



ISSN 1349-1113  
JAXA-RR-09-004

# 宇宙航空研究開発機構研究開発報告

## JAXA Research and Development Report

---

イオン加速グリッド耐久認定用数値解析  
JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives)  
ツールの研究開発ワークショップ論文集

宇宙科学研究本部  
船木 一幸 編

2010年2月

宇宙航空研究開発機構  
Japan Aerospace Exploration Agency

# 目 次

序 文	1
船木 一幸・國中 均・篠原 育・嶋 英志	
JIEDI-1 ツールの開発（イオンエンジングリッド損耗評価コードの改良）	1
中野 正勝・梶村 好宏・船木 一幸	
粒子法によるイオンエンジングリッド損耗解析	10
宮坂 武志・安里 勝雄・小林 勉・柴田 悠基	
低エネルギー Xe 原子による炭素スパッタリングの分子動力学シミュレーション	21
村本 哲也・剣持 貴弘・百武 徹・西田 迪雄	
低エネルギーカーボンスパッタリングに関する Xe 蓄積効果	26
剣持 貴弘・和田 元・百武 徹・村本 哲也・西田 迪雄	
イオンエンジンにおけるビーム中和電子の粒子解析	32
白井英之・鐘ヶ江将詩	
レーザートムソン散乱法による小型マイクロ波放電型イオンエンジンにおけるプラズマ状態の測定	39
山本 直嗣・富田 健太郎・真島 周・山崎 尚人・近藤 慎也 鶴 哲平・中島 秀紀・内野 喜一郎	
イメージスキャナを用いた平板C/Cグリッド孔径の統計的分析	47
豊田 康裕・西山 和孝・國中 均	
多チャンネル QCM を用いたディファレンシャル・スパッタリングの計測	53
西村 太郎・小泉 宏之・國中 均・山極 芳樹	
可視化イオンエンジンによるイオン抽出系評価	60
中山 宜典・中野 正勝	

## 序 文

近年、電気エネルギーを用いて推進剤を加速する電気推進ロケットの開発が急ピッチで進んでおり、多数の静止衛星の南北間軌道制御等に用いられると共に、惑星探査機の軌道間遷移用主エンジンとしても注目されている。電気推進ロケットの中で最も高い推進性能を誇るイオンエンジンは、化学推進に比べて、その推力は著しく小さいが、比推力が非常に高いのが特徴である。イオンエンジンを1年から数年の長期間用いる事で、静止衛星のペイロード率向上や長寿命化が可能になり、また、小惑星探査機「はやぶさ」での実績が示すように、惑星探査機の低コスト化・ミッション期間短縮化が可能となる。

多様な宇宙ミッションに応じて様々な仕様のイオンエンジンが必要となるが、イオンエンジンの開発・評価に必要な期間は数年と長く、この事実は、各種ミッションへのイオンエンジンの速やかな投入を妨げている。特に、イオンエンジンの耐久性評価には1万時間（約1.1年）以上と長い期間が必要とされるため、耐久性評価はイオンエンジン開発期間の大部分を占めるということが理解できる。もしも耐久評価の一部を数値的な解析にゆだねる事ができれば、イオンエンジンの開発期間を大幅に短縮することが可能であろう。このように、イオンエンジンの数値的な寿命評価ツールへ寄せられる期待は大きい。このため、JAXAでは、イオンエンジングリッド部の数値耐久性評価(JAXA Ion Engine Development Initiative, JIEDI)ツールの研究開発を実施している。

JIEDI ツールでは、過去の類似研究とは異なり、数値ツールの完成度を実用可能なレベルまで高めて、イオンエンジン実機的设计や耐久性評価に応用することを目指している。2006-2007年度に実施した「イオン加速グリッド耐久認定用数値解析ツールの研究開発ワークショップ」では、4つの研究開発テーマ：

- 高速なイオンエンジングリッド損耗解析ツールの研究開発
- イオンエンジンビームレット解析における数値解析予測精度の評価
- 低エネルギーキセノンイオンによるスパッタリング現象の解明とモデリング
- イオンエンジングリッド解析ツール検証のための実験研究

を選定し、これら課題に重点的に取り組むことになった。JIEDI ツールの研究開発は、国内の大学等研究機関の協力を得ながら JAXA 情報・計算工学センターと JAXA 宇宙科学研究本部が共同で進めており、2011 年末の JIEDI ツール完成を目指している。

本論文集は、JIEDI ツールの研究開発と関連研究課題についてのこれまでの成果を、合計9編の論文としてまとめたものである。本論文集が、JIEDI ツールの完成のため、そして、国内イオンエンジン研究コミュニティの更なる発展のための一助となれば幸いである。

JAXA 宇宙科学研究本部  
船木一幸  
國中 均

JAXA 情報・計算工学センター  
篠原 育  
嶋 英志

# JIEDI-1 ツールの開発 (イオンエンジングリッド損耗評価コードの改良)

中野正勝<sup>1</sup>, 梶村好宏<sup>2</sup>, 船木一幸<sup>3</sup>

Development of the JIEDI-1 tool : improvements to the grid erosion  
evaluation code developed in 2007

By

Masakatsu NAKANO<sup>1</sup>, Yoshihiro KAJIMURA<sup>2</sup> and Ikkoh FUNAKI<sup>3</sup>

**Abstract** : Improvements have been made to the grid erosion evaluation code (JIEDI-1) to achieve robust convergence and to enhance the accuracies of grid life estimations. The major improved features of the code are 1) the use of Newton-Raphson method and the ICCG solver, 2) modifications of the inlet boundary conditions, 3) incorporation of the differential sputtering yield and redeposition effect of the grid material, and 4) solution-adaptive mesh generation. The last feature is realized by the commercial mesh generation software “pro-STAR”. Numerical code prediction of grid mass loss showed good agreement with that of  $\mu 10$  ion engine life test, with robust convergence and improved simulation time by a factor of 3~4 in comparison with the previous code.

**Key words** : Ion engine , Grid erosion,  $\mu 10$ , JIEDI-1, JIEDI tool, Life test

## 1. はじめに

イオンエンジンは推進剤をプラズマ化させ、イオンを静電加速することで推進力を得る宇宙用のロケットエンジンである<sup>1,2)</sup>。他のロケットエンジンよりも推進剤消費量が少ない点を特徴とし、深宇宙探査機の主推進や地球周回衛星の軌道・姿勢制御に用いられるが、推力が極めて低いために数千から数万時間にも及ぶ長時間の作動が要求される。イオンエンジンは海外を中心に既に 100 台を越える搭載実績があるが、機種ごとに実時間寿命評価試験を経て搭載に至っている。小惑星探査機はやぶさ搭載の  $\mu 10$  イオンエンジンでは 18,000 時間に亘る寿命評価試験を行った<sup>3)</sup>。このように、イオンエンジンでは開発期間の多くを寿命評価試験に費やさねばならず、改良を含めた新機種開発が進みにくい。更なる長時間作動が達成できれば、より広範囲に亘る深宇宙探査や衛星の長寿命化が期待できるが、作動時間の長期化に伴い必要な寿命評価試験も長期化することから各種ミッションへのタイムリーなイオンエンジンの投入が妨げられていると言えよう。

この寿命評価試験を数値解析によって代替する試みが近年国内外で精力的に進められており、宇宙航空研究開発機構によるイオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiative) ツールの研究開発もその一つである<sup>4,5)</sup>。本稿で述べる JIEDI-1 ツールは JIEDI ツール開発の第一段階のものであり、多孔からなるイオンエンジン加速部の一孔に着目し、そこで引き起こされるグリッド損耗を解析することでイオン加速系の寿命を評価することを目的として開発が行われている。

<sup>1</sup> Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology

<sup>2</sup> Kyushu University (Presently, Kyoto University)

<sup>3</sup> ISAS/JAXA

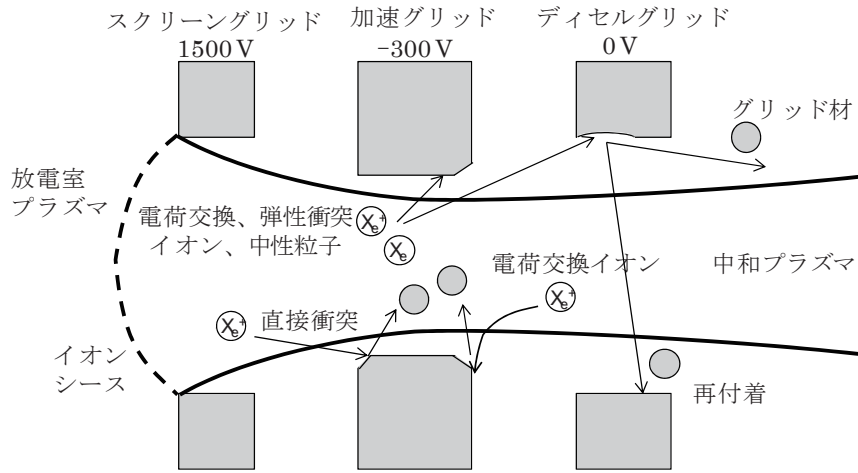


図1 イオンエンジングリッドの損耗メカニズム

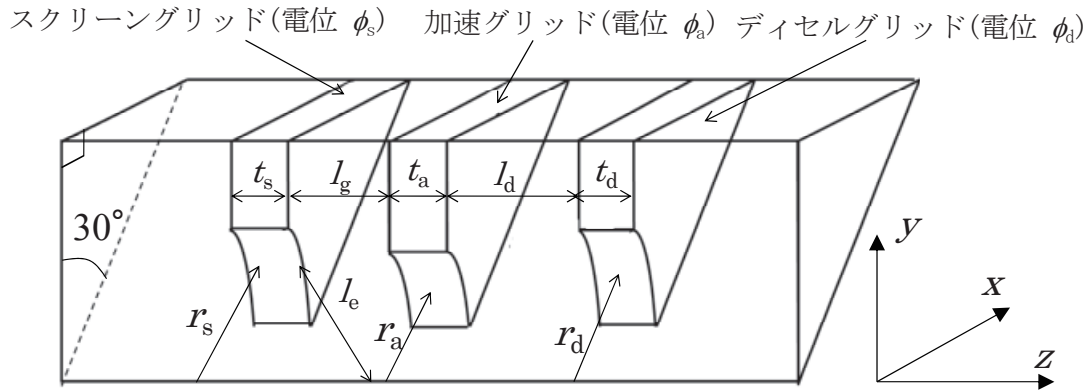


図2 JIEDI-1 コードにおける解析領域と記号の説明

イオンエンジンの構成要素の中で、イオン加速系は、印加した電圧差によりイオンを加速するもので、プラズマ生成部とともにイオンエンジンを構成する重要な要素である。この加速系の中で電位が低い加速グリッドや減速グリッドには、加速途中のイオンと中性粒子との間の衝突で生成したイオンや中性粒子が衝突し、スパッタ損耗が起こることが知られている(図1)。これは直流放電方式やマイクロ波放電方式などのプラズマ生成法を問わず起こる現象であり、イオンエンジンにおける寿命制限要因の一つである。

イオンエンジンの加速系を評価するコードは2次元軸対称のものから3次元のものまで多くが開発されている<sup>6-12)</sup>。解析手法としては、加速系の電位分布とイオン軌道を反復計算により自己無頓着に求めるもので、イオンを粒子として扱うか(PIC法)、流れを持つビームとして扱うか(flux-tube法, streamline-PIC法)に大別されるものの、解析手法としては確立した段階にある。一方で、イオンエンジングリッドの損耗評価を対象とした解析は限られており、損耗原因となる粒子としても電荷交換イオンのみを扱ったものが多い。2007年度に開発されたコードでは、電荷交換衝突に加え、衝突の際に生成する中性粒子や弾性衝突などの影響を含んだ本格的な解析が初めて行われたが<sup>5)</sup>、中和電子逆流やグリッドの構造破壊などの加速グリッド系の寿命制限要因を評価するには、計算のロバスト化や精度の向上が課題であった。

本研究では、2007年度に構築したコードに改良を行うことでツールの完成度を高めた。具体的な改良点としては、1) ポアソン方程式の求解におけるNewton-Raphson法とICCG法の導入による収束性の向上と高速化の

実現, 2) 主流イオンビーム流入境界条件の確立, 3) 微分スパッタ率 (グリッド表面への入射角とスパッタ率の関係) と損耗して放出されたグリッド材の再付着計算への対応, 4) 高精度解適合解析メッシュの利用 (pro-STAR の使用) である. 本稿では,  $\mu 10$  イオンエンジンの耐久性能試験結果と比較することでコード検証を行うとともに, 収束性や計算時間などの評価を併せて行ったので, それらについて記すものとする.

## 2. 計算モデルの改良

### 2.1. 計算の概要

グリッド損耗計算の詳細については 2007 年度の報告書<sup>13)</sup>に記されているため, ここでは概要を簡潔に記すと共に改良点を下線で示すものとする.

- 1) 入力パラメータに対応して, 初期メッシュを構築する (pro-STAR の使用).
- 2) 自由分子流計算によりグリッド間の中性粒子分布を求める.
- 3) 電位分布と主流イオンビーム分布を繰り返し計算により自己無頓着に求める. (Poisson 方程式求解の改良).
- 4) 中性粒子と主流イオンビーム間の衝突を評価し, グリッド損耗をもたらすイオンと中性粒子を追跡する.
- 5) グリッドに衝突する粒子流束, エネルギー及び衝突角から微分スパッタ率を用いて損耗粒子の飛散方向を決定すると同時にスパッタ率を評価する.
- 6) 損耗粒子の軌道を追跡し, 再付着率からグリッドへの堆積率を求める.
- 7) 損耗率と堆積率の差から一定時間後のグリッド形状を pro-STAR により求め, 必要時間になるまで 2) に戻ること繰り返す.

2007 年度モデルから変更された箇所について以下に説明を加える. 解析領域は 2007 年度モデルと同じ図 2 に示される  $30^{\circ}$ – $60^{\circ}$ – $90^{\circ}$ 度の直角三角柱領域である. 図 2 には本稿で使用される記号の幾何形状の定義も示す.

### 2.2. ポアソン方程式の求解

電位  $\phi$  は, イオンと電子の電荷密度を  $\rho_i, \rho_e$  として, ポアソン方程式

$$\nabla^2 \phi = -(\rho_i - \rho_e) / \epsilon$$

から決定される. スクリーングリッドから加速グリッドに亘る空間電荷制限領域において電子密度は 0 と考えてよいが, 放電室や加速グリッド下流では電子が存在するため, 右側の電子密度を評価しなくてはならない. そこで, 電子密度は電子温度  $T_e$  [eV] のボルツマンの関係式で与えられるものとして, 局所電位  $\phi$  と下流プラズマ電位  $\phi_0$  との電位差から次のように計算する.

$$\rho_e = \rho_{e0} \exp((\phi - \phi_0) / T_e)$$

イオンの密度は主流のイオンビームの軌道を解く際に合わせて求められる.

