

**NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE**

「境界プラズマと炉壁との相互作用に関する基礎過程の研究」  
研究会報告

NIFS Joint Meeting "Plasma-Divertor Interactions" and  
"Fundamentals of Boundary Plasma-Wall Interactions"  
January 6-7, 1995 National Institute for Fusion Science

世話人：森田 健治（名大工学部）、金子 敏明（岡山理科大学理学部）  
K. Morita (Nagoya Univ.), T. Kaneko (Okayama Univ. Science)

(Received - Mar. 9, 1995 )

NIFS-PROC-21

Mar. 1995

**RESEARCH REPORT  
NIFS-PROC Series**

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan.

「ダイバータの科学」

と

「境界プラズマと炉壁との相互作用に関する  
基礎過程の研究」

研 究 会 報 告 書

平成7年3月

プラズマ・壁相互作用研究グループ

NIFS Joint Meeting  
" Plasma-Divertor Interactions"  
and  
" Fundamentals of Boundary Plasma-Wall Interactions"

January 6-7, 1995  
National Institute for Fusion Science

K. Morita (Nagoya Univ. )  
T. Kaneko (Okayama Univ. Science)

Keywords : Divertor, First Wall, Particle Transport,  
Recycling, Erosion, Modeling

## 要旨

NIFS共同研究「ダイバータの科学」と「境界プラズマと炉壁との相互作用に関する基礎過程の研究」の合同研究会が1995年1月6-7日に、プラズマ・核融合学会専門委員会「ダイバータのプラズマ物理」とも合同で開催された。この研究会では、プラズマと材料との相互作用における材料の損耗抑制、材料中の水素挙動に関連する多彩な研究が発表され、討論された。また今後の研究動向や方針が討論された。その全体を報告する。

## Abstract

Joint meeting on the NIFS co-ordinated research "Plasma-Divertor Interactions" and "Fundamentals of Boundary Plasma-Wall Interactions" was held at NIFS on January 6-7, 1995 in co-operation with the Specialists Committie "Physics of Divertor Plasma" in the Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research. This meeting covers various topics on plasma physics and material science related to suppression of the material erosion and control of hydrogen recycling in the plasma-material interactions. The critical issues and trends of future research were also discussed.

This report presents such activities in the NIFS joint meeting.

## はじめに

「ダイバータの科学」は昨年まで高村秀一教授（名大工）の代表のもとで開催されてきたものの継続・発展として、本年 森田健治（名大工）が代表を引き継ぎ、企画した共同研究です。また「境界プラズマと炉壁との相互作用に関する基礎過程の研究」は金子敏明（岡山理科大）が代表となり、今年度新規に企画・申請したもので、表面における基礎的な過程に着目し、その理解を深めることをねらいとしています。本年度は、研究協力委員会からの助言により、2つの研究グループが合同で研究会の開催を企画しました。更に、大藪修義教授（核融合研）を代表として、本年度プラズマ・核融合学会専門委員会の活動として発足した「ダイバータのプラズマ物理」研究会の第2回会合とも合同・開催致しました。3つの研究課題は、共通した点が多く合同・開催はきわめて有効であると判断した次第であります。

研究会における講演のプログラムは上述の経緯から、それぞれの代表者による依頼講演を中心にし、若干の公募講演で構成されました。そのため、講演に対する討論に多くの時間を取ることができ、それぞれの講演に対して突っ込んだ議論が行われました。

最後に、本企画にあたって核融合科学研究所の野田信明先生、俵博之先生にはプログラムの作成、旅費計算、宿舎の手配、懇親会の準備等々で大変お世話になりました。また本報告の作成にもお世話になりました。ここに感謝の意を表します。

名古屋大学工学部 森田 健治

岡山理科大学理学部 金子 敏明

「核融合科学研究所共同研究」  
「プラズマ・核融合学会専門委員会」  
合同研究会

目 次

	ページ
はじめに .....	i
「陽子に対する物質の阻止能」 .....	1
坂本直樹      (奈良女子大)	
「陽子および水素分子イオンによる固体電子の励起」 .....	5
金子敏明      (岡山理科大)	
「GaAs:Er中でのMeVヘリウムイオン 阻止能の衝突係数依存性」 .....	11
城戸義明, 山本安一, 池田 敦   (立命館大理工)	
「固体表面における低速H <sup>+</sup> イオンの中性化と負イオン化」 .....	18
山本一雄, 左右田龍太郎   (無機材研)	
「ダイバータプラズマにおける中性粒子輸送のモデル」 .....	24
滝塚知典      (原研那珂研)	
「LHDにおけるダイバータ研究の現状」 .....	29
大藪修義 (核融合研)	
「荷電粒子を照射したニッケル中に おける重水素の熱的挙動の観察」 .....	34
高木郁二      (京大工)	
「ベリリウムと炭素の共存性」 .....	40
芦田 完, 渡辺国昭 (富山大水素同位体機能センター)	

「電子励起イオン脱離による金属表面上の 水素と酸素の振舞いについて」 .....	45
上田一之 (豊田工大)	
「黒鉛の $H^+D^+$ 同時照射による捕捉の同位体効果」 .....	47
土屋文, 森田健治 (名大工)	
「プラズマ対向材のフラクタル次元測定」 .....	53
田中光孝 (広大工)	
「プラズマ-ガス相互作用と熱伝達」 .....	59
佐藤邦弘 (姫路工大)	
「JT-60Uにおけるダイバータ・プラズマ の detachment と MARFE 発生」 .....	65
辻 俊二 (原研那珂研)	
「0.2 MeV/amu $H_2^+$ の解離片に対する表面阻止能」 .....	71
鈴木康文 (京大工)	
「金属における高フラックス水素の透過・保持」 .....	77
佐藤力哉, 山口憲司, 山脇道夫 (東大原施)	
「TEXTORにおける高Z金属リミター実験」 .....	83
上田良夫 (阪大工)	
「TPDにおけるガスターゲット実験」 .....	89
江角直道, 大野哲靖, 高村秀一 (名大工)	
「TPDにおけるガスターゲット実験のモデリング」 .....	94
森 繁和, 大野哲靖, 高村秀一 (名大工)	
プログラム .....	100

# 陽子に対する物質の阻止能

奈良女子大・理 坂 本 直 樹

## § 1 序論

各種イオンに対する物質の阻止能データは多くの分野における研究のための基礎データとして必要とされている。我々の研究は特にプラズマ核融合を意識して行っている訳ではないが、今回お話しする炭素標的に関する実験結果については低Z材としての炭素という意味では関係があるものと思われる。ここでは我々が最近測定した4～13 MeV陽子に対する炭素（グラファイト）の阻止能測定の結果と10.4 MeVの中性水素に対する炭素（アモルファス）の阻止能測定について報告する。

## § 2 4～13 MeV陽子に対するグラファイトの阻止能

各種のイオンに対する阻止能の数表作りは、何人かの人たちによって様々な需要を満たす目的で発表されてきており、今後もこの様な形でその時々で改良版が出版されていくという状況に変わりはないものと思われる。阻止能の測定に携わるものにとって最近のコンパイルションが放射線療法を意識したものである点には注目している。そこでは有機化合物の阻止能が重要であり、エレメンタリーな元素としては炭素の阻止能が大変重要なものとなる。炭素に関しては先にも述べたように融合炉の低Z材としても注目されており、種々のイオンや中性粒子の材料中での振る舞いの研究には阻止能の知識が必要になってくる。しかしながら、標的としての炭素については問題点も多い。例えば炭素標的にはダイヤモンド、グラファイト、アモルファス・カーボンの同素体が存在し、密度も1.7～3.5 g/cm<sup>3</sup>程度の幅を持っている。また、価電子の振る舞いも異なるので、イオンに対する応答にも差が出て来て阻止能が少し異なることが知られている。特に、アモルファス・カーボンの場合は製法に依存した密度を持っているのでやっかいである。最近纏められたICRUのレポート<sup>1)</sup>ではグラファイトとアモルファス・カーボンに対しては異なった平均励起エネルギーが用いられており、高速領域のイオンに対しても多少異なった阻止能を与えている。我々の研究の目的は阻止能の精密測定を行って、比較的データの少ないと言われているグラファイトの平均励起エネルギーを求めることである。

実験は京都大学・理学部のタンデム型バンデグラーフ加速器を用いて行った。高精度の阻止能測定を行う必要から、標的には125 μmのグラファイトを用いその”厚さ” (mass thickness) は重量/面積法によって測定した。得られた阻止能の結果をアンデルセン-ジエグラーの阻止能の値<sup>2)</sup>との比の形で図1に示す。図にはICRUのレポートに与えられているグラファイト及びアモルファスの値も同時に示しておく。我々の得た結果がアンデルセン-ジエグラーの阻止能値と大変よく一致していることがわかる。また、ICRUのレポートでは両者の阻止能の間に1%弱の差を考えていることも分かる。

次に、得られた阻止能の結果からグラファイトの平均励起エネルギー (*I* 値) を求める方法について簡単に述べておこう。高速領域のイオンに対する阻止能はベーテ-ブロッホの公式で良く記述出来ることが知られている。この公式を比較的低いエネルギーまで利用するために種々の補正項が導入されているが、実験値から *I* 値を求めるためにはベーテ-ブロッホの公式を実験的に決定出来るものとそうでないものとに分離して書いたピクセルのX-バリエーションと呼ばれる量を用いるのが便利である。それらの定義は



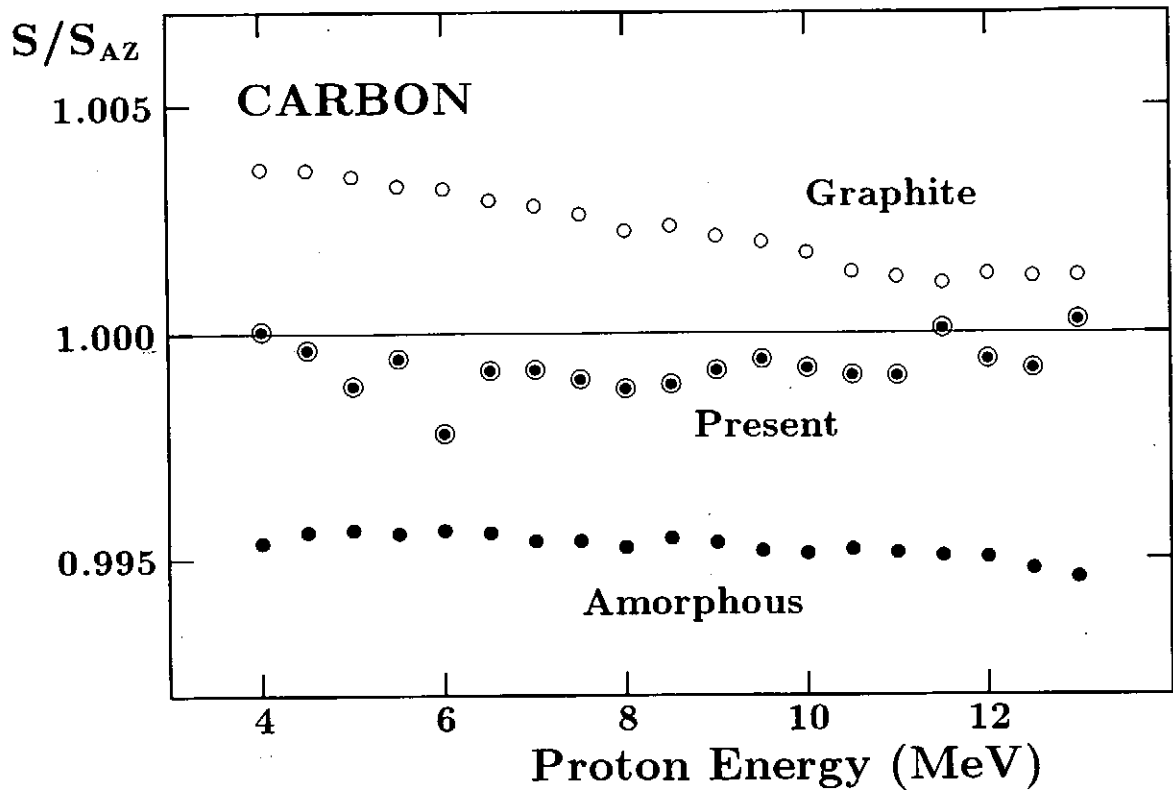


図1 アンデルセン-ジューグラーの阻止能に対する比の形で表した阻止能；● 我々の結果，  
○ ICRU グラファイト，● ICRU アモルファス・カーボン

$$X_{exp} = \ln \frac{2m_e v^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 - \frac{m_e v^2}{4\pi Z_1^2 e^4 N Z_2} S_{exp}$$

$$X_{th} = \ln I + \frac{C}{Z_2} - \Phi - Z_1 L_1$$

である。 $X_{exp}$  は阻止能が決まれば値が決まるので、それらに最も良く  $X_{th}$  がフィットするように  $I$  の値を決めればよいことになる。ここでは内殻補正項 ( $C/Z_2$ )，プロット補正項 ( $\Phi$ ) 及びバークス効果の補正項 ( $Z_1 L_1$ ) は分かっているものとして、 $I$  のみをアジャスタブル・パラメータと考えてフィットを行った。 $X_{exp}$  の値とベストフィットを与える  $X_{th}$  の比較を得られた  $I$  値とともに図2に示しておく。ただし、内殻補正項の評価にはビクセルの方法<sup>3)</sup>とボンダラップの理論<sup>4)</sup>とがよく使用されるので、ここでは両方の場合について  $I$  値を求めてみた。いずれの場合も実験値を良く再現すると言えるが、図2からも明らかなようにビクセルの方法の方が実験値のエネルギー依存性を良く再現していることが分かる。

最後にこの様にして得られた  $I$  値とこれまでに知られている代表的な  $I$  値との比較を行っておこう。今回得られた  $I$  の値はビクセルの内殻補正項を用いると 79.4 eV，ボンダラップの理論で内殻補正項を評価すると 79.9 eV である。これまでのコンパイルーションで使用されている値はアンデルセン-ジューグラーが 77.3 eV，ジャンニ<sup>5)</sup>が  $73.8 \pm 8.6$  eV，ICRU Report 37<sup>6)</sup> が  $78.0 \pm 7$  eV，ICRU Report 49<sup>1)</sup> がグラファイトに関してはレポート 37 と同じ値でアモルファス・カーボンに対しては 81 eV となっている。これまで知られている  $I$  値は 10% 程度の誤差を含んでいるとされている。今回求めた  $I$  値の誤差は 2 eV 程度を予想しておりかなり精

確な結果が得られたものと考えている。

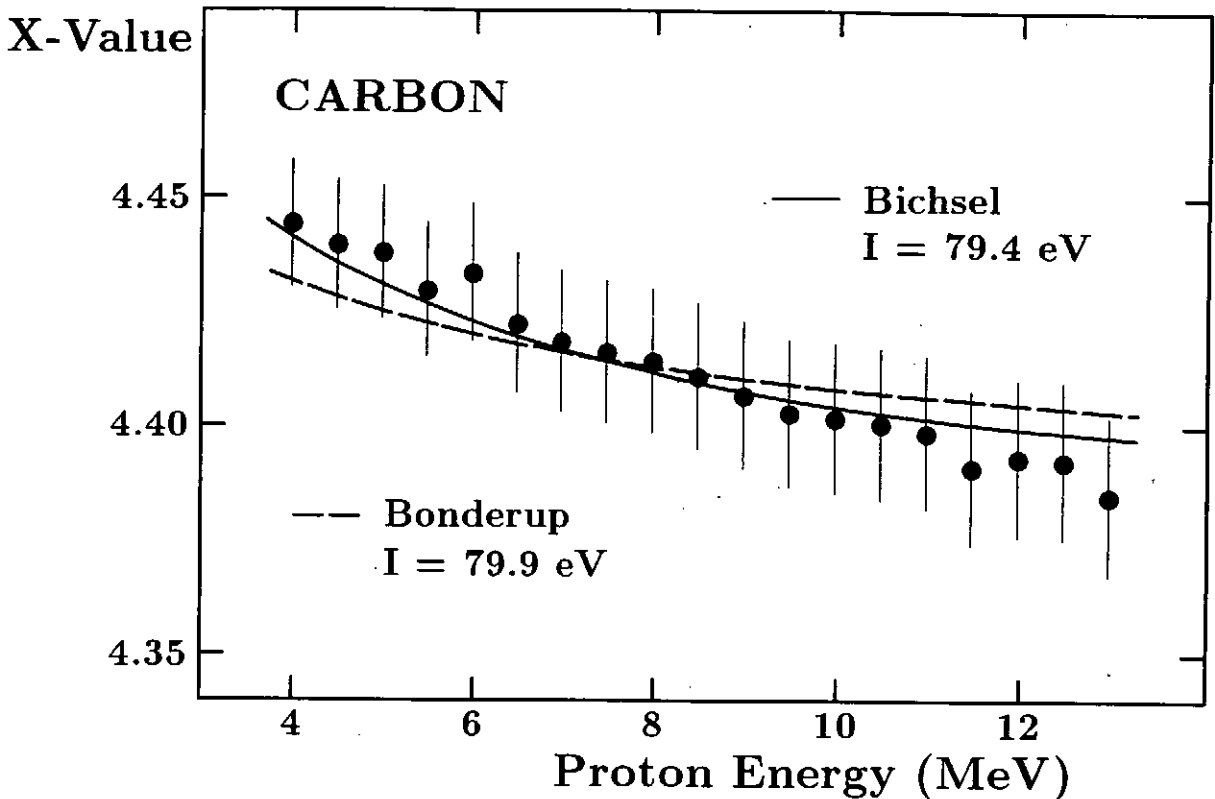


図2  $X_{exp}$  とベストフィットを与える  $X_{th}$  との比較。ベストフィットを与える  $I$  の値と共に示す。

### § 3 10.4 MeV $H^0$ イオンに対する炭素の阻止能

イオンに対する物質の阻止能は物質中のイオンの電荷に強く依存することは良く知られていることであるが、実際に物質中のイオンの荷電状態に注目した阻止能の測定はそれ程多いものではない。最近電子を伴ったイオンや分子イオンの阻止能の測定が為されるようになり、理論的にも興味深い結果が得られている。ここでお話しする話題は最近我々が行った実験の予備的な結果で、本実験は今後行われることになっており正式なデータは本実験後に公表されるものであることをあらかじめお断りしておきたい。

実験は大阪大学核物理研究センターのAVFサイクロトロンからの10.4 MeV陽子を用いて行った。まず、陽子ビームを約  $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  の炭素薄膜を通過させることにより  $H^0$  イオンを創りその下流部に磁場をかけて中性水素のみが直進するようにする。次に、阻止能を測定するべき種々の厚さの炭素薄膜をマウントした標的部を置く。この下流部にも磁場をかけた領域を作り中性水素以外は直進しないようにする。最後に、イオンエネルギーをマグネティック・スペクトログラフによって測定する必要から、 $H^0$  を  $H^+$  イオンに変換するコンバーター (約  $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  の炭素薄膜) を置いている。この様にする事で標的部を中性水素で通過したもののみを測定することが出来た。中性水素の生き残り確率及びエネルギー損失の測定に使用した炭素薄膜の厚さは  $2 \sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  であったが正確な厚さの測定はまだ行われていない。

$H^0$  の生き残り確率の測定からは  $H^0$  は  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  の炭素薄膜を通過するとその強度は約千分の一になることが分かった。測定されたエネルギー損失の値を標的の厚さの関数としてプロッ

トしたものを図3に示す。2本の実線は§2で述べたグラファイトの阻止能の結果と金子氏による $H^0$ に対する阻止能の計算値の結果<sup>7)</sup>を示したものである。標的の正確な厚さが測定されていないことを考慮に入れても金子の計算結果が非常に良く実験結果を再現していることが分かる。

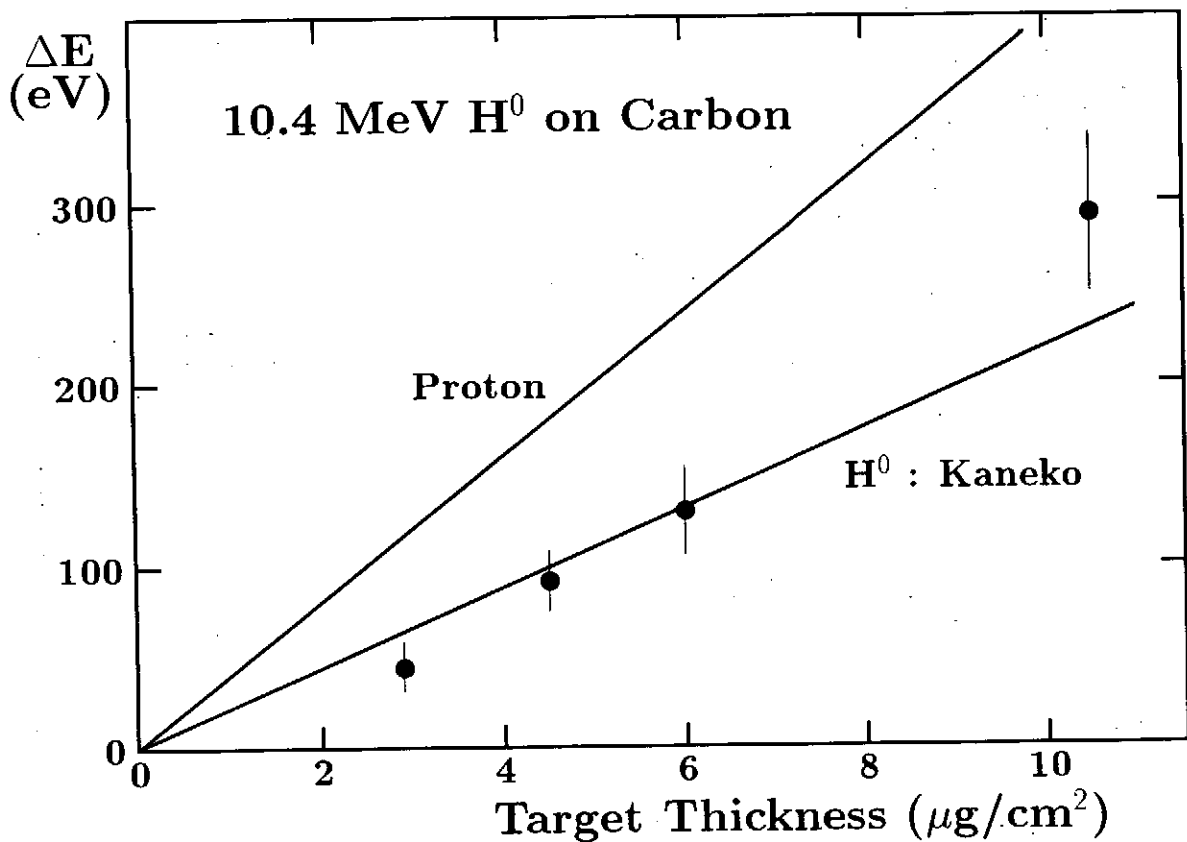


図3 標的の厚さを横軸にとって表した $H^0$ のエネルギー損失

§2で述べた阻止能の測定は奈良女子大学のグループでの、また§3で述べた実験については多くの研究者達との共同研究の結果である。発表の内容等について議論していただいた方々に感謝致します。

#### 参考文献

- 1) ICRU Report 49 (ICRU, Bethesda, 1993).
- 2) H.H. Andersen and J.F. Ziegler, Hydrogen: Stopping Powers and Ranges in All Elements. (Pergamon Press, New York, 1977).
- 3) H. Bichsel, UCRL-17538 (1967).
- 4) E. Bonderup, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys. Medd. **35** (1967) No. 17.
- 5) J.F. Janni, Atom. Data and Nucl. Data Tables **27** (1982) 341.
- 6) ICRU Report 37 (ICRU, Bethesda, 1984).
- 7) T. Kaneko, Phys. Rev. **A43** (1991) 4780.

# 陽子および水素分子イオンによる固体電子の励起

岡山理科大 理学部 金子敏明

## 1 緒言

固体中での電子励起により荷電粒子が失う単位長さあたりのエネルギー損失量（阻止能）を評価することは、プラズマ壁相互作用における壁材の損傷を考える上での基本的な物理量である。たとえば、カインチック放出で固体から生じる二次電子の収量は、大雑把に言えば、阻止能に比例する。また、二次イオン収量は、阻止能のべき乗に比例すると言われている。

分子イオンの固体薄膜透過実験は、Gaillardら[1-2]やCueら[3-5]により始まった。そこでの荷電比率の測定テクニックを活かし、Ogawaら[6-8]やSusukiら[9]は、荷電凍結状態にあるイオンに対する炭素薄膜の阻止能を精力的に測定した。その結果、束縛電子の遮蔽効果を定量的に評価できた。これらの実験結果は、我々の最近の理論研究の結果[10,11]と非常によく一致した。

この研究では、水素分子イオン ( $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ) やそれらが束縛電子を失ったイオンクラスター ( $2H^+$ ,  $3H^+$ ) に対する固体の電子的阻止能を評価し、陽子に対する値と比較した。その結果、阻止能における分子のオリエンテーション効果、分子効果、および、束縛電子の遮蔽効果が明らかになった[12]。

## 2 理論計算

### 2-1 束縛電子の空間分布

水素分子イオン  $H_2^+$ 、 $H_3^+$  中の束縛電子の空間分布をガウス関数を基底とする分子軌道で次のように仮定した。すなわち、 $H_2^+$  中の電子に対しては

$$\psi_2(\mathbf{r}) = N_2 [ \varphi(\mathbf{r}_1) + \varphi(\mathbf{r}_2) ] \quad (1)$$

また、 $H_3^+$  中の電子に対しては

$$\psi_3(\mathbf{r}) = N_3 [ \varphi(\mathbf{r}_1) + \varphi(\mathbf{r}_2) + \varphi(\mathbf{r}_3) ] \quad (2)$$

である。ただし、 $N_2$ 、 $N_3$ は規格化定数であり、

$$\varphi(\mathbf{r}) = (2\alpha/\pi)^{3/4} \exp(-\alpha r^2) \quad (3)$$

である。さらに、 $\mathbf{r}_1$ 、 $\mathbf{r}_2$ 等は分子イオンを構成している各陽子から測った電子までの位置ベクトルである。上記の波動関数には陽子間の距離  $R$  が含まれている。これらを用いて、各分子イオン系の全エネルギー  $E$  を計算すると、 $E$  は  $\alpha$  と  $R$  の2変数の関数となる。そこで、変分法により  $E$  を最小にする  $\alpha$  と  $R$  の値を探すと、 $H_2^+$  に対しては、 $\alpha = 0.430(\text{a.u.})$ 、 $R = 2.05(\text{a.u.}) = 1.084(\text{\AA})$ 、また、 $H_3^+$  に対しては、 $\alpha = 0.475(\text{a.u.})$ 、 $R = 1.695(\text{a.u.}) = 0.897(\text{\AA})$  を得た。

## 2-2 電子の阻止能の計算

固体標的中には、固体全体を動き回る伝導電子と特定のイオン核の周りに局在する束縛電子の2種類がある。この研究では、伝導電子を自由電子ガスモデル[13]で、また、束縛電子の励起を波束モデル[14]で扱った。いずれの場合にも、電子の励起は、誘電関数によって記述される。いま、伝導電子の阻止能  $S_c$  は

$$S_c = -1/(2\pi^2v) \int dk (1/k^2) \int d\omega \omega \text{Im}\{1/\epsilon_L(k, \omega)\} [\rho_{ext}(k)]^2 \delta(\omega - kv), \quad (4)$$

$i$ 番目の内殻にある電子の阻止能  $S_i$  は

$$S_i = -1/(2\pi^2v) \int dk (1/k^2) \int d\omega \omega \text{Im}\{1/\epsilon(k, \omega)\} [\rho_{ext}(k)]^2 \delta(\omega - kv), \quad (5)$$

と表わされるので、固体の電子的阻止能  $S$  はこれらの総和で与えられる：

$$S = S_c + \sum_i S_i, \quad (6)$$

ただし、(4)式における  $\epsilon_L(k, \omega)$  はリントハルトの誘電関数であり、(5)式における  $\epsilon(k, \omega)$  は波束モデルで導かれた誘電関数である。

阻止能  $S$  の大きさの指標として、有効電荷  $Z_{eff}$  を次式で定義する：

$$Z_{eff} = (S / S_p)^{1/2} \quad (7)$$

ここで、 $S_p$  は同じ固体中を同速度で運動する陽子に対する阻止能である。この定義は、(4) (5)式が外部から入射する電荷の2乗に比例することを反映している。この有効電荷は、一般に束縛電子を持つ入射イオンが、点電荷に換算したとき実質的に何価のイオンであるかを表わすので、阻止能のデータ整理には有益な物理量である。

## 3 数値計算の結果と考察

以上の取扱において、水素分子イオン  $H_2^+$  の分子軸とイオンの進行方向との相関を考慮するために、3つの配向を仮定した。すなわち、進行方向に対して分子軸が、(1) ランダムである場合 (SP)、(2) 平行方向にそろっている場合 (PA)、(3) 垂直方向にそろっている場合 (PE)、である。一方、 $H_3^+$  に対しては、(1) の場合のみを扱った。

図1と2は、(4)式を用いて、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ 、 $H^+$  の各イオンが、 $R_s = 2.07$  (Alの伝導電子密度に対応)の電子ガスに入射したときの阻止能のうち、個別励起と集団励起(プラズモン励起)の寄与を別々に示したものである。図からわかるように、イオンの配向依存性は個別励起に現れ、集団励起にはイオン種の違いによる差は小さい。これは、プラズモンの波長がイオンの大きさの次元よりも長いことによる。さて、内殻電

子の寄与も考慮した電子的阻止能  $S$  を (7) 式の有効電荷で整理した結果を、図 3-5 で表わした。図 3 は、炭素薄膜を透過する  $H_2^+$  と  $He^+$  に対する有効電荷を、一核子あたりのエネルギーが 1 keV/amu から 10 MeV/amu の範囲で表わした。注目すべきことは、低エネルギー領域で配向の違いによる差が認められること、および、 $H_2^+$  の PA の場合 (破線) は有効電荷が 1 以下になりうること、の 2 点である。また、高エネルギー領域では、配向依存性は少ないこともわかる。図 4 は、炭素、アルミニウム、クリプトンガスを透過する  $H_3^+$  に対する有効電荷を示した。広いエネルギー領域であるにもかかわらず、有効電荷の変化量は約 0.2 と小さく、また、物質依存性が弱いことが認められる。図 5 は、炭素薄膜を透過する Diproton ( $2H^+$ )、Triproton ( $3H^+$ ) の有効電荷を示す。Diproton の有効電荷のエネルギー依存性および配向依存性は、図 3 の  $H_2^+$  の場合と似ているが、絶対値は  $H_2^+$  のときよりも当然のことながら大きい。Diproton、Triproton が薄膜を通過するときには、核間距離が時間的に変化するので、通過時間が長くなるにつれて、有効電荷の値も粒子相関がないときの値に近づく [15]。

最後に、電子的阻止能における分子あるいはクラスター効果について考える。すなわち、 $Hn^+$  あるいは  $nH^+$  に対する固体の阻止能を  $S(n)$  と書くと、

$$T = S(n) / [n S(1)] > 1, \quad (8)$$

が成り立つならば、分子あるいはクラスターを構成する粒子間の空間的相関による分子効果が定義できる。したがって、Diproton では  $Z_{\text{eff}} > 1.41$ 、また、Triproton では  $Z_{\text{eff}} > 1.73$  のとき (8) 式が満足される。図 5 を見れば、100keV/amu 以下での PA の場合の Diproton を除いて、いずれのカーブにも分子効果が存在するといえる。最近、二次電子放出における分子効果にシキイ速度が存在するという報告があり、このことは分子の上記の分子配向と関係がありそうである。ここでは、詳細な議論はしなかったが、分子イオンが解離したあとでのウエイクの効果など興味深い話題も多い [16-18]。

以上、複合粒子入射での電子的阻止能は、単一粒子入射とは異なることが明らかになった。この事実は、二次電子放出や二次イオン放出など固体壁材の照射損傷に深く関わるものであり、また、プラズマ核融合における中性粒子加熱などへの応用の可能性も皆無ではないと思われる。

## References

- 1) M.J. Gaillard, J.C. Poizat, A. Ratkowski, J. Remillieux, and M. Auzas, Phys.Rev. A16, 2323(1977).
- 2) M.J. Gaillard, J.C. Poizat, and J. Remillieux, Phys.Rev.Lett. 41, 159(1978).
- 3) N. Cue, M.J. Gaillard, J.C. Poizat, J. Remillieux, and J.L. Subtil, Phys.Rev.Lett. 42, 959(1979).
- 4) N. Cue, N. V. de Castro-Faria, M.J. Gaillard, J.C. Poizat, J. Remillieux, D.S. Gemmell and I. Plessner, Phys.Rev.Lett. 45, 613(1980).

- 5) N. Cue, N.V. de Castro-Faria, M.J. Gaillard, J.C. Poizat, and J. Remillieux, Phys.Lett. 72A 104(1979).
- 6) H. Ogawa, I. Katayama, H. Ikegami, Y. Haruyama, A. Aoki, M. Tosaki, F. Fukuzawa, K. Yoshida, I. Sugai, and T. Kaneko, Phys.Rev. B43, 11370(1991).
- 7) H. Ogawa, I. Katayama, I. Sugai, Y. Haruyama, M. Tosaki, A. Aoki, K. Yoshida and H. Ikegami, Phys.Lett. A167, 487(1992).
- 8) H. Ogawa, I. Katayama, I. Sugai, Y. Haruyama, M. Saito, K. Yoshida, M. Tosaki and H. Ikegami, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B82, 80(1993).
- 9) Y. Suzuki, M. Fritz, K. Kimura, M. Mannami, N. Sakamoto, H. Ogawa, I. Katayama, T. Noro, and H. Ikegami, Phys.Rev.A (1994).
- 10) Toshiaki Kaneko, Phys.Rev. A43, 4780(1991), Phys.Rev.A49, 2681(1994).
- 11) T. Kaneko and H. Tsuchida, J. Phys. B27, 97(1994).
- 12) Toshiaki Kaneko, Phys.Rev.A50(1994)
- 13) J. Lindhard and A. Winther, K.Dan.Vidensk.Selsk.Mat.Fys.Medd. 34(4),1(1964).
- 14) Toshiaki Kaneko, Phys.Rev. A40, 2188(1989); Phys.Status Solidi B 156, 49 (1989); At.Dat.Nucl.Dat.Tab. 53, 271(1993); Phys.Rev. A 50 no.6 (1994)
- 15) W. Brandt, A. Ratkowski, and R.H. Ritchie, Phys.Rev.Lett. 33, 1325(1974).
- 16) Z. Vager and D.S. Gemmell, Phys.Rev.Lett. 37, 1352(1976).
- 17) E.P. Kanter, P.J. Cooney, D.S. Gemmell, K.-O. Groeneveld, W.J. Pietsch, A.J. Ratkowski, Z. Vager, and B.J. Zabransky, Phys.Rev. A 20, 834(1979).
- 18) D.S. Gemmell, J. Remillieux, J.-C. Poizat, M.J. Gaillard, R.E. Holland, and Z. Vager, Phys.Rev.Lett. 34, 1420(1975).

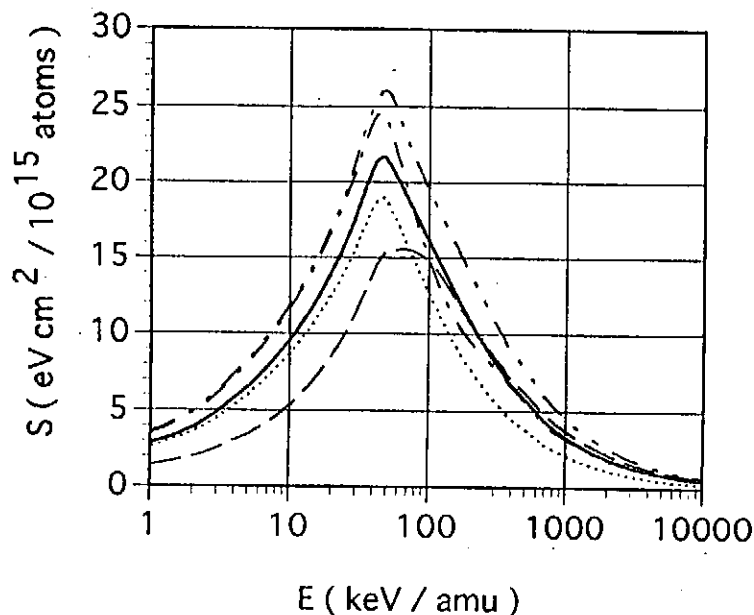


図1 電子ガス ( $R_s = 2.07$ ) の個別励起による阻止能の計算値:  $H^+$  (.....),  $H_2^+$ -SP (——),  $H_2^+$ -PE (— · —),  $H_2^+$ -PA (---),  $H_3^+$ -SP (— · —) .

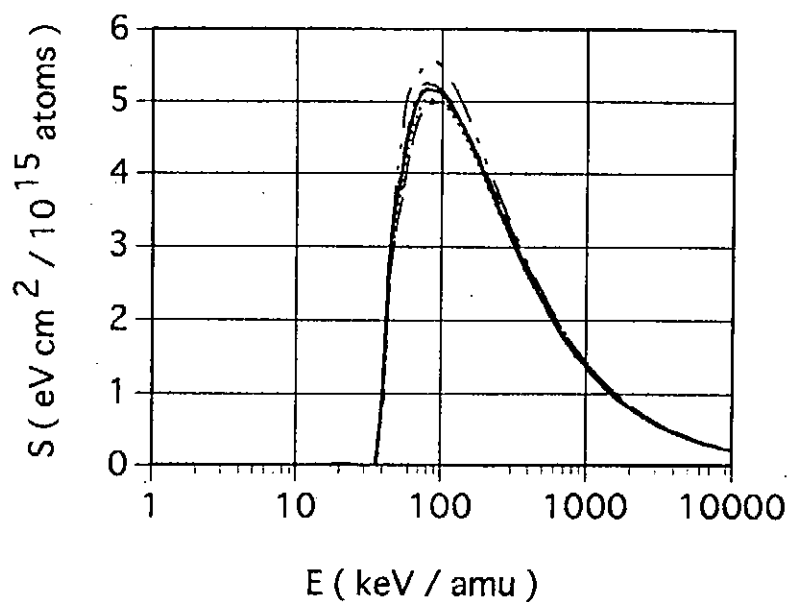


図2 電子ガス ( $r_s=2.07$ ) の集団励起による阻止能の計算値。凡例は図1と同じ。

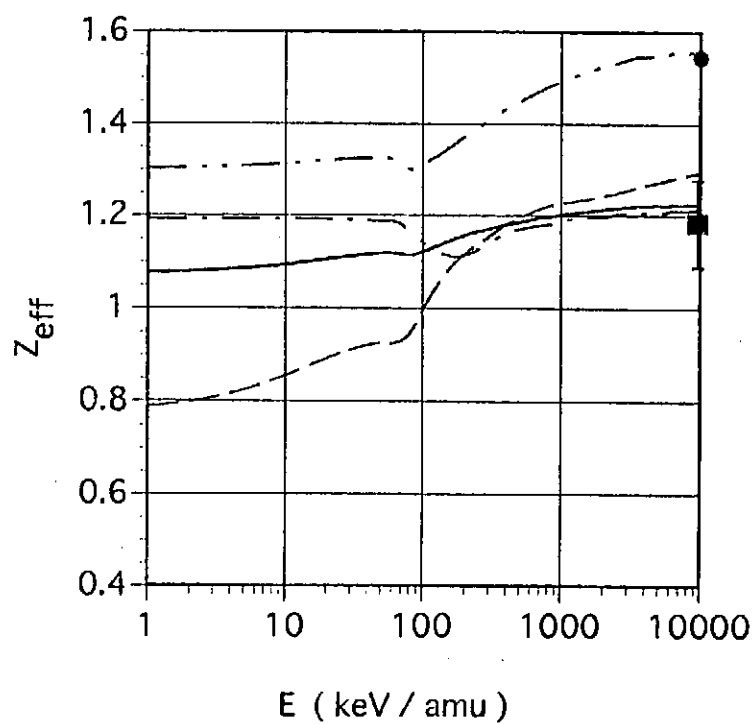


図3 炭素薄膜の阻止能の有効電荷：He<sup>+</sup> (計算値 — · — · — , 実験値 ● [6]) ;  
H<sub>2</sub><sup>+</sup> (SP ————— , PA — — — , PE — · — · — , 実験値 ■ [9]) 。



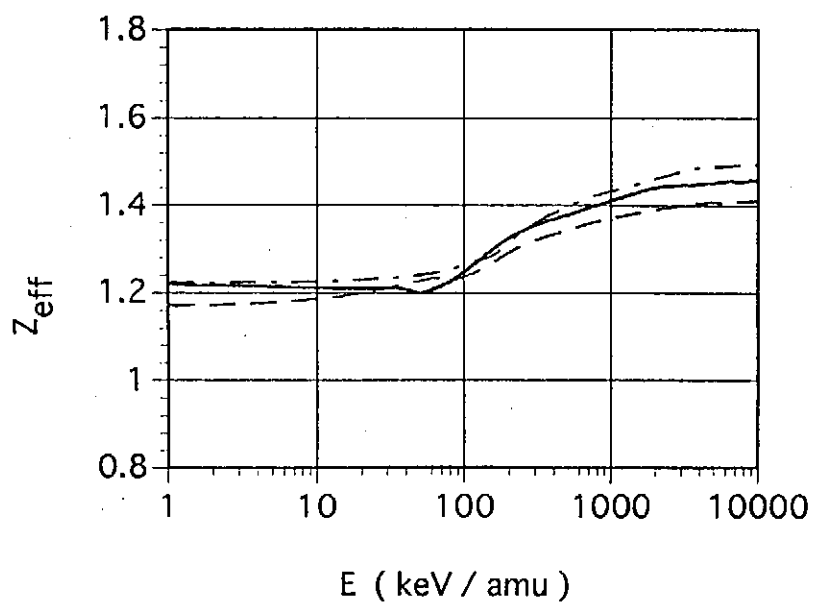


図4  $H_3^+$ に対する物質の阻止能の有効電荷：アルミニウム（———），炭素（-----），クリプトン（—・—）。

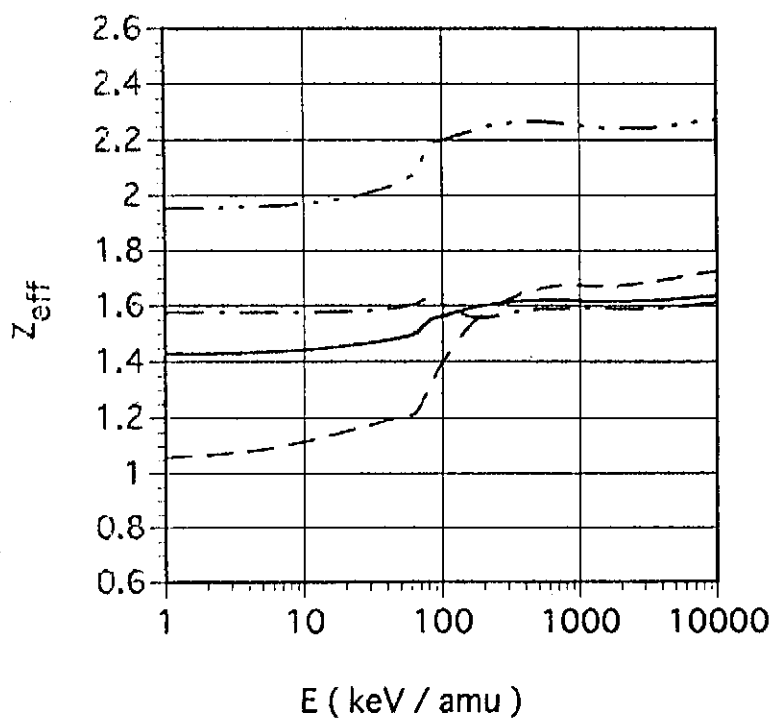


図5  $2H^+$ 、 $3H^+$ に対する炭素の阻止能の有効電荷： $2H^+$  (SP ———, PA -----, PE —・—)， $3H^+$ -SP (—··—)。

GaAs:Er中 MeV Heイオンに対する阻止能の衝突径数依存性直接決定  
Direct Determination of Impact-parameter-dependent Stopping  
Powers for MeV He Ions Passing through GaAs:Er

立命館大学理工学部物理教室  
城戸 義明、山本 安一

1. はじめに

高速軽イオンビームに対する電子阻止能の衝突径数依存性は、近年注目を集めており、幾つかの理論モデルが提案されている<sup>1-3)</sup>。特に、中 - 高エネルギー・チャネリングスペクトルより精密な表面原子構造を解析する際には、その正確なデータ、理論が必要である。このような状況にもかかわらず、阻止能の衝突径数依存性を実験的に直接決定することは困難であり、今日までその報告はない。理論的には、時間に依存した摂動論に基づく Dettmann-Robinson 理論<sup>1)</sup>、チャネリング粒子のエネルギー損失を定量づける現象論的な Oen-Robinson モデル<sup>2)</sup>、及び Lindhard のシンプルな取り扱い<sup>3)</sup>があるのみである。Dettmann-Robinson 理論は、Born 近似の枠内に限定され、Lindhard モデルでは、近接衝突項とプラズモン励起の項が等しいとする等分配則を使用しており、高エネルギー領域においてのみ使用可能である。

本研究は、MeV He イオンに対する阻止能の衝突径数依存性を、チャネリング及びセミチャネリングスペクトルの解析より直接決定するものである。これは、(1) 既知の深さに重元素ドーパントが或特定の格子間位置を占める試料の作製と、(2) チャネリング粒子軌道のモンテカルロシミュレーション解析によって可能となる。(1) の試料は MBE によって、Er をエピ成長膜 GaAs 中に所定の深さに sheet-dope することによって作製した。我々は、Er が GaAs 中 ErAs の単結晶クラスターを形成し Tetrahedral Site 相当位置を占めることを、イオン散乱と TEM 断面像観察より明らかにした<sup>4,5)</sup>。また、チャネリング軌道のモンテカルロシミュレーション解析より、この Er による後方散乱エネルギースペクトルに主に寄与する衝突径数領域が存在し、この領域は軸チャネリング方向より入射方向を Tilt してゆくことにより連続的に変化することがわかる。このようにして我々は、衝突径数領

