$$\begin{aligned}
 \text{H} : & 2(N_2 + N_2^+)(n_e \alpha_2 + n_{e_f} \alpha_{f2}) + n_2(n_e \alpha_3 + n_{e_f} \alpha_{f3}) + n_2(N_2 + N_2^+) \alpha_4 + n_3(n_e \alpha_6 + 2n_e \alpha_7 + n_{e_f} \alpha_{f6}) + n_3 n_4 k_5 + 2n_3 n_4 k_7 + N_2^+ n_e k_6 \\
 & + N_2 n_e k_1 + n_4 n_e k_3 + 2n_1 n_4 k_4 \\
 & - N_1(n_e \alpha_5 + n_{e_f} \alpha_{f5}) - \gamma_1 \frac{N_1}{T_1} = 0 \quad (22)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_2^*: & N_2 n_{fe} \beta_1 + n_2 N_2 p_1 \beta_2 + n_3 n_e p_2 \alpha_6 + n_2 n_4 p_1 k_5 \\
 & + n_3 n_4 p_2 k_7 + p_1 \frac{n_2}{\tau_2} - N_2^* (2n_e k_6 + n_2 \alpha_4 \\
 & + n_e \alpha_1 + n_{fe} \alpha_{f1} + n_e \alpha_2 + n_{fe} \alpha_{f2}) - \gamma_2 \frac{N_2^*}{T_2} = 0
 \end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned}
 H_1^+ : & n_2 (n_e \alpha_3 + n_{fe} \alpha_{f3}) + N_1 (n_e \alpha_5 + n_{fe} \alpha_{f5}) \\
 & + n_3 n_e \alpha_7 + n_2 n_e k_2 - n_1 n_4 k_4 - \frac{n_1}{\tau_1} = 0
 \end{aligned} \tag{24}$$

$$\begin{aligned}
 H_2^+ : & (N_2 + N_2^*) (n_e \alpha_1 + n_{fe} \alpha_{f1}) + n_3 n_{fe} \alpha_{f3} \\
 & - n_2 (N_2 + N_2^*) \alpha_4 - n_2 (n_e \alpha_3 + n_{fe} \alpha_{f3} + n_e k_2) \\
 & - n_2 n_4 k_5 - \frac{n_2}{\tau_2} = 0
 \end{aligned} \tag{25}$$

$$\begin{aligned}
 H_3^+ : & n_2 (N_2 + N_2^*) \alpha_4 - n_3 (n_e \alpha_6 + n_e \alpha_7 + n_{fe} \alpha_{f3}) \\
 & - n_3 n_4 k_7 - \frac{n_3}{\tau_3} = 0
 \end{aligned} \tag{26}$$

$$\begin{aligned}
 H^- : & N_2 n_e k_1 + n_2 n_e k_2 + N_2^* n_e k_6 - n_4 n_e k_3 - n_1 n_4 k_4 \\
 & - n_2 n_4 k_5 - n_3 n_4 k_7 - \frac{n_4}{\tau_-} = 0
 \end{aligned} \tag{27}$$

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。

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_e + n_{fe} + n_4 \tag{28}$$

$$N_1 + 2(N_2 + N_2^*) + n_1 + 2n_2 + 3n_3 + n_4 = 2N_0 \tag{29}$$

ここで $T_1, T_2, \tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_-$ はそれぞれ $H_1, H_2^+, H_1^+, H_2^+, H_3^+, H^-$ の閉じ込め時間を表す。また(22)式中の γ_1 は壁面での H_1 の再結合係数であり、容器材質の違い²⁰⁾、あるいは壁面状態の違い^{20,21)}によってその値が変化しうる。 H_1 に対する壁の作用と同様の考え方を H_2^+ にも適用して、(23)式中に示すようにパラメーター γ_2 を導入した。これは H_2^+ が壁に衝突する際にどの程度の確率で H_2 あるいは他準位の H_2^+ に変換されるかを示すものである。

発生した H_1 はそのまま壁に飛び込むと考えて T_1 を $T_1 = 4V/(v_0 A)$ 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_2^+ の閉じ込め時間も H_1 と同様に考え、 $T_2 = \sqrt{2} T_1$ を仮定した。イオンの閉じ込め時間はイオン源の動作効率を決定する重要な要素であり、考察の対象となるイオン源でのイオンの壁への損失を十分に検討する必要がある。ここで扱うプラズマパラメーターの範囲ではプラズマは無衝突的であり、自由落下の理論²⁰⁾が良く成立する。従って、本論文では $\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}$ を仮定して、 τ_1 を未知数として扱う。

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 $N_0 (= p/kT_0; k$ 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. 1, 3 より $\alpha_1 \sim \alpha_7$ と $k_1 \sim k_6$ の各反応率が決まる。そして n_e を定め、

(22)~(29)式を連立させて解くことにより $N_1, N_2, N_2^*, n_1, n_2, n_3, n_4, \tau_1$ が求まる。なお n_{fe} は n_e に対する比として与え、エネルギーも指定するため Fig. 2 より $\alpha_{f1} \sim \alpha_{f3}$ の反応率が決まる。また τ_- は T_1 に対する比として与える。