このポアソン方程式は有限要素法により,  $\mathbf{K}$  を拡大係数行列,  $\mathbf{F}$  をボルツマンの関係式に起因する  $\exp$  項を含む非線形ベクトル関数として

$$\mathbf{K}\phi = \mathbf{F}(\phi)$$

と書くことができる. Newton-Raphson 法を用い, 右辺を 1 次まで展開することにより

$$\mathbf{K}(\phi + \Delta\phi) = \mathbf{F}(\phi + \Delta\phi) \doteq \mathbf{F}\phi + \mathbf{G}\Delta\phi$$

$$\Delta\phi = -(\mathbf{K} - \mathbf{G})^{-1}(\mathbf{K}\phi - \mathbf{F})$$

から電位を修正していく. 行列解法には不完全コレスキー分解前処理付き共役勾配法 (ICCG 法) を用いた.

### 2.3. イオンビーム軌道計算と流入条件

イオンビームの軌道は運動方程式

$$M\mathbf{v}\nabla\mathbf{v} = -q\nabla\phi$$



を解くことにより決定した。ここで、 $M$ はイオンの質量、 $\mathbf{v}$ はイオンの速度ベクトル、 $q$ はイオンの電荷である。中性原子(Xe原子やグリッド材)を追跡する際には右边を0として計算する。

主流イオンビームは上流境界から流入させるが、流入速度  $u_{\text{inlet}}$  ならびに上流境界におけるプラズマ密度  $n_x$ はスクリーングリッド付近にシースが形成されていることから次のように決定した(図3参照)。

すなわち、シースが形成されるには、ボーム条件から放電室プラズマ電位からシース端までに  $\phi = T_e/2$  [eV]以上の電位降下が必要なので、ボーム速度を  $u_B = (eT_e/m_i)^{0.5}$ として、プラズマ密度を  $n_x$ 、シース端の電位密度を  $n_e$ とすれば

$$n_e = n_x \exp(-\phi/T_e) = n_x \exp(-0.5)$$

が成り立つ。上流境界から流入するイオンの電流密度  $J$ はシース端でも同一であり、プラズマの準中性から

$$J/e = n_x \times u_{\text{inlet}} (\text{上流境界}) = n_i \times u_B (\text{シース端}) = n_e \times u_B (\text{シース端})$$

でなければならない。この式を解くことで、

$$u_{\text{inlet}} = \exp(-0.5) \times u_B$$

$$n_x = J \times \exp(0.5) / e / u_B$$

となる。

2007年度のコードではイオンの流入速度を熱速度で与えていたが、熱速度がボーム速度よりも小さいため、上流境界におけるプラズマ密度が大きくなっていた。その結果、デバイ長が小さくなり、必要なメッシュ数が多くなっていた。今回の境界条件の改良により必要な接点数を20%程度削減することが可能である。なお、境界条件を変えたことによるビーム軌道やグリッド損耗に与える影響は見られていない。

## 2.4. 微分スパッタ率と再付着モデル

グリッド表面における損耗量は、グリッドへの入射粒子の流束を  $\Gamma$ 、スパッタ率を  $Y$ 、グリッドへの入射エネルギーを  $E$ 、入射角度を  $\theta$ として、

$$\Gamma_g = \Gamma \times Y(E, \theta)$$

の総和を取ることによって与えられる。入射原子の数に対してどれだけのグリッド原子が飛び出すかを示すスパッタ率は文献値<sup>14,16)</sup>などから与えることができる。

一方で、スパッタされたグリッド材料は様々な方向へ放出され、他のグリッド表面に達するものもある。グリッド表面に達した原子の多くは(C/Cでは78%との報告<sup>17)</sup>あり)付着(再付着)することから、スパッタ損耗の評価の際には単純なスパッタ量だけではなく、この再付着量を減じた値で評価しなくてはならない。そのためには、損耗された原子の飛散方向を求め、どこに再付着するのかを追跡する必要がある。

流束  $\Gamma$ を持つ入射粒子によって、グリッドから見て  $(\theta_p, \phi_p)$  方向へ飛散される量は、微分スパッタ率  $dY$ を用いて

$$d\Gamma_{g\theta_p\phi_p} = \Gamma \times dY(E, \theta, \theta_p, \phi_p)$$

と書ける。グリッドへ入射するイオンと中性粒子の全てについて和を取ることによって、グリッドから見て  $(\theta_p, \phi_p)$  方向に飛散する流束は

$$\Gamma_{g\theta_p\phi_p} = \sum d\Gamma_{g\theta_p\phi_p}$$

と求めることができる。

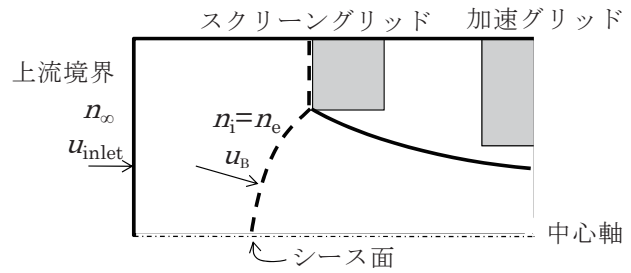


図3 上流境界条件

コードにおいては、グリッド表面に対応する要素面について、それを覆うような仮想的な半球を想定し、半球表面を等立体角のパネルに分割してパネル毎に飛散量を記憶する。主流イオン、電荷交換イオン、弾性散乱イオン、それらと同時に生成する中性粒子のグリッドへの衝突による飛散量をそれぞれ求めて和を取ることで、グリッド上の特定の場所から各方向に飛散するグリッド材の流束が計算できる。

その後、分割された立体角の中心方向に向けて流束 $\Gamma_{g\theta p\phi p}$ を持つグリッド材ビームを放出する。軌道の追跡方法は中性粒子軌道計算と同じである。ビームが他のグリッドに衝突した場合には、再付着率 $\phi_s$ を掛けることで付着量 $\phi_s \times \Gamma_{g\theta p\phi p}$ が求まる。

以上により、グリッド表面における損耗率と再付着率が求まったので、損耗率から再付着率を引いた正味の損耗率に適切な時間幅をかけることでグリッド表面の質量変化から体積変化、接点の位置変化の順で、損耗によるグリッド形状の変化が計算できる。

### 2.5. 高精度解適合メッシュソフトへの対応

昨年までのコードでは筆者が作成したメッシュ生成ソフトを用いて解析メッシュを構築していたが、市販ソフトウェアに対応すれば精度ならびに使い勝手が向上する。そこで(株)シーディ・アダプコ・ジャパン (CDAJ)が販売する汎用熱流体解析ソフトウェア「STAR-CD」の標準プリポストプロセッサ「pro-STAR」を用いて解適合メッシュ構築を行うこととした。メッシュ構築においては、グリッドの孔径、厚さ、間隔、グリッド分割数を指定することにより、自動的に初期解析メッシュを構築するマクロを開発した。現在、グリッド解析コードから出力されたグリッド表面の接点移動データを基にして、損耗を反映したメッシュを再構築できるようマクロの開発作業を進めている。なお、今年度は pro-STAR を使用したが、他のソフトウェアでも出力と入力データのコンバータを作成することで対応が可能な仕様となっている。

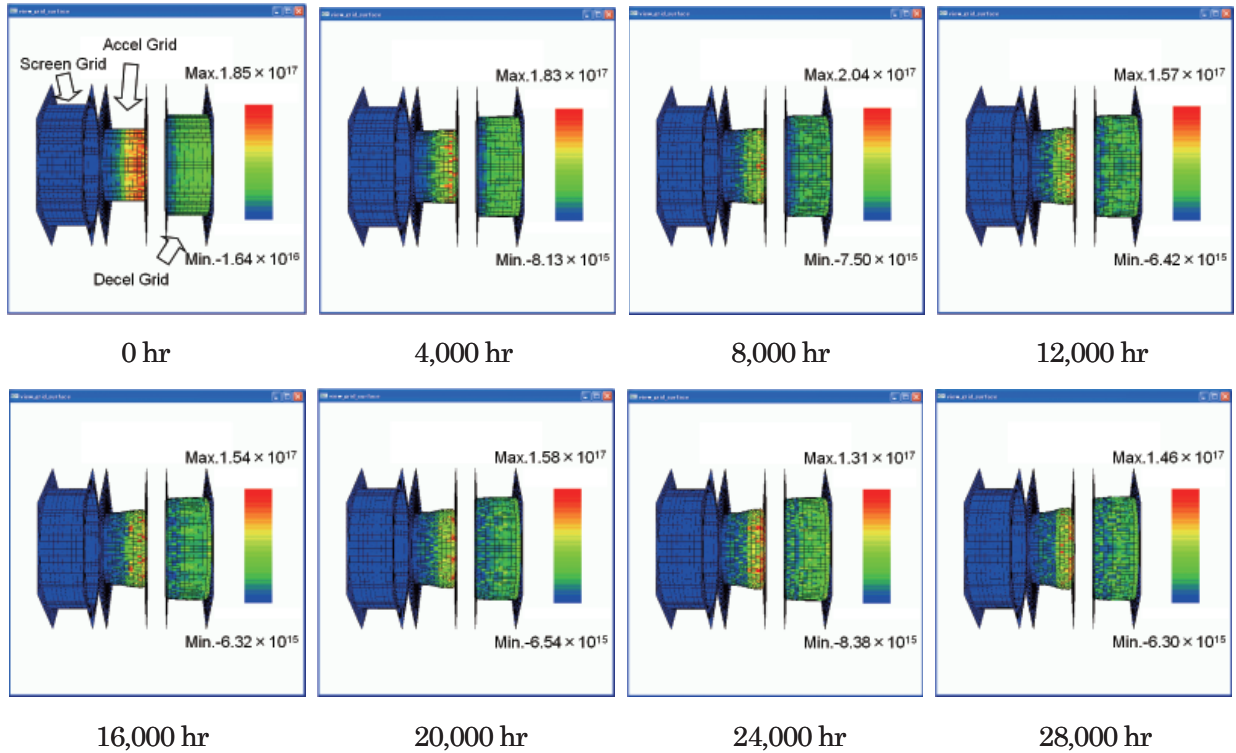


図4  $\mu 10$  グリッドの形状変化と損耗強度予測(放出原子数/ $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ )



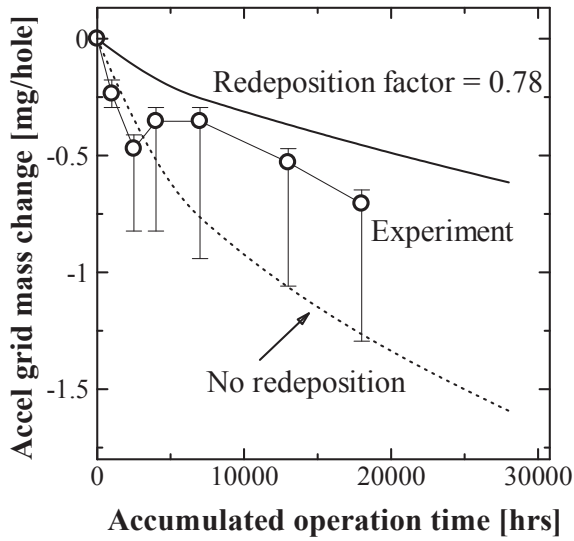


図5 マイクロ波イオンエンジン $\mu 10$ グリッド1孔あたりの質量変化

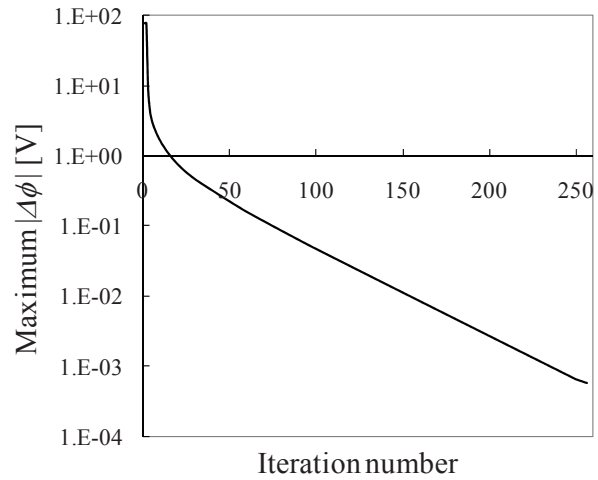


図6 電位計算における残差の変化例

### 3. 計算例

$\mu 10$  EM2 の C/C グリッド加速系<sup>18,19)</sup>について損耗を計算し、実験結果と比較することでコードの妥当性を評価した。スクリーングリッド、加速グリッド、減速グリッドの孔径は 3.0 mm, 1.8 mm, 2.5 mm, 各グリッドの幅を 1.0 mm, 1.0 mm, 1.0 mm, 間隔を 0.35 mm, 0.5 mm とし、スクリーングリッドの開口比を 0.67 とし、接点数 23,107, 要素数 20,025 のメッシュを用いて計算した。メッシュ構築においては、要素の軸方向間隔を放電室及び中和領域でデバイ長以下になるようにした。

イオンビーム及び中性粒子流束を決定するための作動条件として規格化パービانس (NP/H) の値を  $0.62 \times 10^{-9} \text{ A/V}^{1.5}$  ( $I_e = (I_e^2 + r_s^2)^{1/2}$  を用いた) とし、推進剤利用効率を 83% とした。スクリーングリッド電圧は 1,500 V, 加速グリッド電圧は -300V, 放電室のプラズマ電位は 30 V だけスクリーングリッド電圧よりも高い 1,530 V とした。放電室および下流の中和領域の電子温度は 6 eV とし、中性粒子、イオン、グリッドの各温度は 373 K とした。放電室に入射するイオンの密度と速度は 2.3 節に従って与え、中性粒子の速度は熱速度で与えるとともに、NP/H と推進剤利用効率から求めた中性粒子流束より中性粒子密度を決定した。また、下流における中和プラズマの密度は、上流境界におけるイオン流束にスクリーングリッド開口比を掛けたものを無限遠のイオンビームの速度  $(2e\phi_s/M)^{0.5}$  で除することで求めている。

推進剤である  $\text{Xe}^+ - \text{Xe}$  間の電荷交換衝突断面積は  $\sigma_{ce} = (17.35 - 2.34 \times \log(v)) \times 10^{-20} \text{ m}^2$  を与え、弾性散乱は Hard Sphere モデル ( $\sigma_{els} = 21.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ ) を用いた。上流境界より入射させる主流イオンビームの本数は一様な間隔で 56,651 本 (1 要素あたり 276 本が通過) を与え、スパッタ計算のために各要素から流出させる電荷交換イオンと中性粒子、弾性衝突イオンと衝突を受けた中性粒子の数は要素あたりそれぞれ 32 ペア (合計 128 個) とした。これら粒子の出発位置はランダムに決定し、乱数の生成にはメルセンヌツイスタ (MT19937) を用いた。なお、2 価イオンの割合は無視できるものとして計算には含んでいない。

現在のところ C/C の微分スパッタ率として利用可能なデータベースが存在しないため<sup>20)</sup>、スパッタ率を文献<sup>14,16)</sup>の Williams らのデータを用いて計算した後、グリッド表面から法線方向に見る空間を 64 個の等立体角に分割して均等な重み (1/64) を与えてグリッド表面材の飛散率とした。また、再付着率は文献<sup>17)</sup>から 0.78 と与える

ものとし、付着場所によらないものとした。グリッド形状の更新にあたり、時間刻みは昨年度の結果も踏まえ  $\Delta t = 2,000$  hrs とした。各時間ステップ毎のグリッド質量損耗量から C/C の比重を 1.7 としてグリッドの体積変化を求め、接点を移動させて損耗後のメッシュを再構築した。