域を4つの領域に分け、各々簡単な関数形を仮定することによって阻止能の衝突径数依存性を決定した。結果は先に述べた理論モデルと比較検討する。

## 2. 実験

### 2-1. 試料

半絶縁性基板 GaAs(100) 上に GaAs を MBE でホモエピタキシャル成長させ、深さ約 800 Å と 1300 Å に Er を約 1 原子層 Sheet-dope した。エピ成長温度は 500°C と 580°C とした。結晶性はイオン散乱と TEM 断面像より評価し、いずれの場合も基板結晶と同程度の結晶性をもつエピ成長膜の形成を確認した。成長温度 500°C 試料の TEM 断面像を図 1 に示す。Er は、Sheet-dope された深さに ErAs (NaCl 型) の単結晶クラスター (500°C: 15 Å、580°C: 30 Å) として存在することをイオン散乱と TEM 断面像より確認した<sup>4)</sup>。さらに詳細なイオン散乱スペクトル解析より、この ErAs 単結晶クラスターは GaAs Host の格子定数と十分良く一致すること (バルク ErAs 格子定数は GaAs のそれより 1.4% 大きい) が示された。これより、Er は入射ビームから見て、Tetrahedral Site 対応の格子間位置を占めていることになる。Er の深さ分布は、Random スペクトルと TEM 断面像より測定し、充分良い一致を得た。すなわち、Er の分布は 500°C 成長膜に対しては、深さ: 790 Å、1320 Å、分布幅: 30 - 50 Å、580°C 成長膜では深さ: 770 Å、1310 Å、分布幅: 30 - 50 Å である。

### 2-2. RBS 測定

作製した試料にたいして、2.0 MeV He<sup>+</sup> ビームを使って Ex Situ に Random 及び Channeling ([100], [110], [111]) スペクトルを測定した。また、阻止能の衝突径数依存性をみるために、いくつかの Semichanneling 条件で後方散乱スペクトル測定を行なった。散乱角はいずれも 170° で、各 Channeling 及び Semichanneling に対応する random スペクトルは、試料を面内回転させ、同一の散乱 geometry で測定を行なった。後方散乱測定はすべて、ランダム出射の条件とした。入射エネルギーの較正は、<sup>27</sup>Al(p,γ)<sup>28</sup>Si at 991.8 keV と <sup>27</sup>Al(p,p'γ)<sup>27</sup>Al at 1800.0 keV の2つの共鳴核反応を利用して行なった。また、入射ビームの Angular Spread は 0.03° である。Er からの散乱ピーク位置は、Ga と As の表面ピークを基準にすることにより、1 Channel (4 keV) 以下の精度の再現性のあることを確認した。GaAs はイオン照射による損傷

を受けやすいので、 $\text{He}^+$  を  $20 \mu\text{C}$  照射するごとにその照射位置を平行移動させた。

### 3. 粒子軌道のモンテカルロシミュレーション

我々は、3つのタイプのシミュレーションプログラムを作成した。(1) 入射イオンが各原子層に達したとき最近接原子との2体散乱のみを考え、他の原子との相互作用は一切無視する(2体衝突近似-BE)、(2) イオンは多軸ポテンシャル(10-20の結晶軸)中を運動し、各原子層に達したときその衝突径数が格子原子の熱振動振幅(2次元)の3倍以内ならば2体衝突とみなす、(3) イオン近傍の10-20個の原子の多体ポテンシャルを考慮し、各原子層に達したときその衝突径数が格子原子の熱振動振幅(2次元)の3倍以内ならば2体衝突とみなす。また、結晶格子原子の配置に関しては、図2(a)、(b)の様なモデルを考え(Zinc-blende型、[100], [110])、(1)、(3)に対しては、モデル(a)を(2)に対してはモデル(b)を使用した。(1)は計算時間が短く、結晶軸近辺のイオンフラックス分布計算に適すが、結晶軸から離れた場所では近似が悪くなる。(3)が最も近似としては優れているが、計算時間がやや長くなる。今回のスペクトル解析にはモデル(3)を使用した。モンテカルロシミュレーションは入射過程のみで(大角散乱後の軌道はランダム)、各粒子が各原子層に達するごとにそのエネルギーと近接衝突確率(格子原子とドーパントに対する)を計算し、エネルギースペクトルにインプットした。

格子振動振幅は、Debye 温度より計算し、振動相関、振動異方性等は無視した。イオン-原子間相互作用は Universal Potential を使用し、エネルギーストラグリングは、入射軌道計算では Bohr Straggling の約半分を加え、出射側では Bohr Straggling を使用した。阻止能は、各入射軸方向に対してユニットチャンネルをとり、このエリアに多数の粒子を一様に入射させ平均値が Ziegler の阻止能値になるように規格化した。後方散乱微分断面積は Rutherford 散乱の式を用いた。プログラム中、入射角、入射エネルギー、格子原子の熱振動による変位に正規乱数を、入射位置には一様乱数を発生させている。

### 4. 阻止能の衝突径数依存性

2 MeV  $\text{He}^+$  を GaAs の種々の方向より入射させたとき、 $E_r$  のピーク位置に

主に寄与する衝突径数領域を図3に示す。このように軸チャネリング入射方向より入射角を少しずつずらすことにより、エネルギー損失に主に寄与する衝突径数領域を連続的に変化させることができる。今回は衝突径数領域を4分割し、 $a_i \exp(-b_i r)$  ( $r$ は衝突径数、 $a_i, b_i$ はフィッティングパラメータ)の形を仮定し、各領域における $a_i, b_i$ を決定した。図4は、2 MeV  $\text{He}^+$ をGaAs[110]軸より0.4 Tiltして入射させたときのErからのエネルギースペクトルを示している。実線は上記方法でベストフィットしたもの、破線と点線は各々Oen-Robinsonモデル、2体衝突近似に局所密度近似を加味したものを表している。

このようにして求めた阻止能の衝突径数依存性を図5に示す。結果は、Oen-Robinsonモデルに比較的良く一致することを示している。2.5 MeV入射に対してもこの依存性は測定スペクトルをよく再現することが確認された。Lindhardモデルとそれをベースにしたものは、衝突径数の大きなところと、小さい領域で測定スペクトルをよく再現できない。中エネルギー入射イオンにたいしても、Oen-Robinsonモデルが妥当するか否か、今後新たに試料を作製し、測定スペクトルと比較検討する予定である。

## 5. まとめ

エピタキシャルGaAs中にErを所定の深さにシートドーピングし、ErがホストGaAs中のTetrahedral Site相当位置を占めるという特殊な試料を作製することによって、阻止能の衝突径数依存性を実験的に直接決定した。解析には、チャネリング粒子軌道を正確にモンテカルロシミュレーションする必要がある。2.0、2.5 MeV  $\text{He}^+$ 入射にたいして、結果はOen-Robinsonモデルに比較的よく一致することがわかった。今回使用した半導体検出器の分解能は15 keV (FWHM)で、ピーク分解能としては5 keV程度である。今後、静電型や磁界型スペクトロメータによってエネルギー分解能を向上させることと、広いエネルギー範囲で阻止能の衝突径数依存性を調べる必要がある。

## 参考文献

- 1) K.Dettmann and M.T.Robinson, Phys. Rev. B10 (1974) 1.
- 2) O.S.Oen and M.T.Robinson, Nucl. Instrum. Methods 132 (1976) 647.
- 3) J.Lindhard, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 34 (1965) 14.
- 4) Y.Kido et al., Phys. Rev. B49 (1994) 14387.

# GaAs:Er

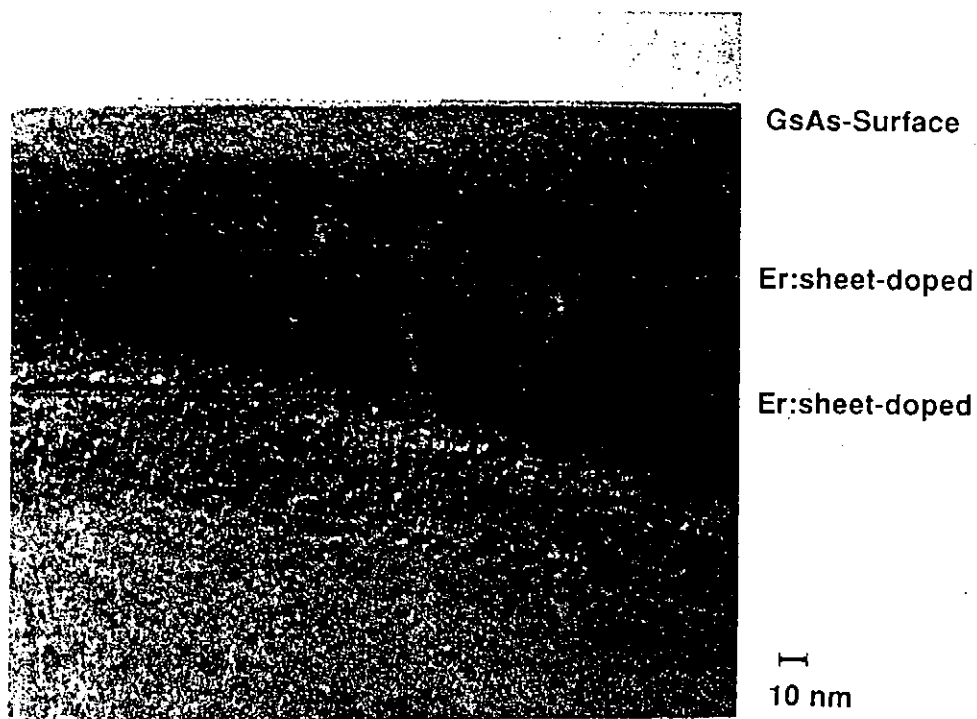


図1。Er を2層シートドーピングしたGaAs エピタキシャル層の TEM 断面像。

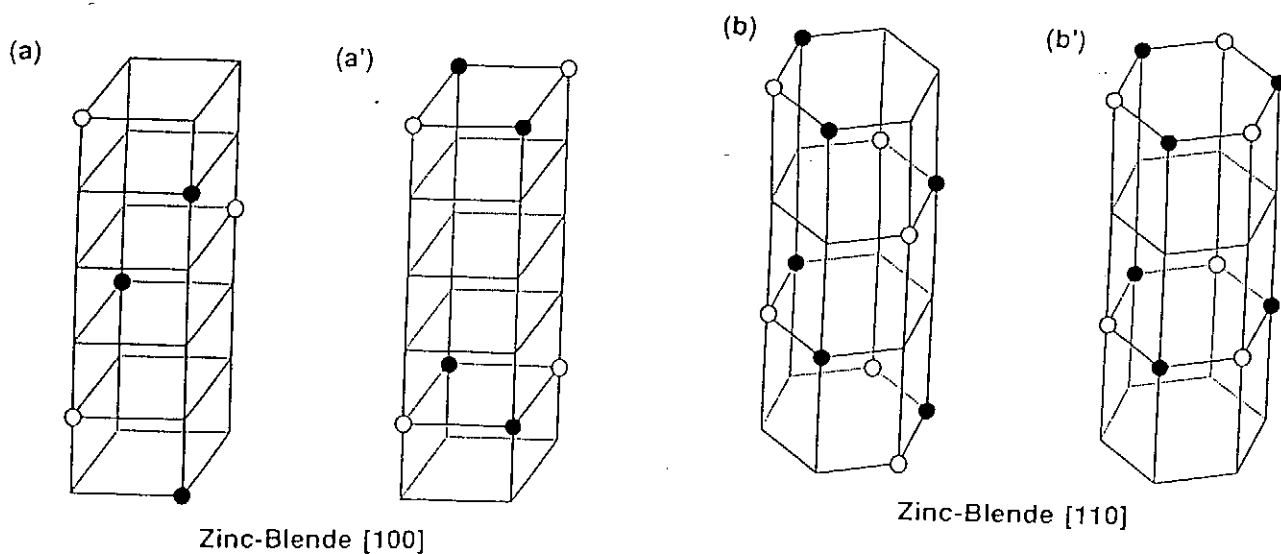


図2。Zinc-blende 型結晶格子にたいする格子原子配置の正確なモデルと単純化したモデルを [100] ((a), (b)) と [110] ((a'), (b')) 軸方向に沿って示したもの。

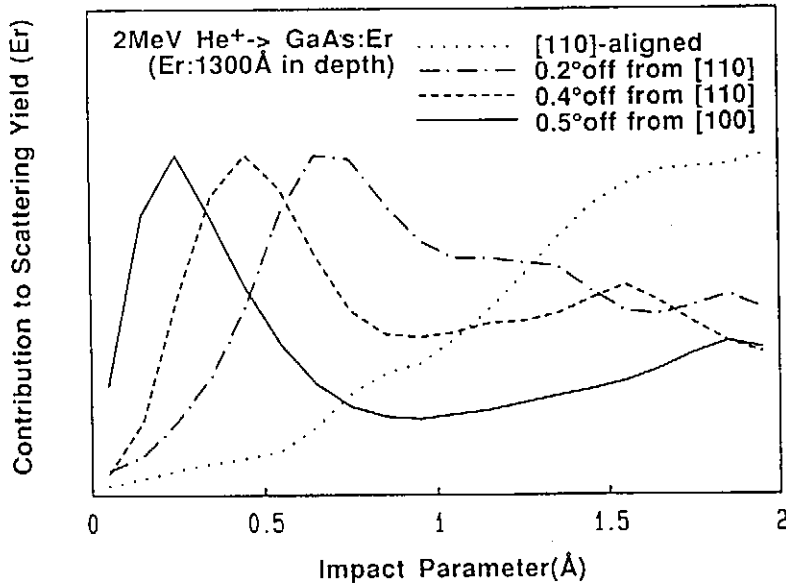


図3。2 MeV  $\text{He}^+$   $\rightarrow$  GaAs 単結晶において、種々の入射条件でエネルギー損失に主に寄与する衝突径数領域を示したもの。阻止能としては、Lindhard モデルに局所電子密度近似を加味した式 (LB-Stopping) を使用している。

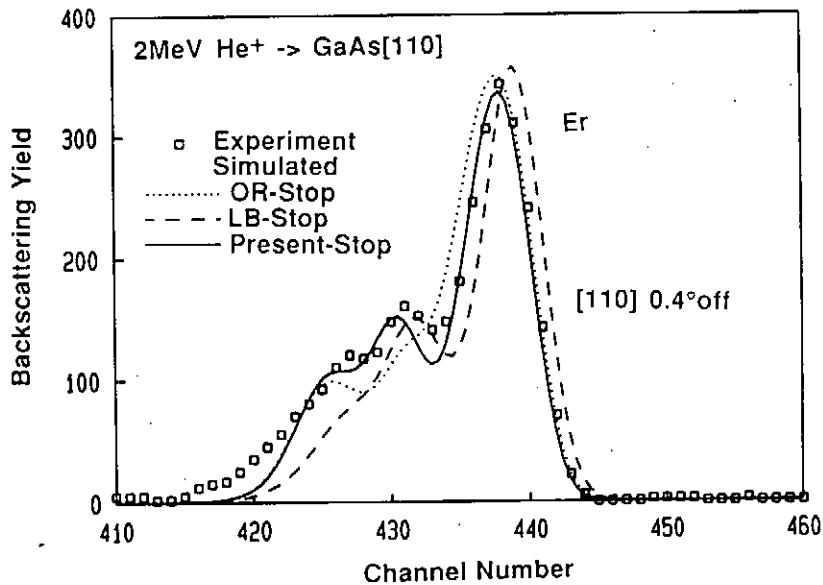


図4。2 MeV  $\text{He}^+$  を GaAs:Er [110] より 0.4 Tilt 下方向より入射させたときのErからのスペクトル。実線はベストフィットしたもので、点線はOen-Robinson モデル、破線はLB-Stopping を使った場合のEr スペクトル。

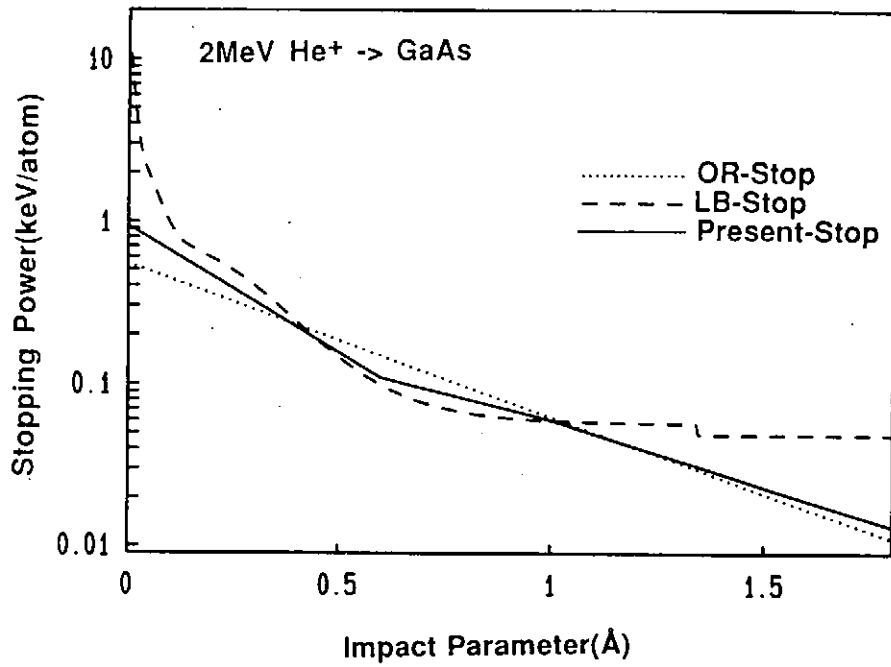


図5。2 MeV He<sup>+</sup> -> GaAs における阻止能の衝突径数依存性。実線は今回のベストフィットより得られたもの、点線は Oen-Robinson モデル、破線は LB-Stopping を示す。



# 固体表面における低速 $H^+$ イオンの中性化と負イオン化

無機材研 山本 一雄、左右田 龍太郎

Neutralization and negative-ion formation by impact of low-energy  $H^+$  on solid surfaces

National Institute for Research in Inorganic Materials

K. Yamamoto and R. Souda

The mechanism of neutralization and negative ionization from hydrogen ions is studied via experiments, in which  $H^+$  beams are incident on LiCl surfaces, combined with the self-consistent DV-X $\alpha$  molecular orbital calculations. It is found that charge transfer and electron excitation occur due to the resonant-tunneling and electron-promotion mechanisms via a short-lived chemisorption state of hydrogen. The probability for  $H^+$  to  $H^-$  conversion at the LiCl surface depends on the species of the target atoms and is enhanced in collision with  $Li^+$  by one order of magnitude relative to Cl.

## 1. はじめに

数keV以下のエネルギーの入射イオンを用いる低速イオン散乱分光法は、表面敏感な手法として表面の組成分析、構造解析に有用である[1,2]。これは固体内部まで侵入したイオンの大部分が中性化され、中性化を免れてイオンとして散乱されるのが固体の最表面に限られることを利用しており、入射イオンとして中性化確率の大きい希ガスイオンがしばしば用いられてきた。最近、希ガス以外の入射イオンとして水素（重水素）イオンを用いた研究が進んでおり、固体最表面あるいは吸着表面の化学結合状態までも明らかになることが見いだされている[3-5]。これらの事象にはイオンの中性化、すなわちイオン-固体表面間の電子の授受が深く関わっているが、未だにそのプロセスには不明な点が多く、その解釈にはイオン、固体表面の電子構造に関する情報が不可欠である。

本研究ではターゲットとしてイオン結晶であるLiClを選び、その表面における $H^+$ イオンの中性化を低速イオン散乱分光法による実験とDV-X $\alpha$ 法による分子軌道計算を用いて調べた。また、LiCl上では $H^+$ イオンの負イオン化が見いだされ、Cl原子からの散乱よりもLi原子からの散乱において $H^+$ イオンの生成確率が高いことが明らかになったので報告する。従来、 $H^+$ イオンの生成はアルカリ金属などの低仕事関数を有する物質表面からの散乱で見いだされている [6-11] が、ターゲット物質の原子種依存性の報告例はない。

## 2. 実験方法および計算方法

実験は各種の表面分析装置を備えた超高真空槽内で行った。装置の詳細は文献12に詳しい。試料はグラファイト基板上に超高真空中で蒸着したLiCl多結晶薄膜である。H<sup>+</sup>イオンビームは試料表面に対して80°で入射し、鏡面反射方向に散乱されてきたH<sup>+</sup>あるいはHイオンを検出した。

計算は非経験的分子軌道法であるDV-X $\alpha$ 法によって行った[13,14]。基底関数はHartree-Fock-Slater方程式の数値解である原子波動関数であり、H1s、L1s-2p、Cl1s-3pである。

## 3. 結果および考察

図1はLiCl表面から散乱された(a)H<sup>+</sup>イオンと(b)Hイオンのエネルギースペクトルを示す。入射H<sup>+</sup>イオンのエネルギーは100eVである。横軸に矢印で示したのはH<sup>+</sup>イオンとターゲット原子との弾性二体衝突の結果として期待されるエネルギー位置である。いずれのスペクトルもLiとClから散乱された鋭いピークとバックグラウンドから成っている。鋭いピークは最表面の原子からの一回散乱による表面ピークであり、バックグラウンドは入射H<sup>+</sup>イオンが固体内に侵入し、固体内原子により多重散乱された後に表面から出射されたものである[3,4]。(a)の散乱H<sup>+</sup>イオンのスペクトルではClピークがLiピークに比

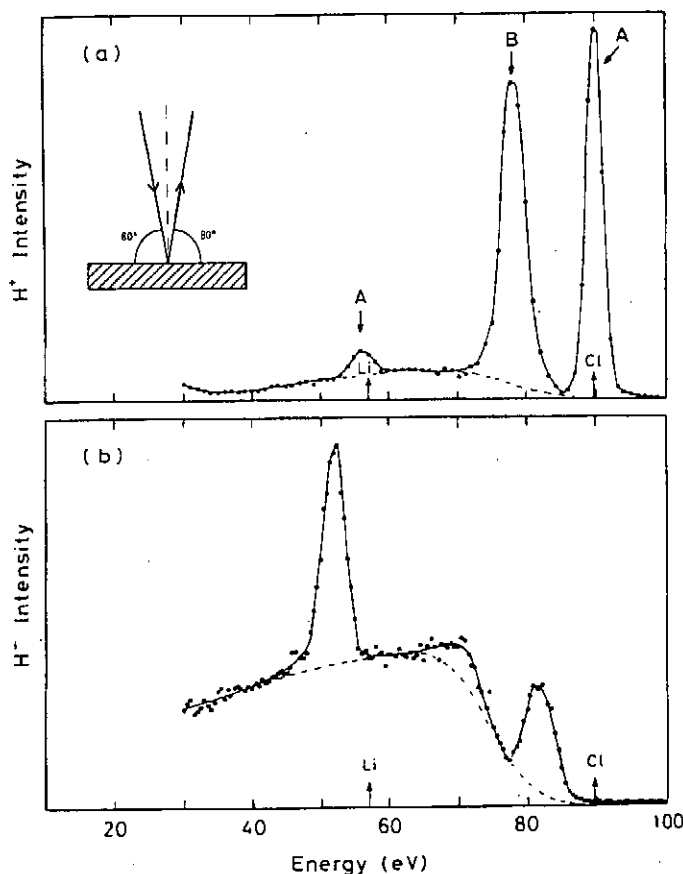


図1 100eVのエネルギーを持つH<sup>+</sup>イオンを入射したときに、LiCl表面から散乱された(a)H<sup>+</sup>イオンと(b)Hイオンのエネルギースペクトル。

べて著しく強度が大きく、Clからの散乱では弾性散乱ピークAの約10eV低エネルギー側に顕著なロスピークBを伴う。今までの様々な系に対する研究例よりこのエネルギーロスの値はバンドギャップ値に対応しており、電子-正孔対励起によるロスであることがわかっている[3-5]。約10eVのエネルギーロスの値はLiClのバンドギャップ値約8eVより大きい。これは価電子帯と伝導帯の各々で最大状態密度を持つ状態間

の遷移に対応していると考えられる。一方、(b)の散乱H<sup>+</sup>イオンのスペクトルではLiピークはClピークに比べて強度が大きく、いずれのピークも弾性散乱ピーク位置から5~7eV低エネルギー側に現れる。このエネルギーロスは電子が電子親和準位 (affinity level)に捕獲されたことによる励起と考えられる (図2参照)。

以上の実験結果の解釈には、イオン-固体表面間の電子交換の機構を明らかにすることが必要である。図2は、その模式図である。LiCl表面上での入射H<sup>+</sup>イオンの中性化過程ではオージェ中性化は無視できる。なぜなら、LiClの価電子帯とH<sup>+</sup>の空の1s軌道のエネルギー差が小さく、LiClの価電子帯の電子がオージェ電子として約8eV隔てた伝導帯より上に励起できないからである。従って、この系の電子交換機構では共鳴中性化が重要な役割を果たす。-13.6eVのH<sup>+</sup>のイ

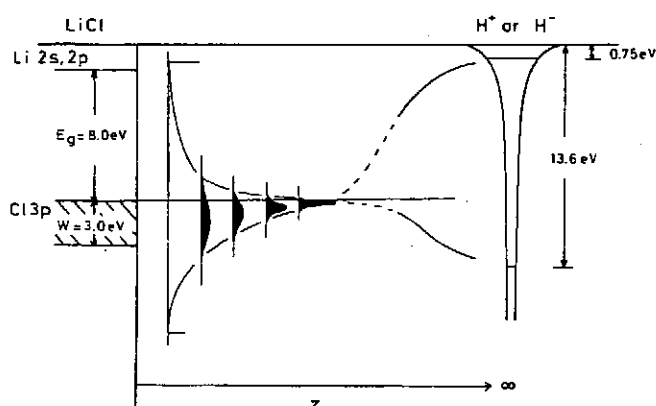


図2 H<sup>+</sup>-LiCl系における電子交換機構の模式図。

オン化準位 (ionization level) と -0.75eVのH<sup>-</sup>の電子親和準位は表面に近づくにつれて鏡像効果により図2のようにシフトし、ある距離から準分子軌道状態を形成する。さらに近づくとも表面の価電子帯との軌道混成により、共鳴条件を満たしながらH1s軌道は広がってゆき、最終的には分離する。このような議論は従来、原子軌道に関するデータを基に軌道相関図を用いてなされてきたが[10,11,15,16]、分子軌道で考えたほうがより実際に近いであろう。そこで、DV-X $\alpha$ 分子軌道計算を行った。

計算に用いたモデルは(LiCl<sub>3</sub>H)<sup>3+</sup>クラスター (図3挿入図) と(ClLi<sub>3</sub>H)<sup>3+</sup>クラスター (図4挿入図) である。これら2つのモデルを設定した理由はH<sup>+</sup>の中性化過程におけるターゲット原子依存性を明らかにするためであり、各々において、H<sup>+</sup>イオンとターゲット原子の距離zを変えながら計算を行った。クラスターの基板部の周りには点電荷を配置し、より正確なマードルングポテンシャルを取り入れた[14]。

図3と図4はzを変えながらの分子軌道相関図であり、H<sup>+</sup>イオンのLi、Cl原子への衝突をシミュレートしている。見やすくするためにH1s軌道成分を含む分子軌道のみを価電子帯の上端 (最高被占軌道) のエネルギー位置を0として示した。各分子軌道におけるH1s軌道成分の割合が横棒の長さで示されている。これらの軌道成分はzの関数として変化するが、H<sup>+</sup>と基板との相互作用が比較的弱いz=5a.u.の位置での各軌道の主成分が示してある。また、図の右端に基板部である(LiCl<sub>3</sub>)<sup>+</sup>クラスター

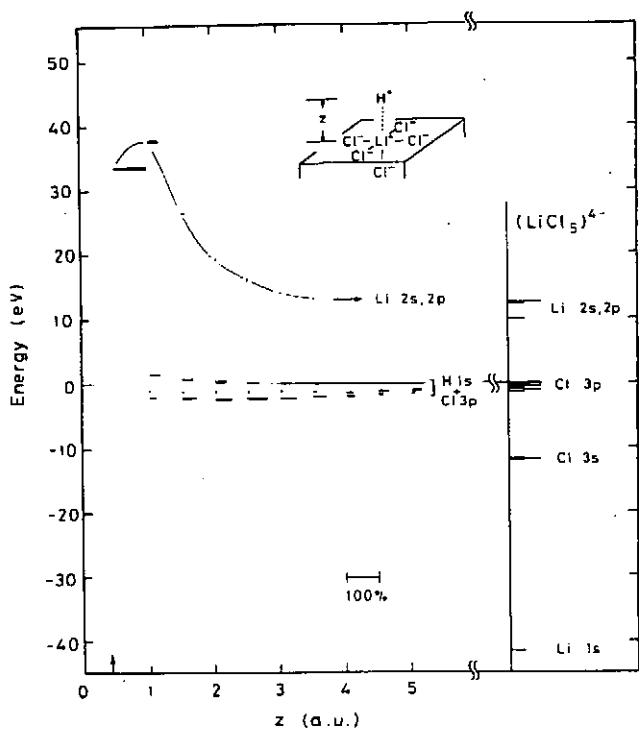


図3 H<sup>+</sup>-Liの衝突をモデル化した  
(LiCl<sub>5</sub>H)<sup>3+</sup>クラスターの分子軌道相関図。

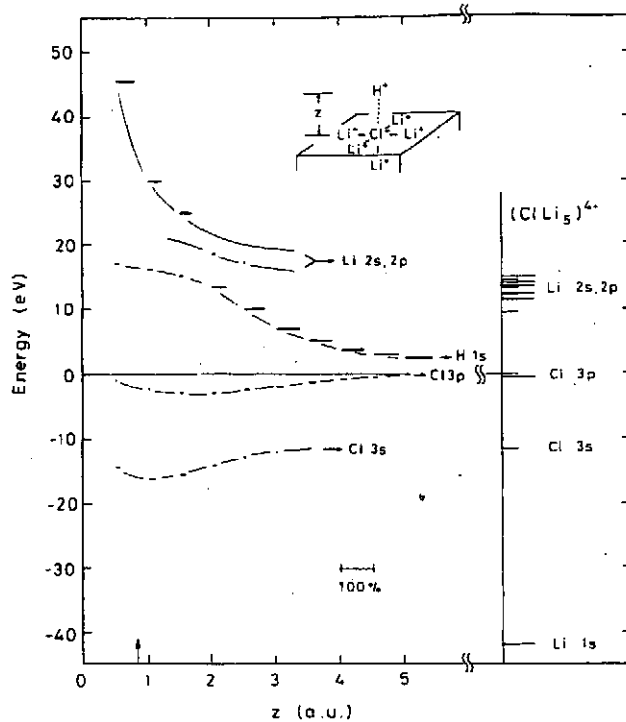


図4 H<sup>+</sup>-Clの衝突をモデル化した  
(ClLi<sub>5</sub>H)<sup>5+</sup>クラスターの分子軌道相関図。

(図3)と(ClLi<sub>5</sub>)<sup>4+</sup>クラスター(図4)のエネルギー準位が示してある。横軸に示した矢印は、Thomas-Fermi-Moliereポテンシャルから見積もった入射エネルギー100eVのH<sup>+</sup>イオンが表面に衝突する際に最も近づく距離である。図3のH<sup>+</sup>-Liの衝突では、H<sup>+</sup>イオンがz=5a.u.と比較的遠いところからz=1.5a.u.とLi原子に近づく間、H1s軌道が価電子帯を構成するCl3pと軌道混成しており、z=1a.u.でH1s軌道がLi1s軌道との反結合相互作用により急激に昇位する。一方、図4のH<sup>+</sup>-Clの衝突では、H1s軌道は反結合的性格を持っており、z=5a.u.と比較的遠いところから価電子帯よりエネルギー的に離れており、Li原子に近づくにつれて徐々に昇位してゆく。また、H1s軌道成分はz=2a.u.付近でさらに上のLi2s,2p軌道に乗り移ってゆく。以上の結果は、H<sup>+</sup>がLiと衝突する際には、H1s軌道が価電子帯と共鳴条件を満たし、H<sup>+</sup>の中性化が起こりやすいのに対し、H<sup>+</sup>がClと衝突する際には、共鳴条件を満たしにくく、H<sup>+</sup>がイオンのまま生き残りやすいことを示しており、図1(a)の実験結果を説明している。ただし、我々の計算は断熱近似に基づく静的な計算であることを断っておく。現実の系ではイオンは運動しているので、電荷移動の確率を正確に見積もるのは断熱近似では不適当であり、動的な計算が必要である[17,18]。図1(a)においてLiから散乱されたH<sup>+</sup>が生き残っているのは動的な効果によるものであり、ClからのH<sup>+</sup>の散乱にもこの効果は当然寄与しているものと思われる。

図1(a)の電子-正孔対励起によるロスピークBの生じる過程を図5に模式的に示す[19]。H<sup>+</sup>は共鳴中性化によってターゲット原子から電子を受け取った後、昇位したH1s軌道と伝導帯との交差により、再びターゲットに電子を戻しイオン化する。図4のH<sup>+</sup>-Clの衝突では同様の傾向が見て取れる。動的な効果により共鳴中性化した一部のHの1s軌道が徐々に昇位し、十分な時間で伝導帯に電子を拡散させていると考えられる。一方、図3のH<sup>+</sup>-Liの衝突では共鳴中性化が起こるものの、Li原子に衝突する直前にH1s軌道は急激に昇位する。それ故、伝導帯に電子を拡散させるための時間が足りず、再イオン化確率が抑えられ、Li原子からのロスピークBは見いだされなかったと考えられる。また、LiCl上のCl原子からのD<sup>+</sup>散乱におけるピークAとBの強度の入射ビームエネルギー依存性を以前報告したが、これによると20eVをしきい値としてそれ以下の入射エネルギーではピークBのみが出現しないことが明らかになっている[3]。この20eVの入射エネルギーではCl原子に約2a.u.までの距離の位置までしか近づけない。D<sup>+</sup>とH<sup>+</sup>の電子構造が本質的に変わらないことを考慮すると、この距離は図4においてH1s軌道がLi2s、2p軌道と交差する点に対応しており、図5の機構に基づいて実験結果を良く説明できる。

図6は、前述の2つのクラスターに対して、DV-X $\alpha$ 計算によって得られたH1s軌道の電子の占有数のz依存性を示す。Li上ではH-Li間の距離が離れたところからH1s軌道の占有数が1.0を越えており、負イオン化している。一方、Cl上ではH<sup>+</sup>のままである。これは図3、図4のエネルギー準位からも明らかであり、Li上ではH1s軌道の

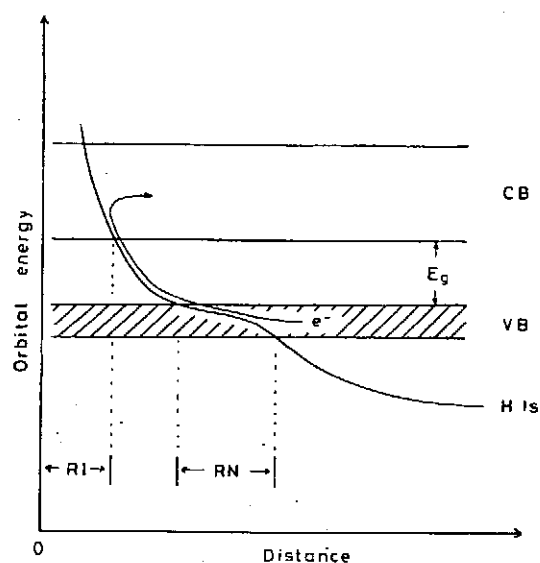


図5 電子-正孔対励起によるロスピークBの生じる機構を示す模式図。

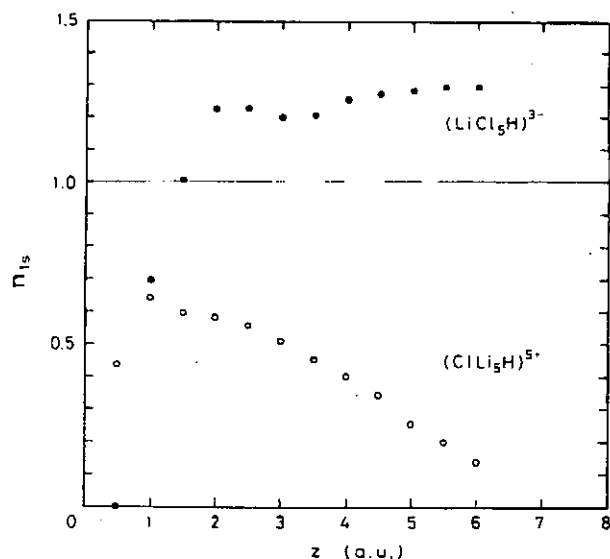


図6 (LiCl<sub>3</sub>H)<sup>3-</sup>クラスターと(ClLi<sub>5</sub>H)<sup>5+</sup>クラスターにおけるH1s軌道の電子占有数のH<sup>+</sup>-ターゲット原子間距離依存性。

主成分が  $z$  の小さいところを除いて被占軌道であるのに対して、Cl上ではH1s軌道の主成分が空軌道であることに対応している。以上の計算結果は図1(b)に示したLi上ではCl上よりもH<sup>-</sup>イオンがはるかに多く検出されることと一致しており、負イオン化のターゲット原子依存性が説明できる。

## 文献

- [1] 田丸謙二編、表面の科学、理論・実験・触媒科学への応用  
(学会出版センター、1985)、第10章
- [2] M. Aono, Nucl. Instrum. Methods B2, 374(1984).
- [3] R. Souda, W. Hayami, T. Aizawa, S. Otani, and Y. Ishizawa,  
Phys. Rev. B42, 7761(1990).
- [4] R. Souda, W. Hayami, T. Aizawa, S. Otani, and Y. Ishizawa,  
Phys. Rev. Lett. 69, 192(1992); Phys. Rev. B43, 10062(1991); 45, 14358(1992);  
B47, 4092(1993); B47, 6651(1993); B47, 9917(1993); B50, 1934(1994);  
Surf. Sci. 241, 190(1991).
- [5] R. Souda, K. Yamamoto, W. Hayami, T. Aizawa, and Y. Ishizawa,  
Phys. Rev. B50, 4733(1994).
- [6] Yu. I. Belchenko, G. I. Dimov, and V. G. Dudnikov, Sov. Phys. Tech. Phys.20, 40(1975).
- [7] R. Hiskes, A. Karo, and M. Gardner, J. Appl. Phys. 47, 3888(1976).
- [8] J. K. Norskov and B. I. Lundqvist, Phys. Rev. B19, 5661(1979).
- [9] H. Veebeek, W. Eckstein, and R. S. Bhattacharya, Surf. Sci. 95, 380(1980).
- [10] B. Rasser, J. M. M. van Wunnik, and J. Los, Surf. Sci. 118, 697(1982).
- [11] J. J. C. Geerlings, P. W. van Amersfoort, L. F. Tz. Kwakman,  
E. H. A. Granneman, and J. Los, Surf. Sci. 157, 151(1985).
- [12] R. Souda, T. Aizawa, C. Oshima, S. Otani, and Y. Ishizawa,  
Phys. Rev. B40, 4119(1989).
- [13] H. Adachi, M. Tsukada, and C. Satoko, J. Phys. Soc. Jpn. 45, 875(1978).
- [14] C. Satoko, M. Tsukada, and H. Adachi, J. Phys. Soc. Jpn. 45, 1333(1978).
- [15] V. Fano and W. Lichten, Phys. Rev. Lett. 14, 627(1965).
- [16] M. Barat and W. Lichten, Phys. Rev. A6, 211(1972).
- [17] S. Tsuneyuki, N. Shima, and M. Tsukada, Surf. Sci. 186, 26(1987).
- [18] R. Brako and D. M. Newns, Surf. Sci. 108, 253(1981).
- [19] R. Souda, K. Yamamoto, B. Tilley, W. Hayami, T. Aizawa, and Y. Ishizawa,  
Phys. Rev. B in press.