3. 計算結果および考察

前章で述べたモデルにより、正・負イオン種組成比とプラズマパラメーターとの関係を数値的に求めた。その結果を H^- 生成機構および生成量のプラズマパ

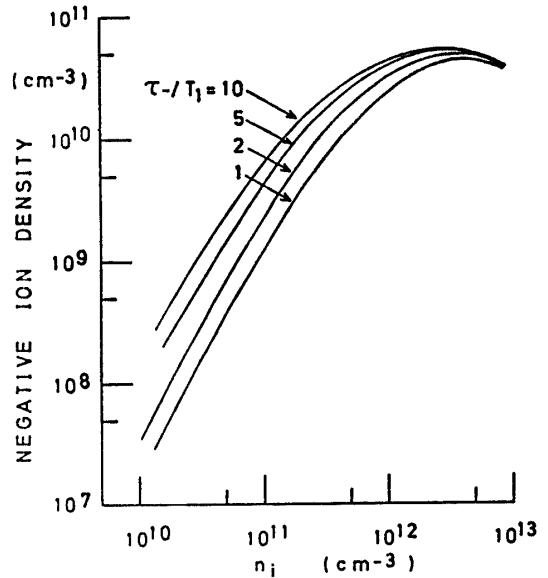
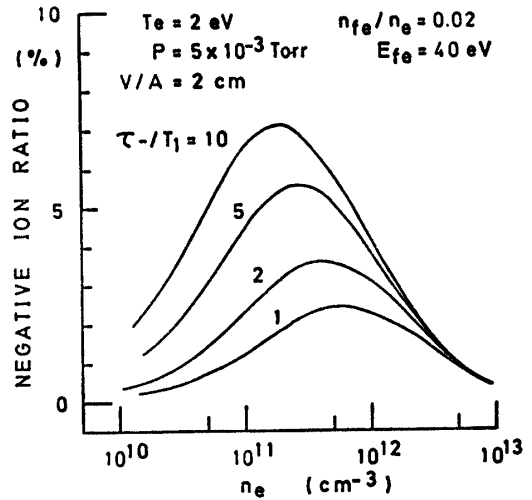


Fig. 4 Variation of negative ion ratio ($H^-/H^+ + H_2^+ + H_3^+$) vs electron density (upper), and variation of negative ion density vs total density of positive ions (lower). The parameter is the ratio of the confinement time of H^- to the transit time of H . Other conditions are $v''=8, \gamma_1=1.0, \gamma_2=0.1$ and $p_1=p_2=0.1$.

ラメーター依存性を軸にして以下に示す。

3.1 水素負イオンの生成機構

Fig. 4 に H^- 生成と n_e との関係を示す。上は負イオン比率 (全正イオン, $H_1^+ + H_2^+ + H_3^+$ に対する H^- の比) と n_e との関係を示し, 下は上図より求めた H^- 密度を全正イオン密度の関数として示したものである。図は τ_- と T_1 との比がパラメーターとなっている。

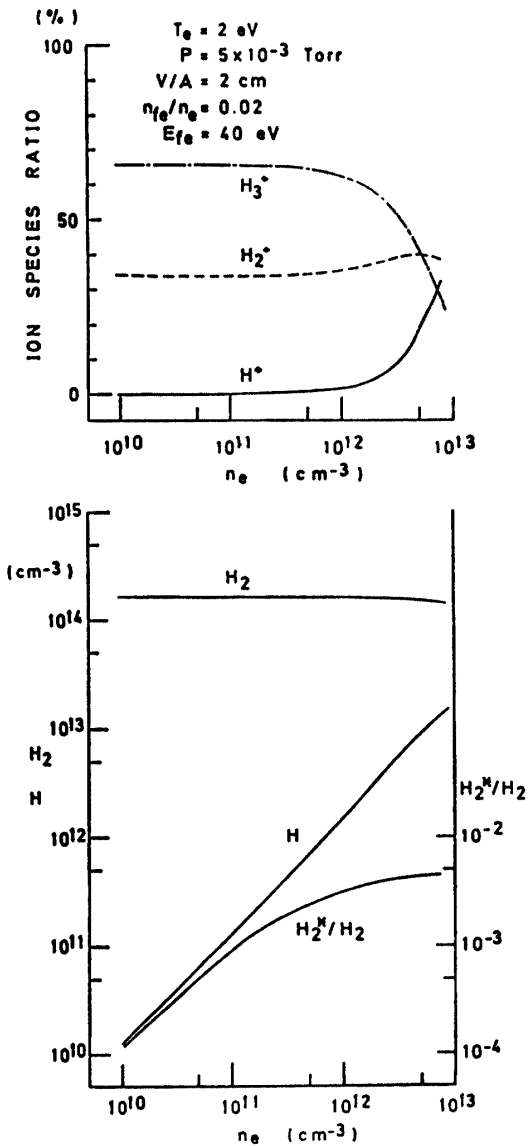


Fig. 5 Variation of ion species ratios of positive ions vs electron density (upper), and variation of H_2 density, H density and the ratio H_2^+/H_2 vs electron density (lower). As varying the ratio τ_-/T_1 from 1 to 10 produces little change in ion species ratios and in densities of neutral particles, only the result ($\tau_-/T_1 = 2$) is plotted.

る。バケット型イオン源ではプラズマ電位が壁(陽極)の電位より正となって H^- はプラズマ中に捕捉された状態になっており, $\tau_-/T_1=10$ でも H^- の閉じ込めの評価として不自然ではない。負イオン比率は τ_- が大きくなるに従って増大していく。またある τ_- においてはある n_e で負イオン比率が最大となり, それ

