

## 論文の内容の要旨

論文題目 境界プラズマ中の原子分子プロセスと対向壁熱負荷に関する研究

氏名 小林 一樹

### 1 緒言

現在の核融合研究の課題の一つであるダイバータへの高熱、粒子束を低減させるため、ダイバータ内の水素分子密度を高く保ち体積再結合を誘起する非接触プラズマによって粒子、熱輸送を低減することが考えられている。特にダイバータ板表面での放出中性水素粒子と電子との相互作用、及びシース形状が第一壁への粒子、熱流束を決定するが、トカマク等の閉じ込め装置ではこの領域が非常に狭いこと、基本的にパルス運転であること等の理由からこれらの物理的性質を十分明らかにするには至っていない。一般的にダイバータ領域に中性粒子を導入すると、荷電交換や放射損失等により熱負荷が低減されるが、著者らの実験では熱負荷が上昇する条件も見出されている [1]。この減少には中性粒子のイオン化によるイオン束増加やシース形状が大きな役割を果たしている。特に、近年重要性が指摘されている水素分子振動状態や電子エネルギー分布 [2, 3] 関数が素過程に与える影響が大きい。これらを考慮し、対向材表面からの水素粒子放出過程、材料近傍のプラズマ中での原子分子過程、シース形状と熱負荷との関係を明らかにすることが重要な課題の一つとなる。本研究では閉じ込め装置の周辺部やダイバータの開いた磁力線を模擬する直線型定常境界プラズマシミュレータ MAP-II を用い、核融合炉ダイバータ板候補材料である炭素材料 (C) のグラファイト、その他アーマ材の候補材料であるタンゲステン (W) への水

素プラズマ照射実験を行なった。

## 2 実験装置

MAP-II の概略を図1に示す。MAP-IIは、プラズマソース部、ソース部チャンバー、ターゲットチャンバーから構成され、各々が差動排気されている。プラズマソース部での  $\text{LaB}_6$  熱陰極、陽極管の間の放電によって直径約 2cm のプラズマを生成し、直線磁場 (約 0.03T) によりターゲットに輸送される。ターゲットチャンバーに挿入されたガスバフノズルによってプラズマ中にガスバフを行なうことが可能である。ソース部チャンバー、ターゲットチャンバーに設置されたラングミュアプローブによって電子温度 ( $T_e$ )、電子密度 ( $n_e$ ) 測定が可能である。またターゲットチャンバーの観測窓を通して中性粒子スペクトルの分光測定が可能である。ターゲット板 (10mm×10mm×1mm) は、水冷のヒートシンク上に2枚取り付けられ、プラズマ照射中にターゲット材料、照射角度を変化させることが出来る。ヒートシンク冷却管の入口側、出口側には熱電対が挿入されており、冷却水の温度上昇測定が可能である。分光測定には、1m のツェルニー・ターナー型、回折格子刻線数 1200L/mm、波長分解能 0.011 ~ 0.1nm の分光器を用いた。