## ダイバータプラズマにおける中性粒子輸送のモデル

原研那珂研 滝塚知典、清水勝宏

### 1. はじめに

ダイバータプラズマにおける中性粒子の役割として次のことが重要である。

#### (1) 粒子補給 (リサイクリング、ガスパフ、ペレット)

プラズマへの粒子補給は中性粒子により行われる。リサイクリングおよびガスパフの Franck-Condon 中性粒子のプラズマへの侵入距離はほぼ  $\lambda_{iz} \sim 1/n_{19} \text{ cm}$  ( $T_e \sim 10-100 \text{ eV}$ ,  $n_{19} : 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) である。

#### (2) 低温高密度ダイバータプラズマ形成

$\lambda_{iz}$  がダイバータプラズマの厚み  $d \sim 1 \text{ cm}$  より短くなると、ダイバータ板近傍で粒子リサイクリングが増大し、低温高密度ダイバータプラズマが形成される。低温化によりダイバータ板の侵食が小さくなることが期待できる。

#### (3) 遠隔放射冷却

ダイバータ板の熱負荷を減少させるためには、伝導・対流熱を放射エネルギーに変えて壁に広く分散させることが有効である。閉じ込め性能を損なわないためには主プラズマから離れたダイバータプラズマにおいて(遠隔)放射損失を増大させることが望ましい。中性粒子による電離と励起エネルギーにより1粒子当り  $E_{iz}$  分の局所的熱負荷を減少できるので粒子リサイクリングの多い低温高密度ダイバータプラズマが有効である。また不純物による放射パワーは、式  $P_{\text{rad}} \sim f_{\text{imp}} n^2 L(T_e)$  が示すように、やはり低温高密度ダイバータプラズマが有効である。

#### (4) 荷電交換によるプラズマの運動量除去 (磁力線方向プラズマ圧力の非一様化)

ダイバータ板近傍のプラズマ圧力  $n_d T_d$  は、荷電交換によりプラズマの運動量が除去されると、主プラズマに近いスクレイプオフ層のプラズマ圧力  $n_s T_s$  に比べ低くなる ( $2n_d T_d = g n_s T_s$ ,  $g < 1$ )。ここでスクレイプオフ層のプラズマ温度  $T_s$  は密度  $n_s$ 、主プラズマからの流出パワー  $P_{\perp}$ 、熱拡散係数  $\chi$ 、および磁力線の長さ  $L$  によってほぼ決まる。

#### (5) 磁力線方向プラズマ圧力非一様化によるダイバータ板熱負荷の減少

伝導・対流熱束から放射損失を除いた熱流束  $Q = Q_{\parallel} - Q_{\text{rad}}$  がダイバータ板熱負荷となる。プラズマ-壁境界条件から  $Q \propto n_d T_d^{1/2} (\gamma T_d + E_{iz})$  ( $\gamma$ : プラズマ-壁熱伝達係数) であり、 $2n_d T_d = g n_s T_s$  より右辺は  $g n_s T_s (\gamma E_{iz})^{1/2} (X^{1/2} + X^{-1/2}) / 2$  ( $X = \gamma T_d / E_{iz}$ ) となるので、 $Q$  を小さくするためには(4)に述べたような荷電交換により  $g$  を小さくすることが重要である。

ITERにおけるダイバータの新概念として、ガスダイバータが考えられている。ダイバータ板近傍の中性ガス圧を積極的に増加することで、プラズマ圧力が下がり熱流束が大幅に減少する不接触プラズマの形成を期待している。この新概念が成立するかどうかの問題点として、◎プラズマと中性ガスとの圧力バランス、◎主プラズマの密度限界、

◎不純物の逆流、◎改善閉じ込めとの両立等がある。

以上に述べた様な問題点を明かにするために、ダイバータプラズマの実験研究とともに数値シミュレーション研究が遂行されている。この報告では、数値的研究の内、中性粒子輸送を扱うモデルについて概説する。2節ではモンテカルロ法粒子モデル、3節では中性ガス流体モデル、4節では「進化したモンテカルロ法」についてそれぞれ簡単に説明する。

## 2. モンテカルロ法粒子モデル

ダイバータプラズマのシミュレーションにおいては、プラズマと中性ガスそれぞれの輸送を同時に解き進めていく。例えばプラズマは流体モデル、中性ガスはモンテカルロ法粒子モデルで取り扱っている。

モンテカルロ法粒子モデルは、計算時間が長くなるという欠点があるが、種々の物理過程を模擬し易く、またプラズマと壁の実形状を取り扱うのに便利である。モデルの手法について Heifetz が詳しく記している [1]。プラズマの諸パラメータを与えて、中性粒子輸送に関連する次の物理過程を追跡する：

- ◎ 中性粒子の発生 (壁、ダイバータ板でのイオンの中性化、ガスパフ等)
- ◎ 原子/分子過程 (解離、電離、荷電交換、再結合、励起等)
- ◎ 粒子軌道 (直線運動、弾性・非弾性衝突)
- ◎ 壁での反射 (反射、吸収・放出)

電離については重みの変化で記述し、解離・再結合・荷電交換についてはモンテカルロ法を用いて発生や速度変化を模擬する。例えば、荷電交換するまでの距離  $L_{cx}$  は一様乱数 ( $0 < \xi \leq 1$ ) を用いて  $\int_0^{L_{cx}} ds / \lambda_{cx}(s) = -\ln \xi$  の式より決める ( $\lambda_{cx}(s)$  : 局所的荷電交換平均自由行程)。中性粒子と中性粒子との弾性・非弾性衝突の効果はガスダイバータでは重要であるが、既存のモンテカルロ法粒子コードにおいてはほとんどこれを取り扱っていない。壁における反射係数等は、例えば、Eckstein and Verbeek [2] の与えたデータが DEGAS コード [1] や Shimizu のコード [3] に用いられている。炭素壁に重水素が 30 eV のエネルギーで入射するとき、反射率は約 0.3 (約 0.7 の粒子束は壁温で再放出される)、反射エネルギーは約 10 eV、角度分布は壁がラフであるので再放出時と同様に  $\cos$  分布で反射すると仮定している。

Shimizu 等は、モンテカルロ法粒子コードを用いて  $H\alpha$  強度を求めて JT-60U における実験値と比較することにより、主プラズマに侵入する中性粒子束を決めることができ、粒子閉じ込め時間やダイバータプラズマの粒子束増倍率を評価した [3]。モンテカルロ法粒子コード DEGAS によりガスダイバータも模擬できることを Grossmann 等が示しており、その結果は PISCES-A の実験結果に良く一致している [4]。

## 3. 中性ガス流体モデル

計算時間短縮のために、中性ガスの輸送を流体モデルにより模擬することも行われている。中性ガスの連続の式、運動量および温度の式を解く場合、それらの方程式系はプラズマ流体と異なり磁場の向きに無関係であり、またプラズマ断面に投影された中性ガス流速はプラズマ流速より磁場のピッチ  $B_p/B_t$  の逆数程度大きくなりうるので、プラズ



マ流体方程式系に比べ数値的に解法が難しい。

低温高密度ダイバータプラズマのような、荷電交換の平均自由行程がダイバータプラズマの特性長より短くなる系における中性ガス輸送を考えると、連続の式を拡散型方程式に変換したモデルが数値的に取り扱い易い。荷電交換過程に支配される定常な運動量の式、 $0 = -T_0 \nabla n_0 - v_{cx} m_0 n_0 (V_0 - V_i)$ 、を用いると中性ガス密度  $n_0$  の連続の式は

$$\partial n_0 / \partial t + \nabla n_0 V_i = \nabla D_{cx} \nabla n_0 - v_{iz} n_0$$

と書ける。ここで、中性ガス温度  $T_0$  はイオン温度に等しいと仮定している。 $v_{cx}$  と  $v_{iz}$  は中性粒子から見た荷電交換周波数と電離周波数、 $V_0$  と  $V_i$  は中性ガス流速とイオン流速、拡散係数は  $D_{cx} \equiv T_0 / m_0 v_{cx}$  である。水素原子と水素分子の2種の拡散方程式を連立させて、ガスダイバータ中の中性ガス輸送を模擬したが [5]、モンテカルロ法粒子モデルに比べると実験結果とよく一致しなかった [4]。

中性水素ガスは、約 5 eV のエネルギーを持つ Franck-Condon 中性粒子 (壁からの放出やガスパフで供給される水素分子が解離されて生じる)、および荷電交換をしてほぼイオン温度に等しい温度を持つ荷電交換中性粒子から構成される。前者 (密度  $n_{FC}$ ) は壁からプラズマに向かって Franck-Condon 速度  $V_{FC}$  で自由に流れると仮定すると、次の2群の方程式系が得られる (First Flight Corrected Neutral Diffusion model [6]) :

$$\partial n_0 / \partial t + \nabla n_0 V_i = \nabla D_{cx} \nabla n_0 - v_{iz} n_0 + v_{cx} n_{FC}$$

$$\partial n_{FC} / \partial t + V_{FC} \nabla n_{FC} = -v_{iz} n_{FC} - v_{cx} n_{FC}$$

ここで両式の右辺最終項は荷電交換により低エネルギー成分が高エネルギー成分に変わることを示している。このモデルはダイバータ板近傍での強いリサイクリング効果をかなり正確に表すことができる。

壁に囲まれたダイバータプラズマにおいては、Franck-Condon 中性粒子の流速は  $V_{FC}$  とならない。例えば右の壁から来るもの (密度  $n_{FC,R}$ ) と左の壁からくるもの (密度  $n_{FC,L}$ ) を考慮すると全体の F.C. 中性粒子 (密度  $n_{FC} = n_{FC,R} + n_{FC,L}$ ) の輸送は次の拡散型方程式で表すことができる [7] :

$$\partial n_{FC} / \partial t = \nabla D_{FC} \nabla n_{FC} - v_{iz} n_{FC} - v_{cx} n_{FC}$$

ここで  $D_{FC} \equiv V_{FC}^2 / (v_{iz} + v_{cx})$ 。高エネルギーおよび低エネルギー成分の中性ガスに対し、共に拡散型方程式で表現できるので、数値解法が容易になっている。

以上に述べたように、中性ガス輸送の流体モデルは確立されていない。またプラズマとの運動量およびエネルギーの交換を矛盾なく記述することがかなり難しい。1次元では容易な壁における境界条件が、2次元ではその設定がかなり難しい。粒子モデルを用いると、これらの流体モデルの問題点は容易に解決できる。

#### 4. 進化したモンテカルロ法

中性ガスの輸送計算において、計算時間短縮のためには、モデルに問題点があっても流体モデルを適用するほうが良い。この方向は、ダイバータプラズマのシミュレーションをワークステーションで行っていく考え方に沿っている。一方、超大型並列計算機を

使ってシミュレーションを行うことを考えるときは、モデルに問題点の少ない粒子モデルを適用するほうが物理観点から良い。

モンテカルロ法粒子モデルにおいても、時間ステップ  $\Delta t$  を大きくとって計算時間を短縮し、また粒子間の相互作用まで取り入れたモデルの開発が今後の課題である。このようなモンテカルロ法を便宜上「進化したモンテカルロ法」("Advanced Monte-Carlo method")と呼ぶ。ここで「進化したモンテカルロ法」のひとつである、プラズマ中の不純物の電離・再結合過程を模擬する「陰解的モンテカルロ法」("Implicit Monte-Carlo method") [8] について簡単に紹介する。

一般の単純なモンテカルロ法(陽解的モンテカルロ法)では  $m$  価の不純物イオンが  $(m+1)$  価に電離するか  $(m-1)$  価に再結合するかは、一様乱数  $(0 < \xi \leq 1)$  により次のように決める： $0 < \xi \leq v_{iz} \Delta t$  のときは電離、 $v_{iz} \Delta t < \xi \leq (v_{iz} + v_{rec}) \Delta t$  のときは再結合する。このモデルが精度良く働くのは、当然  $(v_{iz} + v_{rec}) \Delta t \ll 1$  のときである。

粒子の運動を追跡しながら電離・再結合過程を模擬するとき、時間ステップは軌道追跡の時間スケールで決めるほうが一般的に計算時間が短縮できる。任意の長さの  $\Delta t$  で電離・再結合過程を正確に模擬できるように「陰解的モンテカルロ法」が開発された。ある不純物イオンの  $\Delta t$  後の荷電状態は確率的である。 $m$  価の不純物が  $n$  価 ( $n = 0 \sim N$ ,  $N$ : 最大電離数) になる確率  $P^n$  は連立常微分方程式

$$\begin{aligned} dP^n/dt &= v_{iz}^{n-1 \rightarrow n} P^{n-1} - (v_{iz}^{n \rightarrow n+1} + v_{rec}^{n \rightarrow n-1}) P^n + v_{rec}^{n+1 \rightarrow n} P^{n+1} \\ P^m &= 1, \quad P^{n \neq m} = 0 \quad \text{at } t = 0 \end{aligned}$$

の  $t = \Delta t$  における解で与えられる。この確率分布に従ってモンテカルロ法により、 $\sum^{n-1} P^{n'} < \xi \leq \sum^n P^{n'}$  のとき、テスト不純物は  $m$  価から  $n$  価に荷電状態を変える。連立常微分方程式は陰解的差分法で精度良く解ける。この方法により、ダイバータ板や壁に損失する不純物を問題にするダイバータプラズマ中の不純物挙動のシミュレーションを効率的に行うことができる。

中性粒子の輸送についても  $\Delta t$  の大きさにあまり制限されないモンテカルロ法を考えることができる。荷電交換の平均自由行程  $\lambda_{cx}$  がダイバータプラズマの特性長より短くなると、 $\lambda_{cx}$  程度で中性粒子を追跡していくことは計算時間が無駄である。このときは、荷電交換時間より長時間では粒子挙動を拡散と見ることができるので、テスト中性粒子の運動を拡散的運動で記述するほうが良い； $\langle dx^2 \rangle = 2 D_{cx} \Delta t$ 。また、荷電交換時間より短時間では、テスト中性粒子は自由運動をする； $dx = V_0 \Delta t$ 。中間の時間ステップについて運動の連続的表記を導入することで、「自由運動・拡散運動混成モンテカルロ法」("Free- and Diffusive-Motion Hybrid Monte-Carlo method") [9] を開発することができる。プラズマとの運動量とエネルギーの交換を矛盾なく決めること、および電離、再結合、弾性衝突の効果を取り入れることがこのモデル開発の今後の課題である。

## 5. まとめ

ダイバータプラズマ中の中性粒子輸送のモデルについて概説した。中性粒子はダイバータプラズマと相互作用して、ダイバータプラズマの特性に大きく影響するので、中性粒子の挙動を数値的に調べることが重要である。また、プラズマシミュレーションにおい

ては、プラズマと中性ガスを無矛盾的に追跡することが必要である。

その輸送モデルとして、モンテカルロ粒子モデルと中性ガス流体モデルがある。前者は計算時間がかかるが、物理過程を容易にモデル化して取り込むことができる。超大型並列計算機を用いるシミュレーションには前者が適しているであろう。後者について各種のモデルが提案されているが、確立されたと言えるものはない。モデルにいくつかの物理的問題点が解決されていないが、計算時間短縮の観点からワークステーションでシミュレーションを行う場合は後者が適しているであろう。

モンテカルロ法粒子モデルにおいても、計算時間の短縮と粒子の相互作用の導入は重要課題であり、これらを考慮した「進化したモンテカルロ法」の開発が必要である。計算時間短縮のために「陰解適モンテカルロ法」や「自由運動・拡散的運動混成モンテカルロ法」が開発されつつある。

## 文献

- [1] D.B. Heifetz, in "Physics of Plasma Wall Interactions in Controlled Fusion", edited by D.E. Post and R. Behrisch, (Plenum Press, New York, 1986) pp. 695-771.
- [2] W. Eckstein, H. Verbeek, "Data on Lite Ion Reflection", Max-Planck-Institute für Plasmaphysik, Report IPP 9/32 (1979).
- [3] K. Simizu et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 476.
- [4] A. Grossman et al., "Neutral Transport in a Gas Target Divertor: Experimental Simulation in PISCES-A and DEGAS Modeling Results", 11th PSI, Mito, 1994.
- [5] B. Merriman et al., "1 1/2 -D Fluid Modelling of Gas Target Divertors", 11th PSI, Mito, 1994.
- [6] A.K. Prinja, C. Koesoemodiprodjo, J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 340.
- [7] 筆者の知る限り筆者の提案である。
- [8] 鈴木, 滝塚, 清水 他, "陰解的モンテカルロ法による不純物の電離/再結合過程のシミュレーション", 1995年春プラズマ・核融合学会。
- [9] 筆者の知る限り筆者の提案である。

# Status of LHD Divertor Study

N.Ohyabu

! - 6 - 1995

## Abstract

Various innovative divertor concepts have been developed to improve the LHD plasma performance. They are two divertor magnetic geometries (helical divertor configurations with and without  $n/m = 1/1$  island) and two operational scenarios (confinement improvement by generating high temperature divertor plasma and simultaneous achievement of radiative cooling and H-mode-like confinement improvement). In addition, technological development of new efficient hydrogen pumping schemes are being pursued for enhancing the divertor control capability.

## I. INTRODUCTION

A large superconducting heliotron type device ( $R = 3.9$  m,  $B = 4$  T) called the Large Helical Device (LHD) [1,2] is being constructed at NIFS. The major goal of the experiment is to achieve high quality helical plasmas relevant to fusion reactor, requiring a highly performing divertor system. The divertor must remove heat flow from the core safely and simultaneously improve the core energy confinement, the major physics issue in designing the LHD as well as reactor grade toroidal devices such as ITER.

Two divertor magnetic geometries are to be employed for diverting the outward flowing plasma in LHD. The Helical Divertor (HD) is a helical version of the tokamak double null divertor, as illustrated in Fig.1(a). The other geometry is a island divertor (ID) configuration, which utilizes a magnetic island with  $m/n=1/1$  for plasma diversion ( Fig.1(b)). These geometries will be used to test two newly developed divertor operational scenarios.

## 2. HIGH TEMPERATURE DIVERTOR PLASMA OPERATION (HT- OPERATION)

In the HT-operation[3], the edge temperature is raised up to a high value, several keV by efficient pumping, thereby leading to enhancement in the energy confinement. The edge temperature is estimated to be  $T_{div} = W \xi / \gamma$  for a NBI heated and fuelled discharge where  $W$ ,  $\xi$ ,  $\gamma$ , are the beam energy, the pumping efficiency and the transmission coefficient at the sheath respectively, e.g.,  $T_{div} \sim 5$  keV for  $W \sim 250$  keV,  $\xi \sim 0.2$ ,  $\gamma \sim 10$ . In this operation, a peaked density profile is maintained by a combination of deep fuelling such as pellet or neutral beam injection and efficient particle pumping. Thus the diffusion coefficient ( $D$ ) and hence the particle confinement becomes important in determining the energy confinement. This is a desirable feature for the energy confinement in LHD where the high neoclassical ripple induced electron heat loss ( $1/\nu$ -regime) tends to suppress the temperature gradient. However the effective  $D$  is not high because the ions are well confined by  $E \times B$  drift ( $\nu$ -regime). Furthermore, the radial electric field in such a plasma regime is positive and hence neoclassical outward impurity pinch [4] may prevent the impurity contamination.

The major uncertainty of this operation is unexpected wall plasma interactions at high plasma

temperature such as unipolar arckings even though present our knowledge does not predict them. Recent results from low recycling tokamak divertor operations (JET[5], JT60-U[6]) are very encouraging, fairly high ion temperature in the divertor channel has been observed without accompanying any severe impurity problem.

The HT operation requires an efficient hydrogen pumping, motivating development of the pumping schemes for the LHD such as carbon sheet pumping[7] and the membrane pumping [8]. In these pumping systems, thin pumping sheets cover a significant fraction of the vessel wall near the divertor region and thus absorb atomic hydrogen particles recycled from the divertor. For reactor application of the HT-operation, however, a new divertor magnetic geometry needs to be explored, which guides the outward flowing plasma to a remote area with weak magnetic field, thereby allowing effective pumping and reliable heat removal even in the reactor environments [9]. Such a divertor geometry for heliotron type devices is numerically demonstrated to exist [10], as illustrated in Fig.2. Here a pair of the helical coils are identical with those of the LHD and three pairs of the poloidal coils in LHD are replaced by eight poloidal coils which provide a vertical field needed for formation of a closed surface configuration as well as an octapole field in the outer region. This octapole field makes four helical divertor layers into 80 small, outward directing divertor channels.

### **3. LOCAL ISLAND DIVERTOR (LID)**

One of the major LHD research goals is to improve the energy confinement through edge control. As an alternative approach, we also plan to use a local island divertor (LID), which pumps recycled hydrogen atoms with high efficiency [11,12]. In the LID configuration, the separatrix of the island ( $n/m = 1/1$ ) provides separation between the closed and open regions. As illustrated in Fig.1(b), the outward heat and particle flux cross the island separatrix by the perpendicular diffusion and flow along the field lines toward the rear of the island, where target plates are placed to handle the heat load. The particles recycled there are pumped away very effectively. It is a closed divertor with high pumping efficiency. The advantage of the LID over the HD is technical ease of the particle pumping because of localization of the recycling.

One of the remarkable feature of the island divertor configuration is a very sharp transition (within 2 mm in the radial direction) from the closed surface to the open region. This is quite in contrast to the HD with a wide transition width, as described in the following section. In helical devices, H-mode [13] so far has been achieved only when  $\iota$  at the LCFS is 1.0 or 0.5 (the major rational surfaces) (in W7AS [14] and CHS [15], two quite different devices in terms of magnetic geometry), but improvement of the energy confinement ( $\tau_E$ ) is very modest. With a closed divertor separatrix at  $\iota = 1.0$ , a significant  $\tau_E$  improvement might be achieved. With the LID experiment being done before the fully closed HD divertor experiment, we will obtain critical information as to edge plasma behavior in LHD, particularly, physics insights into the relation between the edge plasma and the core plasma confinement and thus can optimize the design of the HD divertor. The LID physics study will also induce exploration of advanced divertor concepts. In addition, a steady state LID operation at low power ( $\sim 500$  kW) will be a very efficient discharge cleaning scheme [16].

### **4. SIMULTANEOUS ACHIEVEMENT OF H-MODE RADIATIVE COOLING (SHC OPERATION)**

A new boundary control scheme ( SHC boundary) has been proposed [11], which could allow simultaneous achievement of the H-mode type confinement improvement and edge radiative cooling with wide heat flux distribution. In our proposed configuration, the plasma confining region is sharply separated by an open "ergodic" boundary. The degree of openness in the ergodic boundary must be high enough to make the plasma pressure constant along the field line, which in turn separates low density plasma just outside the plasma confining region ( the key external condition for achieving a good H-mode discharge[13]) from very high density, cold plasma near the wall ( required for effective radiative cooling). Such a separation of low and high density plasmas is illustrated in Fig.3. We have found that an LHD edge configuration on which an  $m/n=1/1$  island is superimposed (Fig.4) is ideal for such a SHC boundary. In this scenario, the magnetic configuration is the same as that of LID, but the divertor head inserted in the island is not needed.

For the natural LHD edge configuration, it is difficult to separate sharply the closed surface region from the open region because of the vague magnetic geometry [3]. Unlike tokamak poloidal divertor configuration, the open edge region has a complicated three dimensional structure and its poloidally varying thickness increases as the position of the plasma axis ( $\Delta$ ) relative to the center of the two helical coils shift outwards. The LHD edge configuration has  $n=10$  toroidal symmetry and thus generates natural island layers with toroidal mode number of 10 in the edge region. With increasing radius, island layers with poloidal mode numbers of 11, 10, 9, 8, 7, appear successively with increasing island width (Fig.4(a),(b)). The island layers with lower  $m$  overlap, generating stochastic field region. Beyond this stochastic region, there is an "edge surface layer" [3] peculiar to heliotron type helical divertor configuration. The natural boundary layer is quite thick and definition of the LCFS becomes ambiguous (this is particularly true for outward shifted or high  $\beta$  discharges). When the resonant field is imposed to generate a  $m/n=1/1$  island, the complicated boundary becomes much simpler. The isolated island layers and a part of stochastic region are buried within the imposed  $n/m=1/1$  island, as shown in Fig.4(c),(d). With  $n/m=1/1$  island, the LCFS can also be clearly defined within  $\sim 2$  mm and the connection length is  $\sim 200$  m ( $\sim 8 \times 2\pi R$ ). Thus the LHD configuration with  $n/m=1/1$  island could be ideal for simultaneous achievement of H-mode and radiative cooling.

In summary, we are developing the various divertor innovations, which we hope will provide significant improvements in plasma performance in LHD and will also contribute to development of the tokamak divertor.

- REFERENCES -

- (1) A. Iiyoshi, M. Fujiwara, O. Motojima, N. Ohyaabu and K. Yamazaki, Fusion Technology, 17, 169 (1990).
- (2) O. Motojima et al. Fusion Engineering and Design, 20, 3, (1993).
- (3) N.Ohyaabu, T.Watanabe, Hantao Ji, H.Akao, T.Ono, et al., Nucl. Fusion 34 387 (1994).
- (4) K.S.Shaing, Phys. Fluids, 26,3164 (1983).
- (5) H. Weisen et. al., Nucl. Fusion, 31, 2247 (1991).
- (6) JT-60U Team, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), Vol.1, IAEA, Vienna, 57 (1993).
- (7) A. Sagara, N. Ohyaabu, H. Suzuki, O. Motojima, To appear in J. Nucl. Mater. (1994)
- (8) A.I.Livshits et al., J.Nucl.Mater., 170, 79 (1990).
- (9) N.Ohyaabu, Kakuyugo-Kenkyu, 66,525 (1991).
- (10) H.Takase, N.Ohyaabu, To appear in Nucl. Fusion (1994).
- (11) N. Ohyaabu, A. Komori, K. Akaishi, N. Inoue, Y. Kubota, et. al., " Innovative Divertor Concepts for LHD " To appear in J. Nucl. Mater. (1994).
- (12) A. Komori, N. Ohyaabu et. al., " Local Island Diveror for LHD ", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994, IAEA.
- (13) F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, et al., Phys. Rev. Lett., 49, 1408 (1982).
- [14] V. Erckmann, F. Wagner, J. Baldzuhn, R. Brakel, R. Burhenn, et. al., Phys. Rev. Lett. 70, 2086 (1993).
- [15] K. Toi, S. Okamura, H. Ichiguchi, H. Yamada, S. Morita, et. al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), Vol.2, IAEA, Vienna, 461 (1993).
- [16] A. Sagara, N. Ohyaabu, O. Motojima, " Proposal of LID Discharge Cleaning", these Proceeding

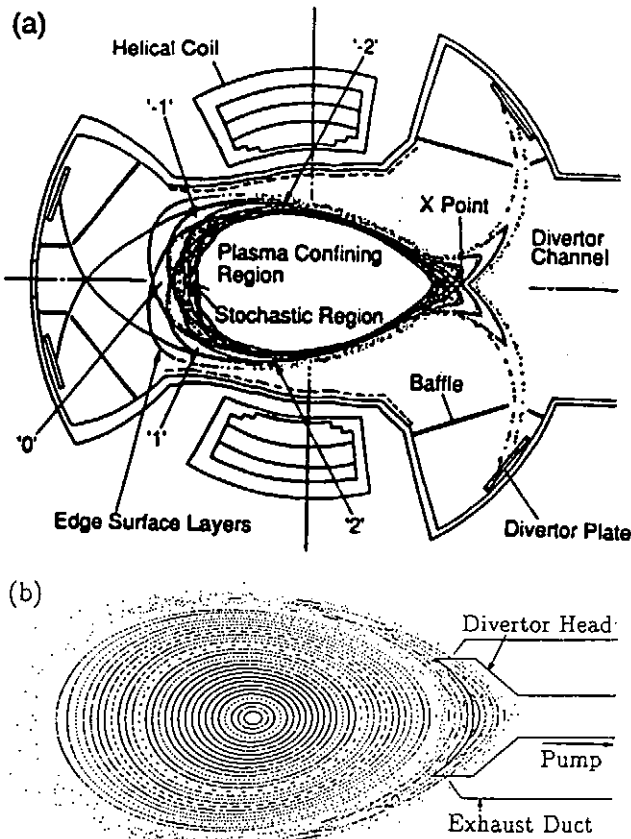


Fig.1 Two divertor magnetic geometries for LHD  
 (a) Helical divertor configuration, inherent to heliotron type confinement system.  
 (b) Island divertor configuration with LID head.

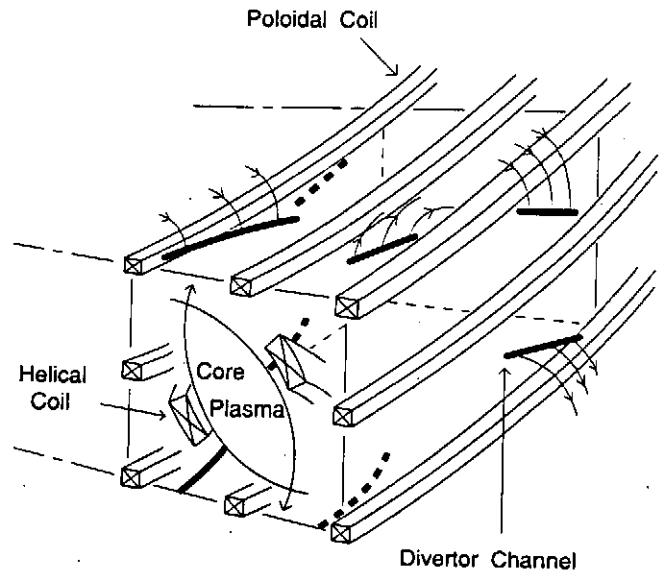


Fig.2 A helical divertor geometry with many divertor channels leading to a remote area, which is explored for High Temperature Divertor Operation in reactor grade devices [10].

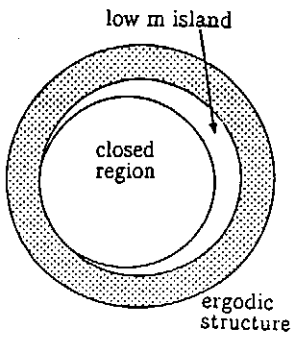
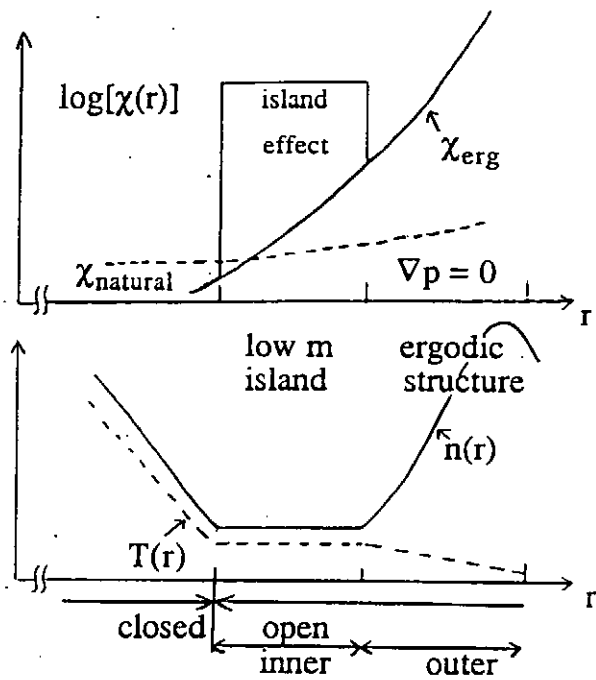
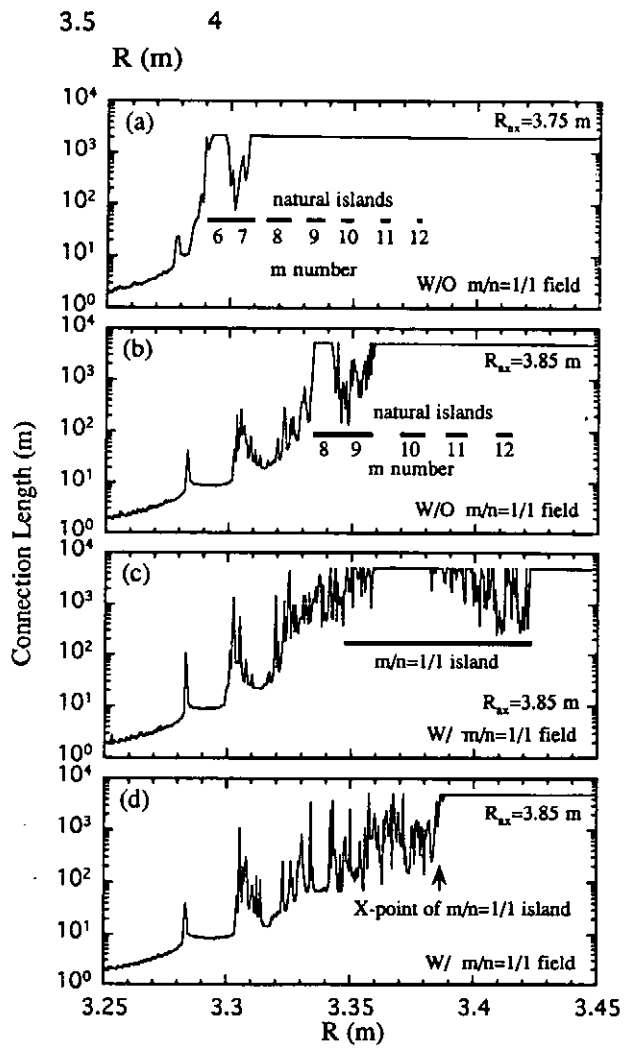


Fig.3 Transport in the proposed SHC boundary.  $\chi_{erg}$  is the electron thermal diffusivity induced by the ergodic structure. In the inner open region,  $\chi_{erg}$  is high, but the pressure is not constant without low m island.



Fig.4 LHD SHC boundary. The connection length (the field line length up to the divertor plate) as a function of the radius ( $R$ ). (a)(b) without  $n/m=1/1$  island for different  $\Delta$ s. (c)(d) with  $n/m=1/1$  island ( $\Delta=-0.05m$ ) at different toroidal angles





# 荷電粒子を照射したニッケル中における重水素の熱的挙動の観察

京都大学工学部原子核工学教室

高木 郁二

## 1. 序

放射線場におかれた金属内部で、水素同位体がどのような熱的挙動を示すかということは、核融合炉工学における重要な研究課題の一つである。例えば、照射損傷部分に水素同位体を捕捉するトラップが生成された場合、プラズマ対向壁中のトリチウムインベントリが著しく増加することが予想される。本研究では、イオンを照射したニッケル中の重水素の濃度を核反応法を用いて測定することによって、照射に起因したトラップの深さや生成率を実験的に求めた。

## 2. 実験

一般にトラップに関する実験では、予め低温に保った試料に水素同位体を注入または吸蔵させておいてから、試料の温度を上昇させ、試料中に保持される水素濃度や試料から放出される水素の量を測定する手法が用いられている。しかし、この方法では、非定常状態での現象を観察するために、データの解析が複雑である。また、捕捉されていない（溶解している）水素の濃度を知ることも困難である。

ここでは、同時観察法と我々が呼称している方法を用いた。図 1 (a) に示すように、試料である金属薄板の片面を、重水素プラズマに常にさらしているのが特徴である。試料中には常に重水素が供給されるために、定常状態での測定が可能である。また、後で述べるように、試料の他方の面に透過してくる重水素の流量から、試料中に溶解している重水素の濃度を知ることもできる。試料中の重水素の濃度は、 $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$  を利用した核反応法によって測定した。

典型的な実験手順は図 1 (b) に示した通りである。まず、試料を所定の温度まで加熱し、保持する。次に重水素プラズマを点火し、試料の上流側の面にさらす。試料の下流側の面から透過する、重水素の透過流量をモニターする。透過流量が一定になってから、損傷を生成させるためのイオンを試料の上流側の面に照射する。最後に、重水素濃度測定のための分析用イオンビームを、上流側の面に照射する。

## 3. 実験結果および考察

### 3-1. 重水素の深さ方向分布

0.8MeV -  $^3\text{He}^+$  イオンを予め照射した場合に得られた、重水素の深さ方向分布を図 2 に示す。横軸は試料の上流側表面からの深さである。未照射の場合に比べ、イオンを照射した場合には、深さ 0.9 $\mu\text{m}$  付近に濃度のピークが現れており、照射量と共に増大している。

これに対し、深さ  $0\mu\text{m}$  に見られるピークの高さは照射量に無関係であり、このピークは表面に吸着している重水素によるものと考えられる。

照射した試料における重水素の分布には、捕捉されいている重水素と、溶解している重水素、表面に吸着している重水素が寄与している。後二者の合計は未照射試料の分布に等しいので、この分布（図2の△印）を照射した試料における分布（図2の○印）から差し引くと、図3のような、捕捉されている重水素の深さ方向分布が得られる。

図3には、TRIM コード [1] で計算した、照射イオンの分布と弾き出し損傷の分布も併せて示している。照射イオンが飛程付近にのみ存在しているのに対し、損傷は表面付近にまで広がっており、捕捉されている重水素の分布に良く似ている。

図4と図5は、それぞれ、 $0.8\text{MeV} - ^4\text{He}^+$  イオンと、 $0.9\text{MeV} -$  を予め照射した場合の、捕捉されている重水素の深さ方向分布を示した図である。図2と併せて比較すると、照射するイオン種によらず、重水素の分布と弾き出し損傷の分布は似ており、トラップが弾き出し損傷に起因することを示唆している。

### 3-2. トラップエネルギー

トラップエネルギー  $E_t$  は、トラップサイトと溶解サイトにおける重水素のエネルギー差として定義する。定常状態では、溶解している重水素と捕捉されている重水素との間に平衡が成り立っていると考えると、平衡を表す定数  $f$  は次のように書くことができる [2]。

$$f = \frac{C_s(x)}{\{hN - C_s(x)\}} \frac{\{C_o(x) - C_t(x)\}}{C_t(x)} \quad (1)$$

ここに、 $hN$  は溶解サイトの密度、 $C_s(x)$  は溶解している重水素の深さ  $x$  における濃度、 $C_o(x)$  はトラップサイトの密度、 $C_t(x)$  は捕捉されている重水素の濃度である。トラップエネルギー  $E_t$  を用いると、 $f$  は、

$$f = \mu \exp(-E_t/kT) \quad , \quad (2)$$

と表される。 $T$  は試料の温度である。 $\mu$  は捕捉されている重水素と溶解している重水素のエントロピー差を表す定数である。以下では、いくつかの温度における  $f$  の値から、トラップエネルギー  $E_t$  を求めてみる。

本実験では、分析深さは表面からせいぜい  $2\mu\text{m}$  までであり、試料の上流側表面近傍の濃度分布を測定している。従って、この範囲では、 $C_s(x)$  は一定の値 ( $=C_{su}$ ) とみなすことができる。また、 $C_{su}$  は溶解サイトの密度  $hN$  よりもはるかに小さい。これらを考慮すると、式(1)は次のように書き直すことができる。

$$f = \frac{C_{su}}{hN} \frac{(S_o - S_t)}{S_t} \quad (3)$$

ここに、 $S_i$  と  $S_0$  は、それぞれ、 $C_i(x)$  と  $C_0(x)$  を、深さ 0 からトラップが存在する最大深さまで積分した値であり、面密度を表す。

式 (3) 中、溶解している重水素の濃度  $C_{su}$  は、透過が拡散律速の場合、定常状態での透過流量  $J_{st}$  との間に、

$$C_{su} = J_{st}L/D \quad (4)$$

なる関係が成り立つ。ここに、 $L$  は試料の厚みで、 $D$  は試料中の重水素の拡散係数である。透過が拡散律速であることは既に実験的に確認している [3] ので、透過流量の値から、直ちに  $C_{su}$  を得ることができる。いくつかの温度における透過流量  $J_{st}$  の温度依存性を図 6 に示す。式 (4) によって得られた、溶解している重水素の濃度  $C_{su}$  も併せて示した。

核反応法による測定では、既に述べたように、捕捉、溶解、吸着している重水素の和としての深さ方向分布が得られる。溶解している重水素の濃度  $C_{su}$  は上で述べた方法で求められる。吸着している重水素は表面にのみ存在するので、深さ方向分布から、その量を知ることができる。従って、3-1. で述べたような、未照射試料における重水素の分布を差し引く方法を用いなくても、捕捉されている重水素の分布を得ることができる。

図 7 は、0.8MeV -  $^4\text{He}$  を予め照射した試料について、捕捉された重水素の面密度  $S_i$  をアレニウスプロットした図である。明らかに、低温側では、 $S_i$  の値は飽和する傾向を示している。そこで、低温では全てのトラップが重水素で占められている ( $S_i = S_0$ ) と仮定した。以上より得られた値を式 (3) の右辺に代入し、 $f$  を求めた結果を図 8 の○印に示す。各点はアレニウス図で直線上に並んでおり、一種類のトラップが支配的であることを示している。また、直線の傾きから、トラップエネルギーは、0.24 eV であることがわかった。

同じ図には、予め水素イオンを照射した試料について、同様の実験を行った結果も示している (△印)。ヘリウムイオンを照射した場合とほぼ同じ直線上に並んでいることから、同じ種類のトラップが生成したと考えられる。照射した水素は、速やかに拡散すると考えられることから、このトラップは、照射イオンに直接起因するものではない。3-1. の結果とあわせて考えると、照射損傷に起因するものであると言える。

トラップエネルギーから、トラップの種類を推測することは可能かも知れない。例えば、Besenbacher ら [4] は、トラップエネルギーがそれぞれ、0.24 eV と 0.43 eV の、単一空孔によるトラップと、複空孔によるトラップを観察している。Myers ら [5] は、理論的な解析によって、弱い方のトラップ (0.24 eV) は、空孔に複数の重水素原子が捕捉されている場合であろうと示唆している。これらの値を比較すると、本実験で観察されたトラップは、空孔によるものとも考えられる。

しかしながら、式 (2) における  $\mu$  の値が、本実験と Basenbacher らのグループとで異なっている。一般には  $\mu = 1$  とおいた数式を用いて、データが解析されている。これに対し、本実験では、アレニウスプロットした直線の切片から  $\mu$  を求めた結果、1 よりもかなり小さい値を得ている。もし、本実験で得られた  $f$  の値と温度  $T$  のみから、 $\mu = 1$  を

仮定してトラップエネルギーを求めると、 $E_t = 0.3 \sim 0.4$  eV となる。この値は、上記のいずれのトラップにも該当しない。このように、 $\mu$  の取扱いも含め、トラップがどのような損傷（あるいは欠陥）かを知ることは、今後の課題である。

### 3-3. トラップの生成率

損傷を生成させるためのイオン照射と、核反応法による重水素濃度の測定を交互に繰り返し、トラップの面密度と照射量との関係を調べた結果を図9に示す。照射したイオンは $^3\text{He}^+$  と  $\text{H}_3^+$  であり、照射時の試料温度はいずれも 453 K である。どちらの場合も、トラップの面密度は照射量に対してほぼ直線的に増加した。

上記の結果は、トラップの生成を、照射量と直接関係づけられることを示している。トラップは弾き出し損傷に起因するものであるから、トラップ生成率を、弾き出し損傷数に対する、生成したトラップ数の比として定義する。

本実験で得られたトラップ生成率をまとめて表1に示す。照射するイオンによってトラップ生成率が異なるのは、衝突カスケードの大きさや、照射イオンとトラップとの相互作用等が原因と考えられる。一方、同じイオン( $^3\text{He}^+$ ) の場合には、実験の範囲内では、トラップ生成率は照射エネルギーや照射時の試料温度に依存しないことがわかった。

## 4. まとめ

同時観察法を用いて、ニッケル試料中の重水素の深さ方向分布を観察した。試料には水素やヘリウムイオンを予め照射した。その結果、照射による弾き出し損傷に起因するトラップに捕捉される重水素の深さ方向分布を明瞭に観察することができた。支配的なトラップは、照射するイオンによらず一種類であり、そのトラップエネルギーは、0.24 eV であった。一方、トラップの生成率は照射するイオン種に依存した。

## 参考文献

- [1] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York (1985).
- [2] I. Takagi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B* 84 (1994) 393.
- [3] I. Takagi, *J. Nucl. Sci. Technol.* 29 (1992) 947.
- [4] F. Besenbacher, J. Bøttiger and S. M. Myers, *J. Appl. Phys.* 53 (1982) 3536.
- [5] S. M. Myers, P. Nordlander, F. Besenbacher and J. K. Nørskov, *Phys. Rev. B* 33 (1986) 854.

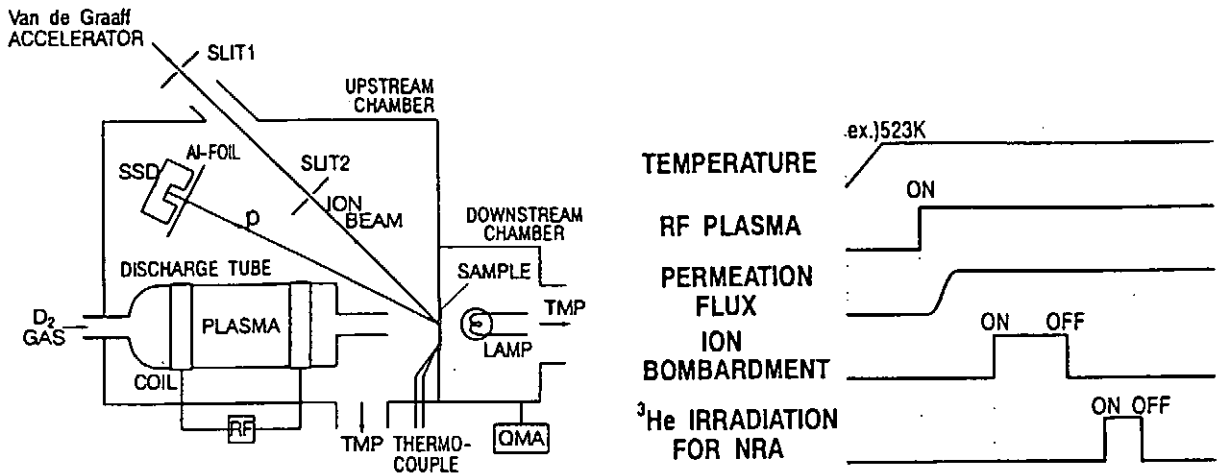


図1 (a) 実験装置の概念図 と (b) 典型的な実験手順

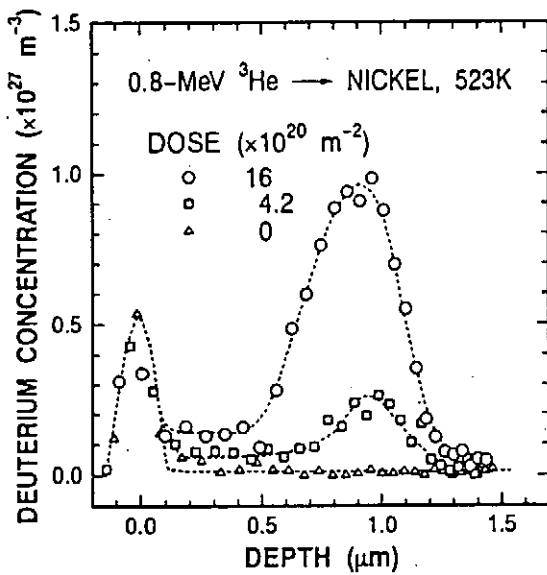


図2 0.8MeV-<sup>3</sup>He を照射した試料における重水素の深さ方向分布

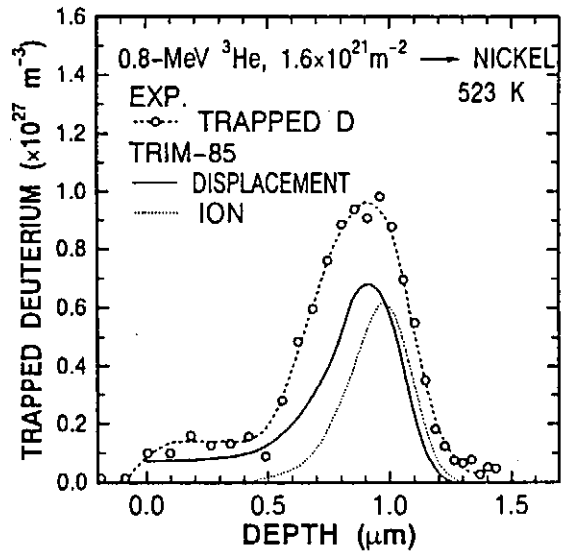


図3 捕捉されている重水素の深さ方向分布の一例。TRIMによる照射イオンと弾き出し損傷分布計算結果も併せて示す。

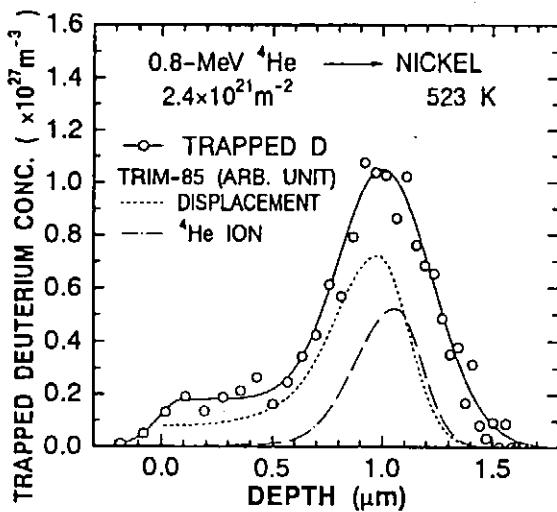


図4 <sup>4</sup>He を照射した試料における、捕捉されている重水素の深さ方向分布

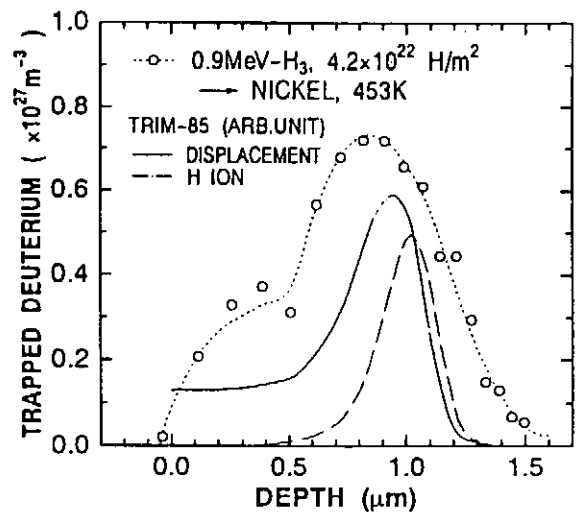


図5 水素イオンを照射した試料における、捕捉されている重水素の深さ方向分布

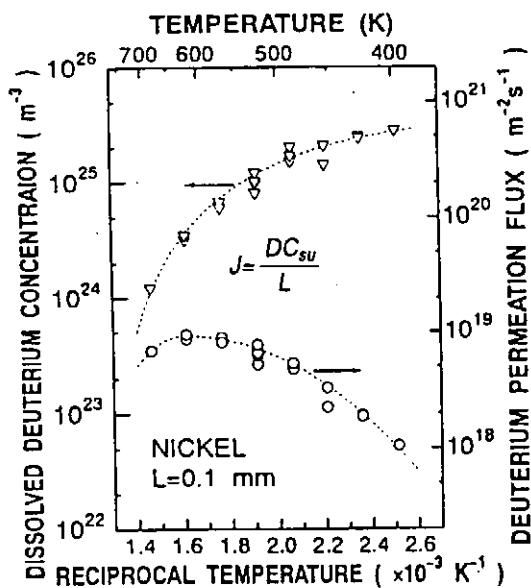


図6 定常状態における透過流量の温度依存性。透過流量から求めた、溶解している重水素の濃度も併せて示している。

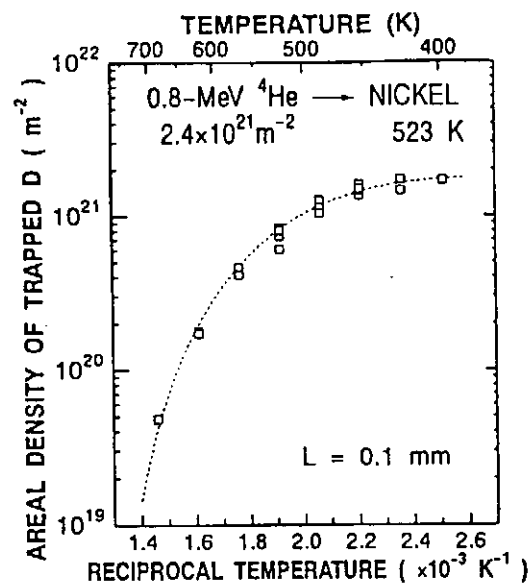


図7 図6と同時に測定した、捕捉されている重水素の面密度。予め照射したイオンは、0.8MeV - <sup>4</sup>Heである。

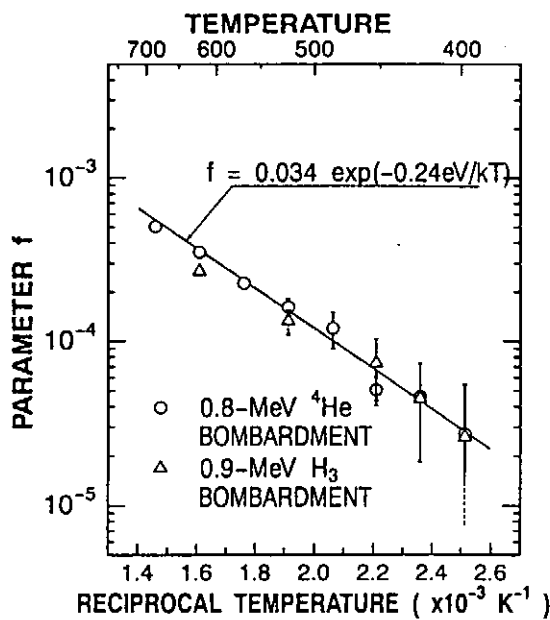


図8 パラメータ f のアレニウスプロット。<sup>4</sup>He を照射した試料は○印で、<sup>3</sup>H を照射した試料は△印で示す。

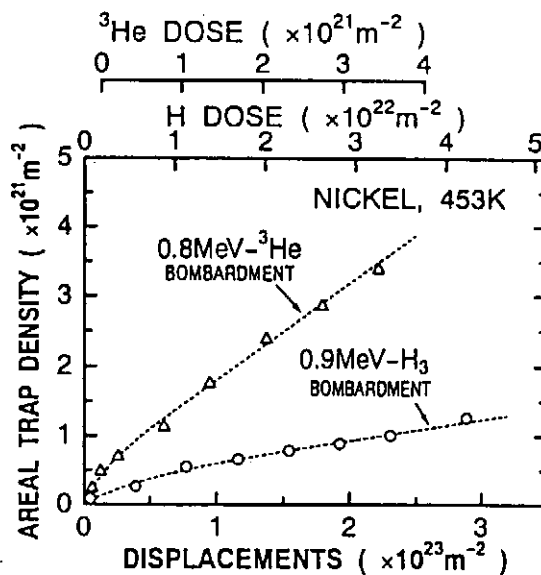


図9 トラップの面密度の照射量依存性。横軸は弾き出し原子数の面密度を表している。

表1 各種イオンを照射した場合の、トラップ生成率

BOMBARDING ION	H <sub>3</sub> <sup>+</sup>	<sup>3</sup> He <sup>+</sup>		<sup>4</sup> He <sup>+</sup>
ION ENERGY (MeV)	0.9	0.8	1.3	0.8
TEMPERATURE (K)	453	523		
DISPLACEMENTS, AB(x10 <sup>22</sup> m <sup>-2</sup> )	28	22	7.9	11
TRAPS, C (x10 <sup>21</sup> m <sup>-2</sup> )	1.3	3.4	1.3	1.7
PRODUCTION RATE, C/AB	0.0046	0.015	0.016	0.015
TRAPPING ENERGY (eV)	0.24			0.24

AB = (A)BOMBARDMENT DOSE x (B)DISPLACEMENTS PER ION

# ベリリウムと炭素の共存性

富山大学水素同位体機能研究センター 芦田 完、渡辺国昭

## 1. はじめに

JETなどの大型核融合反応実験装置ではプラズマ閉じ込め特性向上のため、プラズマ対向材料（以下「PFM」と略記）として炭素やベリリウムなどの低原子材料を使用し成果を上げている。これらPFMと水素同位体の相互作用に関するデータの蓄積は燃料リサイクリングやインベントリー評価に不可欠である。PFMとしての炭素材料と水素同位体の相互作用は比較的多くの研究が行われており、最近ではベリリウムと水素同位体の相互作用に関する研究も積極的に行われている。JETでは、構造材料から鉄、ニッケル、チタンなどの金属不純物放出によるPFM表面汚染が、位置にもよるが、およそ $10^{14} \sim 10^{17} \text{ atoms/cm}^2$ の範囲にあると報告されている[1]。金属不純物の堆積はPFM表面の性質を変える（改質する）可能性があるためその量や化学形には注意が必要である。一方、これら金属不純物の表面汚染とは別に、はるかに大量の炭素やベリリウムそのものがスパッタリング等により実験装置内を循環し対向壁表面に再堆積している[1]。再堆積系は炭素とベリリウムの混合共存系であり、この共存系そのものの熱的特性や水素同位体の捕獲状態等はそれぞれの単体元素とは異なる性質を持つと予想される。

炭素とベリリウムの共存系に関する知見を得るために、模擬系として次のような2種類の試料を調製した。

①ベリリウム基盤上に炭素を蒸着したもの

②ベリリウム基盤上に炭素イオン（エチレンイオン）を打ち込んだもの

これら2種類の試料について真空下での熱負荷を想定し、真空加熱にともなう状態変化をXPSおよびSIMS[2]により調べた。ここでは、主としてXPSによる測定結果の概略について記述する。

## 2. 実験

試料として日本ガイシ社製の原子炉級ホットプレスベリリウム（以下「Be」と略記）を用いた。このBeは材料試験炉（JMTR）の中性子反射体として使用されているものである。密度 $1.85 \text{ g/cm}^3$ 、純度は $99.9 \text{ at. \%}$ であり、不純物としてBeOを $0.46 \text{ mol \%}$ 含む他、僅か（ $\sim \text{ppm}$ ）ではあるが金属不純物も含んでいる。このBeの表面酸化層をベルト研磨した後、 $10 \times 10 \times 0.5 \text{ mm}$ に切り出して用いた[3]。

試料表面への炭素蒸着は別の装置内で黒

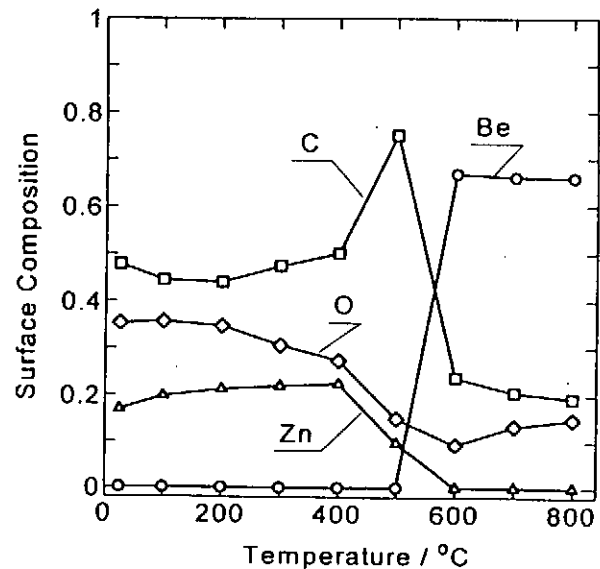


Fig.1. Temperature dependence of the surface atomic composition for Be sample covered with evaporated carbon film.