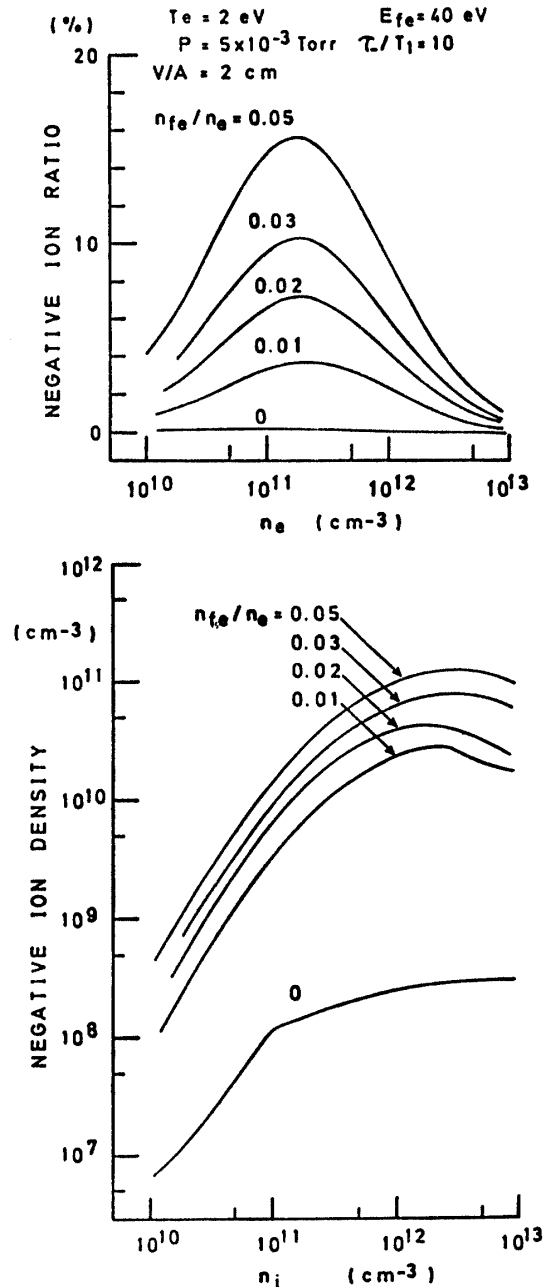


Fig. 6 Illustration of the effect of fast electrons on the production of negative ions: variation of negative ion ratio vs electron density (upper), and variation of negative ion density vs positive ion density (lower). The parameter is the ratio of fast electron to plasma electron density.

以上 n_e が増大しても H^- 密度は飽和する傾向を示し、更に n_e を増すと H^- 密度は逆に減少する。

Fig. 5 に正イオン種組成比 (上図) と中性粒子の密度 (下図) を n_e の関数として示す。この結果は Fig. 4 に示した H^- 生成と対になったものである。ただし、正イオン種、中性粒子数とも比 τ_-/T_1 の値を変えてもその傾向は殆ど変化しない (図は $\tau_-/T_1=2$ の結果)。 n_e の増加に伴って H は直線的に増大し、 H_2^+ は飽和する傾向にある。また n_e が 10^{12} cm^{-3} を越えるあたりから H_1^+ が急激に増大している。これらの傾向と H^- が飽和する (Fig. 4) こととは互に関連がある。即ち、 n_e の増大と共に H , H_1^+ が増え H_2^+ は飽和するため H^- 生成過程は反応が鈍くなるのに対して、 $H^+ + H^- \rightarrow 2H$ などの H^- の消滅過程が盛んとなる。

図には示さないが $\gamma_1=0.01$ にすると H_1 は 2 桁程度上昇し、 n_e が 10^{11} cm^{-3} あたりより H_1^+ も急激に増加しはじめ壁の作用によりプロトン比が増大する。これは H_1 の壁への損失項が $-\gamma_1 N_1/T_1$ であることから明らかのように γ_1 が 1 以下となると実効的に T_1 が大きくなることに対応し、壁の作用がプロトン比に影響することを示している^{20,21)}。この時 H_1^+ が増加するのは反対に H^- は減少する。

Fig. 6 に高速一次電子の量をパラメーターとした場合の H^- 生成と n_e の関係を示す。 e_f が零であれば

負イオン比は殆ど零 ($\sim 10^{-2}\%$ 程度) になり、わずかでも e_f が存在すれば H^- 生成量は急激に増える。下図に示すように $n_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ あたりでは H^- の密度には e_f の有無により 2 桁以上の差が生じる。 H_2^+ の生成過程として本モデルでは (20) および (21) の過程を考慮しているが、 Fig. 6 の結果より H^- 生成にとって e_f の存在、即ち過程 (20) が重要であることがわかる。

一方、分子イオンからの H_2^+ の生成が H^- 生成にどの程度影響するかを Fig. 7 に示す。パラメーター p_1 および p_2 はそれぞれ H_2^+ および H_3^+ のうち振動単位にあるものの確率である。確かに p_1 および p_2 が大きいほど H^- 生成は増大するが、 $p_1=p_2=0$ でも 5% 近くの負イオン比率が得られている。従って、 Fig. 6

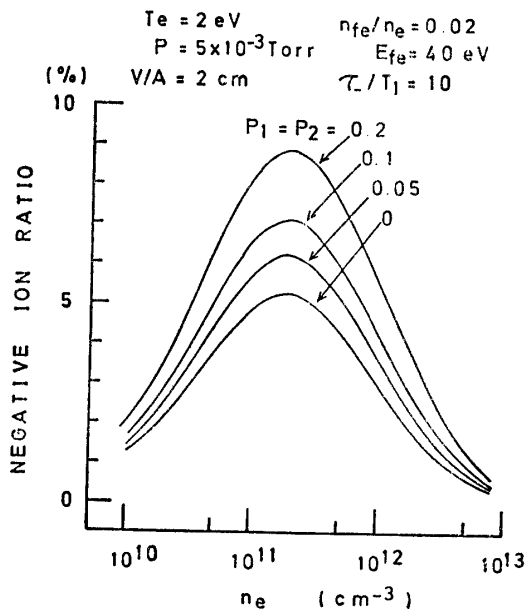


Fig. 7 Illustration of the effect of molecular ions on the production of negative ions by way of vibrational excitation from molecular ions: variation of negative ion ratio vs electron density. The parameters are the probability of finding H_2^+ , i.e. p_1 for H_2^+ and p_2 for H_3^+ .

