

ヘリウムプラズマ熱流におけるタングステンに対する エネルギー伝達係数の理論解析と実験的評価

Experimental and Analytical Evaluations of Energy Transmission Factor
for Virgin as well as Nanostructured Tungsten under Helium Plasma Irradiation

小野 秀介[†], 高村 秀一[†]
Shusuke ONO[†], Shuichi TAKAMURA[†]

Abstract Plasma energy transmission property through the sheath in front of the tungsten plate is studied for the virgin and nanostructured tungstens in helium plasma with two electron temperature components. It is found that the energy transmission factor for non-defected virgin tungsten is roughly a half of that for nanostructured black-color tungsten. The theory for the energy transmission factor for two electron temperature plasma is developed including secondary electron emission and ion energy reflection coefficient, and is compared with experimental result.

1. はじめに

PWI(Plasma-Wall-Interaction) 研究課題[1]の 1 つに高熱流のプラズマがプラズマ対向面に加える熱負荷の評価研究がある。特に、磁場閉じ込め核融合炉におけるダイバータ付近では炉心から逃げ出す高熱流の He (ヘリウム) を含んだプラズマがプラズマ対向面であるダイバータ表面へエネルギーを伝達する。エネルギーの伝達はプラズマとプラズマ対向面の境界において形成されるプラズマ電位に対して負の電位を持つ狭い領域(プラズマシース)を介して行われる。プラズマ電位を基準とした時のプラズマ対向面との電位差はシース電圧と呼ばれる[2]。愛知工業大学で開発されたコンパクトなプラズマ発生装置 AIT-PID (Aichi Institute of Technology - Plasma Irradiation Device) で生成されるプラズマ[3]ではイオンは低温と仮定することができるが、電子はイオンに比べて高温であるため電子のエネルギー流束はプラズマ対向面に高い熱負荷を与えることが想定される。シース領域ではボルツマン分布を仮定できる電子群がプラズマ対向面へ流入する際、

シース中の電位分布による減速電界のためそのほとんどがプラズマの方へ追い返される。シース電圧が低いとプラズマの方へ追い返される電子の粒子束はシース電圧が深い場合と比べて小さくなるのでプラズマ対向面により高い熱負荷が加わる。逆に、シース電圧が深いとイオンのプラズマ対向面への入射エネルギーが増加する。この場合、プラズマ対向材料をスパッタリングする可能性もある。これらのことより、シース電圧はプラズマ対向面に加わるプラズマ熱負荷の大きさに強く影響を与えるものであり、エネルギー伝達係数のシース電圧依存性の評価は重要である。高熱流のプラズマがプラズマ対向面へ与える熱負荷を定量的に評価する場合、プラズマ熱負荷を無次元量として規格化したエネルギー伝達係数を用いることが一般的である。すなわちエネルギー伝達係数 δ は以下のように定義される。

$$\delta = \frac{Q_i + Q_e}{T_c \times (j_{is}/e)}, \quad (1)$$

ここで Q_i [W/m²] はイオンエネルギー流束密度, Q_e [W/m²] は電子エネルギー流束密度, T_c [eV] は電子温度, j_{is} [A/m²] はイオン飽和電流密度, e [C] は素電荷量である。

[†] 愛知工業大学 工学部 電気学科
電子情報工学専攻 (豊田市)

プラズマ対向面表面に垂直方向の 1 次元シースモデルからシース理論に基づいた 2 電子温度プラズマ[3]におけるエネルギー伝達係数は以下のように表される。

$$\delta = \frac{-e(\phi_p - \phi_w)(1 - R_{IE}) + e\phi_r}{T_c} + (1 - \alpha)\chi_c \exp\left[-\frac{e(\phi_p - \phi_w)}{T_c} + 0.5\right] + \alpha\beta\chi_h \exp\left[-\frac{e(\phi_p - \phi_w)}{T_c\beta} + \frac{0.5}{\beta}\right], \quad (2)$$