図 4 にグリッド表面形状と損耗強度分布を示す。左からスクリーングリッド、加速グリッド、減速グリッドの順である。作動開始から 28,000 時間後まで 4,000 時間ごとに示しており、損耗強度は単位時間に単位面積から放出される原子数で色分けされている。各グリッドの中で最も損耗率が高いのは加速グリッド下流内壁部であり、経過時間と共に加速グリッド内径が増加していることが分かる。加速グリッド内壁下流側が激しく損耗を受けるという結果は実験結果と一致している。

計算によって得られた加速グリッド電流は作動直後で  $0.65 \mu\text{A}$  であった。その内訳は電荷交換衝突によるイオンが  $0.52 \mu\text{A}$  であり、弾性散乱イオンによるものが  $0.13 \mu\text{A}$  であった。電荷交換イオンの割合が高いものの弾性散乱によるイオンも全体の 20% を占めることから、この結果は、電荷交換衝突に加えて弾性衝突をモデル化する必要があることを示している。また、この電流値に孔数 800 個をかけることでグリッド電流を評価すると  $0.52 \text{ mA}$  であった。船木らの実験<sup>3)</sup>では加速グリッド電流値は  $0.5 \pm 0.05 \text{ mA}$  と報告されており、定量的にもよい一致を示している。

図 5 に加速グリッドの質量変化を実線（再付着率 0.78）で示すとともに、再付着なしを想定して計算した結果（no redeposition）を破線で示す。再付着の影響を含んで計算したものの方が、実験データ（文献 18 の Fig.7）とよい一致を示している。なお、本計算ではスパッタされたグリッド材料が全ての方向に均一に飛散するという簡易化されたモデルで計算しているが、現在百武らにより開発されている微分スパッタ率モデルの導入により今後更なる計算精度の向上が図られるであろう<sup>21)</sup>。

図 6 はポアソン方程式求解におけるイタレーションごとの残差（電位修正量の最大値）の変化の 1 例である。残差はイタレーションごとに単調に減少しており、250 回前後で  $10^{-3} [\text{V}]$  以下にまで減少する。この安定した電位の収束は Newton-Raphson 法の採用によりもたらされたと考えられる。また、計算時間は 2007 年度作成のコードと比べて 3~5 倍程向上した。これは Newton-Raphson 法による収束性の向上と共に、上流境界条件の改良によるメッシュ数の削減（2007 年コード比で 20% 程度）ならびに ICCG の採用による行列計算の高速化が総合的に寄与したものと考えられる。

#### 4. まとめ

2007 年度に開発したグリッド損耗解析コードの性能向上を目指し改良を施した。具体的には 1) Newton-Raphson 法と ICCG 法の導入によるポアソン方程式求解の収束性の向上と高速化、2) イオンビーム流入境界の改良によるメッシュ数削減、3) 微分スパッタ率と再付着計算の取り込み、4) 高精度解適合メッシュの構築（pro-STAR の使用）である。 $\mu 10$  イオンエンジンの実験データを用いたコード検証の結果、電位計算の高い収束性と高速化の実現を確認するとともに、微分スパッタ率と再付着モデルの導入によって実験値をよりよく再現する結果を得た。また、pro-STAR を用いることで高精度解適合メッシュ構築作業がスムーズになった。詳細な微分スパッタ率データベースの構築やメッシュ再構築マクロの改良作業など今後の課題はあるものの、イオンエンジンの開発に十分使用可能な耐久性能認定用シミュレーションコードの開発に成功した。

#### 謝辞

イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発を支援して下さった JAXA 情報システム部、JAXA 情報・計算工学(JEDI)センター、および、長岡科学技術大学・菅井光信氏、スタッフサービス・牧野浩司氏、関連の皆様へ感謝の意を表します。

### 参考文献

- [1] 荒川義博, 國中均, 中山宜典, 西山和孝, “イオンエンジンによる動力航行”, コロナ社, 2006, 第1章.
- [2] 栗木恭一, 荒川義博編, “電気推進ロケット入門”, 東京大学出版会, 2003.
- [3] 國中 均, 堀内康男, 西山和孝, 船木一幸, 清水幸夫, 山田哲哉, “はやぶさ搭載マイクロ波放電式イオンエンジン”, 日本航空宇宙学会誌, 53 (2005), pp. 203-210.
- [4] 國中 均, “イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA's Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発”, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA's Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, JAXA-SP-06-019, 2007, pp. 5-9.
- [5] 船木一幸, 中野正勝, 中山宜典, 梶村好宏, “JIEDI ツール開発上の課題と 2007 年度の活動方針”, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, JAXA-SP-06-019, pp.75-81.
- [6] Emhoff, J., W. and Boyd, I. D., “NEXT Ion Optics Modeling of Total Thruster Performance,” 41<sup>st</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE joint Propulsion Conference & Exhibit, Tucson, Arizona, July 2005.
- [7] Farnell, C. C., Williams, J. D., and Wilbur, P. J., “NEXT Ion Optics Simulation Via ffx,” AIAA 2003-4869, 39<sup>th</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Huntsville, AL, July 2003.
- [8] Nakayama, Y. and Wilbur, P. J., “Numerical Simulation of Ion Beam Optics for Many-grid Systems,” AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 4, 2001, pp. 607.613.
- [9] Okawa, Y. and Takegahara, H., “Particle Simulation on Ion Beam Extraction Phenomena in an Ion Thruster,” 26<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference, IEPC 99-162, Oct. 1999.
- [10] Wang, J., Polk, J., Brophy J. and Katz, I., “Three-Dimensional Particle Simulations of Ion-Optics Plasma Flow and Grid Erosion,” Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 6, pp.1192-1199.
- [11] Wang, J., Caoy, Y., Kafafyy, R., Martinezz, R. and Williams, J., “Ion Impingement Limits of Sub-Scale Ion Optics: Comparison of Simulation and Experiment,” AIAA 2006-4999, 42<sup>nd</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 9-12 July 2006, Sacramento, California.
- [12] 中野正勝, 荒川義博, “イオンエンジンのグリッド耐久性能計算”, 日本航空宇宙学会論文集 48(2000), pp.111-117.
- [13] 中野正勝, “イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良”, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, JAXA-SP-06-019, pp.47-53.
- [14] Williams, J. D., Johnson M. L. and Williams, D. D., “Differential Sputtering Behavior of Pyrolytic Graphite and Carbon-Carbon Composite Under Xenon Bombardment,” AIAA 2004-3788, 40<sup>th</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 11-14 July 2004, Fort Lauderdale, Florida.
- [15] Yamamura, Y. and Tahara, H., “Energy Dependence of Ion-Induced Sputtering Yields from Monatomic Solids at Normal Incidence,” Atomic Data and Nuclear Tables, Vol.62, No.2, 1996, pp.149-253.
- [16] Zoerb, K. A., Williams, J. D., Williams D. D. and Yalin, A. P., “Differential Sputtering Yields of Refractory Metals by Xenon, Krypton, and Argon Ion Bombardment at Normal and Oblique Incidences,” IEPC-2005-293, 29<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference, Princeton University, October 31-November 4, 2005.
- [17] Marker, C. L., Clemons, L. A., Banks, B. A., Miller, S., Snyder, A., Hung, C., Karniotis C. A. and Waters, D. L., “Transport of Sputtered Carbon During Ground-Based Life Testing of Ion Thrusters,”

NASA/TM-2005-213798, June 2005.

- [18] Funaki, I., Kuninaka, H., Toki, K., Shimizu, Y., Nishiyama K. and Horiuchi, Y., “Verification Tests of Carbon-Carbon Composite Grids for Microwave Discharge Ion Thruster,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol.18. No.1, pp.169-175.
- [19] Funaki, I., Kuninaka H. and Toki, K., “Plasma Characterization of a 10-cm Diameter Microwave Discharge Ion Thruster,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 20, No. 4, pp.718-727.
- [20] 大川恭志, 早川幸男, 北村正治, “グリッド損耗評価試験技術の現状”, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, JAXA-SP-06-019, pp.13-19.
- [21] 百武徹, 西田迪雄, 剣持貴弘, 村本哲也, “イオンエンジン加速グリッドにおけるスパッタリング解析に向けて”, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, JAXA-SP-06-019, pp.59-63.

# 粒子法によるイオンエンジングリッド損耗解析

宮坂 武志\*, 安里 勝雄\*, 小林 勉\*, 柴田 悠基\*

Analyses of Grid Erosion for an Ion Engine Using Particle Simulations

By

Takeshi MIYASAKA\*, Katuo ASATO\*, Tsutomu KOBAYASHI\*, and Yuuki SHIBATA\*

**Abstract** : PIC codes are suitable to evaluate numerical models for JIEDI tools. We have developed a hybrid-PIC code taking account of the charge exchange ions. In the present study, for the purpose of analyzing more realistic flows, the code was extended to allow elastic scattering ions and neutrals and to treat electrons as particles. Using the full-PIC code, we performed 3-dimensional analyses of the standard problem derived from the experiments using the uniform upstream and downstream conditions. As a result, the validity of the code was basically confirmed by the evaluation of energy flux distribution to the accelerator grid and the comparison between the results of ion-impingements current and the experiments.

**Key words** : Electric Propulsion, Ion Engine, Particle Simulation, Grid Erosion, JIEDI

## 1. はじめに

近年のイオンエンジンミッションの長期間化に伴い、実時間で耐久試験に代わる数値解析による耐久評価の必要性が高まってきており、イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI(JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発が開始された[1]。その実用性を考慮すれば、耐久認定用ツールに最も要求される点として評価精度に加えてその迅速性が挙げられる。イオンエンジンの解析において、これまでに様々なモデルを適用したコードが用いられてきたが[2-11]、グリッド損耗を迅速かつ十分な精度で捉えられてきたものとして、イオンビームに Flux-tube(FT)法を適用し電子分布を Boltzmann 分布から求める中野らによって開発された解析コードを挙げることができる[6, 7]。そこで、現在 JIEDI ツールはこの”中野コード”を基に開発が進められている。しかし、コードはイオン、電子ともに粒子としてではなく、流れ・分布をモデル化して扱うため、上流シース領域、下流中和領域において単純化された条件を適用することになる。特に、大川らの2次元解析[8]から示唆されるように完全に Maxwell 分布に従っていないことが予想される上流シース領域が解析結果へ与える影響は無視できない可能性が考えられ、粒子レベルの解析による境界条件、電子モデル評価が重要になってくる。したがって、Flux-tube, Boltzmann 分布の適用によるモデル化によって定量性が重視される損耗解析へ与える影響・信頼性の評価を実施することは、ツール開発過程で必要な要素であるといえる。

我々のグループでは、これらの評価についてモデル化の少ない粒子コードを用いて行うことを目的にコード開発・解析を進めている。イオン・電子ともに粒子として扱うコードとしては Full-PIC コードが挙げられる。しかし、これまでのイオンエンジン解析では、イオン-電子間の質量の大きな違いから、電子は Boltzmann 分布から求める Hybrid-PIC コードが主であり、Full-PIC 法を用いてイオンエンジン解析が行われた例は先に述べた大川らによる2次元解析を含め非常に少なく、3次元解析に到ってはほとんど行われていないのが現状である[3, 8, 9]。

---

\*Gifu University



そこで、我々は、3次元 Full-PIC コードによる JIEDI ツールの最終的な精度検証及び上流シース、下流中和領域における境界条件等の提案を 2010 年までに行うことを目標に、Full-PIC コードの開発・解析を開始した。本年度ではまず 3次元 Full-PIC コード本体の開発を行い、早川によって行われた実験[10]の条件下で解析を行うことで、コードの妥当性の検証を試みた。参照する実験は推進剤利用効率が低くアクセラグリッド電流の挙動が明確に観察できることから、損耗評価コードの検証として適しているといえる。また、第一段階として計算負荷を低減する目的で電子質量をイオン質量と等しく設定し、基本的な妥当性評価を行っている。評価は、アクセラグリッド電流/ビーム電流比、アクセラグリッド下流面へのイオン衝突分布について行われた。また、これらの解析は異なる中和電子条件について行われ、中和電子条件の設定の影響についても調べられた。グリッド面衝突 2次元分布を捉えるためには 3次元コードが不可欠であるが、本解析の様に Full-PIC コードを用いて行った例はほとんど報告されておらず、後述するように実験と同様な分布が得られたことは、今年度の意義のある成果として挙げられる。

最後に本報告の概要を記す。本報告では、3次元 Full-PIC コードを作成し、その妥当性評価のために行った標準問題解析)の結果について報告する。本解析で用いた標準問題は、早川の実験結果[10]を基に設定されたものである。本コードでは、まず DSMC(Direct Simulation Monte Carlo)法によって中性粒子分布を求め、得られた中性粒子分布に対して Full-PIC 法によるイオン・電子運動および中性粒子-イオン間の電荷交換・弾性衝突解析を行うことでアクセラグリッドに衝突するイオン・中性粒子を評価している。

## 2. 数値解析法

本解析コードは、中性粒子、イオンおよび電子をすべて粒子として扱っている。しかし、本解析条件である標準問題では推進剤利用効率が低いことから[10]、中性粒子密度がイオン・電子の密度に比べ 3桁程度高くなっている。したがって、イオンビーム解析と同時に中性粒子運動を扱うには非常に多くのテスト粒子が必要で計算時間が膨大になって現実的でない。そこで、本解析ではまず中性粒子運動のみを解析し、その結果から得られた中性粒子密度分布を用いてイオンビーム解析を行っている。これらの計算について収束解を求めるまでの流れを図 1 のフローチャートにまとめている。収束解が求められた後、引き続きグリッド衝突粒子のサンプル収集のための解析が行われる。以下に本解析法の詳細を述べる。

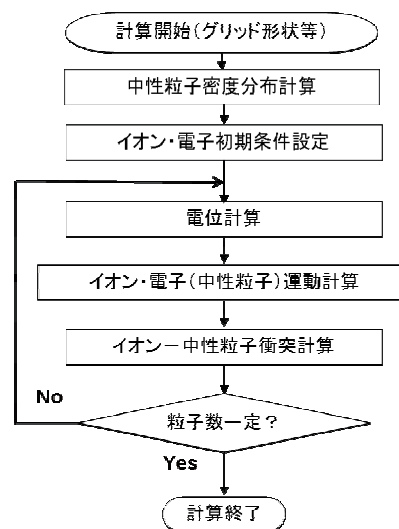


図 1 本解析の定常解取得までのフローチャート



## 2.1. 計算領域

本解析で用いた3次元計算領域及び解析条件の概略を図2に示す。本解析で扱う標準問題は、キセノンを推進剤とする2枚グリッドのイオンエンジンを想定している[10, 11]。本解析ではすべての計算を通じグリッド形状は初期のまま固定されているが、今後の損耗進行を考慮した解析時の複雑なグリッド形状に対応する目的で、直交格子を採用している。そこで、長方領域で対称境界条件が与えられる最も小さな $x$ - $y$ 面の計算領域として図2(a)に示す実線の領域を用いている。ただし、電位解析についてはFEM法による解析のし易さを優先して破線で囲まれた2倍の大きさの領域で行っている。また、上流境界位置、下流境界位置の影響を減らすため、大きな領域を設定している。また、波線の領域の計算格子は、 $x \times y \times z = 22 \times 39 \times 160$ としている。 $x$ - $y$ 面の格子は等間隔に配置されているが、 $z$ 方向には放電室および中和領域におけるデバイ長を基準に不等間隔に設定されている。上流部の格子間隔 $\Delta z = 0.13$  mmは本解析条件中の最小のデバイ長 $(\lambda_{D,p})_{\min} (= 0.10$  mm)程度であり、下流部は $\Delta z = 0.40$  mmと $(\lambda_{D,\text{exit}})_{\min} (= 0.75$  mm)よりも短く設定されている(図3参照)。