鉛電極間のアーク放電により行った。蒸着炭素の厚さは $1\ \mu\text{m}$ である。一方、エチレンを用いた(炭素)イオン照射は加速電圧 $5\ \text{kV}$ で行った。イオン照射量はおよそ $1 \times 10^{18}\ \text{C}_2\text{H}_4/\text{cm}^2$ である。

試料のBeは、タンタル(Ta、 $12 \times 25 \times 0.5\ \text{mm}$ )製の試料ホルダーに保持されており、直接通電により $800\ ^\circ\text{C}$ 以上に加熱することができる。試料は、室温 $\sim 800\ ^\circ\text{C}$ まで $100\ ^\circ\text{C}$ 毎に30分間加熱し、室温まで冷却した後にXPSによる測定を行った。

表面分析に用いた装置はステンレス製の超高真空装置で、ロータリーポンプおよびターボ分子ポンプにより排気され、通常、 $7 \times 10^{-8}\ \text{Pa}$ 以下に保たれている。X線光電子分光法(XPS)による測定では、 $\text{Mg-K}\alpha$ 線を使用し、光電子のエネルギー分析は円筒型二重収束分析器を用いた。光電子の結合エネルギーは $\text{Au}\ 4f_{7/2}$ ピークを $83.7\ \text{eV}$ として校正した[4]。

### 3. 結果と考察

#### 3.1. 炭素蒸着試料

Fig. 1は炭素蒸着試料の真空加熱とともに表面組成の変化を示している。当初、試料表面には炭素(C)および酸素(O)が観測された。なお、亜鉛(Zn)は炭素蒸着時の電極からの汚染と考えられる。表面組成は、 $400\ ^\circ\text{C}$ までの加熱ではほとんど一定である。Beは $600\ ^\circ\text{C}$ 以上の真空加熱で初めて観測されるようになり、以後はおよそ70%と一定値を示した。一方、Cは $500\ ^\circ\text{C}$ の加熱で一旦増加傾向を示した後 $600\ ^\circ\text{C}$ 加熱で減少し、以後20%程度で一定となった。また、OとZnは $500\ ^\circ\text{C}$ 以上の加熱で単調に減少し、さらに、 $600\ ^\circ\text{C}$ の加熱でZnは消失するとともにOは10%程度で以後一定となった。

この間のBe 1s領域のXPSスペクト

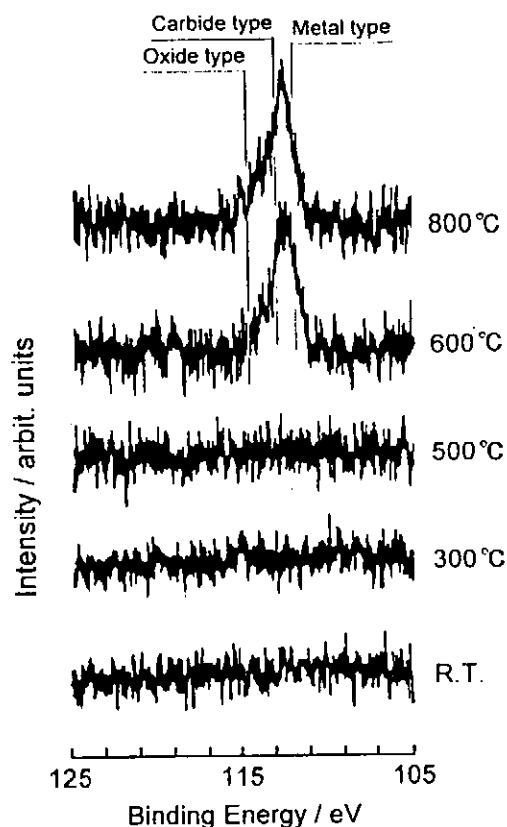


Fig.2. Temperature dependence of the narrow range Be1s spectra for Be sample covered with evaporated carbon film.

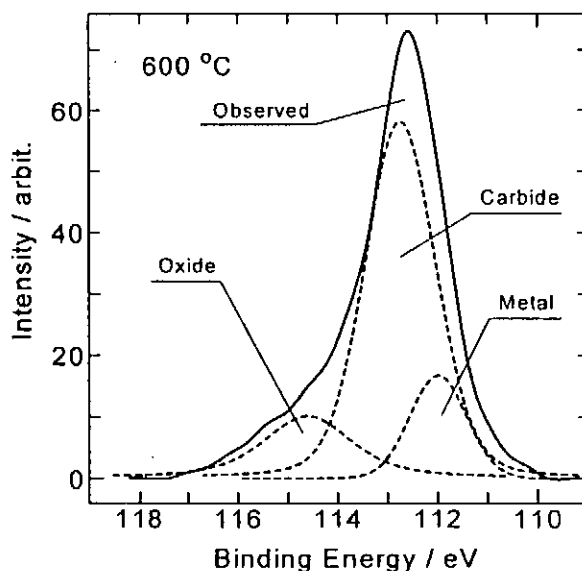


Fig.3. Observed Be1s spectrum after heating at  $600\ ^\circ\text{C}$  (Fig.2) could be deconvoluted into three component peaks. The peak at higher binding energy side could be assigned to Be-oxide, the middle to Be-carbide, and the lower to pure Be.



ルの変化を Fig. 2 に示す。図から Be 1s ピークは高結合エネルギー側にショルダーを持ち、Be がいくつかの異なる化学状態で存在することが知られる。Fig. 3 は 600°C の加熱後に観測した Be 1s ピークを成分ピークに分離した結果を示している。その結果、Be は金属、炭化物 ( $Be_2C$ )、および酸化物 ( $BeO$ ) の3種の化学状態で存在しており、その比率は 1 : 5 : 1 であることが知られた。

C 1s 領域の XPS スペクトルの変化を Fig. 4 に示す。図から、C 1s ピークは真空加熱にともなって 286 から 284 eV まで低結合エネルギー側にシフトすること、および 600°C 以上の温度領域では 282 eV 付近の一定値を示すことが知られた。室温から 500°C までのピークシフトは、酸素と結合した炭素の状態から炭化水素類似の状態、さらに、大半の水素が分解して脱離した無定形炭素の状態への変化に対応している。さらに、600°C 以上では C がすべて炭化物状態であることを示している。

### 3. 2. イオン照射試料

Fig. 5 はイオン照射試料の真空加熱にともなう表面組成の変化を示している。この試料では炭素蒸着試料とは異なり、試料表面にはすべての温度範囲で Be、C および O が観測された。図より、500°C までの加熱で Be は僅かながら増加傾向を示し、以後はおおよそ 60% 程度の一定値を示した。一方、C は 500°C までの加熱では減少傾向を示し、600°C 以上の温度領域では 10% 程度で一定となった。また、O もまた 500°C までの加熱で減少し 600°C 以上の加熱で 20~30% の範囲で僅かながら増加する傾向を示した。いずれにしても、表面組成は温度に対してそれほど大きく変化しないことが知られる。

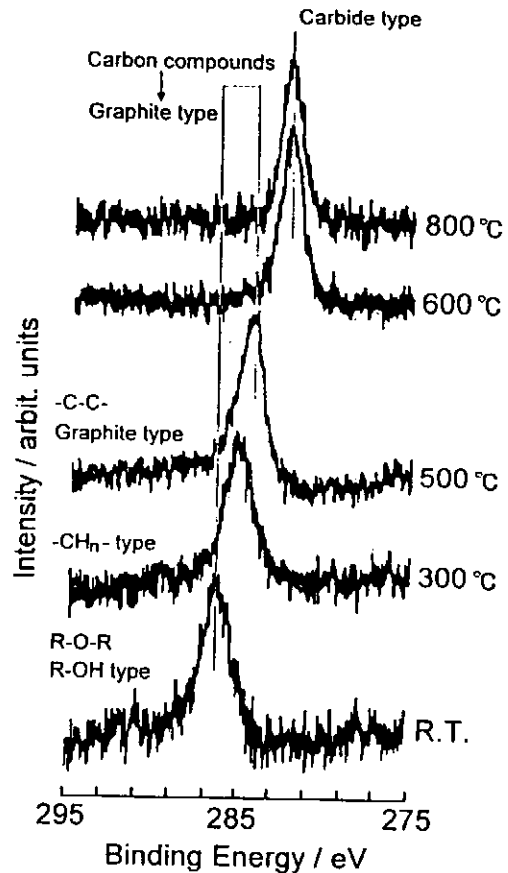


Fig.4. Temperature dependence of the narrow range C1s spectra for Be sample covered with evaporated carbon film.

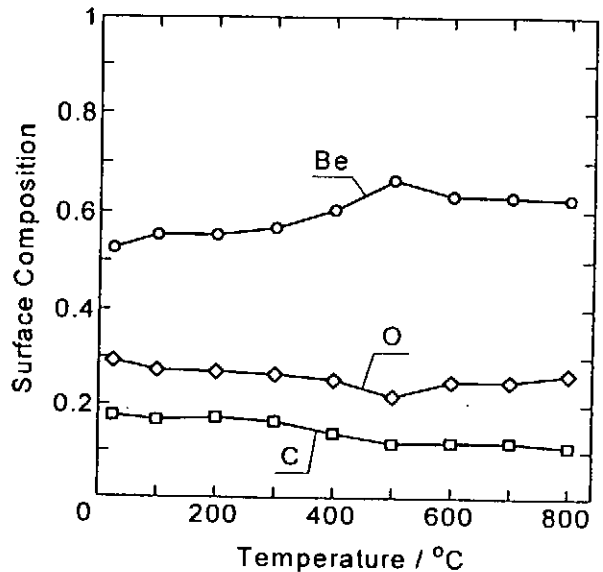


Fig.5. Temperature dependence of the surface atomic composition for Be sample implanted with ethylene ions.

C 1 s 領域の X P S スペクトルの変化を F i g. 6 に示す。図から、イオン照射直後の C 1 s ピークは幅広なスペクトルであるが、真空加熱にともなって高結合エネルギー側のショルダーが減少し、5 0 0 ° C 以上の温度領域では 2 8 2 e V 付近の単一ピークに変化した。室温から 5 0 0 ° C までの高結合エネルギー側のショルダーの減少は、エチレンイオン照射により試料表面あるいは表面層に存在する炭化水素の熱分解に対応している。さらに、6 0 0 ° C 以上では C がすべて炭化物状態であることを示している。

この間の B e 1 s 領域の X P S スペクトルの変化を F i g. 7 に示す。図から B e 1 s ピークはいくつかのピークが重なり合っていることが明かである。F i g. 8 および F i g. 9 は、それぞれ、3 0 0 および 6 0 0 ° C の加熱後に観測された B e 1 s ピークを成分ピークに分離した結果を示している。その結果、3 0 0 ° C の加熱後では B e は炭化物および酸化物の 2 種の化学状態で存在しており、その比率は 1 : 2 であることが知られた。先の炭素蒸着試料の結果から、この程度の低温では炭化物生成は考えられない。従って、ここで観測された炭化物はイオン照射により誘起された反応によるものと考えられる。一方、6 0 0 ° C 加熱後の B e は金属、炭化物、および酸化物の 3 種の化学状態で存在しており、その比率は 1 : 6 : 6 であることが知られた。3 0 0 ° C の結果に比較して炭化物の比率が増加したのは金属状態の B e と  $-C H_n-$  系の反応によるものであり、金属状態の B e は内部からの表面への拡散によるものと考えられる。

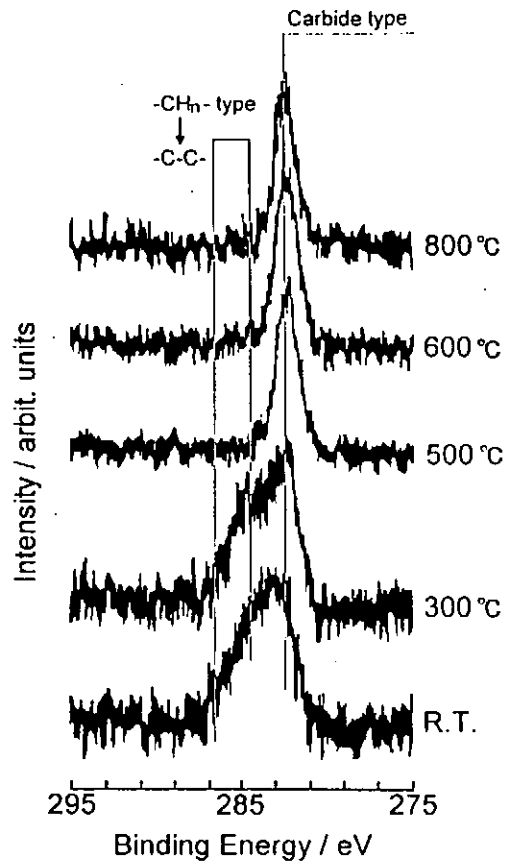


Fig.6. Temperature dependence of the narrow range C1s spectra for Be sample implanted with ethylene ions.

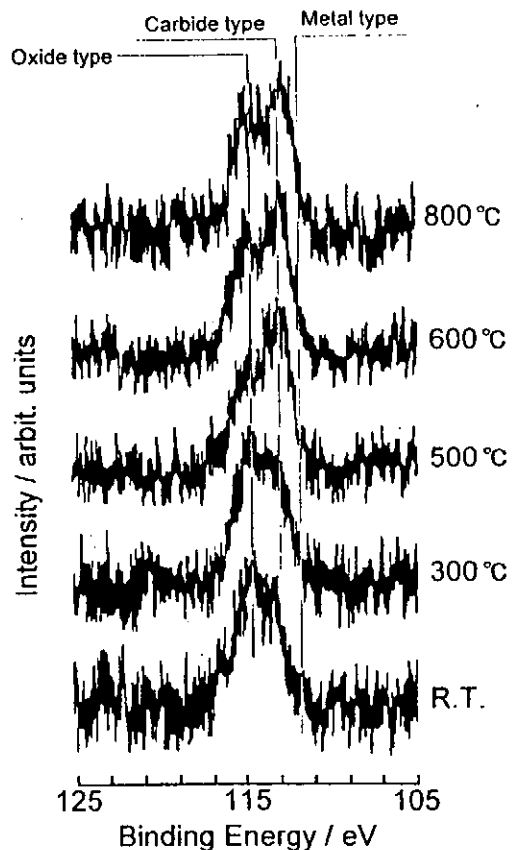


Fig.7. Temperature dependence of the narrow range Be1s spectra for Be sample implanted with ethylene ions.

#### 4. まとめ

Beは、本来酸化しやすく、一度大気にさらされた表面には避け難く酸化物(BeO)層が形成される。さらに、真空条件下であっても、金属状態のBe表面は活性であり、特に酸素を含むH<sub>2</sub>O、O<sub>2</sub>、COおよびCO<sub>2</sub>などの残留ガス成分を吸着(あるいは条件等によっては反応により酸化物を生成)すると考えられる。即ち、酸化物の共存は避けられない。一方、本報の結果から、BeとCが共存する場合には、温度条件によっては界面における炭化物(Be<sub>2</sub>C)の生成という新たな問題が生じる。従って、Be表面あるいは表面層は金属、酸化物および炭化物の混合物である場合もあり得る。今後はこのような混合系における水素同位体の捕獲や脱離挙動が単体のそれとどのように異なるのかを平衡論あるいは速度論的な視点から明らかにする必要がある。

#### 参考文献

- [1]. A.P.Martinelli, R.B.Behrisch and A.T.Peacock, J. Nucl. Mater., 212-215 (1994) 1245.
- [2]. K.Ashida, M.Matsuyama, K.Watanabe, K.Kawamura and E.Ishitsuka, J. Nucl. Mater., 210 (1994) 233.
- [3]. 石塚悦男、河村 弘、芦田 完、松山政夫、渡辺国昭、瀬崎勝二、斉藤 実、富山大学トリチウム科学センター研究報告、8 (1988) 61.
- [4]. E.Ishitsuka, H.Kawamura, K.Ashida, M.Matsuyama, K.Watanabe, H.Ando and Y.Futamura, J. Nucl. Mater., 191-194 (1992) 183.

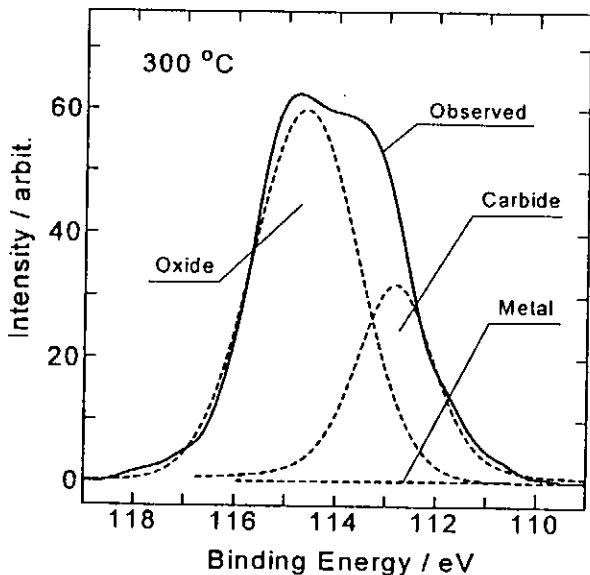


Fig.8. Observed Be1s spectrum after heating at 300°C (Fig.7) could be deconvoluted into three component peaks. The peak at higher binding energy side could be assigned to Be-oxide, the middle to Be-carbide, and the lower to pure Be.

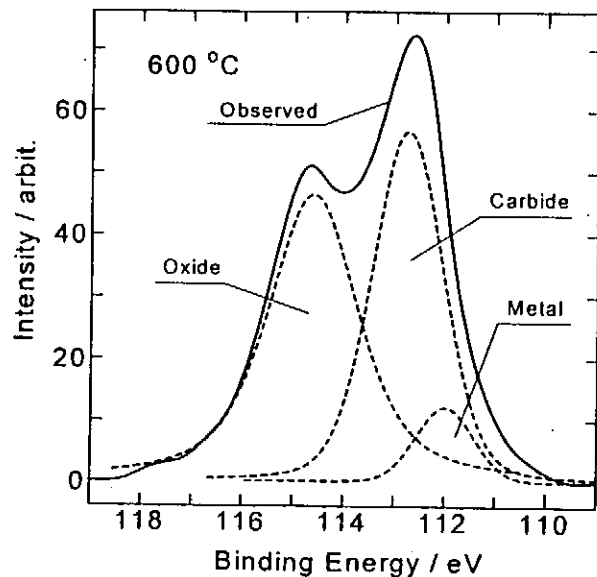


Fig.9. Observed Be1s spectrum after heating at 600°C (Fig.7) could be deconvoluted into three component peaks. The peak at higher binding energy side could be assigned to Be-oxide, the middle to Be-carbide, and the lower to pure Be.

# 電子励起イオン脱離による金属表面上の水素と酸素の振舞いについて

豊田工業大学 上田一之

## 1. はじめに

プラズマ-壁相互作用の研究において、炉壁の表面に影響を及ぼす水素の効果を見逃すことはできない。試料を加熱することで熱脱離によりどの程度の水素が存在していたか調べることはできるが、必要なだけ温度を上げることはできない材料や、熱容量の問題があって事実上昇温できない材料もある。このようなときに非破壊でその場観察できる方法の一つに電子励起イオン脱離法がある。これは低速の電子（数百 eV 以下）を試料に照射すると電子遷移によって吸着物が励起され脱離する現象である。特に水素に対しては検出感度が高く、金属や半導体についてよく研究されている。<sup>1-3)</sup>ここでは電子をパルスにして試料に照射し、これに同期して脱離するイオンの飛行時間を測定することによって吸着種の種類と量を計測している。この方法を Time-of-Flight Type Electron Stimulated Desorption (TOF-ESD) と呼んでいる。

## 2. 実験装置

実験装置は UHV チャンバー内にセットされ、図 1 に示すような位置関係で試料回りに、電子銃とアナライザが配置されている。アナライザは 203φ フランジに組み込まれている。1本の電子銃で同一場所を、その場観察で、LEED-Auger-ESD-ESDIAD の 4 種のモードが選べるようになっている。真空は  $1 \times 10^{-10}$  Torr 以下を保って実験ができる。金属試料の場合、アルミナ研磨の後、真空中でイオン衝撃とアニーリングを繰り返して清浄面を得ている。試料は加熱と 100K までの冷却が可能である。本装置はこの他に RHEED, Q-MAS, イオン銃を備えている。ガス導入は液体窒素とラップをどうして真空内に導入する。

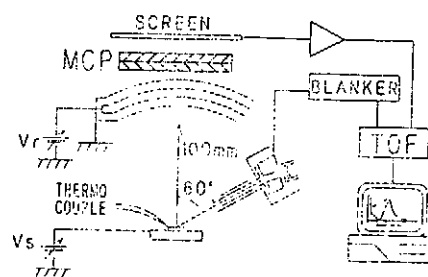


図 1 TOF-ESD の概略図

## 3. 実験結果と考察

UHV 中で Ni(110) 面の清浄面を LEED とオージェ電子分光で確認したが、TOF-ESD では常に水素の存在を確認した。外部から分子状の水素を導入したが顕著な吸着は確認できなかった。水素イオンのイールドは 400K 以下になると時間と共に増加する。500K で加熱後真空度を  $8 \times 10^{-11}$  Torr に保って冷却中の水素イオンのイールドを図 2 に示す。その積分強度を温度に対してプロットしたものが図 3 である。電子の入射エネルギー 300 eV でパルス幅は 150 ns、試料バイアスは 9V で測定している。

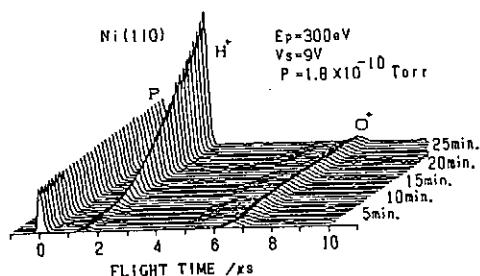


図2 500K加熱後Ni(110)面上に観測される水素の偏析 (TOF-ESDスペクトル) <sup>3)</sup>

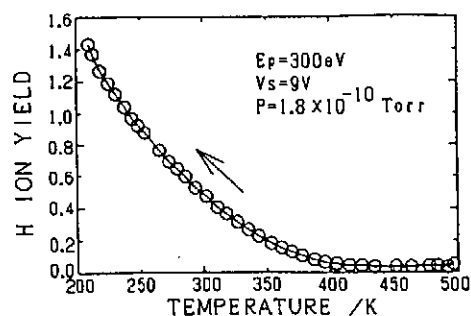


図3 500K加熱後冷却中の水素イオンイールドの積分強度

この水素イオンのイールドは加熱温度が上昇すると激減し、連続電子ビームの照射でも減少する。加熱後のイールドの増加は試料温度に依存するので内部からの拡散と考えることができる。連続電子ビームの照射で水素イオンのイールドが観測できない状態から各種の温度に保ってイールドの変化を観測すると図4のようになり、これらの勾配をとって温度の逆数に対してアーレニウスプロットをとってみると図5のようにほぼ直線に乗ることがわかった。この勾配から活性化エネルギーを求めると0.06eVであった。

上に述べた観察結果から、真空中で加熱したときに系内の水素をニッケルが吸蔵し、冷却と共に偏析する過程を見ていると考えられる。従って、ここに求めた活性化エネルギーは500Kの加熱で吸蔵される時の水素に対するバリエーを表しているものと考えられる。通常、Ni中の水素の拡散の活性化エネルギーは450K~800Kで0.41eV求められているので約1桁小さい。<sup>4)</sup> これは表面近傍にポテンシャルのサブサーフェイスができていると考えることもできる。

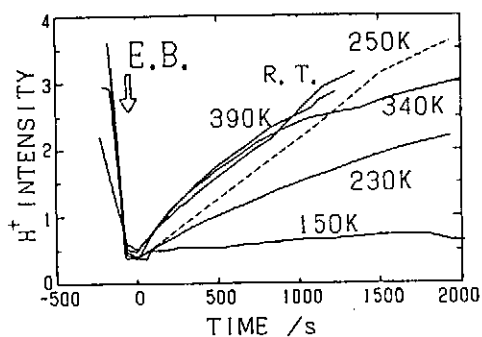


図4 Ni(110)面で電子衝撃後からの水素イオンイールドの増加

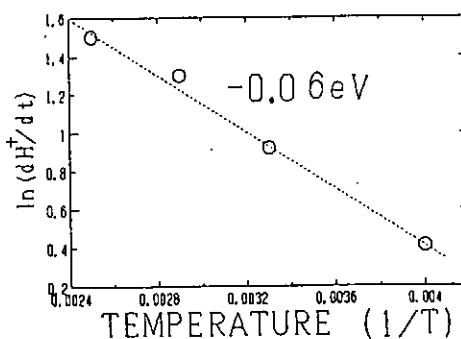


図5 左図イールドの勾配から求めたアーレニウスプロット

Refs. 1) K.Ueda and A.Takano:Japan J.Appl.Phys.27(1988)2028.  
 2) K.Ueda,S.Kodama and A.Takano:Surf.Sci.283(1993)195.  
 3) A.Takano and K.Ueda:Japan J.Appl.Phys. 32(1993)1217.  
 4) L.A.ジルフアルコ著北田正弘訳”結晶中の原子の拡散”共立全書p.165

# 黒鉛のH<sup>+</sup>, D<sup>+</sup>同時照射による捕捉の同位体効果

名古屋大学工学部 土屋 文、森田 健治

## 1. 緒言

炭素材料は、現在核融合実験装置の炉壁として使用されている。この炭素材料は極めて多くの水素を捕捉するので、長期放電ではプラズマからのイオン衝撃や温度上昇によりその水素が再放出され、プラズマ温度を下げると共にプラズマ中のD/T比を変化させる効果をもたらす。D-T放電における臨界条件を達成し、自己点火条件を確立するためには、炉壁における水素の捕捉および再放出量を予測し、供給する燃料水素のD/T比を制御する必要がある。そのため、D,T同時照射におけるリサイクリングモデルの確立が不可欠である。筆者ら<sup>1)3)</sup>は、これまでイオンビーム分析法を用いて単独水素イオン照射による黒鉛中の水素の捕捉量や照射後のイオン衝撃や加熱による再放出量を測定し、そのデータの質量平衡方程式を用いた解析により捕捉や再放出に関わる素過程の反応係数を求めて、リサイクリングモデルの確立に努めてきた。実際のプラズマ放電では、燃料であるDとTがプラズマからプラズマ対向壁に同時に入射するので、同時照射下の水素リサイクリングをモデル化し、リサイクリング量を評価する必要がある。本研究の目的は、H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオンの同時注入によるHとDのそれぞれの濃度を照射量の関数として測定し、定常状態におけるHおよびDの捕捉量の同位体差を調べると共に、それが先に単独注入において求めた反応定数により説明されるかを確かめ、質量平衡方程式の妥当性を検証することである。

## 2. H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン同時照射による捕捉挙動モデル

H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオンが黒鉛中に同時照射されたときの水素同位体の捕捉挙動は、以下のようなモデルより記述される。HおよびD同時照射の初期段階では、照射されたほとんどの水素は強い捕獲効果により空の捕獲座に捕獲される。同時照射時、捕獲された水素原子はH<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン衝撃により捕獲座から脱捕獲され、黒鉛中を拡散する。拡散する水素原子は捕獲座に捕獲された水素原子と局所的に再結合し、H-H、H-D、D-Dの分子として再放出される。あるいは拡散する水素原子は空の捕獲座に再捕獲される<sup>4)5)</sup>。これらを考慮すると、黒鉛表面からの深さ方向の距離 $x$ および時刻 $t$ において黒鉛中を拡散する水素の濃度 $n(x,t)$ および捕獲座に捕獲された水素の濃度 $n_T(x,t)$ は下記の質量平衡方程式で表される。

$$\frac{\partial n^H(x,t)}{\partial t} = D_H \frac{\partial^2 n^H(x,t)}{\partial x^2} + S^H(x,t) + Y \frac{\phi_{in}}{N_C} \frac{\partial n^H(x,t)}{\partial x} - \Sigma_T (C_0 - n_T^H(x,t) - n_T^D(x,t)) n^H(x,t) + \sigma_d^{HH} \phi_{in} n_T^H(x,t) + \sigma_d^{DH} \phi_{in} n_T^D(x,t) - K^{HH} n^H(x,t) n_T^H(x,t) - K^{HD} n^H(x,t) n_T^D(x,t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_T^H(x,t)}{\partial t} = \Sigma_T (C_0 - n_T^H(x,t) - n_T^D(x,t)) n^H(x,t) - \sigma_d^{HH} \phi_{in} n_T^H(x,t) - \sigma_d^{DH} \phi_{in} n_T^D(x,t) - K^{HH} n^H(x,t) n_T^H(x,t) - K^{DH} n^D(x,t) n_T^H(x,t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n^D(x,t)}{\partial t} = D_D \frac{\partial^2 n^D(x,t)}{\partial x^2} + S^D(x,t) + Y \frac{\phi_{in}}{N_C} \frac{\partial n^D(x,t)}{\partial x} - \Sigma_T (C_0 - n_T^H(x,t) - n_T^D(x,t)) n^D(x,t) + \sigma_d^{DD} \phi_{in} n_T^D(x,t) + \sigma_d^{HD} \phi_{in} n_T^H(x,t) - K^{DD} n^D(x,t) n_T^D(x,t) - K^{DH} n^D(x,t) n_T^H(x,t) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_T^D(x,t)}{\partial t} = \Sigma_T(C_0 - n_T^H(x,t) - n_T^D(x,t))n^D(x,t) - \sigma_d^{DD}\phi_{in}^D n_T^D(x,t) - \sigma_d^{HD}\phi_{in}^H n_T^D(x,t) - K^{DD}n^D(x,t)n_T^D(x,t) - K^{HD}n^H(x,t)n_T^D(x,t) \quad (4)$$

ここで、Dは拡散係数、Yは炭素のスパッタリング収率、 $\phi_{in}$ は入射イオン束、 $N_C$ は黒鉛中の炭素の原子数密度、従って $Y\phi_{in}/N_C$ はイオン照射時のスパッタリングによる表面後退速度となる。 $S(x,t)$ はイオン注入によるソース項であり、 $\Delta R_L$ を注入水素の飛程ストラグリング(range straggling)とすると、 $\phi_{in}/\Delta R_L$ と近似される。 $\Sigma_T$ は捕獲係数、 $C_0$ は捕獲座濃度であり、 $\sigma_d$ はイオン衝撃脱捕獲断面積である。Kは拡散する水素原子と捕獲水素原子との再結合係数である。

黒鉛にHおよびD+イオン同時注入された水素同位体の捕捉の実験は、室温で行われるので、拡散係数Dおよびスパッタリング収率Yは小さく、これらに起因する項は小さいと仮定することができる。拡散する水素原子の捕獲座への捕獲係数が極めて大きい( $1/\Sigma_T C_0 < 1/\sigma_d \phi_{in}$ )ので、拡散する水素濃度は同時注入直後に準平衡状態に達する。これらの条件を考慮すると、定常状態における捕獲座に捕獲された水素濃度は $\partial n^H(x,t)/\partial t=0$ 、 $\partial n^D(x,t)/\partial t=0$ と置くことにより次式のように変形される。

$$\frac{\phi_{in}^H}{\Delta R_L^H} - (2K^{HH}n_T^H + K^{HD}n_T^D) \left[ \frac{\frac{\phi_{in}^H}{\Delta R_L^H} + (\sigma_d^{HH}\phi_{in}^H + \sigma_d^{HD}\phi_{in}^D) n_T^H}{\{\Sigma_T^H(C_0 - n_T^H - n_T^D) + K^{HH}n_T^H + K^{HD}n_T^D\}} \right] - K^{DH}n_T^H \left[ \frac{\frac{\phi_{in}^D}{\Delta R_L^D} + (\sigma_d^{DD}\phi_{in}^D + \sigma_d^{DH}\phi_{in}^H) n_T^D}{\{\Sigma_T^D(C_0 - n_T^H - n_T^D) + K^{DD}n_T^D + K^{DH}n_T^H\}} \right] = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\phi_{in}^D}{\Delta R_L^D} - (2K^{DD}n_T^D + K^{DH}n_T^H) \left[ \frac{\frac{\phi_{in}^D}{\Delta R_L^D} + (\sigma_d^{DD}\phi_{in}^D + \sigma_d^{DH}\phi_{in}^H) n_T^D}{\{\Sigma_T^D(C_0 - n_T^H - n_T^D) + K^{DD}n_T^D + K^{DH}n_T^H\}} \right] - K^{HD}n_T^D \left[ \frac{\frac{\phi_{in}^H}{\Delta R_L^H} + (\sigma_d^{HH}\phi_{in}^H + \sigma_d^{HD}\phi_{in}^D) n_T^H}{\{\Sigma_T^H(C_0 - n_T^H - n_T^D) + K^{HH}n_T^H + K^{HD}n_T^D\}} \right] = 0 \quad (6)$$

同じイオン束( $\phi_{in}^H = \phi_{in}^D$ )で同時注入されたHおよびDの飽和捕捉濃度比 $n_T^D/n_T^H$ は、 $1 \gg n_T^H \sigma_d^{HH} \Delta R_L^H$ 、 $1 \gg n_T^D \sigma_d^{DD} \Delta R_L^D$ と仮定すると式(5)および(6)より次式で表される。

$$\frac{n_T^D}{n_T^H} = \frac{(K^{HH}/\Sigma_T^H)(1 + R_L^H/R_L^D)}{(K^{DD}/\Sigma_T^D)(1 + R_L^D/R_L^H)} \quad (7)$$

このように、飽和注入時の捕獲された水素同位体の濃度比は、HとDのイオン注入によるrange straggling $\Delta R_L$ および拡散する水素原子と捕獲水素原子との局所的な再結合係数Kおよび拡散する水素原子の捕獲座への捕獲係数 $\Sigma_T$ との比 $K/\Sigma_T$ で示される。

### 3. 実験

実験に使用した試料は、寸法 $10 \times 15 \times 2 \text{ mm}^3$ の等方性黒鉛IG110U(東洋炭素社製、平均結晶粒径 $14 \mu\text{m}$ 、密度 $1.77 \text{ g/cm}^3$ )である。前処理として試料表面を微細なダイヤモンドペースト(粒径 $1/4 \mu\text{m}$ )を用いて鏡面研磨した後、アセトンで超音波洗浄を行った。試料中の残留水素を取り除くため、この試料を真空度が $3.0 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ である超高真空装置(基底真空度 $3.0 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ )中のマニピュレーターに取付け、傍熱ヒーターを用いて $1243 \text{ K}$ で $40 \text{ min}$ の焼鈍を行った。

水素同位体の同時注入は、基底真空度 $1.0 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ の差動排気イオンガン中に $3.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ の $\text{H}_2$ および $\text{D}_2$ ガスをそれぞれ導入し、室温で $4 \text{ keV H}_2^+$ および $3 \text{ keV D}_2^+$ イオンを黒鉛表面の法線に対してそれぞれ $35^\circ$ および $20^\circ$ の入射角で照射して行われた。黒鉛中のHおよびDの投影飛程はそれぞれ $238 \text{ \AA}$ および $235 \text{ \AA}$ であり、また $\text{H}^+$ および $\text{D}^+$ イオン束は共に $4.3 \times 10^{13} \text{ ions/cm}^2 \text{ s}$ と一致させた。イオン注入時の散乱槽内の真空度は $2.0 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ に保たれた。

黒鉛中の水素濃度は、反跳粒子検出(ERD)法を用いて分析された。Van de Graaff 加速器からの $1.7 \text{ MeV}$ の $\text{He}^+$ イオンをプローブビームとして使い、黒鉛表面の法線に対して $80^\circ$ で入射した。 $\text{He}^+$ イオンとの弾性衝突により入射方向に対して $20^\circ$ 前方に反跳された水素イオン数とそのエネルギーを表面障壁型半導体検出器(SSD)により測定した。このエネルギー分布を解析することから、試料中の水素濃度分布が得られた。前方散乱される $\text{He}^+$ イオンプローブビームと反跳される $\text{H}^+$ あるいは $\text{D}^+$ イオンを分離するために、ERD用のSSDのフィルターとして $6 \mu\text{m}$ のマイラー膜と $450 \text{ nm}$ のNi自己支持膜を挿入した。

### 4. 実験結果と考察

H, D 同時照射しながら黒鉛中のHおよびDの捕捉量とその各段階で測定された。 $5.16 \times 10^{16} \text{ H+D ions/cm}^2$ 、 $4.13 \times 10^{17} \text{ H+D ions/cm}^2$ および $1.03 \times 10^{18} \text{ H+D ions/cm}^2$ の照射後に測定されたERDスペクトルをFig.1に示す。Fig.1から捕捉されたHおよびDが明確に分離検出されることがわかる。HおよびDの投影飛程を一致させたので、ERDスペクトルのピーク部分の40channelsを積分して捕捉濃度を求めた。このHおよびDに対する捕捉濃度の時間依存性をFig.2に示す。照射初期ではHおよびDの捕捉された濃度は同程度であるが、飽和状態ではHの捕捉濃度はDのそれに比べて小さいことがわかる。

$\text{H}_2^+$ あるいは $\text{D}_2^+$ イオンを純粋な黒鉛に室温で単独で注入した場合、ERDスペクトルのピーク値から求めた捕捉濃度の時間依存性をFig.3に示す。HおよびDの飽和捕捉濃度にそれほど差がみられないことがわかる。同時注入と単独注入の比較を行うために、同時注入したときのHおよびDの捕捉濃度を単独に注入したときの捕捉濃度により規格化した。その結果をFig.4に示す。

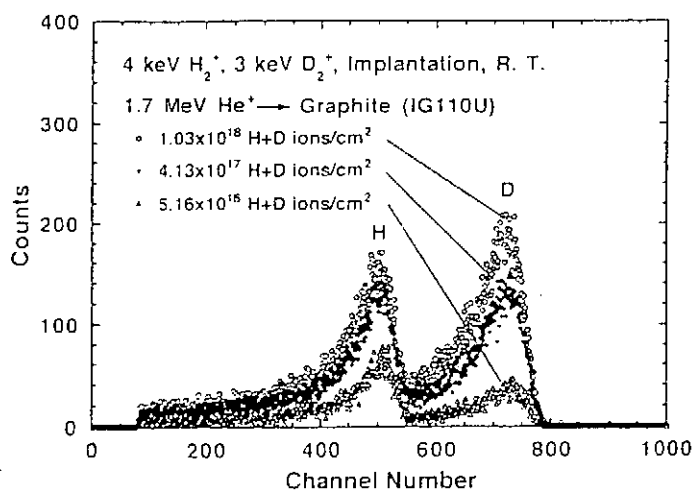


Fig. 1 ERD spectra of H and D recoiled from graphite implanted by dual ion irradiation of  $4 \text{ keV H}_2^+$  and  $3 \text{ keV D}_2^+$  ions at room temperature.

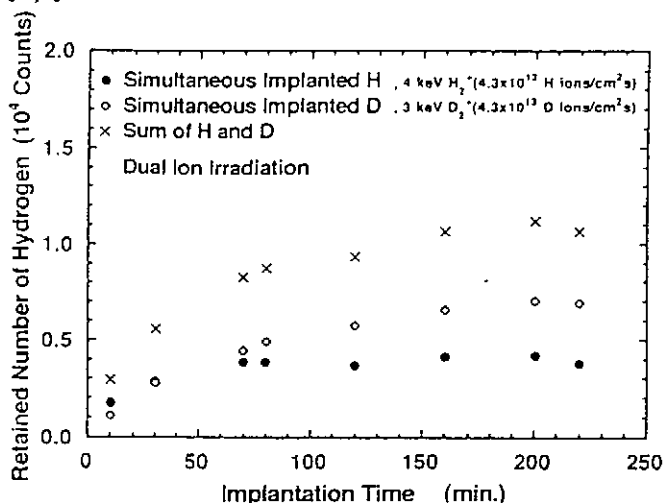


Fig. 2 Retention curves of H and D in graphite implanted by dual ion irradiation of  $4 \text{ keV H}_2^+$  and  $3 \text{ keV D}_2^+$  ions at fluxes of  $4.3 \times 10^{13} \text{ ions/cm}^2 \text{ s}$ , which are obtained from the peak heights in ERD spectra in Fig. 1.