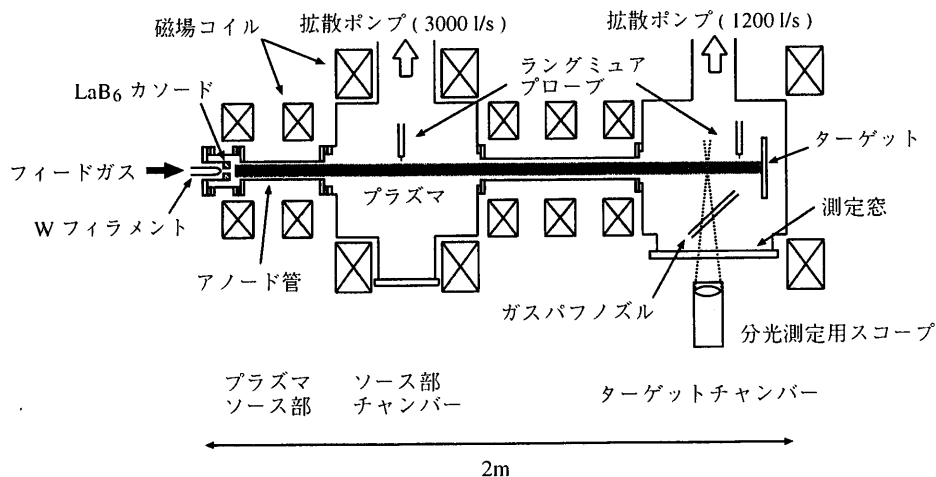


図1 線形定常境界プラズマシミュレータ MAP-II 概略図。

### 3 プラズマ対向材料付近における水素原子、分子スペクトル測定

C 及び W からの中性水素粒子放出エネルギー、分子放出割合について調べるため  $H_{\alpha}$  スペクトル測定、バルマースペクトル強度比  $H_{\beta}/H_{\alpha}$ 、 $H_{\gamma}/H_{\alpha}$  測定を行なった。観測される  $H_{\alpha}$  スペクトルは高エネルギー、低エネルギー成分から構成され (Fig.2), 高エネルギー成分は、水素原子反射エネルギーが高いとされる W ターゲット近傍でドップラー広がり大きいことから反射水素原子を表すこと [4], 及び低エネルギー成分は、水素分子放出割合が高いとされる C ターゲット近傍で強度が強いことから水素分子からの解離水素原子を表すことが分った [5]. さらにバルマースペクトル強度比  $H_{\beta}/H_{\alpha}$ 、 $H_{\gamma}/H_{\alpha}$  が C ターゲット近傍で低いことが観測され、水素分子の解離励起過程を考慮した衝突輻射モデル [6] 計算によると、C ターゲット近傍の水素分子密度は W に比べて約 2 倍であり、C 表面からの水素分子放出割合が大きいことを示した [7], これは低エネルギー成分強度が C ターゲット近傍で強いことに矛盾しない。このことから、熱負荷との相関を考察する際にターゲット近傍の水素分子の存在を無視出来ないことが示唆された。

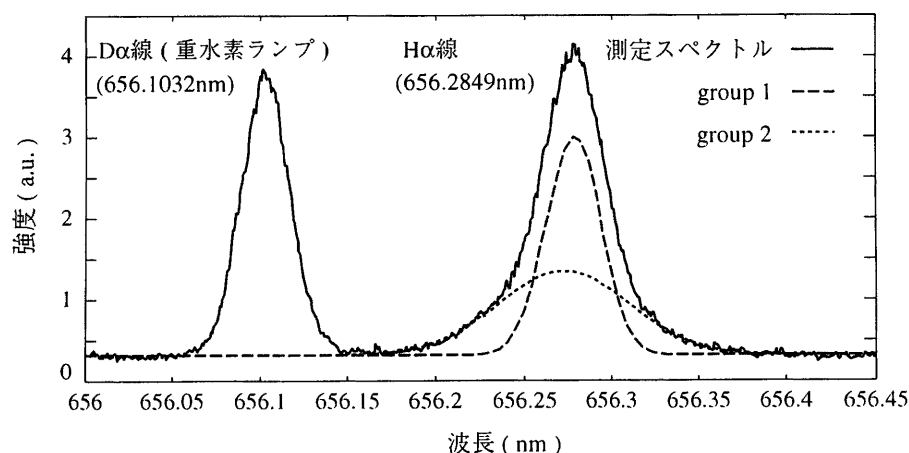


図 2 ターゲット近傍で観測された  $H_{\alpha}$  スペクトル.

次にプラズマ中での水素分子振動状態について調べるため、振動励起分布を反映する水素分子からの Fulcher- $\alpha$  スペクトル ( $d^3\Pi_u$ (上順位)  $\rightarrow$   $a^3\Sigma_g^+$ (下順位)) の検出を行なった。W ターゲット表面から 1cm の位置で観測された Fulcher- $\alpha$  スペクトルを図 3 に示す。このスペクトルに対しフランク・コンドン原理に従って評価を行なった結果、電子基底準位 ( $X^1\Sigma_g^+$ ) で振動基底状態であると仮定した場合、Fulcher- $\alpha$  スペクトル振動バンドの強度比が説明できないことが判った。このことはプラズマ中の水素分子が電子基底状態において高