ここで $m[\text{kg}]$ は質量 (イオンについては下添字 i , 電子については下添字 e), $T_{eff}[\text{eV}]$ は電子群の実効電子温度, R_{IE} はイオンのエネルギー反射係数, $\phi_r[\text{eV}]$ はイオンの表面再結合ポテンシャル, α は高温電子割合, β は高温電子温度 $T_h[\text{eV}]$ と低温電子温度 $T_c[\text{eV}]$ の温度比 T_h/T_c , $\phi[\text{V}]$ は電位 (プラズマ電位については下添字 p , プラズマ対向面の電位については下添字 w), χ は電子温度とイオンの種類に依存した定数 (低温電子については下添字 c , 高温電子については下添字 h) であり, $\chi_c = \sqrt{2T_c m_i / \pi m_e T_{eff}}$, $\chi_h = \sqrt{2T_h m_i / \pi m_e T_{eff}}$ で与えられる。

エネルギー伝達係数の評価研究に関する論文は 1995 年に名古屋大学にて増崎氏, 大野氏, 高村氏によって発表された[4]。この論文では 1 電子温度 He プラズマに対して無損傷の W (タングステン) と C (炭素) 材料表面へのエネルギー伝達係数に関わる結果である。イオンが試験板へ与える入射エネルギーのエネルギー反射割合を表すイオンエネルギー反射係数 R_{IE} は, イオンビームによって求められた測定結果では問題にしているエネルギー範囲では入射エネルギー依存性をほとんど無視することができるので一定値としてシース電圧が深い領域におけるエネルギー伝達係数特性曲線の接線の傾き $1 - R_{IE}$ からイオンエネルギー反射係数を求めることができる。

2006 年に He プラズマの長時間照射によって W 表面に繊維状のナノ構造が形成される事が著者の一人, 高村らによって発表された[5]。ナノ構造が表面に形成されたタングステンの断面図を図 1.1 に示す。W 材料の表面にナノ構造が形成された W に関するプラズマ相互作用に関する研究は愛知工業大学プラズマ研究室でも調査されてきた[6], W 表面にナノ構造が形成されると 2 次電子放出の抑制[7], 全放射率の向上[8]といったプラズマ相互作用における表面形状特性が存在することが明らかにされてきた。

今回の研究では 1995 年に行われたエネルギー伝達係数の評価研究に基づき, 2 電子温度プラズマにおける表面構造の異なる W 試験板へのエネルギー伝達係数が比

較測定された。無損傷の W と表面にナノ構造が形成された W それぞれについてのエネルギー伝達係数を測定することで, 表面の微視的構造の違いがエネルギー伝達係数にどのような影響をあたえるかが定量的に評価された。

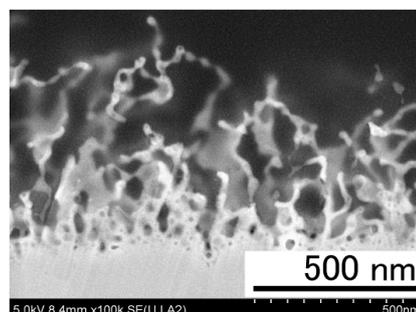


図 1.1 繊維状のナノ構造が形成された W の断面図。500nm 程度の繊維構造の層が表面に形成されている事が確認できる。

2. 実験装置

2.1 コンパクトプラズマ発生装置 AIT-PID

前述のように AIT-PID[9]は PWI 研究のために開発された定常プラズマ照射装置である。AIT-PID の模式図を図 2.1 に示す。陰極部の LaB_6 と接地された銅の陽極間で放電が行われ, プラズマが生成される。容器側面の 60° 間隔に配置された 6 つのネオジウム永久磁石によるマルチ・カブス磁場とソレノイドコイルによる軸方向の比較的弱い縦磁場でプラズマを磁場で閉じ込めている。ガス圧が低い場合には, 放電電圧以下のエネルギーを持った高温電子と熱化した比較的低温の Maxwell 分布に近いエネルギー分布の電子群が存在する, 2 電子温度のプラズマを生成することが出来る。