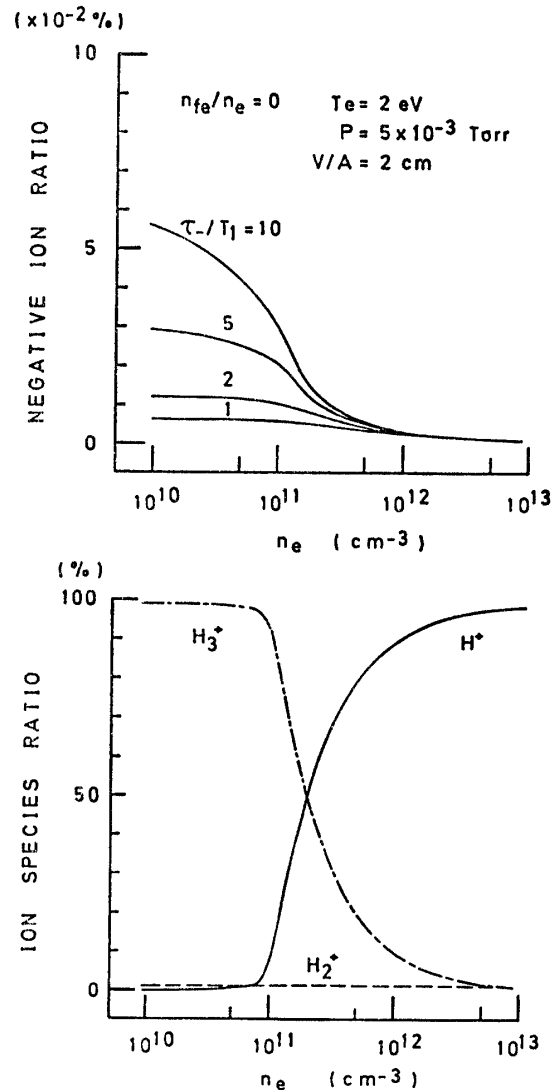


Fig. 8 Electron density dependence of negative ion ratio (upper) and ion species ratio (lower, $\tau_-/T_1=2$) in the absence of fast electrons. In this calculation, H_2^+ is excluded from the model.

と Fig. 7 の結果を参考に、過程(20)と(21)とを比較すると H^- 生成にとっては明らかに過程(20)が重要である。

最後に、比較のために H_2^+ を考慮しないモデルによる計算例を Fig. 8 および9に示す。Fig. 8 では e_f が零で Fig. 9 では2%の e_f が存在する場合であるが、両者とも負イオン比率は 10^{-2} %程度になって実測値(～30%程度)とは大きく掛け離れた値である¹⁰⁾。

ここで Fig. 8 と Fig. 9 とを比較すると大変興味深い現象が見られる。Fig. 8 では $n_e=10^{11} \text{ cm}^{-3}$ あたりから H_1^+ が急激に上昇し、それに伴って負イオン比率が減少している。一方 Fig. 9 では $n_e=5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

あたりから H_1^+ が急上昇しはじめ、それに伴って負イオン比率が減少している。一般に n_e が増せばそれに伴って H_1^+ も増大するが^{4,5,6,20,21)}、Fig. 8 および Fig. 9 で H_1^+ の変化の様子が大きく異なるのは e_f の有無に起因している。従って水素放電プラズマを正イオン源として用いる場合には e_f を除去してプロトン比の高いプラズマにする必要がある⁹⁾、負イオン源として用いる場合には Fig. 6 の結果でわかるように e_f が存在しなければならない。これらイオン源の最適化

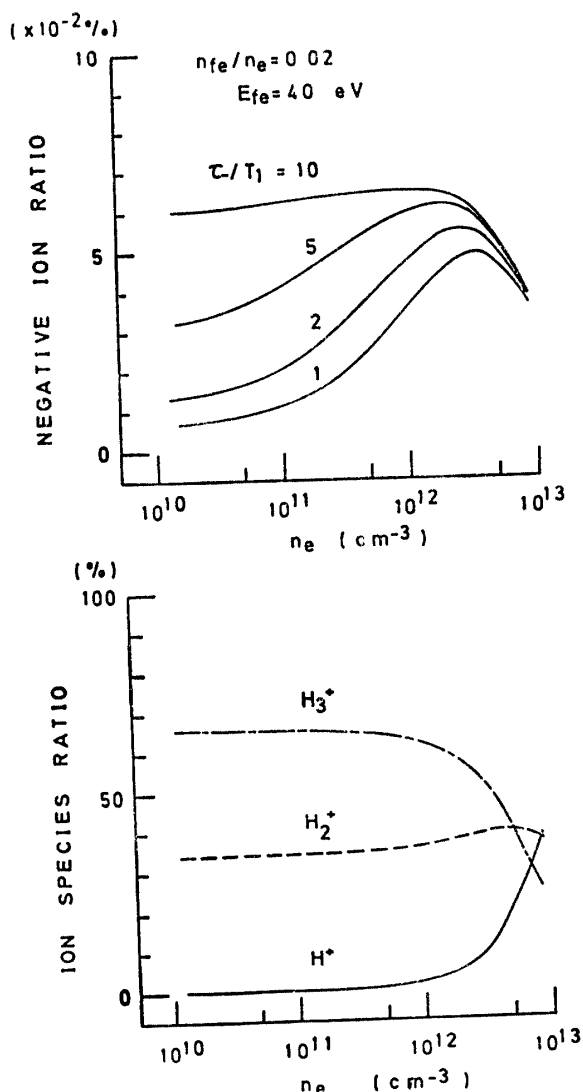


Fig. 9 Electron density dependence of negative ion ratio (upper) and ion species ratio (lower, $\tau_-/T_1=2$) in the presence of fast electrons. In this calculation, H_2^+ is excluded from the model.