い振動励起状態にあることを示唆している。

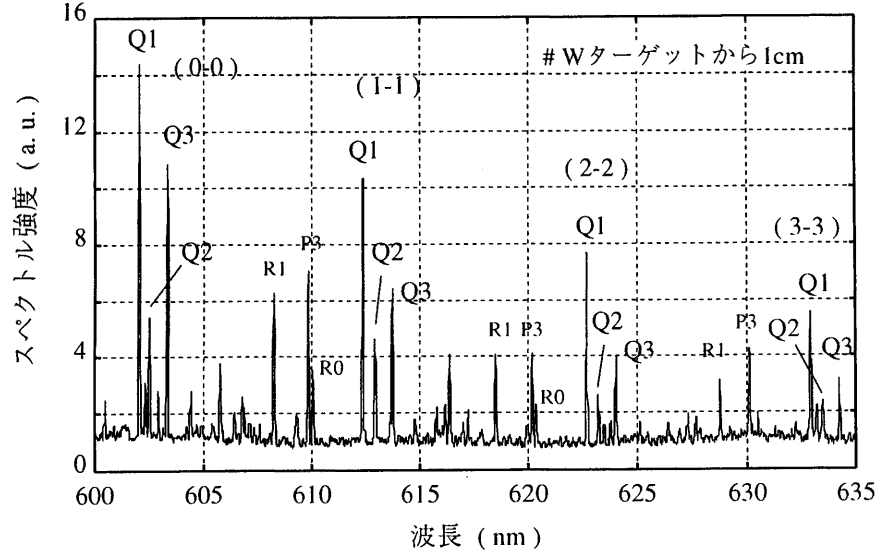


図3 W ターゲット近傍で得られた Fulcher- $\alpha$  スペクトル。

#### 4 対向材熱負荷を記述する原子分子過程

バルマースペクトル、Fulcher- $\alpha$  スペクトル測定の結果は、C ターゲットからの水素分子放出量が大いことを示し、それによるターゲット近傍での励起、解離、電離等の原子分子過程の違いは熱負荷に影響すると考えられる。そこでC、W ターゲットに水素プラズマを照射し、ターゲット冷却水温度上昇による熱負荷測定、及びラングミュアプローブによるターゲット表面近傍(表面から5mm)での $n_e$ 、 $T_e$ の測定を行なった。図4にターゲット冷却水の入口側、出口側温度の経時変化を示す。放電開始から152minでターゲットをWからCに変えた際、熱負荷が約1割上昇した。また $n_e$ についてもCの場合Wよりも約1割大きな値となった。

プラズマ対向材料への単位時間、単位面積当たりの流入熱は、次式によって表される[8]。

$$Q = -n_e C_s e \phi + 2kT_i n_e C_s + 2kT_e n_e C_s \left\{ \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \left( \frac{2\pi m_e}{m_i} \right) \right\}^{-\frac{1}{2}} \exp \left( \frac{e\phi}{kT_e} \right), \quad (1)$$

$C_s$  はイオンの音速、 $e\phi$  はシース端からターゲットまでのポテンシャルの落ち込み(シースポテンシャル)である。計測された $n_e$ 、 $T_e$ 、 $e\phi$ から式(1)を用いてC、W ターゲットへの流入熱を求めた結果、CとWの熱負荷の差は流入熱の差にはほぼ一致することが判った[7]。

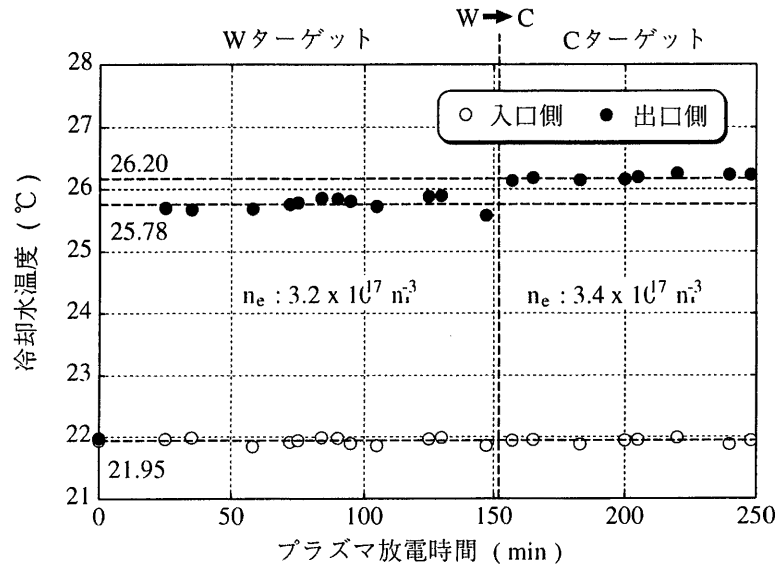


図4 ターゲット冷却水入口側，出口側温度の経時変化.