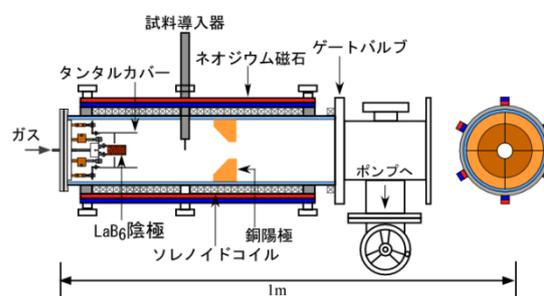


図 2.1 AIT-PID の模式図

2.2 放射温度計

W 試験板の表面温度測定には株式会社チノー製の放射温度計「IR-CAS3CS」を使用した。測定波長は $0.9\mu\text{m}$, 分解能は 0.5°C , 精度定格は分光放射率 ~ 1.0 の時 1000°C

未満では測定値の±5%，1000~1500℃では測定値の±0.5%，応答時間は3msである．測定波長0.9μmにおける分光放射率の設定は無損傷Wに対しては0.43，ナノ構造形成Wに対しては完全黒体を仮定した1.00とした．

3. ヘリウムプラズマ長時間照射によるナノ構造形成過程

W試験板にHeプラズマを長時間照射した時のW試験板表面におけるナノ構造形成過程に関する諸量の時間変化の一例を図3.1に示す．照射開始直後はW試験板を電氣的に浮遊状態にし，数分後その浮遊電位(-40V)より深いバイアス電圧-50Vを外側から印加し，約130分後から数分間，バイアスを切って再び浮遊状態にした．表面温度の測定には放射温度計が使用された．照射開始直後と照射開始から130分後の測定結果を比較すると浮遊電位の低下を見ることができる．また，浮遊電位の低下に伴ってバイアス電流は負から正へ上昇している．この理解としては，照射開始直後はW板表面からの2次電子放出によって実効的なイオン電流が増加しているため，バイアス電流は照射開始から約30分間は負の値を示し続けているが照射開始から30分後ではバイアス電流の値は0になる．これは表面からの2次電子放出が抑制されるに伴って浮遊電位が低下している事を表している．照射開始から80分後からはバイアス電流は飽和してほぼ一定である．これは浮遊電位の低下が止まり，ほぼ一定の電子電流が流入している事を示している．観測された表面温度の低下は表面構造が変化することによって熱輻射を行うことができる実効的な表面積が増えるためである．換言すると，全放射率が向上したということである．別の研究によって，この時の全放射率はほぼ1.0と，完全黒体に等しいことが分かっている．

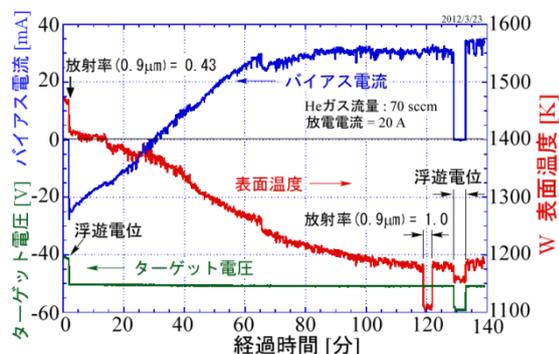


図3.1 Heプラズマ長時間照射によるW表面のナノ構造形成過程．長時間照射によって照射開始直後バイアス電流の正方向への増加と浮遊電位と表面温度の低下を見ることができる．

4. 電子ビームを用いたプラズマ熱流評価

エネルギー伝達係数を求めるには(1)式で定義されるように高熱流のプラズマがプラズマ対向面に与える熱負荷を定量的に知る必要がある．熱負荷の測定は電子ビームを用いたプラズマ熱流の測定手法を採用した．既知の電子ビームエネルギーが試験板への熱負荷の役割を果たす．この時，電子ビーム照射によるW試験板の表面温度を放射温度計で測定する．このようにして既知の電子ビームパワー P と表面温度 T との対応関係を経験的に求めることができる．この熱負荷と表面温度の関係を多項式によるフィッティングで表現した．電子ビーム熱負荷とW試験板の表面温度の関係を図4.1に示す．