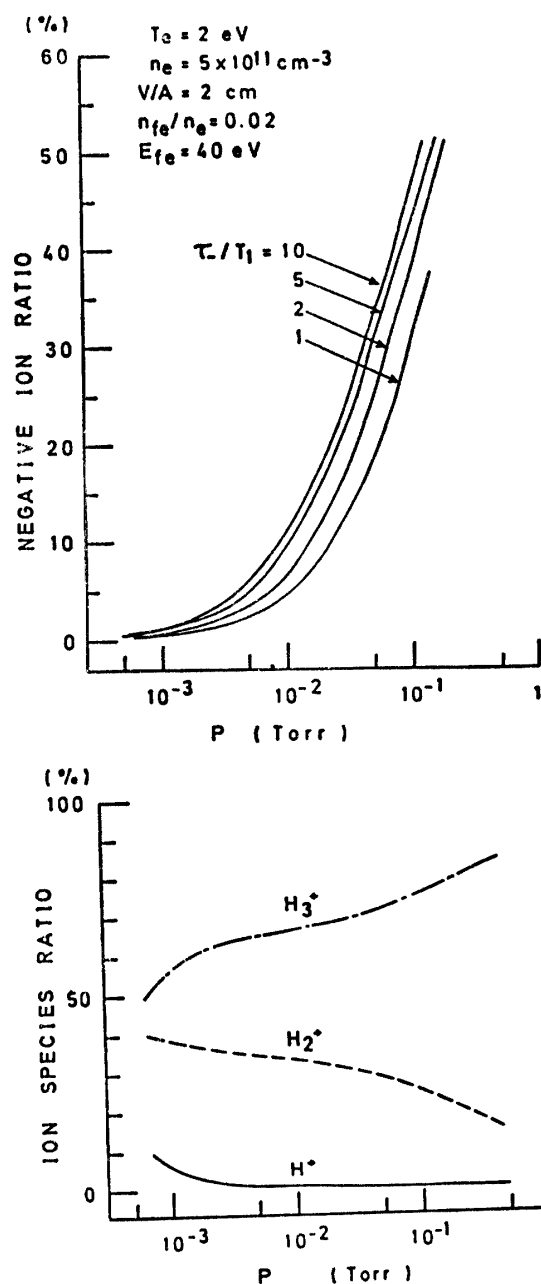


Fig. 10 Pressure dependence of negative ion ratio (upper) and ion species ratio (lower, $\tau_-/T_1=2$).

に関する詳細³⁰⁾については別報にて論じる予定である。

3.2 H⁻ 生成のプラズマパラメーター依存性

H⁻ 生成の n_e 依存性については Fig. 4, Fig. 6 および Fig. 7 に示したように負イオン比は n_e の或る値で最大となり H⁻ の密度も飽和している。更に n_e が増すと H⁻ の密度は減少しはじめる。これは次のように説明出来る。 n_e が増すと共に H₂⁺ は飽和しほぼ一定となるため H⁻ の生成量も抑えられる。これに対して、H₁ および H₁⁺ は n_e の増加と共に増える一方であり、H⁻ および H⁺ がある程度生成されるようにな

ると(16), (17), (19)による H⁻ の消滅過程が H⁻ の生成過程に勝ってくる。従って H⁻ 生成に対して、 n_e にはある最適値が存在する。

H⁻ 生成にはガス圧 p が強く影響する。Fig. 10 に H⁻ 生成と p の関係を示す。下図に示すように p の増加によって H₁⁺ は減少し、正イオン種組成は分子イオンのみとなる。従って一番反応率の高い消滅過程 (H⁻+H⁺→2H) の影響が殆ど零となり、H₂⁺ が p と共に増大することもあって H⁻ 生成は飽和することなく増え続ける。しかし、実験結果によれば p には最適値があり、或る値で H⁻ 生成は最大となる傾向を

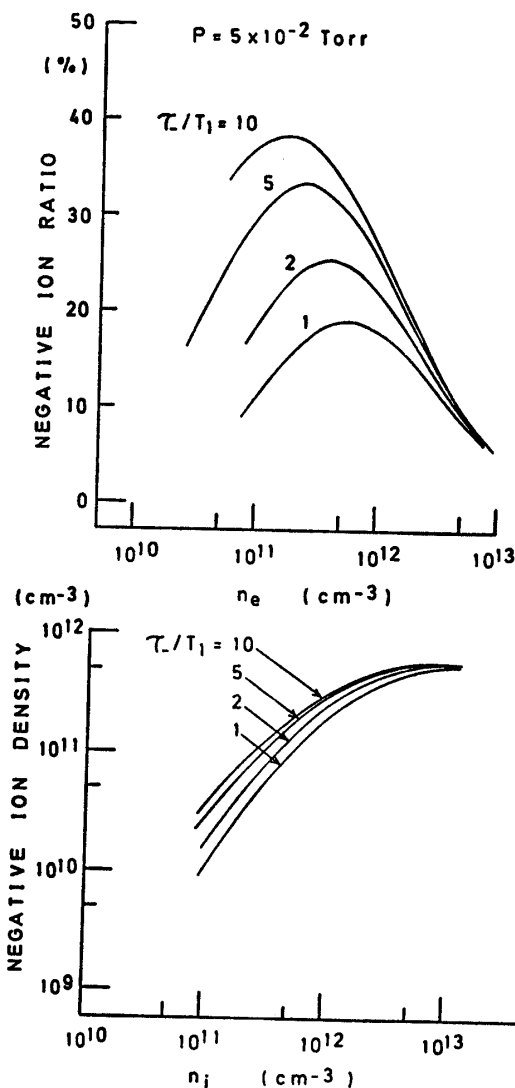


Fig. 11 Variation of negative ion ratio vs electron density (upper), and variation of negative ion density vs positive ion density (lower). Except gas pressure p , plasma parameters are the same as ones in Fig. 4.