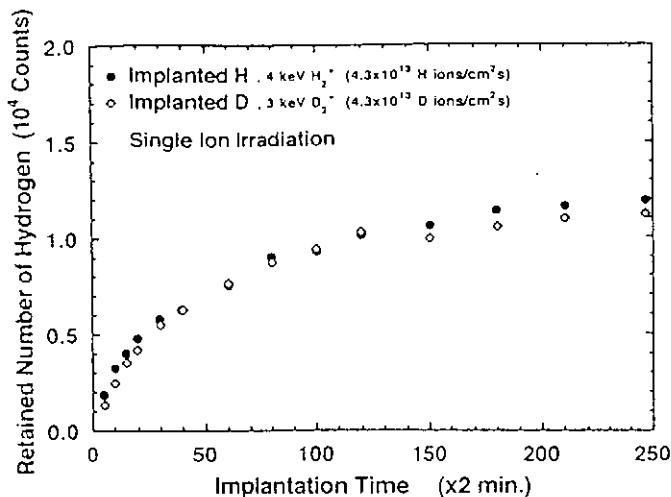


Fig. 3 Retention curves of H and D in graphite implanted by single ion irradiation 4 keV H<sub>2</sub><sup>+</sup> and 3 keV D<sub>2</sub><sup>+</sup> ions at a flux of 4.3×10<sup>13</sup> ions/cm<sup>2</sup>s.

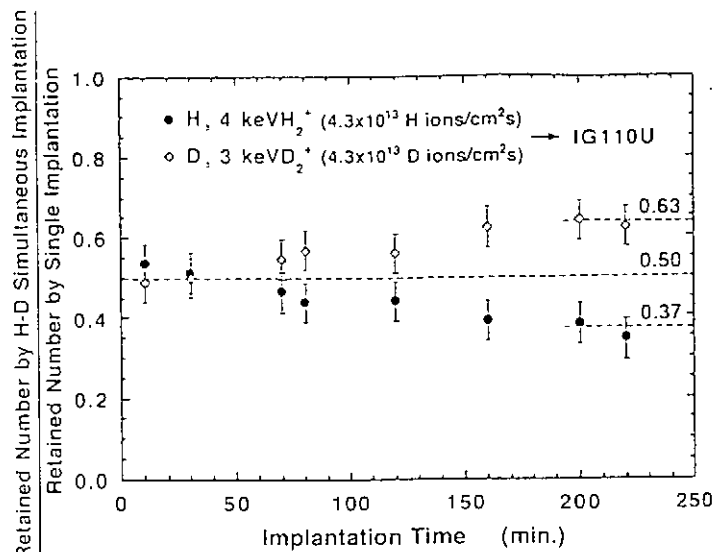


Fig. 4 Fractions of H and D retained in graphite by dual ion irradiation, which are normalized by the retention curve obtained by single ion irradiation. The ratio of the concentration of D to H at saturation level is estimated to be 1.7 which is the so-called isotope effect.

同時注入した場合、照射初期ではHおよびDの捕捉濃度はほとんど同じであるが、照射量が増加すると共にHの捕捉濃度は減少し、Dの捕捉濃度は逆に増加することがわかる。飽和に達したときのHとDの捕捉濃度比は $n_D/n_H=1.7$ であると決定された。以下この点について考察する。

HおよびD+イオン同時注入による黒鉛中へのHおよびDの捕捉過程は、イオン照射によって生じるinterstitialとvacancyの関係に置き換えて考察することができる。ここで、HはDに比べて軽く、拡散しやすいので、HはinterstitialおよびDはvacancyと置き換える。イオン注入過程はフレンケル形成過程、H-HおよびD-D再結合による再放出過程はinterstitialあるいはvacancyが粒界、表面、転位などのシンクへ拡散し、消滅する過程、H-D再結合による再放出過程は拡散するinterstitialとvacancyとの再結合による消滅過程に置き換えることができる。このような条件下の照射によって得られるinterstitial濃度 $C_i$ およびvacancy濃度 $C_v$ の反応速度式は次式で表される<sup>6)</sup>。

$$\frac{dC_i}{dt} = D_i \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} + K - K_{si} C_s^i C_i - K_{iv} C_i C_v \quad (8)$$

$$\frac{dC_v}{dt} = D_v \frac{\partial^2 C_v}{\partial x^2} + K - K_{iv} C_s^v C_v - K_{iv} C_i C_v \quad (9)$$

ここで、 $D_i$ および $D_v$ はそれぞれinterstitialとvacancyの拡散係数、 $K$ はフレンケル形成速度、 $K_{si}$ 、 $K_{sv}$ および $K_{iv}$ はそれぞれinterstitialとシンク、vacancyとシンクおよびinterstitialとvacancyとの再結合係数、 $C_s$ はシンク濃度である。

これらの反応速度式は、表面の後退による濃度変化の項は室温では小さいので省略すると、質量平衡方程式と同じ形式で表される。この二式を温度とシンク濃度の異なる条件に対してFig. 5に示すように四つの解が得られる。

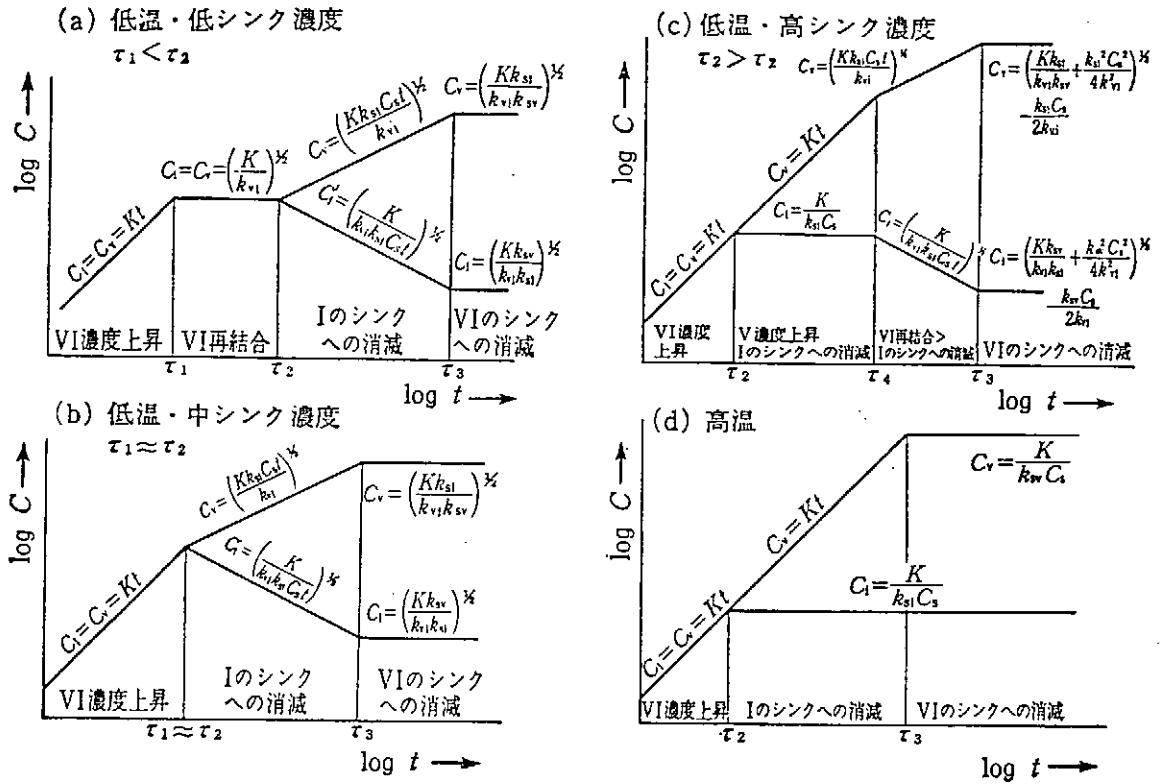


Fig. 5 The concentration of interstitial and vacancy produced under irradiation calculated schematically from the reaction rate equations in four combinations of temperature and sink concentration.

(a)低温・低シンク濃度、(b)低温・中シンク濃度、(c)低温・高シンク濃度および(d)高温の場合に分けられる。低温・低シンクの場合、vacancyは静止し、interstitialのみが動ける状態にあるが、Fig.5(d)の高温の場合はinterstitialおよびvacancyのどちらも動き得る状態にある。H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン同時注入による捕捉挙動のFig.2中の実験結果は、常にH<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオンは動き得る状態にあるため、高温の状態の解(d)に定性的によく一致するのがわかる。初期段階では、interstitialおよびvacancyの濃度は同じであるが、飽和に達したときのinterstitialの濃度はvacancy濃度よりも低いことがわかる。このときのinterstitial濃度C<sub>i</sub>およびvacancy濃度C<sub>v</sub>の濃度比C<sub>v</sub>/C<sub>i</sub>は、Fig.5(d)からinterstitialとシンクとの再結合係数K<sub>si</sub>およびvacancyとシンクとの再結合係数K<sub>sv</sub>との比で表される。interstitialやvacancyのシンクへの再結合係数は、一次反応であるが、H-HおよびD-Dの再結合係数は二次反応になるので、飽和状態におけるHの捕捉濃度とDの捕捉濃度の比は、式(1)、(2)、(3)、(4)を解いて求めた式(7)を用いて考察する。

HおよびDの飽和捕捉濃度比 $n_T^D/n_T^H$ は、実験条件より $R_T^H/R_T^D$ は0.78であり、イオン衝撃再放出の実験結果から $(K^{HH}/\Sigma_T^H)/(K^{DD}/\Sigma_T^D)$ は2.0であると決定されたので、式(7)にこれらを代入すると $n_T^D/n_T^H=1.6$ となり、実験値と一致する。これは、H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン同時注入された水素同位体の捕捉量が質量平衡方程式を用いて定量的に表されたことを意味し、この水素リサイクリングモデルが妥当であることを示す。H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン同時注入におけるHとDの飽和捕捉濃度の同位体効果は、HおよびDに対する $K/\Sigma_T$ の相違に対応し、捕獲された水素原子の振幅および振動数の同位体効果に起因すると考えられる。

## 5. 結論

実際のプラズマ放電では、燃料であるDとTがプラズマからプラズマ対向壁に同時に入射するので、同時照射下の水素リサイクリングをモデル化し、それらのリサイクリング量を評価する必要がある。H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン同時注入によるHとDのそれぞれの濃度変化をERD法により測定し、それを単独注入において求めた反応定数を用いて解析した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- 黒鉛に同時注入されたHおよびDの飽和捕捉濃度比は、1.7であることがわかった。
- 同時注入によるHおよびDの黒鉛中への捕捉過程は、照射損傷におけるinterstitialとvacancyのモデルを用いて定性的に説明することができた。
- 質量平衡方程式から求めたHおよびDの飽和捕捉濃度比は1.6であり、実験値とよく一致した。H<sup>+</sup>およびD<sup>+</sup>イオン同時注入におけるHとDの飽和捕捉濃度の同位体差は、捕獲された水素原子の格子振動の振幅および固有振動数の同位体効果に起因すると考えられる。

## 参考文献

- 1) B. Tsuchiya and K. Morita : J. Nucl. Sci. Technol., **31**[12], 1301 (1994).
- 2) B. Tsuchiya and K. Morita : J. Nucl. Mater., (1994) in print.
- 3) K. Morita and Y. Muto : J. Nucl. Mater., **196-198**, 963 (1992).
- 4) Y. Hasebe, M. Sonobe and K. Morita : J. Nucl. Sci. Technol., **29**, 859 (1992).
- 5) K. Morita and Y. Hasebe, Memoirs Facul. Eng., Nagoya Univ., vol. **45**, 57 (1993).
- 6) R. Sizmann : J. Nucl. Mater., **69/70**, 386 (1978).

# プラズマ対向壁のフラクタル次元測定

広島大学工学部

田中光孝 福永成徳 西野信博

## 1. 緒言

炭素材は熱的特性に優れているのでプラズマ実験装置に用いられている。しかし、炭素材の構造は、多孔質であるために表面層に水素の吸着量、吸収量が多くリサイクリングが大きい。リサイクリングは、プラズマ中に水素ガスを再流入させ、プラズマ密度、温度制御の点に支障をきたす。定常運転を目指す上では、このリサイクリングを把握することが重要である。ところが、プラズマと壁との相互作用のメカニズムは複雑で、どのような相互作用が、どのような強さで起こり、そして、プラズマや壁にどのような影響を与えるかを把握できていない。そこで、本研究では、炭素材の材料と周辺プラズマとの相互作用、特に、スパッタリングや材料の構成元素の再付着による試料表面の構造変化について、フラクタル次元を用いて評価することを試みる。

## 2. フラクタル次元導入の経緯と目的

フラクタルとは、特徴的な長さを持たないような図形や構造、現象の総称である。ここで、最も単純なプラズマによるスパッタリングモデルを図1のように考える。まず、スパッタリングを無限サイクルと考える。始めのサイクルは、プラズマ粒子（原子、イオン）が平均スパッタリング率  $\eta$  で材料をスパッターすると考える。次のサイクルでは、始めのプラズマ粒子と混入した材料の構成元素の粒子（原子、イオン）が材料にスパッターする。このときの構成元素の粒子の平均スパッタリング率を  $f$  とする。その次のサイクルも同様なことが起こると考えると  $n$  サイクル目では、スパッタリング率は、 $\eta (1 + f + f^2 + f^3 + \dots + f^{n-2} + f^{n-1})$  となる。このとき、 $\eta$ 、 $f$  を材料の構造変化を起こさせる写像とみなすと自己相似集合を表す。 $n \rightarrow \infty$  の極限では、この式はフラクタルになる。現実では、プラズマと壁との相互作用がサイクルになってはいないだろうからあくまでも一つのモデルであるが、プラズマでのスパッタリングによる材料表面の構造変化はフラクタル的になる可能性がある。そこで本研究で

は、試料に水素プラズマを照射してプラズマ照射時間の違う試料を作り、スパッタリングや、材料の構成元素の再付着による試料表面の構造変化を表す指標としてフラクタル次元を使用できるかどうかをまず検討する。試料表面のフラクタル次元は以下の方法で算出する。試料表面を単分子層で覆うのに必要な吸着質のモル数を $\sigma$ 、吸着質の分子占有面積を $\mu$ 、試料表面のフラクタル次元を $D$ とするとこの $\sigma$ 、 $\mu$ 、 $D$ には、 $\mu \propto \sigma^{-D/2}$ の関係がある。すなわち、

$$\ln \mu \propto - (D/2) \ln \sigma$$

と表せる<sup>(1)</sup>。よって、フラクタル次元は大きさの違う吸着質で吸着量を測定することで求められる。ここでは、吸着質としてエタノールとヘプタンをそれぞれの分子占有面積を $28.3 (\text{\AA}^2)$ と $63.1 (\text{\AA}^2)$ とする<sup>(2)</sup>。

### 3. 研究手順

試料は、イビデン社製のETP-10で大きさは $\phi 10$ 、 $t 3$ で表面に $B_4C$ 処理してある等方性黒鉛を用いた。この試料を使用した理由は、現在、大型トカマクで対向壁として使用しているものと同じ材質であるからである。試料は、陽電極上にセット

### 連続的なスパッタリングの離散化

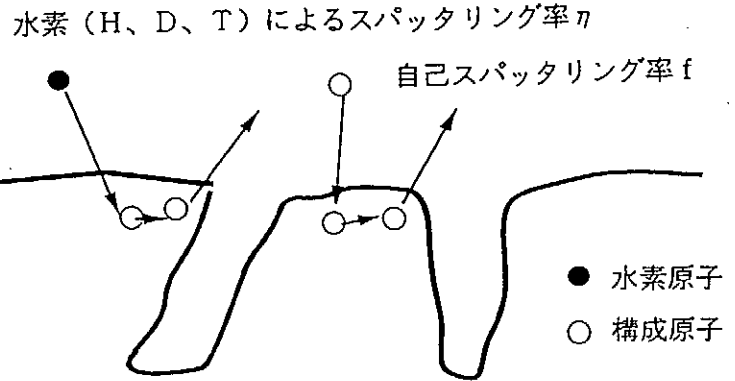


図1 スパッタリングモデル

- 1回目 水素のみのスパッタリング率 $\eta$
  - 2回目 水素とスパッターされた構成原子によるスパッタリング率 $\eta (1+f)$
  - ...
  - n回目 水素とスパッターされた構成原子によるスパッタリング率 $\eta (1+f+f^2+\dots+f^{n-1})$
- $\eta$ 、 $f$ を写像と見做すと最終的な構造は自己相似集合となっている可能性がある。

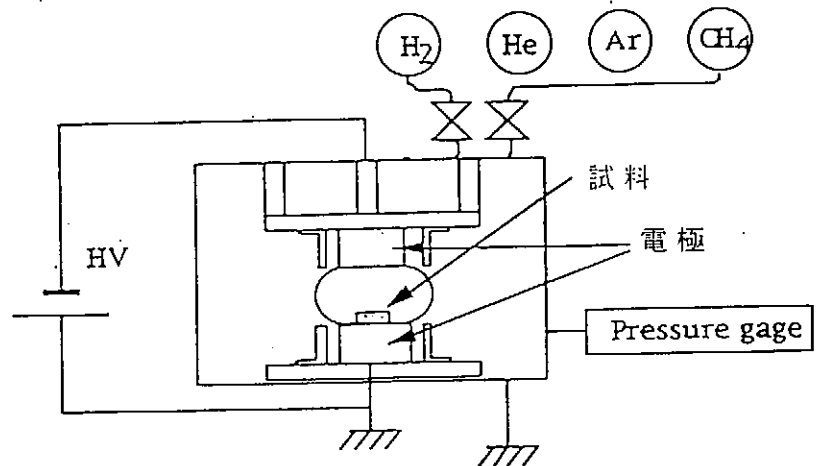


図2 DCプラズマ発生装置

し、プラズマの照射時間のみを変えた。プラズマ照射時間は0時間、10時間、20時間、50時間とした。プラズマ照射は試料の両面に行った。図2に示すDCプラズマ発生装置を用いて水素プラズマを作った。放電条件は、水素ガス圧500Pa、放電電圧DC500V、電極φ60、SUS304、室温放電であった。吸着量測定は、図3で示すようなTCDを利用したBET1点法で行った。試料はサンプル管の中に入れ、測定前にあらかじめキャリアガスを流しながら、サンプル管を

120℃に昇温し30分間前処理を行った。測定は2通り行い一方は、マイクロ孔の体積を吸着量から測定し、もう一方は、表面積へ吸着した吸着質のモル数を測定した。以下、前者をマイクロ孔体積測定、後者を表面積吸着量測定と呼ぶ。

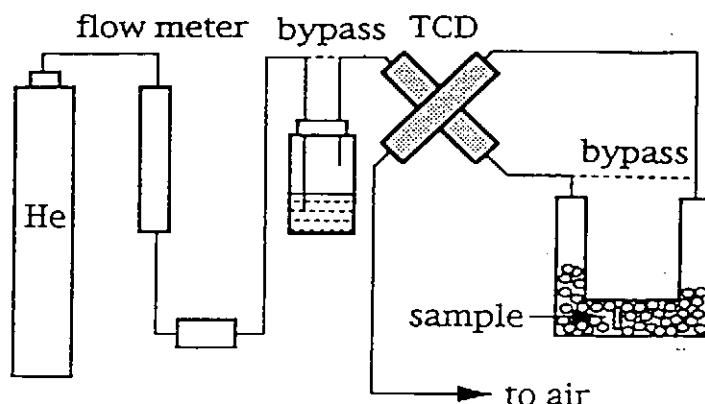


図3 吸着量測定装置

マイクロ孔体積測定では、サンプル管を低温にした上で、吸着質とキャリアガスであるHeを一定時間流す。その後、Heのみを流し、マイクロ孔のみに吸着質が残るようにする。最後にサンプル管を昇温することにより吸着量を測定した。表面積吸着量測定では、まず、吸着質の入っているフラスコとサンプル管の温度を同温にして、吸着質とHeを流す。一定時間経過後、サンプル管の温度を昇温することで吸着量を測定した。He流量は各々20ml/minで行った。

#### 4. 実験結果と考察

各々別々の試料に0時間、10時間、20時間、50時間とプラズマ照射し、その後吸着量を測定した。測定方法はマイクロ孔体積と表面積吸着量ともサンプル管内にプラズマ照射後の試料を入れた状態の吸着量から試料無しの状態の吸着量を引くことで試料単体の吸着量を求めた。さらに表面積吸着量からフラクタル次元を求めたものである。表1に示したマイクロ孔体積測定では、エタノールとヘプタンをマイクロ孔だけ満たし、メソ孔、マクロ孔、及び外表面には何も吸着させない状態になるであろうという予測の下に行った。それぞれの

プラズマ照射時間でエタノールとヘプタンの  $1 \text{ cm}^2$  当たりの吸着量差を比較した。0時間、20時間、50時間では、 $0.09 \text{ nl} \sim 0.21 \text{ nl}$  程度であった。この吸着量差を、それぞれのプラズマ照射時間でのエタノールとヘプタンの吸着量で割ると  $1.4\% \sim 3.6\%$  ぐらいであり、吸着量に対して吸着量差は小さな値だった。一般に、吸着分子が小さい程小さな細孔まで入るため単分子層吸着量の増加が起こるが、この吸着量差は、エタノールとヘプタンの分子占有面積の大きさの違いから考えると非常に小さい。これは、マイクロ孔内では向かい合う細孔壁が接近していて細孔壁からのポテンシャル場が重なるために、細孔内の吸着質に作用する力は、メソ孔やマイクロ孔に比べて大きいと予想される。そのため吸着分子であるエタノールとヘプタンはマイクロ孔にのみ吸着が起こり同程度の吸着量が測定され、吸着量がすなわち、マイクロ孔の体積になると考えられる。同様に、プラズマ照射10時間の吸着量差をエタノールの吸着量で割った値はおよそ  $18\%$  と差がでた。この点では、測定誤差があったと思われる。表1でエタノールとヘプタンの吸着量をプラズマ照射時間で比べてみるとエタノールはほぼ一定であるのに対しヘプタンでは10時間が大きくその他はほぼ一定である。

ここで、表1、2より表3の試料表面積への吸着量に対するマイクロ孔体積への吸着量の割合（以下、マイクロ孔存在率）を求めるとエタノールの0時間ではおよそ  $1.35\%$ 、10時間では  $1.58\%$ 、20時間では  $1.39\%$ 、50時間では  $1.22\%$  であった。同様に、ヘプタンの0時間ではおよそ  $3.6\%$ 、10時間では  $5.1\%$ 、20時間では  $3.9\%$ 、50時間では  $4.1\%$  であった。このことから吸着分子がエタノールの時で試料表面中のマイクロ孔存在率は  $1.5\%$  前後であり、ヘプタンの0時間、20時間、50時間場合は  $4\%$  前後であった。吸着分子がヘプタンの時で10時間プラズマ照射のマイクロ孔存在率では他のプラズマ照射時間に比べて  $1\%$  程度試料表面積に占めるマイクロ孔の割合が多いものであった。マイクロ孔への吸着量が試料表面のフラクタル次元に与える影響は、マイクロ孔への吸着量が試料表面の吸着量に占める割合で決まる。吸着分子がエタノールの時で  $1.5\%$ 、ヘプタンの時でも10時間を除くと  $4\%$  程度であり少ない。このことからマイクロ孔への吸着量は、試料表面のフラクタル次元に与える影響は小さい。

放電条件 水素ガス圧 500Pa 放電電圧 DC500V

表 1 マイクロ孔体積測定 (単位:  $\text{nl/cm}^2$ )

	0時間	10時間	20時間	50時間
エタノール	6.30	5.78	5.83	5.57
ヘプタン	6.21	6.72	5.62	5.70
吸着量差	0.09	-1.06	0.21	-0.13

表 2 表面積吸着量測定 (単位:  $\mu\text{l/cm}^2$ )

	0時間	10時間	20時間	50時間
エタノール	4.62	3.65	4.17	4.54
ヘプタン	1.72	1.31	1.44	1.38

表 3 マイクロ孔存在率 (単位: %)

	0時間	10時間	20時間	50時間
エタノール	1.35	1.58	1.39	1.22
ヘプタン	3.62	5.13	3.89	4.11

表 4 試料表面のフラクタル次元

	0時間	10時間	20時間	50時間
フラクタル次元	2.50	2.55	2.65	2.96



表 2 に示したプラズマ照射時間 0 時間の表面積吸着量の測定から試料の表面積を見かけの表面積と比較するとエタノールの時は、およそ 350 倍、ヘプタンの時は、およそ 290 倍であった。表 4 に示した試料表面のフラクタル次元は、今回の実験では、 $2.8 \sim 3.1$  の範囲内でプラズマ照射前はおよそ 2.5 でプラズマ照射時間と共に大きくなる傾向にあり、50 時間でほぼ 3 になった。

## 5. まとめ

大型トカマクで使用している炭素材を水素ガス圧 500 Pa の DC プラズマ中に入れてフラクタル次元の変化を調べた。その結果を以下にまとめた。

- (1) BET 1 点法による吸着量から求めたフラクタル次元はプラズマ照射前でおおよそ 2.5 であった。
- (2) フラクタル次元は、プラズマ照射時間と共に大きくなる傾向にあり、今回の実験では、その値は 50 時間でほぼ 3 になった。
- (3) マイクロ孔の体積はプラズマ照射による変化はみられなかった。

## 6. 今後の課題

- (1) 吸着量が微量な為 SN が十分でない。この対策として試料の前処理を十分行う必要がある。そこで、吸着量測定前にサンプル管を真空に引き高温 (300 °C) で、十分な時間空焼きを行える様に装置を改良している。
- (2) 吸着質の種類を増やし、フラクタル次元で表せるスケール幅を確立する。
- (3) プラズマパラメータや電極の極性を変えて、スパッタリング量を増やした場合のフラクタル次元の変化を調べる。
- (4) リサイクリング率に関係の深い水素に関する特性 (拡散率、透過率、吸着量、吸収量) を測定し、フラクタル次元との関係を調べる。

## 参考文献

- (1) D. Avnir, "The fractal Approach to Heterogeneous Chemistry: Surfaces, Colloids, Polymers", John Wiley & Sons (1989)
- (2) A. L. McClellan and H. F. Harnsberger, J. Colloid and Interface Science 23 (1967) 577

# **Plasma - neutral interactions and power transmission at the divertor sheath**

**Kunihiro Sato**

*Himeji Institute of Technology*

*Shosha 2167, Himeji, Hyogo 671-22, Japan*

A simple model of the collisional divertor plasma indicates that neutral gas collisions should be important in determining the power transmission factor at the transition layer. Inflow of low-energy electrons created by ionization reduces the total potential drop at the transition layer, and ion-neutral collisions dramatically reduce the power transmission factor to a value of 2-3.

## **1. Introduction**

Low values of the power transmission factor of 2 - 3 in DIII-D [1] and of 3 - 5 in JT-60U [2] have been reported. These experimental results are very important for high power tokamaks, because peak surface heat loads and sputtering by ions accelerated through the divertor sheath are critical issues for the design of divertors. A possible explanation may be due to lowered energy of ions reaching the divertor tiles through the plasma-neutral process as pointed out by Futch *et al.* [1].

Futch *et al.* showed that charge-exchange and other ion-neutral collisions can reduce the power transmission factor of the plasma sheath, comparing their calculation results with experimental data from the DIII-D tokamak. However, they treated only atomic collisions within the magnetic presheath without discussing about neutral collisions within the plasma region. Since the scale length of the recycling region of neutrals is much larger than that of the magnetic presheath, plasma-neutral interaction in the divertor plasma is

predicted to play a role more important than in the magnetic presheath. Furthermore, it has recently been pointed out that the magnetic presheath turns into the usual presheath caused by the particle source if significant local ionization occurs within the magnetic presheath [3].

In this paper, we study effects of neutral gas collisions in a plasma region, which includes the magnetic presheath; on the power transmission factor at the divertor sheath [4]. A simplified model of the divertor plasma is introduced to indicate remarkable reduction of the heat transmission due to plasma-neutral process.

## 2. Reduction of the power transmission factor

We consider a one-dimensional plasma and choose a coordinate system along magnetic field lines with its origin at an infinite plane wall. The plasma occupies the semi-infinite space with  $s < 0$ . To simplify an analysis, we introduce effective cross sections  $\sigma_{cx}$  and  $\sigma_{ie}$  of charge-exchange and ionization processes and model the neutral density profile

$$n_n(s) = n_n \exp\left(s / \lambda_n\right). \quad (1)$$

The primary ion flux  $J_0(s)$  and the  $l$ th cold ion flux  $J_l(s)$  ( $l \geq 1$ ) are described by

$$\frac{dJ_0(s)}{ds} = -n_n \sigma_{cx} \exp\left(s / \lambda_n\right) J_0(s), \quad (2)$$

and

$$\frac{dJ_l(s)}{ds} = n_n \exp\left(s / \lambda_n\right) \left[ (\sigma_{cx} + \sigma_{ie}) J_{l-1}(s) - \sigma_{cx} J_l(s) \right], \quad (3)$$

respectively. Analytic solutions of eqs. (2) and (3) are

$$J_0(s) = J_0(-\infty) \exp\left[-n_n \sigma_{cx} \lambda_n \exp\left(s / \lambda_n\right)\right] \quad (4)$$

and

$$J_l(s) = \frac{J_0(s)}{l!} \left[ -n_n(\sigma_{cx} + \sigma_{ie})\lambda_n \right]^l \exp \left[ -ln_n(\sigma_{cx} + \sigma_{ie})\lambda_n \exp \left( s / \lambda_n \right) \right]. \quad (5)$$

The total flux  $J_T$  is obtained by sum of  $J_l$  and  $J_0$ , yielding the particle amplification factor

$$G \equiv \frac{J_T(0)}{J_0(-\infty)} = \exp(n_n \sigma_{ie} \lambda_n). \quad (6)$$

To calculate the power transmission factor, we need the potential profile and the total potential drop at the transition layer. When the electron mean free path  $\lambda_e$  is larger than  $\lambda_n$ , the potential drop at the transition layer is roughly estimated by

$$\frac{-e\phi_w}{kT_e} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{m_i / 2\pi m_e}{1 + T_i / T_e} \right) - \ln G, \quad (7)$$

because a higher energy electron is supplied from the inner region and most of low-energy electrons generated near the wall flow into the plasma. Inflow of low-energy electrons becomes small when  $\lambda_e \ll \lambda_n$  because of scattering and energy relaxation in the recycling region near the wall, then the potential drop may be kept unchanged:

$$\frac{-e\phi_w}{kT_e} \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{m_i / 2\pi m_e}{1 + T_i / T_e} \right). \quad (8)$$

On the other hand, for a plasma with such high electron temperature that the electron bounce frequency in the SOL is larger than the collision frequency [5], the potential drop is dependent on the electron mean free path [6]. Since the electron flux escaping from the electrostatic confinement is estimated to be  $J_e \approx n(L / \lambda_e) / (-e\phi_w / kT_e) \exp(e\phi_w / kT_e)$  [7,8], the wall potential may be determined from

$$\frac{-e\phi_w}{kT_e} \exp(-e\phi_w / kT_e) \approx \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right)^{-1/2} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{L}{\lambda_e}, \quad (9)$$

where  $L$  is the effective length of the SOL.

Each primary ion arriving at the wall carries its initial energy plus the energy  $|e\phi_w|$

gained by falling through the transition layer. The energy that the  $l$ th cold ion flux removes from the plasma is given by the integral of  $(dJ_l/ds)(e\phi - e\phi_w)$  if the initial kinetic energy of the cold ions is neglected. Hence, the power transmission factor maybe has a weak dependence on the shape of the potential, but has a considerable dependence on the scale length of the potential. Instead of using a numerical solution of the plasma equation, we model the potential profile

$$\phi(s) = \phi_w \exp(s/\lambda_\phi), \quad (10)$$

introducing the scale length  $\lambda_\phi$  as a parameter. Using eqs. (4) and (5), we obtain the total ion energy deposited at the wall

$$Q_{iT}(0) = \left\{ 2kT_i + \frac{1}{2}kT_e + (-e\phi_w) \left[ 1 + \sum \frac{1}{l!} \left[ n_n(\sigma_{cx} + \sigma_{ie})\lambda_n \right]^l \frac{\lambda_n/\lambda_\phi}{l + \lambda_n/\lambda_\phi} \right] \right\} J_0(0). \quad (11)$$

Since each electron striking the wall transmits on an average an energy of  $2kT_e$ , the power transmission factor  $\delta \equiv Q_T(0)/(kT_e J_T(0))$  is

$$\delta = 2 + \delta_n + \exp \left[ -n_n(\sigma_{cx} + \sigma_{ie})\lambda_n \right] \left\{ 2 \frac{T_i}{T_e} + \frac{1}{2} + \frac{-e\phi_w}{kT_e} \left[ 1 + \sum \frac{1}{l!} \left[ n_n(\sigma_{cx} + \sigma_{ie})\lambda_n \right]^l \frac{\lambda_n/\lambda_\phi}{l + \lambda_n/\lambda_\phi} \right] \right\}, \quad (12)$$

where 2 and  $\delta_n$  are the contributions of electrons and of neutrals, respectively. We have neglected the contribution of secondary electrons to  $\delta$  because the emission coefficient is limited to a value much smaller than 1 in the oblique magnetic field as mentioned in the next section.

Figs. 1(a) and 1(b) show  $\delta_i$  as a function of  $n_n\sigma_{cx}\lambda_n$  for a hydrogen plasma with  $T_i/T_e = 3$ . These results indicate that charge-exchange processes and recycling of neutral gas play important roles in determining the power transmission at divertor plates. The ion

power transmission factor is in inverse proportion to the particle amplification factor  $G$ , decreasing with  $n_n \sigma_{cx} \lambda_n$  almost exponentially. The experimental measurements from JT-60U also show a similar tendency [2]. Inflow of low-energy electrons produced by ionization into the plasma reduces the total potential drop at the transition layer.

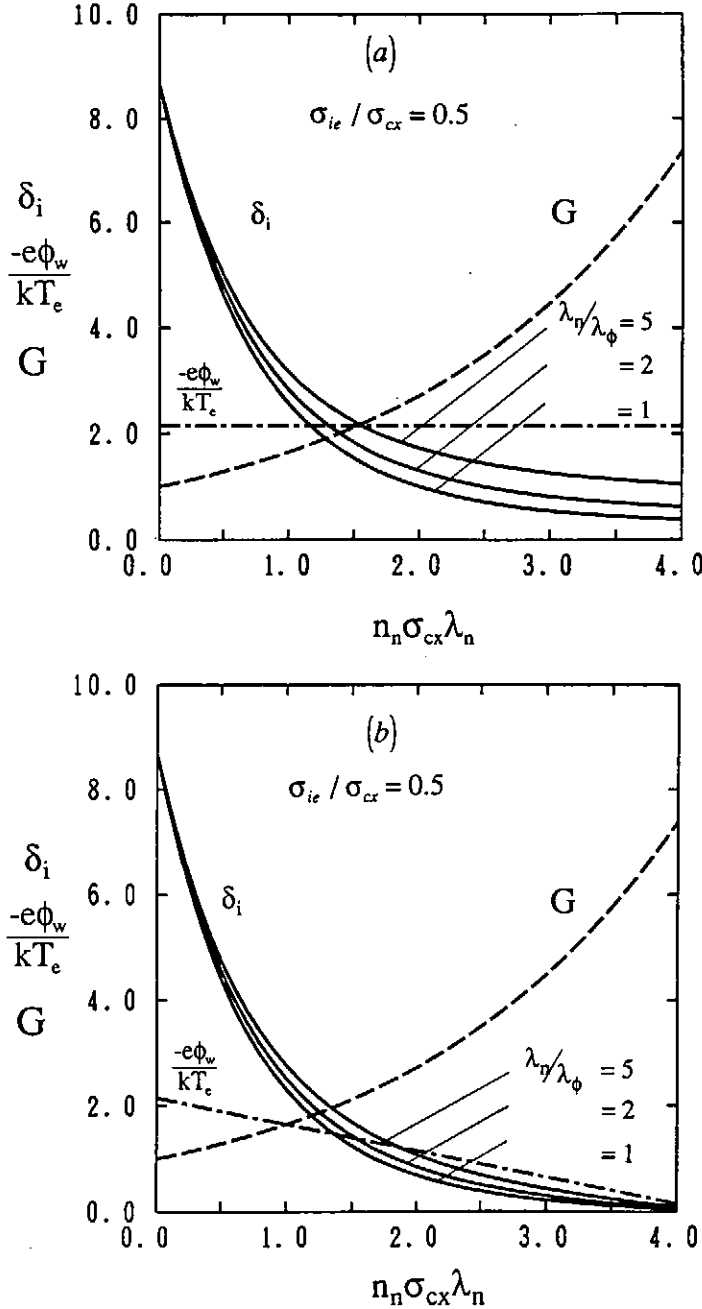


Fig.1. Ion power transmission factor  $\delta_i$ , wall potential  $\phi_w$ , and amplification factor of ion flux  $G$  at the wall for a hydrogen plasma with  $T_i/T_e = 3$  as a function of  $n_n \sigma_{cx} \lambda_n$ , where  $n_n$  is the neutral gas density,  $\lambda_n$  and  $\lambda_\phi$  are the scale lengths of the neutral density and of the potential along magnetic field lines. The effective cross section of ionization process is chosen as  $\sigma_{ie} = 0.5 \sigma_{cx}$ . Wall potentials for (a) the electron mean free path  $\lambda_c \ll \lambda_n$  and for (b)  $\lambda_c > \lambda_n$  are determined from eqs. (8) and (7), respectively.

### 3. Conclusions

A simple model of the collisional divertor SOL indicates that recycling and charge-exchange processes should be important in determining the power transmission at the divertor sheath. Ionization of neutral gas reduces the total potential drop at the divertor sheath, and the power transmission factor remarkably decreases to a value of 2-3 mainly due to charge-exchange processes.

### References

- [1] A. H. Futch, G. F. Matthews, D. Buchenauer, D. N. Hill, R. A. Jong and G. D. Porter, J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 860.
- [2] N. Asakura, K. Shimizu, N. Hosogane, K. Itami, S. Tsuji and M. Shimada (published in Nucl. Fusion).
- [3] K.-U. Riemann, Contrib. Plasma Phys. 34 (1994) 127.
- [4] K. Sato and H. Katayama (to be published in J. Nucl. Mater) .
- [5] N.Ohyabu *et al.*, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992* (Proc.14th Int. Conf. Wurzburg, 1992) Vol. 2 , IAEA, Vienna (1993) 605.
- [6] T. Takizuka, K. Tani, M. Azumi and K. Shimizu, J. Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 104.
- [7] V.P. Pastukhov, Nucl. Fusion 14 (1974) 3.
- [8] R. H. Cohen, M. E. Rensink, T. A. Cutler and A. A. Mirin, Nucl, Fusion 18 (1978) 1229.

# JT-60Uにおけるダイバータ・プラズマのdetachmentとMARFE発生

原研 那珂研究所、 辻 俊二、朝倉伸幸、JT-60チーム

## 1. はじめに

トラス型核融合炉において、ヘリウム灰排気を行いつつ炉心プラズマへの不純物混入を抑制して定常状態を保つには、ダイバータと呼ばれる仕組み：炉心プラズマから流出した熱と粒子を、スクレイブ・オフ層 (SOL) と呼ばれる開いた磁力線に沿った周辺プラズマを介して専用の対向壁に導くことが不可欠となる。しかしダイバータにおける最大の問題は、ダイバータ板に熱負荷が集中することである。現在、日米欧の国際協力で行われている国際核融合実験炉ITERでは、1000秒のDT核燃焼を目指している。1.5GWの核融合反応パワーを設計条件としているEDA (Engineering Design Activities) の検討によると、ダイバータへのピーク熱流束が $20\text{ MW/m}^2$ 以上になると予測されている[1, 2]。

このように過酷な熱負荷によるダイバータ板の損耗を抑制するために、核融合炉で実現すべきダイバータの概念を図1に模式的に示す。ダイバータ・プラズマを低温かつ高密度にすれば、磁力線に沿って流れる熱をダイバータ板に到達する前に放射パワーとして逃がす遠隔放射冷却[3]が増大する。放射冷却パワーが増えれば、ダイバータ・プラズマの低温・高密度化を促進する望ましい循環が起きるとともに、ダイバータへの熱流束を減少させることができる。また、ダイバータ・プラズマの低温化により、ダイバータ板をたたくイオンのエネルギーが下がり、物理スパッタリングによるダイバータ板の損耗を減らすことが可能となる。さらに、外から入ってくる不純物を、ダイバータ部及びスクレイブ・オフ層でイオン化してダイバータへ向かう粒子の流れで押し流す不純物遮蔽効果も、プラズマの高密度化により強めることができ、ヘリウム排気にとっても有利になる。

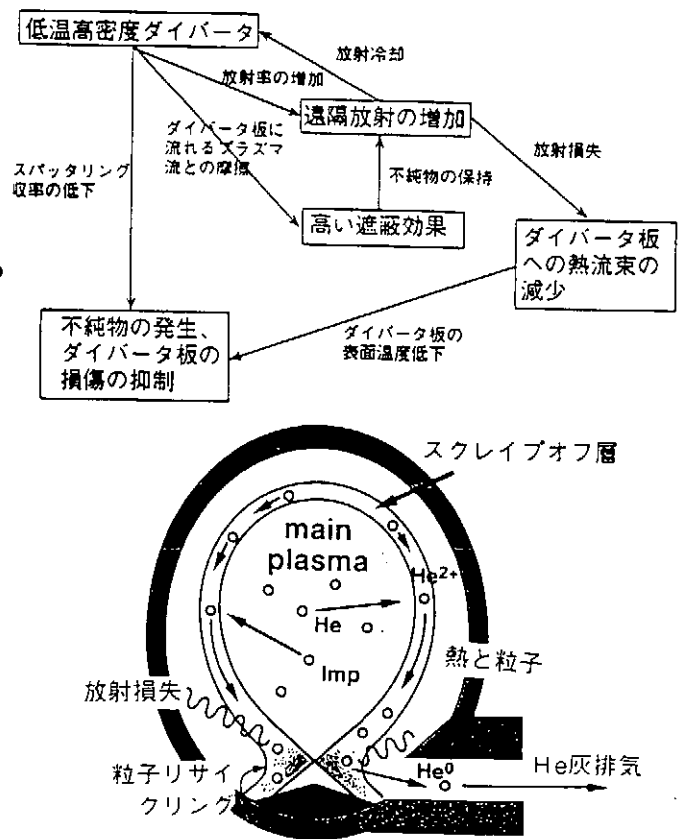


図1 核融合炉で実現すべきダイバータ概念

JT-60Uにおいて、エネルギー閉じ込めが良好である準定常ELMy Hモードは、



ダイバータ板からの炭素不純物混入の増大で破られている [4]。従って現実問題としても、低温・高密度ダイバータ・プラズマを実現することは、JT-60U実験の最重要課題となっている。そのためには、主プラズマの電子密度を高めなければならないが、その上限付近で、イオン化領域がダイバータ板から離れる現象 (detachment) が起きる。これを安定に保つのは容易ではなく、MARFE (Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge) [5] と呼ばれる主プラズマ回りでの局所的放射冷却が発生し、ダイバータ作用が損なわれてしまう障害がある。

## 2. ダイバータ・プラズマの低温化

トカマクにおいてダイバータ・プラズマを低温化するためには、真空容器内へのガス注入量を増やし、ダイバータへの粒子の流れを増加させる。イオンはダイバータ板で中性粒子に変化してプラズマ側に戻る (粒子リサイクリング) が、これがイオン化されて下流側に押し返されることにより、ダイバータへの粒子束はガス注入量に対して非線形に増大する。電子温度が高い外側ダイバータについて、 $D_{\alpha}$  線強度測定から評価した粒子束 [6] の関数として、ストライク点の電子温度、正味の加熱入力に対するダイバータ放射パワーの割合、ITER 89-P Lモード則に対するエネルギー閉じ込め時間の改善度をプロットしたのが図2である。加熱パワーによって横軸はシフトするが、ELMy HモードにおいてもLモードと同様に、ダイバータ粒子束を増やすことにより、電子温度を20 eV程度に下げることが実現している。しかし、ITERで2以上が必要とされる閉じ込め改善度は、粒子束の増加とともに1に近づき、Lモードとほとんど差がなくなる。エネルギー閉じ込め改善度が1.5以上のデータ点は、ダイバータ放射割合が20%以下にとどまっている。JT-60Uのように中性ガスが主プラズマ側へ逆流するのを抑制する仕切り (baffle) 板がない開 (open) ダイバータ配位では、主プラズマ回りの中性ガス圧を低く保てないので、Hモードのエネルギー閉じ込めが劣化すると考えられている [7]。

図2において電子温度が20 eV以下の点がほとんど無いのは、それ以上粒子束を増やすとMARFEが発生してしまうためである。MARFEは主プラズマの境界付近において、磁力線に沿った熱輸送による熱供給よりも、主に軽元素不純物による局所的放射冷却が勝った熱的不安定性である。時間発展として、まず主プラズマの電子密度上限付近で、