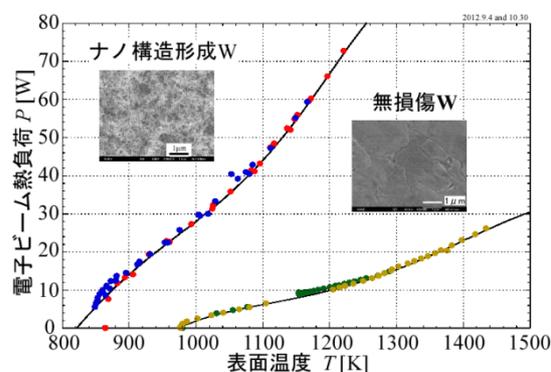


図4.1 電子ビーム熱負荷 P とW試験板の表面温度 T の関係．黒丸が測定データであり，実線はフィッティング曲線．

5. ヘリウムプラズマ熱流のシース電圧依存性

Heプラズマ中に挿入されたW試験板に周期的な負のバイアス電圧を加え，シース電圧の時間変化に伴うW試験板の表面温度の変化を放射温度計で測定した．正弦波バイアス電圧の印加によるプラズマ熱流入量の時間変化の際に現れる熱慣性効果をできるだけ小さくするようにW試験板の厚さは15μmの箔を使用し，また，シース電圧正弦波の周期は125秒とゆっくりしたものとしている．

図5.1に示すように実験は照射開始直後から100分程度行った．照射開始直後のW表面は無損傷でフラットな状態であるが，Heプラズマの照射により照射開始から表面にナノ構造が形成され始め，それらが成長し，その層の厚みが増していく．これより表面がフラットな状態と表面に微視的ナノ構造が形成されているそれぞれの場合に流入するプラズマ熱流を区別して測定することが出来る．図5.2は照射開始直後から5分間と大局的温度低下が落ち着いた照射開始から90分~95分の拡大図である．ここで測定した表面温度を先ほどの電子ビームを用いて求めた経験式を用いて熱流束に換算することでHeプラ

ズマ熱流を算出することができる。

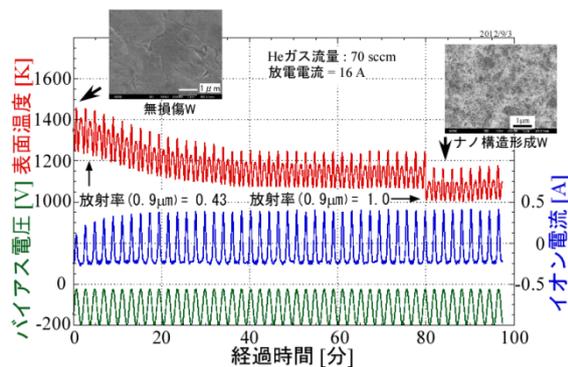


図 5.1 プラズマ熱流測定のための He プラズマ照射の時間変化。シース電圧は正弦的に変化 (電圧: -23.6~-198.0V, 周期: 125 秒)。

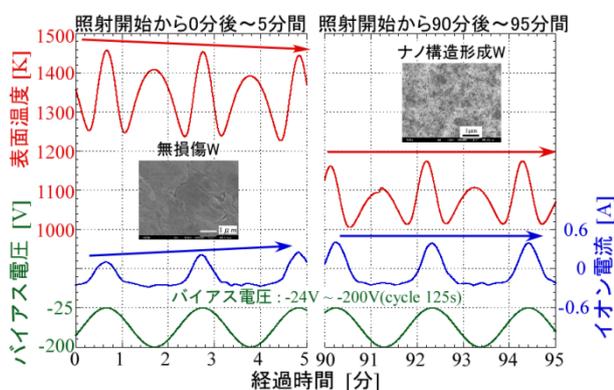


図 5.2 He プラズマにおけるプラズマ熱流測定実験。バイアス電圧は周期 125 秒で-23.6~-198.0V の正弦波である。バイアス電圧が深くなる範囲ではイオンエネルギー流束が、浅くなる範囲では電子エネルギー流束が W 試験板へ流入していることが表面温度の変化から見る事が出来る。