以上の結果から，水素分圧上昇，又は  $n_e$  上昇がどのような物理機構を介して熱負荷に影響を及ぼすのかと言う点が問題として提起される．

熱負荷とターゲット近傍での原子分子過程との関係について調べるため，W ターゲットへのプラズマ照射下にターゲットチャンバー内へ水素ガスパフを行ない，熱負荷を測定した．この際，ソース部チャンバー，ターゲットチャンバーの作動排気の効果から水素分子とプラズマとの相互作用はターゲットチャンバー内に限られる (相互作用長， $L_{H_2}=50\text{cm}$ )．図 5(a) に，パフイング前の熱負荷によって規格化した熱負荷  $Q/Q_0$  の水素分圧依存性を示す． $T_e$  が約  $10\text{eV}$  の時，熱負荷は水素分子分圧とともに上昇し，約  $6\text{eV}$  の時には減少し，約  $8\text{eV}$  の時にはほぼ変わらない結果となった．これらの現象について，以下のように考察した．本実験では  $T_i \ll T_e$ ， $-e\phi/kT_e > 5$  であるため，式 (1) 第二項，第三項を無視し，熱負荷は  $n_e T_e^{3/2}$  に比例する．ターゲット近傍での主プロセスとして，水素分子の電離は  $n_e$  上昇に寄与し，電子の水素分子との非弾性衝突は  $T_e$  を減少させ，シースポテンシャル落ち込みを緩和させる．しかし，電子が熱平衡にある場合のシーズ理論に従ってシースポテンシャル評価を行なった結果，電子温度減少による熱負荷減少の効果を過大評価した．すなわち電子が熱平衡にある場合よりも水素分子との非弾性衝突によるエネルギー減少が小さいこと，即ち高エネルギー電子の存在を考慮し，運動論的評価を行なわなければならないことを示す．

高エネルギー電子の挙動を一般的に取り扱うためプローブによって計測される電子エネ

エネルギー分布関数 (EEDF) を用いて熱負荷変化の記述を行なった。高エネルギー電子のエネルギー減少は、バルク電子、及び水素分子との衝突の断面積データと、ガスパフを行なう前に計測された EEDF を用いて評価した。浮遊電位にあるターゲットに入射する電子流束、イオン流束が常に等しいことを条件に、シースポテンシャル変化量  $\Delta(e\phi)$  を、ターゲットに流入する高エネルギー電子の実効的なエネルギー上限  $\varepsilon_h$  の変化量  $\Delta\varepsilon_h$  と、電子密度変化量  $\Delta n_e$  で表すと、熱負荷の変化、

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{n_e + \Delta n_e}{n_e} \frac{e\phi + \Delta(e\phi)}{e\phi} \quad (2)$$

について

$$\Delta(e\phi) = \frac{(e\phi_0)^{\frac{3}{2}} + 2\varepsilon_h^{\frac{1}{2}}e\phi_0 - 2\varepsilon_h(e\phi_0)^{\frac{1}{2}} - \varepsilon_h^{\frac{3}{2}}}{5[e\phi_0 + 2\varepsilon_h^{\frac{1}{2}}(e\phi_0)^{\frac{1}{2}}]n_e C_S} \Delta n_e C_S + \frac{2\varepsilon_h^{\frac{1}{2}}(e\phi_0)^{\frac{1}{2}} + g^2}{e\phi_0 + 2\varepsilon_h^{\frac{1}{2}}(e\phi_0)^{\frac{1}{2}}} \Delta\varepsilon_h$$

と書ける。ここで  $\phi_0$  は水素ガスパフ前のシースポテンシャルである。式 (2) によって評価した熱負荷を、図 5(b) に示す。実験#1, 2, 5, 6 については、熱負荷変化の傾向及び値について比較的良く実験値と一致したが、実験#3, 4 については、実験値を大きく下回った。EEDF の評価から、#3, 4 では高エネルギー電子のエネルギーはバルク電子温度の 2 倍程度で、バルク電子との衝突によるエネルギー利得が無視できなくなるため評価値ではシースポテンシャル落ち込みの緩和を過大評価したと考えられる。この場合式 (2) による記述の範囲外となり、むしろ電子が熱平衡にあるとした場合のシース形成によって記述される。しかし、実験#1, 2, 5, 6 では高エネルギー電子のエネルギーがバルク電子の温度の 5 倍以上であり、このことから高エネルギー電子のエネルギー減少を考慮することでシースポテンシャルの減少、及び熱負荷の減少を記述できることを示している。