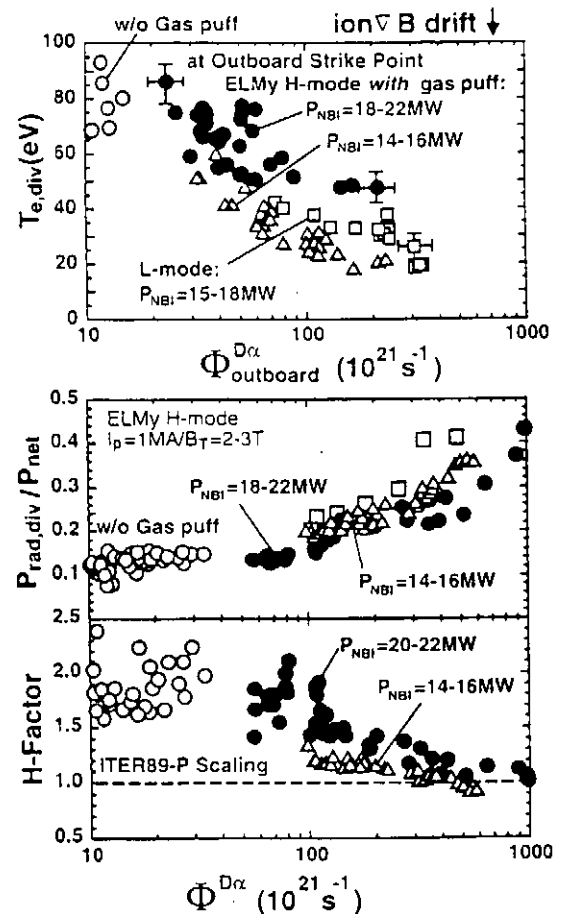


図2 ダイバータ粒子束を増大させることによるダイバータ・プラズマの低温化

ダイバータの電子温度が10~20eV以下になると、イオン化領域が上流側へ移り、プラズマがダイバータ板から離れた(detached)状態になる。さらに、粒子と熱とのバランスが崩れて前者の方が勝るようになると、放射パワーの強い領域が主プラズマ側へ移動しMARFEとなる。一旦MARFEが発生すると、ダイバータ板への熱負荷が下がるものの、ダイバータ部でのイオン化が激減して粒子遮蔽効果が弱まる。その結果、粒子排気が困難となり、外部からの粒子制御ができなくなる。従って、MARFEを引き起こすことなく、20eV以下の低温ダイバータ・プラズマを安定に保つことは、JT-60Uでは容易ではない。

### 3. 電子密度上限で発生するプラズマdetachmentとMARFE

図3はトロイダル磁場を両方向で行なった2放電で、破線で示した時刻にMARFE発生した波形例である。両放電ともにガス注入量を一定に保っているが、主プラズマの電子密度の上昇率が増加しているのは、MARFEによって粒子の遮蔽効果が弱まっているからである。トロイダル磁場の向きにより、MARFE中の放射パワー強度分布に違いがある。イオン $\nabla B$ ドリフトがダイバータ向き(正極性)の場合、X点付近で放射パワーが高まり、赤道面より上部で評価した主プラズマからの放射パワー $P_{rad,main}$ は低いレベルを保っている。一方、イオン磁場 $\nabla B$ ドリフトが反対向き(逆極性)の場合、放射パワーの強い領域が主プラズマ側に移り、X点を含むダイバータ部からの放射パワー $P_{rad,div}$ は弱まる。赤外線カメラを用いて評価したダイバータ板への熱負荷 $P_{heat}$ は、後者の場合は1/4以下になっているが、前者では1/3~1/2への減少にとどまっている。

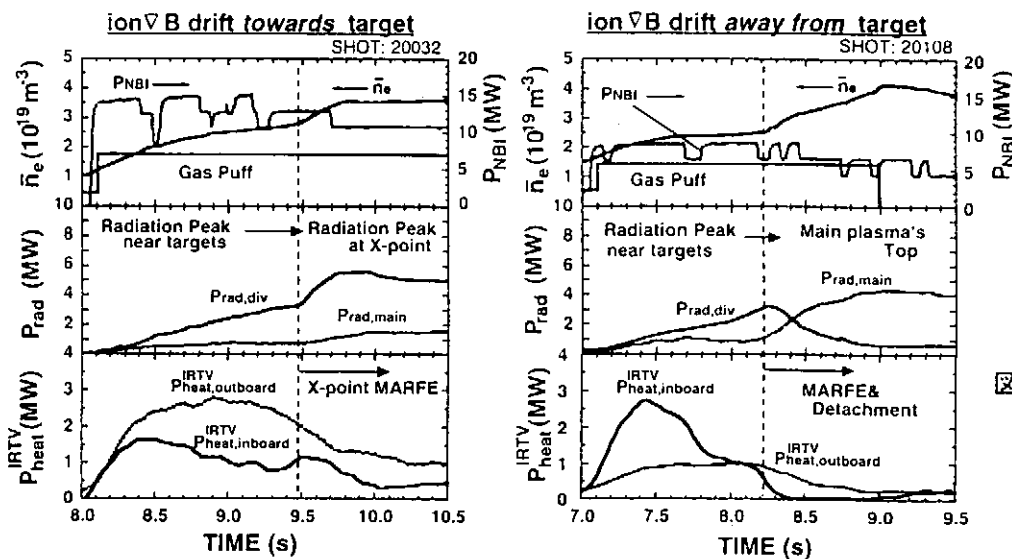


図3 MARFE 発生波形例

$D\alpha$ 線計測から求めた粒子リサイクリングに起因するイオン化粒子束 $\Phi^{D\alpha}$ と、静電プローブから評価したダイバータ板への流出粒子束 $\Phi^{probe}$ の時間変化を、それぞれ内外ダイバータに分けて表示したのが図4である。イオン $\nabla B$ ドリフトがダイバータ向きの場合、内側ダイバータでイオン化が高まり、MARFEになると今度は外側ダイバータで粒子リサイクリングによるイオン化が強くなる。粒子束が多くないときは $\Phi^{probe}$ の内外非対称性が弱く、MARFE発生直前には内側ダイバータで、イオン化する粒子が増大しているにも拘わらず、ダイバータ板に達する粒子束が減っている。これはダイバータ・

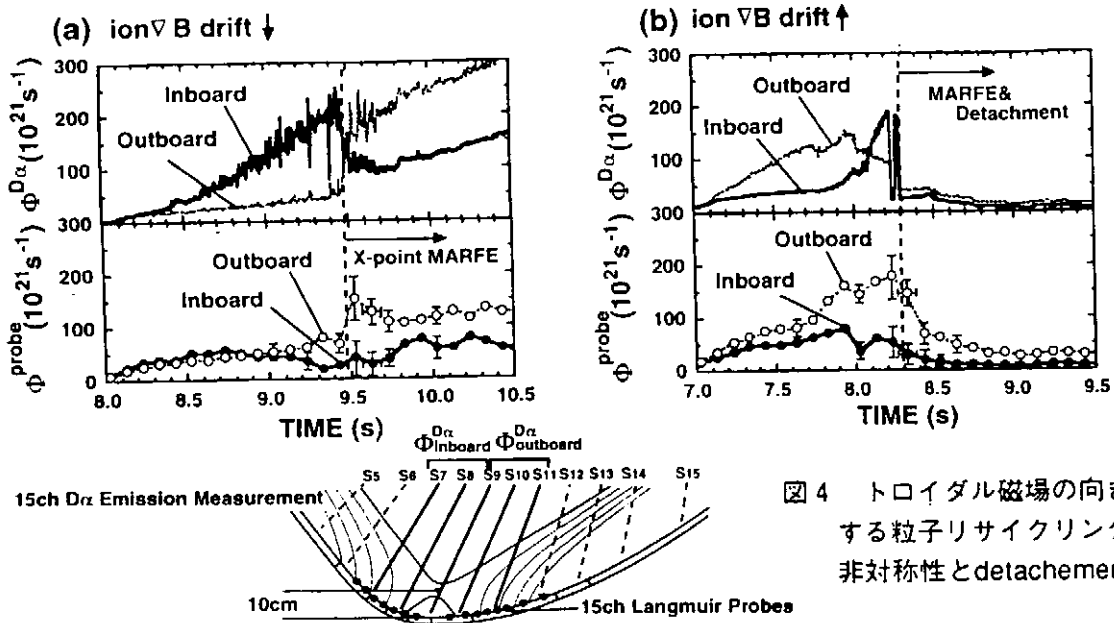


図4 トロイダル磁場の向きで変化する粒子リサイクリングの内外非対称性とdetachment

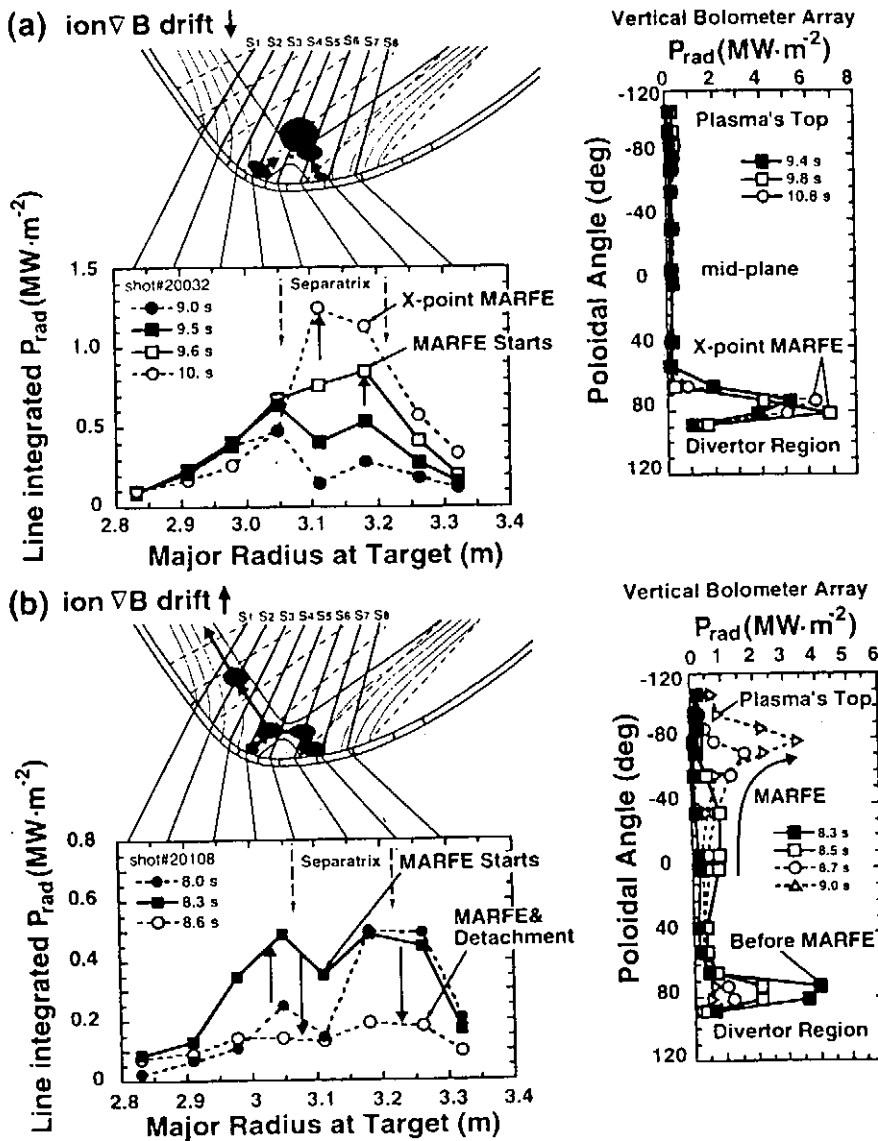


図5 ボロメータによる放射パワー強度分布の時間変化

プラズマがdetachmentを起こして、イオン化領域が上流側に移っているためと解釈できる。MARFE中に $\Phi^{probe}$ が増えているのは、セパトリクス磁気面付近を除いてプラズマがダイバータ板にまだ接触して(attach)いるからである。

一方、イオン $\nabla B$ ドリフトが逆向きの場合、当初は粒子リサイクリングが外側ダイバータで強いが、MARFE発生直前には内外非対称性が反転し、MARFEになると、内外ダイバータの両方で $\Phi^{D_\alpha}$ 、 $\Phi^{probe}$ ともに激減してプラズマが完全なdetachmentを起こしている。

ボロメータ列を用いて、放射パワー強度分布の時間変化を調べたのが図5である。実線で示した上部からの視野で観た分布

(同図左下側)、破線で示した赤道面から観た分布(同図右側)、及び表示していない水平視野データを総合して、放射パワーの強い領域を図示したのが左上側のダイバータ部断面図である。トロイダル磁場が正極性の場合に放射パワーが強い領域は、粒子束が高くないときは内側ストライク点付近であるが、それがX点より若干外側のスクレープ・オフ層に移動してMARFEが発生し、最終的に主プラズマも含むX点付近に落ちつく。トロイダル磁場が逆極性の場合、放射パワー中心が通常の外側ストライク点付近から、X点とトーラス内側プラズマ表面を経由して主プラズマ上部へ移動してMARFEになる。イオン化の強い領域が、トロイダル磁場極性に依存する同様な動きをすることが、 $D\alpha$ 線計測で時間分解能よく観測されている[8]。

#### 4. 考察

トロイダル磁場の向きにより放射パワー領域が変化することは、JT-60の下X点ダイバータ配位での軽水素放電で最初に見出した[9]。磁場極性によって変化するダイバータ特性の原因として、 $B \times \nabla T$ ドリフトやSOL電流による $B \times \nabla J_{\parallel}$ ドリフトに起因するX点付近の磁力線を横切る粒子束が考えられる[10]が、それらを含めたUEDAコードやB2コードを用いた計算では、実験で観測されている程のダイバータ熱負荷分布などの内外非対称性を再現できない[11, 12]。

図6はダイバータ熱負荷と放射パワーの内側ダイバータ成分割合の、主プラズマ電子密度への依存性を見たものである。それらの値が0.5からずれる、すなわち内外非対称性が強くなるのは中間密度領域である。しかし、下段に示すように熱負荷パワーと放射パワーを足し合わせて、スクレープ・オフ層へ流出するパワーとして見ると、低密度のデータを除いてほぼ一定で、トーラス外側の方が若干多い。これはトロイダル磁場の向きに因らないので、磁場曲率の悪い側でセパトリクス磁気面を横切る異常熱輸送が増えているためと考えられる。ダイバータ熱負荷の内外非対称性は、放射パワーの非対称性に起因していることを図6は示唆している。従って、現実的なダイバータのモデル化には、不純物放射冷却を含む計算を行う必要がある。ダイバータ放射がX点を含む上流側に広がるには、化学スパッタリングによる炭化水素ガスの発生を加えなければならないことが、モンテ・カルロ法に基づく不純物輸送モデル計算で明らかにされている[13]。また、水冷却を行なってダイバータ板の温度を変えた実験から、炭素不純物の発生に化学スパッタリングが無視できなく、MARFEの発生時の主プラズマ電子密度も変化することが実験で確かめられている。なお、MARFE中の主プラズマでの放射パワー分布の違いについては、磁場の向きによって変化する不

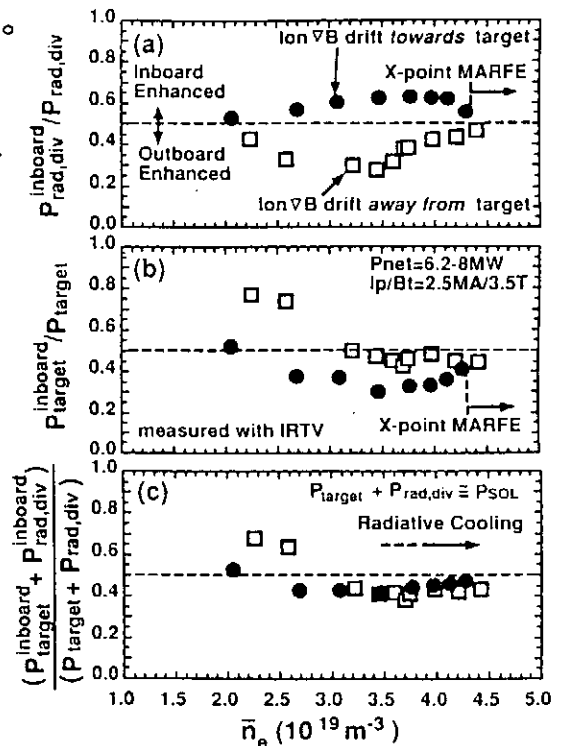


図6 トロイダル磁場の向きで変化するダイバータ放射パワーと熱負荷の内外非対称性

純物輸送理論の impurity flow reversal [14] のようなものを考慮しないと説明ができない。

J T-60 において、イオン▽Bドリフトがダイバータ向きで、加熱パワーと主プラズマの電子密度がそれぞれのしきい値を越えると、Lモードながらエネルギー閉じ込めが2割程度改善した状態を準定常に維持できた。これをIDC (Improved Divertor Confinement) と呼んだ[9]が、主に炭素不純物による放射冷却で内側ダイバータがdetachした状態であった。本報告のJ T-60 Uの重水素放電では、強いガス注入を行っているので、閉じ込め改善がないままMARFEに至っている。Hモードで電子密度を高くしようとすると、ELM (Edge Localized Mode) が激しく現れて、図1で見たような閉じ込めの劣化が起きる。主プラズマ回りの中性ガス圧を高めることなく、ダイバータ・プラズマを高密度にするために、W型ダイバータ形状への改造をJ T-60 Uで検討している[11]。

ITER-EDAのダイバータ板定常熱負荷を、現状の技術で工学的健全性を確保できる5 MW/m<sup>2</sup>程度に保つには、CDA (Conceptual Design Activities)で想定されていた放射冷却ダイバータ (radiative divertor) では、熱除去が不十分と考えられている。この解決策として、荷電交換損失を促進しイオンのエネルギーを側壁へ散らすと同時に、再結合領域をダイバータ板から離す、ガス・ターゲット・ダイバータが提案されている[1]。ダイバータ・プラズマ温度が数eVでは、ダイバータ板で中性化した時に13.6 eVのイオン化エネルギーを放出してしまうので不十分とされている[2]。しかし、再結合率がイオン化率より高くなるのは約1.3 eV以下である。このように低温である再結合プラズマを安定に保てるかどうかについては、実験的にも理論的にも裏付けられていない。

## 5. まとめ

J T-60 Uにおけるダイバータ・プラズマの低温化実験から、トロイダル磁場の向きにより、ダイバータ放射の内外非対称性が入れ換わり、MARFEへ至るdetachmentの時間発展も変化することが明らかになった。イオン▽Bドリフトがダイバータ向きの場合、ダイバータ粒子束の上昇とともに、イオン化領域が内側ストライク点から離れ、放射冷却がX点付近に集中したMARFEになる。逆磁場極性では、外側ダイバータで強い放射パワー分布が、ほぼ対称になった後、内外ダイバータともにイオン化領域がダイバータ板から離れ、放射冷却は主プラズマ上部に集中する。MARFEを引き起こすことなく、20 eV以下の低温ダイバータ・プラズマを安定に維持することが、今後の課題である。

## 参考文献

- [1] G. Janeschitz et al., 11th PSI Conf. (I6), to be published in J. Nucl. Mater. (1995).
- [2] D.E. Post, 11th PSI Conf. (R6), to be published in J. Nucl. Mater. (1995).
- [3] M. Shimada et al., Nucl. Fusion 22 (1982) 643 and E.M. Muller et al., ibid. 22 (1982) 1651.
- [4] Y. Kamada et al., 15th IAEA Conf. (Seville, 1994), IAEA-CN-60/A-5-I-5.
- [5] B. Lipschultz et al., Nucl. Fusion 24 (1984) 977 and J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 15.
- [6] N. Asakura et al., to be published in Nucl. Fusion 35 (1995) No.2 or No.3.
- [7] S.-I. Itoh et al., 11th PSI Conf. (R3), to be published in J. Nucl. Mater. (1995).
- [8] N. Asakura et al., 15th IAEA Conf. (Seville, 1994), IAEA-CN-60/A-4-I-3.
- [9] S. Tsuji et al., Nucl. Fusion 32 (1992) 1313. [10] F.L. Hinton et al., ibid. 29 (1989) 405.
- [11] S. Tsuji et al., 11th PSI Conf. (PA22), to be published in J. Nucl. Mater. (1995).
- [12] M. Baelmans et al., 11th PSI Conf. (PD5) to be published in J. Nucl. Mater. (1995).
- [13] K. Shimizu et al. 15th IAEA Conf. (Seville, 1994), IAEA-CN-60/D-P-I-2.
- [14] W.M. Stacey, Jr., Nucl. Fusion 27 (1987) 1213.

## 0.2 MeV/amu $H_2^+$ の解離片に対する表面阻止能

京大工 鈴木 康文

核子当たり0.2MeVの $H_2^+$ イオンをSnTe(001)清浄表面にすれすれに入射し、出射する解離片 $H^+$ のエネルギー損失を鏡面反射の条件で測定した。解離のさい入射イオンビームの進行方向に対して平行な斥力を受けた解離片のエネルギー損失と反平行な斥力を受けた解離片のエネルギー損失の平均値は等速の $H^+$ 入射のときより約20%大きかった。また、等速の $H^+$ イオンを入射したときのエネルギー損失の入射角依存と同様、解離片のエネルギー損失には入射角依存はほとんど見られなかった。エネルギー損失に違いがあることは、表面阻止能に解離片の近接効果が効いていることを示している。また入射角が違えば、これに伴い表面付近での核間距離が違って来るが、この違いが結果に影響しないことは、近接効果の核間距離依存性を表面からの距離依存性が打ち消していることを示している。

### 1. 緒言

薄膜にMeV領域の $H_2^+$ イオンを入射すると、 $H_2^+$ イオンの結合電子は薄膜入り口近くで剥ぎ取られ、残る二つのプロトンはお互いのクーロン力で解離する。これをクーロン爆発とよぶ。クーロン爆発によって二つのプロトンのエネルギーや進行方向に変化が生じる。すなわち、解離片は実験室系でのエネルギーと散乱角に対して解離の際に解放されるエネルギーに対応した楕円（リングパターン）を形成する。たとえば分子軸が進行方向に揃っていた場合は、二つのプロトンのエネルギーは薄膜中でのエネルギー損失を無視すれば次式で与えられる。

$$E = \frac{1}{2} M_p V^2 \pm M_p V v_c \quad (1)$$

ここで $M_p$ はプロトンの質量、 $V$ は入射速度、 $v_c$ は自由空間でのクーロン爆発でそれぞれのプロトンにあたえられる速度である。 $V$ は $v_c$ の100倍程度の値になる。式中の $\pm$ は解離の際、入射イオンビームの進行方向に対し平行な斥力を受けた解離片（リーディングプロトン）のエネルギー（+）と反平行な斥力を受けた解離片（トレイリングプロトン）のエネルギー（-）をそれぞれ表す<sup>1)</sup>。

薄膜中でクーロン爆発している二つのプロトン（ダイプロトン）に対する薄膜の阻止能は単独したプロトンに対する阻止能の二倍にはならないことが知られている<sup>2)</sup>。これは二つのプロトンがお互いに近い距離でターゲットの原子の励起やプラズモンの励起に携わるため、干渉が起り、励起確率に変化が現れるためである。この効果を阻止能における近接効果と呼ぶ。さらに近接効果に核間距離依存性があり、核間距離が大きくなるほど近接効果は効きにくくなることは薄膜透過の実験で知られている。

理論的には、近接効果は内殻電子の励起ではあまり効かず、価電子の励起やプラズモンの励起において有効に働く。それは内殻電子は原子核に強く結合されているため、ダイプロトンが内殻電子のすぐ近くにこないと励起しないためである。内殻電子は自分のすぐ近くにきたダイプロトンを二つ別々のプロトンとして認識する。それに対し価電子はダイプロトンが遠くにも励起する。遠くにいるダイプロトンによる励起が起こるとき、価電子はダイプロトンをあたかも $\alpha$ 粒子であると認識する。内殻電子は原子核近くに局在するため、近接効果はダイプロトンと原子との衝突径数に依存するはずである。しかし従来の薄膜透過の実験では衝突径数がランダムであるから、近接効果の衝突径数依存性については議論できない。

イオンが固体表面原子の外側をすれすれに通る場合、イオンが表面から受ける表面の阻止能（表面阻止能）にも薄膜透過の場合と同様、近接効果を考えることができる。この場合、表面に平行なダイプロトンを扱うのなら、核間距離とイオンの表面からの距離は一対一に対応すると考えるのが妥当である。従って実験的に近接効果の核間距離依存と表面からの距離依存を議論することができる。この場合も核間距離が大きくなるほど近接効果は効き難くなることが予想される。また表面に近くなるにつれ、内殻電子の励起に伴うエネルギー損失が支配的になるため、表面に近いところでの散乱を繰り返したダイプロトンのエネルギー損失には近接効果があまり現れないはずである。この表面からの距離依存性は先に述べた衝突径数依

存性に対する考察と同じ考え方に基づいた予想であるが、筆者のこれまでの知識では、高速の解離片に対して、表面阻止能における近接効果を理論的または実験的に議論している研究は存在しない。

そこで本研究では核子当たり0.2MeVの $H_2^+$ を単結晶の清浄表面にすれすれに入射し、出射する $H^+$ 解離片のエネルギー損失を測定した。得られた結果を0.2MeVの $H^+$ を入射したときのエネルギー損失と比較し、近接効果の核間距離依存と表面からの距離依存を議論する。

## 2. 実験

京大工学部原子核工学教室4MVバンデグラフ型加速器からの核子当たり0.2MeVの $H_2^+$ イオンビームを0.1mrad以下の発散角にコリメートし、 $10^{-10}$ Torrの超高真空中でKCl(001)劈開面上にその場蒸着して作成したSnTe(001)清浄表面にすれすれに入射した。入射角は12mrad以下である。SnTeは格子定数6.32ÅのNaCl型の構造をした、ナローギャップ半導体化合物である。入射イオンが表面チャネリングを起こさないように、イオンの入射方位角は $\langle 110 \rangle$ 軸から約6度ずらした。このときほとんど全ての入射イオンが解離し、解離片の99%以上が $H^+$ となって出射する。

解離片 $H^+$ のうち鏡面反射の位置に出射したもの、すなわち散乱面（入射ビームと結晶の法線のつくる平面）内にあり、しかも入射角の二倍の散乱角に出射したもののみをスリットで選別した。鏡面反射の位置に出射した解離片のみを選ぶことによって、できるだけ進行方向に揃っていた解離片のみを測定していることになる。スリットの受け角は $\pm 0.1$ mradである。スリットを通ったイオンのエネルギーを下流の磁気エネルギー分析器で分析した。このエネルギー分析器は一樣な磁場の中を通ったイオンのエネルギーをその出射位置から知るものであり、イオンの検出器にはマイクロチャンネルプレート（MCP）を用いている。エネルギー分析器のエネルギー分解能 $\Delta E/E$ は0.1%である。

実験結果をこれと等しい速度の $H^+$ を入射したときの結果と比較するため、0.2MeV $H^+$ を同じ表面に入射し、同様な実験を行った。

## 3. 実験結果

図1に測定で得られた $H^+$ 解離片のエネルギースペクトルの一例を示す。このときの $H_2^+$ イオンの入射角は6mradである。図の197.6keVにあるピークは、リーディングプロトンに対応し、194keVにあるピークは、トレイリングプロトンに対応している。トレイリングプロトンの収量がリーディングプロトンの収量より多く観測されている。両者のピークエネルギー間隔 $\Delta E_{sep}$ は3.6keVである。リーディングプロトンとトレイリングプロトンが同時にMCPに入射すると、その出力パルスは両者のピークの間に出ることになるが、その量が両者のピークよりはるかに少ないことはスペクトルから明らかである。

図1のピークエネルギーからリーディングプロトンとトレイリングプロトンのエネルギー損失をそれぞれ求め、その入射角依存を図2に示した。比較のため0.2MeV $H^+$ を入射したときのエネルギー損失も図に示す。この場合は散乱イオンのエネルギー

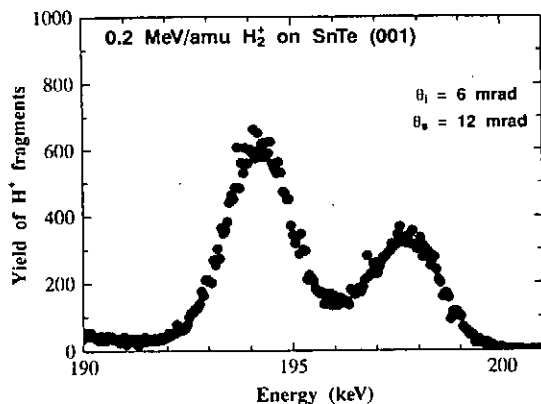


Fig.1 An example of energy spectra of the  $H^+$  fragments arising from dissociation of 0.2MeV  $H_2^+$  ions at the SnTe (001) surface.

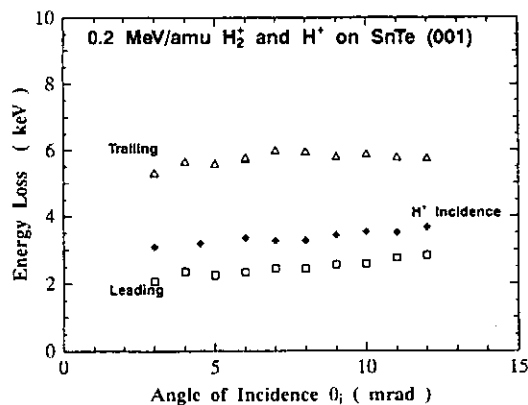


Fig.2 Dependence of the energy loss of the  $H^+$  fragments on the angle of incidence of the  $H_2^+$  ions. For comparison, the energy losses of  $H^+$  ions at the incidence of the  $H^+$  ions are also shown.

ギースペクトルは一本のピークになるので、そのピークエネルギーからエネルギー損失が一つ求まる。図に示したエネルギー損失はどれも入射角に敏感でなく、入射角の増加に伴わずかに増加する傾向があるのみである。

#### 4. 考察

図1に示したエネルギースペクトルには、トレイリングプロトンの収量がリーディングプロトンの収量より多く観測されている。これは固体電子のフェルミ速度より高速のイオンが表面すれすれに進むときに表面に誘起する表面ウエイクによる<sup>9)</sup>。二つの解離片が誘起する表面ウエイクが重なり合うことにより解離片の進行方向が曲げられるからである<sup>9)</sup>。両者の収量が異なることは観測された解離片の全てが散乱中ずっと進行方向に揃っていたものではないことを示している。また両者のエネルギー間隔 $\Delta E_{\text{sep}}$ は $\text{H}_2^+$ が解離して表面散乱中に解放するエネルギーを表すが、これは式(1)から計算される値 $2MV_e = 4.7\text{keV}$ の77%である。このことは解離直後の解離片の荷電状態、表面ウエイクによるクーロン力の遮へいの効果が効いていることを示している<sup>9)</sup>。

表面散乱でも解離片は実験室系でのエネルギーと散乱角に対して解離の際に解放されるエネルギーに対応したリングパターンを形成する。このときリーディングプロトンとトレイリングプロトンのエネルギー損失の中央の値はそのリングパターンのエネルギー軸のほぼ中心になる<sup>9)</sup>。図2より、この中心のエネルギー損失は $\text{H}^+$ 入射におけるエネルギー損失より約20%大きくなっていることが分かる。これは解離片の近接効果がエネルギー損失を増やす向きに効いていることを示している。もし我々が近接効果の核間距離依存のみを議論するなら、入射角が大きいほど解離が始まったあと早い時間に表面散乱を受け、表面から出射してしまうから近接効果が大きくでそうである。すなわち入射角が大きいほど解離片のエネルギー損失は $\text{H}^+$ 入射におけるエネルギー損失からはずれ、大きくなっていくはずである。しかし図2に示された解離片のエネルギー損失は入射角に敏感でなく、ほとんど $\text{H}^+$ 入射におけるエネルギー損失と同じ傾向を示している。

$\text{H}^+$ 入射の場合のエネルギー損失の入射角依存は木村らによってすでに研究されている<sup>9)</sup>。そこでは $\text{H}^+$ に対する表面阻止能は表面からの距離増加に伴い、指数関数的に減少することが実験的に示されている。定性的には、入射角が大きいとき表面すぐ近くまで近付き大きな阻止能を感じるが、その軌道が短い。結果的にエネルギー損失が入射角に対して一定になるということである。さらに鳴海らのその後の研究によって、 $0.2\text{MeVH}^+$ に対する $\text{SnTe}$ の表面阻止能は表面原子層から $0.7\text{\AA}$ くらいまではN殻電子の励起(N殻励起)に伴うエネルギー損失が支配的であり、表面からそれ以上離れると価電子の励起やさらにプラズモンの励起に伴うエネルギー損失が支配的になってくることが示されている<sup>9)</sup>。すなわち $0.2\text{MeVH}^+$ をいろいろな角度で入射すれば、出射イオンのエネルギー損失が角度によらず同じであっても、そのイオンの受けるエネルギー損失の内訳は変わっている。大きい角度で入射したイオンのエネルギー損失の大半はN殻励起に寄るものだということになる。

$\text{H}_2^+$ イオンを入射したとき、近接効果があるとはいっても、解離片はこれとほぼ同様のエネルギー損失過程をたどるはずである。N殻電子は価電子より強く原子に束縛されているので、N殻励起においては価電子の励起やプラズモン励起に比べ近接効果は効きにくいはずである。大きい角度で入射したイオンのエネルギー損失の大半はN殻励起に寄るものだという考察とあわせれば、大きい角度で入射したイオンのエネルギー損失に近接効果は効きにくくなるはずである。これと先に述べた近接効果の核間距離依存との兼ね合いで近接効果の効き方は入射角に敏感でなくなっていることが予想される。

以上の定性的な議論はできるにしても、実験結果から近接効果の核間距離依存と表面からの距離依存を同時に導くのは容易ではない。いまのところまだ未解決な課題として残っている。そこで本講演(本報告書)では単純な理論モデルを構成し、これに基づいてエネルギー損失の計算を行った。計算は進行方向に揃っているダイプロトンについてのみ行い、これのエネルギー損失を求めた。ここで実験のスペクトルにはトレイリングプロトンが多く観測されているという事実を無視している。求めたエネルギー損失の半分を実験結果におけるリーディングプロトンとトレイリングプロトンのエネルギー損失の中央の値と比較するにとどめた。

計算は標的原子の一電子励起と固体表面電子の集団励起の二つの概念に分けて行った。まず一電子励起に対するモデルであるが、標的の一つの原子の一つの電子を考える。標的原子中の電子を軌道半径 $r$ 、角周波数 $\omega$ の調和振動子(harmonically bound electron)と仮定する。これに進行方向に揃っているダイプロトンが衝突する際の衝突径数を $b$ とする。この衝突に関してインパルス近似を適用し、 $r \rightarrow 0$ の極限をとることにより、ダイプロトンのエネルギー損失 $\Delta E_{\text{di}}$ とプロトンのエネルギー損失 $\Delta E_p$ の間に以下の関係式が得られる<sup>9)</sup>。



$$\Delta E_{di}(b,R)=2[\Delta E_p(b)+\Delta E_{vic}(b,R)], \quad (2)$$

ここで $\Delta E_{vic}$ は近接効果を表すものであり、 $R$ は核間距離である。さらに

$$\begin{aligned} \Delta E_p(b) &= \frac{2}{m} \left( \frac{e^2}{V^2} \right)^2 \sum_j [K_0^2 \left( \frac{\omega_j b}{V} \right) + K_1^2 \left( \frac{\omega_j b}{V} \right)] \\ \Delta E_{vic}(b,R) &= \Delta E_p(b) \cos \left( \frac{\omega_j R}{V} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

ここで $m$ は電子の質量、 $K_0$ 、 $K_1$ は第二種変形ベッセル関数である。これを標的原子の全ての電子で足し上げ、表面上の全ての標的原子にわたって和をとることによって阻止能に直した。すなわち

$$S_{di}(z,R)=2[S_p(z)+S_{vic}(z,R)], \quad (4)$$

ここで $z$ は表面からの距離、 $S_{di}$ はダイプロトンに対する阻止能、 $S_p$ はプロトンに対する阻止能、 $S_{vic}$ は近接効果を表す。これらは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_p(z) &= \frac{4N}{m} \left( \frac{e^2}{V^2} \right)^2 \sum_j \omega_j^2 \int_0^{\infty} dy [K_0^2 \left( \frac{\omega_j \sqrt{z^2+y^2}}{V} \right) + K_1^2 \left( \frac{\omega_j \sqrt{z^2+y^2}}{V} \right)] \\ S_{vic}(z,R) &= \frac{4N}{m} \left( \frac{e^2}{V^2} \right)^2 \sum_j \omega_j^2 \cos \left( \frac{\omega_j R}{V} \right) \int_0^{\infty} dy [K_0^2 \left( \frac{\omega_j \sqrt{z^2+y^2}}{V} \right) + K_1^2 \left( \frac{\omega_j \sqrt{z^2+y^2}}{V} \right)], \end{aligned} \quad (5)$$

ここで $N$ は標的原子の面密度、 $j$ は標的原子中の電子の番号、 $y$ はイオンの進行方向に垂直な表面上の座標である。このモデルで計算した結果を図3、図4に破線で示す。図3は0.2MeV $H^+$ に対する結果であり、図4は核間距離 $R$ が1.1Å（ほぼ入射ビーム中の $H_2^+$ の核間距離<sup>9)</sup>）の核子当たり0.2MeVのダイプロトンに対する結果である。図には各々の殻の電子ごとの結果も示した。今の場合はこのモデルではK、L殻の電子は励起できない。O殻電子を価電子として扱った。

次に固体表面での電子の集団励起による阻止能への寄与は、ジュリウム表面を仮定した表面ウエイクポテンシャル<sup>9)</sup>の重ね合わせで与えた。進行方向に揃った二つのプロトンによって励起された表面ウエイクポテンシャルを $U_{ind}(x,y,z)$ とし、プロトンの進行方向を $x$ 軸にとれば、これによってダイプロトンが固体表面から受ける阻止能は

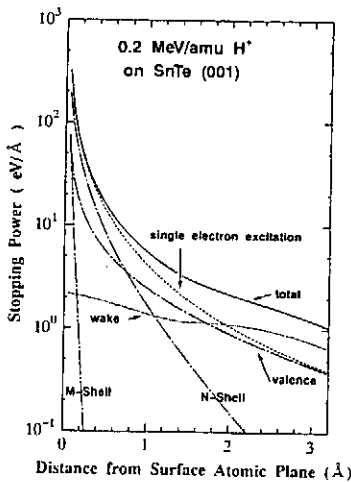


Fig.3 Calculated stopping power for the  $H^+$  ions as functions of the distance from the surface atomic plane. The total stopping power is shown by the solid line.

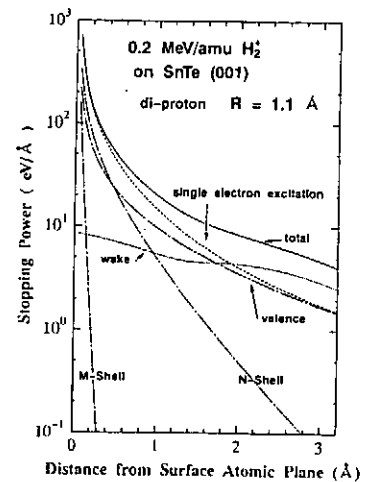


Fig.4 Calculated stopping power for the di-protons whose internuclear distance is 1.1 Å as functions of the distance from the surface atomic plane. The total stopping power is shown by the solid line.

$$-S(x,0,z) = -e \frac{\partial U_{ind}(x,0,z)}{\partial x} \Big|_{x=x_1} - e \frac{\partial U_{ind}(x,0,z)}{\partial x} \Big|_{x=x_2} \quad (6)$$

であたえられる。\$x\_1, x\_2\$はそれぞれのプロトンのx座標である。表面ウエイクポテンシャル\$U\_{ind}(x,y,z)\$にジュリウム表面を仮定した表面ウエイクポテンシャルを代入することによって、一電子励起に対するモデルと同様に以下の関係式が導かれる。

$$S_{di}(z',R) = 2[S_p(z') + S_{vic}(z',R)], \quad (7)$$

ここで\$z'\$はダイプロトンのジュリウム表面からの距離であり、本モデルではジュリウム表面を表面原子層から1/2原子層だけ外側にとっている。\$S\_p, S\_{vic}\$は次式で与えられる。

$$S_p(z') = \frac{\omega_s^2 e^2 v_F}{V^2} \int_0^{\zeta} d\zeta \frac{\zeta J_0(2\frac{\omega_s}{V}\zeta|z'|)}{1+\zeta^2} - \frac{\omega_p^2 e^2 v_F}{V^2} \left[ \int_0^{\zeta} d\zeta \frac{\zeta J_0(2\frac{\omega_p}{V}\zeta|z'|)}{1+\zeta^2} - \int_0^{\zeta} d\zeta \frac{\zeta}{1+\zeta^2} \right] \Theta(-z'), \quad (8)$$

$$S_{vic}(z') = \frac{\omega_s^2 e^2}{V^2} \cos\left(\frac{\omega_p R}{V}\right) \int_0^{\zeta} d\zeta \frac{\zeta J_0(2\frac{\omega_s}{V}\zeta|z'|)}{1+\zeta^2} - \frac{\omega_p^2 e^2}{V^2} \cos\left(\frac{\omega_p R}{V}\right) \left[ \int_0^{\zeta} d\zeta \frac{\zeta J_0(2\frac{\omega_p}{V}\zeta|z'|)}{1+\zeta^2} - \int_0^{\zeta} d\zeta \frac{\zeta}{1+\zeta^2} \right] \Theta(-z'). \quad (9)$$

ここで\$\omega\_s, \omega\_p\$はそれぞれ表面プラズマ、バルクプラズマ周波数、\$v\_F\$はフェルミ速度、\$J\_0\$は第一種0次ベッセル関数である。\$\Theta(-z')\$はステップ関数であり、それぞれの式の第二項はダイプロトンがジュリウム表面の中にいるときのみ必要な項であることを示す。このモデルで計算した結果を図3、図4に点線で示す。一電子励起(破線)と集団励起(点線)の和(即ち実線)をそれぞれのイオンに対する表面阻止能とした。

ダイプロトンの核間距離を様々に変化させてダイプロトンに対する阻止能の半分とプロトンに対する阻止能の比の表面からの距離依存を求めた結果を図5に示す。これらの比は核間距離に大きく依存することが分かる。非常にあらばいモデルであるに関わらず、先ほどの定性的考察どおり、これらの比は表面からの距離に依存し、表面に近いほど効果は薄くなり1に近づいている。

計算した阻止能を進行方向に揃っているダイプロトンの軌道に沿って積分することによって表面散乱したイオンのエネルギー損失を求めた。この際、表面から外側にしみだしている電子分布を仮定し、\$H\_2^+\$の表面電子との衝突における解離断面積を\$2 \times 10^{-16} \text{cm}^2\$と仮定し\$^9\$、\$H\_2^+\$の生き残っている確率が\$1/e\$になったところで解離が始まるとした。\$H\_2^+\$のはじめの核間距離は\$1.1 \text{\AA}\$とした\$^9\$。それぞれのプロトンに対して表面ポテンシャルにはモリエール近似のトーマスフェルミポテンシャルを用い、軌道計算においてはエネルギー損失による軌道のゆがみやウエイクポテンシャルによる軌道のゆがみは入れていない。また解離後はダイプロトンの核間距離が裸のクーロン力で広がるとした。従って、この軌道計算において\$\Delta E\_{sep}\$が自由空間でのクーロンポテンシャルから求められる値より小さくなる効果はない。また、解離前の\$H\_2^+\$に対する阻止能としては、プロトンに対する阻止能の2倍であると仮定した。この結果を図6に示す。モデルは粗っぱいが、計算結果は実験結果をそこそこ満足に再現している。このモデルに基づき、ダイプロトンと表面との間の最近接距離が入射角によって変わりその最近接距離での核間距離がまた変わる様子を図7に示した。

最後に入射角に対してダイプロトンのエネルギー損失の半分とプロトンのエネルギー損失との比をとった。この結果を

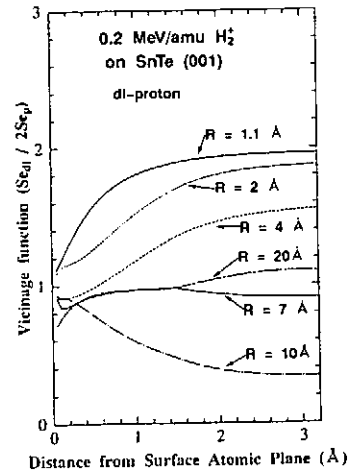


Fig.5 Calculated stopping power ratios (\$S\_d/2S\_p\$) as functions of the internuclear distance and distance from the surface atomic plane.

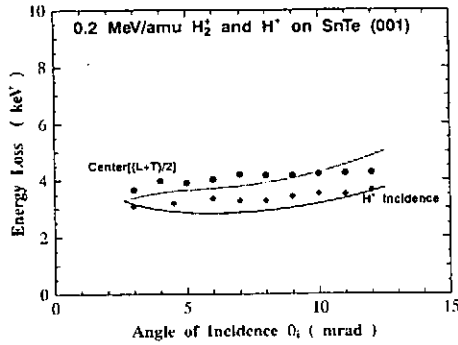


Fig.6 Comparison between the experimental (symbols) and calculated (lines) energy losses of di-protons and protons.

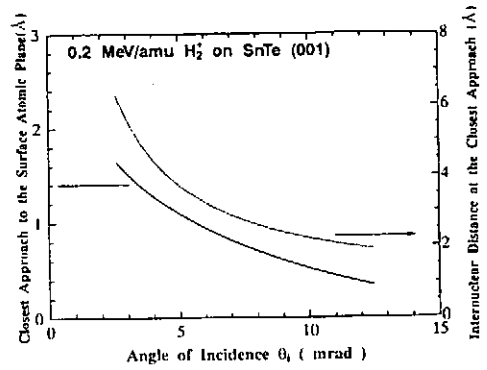


Fig.7 Calculated closest approaches (solid line) and internuclear distances at the closest approaches (dotted line) as functions of the angle of incidence.

図8に示す。計算結果は実験結果をそこそこ満足に再現している。

### 5. まとめ

本研究では核子当たり0.2MeVの $H_2^+$ イオンをSnTe(001)清浄表面にすれすれに入射し、出射する $H^+$ 解離片のエネルギー損失の入射角依存を測定した。得られた結果を0.2MeV $H^+$ 入射の場合の結果と比較した。 $H_2^+$ 入射と $H^+$ 入射を比べ、エネルギー損失に違いがでたことは、表面阻止能に近接効果が効いていることを示し、入射角に依存がなかったことは、近接効果の核間距離依存性を表面からの距離依存性が打ち消していることを示している。

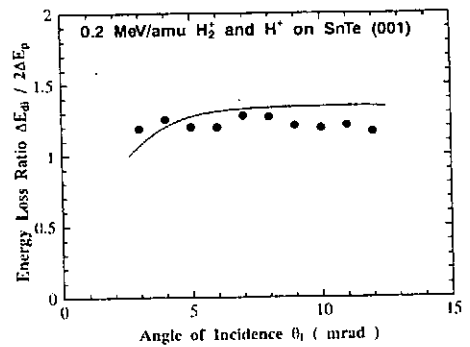


Fig.8 Comparison between the experimental (symbols) and calculated (line) energy loss ratios ( $\Delta E_{di}/2\Delta E_p$ ).