6. タングステンターゲットに対するヘリウムプラズマという組み合わせにおけるエネルギー伝達係数

エネルギー伝達係数の定義式より無損傷 W とナノ構造形成 W のシース電圧に関するエネルギー伝達係数をまとめたものが図 6.1 である。

無損傷 W とナノ構造形成 W それぞれにおけるエネルギー伝達係数の特性曲線を比較すると全体的にナノ構造形成 W に対して、無損傷 W のエネルギー伝達係数は半分程度に小さくなっている事が分かる。これは 1) イオンエネルギー反射係数の増加と 2) 表面からの電子放出による実効的な流入エネルギーの減少が原因ではないかと考えられる。表面構造の異なるそれぞれの W 試験板に対してのイオンエネルギー反射係数 R_{iE} を求めるとナノ構造形成 W に関しては $R_{iE} = 0.32$ 、無損傷 W に関しては $R_{iE} = 0.58$ であった。核融合科学研究所データベース[11]

によるとイオンの入射エネルギー: 20eV では $R_{iE} = 0.53$ 、入射エネルギー: 50eV では $R_{iE} = 0.45$ であり、斜め入射の入射角が大きいかほどエネルギー反射係数は垂直入射時と比べて大きくなる。

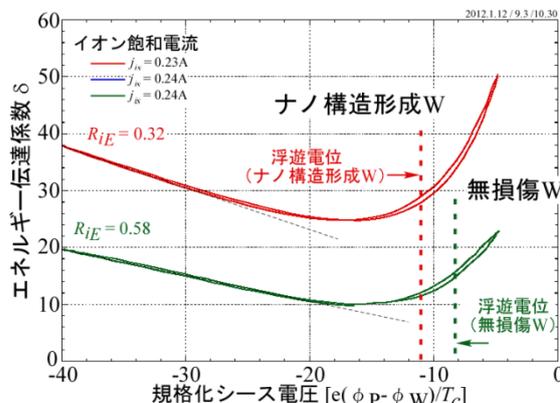


図 6.1 He→W におけるエネルギー伝達係数測定結果。上の実線はナノ構造形成 W に対して、下の実線は無損傷 W に対しての測定によるエネルギー伝達係数特性曲線である。縦に伸びている破線は無損傷 W、ナノ構造形成 W それぞれに対しての測定された浮遊電位を表す。

1)の表面構造に依る無損傷 W とナノ構造形成 W におけるイオンエネルギー反射係数の相違は次のように理解することができる。ナノ構造形成 W におけるイオンエネルギー反射係数が無損傷 W と比べて大きくなっているのは、図 6.2 に模式的に示すようにナノ構造形成時は表面の繊維構造に入射イオンが連続的に衝突することによってイオンエネルギー反射係数を実質的に小さくしているのではないかと考えられる。

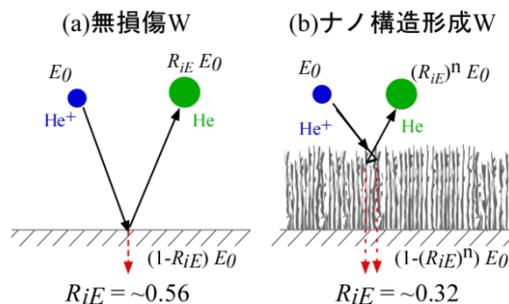


図 6.2 微視表面構造に依存したイオンエネルギー反射係数の変化。ナノ構造形成時は表面の繊維構造に入射イオンが連続的に衝突することによって無損傷時と比べてイオンエネルギー反射係数が減少する物理モデル。

2)の表面からの電子放出に関しては 2 電子温度プラズマ中の高温電子による 2 次電子放出と He イオンが W 試験板表面で再結合する際に電子が放出されるオージェ電

子放出[12]の2種類の過程が考えられる。これらの素過程を考慮してエネルギー伝達係数測定結果の理論評価を行った。結果を図6.3に示す。実線が測定結果で破線が理論曲線である。

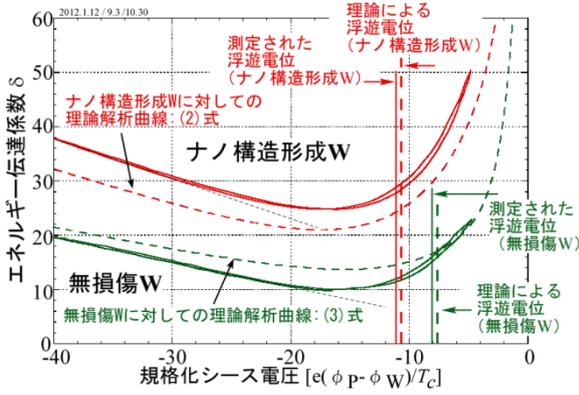


図6.3 He→Wにおけるエネルギー伝達係数。実験と理論の比較。試料表面からの電子放出が抑制されるナノ構造形成Wの方が無損傷Wと比較して理論曲線と近いエネルギー伝達係数のシース電圧特性を示している縦に伸びる実線は測定によって得られた浮遊電位で破線は理論式によって得られた浮遊電位であり無損傷W、ナノ構造形成Wそれぞれに対してのものである。