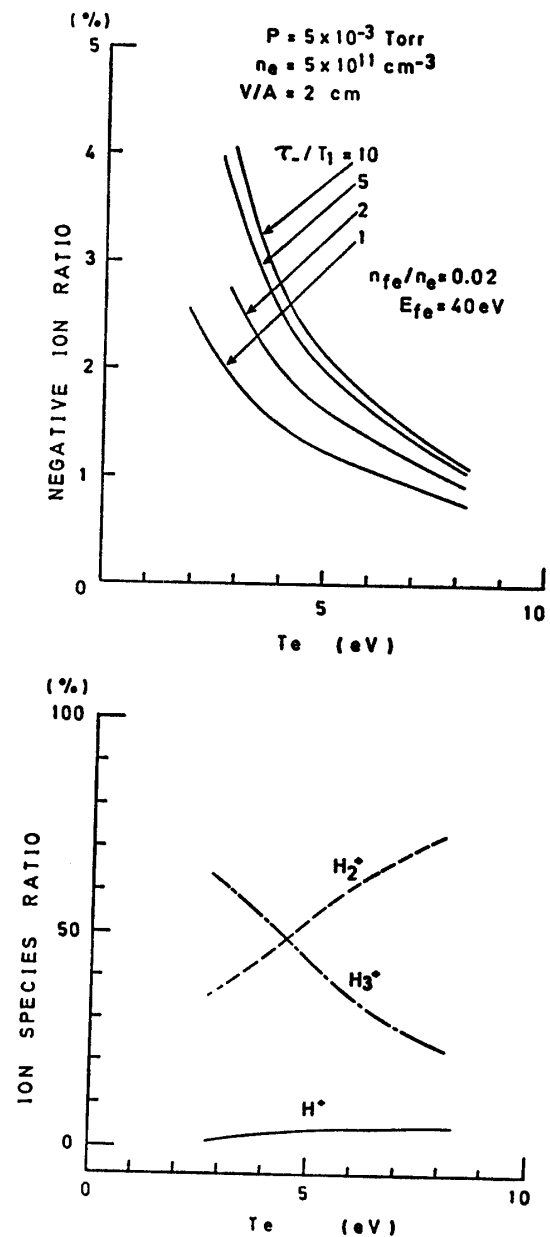


Fig. 12 Electron temperature dependence of negative ion ratio (upper) and ion species ratio (lower, $\tau_-/T_1=2$).

示している¹⁴⁾。

ガス圧 p の影響を示す計算例を Fig. 11 に示す。これは $p=5 \times 10^{-2}$ Torr を除いて他のパラメーターは Fig. 4 と同じである。全体的な傾向は Fig. 4 と同じであるが、負イオン比は40%近くにまでなり H^- 密度も1桁近く高くなり飽和値は $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ にもなっている。

Fig. 12 に H^- 生成と T_e の関係を示す。負イオン比は T_e の上昇と共に単調に減少している。正イオンについては H_2^+ が増加し H_3^+ が減少する傾向にあるが、 H_3^+ はわずかしか含まれず殆どが分子イオンである。従って、 H^- 生成が T_e の上昇と共に下がるのは

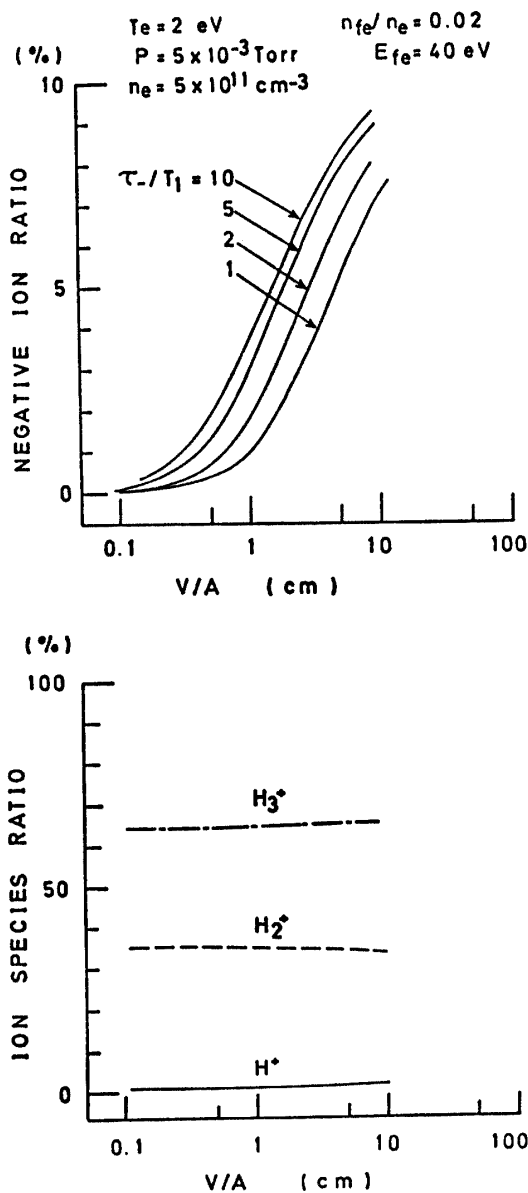


Fig. 13 Variation of negative ion ratio (upper) and ion species ratio (lower, $\tau_-/T_1=2$) vs scale length V/A .

反応率 k_e の T_e 依存性に起因している (Fig. 3 参照)。

Fig. 13 に H^- 生成と容器サイズの関係を示す。 H^- 生成は V/A が大きくなる程増大している。この範囲では正イオンは殆どが分子イオンであり、 V/A が大きくなることは T_e や τ_- が大きくなることに対応しており、その結果 H^- が増大するものと考えられる。しかし、 V/A には或る最適値があり、それを過ぎると H^- は減少する。プラズマパラメーターの組合

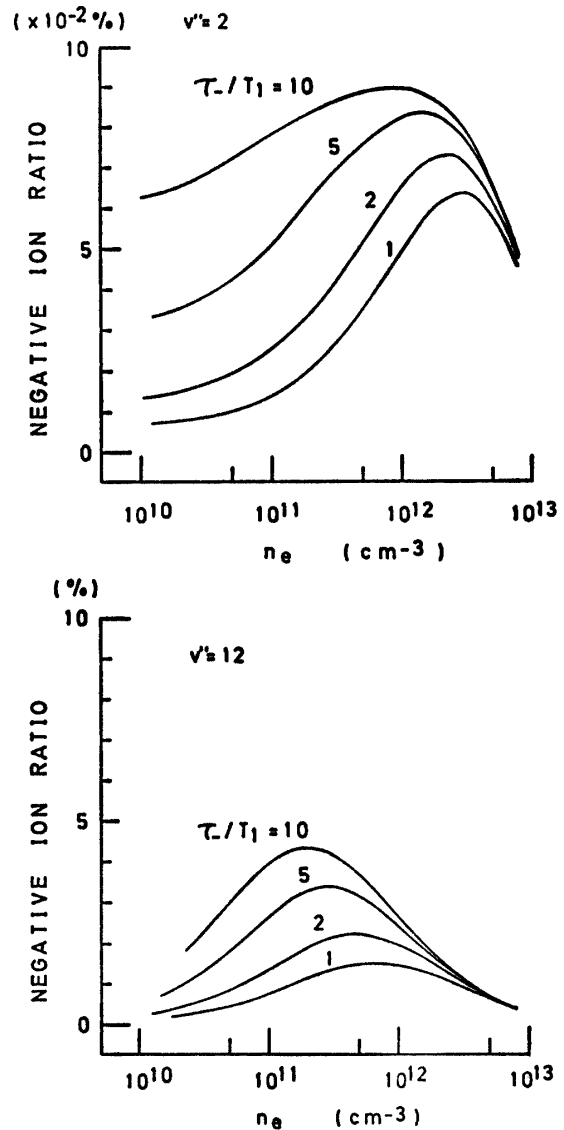


Fig. 14 Illustration of the effect of a vibrational energy level of H_2^+ on the production of negative ions: variation of negative ion ratio vs electron density, where vibrationally excited level $v''=2$ in the upper figure and $v''=12$ in the lower figure. Plasma parameters are the same as ones in Fig. 4.