## 2.2. 中性粒子解析

中性粒子運動解析はDSMC法を用いて行われた。本解析での計算条件下ではクヌーセン数がすべての領域で十分に大きいことから衝突は考慮していない。中性粒子密度は、以下の3つの解析から得られた密度を足し合わせるにより求められている：

- (1) 放電室からの中性粒子流入：放電室から計算領域へ流入する中性粒子に関する解析。本解析では、上流領域に数密度 $1.6 \times 10^{19}$ のMaxwell分布を設定し解析を行った。
- (2) スクリーニンググリッドからの中性粒子放出：スクリーングリッド上流面への衝突イオン流束に相当する中性粒子流束をグリッド表面から放出させ解析を行った。
- (3) 残留中性粒子の流入：下流面から流入するチャンバー内残留中性粒子に関する解析。実験[10]の真空槽内圧力に相当する中性粒子密度のMaxwell分布を下流領域に設定し解析を行った。

その他の境界条件としては、 $y$ の上方境界を除く対称面では鏡面反射条件を与え、グリッド面にはグリッド温度に対応した拡散反射条件を与えている。 $y$ の上方境界面では、対称線Cに対する対称条件を適用している。

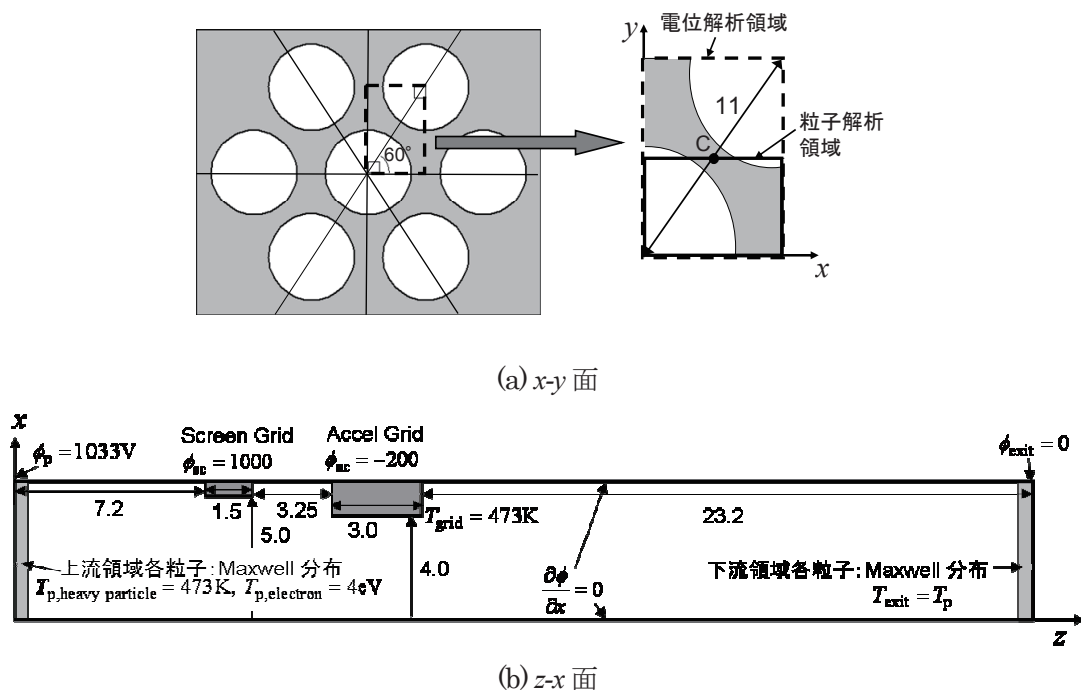


図2 計算領域と解析条件

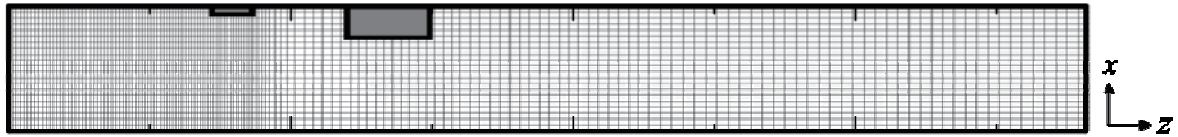


図3 計算格子 (z-x 面)

## 2.3. イオンビーム解析

### 2.3.1. PIC 法による解析

電子及びイオンの運動はPIC法を用いて解析されている[12]. 電子及びイオンのテスト粒子はそれぞれ運動方程式に従って運動させている. 本解析は3次元解析のため計算時間が膨大になることから, 上述したようにデバイ長を基準に可能な限り広い格子間隔を設定し, 時間間隔もその格子間隔を基に決定している. そのため計算時間強い負荷をかけない程度に時間精度を高める目的で時間積分は, 通常PIC法に用いられる leap-frog 法ではなく4次精度である Runge-Kutta-Gill 法を用いて行っている. ここで, 計算時間短縮のため電子質量はイオン質量と等しいとした. 本コードは固定されたグリッド形状に対して定常場を求めるものであることから質量比を1としているが[3], 今後質量比を変えた場合の検討が必要であると考えている.

上流領域において電子及びイオンを一樣に Maxwell 分布で与えている. ここで, 電子とイオンの数密度は等しく, 設定したイオンビーム電流が得られるように決定している. 下流領域での中和電子密度も上流領域と同様に一樣に Maxwell 分布で与えている. 後述するように本解析ではこの中和電子密度を3つの異なる評価法から設定し, その影響を評価している.

各格子点における電位  $\phi$  は次の Poisson 式を FEM 法によって解くことにより求めている:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e). \quad (1)$$

ここで,  $n_i$ ,  $n_e$  はそれぞれ各格子点におけるイオン, 電子の数密度を表している. 要素は1次四面体要素を採用しており, 2次精度相当以上の空間精度が得られているが, 今後はより定量的な評価を行うために計算時間を考慮しながら更なる高次要素の導入の検討を行う必要があるものと考えている. 各グリッド上および流入面では図2に与える様に電位を固定して与えている. 下流境界では, 中和電子を一樣に与えるために電位を0と設定している.

また, 時間間隔  $\Delta t$  はイオン速度と格子間隔から決定しているが, 本解析で用いられた  $\Delta t = 1.3 \times 10^{-8}$  s は本解析条件におけるプラズマ周波数に関する制限条件  $\Delta t \cdot \omega_{p, \max} = 0.22 < 1$  を満たすことが確かめられている.

### 2.3.2. イオン-中性粒子衝突

中性粒子とイオンとの電荷交換による電荷交換計算は PIC 法で計算されるテストイオン粒子に対して行われる. 先に述べたように, 本解析では中性粒子は各セル上での密度の形で与えられているので, 完全な粒子衝突モデルではないが, 以下に示すようなモンテカルロ的に各イオン粒子に対する衝突判定を乱数を用いて行っている:

$$P_{\text{CEX}} = n_n v \sigma_{\text{CEX}} \Delta t, \quad P_{\text{ELS}} = n_n v \sigma_{\text{ELS}} \Delta t. \quad (2)$$

ここで,  $\sigma_{\text{CEX}}$ ,  $\sigma_{\text{ELS}}$  はそれぞれ電荷交換衝突断面積, 弾性衝突断面積を,  $v$  は相対速度を表す. これらの式において, 簡単のため中性粒子速度は0とおいている.

セル内の各イオン粒子に関する乱数  $R$  に対して、衝突は下記のように判断される：

$$\begin{aligned} 0 \leq R \leq P_{\text{CEX}} \text{ の場合} & : \text{電荷交換衝突} \\ P_{\text{CEX}} < R \leq P_{\text{CEX}} + P_{\text{ELS}} \text{ の場合} & : \text{弾性衝突} \\ P_{\text{CEX}} + P_{\text{ELS}} < R \leq 1 \text{ の場合} & : \text{衝突無し} \end{aligned}$$

ここで、衝突により生成された電荷交換イオンの初速は0としている。また、電荷交換、弾性衝突が行われた場合には、衝突イオン位置にテスト中性粒子を加えている。これらのテスト中性粒子は、背景の中性粒子と異なり、イオン・電子の場合と同様に粒子的に運動が追跡されている。図1のフローチャートで粒子運動にイオン、電子に加えて示されている「中性粒子」とはこの粒子のことを指している。この粒子の初速は衝突前のイオン速度と同じに与えられている。

### 3. 解析結果

#### 3.1 中性粒子解析結果

まず、中性粒子解析の結果得られた  $y = 0$  面での中性粒子密度分布を図4に示す。本解析では当初、チャンバ一内残留中性粒子について、(i)残留中性粒子密度を計算領域に一律に加えた場合、(ii)本解析の様に下流領域の密度として与えた場合、(iii)考慮しない場合、の3ケースの密度分布の違いがグリッド衝突イオン分布へ与える影響を評価することを念頭において、前章で述べたような(1)から(3)から得られる3つの解析結果を足し合わせる方法を採用した。しかし、本解析で用いたグリッド形状は、例えば昨年度の報告[14]で扱った Muses-C タイプと比べてその開口比が大きいことから中性粒子密度分布へ及ぼす影響が小さく下流領域の密度は上流領域の1桁程度しか低下していないことに加え、上流領域の中性密度条件自体が大きく、下流境界における残留中性粒子による密度増加は4%程度に留まった。そこで、本報告のイオンビーム解析は(ii)の1ケースのみについて行われた。ただし、(ii)のように設定した場合、残留中性粒子のみによる分布は、放電室中性粒子による分布と同様にグリッド形状の影響を受けている結果が捉えられており、Muses-C のような開口比のグリッドの場合においては、より定量的なグリッド損耗評価のためには、残留中性粒子密度を一律に加えるのではなく、(ii)の様な扱いをすることでより実際の分布を得る必要があると考えている。

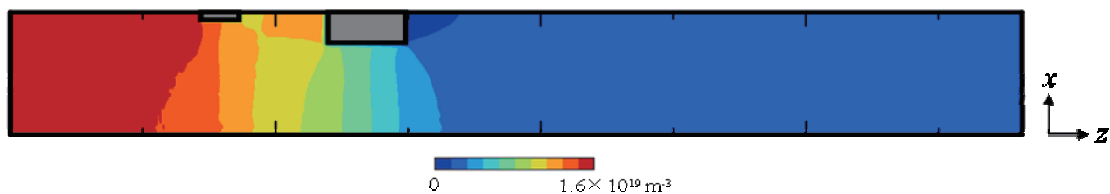


図4 中性粒子数密度分布 ( $J_b=100\mu\text{A}$  解析用)

#### 3.2 イオンビーム解析結果

##### 3.2.1 中和電子条件依存性 [ $J_b=100\mu\text{A}$ ]

まず、上記の中性粒子密度分布を用いて行われたイオンビーム電流  $J_b$  が  $100\mu\text{A}$  の場合のビーム解析結果について検討する。下流領域で設定する中和電子密度は、流出面におけるイオン密度分布を平均して求められた。このイオン密度分布は流出面で一様ではないため、どのように平均を評価するかによって得られる値は異なってくる。本解析では、この中和電子密度が与える影響を評価するため表1に示すような3つの評価方法を用い、各評価法から得られた3つの異なる電子密度を用いて解析を行った。

表 1 下流領域電子数密度条件 ( $J_b=100\mu\text{A}$ )

Case	(a)	(b)	(c)
導出指針	下流面イオン密度最大値の半値までの領域で平均	下流面イオン密度最大値の1/10値までの領域で平均	下流面すべての領域で平均
流出領域電子密度	$8.9 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$	$6.2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$	$3.3 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$

イオンビーム電流値により計算時間は異なるが、 $J_b=100 \mu\text{A}$  の場合には CPU Intel®Xeon®3.0GHz で 23000 step まで解析し約 53 時間を要した。ここで、定常解が得られるのは 3000 step 程度である。残りの step は、アクセラグリッドへのテスト粒子の衝突サンプル収集に用いられたものである。

まず、Case (a) の場合の解析結果を図 5 から図 7 に示す。図 4 には  $y=0$  の面上の電位の  $z$ - $x$  面分布を、図 5、図 6 にはそれぞれイオンおよび電子分布を示す。図 4 においてアクセラグリッド下流領域で電位の高いところが確認できる。図 5 からは、黒で表されるイオンビームが本条件下ではアクセラグリッドに直接衝突していない様子が確認できる。また、電荷交換イオンは主にスクリーングリッド下流以降の領域で存在しているのに対し、弾性衝突したイオンは上流領域においても多く現れている。図 6 の電子分布図から、イオンビーム放出面がスクリーングリッド近傍に存在している様子が明確に確認できる。また、中和電子は電位分布に応じて分布している様子が捉えられている。これらの結果は、上・下流領域で Maxwell 分布を仮定する Hybrid コードにおいて、電子を Boltzmann 分布で与えていることの妥当性を示している。

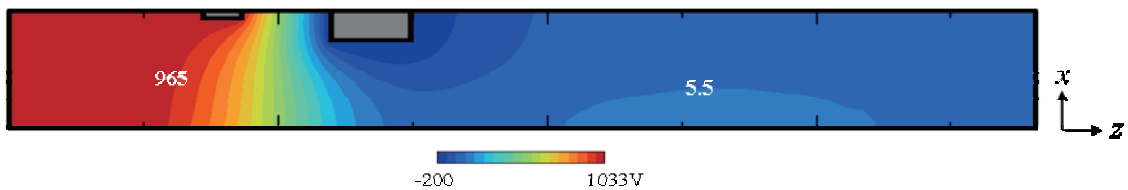


図 5 電位分布 ( $J_b=100\mu\text{A}$ , Case (a))

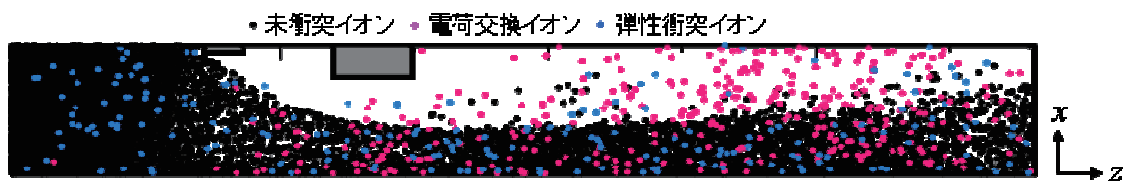


図 6 イオン分布 ( $J_b=100\mu\text{A}$ , Case (a))