ナノ構造形成Wに関しては先に述べた(2)式を用いて理論評価を行った。無損傷Wに関しては先に述べた表面からの電子放出による実効的な熱負荷の減少を考慮した、以下に示す(3)式を用いて理論評価を行った。表面からの電子放出を考慮したエネルギー伝達係数の理論式については以下のように表される。

$$\delta = \frac{-e(\phi_p - \phi_w)(1 - R_{IE}) + e\phi_r - e\phi_w\gamma_{Aug}}{T_c} + (1 - \alpha)\chi_c \exp\left[-\frac{e(\phi_p - \phi_w)}{T_c} + 0.5\right] + \left(2\alpha\beta - \frac{e\phi_w}{T_c}\gamma_e\right)\frac{1}{2}\chi_h \exp\left[-\frac{e(\phi_p - \phi_w)}{T_c\beta} + \frac{0.5}{\beta}\right], \quad (3)$$

ここで $e\phi_w$ は仕事関数、 γ_{Aug} はオージェ電子放出係数、 γ_e は高エネルギー1次電子による2次電子放出係数である。

一方、試験板が電氣的に浮遊状態の時ではW試験板へ流れる正味の電流 I_{TOT} が $I_{TOT} = 0$ になるので浮遊電位はイオン電流 j_i 、低温電子電流 j_c 、高温電子電流 j_h を用いて正味の電流 I_{TOT} を表した $I_{TOT} = j_i - (j_c + j_h) = 0$ という条件式から求めることが出来る。プラズマシース領域ではイオンの速度は音速 C_s 以上であるのでイオン電流密度は次式で与えられる。

$$j_i = en_{se}C_s, \quad (4)$$

ここで $C_s (= \sqrt{T_{eff}/m_i})$ は音速、 n_{se} はシース端でのプラズマ密度である。低温電子電流密度については

$$j_c = (1 - \alpha)en_{se}\frac{\langle v(T_c) \rangle}{4} \exp\left[\frac{e(\phi_w - \phi_0)}{T_c}\right], \quad (5)$$

高温電子電流密度については

$$j_h = \alpha en_{se}\frac{\langle v(T_h) \rangle}{4} \exp\left[\frac{e(\phi_w - \phi_0)}{T_h}\right], \quad (6)$$

と表される。ここで $\langle v(T) \rangle (= \sqrt{8T/\pi m_e})$ は温度 T でマクスウェル分布している電子の速さの平均である。シース端まではプラズマの準中性が成り立つ事を仮定しているのでイオン密度と電子密度は等しい。2電子温度プラズマに対するボーム条件より

$$e(\phi_p - \phi_0) = \frac{1}{2}mV_o^2 = \frac{T_{eff}}{2}, \quad (7)$$

となり、これより $\phi_w - \phi_0$ は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \phi_w - \phi_0 &= \phi_w - \phi_p + (\phi_p - \phi_0) \\ &= \phi_w - \phi_p + \frac{T_{eff}}{2e}, \end{aligned} \quad (8)$$

ここで実効電子温度 T_{eff} は次式で与えられる。

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{1 - \alpha}{T_c} + \frac{\alpha}{T_h}, \quad (9)$$