せによっては V/A が10以下で H^- の最大が現れる場合もある。

3.3 モデルの検討および実験との比較

H^- 生成に重要と考えられる H_2^+ , H_2^* の生成に必要な e_f , 正イオン, 中性粒子および H^- が同一放電容器内に存在する場合を想定して, (22)~(29)式より成る粒子数釣合の方程式系を構成した。

ところで H_2^+ には14準位があり, それら相互間の反応が複雑に絡み合っ H_2^+ としての或る定常分布が得られることになる¹⁷⁾。しかし, ここでは非常な簡単化

を行って, H_2^+ としては或る一つの準位だけがあるものとしている。計算結果より比 H_2^*/H_2^+ をみると文献17等と比較してそう不自然な値となっていないが, 今後は振動準位間の相互作用を含めて検討する必要がある。

しかしながら, この簡単化によって適当に H_2^+ の準位を変えることが可能であり, それによってどの準位が H^- 生成に最も有効であるかを評価できる。その一例を Fig. 14 に示す。これは, 振動準位として2 (上図) および12 (下図) を選んだ場合の H^- 生成と n_e の関係である。プラズマパラメーターは Fig. 4 の場合と全く同じである。Fig. 4 の結果 ($v''=8$ の場合) とこの図を比較することにより, 振動準位の8付近が最も H^- 生成に寄与していることがわかる。この結果は $H_2 + e_f \rightarrow H_2^* + e_f$ の反応断面積 σ の振動準位依存性¹⁶⁾ と $H_2^* + e \rightarrow H^- + H$ の反応率 k_0 の振動準位依存性¹⁵⁾ から定性的に説明出来る。即ち, 準位が低いと σ は大きくなるが k_0 は逆に小さくなり, 準位が高いと k_0 は大きくなるが逆に σ は小さくなる。従って, 中間の準位が σ および k_0 ともある程度大きな値を持つので最も反応が促進される。

ところで, 或る準位に着目すると, e_f のエネルギー E_{fe} が 30~100 eV の範囲では σ の値はあまり大きく変化しない¹⁶⁾。 H^- 生成の計算結果がそれにどう対応しているかを $E_{fe}=80$ eV の e_f を用いて確かめた。Fig. 15 にその結果を示すが, プラズマパラメーターは E_{fe} を除けば Fig. 4 と同じである。結果は Fig. 4 とほぼ同程度になっていることがわかる。

イオンの閉じ込め時間 ($\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_-$) は重要であり, もっと厳密な議論が必要である。特に τ_- についてはバケット型イオン源を想定して τ_-/T_1 をパラメーターとして用いたが, 詳細な実験結果をもとに理論的な裏付けが必要である。

以上述べたように, 本研究に用いたモデルは非常に簡単化されたものである。しかしながら, 本モデルにより, H^- 生成機構として何が重要な過程であるかが明確にされ, 数値的には負イオン比として実測値 (20~35%) に近い値が得られた。更に, H^- 生成の n_e, p, T_e 依存性についても, 実験結果^{12,14)}を説明出来る見通しがついた。

一方, H_2^+ の生成領域と H^- の生成領域とが分離されているような場合^{31,32)}は本モデルでは扱えず, 注目する粒子の輸送過程を考慮したモデルによらなければならない¹⁸⁾。今後はそのような方向へも本モデルを拡張する方針である。

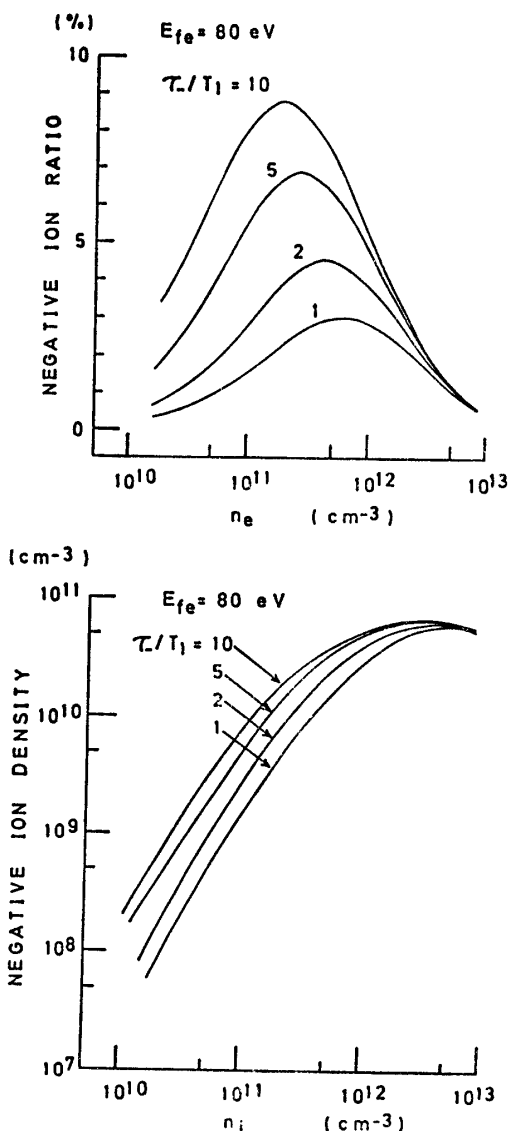
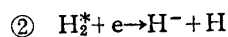
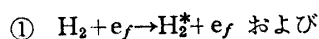


Fig. 15 Variation of negative ion ratio vs electron density (upper), and variation of negative ion density vs positive ion density (lower). Except the energy of fast electrons, plasma parameters are the same as ones in Fig. 4.