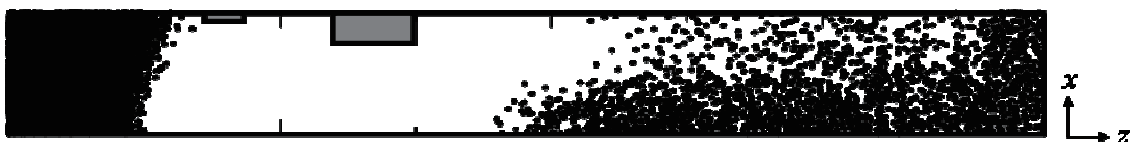


図 7 電子分布 ( $J_b=100\mu\text{A}$ , Case (a))

次に、アクセラグリッドに衝突するイオン流束へ与える下流中和電子密度の影響について評価を行った。図8から図10には、作成した本解析コードの3次元性についての妥当性の確認を主目的として、2枚グリッドの場合に最も3次元性が強く表れるグリッド下流面へのイオン流束分布を示した。この図には中和電子条件としてCase (a)とCase (c)の2つを用いた場合の結果が示されている。これら2つのケースでカラーバーは共通のものが用いられている。Case (a)の場合には、作動後のグリッド面に観察されるPits&Groovesの損耗パターンに似た分布が観察できた。しかし、中和電子密度の低いCase (c)の場合には緩やかな分布のみが確認できた。次にグリッド下流面の損耗について定性的な評価を行った。損耗の定量評価にはスパッタリング率、再付着率等が必要であるが、これらの詳細な評価式については百武らの研究[13]が現在進行中である。また、図9に示す下流面への衝突イオン粒子のエネルギー分布ではどのケースにおいても130eV程度以上の粒子がほとんどであることから、コードの基本的な妥当性評価を主目的としている本報告では、損耗率がエネルギー流束に比例するものとしてエ

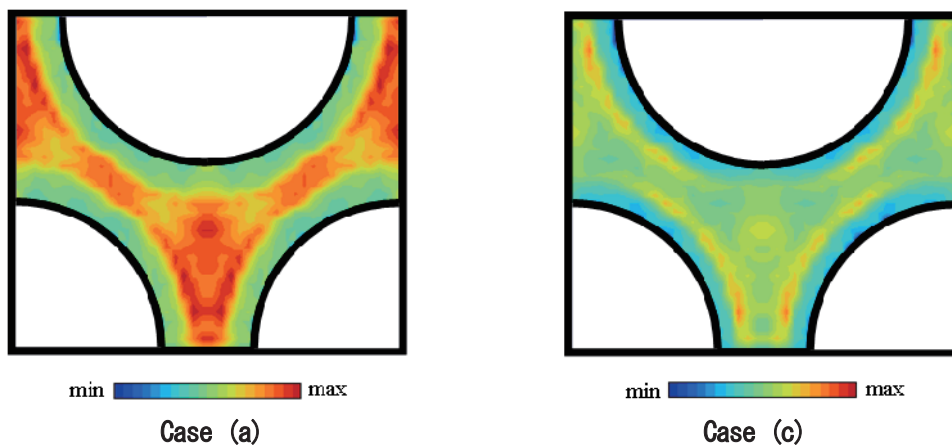


図8 アクセルグリッド下流面へ衝突するイオンの数流束密度分布 ( $J_b=100\mu\text{A}$ )

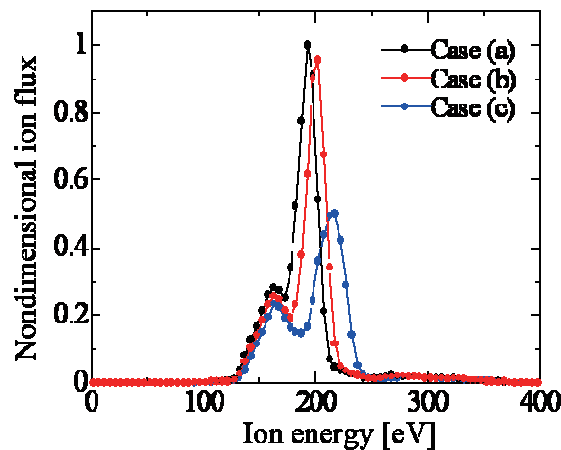


図9 アクセルグリッド下流面へ衝突する粒子のエネルギー分布 ( $J_b=100\mu\text{A}$ )



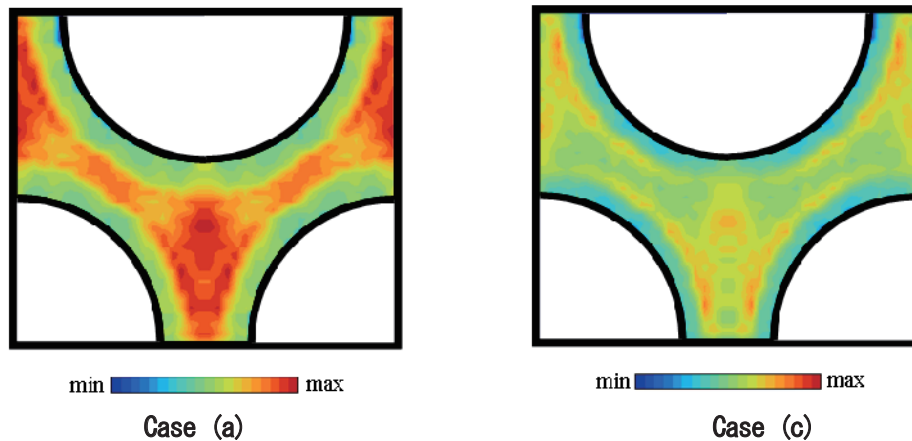


図10 アクセルグリッド下流面へ衝突するイオンのエネルギー流束密度分布 ( $J_b=100\mu A$ )

エネルギー流束結果から損耗についての簡易的な評価を行った。図9において、イオン粒子のエネルギーがすべてのケースで 200 eV 近傍に集中している様子が認められる。また、中和電子密度が低くなるにつれてそのピークが緩やかになり、その値も上流側に移動している。このエネルギー集中の理由により、図10のエネルギー流束分布は、図8に示される数流束の場合と同様な分布を示しているが、Case (a)においては数流束分布よりも”Pits”の部分がより明確に現れている。図11にはアクセルグリッド内壁電流及び下流面電流のビーム電流比を起因別に示した。内壁電流比は、実験値[10]とほぼ同様な値を示し、下流面電流比は僅かに低い値となっている。また、内壁、下流面とも Total の電流比のほとんどが電荷交換イオンによるものであり中和電子密度とともに高くなっているが、下流領域の影響を受けやすい下流面電流比においてその傾向は強く現れている。また、イオンビーム領域を基にして中和電子条件を求めた Case (a)と Case (b)の間ではあまり違いが見られないが、流出面全体で平均をとった Case (c)とは大きく異なっている。本解析ではイオンビームが流出面全体まで拡がりきっていない領域を扱っているため、流出面の中和電子分布はイオンビーム領域であるイオンの高密度領域を基準にする方が妥当であると考えられることや、Case(a)と Case(b)の間の違いが僅かであることから次節では Case (a)の場合について評価を進めている。ただし、この中和電子分布条件は、本解析からも明らかのようにイオンのグリッド衝突過程へ与える影響が大きいため、下流面で電位を一定 (=0V) で与えることの妥当性も含め今後の検討が必要であると考えている。

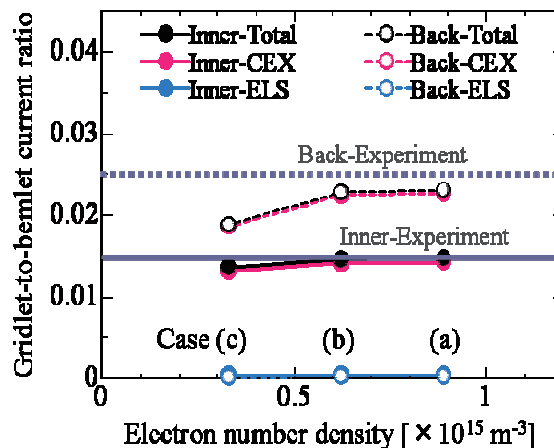


図11 アクセルグリッド内壁電流および下流面電流のビーム電流比の流出領域電子密度依存性 ( $J_b=100\mu A$ )



### 3.2.2 アクセルグリッド衝突におけるビーム電流依存性

最後に、中和電子条件を Case (a) で与えた場合のアクセルグリッド電流-ビーム電流比についてビーム電流を変化させた場合の結果を図 12 に示した。内壁電流比、下流面電流比ともに中電流領域 (100~200  $\mu\text{A}$ ) では、実験値[10]とほぼ同様な値を示している。しかし、特に内壁電流比は、低電流 (50  $\mu\text{A}$ ) および高電流 (197  $\mu\text{A}$  ~) 時に実験に見られるような急激な上昇を捉えられなかった。また、下流電流比はその勾配のモードが中電流領域で2つに分かれているが、その不連続点は解析値の方がより高電流側に位置している。起因別でみるとどちらの電流とも電荷交換イオンによるものが主であるが、下流面電流においては弾性衝突イオンによる割合がすべて2%以下であるのに対して、内壁電流では233  $\mu\text{A}$  の場合に12%となっておりその定量評価時には無視できない量となっている。また、高電流時にビーム電流の振動がみられたが、今後のコードの高精度化過程においてこの振動はその指針となるものであると考えている。

また、図 12 には中性粒子の衝突を評価する目的でその流束とビームイオンとの流束比について電流比と同様に示している。この結果から下流面では中性粒子の影響は殆ど無視できることがわかるが、内壁についてはイオンの約40%以上の流束が得られており定量評価において中性粒子衝突が無視できないことを示している。また、これらの衝突中性粒子のほとんどは弾性衝突粒子である。

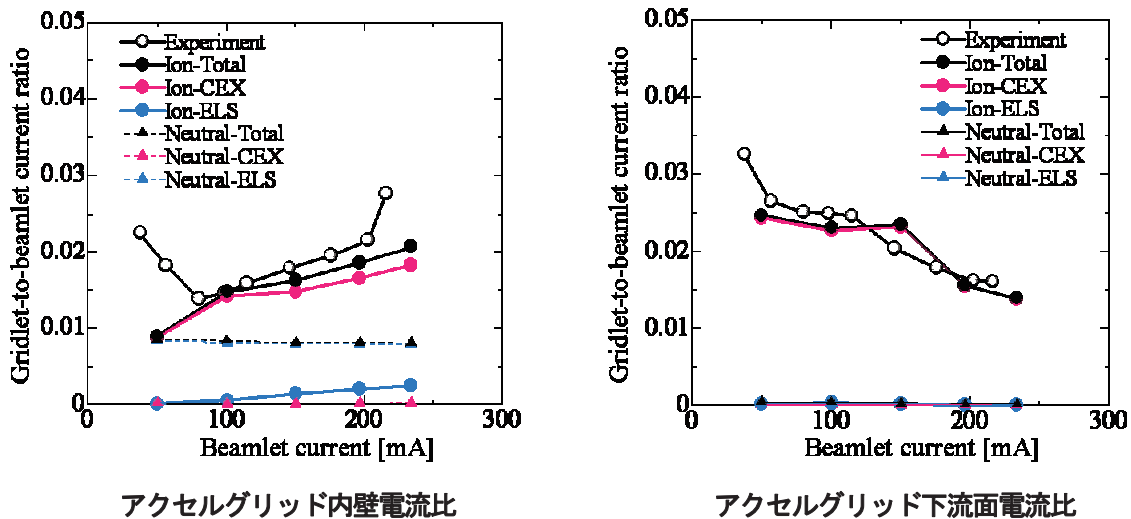


図 12 アクセルグリッド内壁電流および下流面電流のビーム電流比のビーム電流依存性 (Case (a))

## 4. まとめ及び今後の計画

3次元 Full-PIC コードによる JIEDI ツールの最終的な精度検証及び上流シース、下流中和領域における境界条件等の提案を 2010 年までに行うことを目標に、本年度ではまずコード本体の開発を行い、早川によって行われた実験[10] (標準問題) の条件下で解析を行うことで、コードの妥当性の検証を試みた。

本解析では、評価の第一段階として、計算負荷を低減する目的で電子質量をイオン質量と等しく設定し、粒子条件として上流、下流領域に Maxwell 分布を仮定するという単純化した条件を用いたにも関わらず、アクセルグリッド電流/ビーム電流比について実験値と近い値が得られ、また、アクセルグリッド下流面へのイオン衝突分布について2枚グリッドエンジンに特徴的な2次元分布が捉えられた。このように3実験値との定量的な良い一致だけでなく、3次元 Full-PIC コードによって特徴的な2次元分布が捉えられたことは、本コードの妥当性を示すだけでなく、今後のイオンエンジン解析において Full-PIC コードによる詳細な損耗評価への3次元 Full-PIC

コードの可能性を示すものとして重要な成果であると考えている。また、本解析では中和電子条件の影響を捉えることができた。これは、本コードが、今後の Flux-tube コードを用いた JIEDI ツールの評価等に有効であることを示している。

今後は、低ビーム電流および高電流側で観察される内壁電流比の急激な上昇等の現象を適切に捉えることができるような、より定量的な評価が可能なコード化を進める目的で、上・下流条件の検討、格子の高解像度化等を進めていく必要がある。そのために、次年度では、まず高解像度化に伴って予想される計算時間の増加に対応するために本解析コードの並列化を行うことで、格子の高解像度化、イオン—電子質量比の検討を進めていきたいと考えている。これらの検討により現実的な計算負荷下で十分な精度が得られるよう改良を進めた後、モデル化を極力配したコードである 3 次元 Full-PIC コードによる JIEDI ツールの電子モデル (Boltzmann 分布) 評価、イオンモデル (Flux-tube) 評価を 2010 年度までに行いたいと考えている。

### 謝辞

本研究を進めるにあたりご支援いただいた JAXA の各機関、および、ご助言をいただいた JIEDI 参加者の皆様へ感謝の意を表します。

### 参考文献

- [1] 國中均, 船木一幸, 篠原育, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.5-9, 2007.
- [2] 船木一幸, 中野正勝, 中山宜典, 梶村好宏, JIEDI ツール開発上の課題と 2007 年度の活動方針, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.75-81, 2007.
- [3] 趙孟佑, イオンスラスタグリッドシミュレーションに関するレビュー, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.35-46, 2007.
- [4] Nakayama, N. and Wilbur, P. J., Numerical Simulation of High Specific Impulse Ion Thruster Optics, IEPC-01-099, 1999.
- [5] Wang, J., Cao, Y., Kafafy, R., Martinez, R., and Williams, J., Ion Impingement Limits of Sub-Scale Ion Optics: Comparison of Simulation and Experiment, AIAA paper 2006-4999, 2006.
- [6] 中野正勝, イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.47-53, 2007.
- [7] 中野正勝, イオンエンジンのグリッド寿命評価のための 3 次元シミュレーション, プラズマ応用科学, Vol. 15, pp.9-16, 2007.
- [8] 大川 恭志, 竹ヶ原 春貴, PIC 法によるイオンビーム抽出現象の解明, 宇宙輸送シンポジウム, 平成 10 年度, pp. 47-150, 1999.
- [9] 八田真児, 村中崇伸, 細田聡史, 金正浩, 趙孟佑, MUSCAT 技術によるビームイオン軌道解析, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.64-71, 2007.
- [10] 早川幸男, 多孔電極イオン抽出系グリッドレット上の電流分布測定, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.20-27, 2007.
- [11] Hayakawa, Y., Measurements of Current Distribution on a Two-Grid-Ion-Extraction-System Gridlet

- [12] Birdsall, C. K. and Langdon, A. B., *Plasma Physics via Computer Simulation*, MacGraw-Hill, 1985.
- [13] 百武徹, 西田迪雄, 剣持貴弘, 村本哲也, イオン加速グリッドにおけるスパッタリング解析に向けて, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.59-63, 2007.
- [14] 宮坂武志, 安里勝雄, 岡田宏太, 柴田悠基, イオンエンジングリッド損耗に関する 3 次元解析, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.54-58, 2007.