以上に基づき、無損傷Wとナノ構造形成Wに対してのプラズマ電位を基準として規格化された浮遊電位の理論式を求める。無損傷Wに関しては高温電子が優勢な状況下を仮定し、表面からの2次電子放出を考慮したときの浮遊電位の条件式

$$(1 + \gamma_{Aug})j_i - \{j_c + (1 - \gamma_e)j_h\} = 0, \quad (10)$$

に(4)式、(5)式、(6)式を代入し(8)式を用いてプラズマ電位を基準とした形に書き換えると

$$(1 + \gamma_{\text{Aug}}) \left(1 + \frac{\alpha}{\beta} \right)^{-1/2} = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \times \left\{ \begin{array}{l} (1-\alpha) \exp\left[-\frac{e(\phi_p - \phi_w)}{T_c} + 0.5\right] \\ + (1-\gamma_e) \alpha \sqrt{\beta} \exp\left[-\frac{e(\phi_p - \phi_w)}{T_c \beta} + \frac{0.5}{\beta}\right] \end{array} \right\}, \quad (11)$$

と表すことができる. ナノ構造形成 W に関しての浮遊電位は先程述べた表面からの電子放出が抑制されるので (11)式より $\gamma_e = \gamma_{\text{Aug}} = 0$ として求めた. (11)式は超越方程式であるため, C 言語プログラムによる Newton 法を行なって求めた. エネルギー伝達係数測定時における無損傷 W とナノ構造形成 W それぞれに関する浮遊電位の測定値と理論値をまとめた表を表 6.1 に示す. 高温電子温度 $T_h = 30\text{eV}$ における 2 次電子放出係数 $\gamma_e(T_h = 30\text{eV})$ に関しては大宅氏による Maxwell 分布している電子に対しての PIC(Particle-In-Cell)シミュレーション結果[13]によって得られた $\gamma_e(T_h = 30\text{eV}) = 0.78$ よりも小さい値であれば, シース電圧が浅い領域での理論解析曲線が測定値を下回らないという事が分かった. 高温電子は放電電圧 E_c より高いエネルギーがカットされた Maxwell 分布をしているので以下のように, 大宅氏の入射エネルギー E_p に対しての 2 次電子放出係数 $\gamma_e(E_p)$ [12] を 0eV から 100eV までの範囲で積分を行った. (13)式より得られた電子温度に対しての 2 次電子放出係数 $\gamma_e(T_h = 30\text{eV})$ は $\gamma_e(T_h = 30\text{eV}) = 0.48$ となり, 測定値を下回らない理論解析曲線を得ることができた.

$$\gamma_e(T_h = 30\text{eV}) = \int_0^{E_c} \gamma_e(E_p) \exp\left(-\frac{E_p}{T_h}\right) d\left(\frac{E_p}{T_h}\right), \quad (12)$$

なお, 理論解析曲線に使用したパラメータは $\alpha = 6.3\%$, $T_c = 5\text{eV}$, $T_h = 31\text{eV}$, $\phi_p = 5\text{V}$, $\gamma_e(T_h = 30\text{eV}) = 0.48$, $\gamma_{\text{Aug}} = 0.28$, $e\phi_w = 4.54$, $E_c = 100\text{eV}$ である. オージェ電子放出係数 γ_{Aug} は文献[12]より入射エネルギー 50eV の時の値を参考にした. イオンエネルギー反射係数 R_{IE} は測定値と同じ値を使用した.

表 6.1 エネルギー伝達係数測定時における規格化された浮遊電位の測定値と理論値の比較表.

	測定値	理論値
無損傷 W	-8.11	-7.60
ナノ構造形成 W	-11.03	-10.75

7. まとめ

2 電子温度 He プラズマにおける W へのエネルギー伝達係数測定結果について次の観点から考える. A. プラズマ対向面の表面形状にエネルギー伝達係数は依存する. B. プラズマ対向面の表面形状にイオンエネルギー反射係数は依存する. C. 2 次電子放出係数に実効的に寄与する高温電子温度は実際のものより小さい.

まず A に関して, 今回の測定で無損傷 W とナノ構造形成 W のエネルギー伝達係数測定結果を見るとナノ構造形成 W の測定値に対して無損傷 W の測定値はほぼ半分の値を示している. これはイオンエネルギー反射係数の変化とイオンによるオージェ電子放出と材料表面からの電子放出による 2 種類の素過程による影響ではないかと考えられる.