4. おわりに

本研究によって得られた結果を列挙する.

(1) H^- 生成機構としては,



の二段階過程が主要な過程であり, 高速電子 (30 eV 以上) e_f および振動励起準位の水素分子 H_2^* の存在が必要である. この機構により負イオン比として10~40%という結果が得られ, 実測値にはほぼ等しい値となっている.

(2) H^- 生成に対するプラズマパラメーター依存性には次の傾向がある. T_e が低い程, H^- は多くなる. これは解離付着過程 ($H_2^* + e \rightarrow H^- + H$) の反応率の T_e 依存性に起因している. p は高い程, H^- は多くなる. これは p の増大により H_2^* が増えることに関連している. n_e 依存性については, 低密度領域では n_e の上昇と共に H^- も増える. しかし, n_e の値にはある最適値があり, それ以上 n_e が増えると H^- は下がる傾向にある. これは, n_e の増大と共に H および H_2^+ が増え H_2^* は飽和するため, H^- 生成過程は飽和するのに対して H^- の消滅過程 ($H^+ + H^- \rightarrow 2H$ など) が盛んとなるからである.

(3) H および H_2^* と壁との相互作用は H^- 生成に強く影響する. H に対する壁面上の再結合係数は大きなものがよく ($r_1=1$), H_2^* に対するそれと等価な係数は小さなものがよい ($r_2 < 1$).

(4) H^- 生成に対するプラズマパラメーター依存性および壁の作用等を考慮すると, 水素放電プラズマを H^- 生成用の負イオン源として最適化する条件とプロトン比の高いプラズマ生成を目指す正イオン源として最適化する条件とは互いに相反している.

謝辞 日頃ご指導ご助言いただく京都大学の板谷良平教授に深謝の意を表わす. また, 卒業論文として本研究に御協力いただいた荒瀬誠之君 (安藤電気) に感謝する. なお, 本研究の数値計算は山口大学情報処理センターの ACOS-800 により行った.

参 考 文 献

- 1) J.D. Lawson : Proc. Phys. Soc. (London), **B** 70, 6 (1957)
- 2) M.M. Menon : Proc. IEEE, 69, 1012 (1981)
- 3) 裏 : 応用物理, 51, 1013 (1982)
- 4) T. Obiki, A. Sasaki, F. Sano & K. Uo : Rev. Sci. Instrum., 52, 1445 (1981)
- 5) K.W. Ehlers & K.N. Leung : Rev. Sci. Instrum., 52, 1452 (1981)
- 6) Y. Okumura, H. Horiike & K. Mizuhashi : Rev. Sci. Instrum., 55, 1 (1984)
- 7) J.H. Fink, W.L. Barr & G.W. Hamilton : IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-7**, 21 (1979)
- 8) K.W. Ehlers : J. Vac. Sci. Technol., **A1**, 974 (1983)
- 9) 裏 : 日本物理学会誌, 36, 902 (1981)
- 10) E. Nicolopoulou, M. Bacal & H.J. Doucet : J. Phys. (Paris), 38, 1399 (1977)
- 11) M. Bacal & G.W. Hamilton : Phys. Rev. Lett., 42, 1538 (1979)
- 12) M. Bacal, A.M. Bruneteau, W.G. Graham, G. W. Hamilton & M. Nachman : J. Appl. Phys., 52, 1247 (1981)
- 13) K.N. Leung, K.W. Ehlers & M. Bacal : Rev. Sci. Instrum., 54, 56 (1983)
- 14) M. Bacal, A.M. Bruneteau & M. Nachman : J. Appl. Phys., 55, 15 (1984)
- 15) J.M. Wadehra : Appl. Phys. Lett., 35, 917 (1979)
- 16) J.R. Hiskes : J. Appl. Phys., 51, 4592 (1980)
- 17) J.R. Hiskes, A.M. Karo, M. Bacal, A.M. Bruneteau & W.G. Graham : J. Appl. Phys., 53, 3469 (1982)
- 18) J.R. Hiskes & A.M. Karo : Proc. Int. Ion Engineering Congress, 1, 77 (1983, Kyoto)
- 19) J.M. Wadehra : Phys. Rev., **A29**, 106 (1984)
- 20) 福政, 佐伯, 大崎, 崎山 : 山口大学工学部研究報告, 34, 139 (1983)
- 21) O. Fukumasa, R. Itatani, S. Saeki, K. Osaki & S. Sakiyama : Phys. Lett., 100A, 186 (1984)
- 22) 福政, 佐伯, 大崎, 崎山 : 昭和59年電気学会全国大会講演論文集, 1, 46 (1984)
- 23) 福政, 佐伯, 大崎, 崎山 : 日本物理学会第39回年会講演予稿集, 4, 140 (1984)
- 24) A.R. Martin & T.S. Green : Culham Lab. Rep., CLM-R159 (1976)
- 25) 田中, 柴田 : JAERI-M7966 (1978)
- 26) P.H. deHaan, G.C.A.M. Janssen, H.J. Hopman & E.H.A. Granneman : Phys. Fluids, 25, 592 (1982)
- 27) K. Prelec & Th. Sluyters : Rev. Sci. Instrum., 44, 1451 (1973)
- 28) B.J. Wood & H. Wise : J. Phys. Chem., 65, 1976 (1961)
- 29) L. Tonks & I. Langmuir : Phys. Rev., 34, 876 (1929)
- 30) 吉田文昭 : 山口大学工学部昭和58年度学士論文 (1984)
- 31) J. Uramoto : Research Report of Institute of Plasma Physics, Nagoya Univ., IPPJ-645 (1983)
- 32) K. Jimbo : Lawrence Berkeley Lab. Report, LBL-16675 (1983)

(昭和59年4月16日受理)