# 低エネルギーXe 原子による炭素スパッタリングの分子動力学シミュレーション 村本哲也<sup>a</sup>, 剣持貴弘<sup>b</sup>, 百武徹<sup>c</sup>, 西田迪雄<sup>d</sup>

MD Simulation of Carbon Sputtering under Low-energy Xe Ion Bombardment

By

Tetsuya MURAMOTO<sup>a</sup>, Takahiro KENMOTSU<sup>b</sup>, Toru HYAKUTAKE<sup>c</sup>, and Michio NISHIDA<sup>d</sup>

**Abstract :** In order to develop the sputtering database to estimate the erosion of accelerator grids of an ion engine, the low-energy sputtering of carbon material with Xe ion is studied through molecular dynamics (MD) simulations. For the normal incidence, the MD result of sputtering yield almost agrees with the experimental result by Williams et al. (AIAA-2004-3788). However, the experimental result shows less incident angle dependence than the MD result. Because it seems that Xe ions in the experiment feel randomized surface normal vectors when the low-energy Xe ion caused many-body collisions to local surface atoms in rough surface. Thus, it is proper that the MD simulation in a smooth surface overestimates the incident angle dependence of sputtering yield. Hence, it is necessary to include the effect of surface roughness using Monte-Carlo simulation with the sputtering database for plane surface.

**Key words :** Molecular Dynamics Simulation, Low-Energy Sputtering, Sputtering Database

## 1. はじめに

現在、開発が進められているイオンエンジンのグリッド耐久認定用数値解析ツールにおいて、グリッド損耗をもたらす低エネルギー範囲でのスパッタリング現象に関する情報が必要とされている。スパッタリングを理論的に取り扱う方法は Sigmund の線形カスケード理論、モンテカルロ(MC)・シミュレーション、分子動力学(MD)シミュレーションなどが存在するが、その中でも MD 法は低エネルギー範囲で重要となる多体衝突の取り扱いに適している。

本研究は、低エネルギーの Xe 原子による炭素標的スパッタリングに関するデータベース整備を目的とする。本報告ではその一環として行われた MD シミュレーションについて、利用可能な実験報告[1]と比較し、適用限界を評価した内容をまとめたものである。

## 2. MD シミュレーションモデル

M 値計算で解き、多粒子系の運動を追跡する方法で、減速過程・多体衝突・熱的過程など広いエネルギー範囲の相互作用を扱うことが出来るため、原子の運動に関する諸現象(スパッタリングや吸着・拡散など)の理論的研究を行う上で有力なシミュレーション手法である。MD 法で最も重要な要素は原子間相互作用力の計算で、少

<sup>a</sup> Okayama University of Science

<sup>b</sup> Doshisha University

<sup>c</sup> Okayama University (Presently, Yokohama National University)

<sup>d</sup> Sojo University

数原子系に対しては量子力学的手法により計算可能であるが、大規模な原子系に対しては計算速度の観点から半経験的多体ポテンシャルが用いられる。今回の MD 計算では平衡距離で C-C 相互作用に解析的ボンドオーダー型多体ポテンシャル[2]、Xe-C 相互作用に Lennard-Jones (LJ) ポテンシャル[3]、近接距離で Moliere ポテンシャル[4]を用いた。多体ポテンシャルの対斥力項や LJ ポテンシャルは 3 次補間関数で Moliere ポテンシャルと滑らかに接続された。

炭素標的は照射進行に伴う構造変化を考慮して、非晶質を想定するのが最適であるが、取り扱いの容易さからダイヤモンド構造の微結晶を採用した。これにより非晶質の初期標的の準備、表面の密度や粗さ等の未知要素や照射履歴依存性に対する考慮を省略する。なお結晶性の効果を除外するため、結晶格子にランダムな回転・並進操作を行い平坦な表面を持つ微結晶を形成した。これは微視的にはダイヤモンド構造の多結晶と同等である。微結晶の直径はスパッタリングに直接影響する表面近傍の原子衝突カスケードを含ませることができる最小限の大きさ (25~36 Å) とした。さらに微結晶の表面以外の外縁部には Langevin MD 法[5]を適用し、温度 300 K の熱浴と結合させた。またその部分には Dumped Boundary [6]を適用し、微結晶外縁部の変形に対する応力を考慮した。これらにより微結晶がもっと大きな結晶の一部である様子を再現する。標的は入射毎に形成し、1 ps 緩和させ、入射後 2 ps 追跡した。スパッタ収量は  $10^4$  回以上の Xe 入射から得たサンプルについて統計を取った。

### 3. 結果と議論

#### 3.1. 垂直入射におけるスパッタ収量の入射エネルギー依存性

従来、スパッタリング現象の解析には 2 体衝突近似法に基づき原子衝突を追跡する MC シミュレーション・コード (例: ACAT [7], TRIM.SP [8]) が利用されてきた。イオンの入射エネルギーが数 keV 以上の高エネルギー範囲においてこれらの MC コードはスパッタ収量やスパッタ粒子の放出角度・エネルギー分布をよく再現するが、多体衝突が重要となる低エネルギー範囲には 2 体衝突近似が適さないため、MC コードの信頼性も低下する。図 1 に Xe 垂直入射の場合における炭素スパッタ収量の計算結果を入射エネルギーの関数として示す。垂直入射については TRIM.SP による計算[9]や、多くの実験報告 [1,10-14] がなされており、比較のためプロットした。

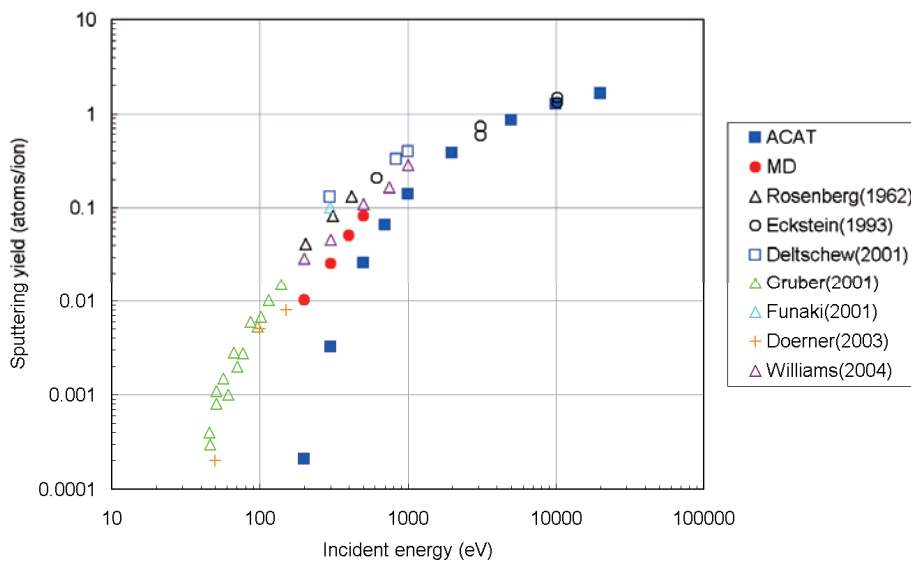


図 1 : 垂直入射 Xe による炭素スパッタ収量

ACAT 計算は 200 eV で実験結果を 2 桁近く過小評価する。この原因として多体衝突によりエネルギー付与密度が増加し、スパッタ収量を増加させることが考えられる [15]。また、実験において炭素標的中に Xe 原子が残留する可能性があり、これもスパッタ収量の増加をもたらす [16]。これに対して、MD 計算は Xe 残留を考慮せずに大体実験結果を再現する。これより、低エネルギー範囲では多体衝突の取り扱いがスパッタ収量に大きく影響し、その評価に MD 法が有効であると言える。

### 3.2. スパッタ収量の入射角依存性

スパッタリング解析において表面の情報是最も重要な要素の 1 つである。斜め入射ではイオンが表面と相互作用する時間が長くなるため、表面形状・表面密度の効果が現れやすい事が予想される。図 2 に 200eV Xe 入射の場合における炭素スパッタ収量の計算結果を入射角度の関数として示す。ACAT 計算に比べ MD 計算は多体衝突の効果により大きなスパッタ収量を与える。それらと比べて実験結果 [1] は弱い入射角依存性を持つ。低エネルギー範囲では入射原子が表面の局所的な原子集団と多体衝突することで、その局所表面の法線方向を感じる。図 3 に示すように、これは粗い表面に対しては入射角度のランダム化と等価で、結果としてスパッタ収量の入射角依存性を減少させる。即ち、実験の弱い入射角依存性は表面粗さによってもたらされた可能性がある。

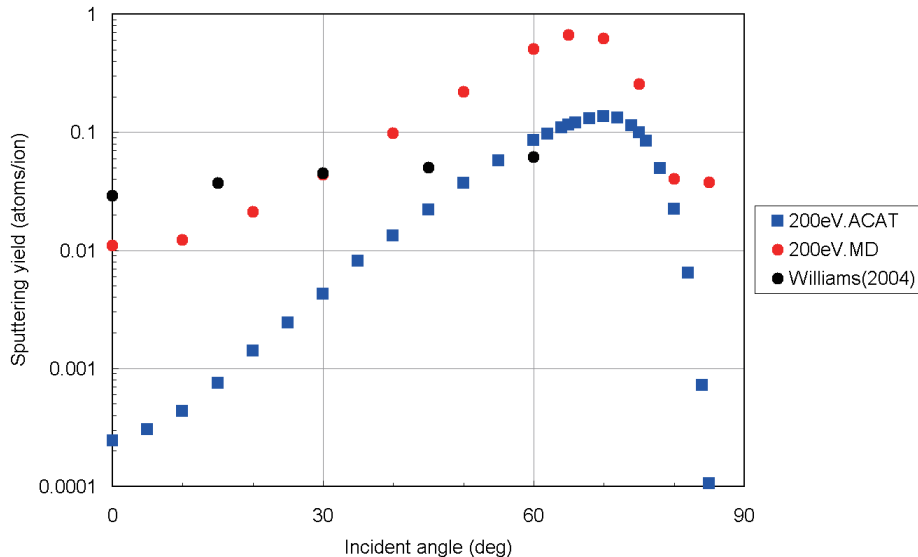


図 2 : 200eV Xe 入射による炭素スパッタ収量

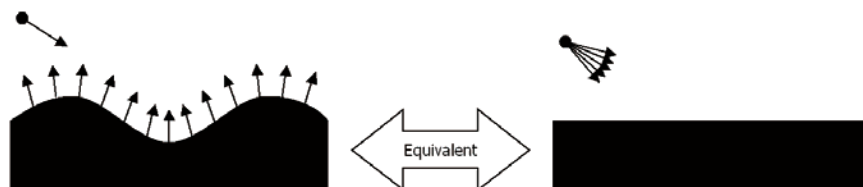


図 3 : 粗い表面との衝突の模式図

一方、このような表面粗さは  $\mu\text{m}$  スケール以上であると考えられるため、この表面形状を MD 計算で直接扱うことは計算機性能上の限界から困難である。しかし、そのような表面を  $\text{\AA}$  スケールで平坦とみなし、局所表面でのスパッタリングを損耗の素過程としたモンテカルロ計算で表面形状の変化を追跡することは可能である。その素過程のデータベースを構築するために MD 計算を活用できる。



### 3.3. 微分スパッタ収量 — 放出角分布

スパッタ粒子の表面再付着を解析するためには、粒子の運動方向とエネルギーの情報が必要で、そのためには微分スパッタ収量（放出角・放出エネルギー分布）のデータベースを構築することが望ましい。図4で200eV Xe入射の場合における放出角分布の計算結果を、入射角  $\alpha = 0^\circ, 60^\circ$ , 放出の方位角  $\varphi = 0^\circ$  について示す。 $\alpha = 60^\circ$ のMD計算結果において、放出角  $\theta < 0^\circ$  で見られる振動は、微分スパッタ収量が小さいことによる統計誤差と考えられる。各放出角における放出エネルギー分布を評価するためにはこれ以上の統計サンプルが必要で、MD計算では計算速度の観点から放出角分布のピーク以外で十分な統計サンプルを確保するのは難しい。

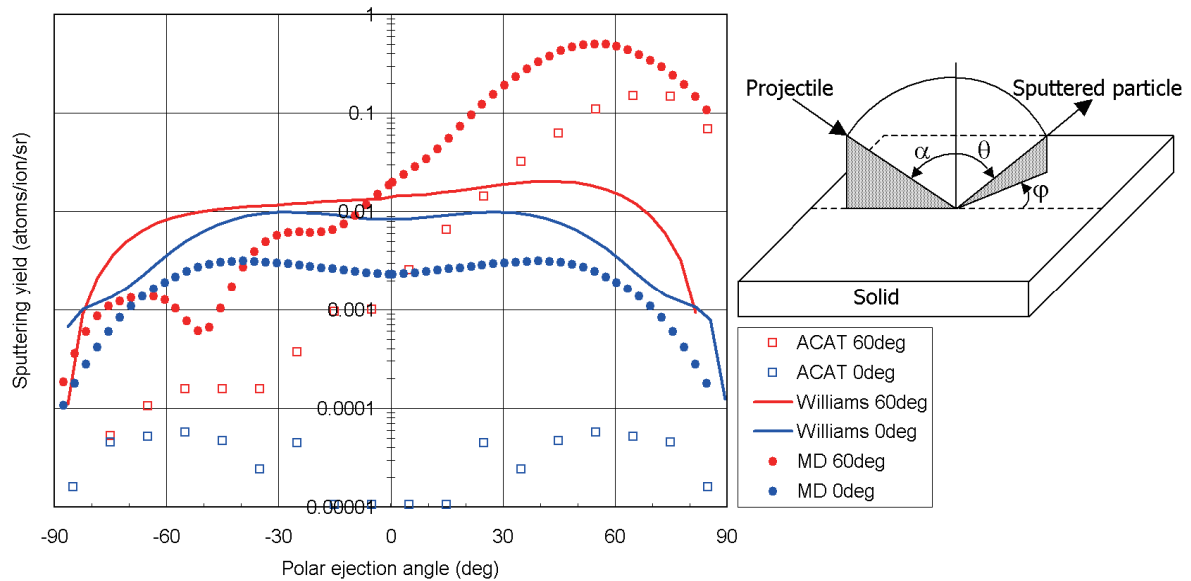


図4：200eV Xe 入射によりスパッタされた炭素の放出角分布 ( $\varphi = 0^\circ$ )