B について, 表面に微細繊維構造が形成されると入射イオンが繊維構造と連続的に衝突する事により, 実質的にイオンエネルギー反射係数が減少する. イオンエネルギー反射係数が減少するという事は, 与えられた入射エネルギーを反射する割合が減少するという事になり, プラズマ対向面に流入する熱負荷を増加させる.

C に関して, 大宅氏の PIC シミュレーションによる Maxwell 分布している電子の電子温度と 2 次電子放出係数のシミュレーション結果を用いて 2 次電子放出係数を選定し, エネルギー伝達係数の理論解析曲線による 2 次電子放出に関しての特性評価を行ったが大宅氏の文献値ではシース電圧が低い領域のみエネルギー伝達係数が測定値と比べて小さくなってしまい, 測定によって得られたエネルギー伝達係数のシース電圧特性を評価できる理論解析曲線を得ることができなかった. これより, 2 次電子放出に実効的に寄与する高温電子温度はプローブ測定によって求められた高温電子温度より小さいと判断できた. この原因は 2 次電子放出に寄与する高温電子は放電電圧より高いエネルギー領域がカットされた Maxwell 分布をしているためではないかと推測される.

謝辞

本研究遂行にあたり, 愛知工業大学工学部電気学科 中西 浩規氏の協力を深く感謝します.

参考文献

- [1] 時谷 政行, 上田 良夫, “小特集 核融合プラズマおよびダイバータにおけるタングステン研究の進展と課題 3.ITERに向けたタングステンPWI研究の進展と課題”, J. Plasma Fusion Res. **87**, 591-599(2011).
- [2] 高村 秀一 “境界領域プラズマ理工学の基礎” 森北出版株式会社 2010.
- [3] S. Takamura : “Characteristics of the Compact Plasma Device AIT-PID with Multicusp Magnetic Confinement”, IEEJ Trans.**7(S1)**, S19-S24(2012).
- [4] S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura : “Experimental study on plasma heat flow to plasma facing materials”, J. Nucl. Mater. **223**, 286-293(1995).
- [5] S. Takamura, N. Ohno, D. Nishijima and S. Kajita : “Formation of Nanostructured Tungsten with Arborescent Shape due to Helium Plasma Irradiation”, Plasma Fusion Res., Rapid Communications, **1**, 051(2pp)(2006).
- [6] S. Takamura, T. Miyamoto, Y. Tomida, T. Minagawa and N. Ohno : “Investigation on the effect of temperature excursion on the helium defects of tungsten surface by using compact plasma device”, J. Nucl. Mater. **415**, S100-S103(2011).
- [7] S. Takamura, T. Miyamoto, and N. Ohno : “Effects of fibre-form nanostructures on particle emissions from a tungsten surface in plasmas”, Nucl. Fusion **52**, 123001(8pp) (2012).
- [8] S. Takamura, T. Miyamoto, N. Ohno : “Cooling Characteristics and Mitigation of He-Defected Tungsten with Nanostructured Surface”, 24th Fusion Energy Conference, 8-13 October 2012, San Diego, USA, EX/P5-06(2012).
- [9] S. Takamura, T. Tsujikawa, Y. Tomida, K. Suzuki, T. Minagawa, T. Miyamoto, and N. Ohno : “Compact Plasma Device for PWI Studies”, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9**, 441-445(2010).
- [10] S.S. Mackeown : “THE CATHODE DROP IN AN ELECTRIC ARC”, Phys. Rev. **34**, 611-614 (1929).
- [11] W. Eckstein and H. Verbeek : ”Data Compendium for Plasma-Surface Interactions”, Nucl. Fusion Special Issue(IAEA,Vienna,1948)p.12.
- [12] F. M. Propst and E. Luscher : “Auger Electron Ejection from Tungsten Surfaces by Low-Energy Ions”, Phys. Rev. **132**, 1037-1046(1963).
- [13] K. Imai, K. Ohya, G. Kawamura and Y. Tomita : “Electron Velocity Distribution at a Sheath Edge in the Presence of Secondary Electron Emission From a Metal Surface”, Contrib. Plasma Phys. **50**, 458-463(2010).
- [14] H. Bruining : “PHYSICS AND APPLICATIONS OF SECONDARY ELECTRON EMISSION”, London Pergamon Press Ltd.(1954).

(受理 平成25年3月19日)