### 謝辞

本研究は京大工学部 万波通彦 教授、木村健二 助教授、及び M.Fritz 君 (D2)、松田好史 君 (M1) との共同研究である。また本実験は京大工学部原子核工学教室のバンデグラーフ型加速器を用いて行なった。

### 参考文献

- 1) D.S.Gemmell; Chem. Rev. 80 (1980) 301.
- 2) W.Brandt, A.Ratkowski and R.H.Ritchie; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1325.
- 3) 木村健二、万波通彦; 日本物理学会誌 47 (1992) 555.
- 4) Y.Susuki, T.Ito, K.Kimura and M.Mannami; J. Phys. Soc. Jpn. 61 (1992) 3535.
- 5) Y.Susuki, T.Ito, K.Kimura and M.Mannami; Nucl. Instrum. and Methods B90 (1994) 310.
- 6) K.Kimura, H.Hasegawa and M.Mannami; Phys. Rev. B 36 (1987) 7.
- 7) K.Narumi, Y.Fujii, K.Kishine, H.Kurakake, K.Kimura, M.Mannami; Surf. Sci. 293 (1993) 152.
- 8) G.Basbas and R.H.Ritchie; Phys. Rev. A25 (1982) 1943.
- 9) E.P.Kanter, P.J.Cooney, D.S.Gemmell, Z.Vager, W.J.Pietsch and J.Zabransky; Nucl. Instrum. and Methods 170 (1980) 87. の方法により、求めた。

# 金属における高フラックス水素の透過、保持

東京大学工学部附属原子力工学研究施設  
佐藤力哉、山口憲司、山脇道夫

## 1 はじめに

金属表面より入射した水素原子が、反対側の面から、さも金属が存在しなかったかのように透過する現象を“超透過”と呼ぶが、この現象は、核融合炉の燃料精製系において水素同位体の選択的排気、つまり He 灰等の不純物と燃料水素との分離に用いることが出来る。一方、我々の研究室においては、水素透過実験が各種の材料に対して行われてきており、材料に関する様々なデータが得られている。

本研究では、核融合炉で想定される条件（特に高フラックス領域）における、水素同位体透過速度ならびにインベントリーの計算を行なった。今回は、超透過現象を示すとされる材料の例として、ニオブ (Nb) を取り上げ、また、超透過現象を示さない材料の例として、ニッケル (Ni) を取り上げ、両者についての計算結果を比較し、さらに、得られた結果を考察することにより、どのような問題点が予見されるかについて検討を行なった。

## 2 計算方法

定常状態における金属中の水素同位体輸送モデルをもとに、重水素透過速度ならびに重水素インベントリーを計算した。

金属膜からの水素同位体の透過速度の計算には、次の式を用いた [1]。

$$\Phi_P = (k_R)_2 \left[ \left( \frac{\phi_P/2 - \Phi_P}{(k_R)_1} + K_S^2 P_1 \right)^{1/2} - \frac{2x_0 \Phi_P - R \phi_P}{D} \right]^2 \quad (1)$$

ここで、 $\Phi_P [\text{H}_2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$  は透過速度、 $\phi_P [\text{H m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$  は試料表面に入射するフラックス、 $(k_R)_{1,2} [\text{m}^4 \text{ s}^{-1}]$  は、上流側表面（添字 1）、及び下流側表面（添字 2）での再結合係数、 $D [\text{m}^2 \text{ s}^{-1}]$  は拡散係数、 $K_S [\text{m}^{-3} \text{ Pa}^{-1/2}]$  は試料への水素の溶解度、 $P_1 [\text{Pa}]$  は、水素の上流側での分圧、 $x_0 [\text{m}]$  は試料の厚さ、 $R [\text{m}]$  は入射イオンの飛程である。

入射原子フラックスに対する透過分子フラックスの割合、つまり透過率  $\chi$  は次のようになる。

$$\chi = \Phi_P \times 2 / \phi_P \quad (2)$$

さらに、バルク中の水素インベントリー  $I [\text{at}\%]$  は次のようになる。

$$I = \frac{\int_0^{x_0} C(x) dx}{d \cdot x_0} \times 100 \quad (3)$$

ここで、 $C(x) [\text{m}^{-3}]$  は深さ方向  $x$  に対する水素原子分布、 $d [\text{m}^{-3}]$  は金属の原子密度である。

式 (1) は解析的には解けないが、再結合 (R) と拡散 (D) のどちらか一方のみが、律速過程となるような条件下では、近似的に解くことが出来る。これらは、飛程より上流側と、下流側の律速過程を表す記号を並べて、RR、RD、DR、DD の 4 つの領域に分類される (図 1)。

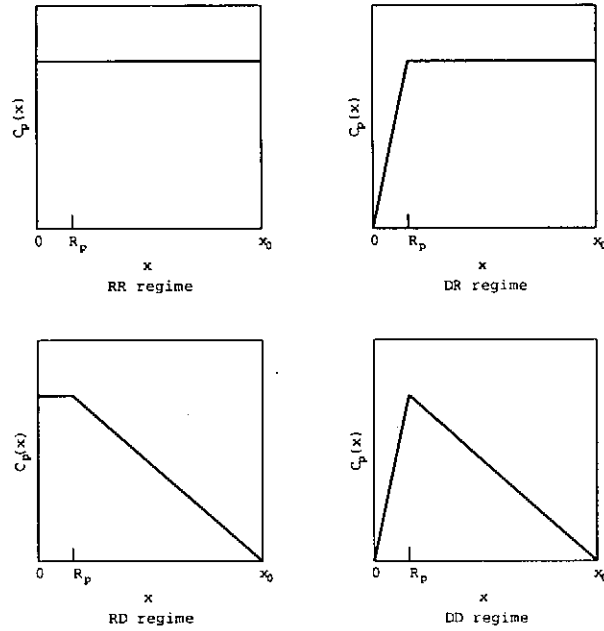


図 1: 各領域の水素原子濃度分布

各領域における透過速度、透過率の近似式は次のようになる。ただし、各式において、 $\phi_T = \phi_P + 2(k_R)_1 K_S^2 P_1$  で、これは、 $\phi_P = 0$  としたとき分子駆動された入射原子フラックス、 $P_1 = 0$  としたときイオン駆動された入射原子フラックスとなる。 $\chi$  の計算に際しては、簡単のため、 $P_1 = 0$  としている。

$$\text{RR: } \Phi_P = \frac{(k_R)_2}{(k_R)_1 + (k_R)_2} \frac{\phi_T}{2}, \quad \chi = \frac{(k_R)_2}{(k_R)_1 + (k_R)_2} \quad (4)$$

$$\text{RD: } \Phi_P = \frac{D}{2x_0} \sqrt{\frac{\phi_T}{(k_R)_1}}, \quad \chi = \frac{D}{x_0} \frac{1}{\sqrt{\phi_P (k_R)_1}} \quad (5)$$

$$\text{DR: } \Phi_P = \frac{R^2 (k_R)_2 \phi_P^2}{2D^2}, \quad \chi = \frac{R^2 (k_R)_2 \phi_P}{D^2} \quad (6)$$

$$\text{DD: } \Phi_P = \frac{R}{x_0} \frac{\phi_P}{2}, \quad \chi = \frac{R}{x_0} \quad (7)$$

実験結果を近似式(4)~(7)に照らして律速過程を判別し、材料パラメータを導出した。そして、このパラメータを用いて式(1)を数値的に解き、水素同位体透過速度、透過率、水素インベントリーの入射フラックス依存性を求めた。計算においては、イオンのみの入射、つまりイオン駆動のみを考え、分子の寄与は考慮しなかった。また、各材料パラメータのフラックス依存性はここでは考慮していない。

### 3 計算結果

#### 3.1 ニオブ

計算条件及び材料パラメータを表 3.1 にまとめた。

表 3.1:ニオブの材料パラメータ

parameter	definition	value
$\phi_P$	入射フラックス	$1.0 \times 10^{15} \rightarrow 1.0 \times 10^{26} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$
$R$	飛程	$6.0 \times 10^{-9} [\text{m}]$
$x_0$	試料の厚さ	$1.0 \times 10^{-4} [\text{m}]$
$D$	拡散係数	$1.31 \times 10^{-8} [\text{m}^2\text{s}^{-1}]$
$K_S$	水素溶解度	$2.37 \times 10^{24} [\text{m}^{-3}\text{Pa}^{-1/2}]$
$T$	絶対温度	1073[K]
$(k_R)_1$	再結合係数 (上流側)	$2.84 \times 10^{-30} [\text{m}^4\text{s}^{-1}]$
$(k_R)_2$	再結合係数 (下流側)	$9.24 \times 10^{-31} [\text{m}^4\text{s}^{-1}]$
$d$	材料原子密度	$5.56 \times 10^{28} [\text{atoms} \cdot \text{m}^{-3}]$

重水素透過速度/透過率、インベントリーのフラックス依存性をそれぞれ図2、3に示す。入射フラックスの増加にともない、透過速度もほぼ $\phi_P$ に比例して増加する。透過率についてみると、ほぼ一定であったものが入射フラックスが $1.0 \times 10^{20} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 以上になると $1/\sqrt{\phi_P}$ に比例して次第に減少する。透過率の減少にともなう重水素インベントリーの増加はほぼ $\sqrt{\phi_P}$ にしたがっている。

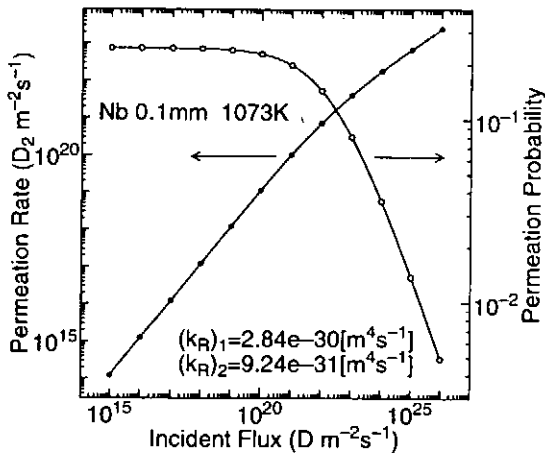


図2：透過速度/透過率のフラックス依存性 (Nb)

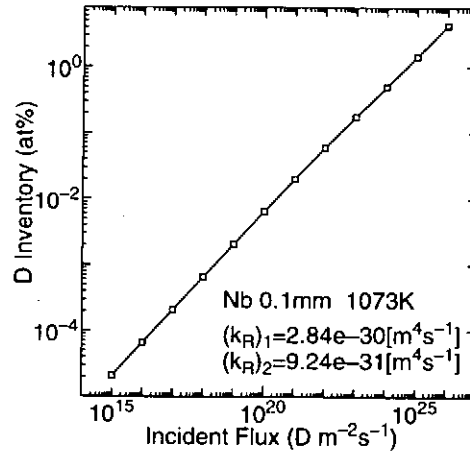


図3：インベントリーのフラックス依存性 (Nb)

### 3.2 ニッケル

計算条件及び材料パラメータを表3.2にまとめた。Niに関する再結合係数のデータにはかなりのばらつきがあるが、一例として、 $(k_R)_1 = 1.0 \times 10^{-24} [\text{m}^4\text{s}^{-1}]$ ,  $(k_R)_2 = 1.0 \times 10^{-27} [\text{m}^4\text{s}^{-1}]$ を用いる [2]。

重水素透過速度/透過率、インベントリーのフラックス依存性をそれぞれ図4、5に示す。透過率についてみると、最初ほぼ一定であったものが、入射フラックスが $1.0 \times 10^{17} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 以上になると、 $1/\sqrt{\phi_P}$ に比例して次第に減少するものの、 $1.0 \times 10^{24} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 以上で、再び一定になる傾向を呈する。一方、重水素インベントリーは最初 $\sqrt{\phi_P}$ にほぼ比例していたものが、入射フラックスが $1.0 \times 10^{21} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 以上になると、 $\phi_P$ に比例して、著しく増加する。

表 3.2: ニッケルの材料パラメータ

parameter	definition	value
$\phi_P$	入射フラックス	$1.0 \times 10^{15} \rightarrow 1.0 \times 10^{26} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$
$R$	飛程	$1.2 \times 10^{-8} [\text{m}]$
$x_0$	試料の厚さ	$1.0 \times 10^{-4} [\text{m}]$
$D$	拡散係数	$1.30 \times 10^{-9} [\text{m}^2\text{s}^{-1}]$
$T$	絶対温度	773[K]
$(k_R)_1$	再結合係数 (上流側)	$1.0 \times 10^{-24} [\text{m}^4\text{s}^{-1}]$
$(k_R)_2$	再結合係数 (下流側)	$1.0 \times 10^{-27} [\text{m}^4\text{s}^{-1}]$
$d$	材料原子密度	$9.08 \times 10^{28} [\text{atoms} \cdot \text{m}^{-3}]$

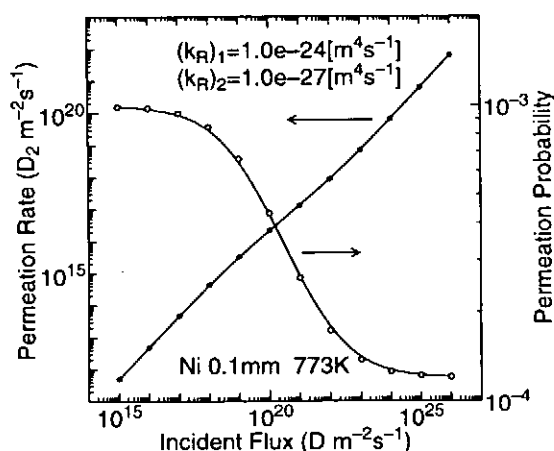


図 4: 透過速度/透過率のフラックス依存性 (Ni)

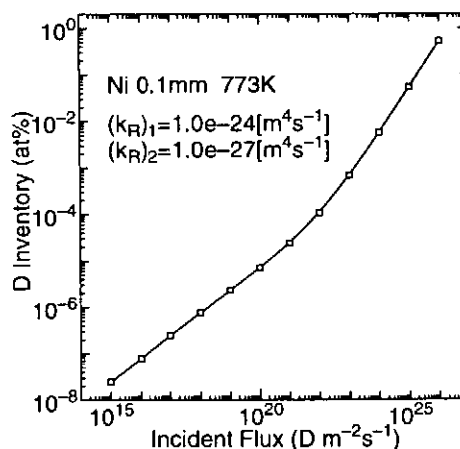


図 5: インベントリーのフラックス依存性 (Ni)

## 4 考察

材料中の水素透過挙動について、その律速過程は、典型的に上流側、及び下流側表面での再結合、及び、上流側、下流側バルク中の水素の拡散の4つに分けられる。DoyleとBriceはこの4つの律速過程を2つの無次元パラメータ  $W$  と上、下流側表面の再結合係数の比、 $(k_R)_1/(k_R)_2$  によって表される平面上に示した (図6) [3]。ここで、 $W$  は輸送パラメータと呼ばれ、

$$W = \frac{x_0 \sqrt{(k_R)_1} \phi_P}{D} \quad (8)$$

である。

入射フラックスの増加にともない  $W$  も増加する。各領域の境界は、それぞれの近似的透過速度が等しくなると考えられ、厳密なものではない。彼らはRR領域を更に上流側、及び下流側表面での再結合の律速性が強い場合に相当する領域として、それぞれ  $RR_1, RR_2$  を設けた。特に、 $RR_1$  の場合は入射原子は下流側より放出されやすくなるため、超透過現象が起こると予想される。

Nb、Ni いずれも入射フラックスの増加に伴って、透過率は減少し、インベントリーの増加が顕著になる。超透過の定義を透過率が10%以上とすると、Nbの場合、 $\phi_P = 1.0 \times 10^{22} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$

以上になると、入射フラックスの増加にともない超透過が保たれなくなる。Nb の場合、インベントリーが増加すると水素化物を形成し、機械的特性の劣化等をもたらす。これらにより、超透過膜として使用する際のフラックスの上限が与えられる。Ni の場合、 $(k_R)_1/(k_R)_2 = 10^3$  と、下流側表面に対する上流側表面の再結合係数の比が大きく、上流側にバルク中の水素が放出されやすいため、超透過現象は示さない。

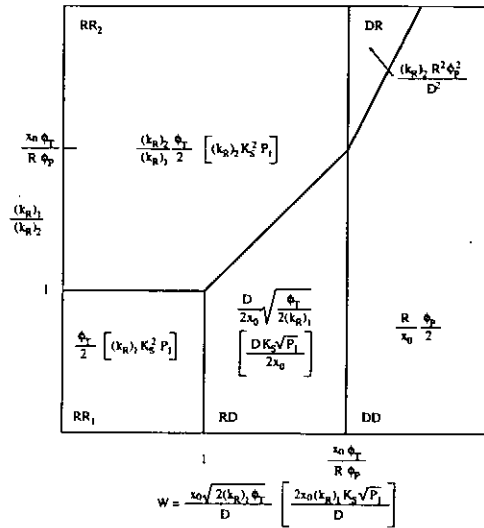


図 6:各輸送領域間の関係

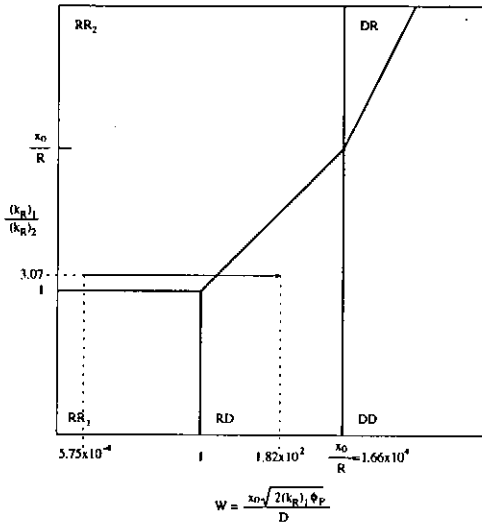


図 7:各輸送領域間の関係 (Nb)

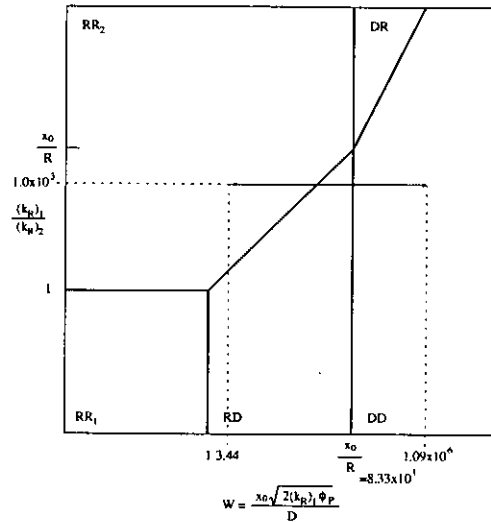


図 8:各輸送領域間の関係 (Ni)

(ただし、図 7,8 において、矢印は入射フラックスを  $1.0 \times 10^{15} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  から  $1.0 \times 10^{26} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  まで変化させたときの軌跡)

Nb と Ni の挙動の違いは、明らかに律速段階に寄与する材料パラメータの違いに起因している。したがって、それぞれの金属の透過率やインベントリーのフラックス依存性は輸送領域の特徴を反映したものとなっている。Nb の場合、図 2 において、透過率は一定であったものが次第に減少するのは、図 7 に照らしてみると、輸送領域が RR から RD へと変化するためであることがわかる。透過率の式で考えると、RR 領域では一定 (式 (4))、RD 領域では入射フラックスの  $1/\sqrt{2}$  乗



に比例している(式(5))ことがわかり、図2における透過率の変化と一致している。ちなみに、各領域の境界となるフラックスを計算すると、RRとRDの境界は式(4)と式(5)が等しくなるときの $\phi_P$ の値、つまり、 $\phi_P = 2.9 \times 10^{22} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ である。

Niの場合は、図4において、透過率は一定であったものが、次第に減少し、再び一定になる。これもまた、図8に照らしてみると、これは輸送領域がRRからRDへ、さらにはDDへと変化するためであることがわかる。透過率の式で考えると、RR領域では一定(式(4))、RD領域では入射フラックスの $1/\sqrt{2}$ 乗に比例し(式(5))、DD領域では一定になる(式(7))ことがわかり、図4における透過率の変化と一致している。各領域の境界となるフラックスを計算すると、RRとRDの境界は $\phi_P = 8.5 \times 10^{19} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 、RDとDDの境界は $\phi_P = 5.9 \times 10^{21} [\text{Dm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ である。

このように、NbもNiも、高フラックス領域においては超透過現象が維持されなくなる。他に透過速度に影響を与えるパラメータとしては、金属膜厚、温度、等、があげられるが、超透過を考える上で最も重要なパラメータの一つは、表面での水素再結合係数である。金属表面の不純物が再結合係数に影響を与えることは知られている[2]。したがって、表面不純物組成を制御することで、再結合係数、ひいては透過率を積極的に制御し、より高フラックス領域にまで超透過を維持することが期待されるが、これを大型装置において実証させる必要があるであろう。

ところで、今回の計算においては、材料パラメータは低フラックス領域における実験結果から得られたものを用い、そのまま高フラックス領域にも適用した。しかし、フラックスが増加すると、入射側表面のスパッタ現象が顕著になる。その結果、表面が活性化され、 $(k_R)_1$ がフラックスとともに増加することが考えられる。特に、ニッケルの場合は、 $(k_R)_1/(k_R)_2 = 10^3$ という事実が示すように、すでに低フラックス領域でその兆候が現れているようである。また、照射損傷が顕著になり、バルク中にトラップされる水素量が増加することにより、インベントリーが増大することも予想される。特にNbの場合、インベントリーの増加にともなう水素化物の生成は重要な問題である。加えて、入射粒子については、イオンのみを考えているため、分子駆動透過の寄与を考慮していない。水素溶解度が大きいNbではさらにインベントリーが増加するものと思われる。

本研究で扱ったような簡便なモデルによる評価は、未知のフラックス領域で水素同位体がどのように材料と相互作用を起こすかを予見する上で、非常に有益である。しかし、高フラックス領域において初めて発現する現象も関与してくる可能性があるため、実験によるデータの取得ならびにそれに基づく計算結果の吟味が今後の課題である。

## 参考文献

- [1] K.Yamaguchi et al.,J.Nucl.Mater.,179-181(1991)325.
- [2] M.Yamawaki et al.,Nucl.Instr.and Meth.,B23(1987)498.
- [3] B.L.Doyle and D.K.Brice,J.Nucl.Mater.,145-147(1987)284.

# 高Zリミターで発生する不純物の挙動 (TEXTORトカマクでの実験)

上田良夫、田辺哲朗 (阪大工)、和田 元 (同志社大)、大宅 薫 (徳島大学)

V. Philipps, A. Pospieszczyk, B. Unterberg, B. Schweer, TEXTOR team(KFA, Germany)

## 1. はじめに

炭素材に代表される低Z材は、近年多くの核融合プラズマ実験装置でプラズマ対向材として用いられプラズマパラメーターの改善に大きな貢献をしてきた。そして次期装置においてもプラズマ対向材の第一候補として考えられている。しかしながら、炭素材は損耗が大きいことや中性子照射下での熱伝導度の劣化が大きいことなどの問題を抱えており、将来の実用炉における使用可能性が疑問視されている[1]。

一方、材料の損耗や劣化が少ないという観点から、タングステンやモリブデンなどの高融点金属材料 (以下高Z材) もITER等の次期装置ではプラズマ対向材として検討されている。この際に問題となるのは、これらの高Z材のプラズマ中心への集中とそれによる大きな放射損失である。炭素等の低Z材の場合はプラズマ中の許容密度比は $10^{-2}$ 程度であるが、高Z材の場合は $10^{-4}$ 程度とその許容限度は格段に小さい[2]。従って高Z材をプラズマ対向材として用いるためにはどのような条件下でこの放射損失の問題を避けられるかを明らかにする必要がある。しかしながら最近の中大型トカマクの実験ではプラズマ対向材としてほとんどすべて炭素材やベリリウム材が用いられているため、高Z材の使用例はごくわずかであり、高Z材の使用可能性を評価するためのデータベースははなはだ不完全と言える。本研究で用いたTEXTORトカマク装置 (ドイツKFA) [3]は、元々プラズマと壁の相互作用を研究することを第一目的として建設された装置であるため、プラズマの制御性が良いことやエッジプラズマの測定が十分に整備されているという特徴がある。そこで上記の目的のために、TEXTOR装置のエッジプラズマに

Moのテストリミターを挿入してMoの発生及びプラズマ中での振る舞いを研究した。

## 2. 実験装置について

TEXTOR装置は主半径175 cm、小半径46 cm (ALT-IIと呼ばれるトロイダルベルトリミターによって決まっている) の円形断面のリミタートカマク装置である。実験は、重水素プラズマでプラズマ電流340 kA、トロイダル磁場2.2 Tの条件下で行った。プラズマのフラットトップは1.5-2.5秒で、以下特に断らない限りフラットトップの半ば付近のデータを示すこととする。プラズマの追加熱には1.25 MWのco-injectionの中性粒子ビーム装置を用いた。テストリミターはトラス下部より挿入した。実験装置の外観図を図1に示す。テストリミターは $r = 43$  cm (メインリミターより3 cm 内側) まで挿入し、熱流束の最大値は約 $20 \text{ MW/m}^2$ に達している。テストリミターの大きさはトロイダル方向に10 cm、ポロイダル方向に6 cmの大きさで表面には8.5 cm (トロイダル方向) と6.5 cm (ポロイダル方向) の曲率がついている。リミターへの全熱流入量は、表面から7 mmのところ埋め込まれた2つの熱電対 (イオンドリフトサイドと電子ドリフトサイド) によって測定する。表面温度分布は赤外光の2次元分布より求める[4, 5]。

不純物及び重水素のリミターからの粒子束は、中性もしくは低い価数のイオンからの可視光の発光強度分布 (径方向分布) を、リミター表面の接線方向より分光器で測定してそれを積分することで求める。主プラズマ中の不純物量は輻射分布、真空紫外分光により推定する。輻射の径方向分布は8チャンネルのボロメーターによる線積分データを、磁気軸のシフトを考慮したアー

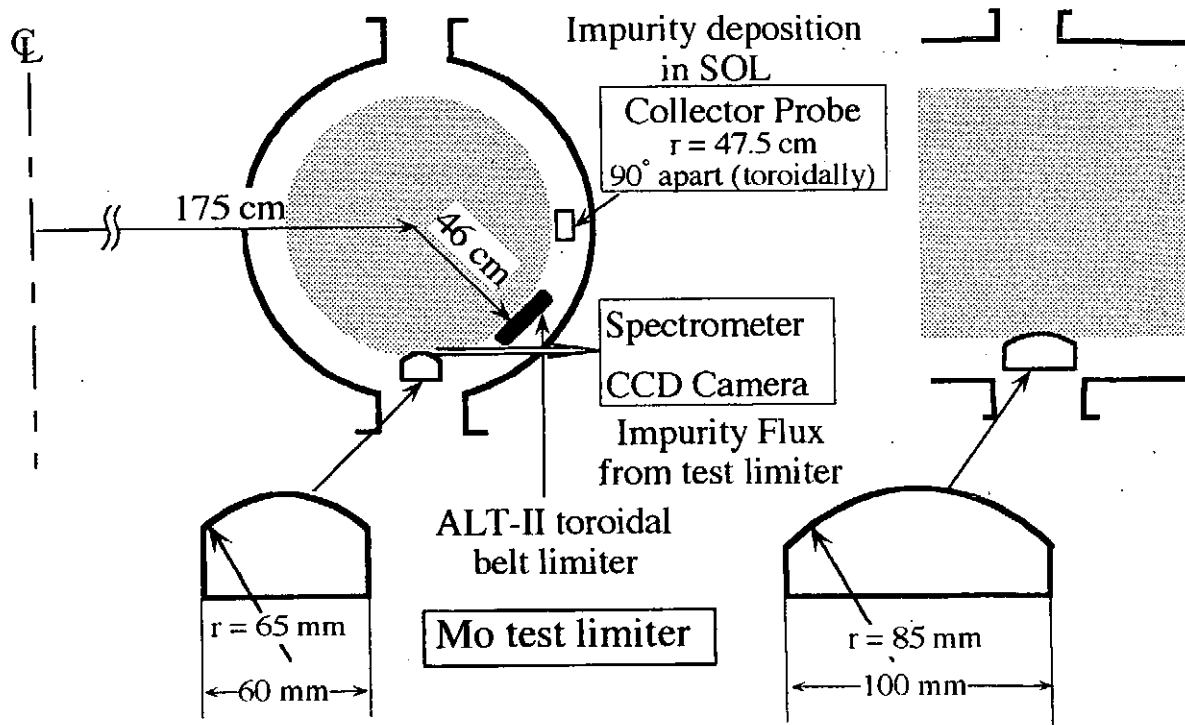


図1 テストリミターのセッティングと主な測定装置

ベル変換により求める。Moの真空紫外光としてMoXXXI (17.7 nm) とMoXXVII (52.7 nm) を測定している。

主プラズマの電子密度及び電子温度分布は、9チャンネルのHCNレーザーによる干渉計とECEを用いて測定している。またエッジ付近の電子密度及び電子温度の分布はHeビームを用いて測定している[6]。主プラズマから、SOLへ拡散してくるMoのフラックスは、炭素のコレクタープローブにより測定する。プローブの表面はイオンドリフトサイドを向き、表面はトロイダル磁場に垂直な向きである。コレクタープローブはトラス外側で、テストリミターから90°離れた位置に置かれている。

### 3. テストリミターによる輻射分布の変化

図2にNBI加熱プラズマの輻射分布の線平均密度依存性を示す。図にはテストリミターを挿入した場合(実線)と、挿入しない場合(破線)の輻射分布を示している。テストリミターを $r = 45.0$  cmに挿入すると、テストリミターへの全熱負荷は70-80kJでプラズマの線平均密度が

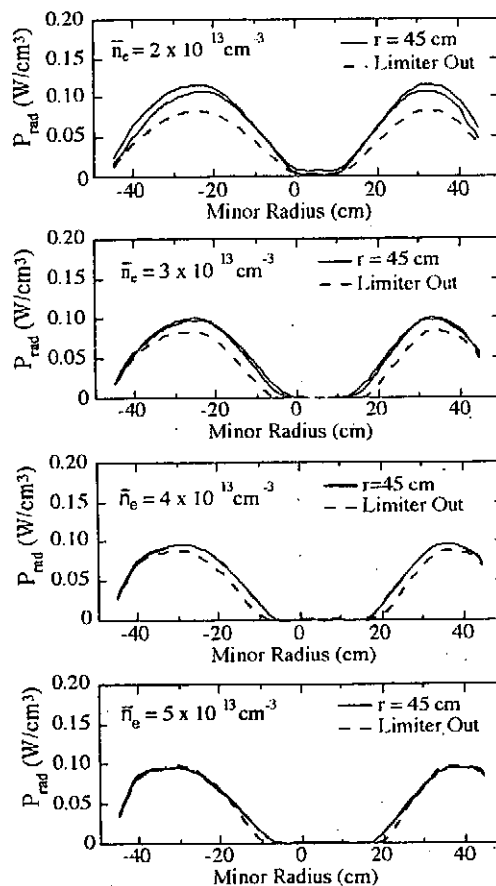


図2 輻射分布 (NBI加熱プラズマ)

変化しても大きく変化しない。またこの全熱負荷量は、プラズマの全対流損失 $E_{conv}$ の4%程度

であり、リミターを挿入した場合でもほとんどのプラズマの粒子損失エネルギーはメインリミター等に入っているといえる。ここで $E_{conv}$ はプラズマ加熱入力から放射損失を引いたものを放電全体にわたって時間積分した量である。さらにテストリミターを $r = 45$  cmに挿入しても、プラズマの電子温度や電子密度(局所的)はほとんど変化しない(変化量3%以下)。上記のことは重水素のリサイクリングや不純物(C, O, B等)の発生、輸送現象はリミターを挿入してもほとんど影響を受けないということを意味している。従って、テストリミターを挿入した場合の輻射の変化は、Moがプラズマ中に混入したためであると考えて良い。図2において、線平均密度が高くなるほどテストリミター挿入による輻射の増加分 $\Delta P_{rad}$ が小さく、 $\bar{n}_e = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の場合にはほとんど増加していない点に注目すべきである。先に述べたように、線平均密度が変わってもテストリミターへの全熱負荷量はほとんど変化しないのであるから、高Zリミター(第一壁材)使用の条件としてある程度以上の密度が必要であるとは言えるだろう。さらに、密度の低い場合でも従来問題となっていたプラズマ中心への不純物の集中が見られない点も指摘しておきたい。プラズマ中心に不純物が蓄積しない原因は、密度が低くなるほど顕著に現れるプラズマの鋸歯状の影響が考えられているが詳細については今後更なる研究が必要である。

#### 4. 不純物のグローバルな振る舞い

前章で述べたようなMoのプラズマ中での振る舞いと、エッジプラズマのパラメータおよびテストリミターからのMoフラックスがどのように関係しているかを本章では示すことにする。

図3に可視分光測定より求めたテストリミターからのMoフラックス $\Gamma_{Mo}$ 、プラズマ中でのMo密度 $n_{Mo}$ 、及びコレクタープローブへのMoのフラックス(deposition rate)のプラズマ線平均密

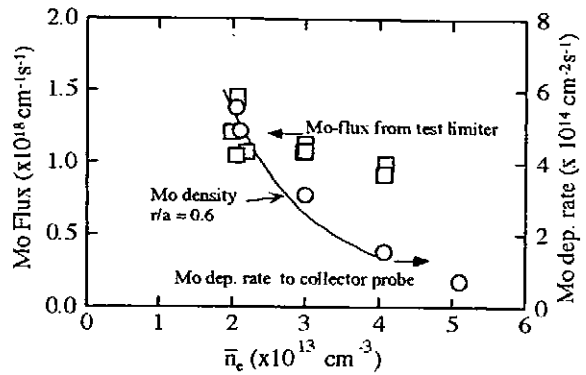


図3 リミターからのMoフラックス、Mo密度( $r/a=0.6$ )、Moのdeposition rateの密度依存性(NBI放電)

度依存性を示す。 $n_{Mo}$ は以下の式で求めた。

$$n_{Mo} = \frac{\Delta P_{rad}}{n_e L_e(T_e)} \quad (1)$$

(1)式で $\Delta P_{rad}$ はリミターを挿入したときの輻射の増分、 $n_e$ と $T_e$ は局所的な電子密度と電子温度、 $L_e(T_e)$ はコロナ平衡を仮定して求めたクーリングレートである。ここで $L_e(T_e)$ は、Postらのデータを参考にしている[8]。NBI加熱プラズマの場合、プラズマ中心では、ほとんど輻射は増加しないことからMo不純物の分布はホローになっている。そこでほとんどの線平均密度の場合でもっとも $\Delta P_{rad}$ の大きい $r/a = 0.6$ ( $a$ はプラズマの小半径を意味する)の場所でMoの密度を計算しコアプラズマ中のMoの量を表わす指標とした。図5(a)および図3よりわかるように、テストリミターからのMoフラックス $\Gamma_{Mo}$ は線平均密度の増加に伴い若干の減少は見られるものの大きな変化はない。それに対して、プラズマ中のMo密度 $n_{Mo}$ 及びコレクタープローブへのMoフラックスは線平均密度とともに急激に減少する。つまりプラズマ中の不純物の挙動はテストリミターからのMo不純物の発生量と対応しているとは言えない。

このようなMoの振る舞いの原因としては、(1)プラズマ中での閉じ込め、(2)不純物のプラズマエッジでの遮蔽現象等が挙げられる。(2)については最近注目されている分野であり、いったん

プラズマ対向材から放出された不純物がプラズマ内部に入り込むことなく、すぐに壁に再付着する現象のことである。今回の実験結果からは、(1)と(2)の影響を完全に分離して議論することは難しいので、考えられる理由をいくつか示すことにする。

NBI加熱プラズマにおいて、エネルギーの閉じ込め時間は、線平均密度に対してほとんど変化しない(約15 ms)。このエネルギー閉じ込め時間と粒子閉じ込め時間が比例するとすれば、NBIプラズマでは粒子閉じ込め時間が線平均密度に大きく依存せず、Mo不純物の挙動にはあまり影響していないと言える。ここでは粒子閉じ込めに関する考察は以上にとどめ、不純物の遮蔽という観点から考察を行う。

一般に、プラズマの接する第一壁付近にはイオンシース(プレシース)が存在し、壁から放出された中性原子のうち、壁のごく近傍でイオン化したものはシース中の電界により壁に向かって力を受け、再付着する確率が高くなる。高Z材の場合は電離電圧が低いいためイオン化距離が低Z材に比べて短いことに加えて、質量が大きいためにラーマー半径が大きい。このため高密度の条件下ではイオン化距離がラーマー半径より短くなる。図4にMoの中性粒子の発光強度の減衰長から求めたイオン化距離の線平均密度

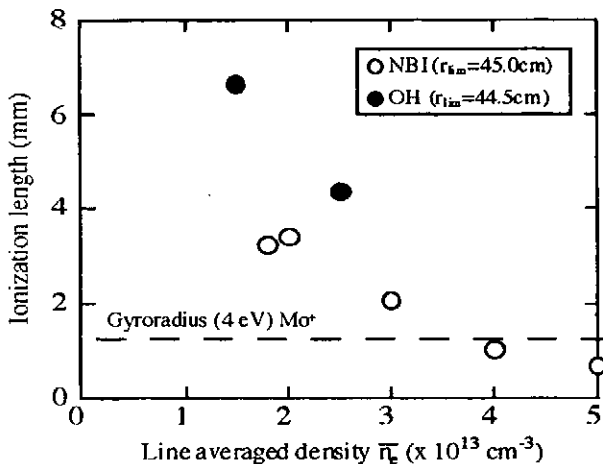


図4 リミターから放出された中性Mo原子のイオン化距離

度依存性を示した。線平均密度が増加するとイオン化距離は減少し、特にNBIプラズマでは線平均密度が約 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ を越えるとラーマー半径よりも短くなっていることがわかる。この時、リミター表面での電子密度は約 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ となっている。またMoのエネルギーとして4 eVを仮定しているがこれはスパッタ粒子の平均的なエネルギーである。このようにイオン化距離がラーマー半径よりも短くなると、リミターから放出された中性粒子はイオン化した後、ラーマー運動の一周期以内で再びリミター表面に再付着する確率が大きくなる。このことは図4等に示されているような高密度のNBI放電において、Moの不純物がプラズマ中に混入しにくい原因の一つとして大きな意味を持つものと考えられる。特に低Z不純物では、図4に示したような、ラーマー半径とイオン化距離の大小関係が逆転することは実際のプラズマでは考えられない。従ってこのことは高Z物質に特有の現象といって良く、プラズマ第一壁としての高Z材の可能性を検討する上で非常に重要となるであろう。

## 5. エッジプラズマクーリング時のMo不純物の挙動

プラズマ対向材への熱負荷を軽減するために、エッジプラズマ冷却の重要性が大きくなっている。TEXTORにおいては、ネオンをパフすることによりプラズマ中心での電子温度を変えずに、エッジプラズマを冷却しリミターへの熱負荷を軽減することに成功している[9]。ここでは、ネオン入射によるエッジプラズマ冷却を行ったプラズマにMoのテストリミターを挿入し、Moの挙動を調べた結果を示す。本実験においては、線平均密度約 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のNBI加熱プラズマにテストリミターを $r = 45 \text{ cm}$ まで挿入した。プラズマからの輻射はエッジ冷却をしない場合に全加熱パワーの約40%であったものが、エッジ冷却により85%程度まで増加した。この時プラズマエッジ ( $r = 46 \text{ cm}$ )での電子温度は、35

eVから15 eV程度まで減少している。さらにテストリミターへの熱負荷も、120 kJから50 kJに減少している。ネオンを入射した場合のMoXXXIのライン強度の時間変化を図5に示す。

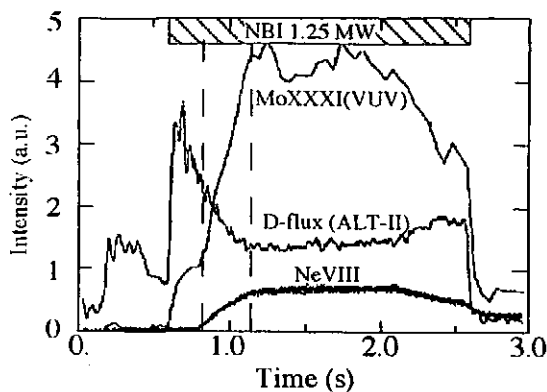


図5 ネオン入射時のMoXXXIとD-fluxの時間変化

図より分かるようにネオンを入射してエッジ冷却をすると、MoXXXIの強度は急激に増加していることが分かる。この時のプラズマ中心での電子温度は約1.3 keVであり、MoXXXIはプラズマ中心で主に光っている。従って、MoXXXIの急激な増加は、プラズマ中心にMo不純物が蓄積していることを示している。次にネオンクー

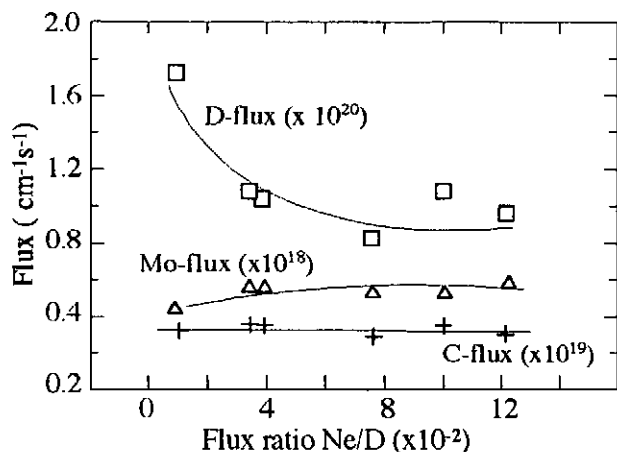


図6 ネオン冷却時のMoリミターからのD-flux, C-flux及びMo-flux

リング時のテストリミターからのMoフラックスについて述べる。図6はテストリミター表面からの、D、Mo、Cのフラックスをテストリミターに入るNeのフラックス (Dのフラックスで規格化している) に対してプロットしたものである。

今回の実験では、NeのDに対する比率は0.12に達している。図より分かるように、Neのフラックスが増えると重水素のフラックスは減少するがMo及びCのフラックスはほとんど変化しないことが分かる。このことは次のように解釈できる。本実験の条件下では、Moは主にCやO等の低Z不純物によりスパッタされる。Moのテストリミターに入射する低Z不純物のエネルギーはエッジの電子温度が減少することによって下がり、それに伴いスパッタされるMoも減少する。しかしながら、Neのフラックスが増えることにより、NeによってスパッタされるMoが増加してこの減少分を相殺してしまう。

テストリミターからのフラックスが変わらないのにプラズマ中心でのMoの密度が急激に増加する理由としては、(1)エッジでの遮蔽がNe入射によって減少したこと、(2)粒子閉じ込めが良くなったこと等があげられる。まずエッジプラズマによる遮蔽効果であるが、エッジ冷却をしたプラズマとそうでないプラズマについてイオン化距離を比べてみた。しかしながら、ほとんど違いはなく、遮蔽効果が大きく変わったとは考えにくい。むしろ、不純物の閉じ込めが良くなったためにMoがプラズマ中心に蓄積した可能性が強いと思われる[10]。この理由としては、NeとMoの衝突で新古典的な内向きの粒子束が増加したということが考えられる。

## 6. まとめ

NBI加熱プラズマにおいては、線平均密度の減少とともにMo不純物による輻射が増加する。しかしながら、中心には蓄積しない。

テストリミターからのMoフラックスは、プラズマの線平均密度の変化に対してほとんど変化しない。エッジプラズマによる不純物の遮蔽効果が、プラズマ中のMo不純物密度に挙動に対し重要な役割を果たしている可能性がある。また、テストリミターの表面が溶融した場合、リミターからのMoフラックスの増加は観測されるがプラ

ズマ中へのMoの混入は観測されなかった。  
またネオンガスをパフしてエッジプラズマの冷却を行った場合は、テストリミターへの熱負荷は大きく減少するものの、プラズマ中心のMoイオンの密度は急激に増加した。この時テストリミターからのMoのフラックスは大きく変化していないので、プラズマでのMo不純物の閉じ込めが、Neの混入によって変わったことがMo蓄積の原因として考えられる。

#### 参考文献

- [1]T. Tanabe, N. Noda and H. Nakamura, J. Nucl. Mater. 196-198, 11 (1992).
- [2]R. V. Jensen, et al., Nucl. Fusion 17, 1187 (1977).
- [3]H. Soltwisch, et al., Plasma Phys. Contr. Fusion 26, 23 (1984).
- [4]V. Philipps, et al., Submitted to Nucl. Fusion.
- [5]T. Tanabe, et al., to be published in J. Nucl. Mater. (1994).
- [6]B. Schweer, et al., J. Nucl. Mater. 196-198, 174 (1992).
- [7]R. J. Hawryluk, et al., Nucl. Fusion 19, 1307 (1979).
- [8]D. E. Post, et al., At. Data Nucl. Data Tables 20, 397 (1977).
- [9]U. Samm, et al., 18th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Berlin, 1991), Vol. p. 157.
- [10]U. Samm, et al., J. Nucl. Mater. 196-198, 633 (1992).