実験結果 [1] と比較すると、計算結果は  $\alpha = 0^\circ$  ではハート型の放出角分布となる傾向が強く、 $\alpha = 60^\circ$  では入射方向に沿った放出角に強いピークが現れる。いずれも低エネルギーで衝突カスケードが十分発達しないことにより、入射方向の記憶を保持したスパッタ粒子が放出されていることを示す。実験結果において入射方向の記憶が薄れている原因の一つとして、前節で挙げた表面粗さの効果が考えられる。

放出角分布の方位角依存性について言及している実験や半経験公式は少ない。今回の MD 計算では  $(\theta, \varphi)$  の全範囲に対する完全な放出角分布を評価していて、多数回衝突・少数回衝突による放出など複数のスパッタリング過程に由来する複雑な放出方位角依存性が見られた。理論的な裏付けのある関数形で放出方位角依存性もフィッティングするのが望ましいが、当面は球面調和解析を利用した数値データベース構築を試みる予定である。

## 4. まとめ

低エネルギーの Xe 原子が炭素表面に打ち込まれた場合に起こる原子衝突過程を MD 計算により追跡し、スパッタ収量を評価した。MD 法とは Newton の運動方程式を数値計算で解き、多粒子系の運動を追跡する方法で、原子間相互作用ポテンシャルが適切であれば種々の現象（スパッタリングや吸着・拡散など）を原子過程として扱うことが可能である。

500eV～200eV Xe→C の場合について Williams 達の実験 [1] と比較したところ、スパッタ収量の MD 計算結果は垂直入射の場合に実験値と大体一致したが、斜め入射の場合に実験結果のほうが入射角依存性が弱くなる傾

向が見られた。低エネルギースパッタリングでは、入射イオンが局所的な表面原子の集団を1つの塊として感じ取り、その局所表面法線がスパッタリングに影響するため、粗い表面においてランダムな局所法線方向の影響で入射角依存性が減少する可能性がある。

イオンエンジンのグリッド損耗シミュレーションで想定される $\mu\text{m}$ スケール以上の表面形状をMD計算で直接扱うことは困難だが、 $\text{\AA}$ スケールで平坦な局所表面でのスパッタリングを損耗の素過程としたモンテカルロ計算により表面形状の変化を追跡することは可能である。MD計算はこの素過程のデータベース構築に利用できる。

### 参考文献

- [1] J.D. Williams, M.L. Johnson and D.D. Williams, "Differential Sputtering Behavior of Pyrolytic Graphite and Carbon-Carbon Composite Under Xenon Bombardment", AIAA-2004-3788, 2004.
- [2] N. Juslin, P. Erhart, P. Traskelin, J. Nord, K.O.E. Henriksson, K. Nordlund, E. Salonen and K. Albe, "Analytical Interatomic Potential for Modeling Nonequilibrium Processes in the W-C-H System", J. Appl. Phys. 98, 123520.1-123520.12, 2005.
- [3] J.E. Lennard and I. Jones, "On the Determination of Molecular Fields", Proc. R. Soc. London, Vol. A106, 441-477, 1924.
- [4] G. Moliere, "Theorie der Streuung Schneller Geladener Teilchen. I. Einzelstreuung am Abgeschirmten Coulomb-Feld", Z. Naturforsch A2, p.133-145, 1947.
- [5] H.J.C. Berendsen, J.P.M. Postma, W.F. van Gunsteren, A. DiNola and J.R. Haak, "Molecular Dynamics with Coupling to an External Bath", J. Chem. Phys. 81, 3684-3690, 1984.
- [6] J.R. Beeler Jr., "Radiation Effects Computer Experiments", Defects in Solids 13, North-Holland, Amsterdam, 1983.
- [7] W. Takeuchi and Y. Yamamura, "Computer Studies of the Energy Spectra and Reflection Coefficients of Light Ions", Radiat. Eff. 71, 53-64, 1983.
- [8] J.P. Biersack and W. Eckstein, "Sputtering Studies with the Monte Carlo Program TRIM.SP", Appl. Phys. A34, 73-94, 1984.
- [9] W. Eckstein, C. Garcia-Rosales, J. Roth and W. Ottenberger, "Sputtering Data", Max-Planck-Institut fuer Plasmaphysik Report IPP9/82, p.52, 1993.
- [10] R. Deltschew, M. Tartz, V. Plicht, E. Hartmann, H. Neumann, H.J. Leiter and J. Esch, "Sputter Characteristics of Carbon-Carbon Compound Material", IEPC-01-118, 2001.
- [11] R.P. Doerner, D.G. Whyte and D.M. Goebel, "Sputtering Yield Measurements during Low Energy Xenon Plasma Bombardment", J. Appl. Phys. 93, No. 9, 5816-5823, 2003.
- [12] I. Funaki, K. Nishiyama, H. Kuninaka, K. Toki, Y. Shimizu and H. Toki, "20mN-class Microwave Discharge Ion Thruster", IEPC-01-103, 2001.
- [13] J.R. Gruber, "Low-Energy Sputter Erosion of Various Materials in a T5 Ion Thruster", IEPC-01-307, 2001.
- [14] D. Rosenberg and G.K. Wehner, "Sputtering Yields for Low Energy He<sup>+</sup>, Kr<sup>+</sup>, and Xe<sup>+</sup>-Ion Bombardment", J. Appl. Phys. 33, 1842-1845, 1962.
- [15] T. Muramoto and T. Kenmotsu, "MD Simulation of Sputtering on Surface Index and Surface Roughness Dependence", Nucl. Instrm. Meth. B255, 214-218, 2007.
- [16] 剣持貴弘, 和田元, 百武徹, 村本哲也, 西田迪雄, 「低エネルギーカーボンスパッタリングに関するXe蓄積効果」, JAXA-RR「JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2007 年度報告書」, to be published, 2008.

## 低エネルギーカーボンスパッタリングに関する Xe 蓄積効果

剣持 貴弘\*, 和田 元\*, 百武 徹\*\*, 村本 哲也\*\*\*, 西田 迪雄\*\*\*\*

Effect of accumulation of incident particles into a target material on sputtering under low-energy ion bombardment

By

Takahiro KENMOTSU\*, Motoi WADA\*, Toru HYAKUTAKE\*\*, Tetsuya MURAMOTO\*\*\*, Michio NISHIDA\*\*\*\*

**Abstract** : The sputtering yields of carbon have been measured during xenon ion bombardment under the threshold energy predicted by the theory at normal incidence. The theoretical threshold energy is 160.84 eV for the xenon-carbon combination. These experimental results are different from the semi-empirical formula proposed by Yamamura and Tawara. We have calculated the sputtering yields of carbon under the xenon ion bombardment with a Monte Carlo code ACAT which is based on the binary collision approximation. The yields of carbon calculated with ACAT are in good agreement with the semi-empirical formula, but differ from the experiments under low-energy xenon bombardment. This discrepancy is believed to be due to the accumulation of xenon onto graphite. The semi-empirical formula and the above ACAT results do not consider this accumulation. In order to quantify this effect, we have calculated with ACAT for the carbon-xenon composite material as a function of xenon concentration. The results of ACAT with 14% xenon atoms in graphite are in good agreement with the experimental data.

**Key words** : Sputtering, Grid Erosion, Accumulation of Xe, JIEDI Tool.

### 1. はじめに

惑星探査機"はやぶさ2"のイオンエンジン開発において、プロペラントであるキセノンイオンによるイオンエンジン・グリッドの損耗が問題となっている。損耗の主な原因はスパッタリングであると考えられる。グリッド材料には炭素が用いられているが、このグリッド材料の損耗は運転時間が数万時間を越えるはやぶさの計画においては、イオンエンジンの寿命を左右する要因の一つになることが予想され、材料損耗の正確な知見が必要とされる。

現在のところその損耗評価に山村らによって提案された垂直入射に対するスパッタリング収量の半経験式 [1]などが用いられているが、キセノン-炭素の組み合わせにおいて、入射エネルギーが100eV以下の低エネルギー領域で実験データと大きな開きが見られる [2][3]。半経験式から導かれるスパッタリングのしきい値は160.84 eVとなり、実験では、しきい値以下の入射エネルギーでスパッタリングが観測されていることになる。これに対し、キセノン-モリブデンの組み合わせにおいては、半経験式は実験データとよく一致する [3]。現在までに、このスパッタリングの違いの原因について十分解明されているとはいえない。本報告では、この評価が難しいキセノン-炭素の組み合わせにおいて、理論的に予想されるしきい値以下でスパッタリングが起こるメカニズムをスパッタリング解析コード ACAT [4], ACAT-DIFFUSE [5]を用いて解析を行った。

\* Doshisha University

\*\* Okayama University (Presently, Yokohama National University)

\*\*\* Okayama University of Science

\*\*\*\* Sojo University

## 2. シミュレーション・コード

スパッタリングの解析に関して、現在までに2体衝突近似法とモンテカルロ法を基にした幾つかのシミュレーション・コードが開発され、多くの有用なデータが生成されている[6]。代表的なものに、TRIM コード[7]、ACAT コードなどが挙げられる。以下に今回解析に用いた ACAT コード、ACAT-DIFFUSE コードの簡単な紹介を行う。

ACAT コードは、前述のように2体衝突近似法とモンテカルロ法を採用しており、ターゲットは図1で示されるように、ターゲットを1辺  $R_0$  ( $= N^{-1/3}$ ,  $N$ :ターゲットの数密度  $\text{atoms}/\text{cm}^3$ ) のユニット・セルに分割し、1つのユニット・セルに1つのターゲット原子をランダムに配置することでアモルファス・ターゲットを形成している。表面結合エネルギーとしては、ターゲットの凝集エネルギーを用いる。

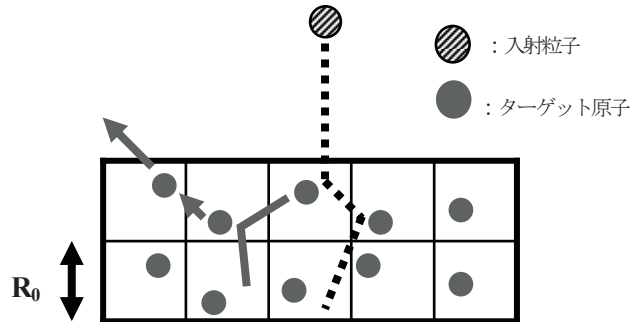


図1 ACAT モデル

ACAT-DIFFUSE コードは、ACAT コードに拡散方程式を数値的に解く DIFFUSE ルーチンを加えたもので、原子衝突などの減速過程と拡散などの熱的過程を評価することができる。図2に ACAT-DIFFUSE コードの概念図を示す。

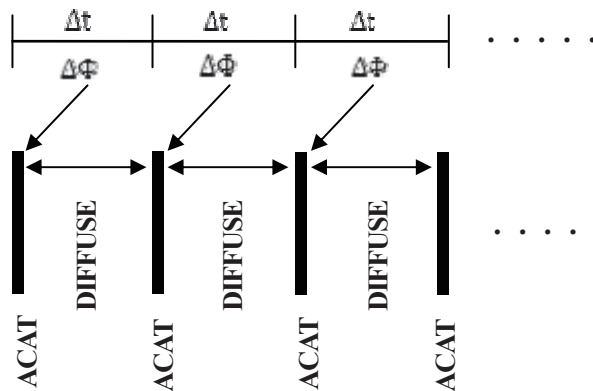


図2 ACAT-DIFFUSE コードの概念図

ACAT-DIFFUSE コードでは、本来同時進行している減速過程と熱的過程を、現象が起こるタイムスケールが大きく異なることから (減速過程:  $10^{-12}$  秒程度, 熱的過程:  $10^1$  秒程度), 図2に示すように減速過程と熱的過程を別々に評価する。手順としては、まず全照射量  $\Phi$  を微小量  $\Delta\Phi$  に分割し、 $\Delta\Phi$  が固体表面に瞬間的に照射されるとして、ACAT ルーチンで減速過程を評価し、その後  $\Delta\Phi$  に対応する微小時間  $\Delta t$  ( $=\Delta\Phi/J$ ,  $J$ : ビームのフラックス [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]) だけ、ACAT ルーチンで得られた入射粒子の深さ分布、格子欠陥分布などを用いて拡散の評価を行う。それを交互に行うことでダイナミカル・シミュレーションを行う。

### 3. 解析結果

図3に垂直入射の場合のキセノン-炭素の組み合わせにおける実験データ[2, 8-12], 山村等によって導かれた半経験式[1]及びACATコードの解析結果を示す. 図より, ACATコードの計算結果は, 半経験式に近い値をとっている. それに対し, 実験データとは, 大きな違いが見られる. 特に, 低エネルギー領域で, その違いが顕著になっている. “はやぶさ2”のイオンエンジン・グリッド付近でのキセノンイオンのエネルギーが数百 eV 以下であることを考慮すると, この違いはイオンエンジン開発において大きな問題となる.

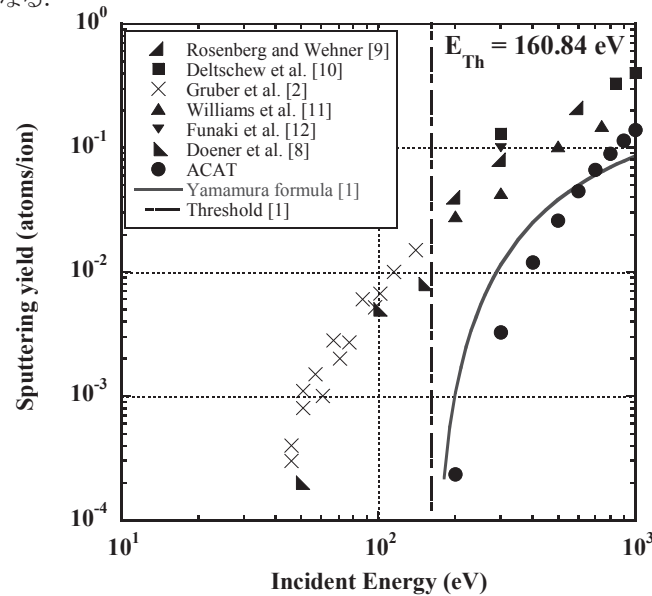


図3  $\text{Xe}^+ \rightarrow \text{C at } 0^\circ$  のスパッタリング収量

理論的に予想されるスパッタリングのしきい値以下でスパッタリングが起こる一つの原因として, イオン照射による炭素材料中のキセノンイオン蓄積の影響が考えられる. 実際, Doener 等によってキセノンプラズマを炭素材料に照射した場合, 照射後の材料中に約 14%のキセノンが蓄積していたことが報告されている[8]. スパッタリングに対する入射粒子の材料中への蓄積の影響については, 同じ質量の粒子同士が最もエネルギー付与効率が高いために Xe が蓄積することによって, 表面近傍に付与されるエネルギーが増加することが考えられる. また, 炭素原子の表面結合エネルギーが変化することも可能性として考えられる. 今回, Xe 蓄積による表面結合エネルギーの変化について, ACAT コードを用いて解析を行った. ここで, ACAT コードは表面結合エネルギーとして, ターゲット原子の凝集エネルギーを採用しており, 炭素材料については 7.37 eV を用いた. キセノン蓄積による表面近傍のエネルギー付与増加については, 今後 ACAT コードを用いて解析する予定である.