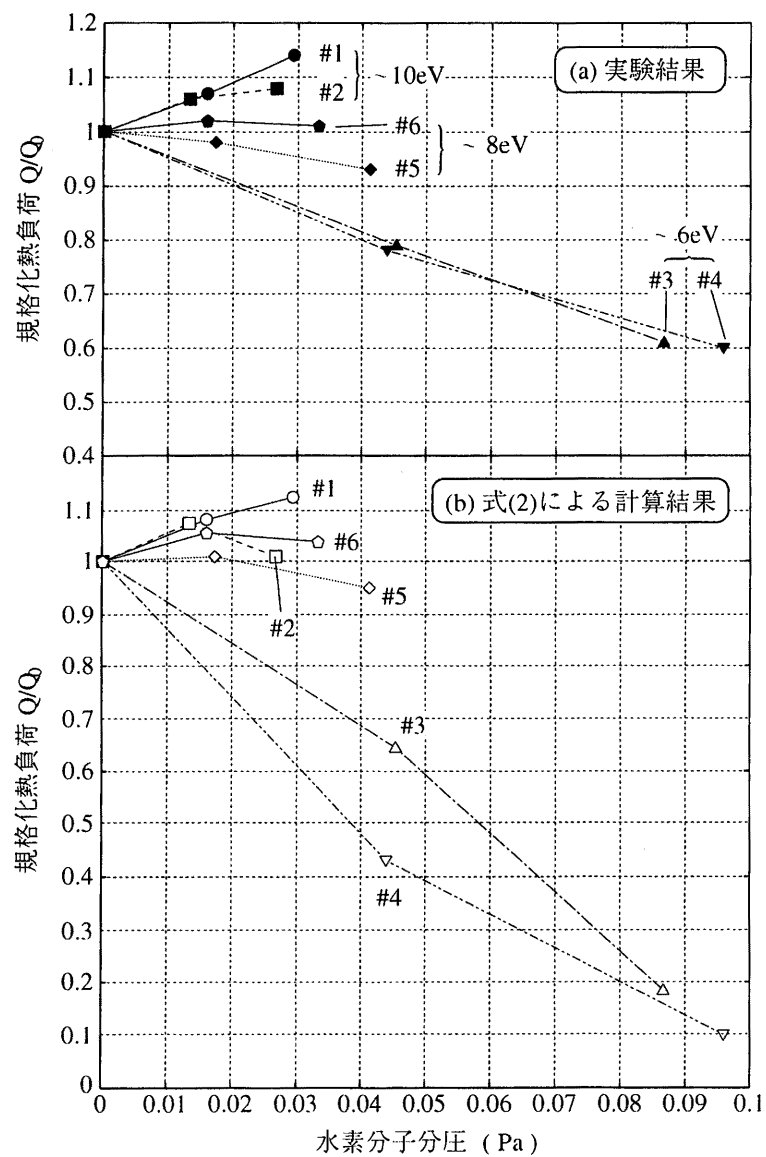


図5 規格化熱負荷  $Q/Q_0$  の水素分圧依存性: (a) 実験値; (b) 式(2)による計算値

## 5 結論

線形定常境界プラズマシミュレータ MAP-II によって、C 及び W へのプラズマ照射実験を行ない、水素原子、分子スペクトル測定、ターゲット熱負荷測定を行なった結果、以下のことが判った。

- $H_{\alpha}$  スペクトルは、低エネルギー成分と高エネルギー成分から成り、低エネルギー成分は水素分子からの解離原子、高エネルギー成分は反射原子を表す。
- プラズマ中の水素分子は、高振動励起状態にある。
- C の水素分子放出割合が大きく、C ターゲット近傍では水素分子密度が高い。
- ターゲット近傍に存在する水素分子はターゲット熱負荷に大きく影響し、その物理機構は、(i) 水素分子電離によるイオン束増加、(ii) 水素分子との非弾性衝突による高エネルギー電子のエネルギー減少とシースポテンシャルの緩和、であり、その競合過程によって熱負荷の変化を記述できる。

## 参考文献

- [1] K. Kobayashi, Shinichiro Kado, Bingjia, Xiao and S. Tanaka, to be published in J. Nucl. Mater.
- [2] K. Kupfer, R.W. Harvey et al., Phys. Plasmas 3 (1996) 3644-3652.
- [3] A. Pospieszczyk, Ph. Mertens et al., J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 138-145.
- [4] K. Kobayashi, S. Ohtsu and S. Tanaka, J. Nucl. Mater. 266-269 (1999) 850-855.
- [5] K. Kobayashi, S. Ohtsu and S. Tanaka, Fusion Technol. 34 (1998) 914-918.
- [6] Fujimoto T, et al., J. Appl. Phys. 66 (1989) 2315-2319.
- [7] K. Kobayashi, Bingjia Xiao and S. Tanaka, Plasma Phys. Control. Fusion 42 (1998) 771-780.
- [8] P.C. Stangeby, in: Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum, New York, 1986) p. 41