# TPD-Iにおけるガスターゲット実験

名古屋大学工学部 江角直道 大野哲靖 高村秀一

## 1.はじめに

国際熱核融合炉(ITER)計画では、長時間安定な燃焼プラズマを生成、維持することを目指している。これらを達成するためにはダイバータ領域における熱と粒子の制御に関する研究が重要である。特にダイバータ板への熱負荷の低減は定常炉実現のための急務の課題である。これらに対して、プラズマ熱流を低減する方法はいくつか考案されている。ITER計画ではダイバータ領域に中性ガスを導入するガスターゲットダイバータの採用が検討されている。これは中性ガスとプラズマとの相互作用（電離、励起による放射損失、荷電交換による運動量損失等）によってダイバータ板に流入するプラズマ熱流束の広域化と熱流量の低減を図ろうというものである。このようなガスターゲットダイバータの概念は以前から提唱されている<sup>[1,2]</sup>。しかし、中性ガスとプラズマとの相互作用については未解決な問題が多く、実験的な検証が求められているのが現状であり、実験データの蓄積が早急に必要である。本研究では、ITERで想定されるダイバータプラズマを模擬可能な直線型プラズマ発生装置を用いて、ガスターゲットダイバータ模擬実験を行う。これにより、ガスターゲットプラズマの特性を実験的に明らかにするとともに、プラズマと中性ガスとの相互作用についての理解を得ることを目的とする。

## 2.実験装置

本研究で用いた実験装置TPD-I（核融合科学研究所）の模式図を図1に示す。本

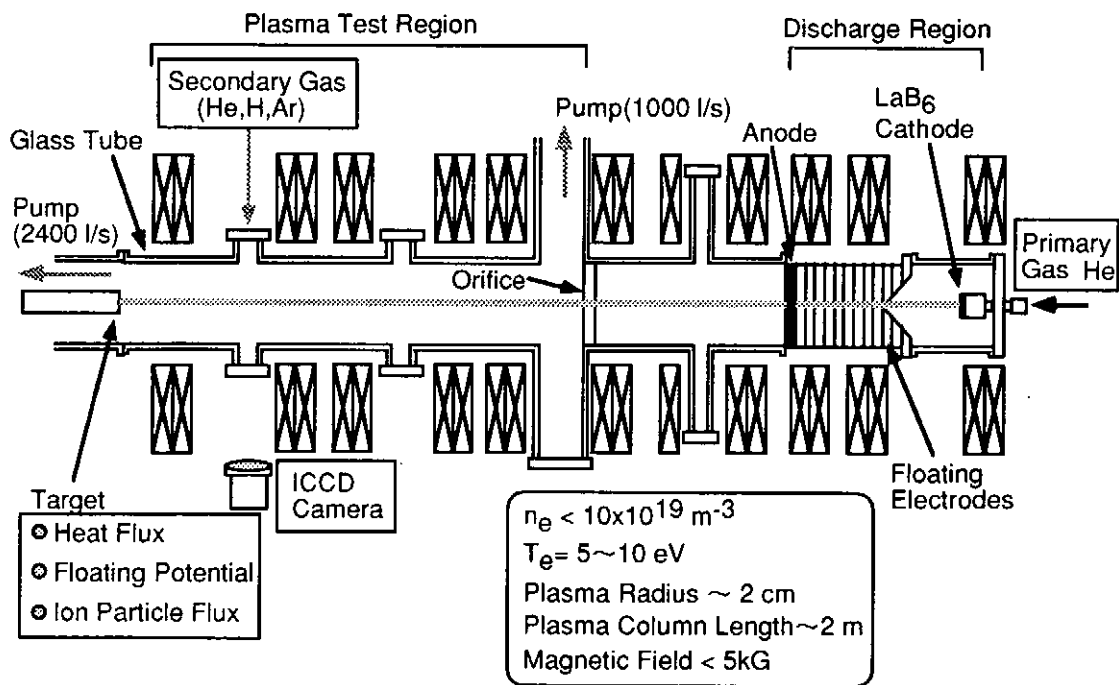


図1 TPD-I装置図



装置は、定常高密度なプラズマを生成可能な直線型プラズマ発生装置であり、小口径 (<0.04m)ながら強磁場(<0.5T)中で高密度高熱流プラズマ(<10x10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup>)を生成可能である。真空容器は長さ2m、直径0.2mのパイレックスガラス製である。チャンバー内はオリフィスによってプラズマ生成領域とプラズマ実験領域に分けられる。プラズマの生成は、直径0.06mのLaB<sub>6</sub>平板陰極とリング状の陽極を用いたPIG放電によって行われる。生成されたプラズマは陰極面に形成せれるカスプ磁場と、陽極前面に設置された複数の浮遊電極によって作られる電位構造に沿って集束しながらプラズマ実験領域に導かれ、装置端に置かれた水冷ターゲット板で終端される。また、プラズマ実験領域はメカニカルブースタポンプ、油回転ポンプによって補助排気されたターボ分子ポンプ(排気速度2400l及び1000l)を2台用いて大容量の排気特性を実現している。このような装置構成により、プラズマ実験領域に中性ガスを導入してもプラズマ生成部への影響が小さく、安定したプラズマ源によって実験を行うことができる。これは、TPD-I装置がガスタarget実験を行うのに適したものであることを示している<sup>[3]</sup>。

### 3.実験結果及び考察

動作ガスにはヘリウムを用いた。ガスタargetダイバータ模擬のための中性ガスの導入はオリフィスから0.66m下流、ターゲット板から0.35m上流のチャンバー上部から行った。導入した中性ガスには、水素、ヘリウム、アルゴンを用いた。ターゲット板において、プラズマ熱流計測、浮遊電位の測定、及び負バイアスを印加(-100V)することによってイオン飽和電流の測定を行った。また、チャンバーから中性ガス導入ポートと同じ距離にある水平ポートにおいてICCDカメラによるプラズマ二次元分布の撮影を行った。なお、プラズマ熱流計測は、冷却水の流量と温度上昇から熱流値を実測するカロリメトリ法を用いた。図2にターゲット板におけるプラズマ熱流束の放電電流依存性を示す。

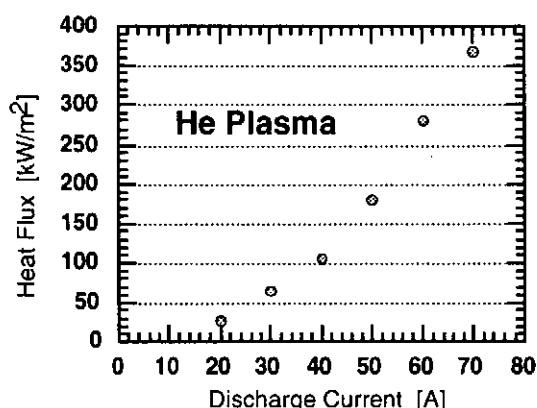


図2 プラズマ熱流の放電電流依存性

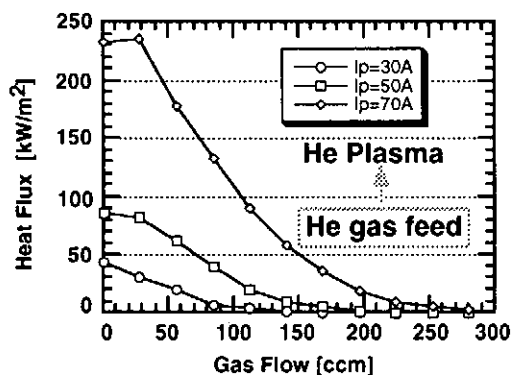


図3 Heガス流量に対するプラズマ熱流の変化

す。

図3にターゲットガスとしてヘリウムを導入した場合のガス流量に対するプラズマ熱流の変化を示す。ガス流量の増加とともにプラズマ熱流値の減少が観測された。例えば、放電電流が30Aの場合、ガス流量が150ccm以上では熱流はほぼ0となった。

ここで、ターゲットでの熱流がほぼ0になる状態(熱流束<2kW/m<sup>2</sup>)をdetached plasmaとすると、熱流(中性ガスを導入していないときの熱流)をdetachさせるのに必要な中性ガス圧

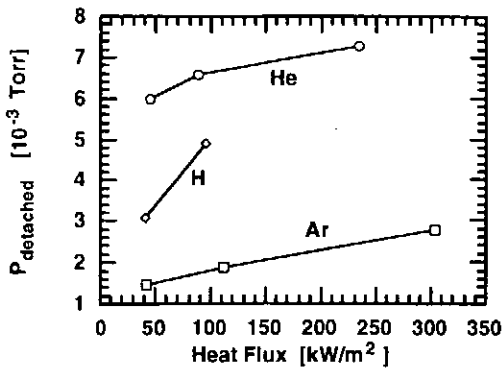


図4 Plasma detachment が起きる  
中性ガス圧のガス種による違い

( $P_{detached}$ )は、熱流に対して図4のような変化を示した。熱流が増加すると必要な中性ガス圧も増加するのがわかった。また、アルゴンは $P_{detached}$ が小さいことからプラズマの冷却効果が高いことが分かった。水素は熱流の小さい場合はヘリウムよりも冷却効果が高いが、熱流が大きい場合にはdetached plasmaは得られなかった。このことについては後で考察する。

図5に中性ガス流量に対するターゲット板の浮遊電位、イオン粒子束の変化を示す。放電電流は70Aである。図5(a)の電子温度は浮遊電位から式(1)によって評価した<sup>14)</sup>。

$$V_f = \frac{T_e}{2} \ln \left\{ 2\pi \frac{m_e}{m_i} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \gamma_e)^{-2} \right\}$$

$$\cong \frac{T_e}{2} \ln \left( 2\pi \frac{m_e}{m_i} \right), \quad \left( \text{i.e. } \frac{T_i}{T_e} \cong 0, \gamma_e \cong 0 \right) \quad (1)$$

図5(b)のイオン粒子束は負バイアス(-100V)を印加することによって測定したイオン飽和電流の測定結果から算出した。ガス流量の増加に伴い、電子温度の低下及び、イオン粒子束の減少が観測された。アルゴンの冷却効果が高いことは図4において示されたが、これは他のガスに比べてアルゴン導入時の電子温度の低下が大きいこと、イオン粒子束が急激に減少していることと対応している。また、水素の場合、イオン粒子束は減少しているのにアルゴン、ヘリウムほど電子温度が低下していないのは、水素では大きな熱流の場合にdetached plasmaが観測されなかったことに関係があると考えられる。これは、水素の電離平均自由行程 $\lambda_{ion}$ がプラズマコラム径(約4cm)に比べて短い(例えば、電子温度10eV, プラズマ密度 $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ のとき水素の $\lambda_{ion} = 3.4 \text{cm}$ , ヘリウムの $\lambda_{ion} = 11.3 \text{cm}$ )ため、熱流が大きくなると水素はプラズマコラム周辺部での電離または荷電交換によって、プラズマコラムの中心部は十分に冷却されないと考えられる。

図6は、プラズマ実験領域にターゲットガスとしてヘリウムを導入したときの干渉フィルタ(471.3nm(HeI)、468.6nm(HeII))を通したICCDカメラによるプラズマ二次元分

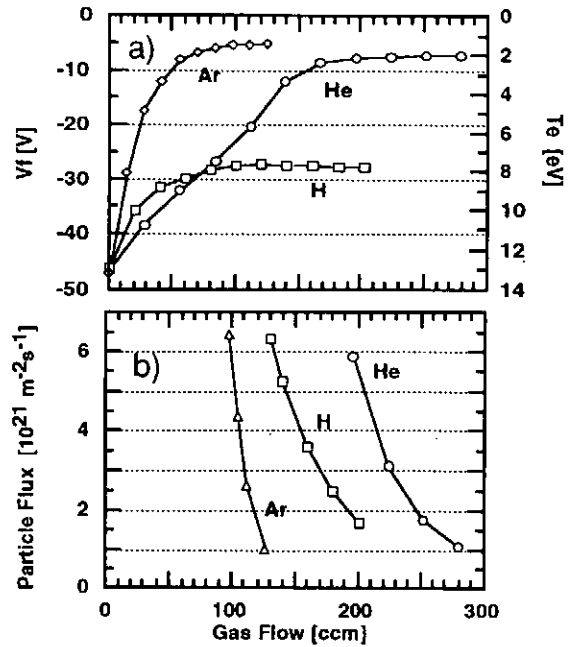


図5 中性ガス流量に対する a)浮遊電位及びb)イオン粒子束の変化(放電電流70A)

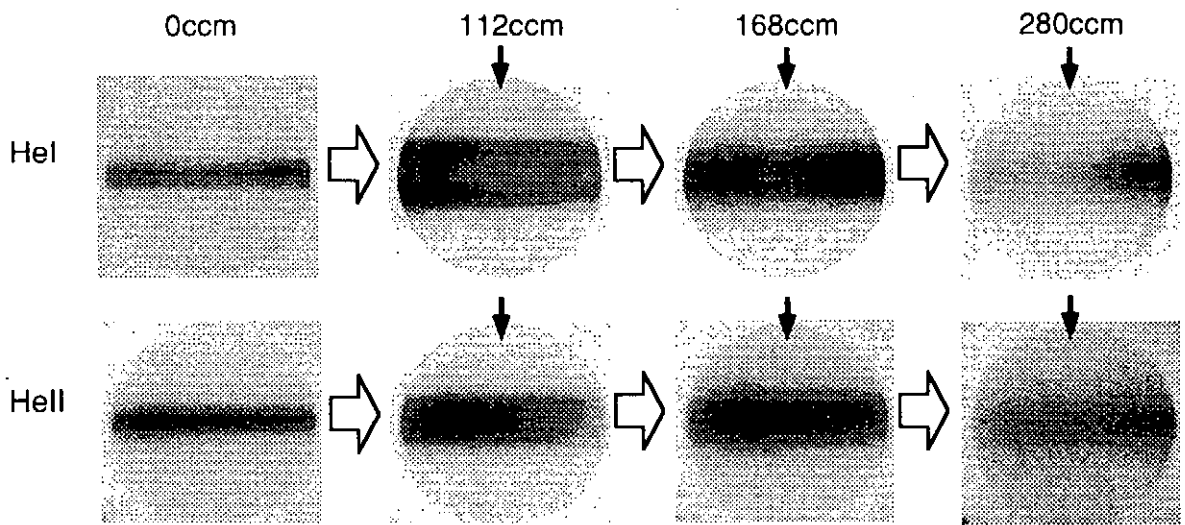


図6 Heガス導入時のICCDカメラによるプラズマ撮影像  
(放電電流30A)

布の撮影結果である。放電電流は30Aであった。図の右側がプラズマ上流側であり、ヘリウムは黒矢印から導入した。この図では、色の濃い部分ほど発光強度が大きいことを示しており、ヘリウムを導入することによって発光強度分布が拡がり、プラズマ熱流の広域化が生じているのがわかる。また、ヘリウムガス流量の増加によって磁力線方向の発光強度分布も変化しており、280ccm導入時には、プラズマ下流部においてHeI、HeIIからの発光は非常に弱くなった。

図7にICCDカメラによるプラズマ二次元分布撮影結果(図6)の径方向断面の発光強度分布を示す。HeI、HeIIともに、ガス流量を増加すると、ある流量で一旦発光強度は大きくなったが、さらに流量が増加すると発光強度は小さくなった。最大発光強度はHeIは168ccmで現れるのに対して、HeIIについては112ccmであり、最大を示す流量に違いがみられた。また、HeIIの発光強度が最大となるときの、HeIはホロー型の分布を示した。中性ガス流量が56ccmのとき発光強度が小さいのはHeI、HeIIの密度が低いためと考えられる。中性ガス流量が112ccmのときは、

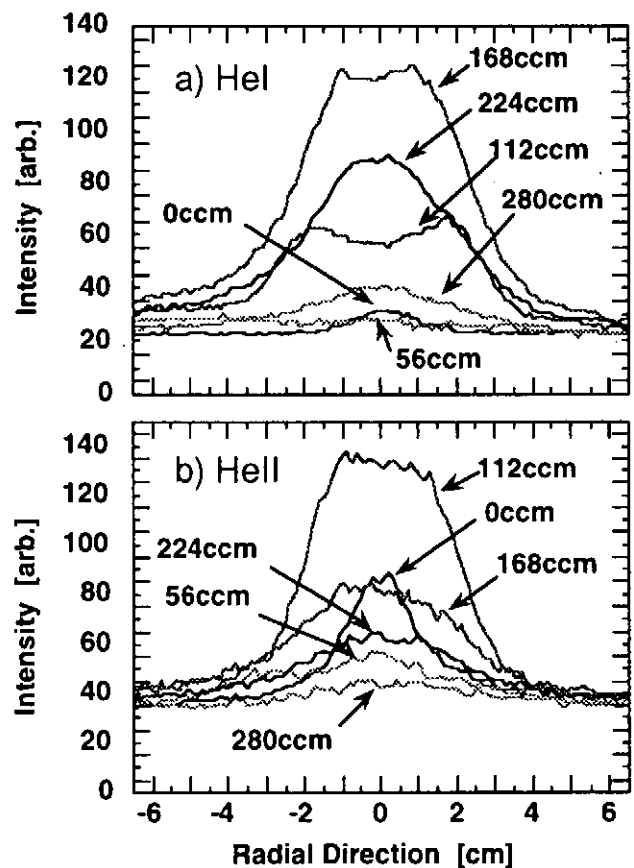


図7 Heガス導入時のa)HeI及びb)HeIIの発光強度の径方向断面分布

電子温度の低下が小さいため、電離を起こすのに十分なエネルギーを持った電子が数多く存在していると考えられる。このことから電離によりプラズマ密度が上昇し、HeIIの発光強度が大きくなったと考えられる。一方プラズマコラム中心部では中性粒子密度が低くなり、そのためHeIの発光強度はホロー型になったと考えられる。また、中性ガス流量を168ccmに増加するとICCDカメラ撮影を行った位置でのHeIIからの発光強度が減少した。これは上流側での電子温度の低下によって電離が起きる領域が上流側にシフトしたためであると考えられる。このことは、この温度領域では電子温度の低下によるHeIの電離速度係数の減少が励起速度係数の減少に比べて大きいことから説明できる。さらに中性ガス流量を224ccm以上に増加するとHeI、HeIIともに発光強度が減少したのは、電子温度がさらに低くなったこと及びイオン粒子束の減少からも分かるようにプラズマ密度が低くなったのが要因と考えられる。また、このような電子温度が数eVの領域では電離、励起速度係数は急激に小さくなるのに対して、荷電交換速度係数の変化は小さく、その値も大きいことから、荷電交換による運動量損失の寄与が大きいと考えられる。

#### 4. まとめ

今回は、直線型プラズマ発生装置TPD-Iを用いて、ガスターゲットダイバータ模擬実験を行った。これにより、中性ガス流量を増加することによってプラズマ熱流量が減少することが観測された。また、熱流の減少は電子温度の低下、イオン粒子束の減少、プラズマの二次元的な広がりを伴うこともわかった。また、導入したガス種によってプラズマの冷却効果に違いがみられ、今回用いたガス種の中ではアルゴンが最も冷却効果が大きいことが分かった。しかし、水素の場合には熱流の大きいときに十分な冷却が得られなかった。

今後は、中性ガス導入時の径方向、磁力線方向のプラズマパラメータの精密な測定を行い、プラズマ圧力と中性ガス圧の関係を明らかにする必要がある。さらに、分光測定によるイオン温度の測定、再結合過程における発光強度の測定、全放射パワーの測定等によって、plasma detachmentの解析、生成機構の解明を進めていく予定である。特に磁力線方向のプラズマパラメータの測定はプラズマ-中性ガス相互作用の理解において重要な役割を示すものであり、実験の準備を進めているところである。

#### 5. 参考文献

- [1] W.L.Hsu et al., Phys.Rev.Lett. 49 (1982) 1001.
- [2] L.Schmitz et al., J.Nucl.Mater. 196-198 (1992) 841.
- [3] Ohno et al., J.Nucl.Mater., to be published.
- [4] P.C.Stangeby: "Physics of plasma Wall Interactions in Controlled Fusion": Nato Advanced Science Institutes Series. ed. by D.E.Post and R.Behrisch (Plenum Press, New York 1986) p.41.

# TPDにおけるガスターゲット実験のモデリング

名古屋大学工学部

森 繁和、大野哲靖、高村秀一

## 1 はじめに

定常熱核融合炉を実現させる上で、ダイバータにおける熱と粒子の制御は大きな問題となる。国際熱核融合炉 (ITER) 計画では、ダイバータ板への熱負荷の低減を図るため、プラズマと中性粒子の相互作用によって熱負荷を散逸させるガスダイバータの導入が検討されているが、大型実験炉ではアクセス等の問題から十分な研究が行うことができず、ガスダイバータのプラズマについて十分な理解が得られていない。

本研究では、定常高密度プラズマ発生装置 TPD-I を用いたガスターゲット模擬実験<sup>[1]</sup>と計算機シミュレーションとの相補的研究によりガスダイバータにおけるプラズマの特性の解明を目指している。今回、二次元流体コード (B2コード<sup>[2]</sup>) を TPD-I に適用しガスターゲットのシミュレーションを行ったので、その解析結果について報告する。

## 2 シミュレーションモデル

プラズマは軸対称の円柱プラズマとし、モデルを簡単化する為、ヘリウムプラズマのみの一流体を仮定する。原子・分子過程には電離、荷電交換、再結合を考慮する。

シミュレーション配位を図1に示す。磁力線方向 (X方向) に100 cm、磁力線に対して垂直方向 (Y方向) に4 cmの領域を設定する。プラズマは左端のオリフィスから流入するものとし、流入部のプラズマパラメータを表1の様に設定する。流入したプラズマは、右端のターゲット板において終端し、そこではシース境界の条件としてボーム条件を仮定する。中性ガスにはターゲット板からの反射中性粒子と周辺部 ( $Y = \pm 2$  cm) から流入するターゲットガスの二種類を考慮する。反射中性粒子のエネルギーは、ターゲット板の前面のプラズマパラメータから計算されたシース電圧の大きさと、ターゲット材質に依存するエネ

表1 流入部のプラズマパラメータ

電子温度: $T_e \sim 10$ eV
イオン温度: $T_i \sim 5$ eV
電子密度: $n_e \sim 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
プラズマ流速: $u_{  } \sim 0.5\sqrt{T_i/m_i}$

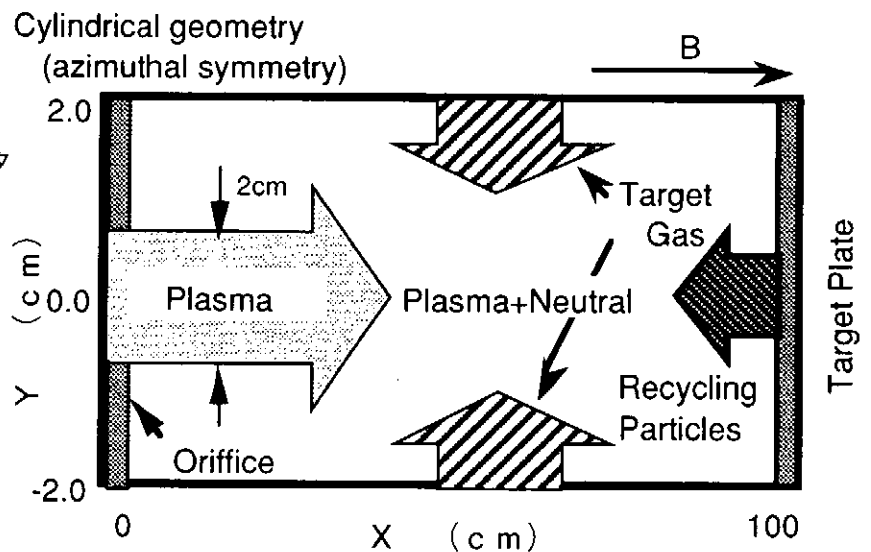


図1 シミュレーション配位

ルギー反射係数によって決定されるものとする。例えば、ターゲット前面の電子温度が10eVであり、ガス種がHe、ターゲットの材質としてタングステンをを用いた場合、エネルギー反射係数を0.7と仮定する。周辺から流入するターゲットガスについてはプラズマへの浸透を考慮するため、径方向の輸送を解析的に取り扱う。

### ターゲットガスの取り扱い

ガスダイバータでは、中性ガスの輸送過程がその特性に非常に重要な影響を及ぼす。従って、シミュレーションでは周辺部から流入するターゲットガスのプラズマへの浸透を考慮するため、以下の様に取り扱う。(但し、モデルを簡単化するためターゲットガスの軸方向の輸送は無視する。)

周辺部 ( $Y = \pm 2 \text{ cm}$ ) のターゲットガスの圧力と温度を設定し、式(1)で表される中性ガスが径方向内側に向かって流入するものとする。添字の"o"は中性ガスの物理量を示し、 $P_o$ 、 $T_o$ はそれぞれ中性ガスの圧力、温度である。

$$\Gamma_o = \frac{1}{4} n_o \sqrt{\frac{T_o}{m_o}} = \frac{1}{4} \frac{P_o}{\sqrt{m_o T_o}} \quad (1)$$

プラズマ中に流入した中性ガスは、プラズマとの相互作用により減衰する。荷電交換によって生成された高温中性粒子はプラズマ径よりも長い平均自由行程を持つので、生成された高温中性粒子は計算領域から速やかに出ていくものとして計算から除外する。従って、ターゲットガスの減衰過程には電離と荷電交換を考慮し、ターゲットガス流の径方向分布は式(2)の様に計算する。

$$\Gamma(Y) = \Gamma_o \exp \left\{ - \frac{1}{v_{th}} \int_{Y=2\text{cm}}^Y (\langle \sigma v \rangle_{ion} n_e - \langle \sigma v \rangle_{cx} n_i) dY \right\} \quad (2)$$

$v_{th}$ は中性ガスの熱速度であり、 $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ 、 $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ はそれぞれ電離、荷電交換の速度係数である。中性ガス流の減少分は、電離や荷電交換反応の数として計算する。

以上の様なモデリングを行なった上で、プラズマの輸送方程式には以下の流体方程式を用いて解析を行なう。

### 流体方程式

連続の式 ( $1 \leq a \leq N$ )

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} n_a u_a \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} n_a v_a \right) = S_n^a \quad (3)$$

運動量保存の式 ( $1 \leq a \leq N$ )

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_a n_a u_{//a}) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} m_a n_a u_a u_{//a} - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \eta_x^a \frac{\partial u_{//a}}{\partial x} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} m_a n_a v_a u_{//a} - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \eta_y^a \frac{\partial u_{//a}}{\partial y} \right) \\
& = \frac{B_\theta}{B} \frac{1}{h_x} \left[ - \frac{\partial p_a}{\partial x} - \frac{Z_a n_a}{n_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} + c_e \left( \frac{Z_a}{Z_{\text{eff}}} - 1 \right) Z_a n_a \frac{\partial T_e}{\partial x} \right. \\
& \left. + c_i \left( \frac{Z_a}{Z_{\text{eff}}} - 1 \right) Z_a n_a \frac{\partial T_i}{\partial x} \right] + \sum_{b=1}^N F_{ab} + S_{\text{mu//}}^a \quad (4)
\end{aligned}$$

拡散方程式 ( $1 \leq a \leq N$ )

$$v_a = - \frac{D_n^a}{h_y} \frac{\partial}{\partial y} (\ln n_a) \quad (5)$$

電子エネルギー保存式

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} \frac{5}{2} n_e u_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \kappa_x^e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) \\
& + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} \frac{5}{2} n_e v_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \kappa_y^e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\
& = \frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} - k (T_e - T_i) + S_E^e \quad (6)
\end{aligned}$$

イオンエネルギー保存式

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_i T_i + \sum_a \frac{1}{2} m_a n_a u_{//a}^2 \right) \\
& + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\sqrt{g}}{h_x} \left( \sum_a \frac{5}{2} n_a u_a T_i + \sum_a \frac{1}{2} m_a n_a u_a u_{//a}^2 \right) - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \left( \kappa_x^i \frac{\partial T_i}{\partial x} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_x^a \frac{\partial u_{//a}^2}{\partial x} \right) \right] \\
& + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\sqrt{g}}{h_y} \left( \sum_a \frac{5}{2} n_a v_a T_i + \sum_a \frac{1}{2} m_a n_a v_a u_{//a}^2 \right) - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \left( \kappa_y^i \frac{\partial T_i}{\partial y} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_y^a \frac{\partial u_{//a}^2}{\partial y} \right) \right] \\
& = - \frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} + k (T_e - T_i) + S_E^i \quad (7)
\end{aligned}$$

### 3 解析結果

図2に周辺部のターゲットガス圧を変化させた時のプラズマパラメータの軸方向分布を示す。ターゲットガスの温度は室温程度( $T_0=0.03\text{eV}$ )とした。図2より、ガス圧が増加するにつれて電子密度は流入部( $X=0\text{cm}$ )付近において電離による粒子の発生と荷電交換による運動量の損失によって急激に増加した後、ターゲット板に向かって緩やかに減少していく。電子温度とイオン温度については、電子温度はガス圧の増加とともに軸方向への減少の割合が大きくなるが局所的な変化は見られないのに対して、イオン温度は流入部付近で急激に減少し、それ以降は $2\text{eV}$ 前後に保たれている。これは、イオン温度は荷電交換によって流入部付近で急激に減少するが電子密度が高いため、電子とイオンの温度緩和のためイオン温度が一定となっていると考えられる。電子密度を $5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、電子温度を $10\text{eV}$ と仮定するとイオンと電子の温度緩和時間は約 $70\mu\text{sec}$ 、一方プラズマの閉じ込め時間を装置長とイオンの平均流速を用いて評価すると約 $180\mu\text{sec}$ となり、イオンと電子の温度緩和がターゲットに達する迄に十分行われることが分かる。イオンの流速については、ターゲットガス圧が低い時は流入部付近からターゲット板に向かって加速されているが、ガス圧が高くなると荷電交換による運動量損失により中間領域( $20 \leq X \leq 80 \text{cm}$ )における流速の増加は抑えられ、ターゲット付近に

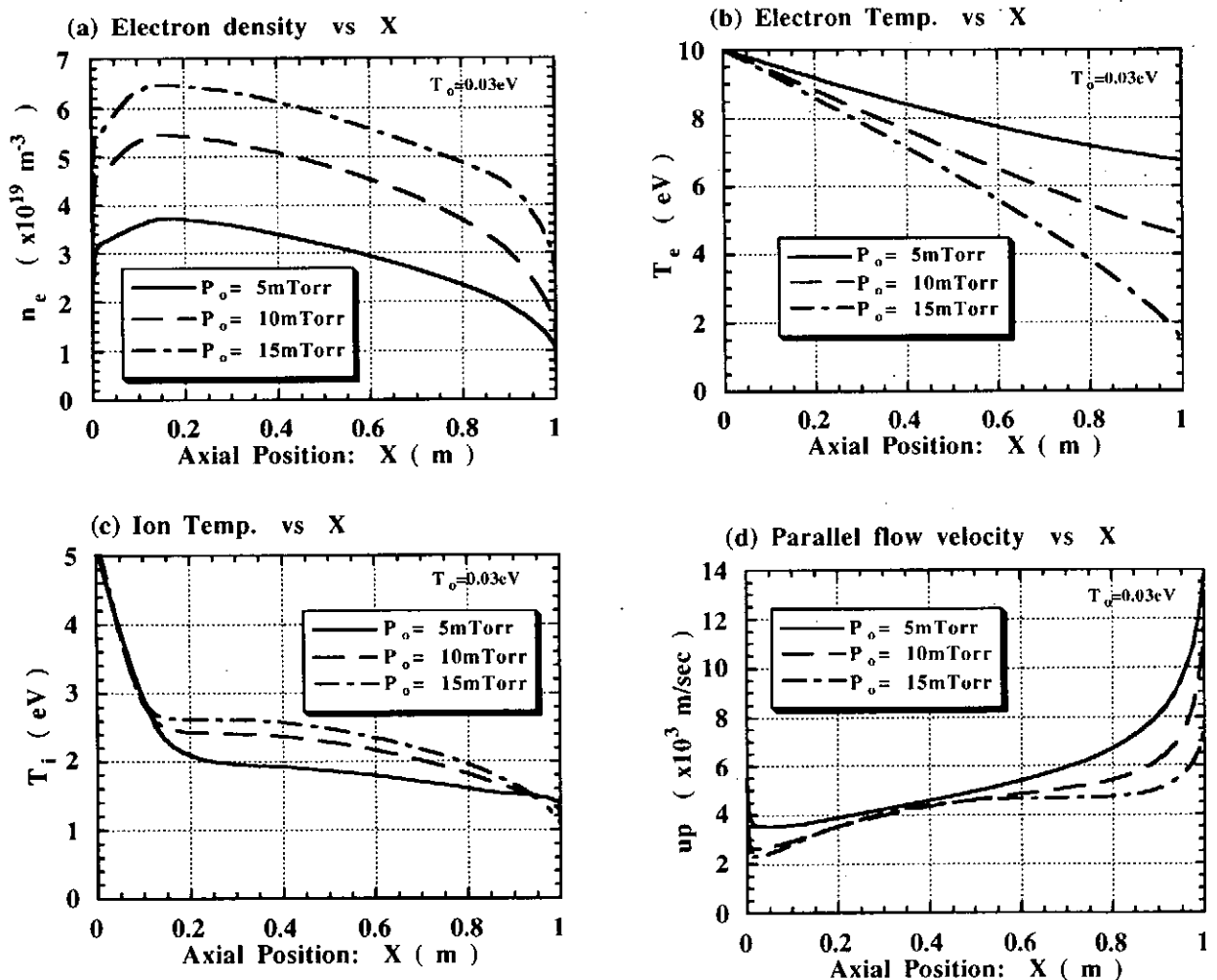


図2 ターゲットガス圧に対するプラズマパラメータの軸方向分布の変化( $Y=0$ , 中性ガス温度:  $0.03\text{eV}$ )



において流速が増加している。

図3にイオンの粒子発生密度の中心部( $Y=0\text{cm}$ )における軸方向分布と、流入部付近( $X=20\text{cm}$ )における径方向分布を示す。図3(a)よりイオンの粒子発生密度は流入部付近では電子密度の増加とともに増加するが、それ以降は電子温度の低下によって電離の速度係数が急激に低下するため、ターゲットに向かって減少していく。図3(b)より、流入部付近では荷電交換と電離によりターゲットガス流が中心部に向かって大きく減少するため、イオンの発生密度の径方向分布はHollow形の分布となり、図4に示される様に中心部への中性ガスの侵入が抑えられていることが分かる。ターゲット前面のプラズマパラメータからターゲットに流入する熱流を評価すると、図5が得られる。図5より、ターゲットガス圧の増加によって周辺部から熱流が低下していく様子が見られる。

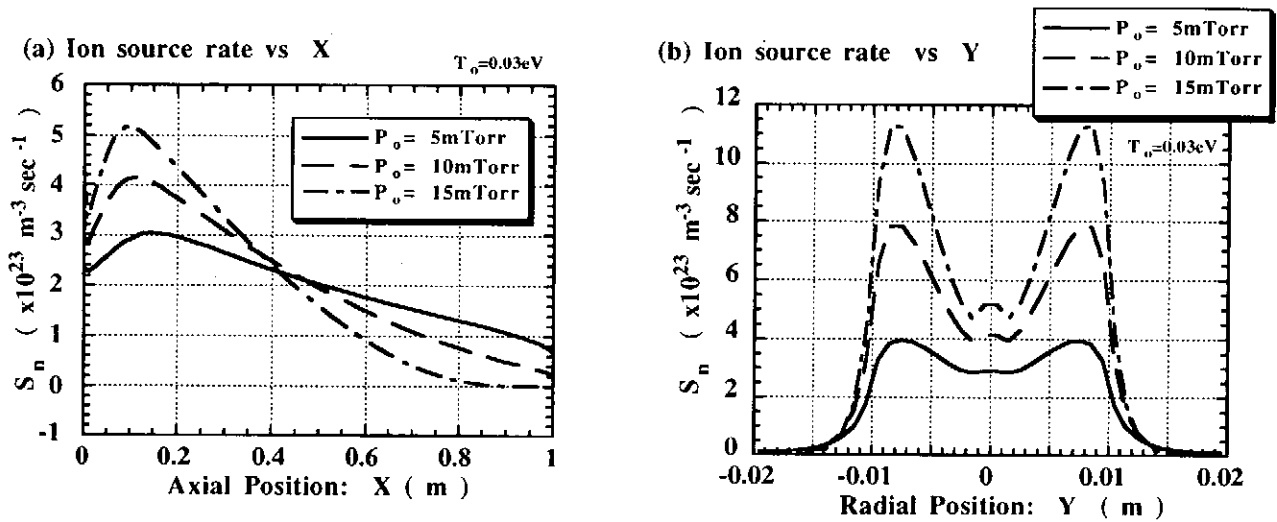


図3 (a) 中心部( $Y=0\text{cm}$ )のイオン発生密度の軸方向分布  
(b) プラズマ流入部付近( $X=20\text{cm}$ )のイオン発生密度の径方向分布

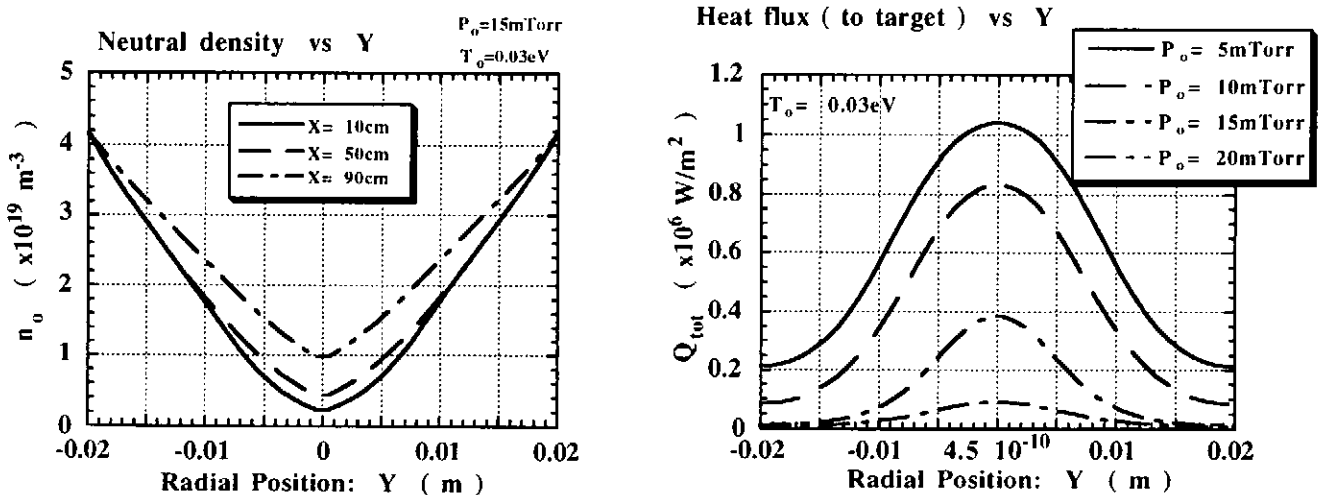


図4 中性ガス密度の径方向分布  
(中性ガス圧: 15mTorr)

図5 ターゲット板に流入するプラズマの熱流の径方向分布

## 4 まとめ

TPD-Iにおけるガスターゲット実験のモデリングを行い、B2コードを用いて解析を行った。

ターゲットガス圧の増加に伴い電子密度は増加し、電子温度・イオン温度はターゲットに向かって低下するが、イオン温度はプラズマの流入部で急激に低下するのに対し、電子温度には局所的な変化は見られなかった。また、ターゲットガスのプラズマへの浸透は、プラズマの冷却の効果に大きな影響を及ぼす。

しかし、実験で観測されている"Detached Plasma"はシミュレーションでは観測されず、詳細な解析のためにはさらに励起や中性ガスの輸送過程を取り入れるとともに、実験との比較・検討を重ねてモデリングの精密化を図る必要がある。

## 5 参考文献

- [1] 大野 他、「ダイバータ模擬実験装置を用いた不純物及び水素リサイクリング制御研究の新展開」  
平成4-5年度文部省科学研究費補助金総合研究(A)研究成果報告書、p 34-45
- [2] B. J. Braams, NET Report. 68 (1987), 1-31

核融合科学研究所共同研究

「ダイバータの科学」 (代表：森田健治)

「境界プラズマと炉壁との相互作用に関する基礎課程の研究」 (代表：金子敏明)

プラズマ・核融合学会専門委員会

「ダイバータのプラズマ物理」 (主査：大藪修義)

合 同 研 究 会 プ ロ グ ラ ム

日時： 1995年1月6日(金) 10:00~7日(土) 16:00

場所： 核融合科学研究所(名古屋)新館8階大会議室

6日 10:00~12:10

「陽子に対する物質の阻止能」	坂本直樹 (奈良女子大)
「陽子および水素分子イオンによる固体電子の励起」	金子敏明 (岡山理科大)
「GaAs:Er中でのMeVヘリウムイオン 阻止能の衝突係数依存性」	城戸義明, 山本安一, 池田 敦 (立命館大理工)
「固体表面における低速H <sup>+</sup> イオンの 中性化と負イオン化」	山本一雄, 左右田龍太郎 (無機材研)

— 昼 食 —

6日 13:10-17:30

「低速多価イオンによる水素のスパッタリング」	角谷暢一, 山崎泰規, 東俊行, 小牧研一郎 (東大教養)
「2元合金スパッタリングのシミュレーション」	山村泰道 (岡山理科大)
「ダイバータプラズマにおける中性粒子輸送のモデル」	滝塚知典 (原研那珂研)
「中性粒子挙動の数値シミュレーション」	上田憲照 (三菱電機)
「TPDにおけるガスターゲット実験」	江角直道, 大野哲靖, 高村秀一 (名大工)
「TPDにおけるガスターゲット実験の モデリング」	森 繁和, 大野哲靖, 高村秀一 (名大工)
「LHDにおけるダイバータ研究の現状」	大藪修義 (核融合研)

7日 9:00-12:00

- 「固体表面における水素イオンの反射とHa挙動」 田辺哲朗, 大月規彦 (阪大工)  
「荷電粒子を照射したニッケル中に  
おける重水素の熱的挙動の観察」 高木郁二 (京大工)  
「ベリリウムと炭素の共存性」 芦田 完、渡辺国昭  
(富山大水素同位体機能センター)  
「電子励起イオン脱離による金属表面上の  
水素と酸素の振舞いについて」 上田一之 (豊田工大)  
「黒鉛のH<sup>+</sup>D<sup>+</sup>同時照射による捕捉の同位体効果」 土屋文, 森田健治 (名大工)

— 昼 食 —

7日 13:00-16:00

- 「プラズマ対向材のフラクタル次元測定」 田中光孝 (広大工)  
「プラズマ-ガス相互作用と熱伝達」 佐藤邦弘 (姫路工大)  
「JT-60Uにおけるダイバータ・プラズマ  
の detachment と MARFE 発生」 辻 俊二 (原研那珂研)  
「0.2 MeV/amu H<sub>2</sub><sup>+</sup> の解離片に対する表面阻止能」 鈴木康文 (京大工)  
「金属における高フラックス水素の透過・保持」 佐藤力哉、山口憲司  
山脇道夫 (東大原施)  
「TEXTORにおける高Z金属リミター実験」 上田良夫 (阪大工)

## Publication List of NIFS-PROC Series

- NIFS-PROC-1 *U.S.-Japan on Comparison of Theoretical and Experimental Transport in Toroidal Systems Oct. 23-27, 1989*  
Mar. 1990
- NIFS-PROC-2 *Structures in Confined Plasmas –Proceedings of Workshop of US-Japan Joint Institute for Fusion Theory Program– ; Mar. 1990*
- NIFS-PROC-3 *Proceedings of the First International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion –Next Generation Experiments in Helical Systems– Dec. 4-7, 1989*  
Mar. 1990
- NIFS-PROC-4 *Plasma Spectroscopy and Atomic Processes –Proceedings of the Workshop at Data & Planning Center in NIFS–; Sep. 1990*
- NIFS-PROC-5 *Symposium on Development of Intensified Pulsed Particle Beams and Its Applications February 20 1990; Oct. 1990*
- NIFS-PROC-6 *Proceedings of the Second International TOKI Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion , Nonlinear Phenomena in Fusion Plasmas -Theory and Computer Simulation-; Apr. 1991*
- NIFS-PROC-7 *Proceedings of Workshop on Emissions from Heavy Current Carrying High Density Plasma and Diagnostics; May 1991*
- NIFS-PROC-8 *Symposium on Development and Applications of Intense Pulsed Particle Beams, December 6 - 7, 1990; June 1991*
- NIFS-PROC-9 *X-ray Radiation from Hot Dense Plasmas and Atomic Processes; Oct. 1991*
- NIFS-PROC-10 *U.S.-Japan Workshop on "RF Heating and Current Drive in Confinement Systems Tokamaks" Nov. 18-21, 1991, Jan. 1992*
- NIFS-PROC-11 *Plasma-Based and Novel Accelerators (Proceedings of Workshop on Plasma-Based and Novel Accelerators) Nagoya, Japan, Dec. 1991; May 1992*
- NIFS-PROC-12 *Proceedings of Japan-U.S. Workshop P-196 on High Heat Flux Components and Plasma Surface Interactions for Next Devices; Mar. 1993*

- NIFS-PROC-13 「NIFS シンポジウム  
「核燃焼プラズマの研究を考える一現状と今後の取り組み方」  
1992年7月15日、核融合科学研究所」  
1993年7月  
*NIFS Symposium*  
*"Toward the Research of Fusion Burning Plasmas -Present status and Future strategy-", 1992 July 15, National Institute for Fusion Science; July 1993 (in Japanese)*
- NIFS-PROC-14 *Physics and Application of High Density Z-pinchs,*  
July 1993
- NIFS-PROC-15 岡本正雄、講義「プラズマ物理の基礎」  
平成5年度 総合大学院大学  
1994年2月  
*M. Okamoto,*  
*"Lecture Note on the Bases of Plasma Physics"*  
*Graduate University for Advanced Studies*  
Feb. 1994 (in Japanese)
- NIFS-PROC-16 代表者 河合良信  
平成5年度 核融合科学研究所共同研究  
研究会報告書  
「プラズマ中のカオス現象」  
*"Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences"*  
*Report of the meeting on Chaotic Phenomena in Plasma*  
Apr. 1994 (in Japanese)
- NIFS-PROC-17 平成5年度NIFSシンポジウム報告書  
「核融合炉開発研究のアセスメント」  
平成5年11月29日-30日 於 核融合科学研究所  
*"Assessment of Fusion Reactor Development"*  
*Proceedings of NIFS Symposium held on November 29-30, 1993 at National Institute for Fusion Science"* Apr. 1994  
(in Japanese)
- NIFS-PROC-18 *"Physics of High Energy Density Plasmas Produced by Pulsed Power"* June 1994
- NIFS-PROC-19 K. Morita, N. Noda (Ed.),  
*"Proceedings of 2nd International Workshop on Tritium Effects in Plasma Facing Components at Nagoya University, Symposium Hall, May 19-20, 1994"*, Aug. 1994
- NIFS-PROC-20 研究代表者 阿部 勝憲 (東北大学・工学部)  
所内世話人 野田信明  
平成6年度 核融合科学研究所共同研究【研究会】  
「金属系高熱流束材料の開発と評価」成果報告書  
K. Abe and N. Noda (Eds.),

*"Research and Development of Metallic Materials for Plasma  
Facing and High Heat Flux Components"* Nov. 1994  
(in Japanese)