入射粒子の蓄積によって表面結合エネルギーが変化する効果を検証するために, 次式で示される 2 元系材料 AB に対する表面結合モデル[13]を ACAT コードに採用し解析を行った.

$$\begin{aligned} U_A &= c_A U_{AA} + c_B U_{AB} \\ U_B &= c_B U_{BB} + c_A U_{AB} \\ U_{AB} &= \frac{1}{2}(U_{AA} + U_{BB}) \end{aligned}$$

ここで,  $U_A$  は材料 AB 中の A 原子の表面結合エネルギー,  $U_B$  は材料 AB 中の B 原子の表面結合エネルギー,  $U_{AA}$  は単原子固体 A の表面結合エネルギー,  $U_{BB}$  は単原子固体 B の表面結合エネルギー,  $c_A$  は材料 AB 中の A 原子の濃度,  $c_B$  は材料 AB 中の B 原子の濃度である. 図4に, このモデルを用いて炭素材料中にキセノン原子が蓄積した場合の表面結合エネルギーの変化を示す. 図4より, 今回採用した表面結合モデルでは, 炭素材料中にキセノンが蓄積することにより, 炭素原子の表面結合エネルギーが減少していくことが分かる. 実験で観測された 14%のキセノンが炭素材料中に蓄積した場合の炭素原子の表面結合エネルギーを求めると 6.87 eV となり, キセノン原子の結合エネルギーは 3.26 eV となる. ここで, 単原子固体の場合の表面結合エネルギーとして, それぞれ炭素: 7.37 eV, キセノン: 0.16 eV を用いた. この結合モデルは 2 種類の原子を混合した



場合の結合エネルギーを評価する式であるので、希ガスであるキセノン原子と炭素原子の結合が成り立つことが前提となっている。しかしながら、希ガスであるキセノン原子が他の原子と結合するということは考えにくく、このモデルをそのまま現在の系に適用することは適当であるとは言いが、今回は、キセノンの蓄積による表面結合エネルギーを定量的に評価するために、このモデルを用いて計算を行った。

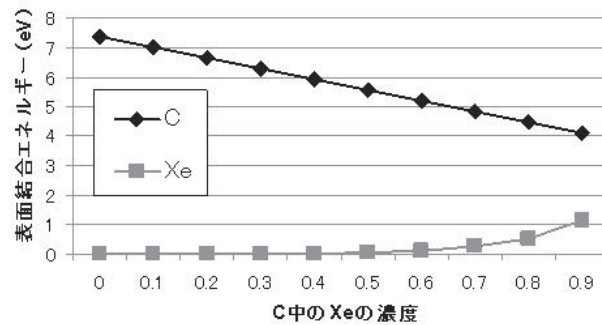


図4 キセノンが炭素材に蓄積することによる炭素原子、キセノン原子の表面結合エネルギーの変化

図5に ACAT コードを用いて、炭素材料中にキセノン原子を 14%蓄積させたターゲットにキセノンイオンを照射した場合の結果を示す。図より、キセノンが蓄積されることによって、炭素原子の表面結合エネルギーが減少し、スパッタリングのしきい値以下の低エネルギー領域においてもスパッタリングが起っていることが示される。また、炭素単体のターゲットの ACAT 結果に比べて実験データとよく一致している。半経験式と図3で示した ACAT の解析結果は、どちらもターゲット原子としては、炭素原子のみを考慮しており、入射粒子の蓄積の効果は取り入れられていない。キセノン-モリブデンのスパッタリング収量が、半実験式とよく一致するのは、モリブデン中のキセノンの拡散が速いために、スパッタリングに関係する表面近傍に蓄積するのではなく、ターゲット内部のより深い領域に分布するためにキセノンの蓄積の効果が少ないためであると考えられる。

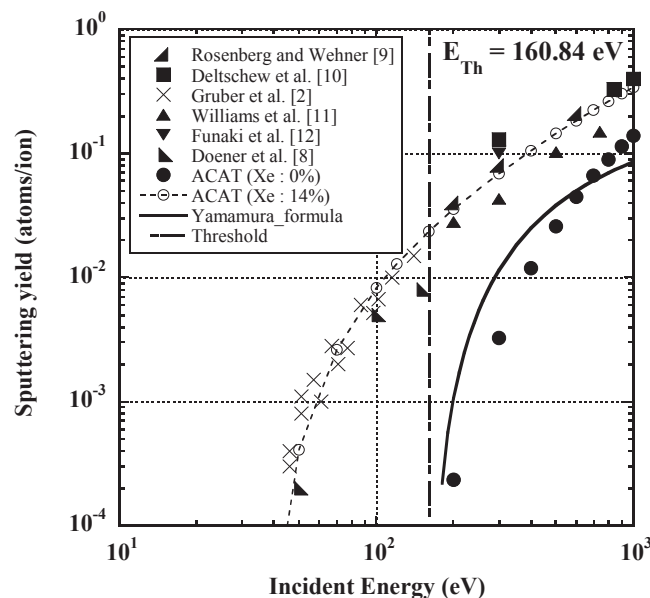


図5 キセノン を 14%炭素材に蓄積させた場合の ACAT 結果

それに対して、炭素材料は、キセノンの拡散が遅いために、表面近傍に蓄積し、スパッタリングに影響を及ぼす。炭素材料中のキセノンの拡散係数については、実験データが不足しており、正確に炭素材料のスパッタリングを評価するためには、今後重要な基礎データの1つとなると思われる。また、今回の解析結果から、入射 Xe が固体表面に蓄積することにより、炭素原子の表面結合エネルギーが減少し、それに伴ってスパッタリングのしきい値も減少するという可能性が考えられる。しかしながら、希ガスである Xe 原子が炭素原子の表面結合エネルギーにどのように影響するかは、現在のところ不明である。今



回用いた表面結合モデルでは評価できない可能性も考えられる。

炭素中のキセノンの拡散係数が現在のところ未知であるが、この拡散係数及びトラップサイトの結合エネルギーをフィッティングパラメータとして、 $100\text{ eV Xe}^+ \rightarrow \text{C at } 0^\circ$  について、表面第1層のキセノンの蓄積量が14%となるように決めた拡散係数を用いて ACAT-DIFFUSE コードで、照射による炭素材料中のキセノンの蓄積とスパッタリング収量の時間変化を解析した結果を図6、図7に示す。ここで、炭素材料中のキセノンイオンの拡散係数は  $D(T) = 1.0 \times 10^{-5} \exp(-0.55/kT)$  とした。  $k$  はボルツマン定数である。また、ターゲットの温度  $T$  は473 K、イオンフラックスは  $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、ターゲット中には2種類のトラップサイトを考慮し、ディトラップ・エネルギーはそれぞれ0.8 eV, 3.44 eV とした。

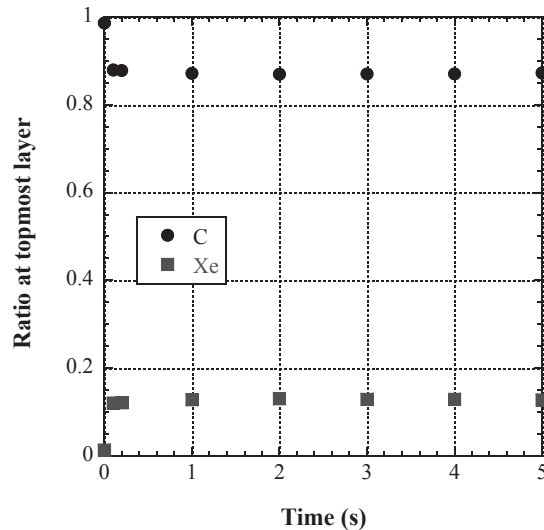


図6 炭素材料中におけるキセノンの蓄積の時間変化

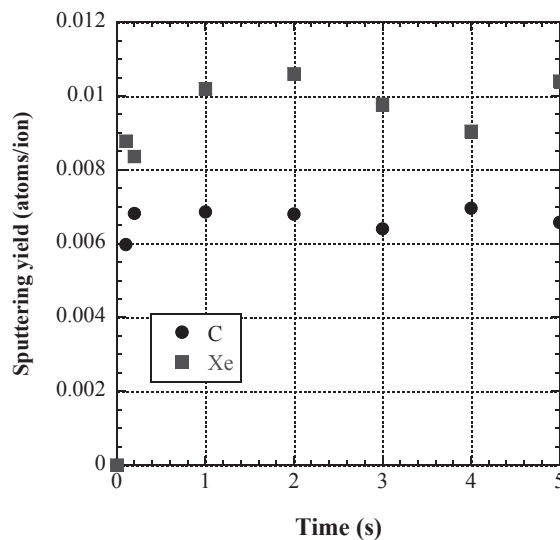


図7 スパッタリング収量の時間変化

図6より、今回の計算で用いた拡散係数では、照射1秒未満で固体表面のキセノンの蓄積量が14%程度になり、その後はほぼ一定となる。スパッタリング収量についても、炭素のスパッタリング収量はほぼ一定となる。キセノンの蓄積量、表面の濃度はターゲット温度に依存するため、スパッタリング収量の評価を行う場合、ターゲットの温度も注意する必要がある。

#### 4. まとめ

惑星探査機“はやぶさ2”のイオンエンジン開発において問題となっているキセノンイオンによる炭素材料の損耗をスパッタリング解析コード ACAT, ACAT-DIFFUSE を用いて解析を行った。

理論的に予想されるスパッタリングのしきい値以下の低エネルギーでのスパッタリングは、キセノンが炭素材料に蓄積するために引き起こされると考えられる。キセノンの蓄積によって、炭素原子のスパッタリング収量や表面に付与されるエネルギーの増加が可能性として考えられる。ACAT コードを用いて解析を行った結果、入射キセノンの蓄積による表面結合エネルギーの減少に伴って、スパッタリングのしきい値が減少することが示された。今回用いた表面結合モデルにおいては、キセノン原子と炭素原子の結合を考慮しており、希ガスであるキセノン原子が他の原子と結合することは考えにくいいため、今後キセノンの蓄積による炭素原子の表面結合エネルギーに関して、さらに進めた議論が必要である。現在進めているスパッタリング実験によって炭素原子の結合エネルギー変化を測定する予定である。また、キセノン蓄積による表面近傍のエネルギー付与増加についても、ACAT コードを用いて解析する予定である。

さらに、キセノンの蓄積を評価するためには、キセノンの炭素材料中の拡散係数などの基礎的なデータが不足しており、スパッタリングの正確な評価を行うためには今後重要になってくると思われる。さらに、固体表面近傍のキセノンの蓄積量はターゲットの温度に依存するため、スパッタリング収量も温度依存性を持つことが考えられる。このスパッタリングの温度依存性も今後検討する必要があると思われる。

#### 参考文献

- [1] Yamamura, Y. and Tawara, H., "Energy dependence of Ion-Induced Sputtering yields from Monoatomic Solids at Normal Incidence", Nat'l Inst. Fusion Sci., Res. Rept. No. NIFS-DATA-23, 1995.
- [2] Gruber, J. R., "Low-Energy Sputter Erosion of Various Materials in a T5 Ion Thruster", IEPC-01-307, 2001.
- [3] 百武 徹, 西田迪雄, 劍持貴弘, 村本哲也, イオンエンジン加速グリッドにおけるスパッタリング解析に向けて, 宇宙航空研究開発機構特別資料, JAXA-SP-06-019, 2007.
- [4] Yamamura, Y. and Mizuno, Y., "Low-Energy Sputtering with The Monte Carlo Program ACAT", Inst. Plasma Physics, Nagoya Univ., IIPJ-AM-40, 1985.
- [5] Yamamura, Y., "Computer Studies of Reemission and Depth profiles for Helium on Molybdenum", pp. 17-26., 1987.
- [6] Yamamura, Y., Itikawa, Y. and Itoh, N., "Angular Dependence of Sputtering Yields of Monoatomic Solids", Inst. Plasma Physics, Nagoya Univ., IIPJ-AM-26, 1983.
- [7] Biersack, J. P. and Haggmark, L. G., "A Monte Carlo Computer Program for Transport of Energetic Ions in Amorphous Targets", Nucl. Instrum. & Methods **174**, pp. 257-269. 1980.
- [8] Doerner, R. P., Whyte, D. G., Goebel, D. M., "Sputtering yield measurements during Low Energy Xenon Plasma Bombardment", J. Appl. Phys., **93**, pp. 5819-5823, 2003.
- [9] Rosenberg, D. and Wehner, G. K., "Sputtering Yields for Low Energy He<sup>+</sup>, Kr<sup>+</sup>, and Xe<sup>+</sup> Ion Bombardment", J. Appl. Phys., Vol. 33, No. 5, pp. 1842-1845, 1962.
- [10] Deltschew, R., Tartz, M., Plicht, V., Hartmann, E., Neumann, H., Leiter, H. J. and Esch, J., "Sputter Characteristics of Carbon-Carbon Compound Material", IEPC-01-118, 2001.
- [11] Williams, J. D., Johnson, M. L. and Williams, D. D., "Differential Sputtering Behavior of Pyrolytic Graphite and Carbon-Carbon Composite Under Xenon Bombardment", AIAA-2004-3788, 2004.
- [12] Funaki, I., Nishiyama, K., Kuninaka, H., Toki, K., Shimizu, Y. and Toki, H., "20mN-class Microwave Discharge Ion Thruster", IEPC-01-103, 2001.
- [13] Kelly, R., "An Attempt to Understand Preferential Sputtering", Nucl. Instrum. & Methods **149**, pp. 553-558. 1978.

# イオンエンジンにおけるビーム中和電子の粒子解析

臼井英之\*, 鐘ヶ江将詩†

Particle-In-Cell simulations on beam neutralizing electrons for ion engine

By

Hideyuki USUI\* and Masashi KANEGAE

**Abstract :** In order to examine the density and temperature distribution of electrons which neutralize ion beam emitted from an ion engine, we performed three-dimensional Particle-In-Cell simulations and investigated the electron behavior inside or outside the ion beam flows in the downstream region with respect to the accel grid. We calculated the charge density distribution of ions in three-dimensional spatial grid space covering the downstream region of the ion engine by using the ion beamlet data provided by Dr. Nakano. By solving Poisson's equation with the charge density data the potential distribution is calculated. Then we start emitting electrons from the down stream edge of the simulation region. At each time step, the charge density at each grid point is updated by the emitted electrons and the corresponding electric potential is renewed. By using the new potential values, we update the electrons dynamics by solving equation of motion for each electron. Since we focus on the short time scale of electron motion, we assume that ions which are about 100 thousand times heavier than electrons are immobile. We keep solving the above-mentioned PIC simulation until the steady state in terms of electron distribution is achieved. By using the electron data obtained in the simulations, we analyze the electron local temperature by calculating the local electron velocity distributions. From the data, we found that temperature is not uniform in space. The electron temperature at the ion beam edges become approximately 1.6 times higher than that of originally injected electrons.

**Key words :** Ion Engine, Grid Erosion Analysis, Ion Beam Neutralization, Particle-In-Cell simulation, Electron temperature

## 1. はじめに

JAXA を中心にイオンエンジン耐久評価のためのグリッド損耗数値解析ツール(JIEDI)開発が進行中である。イオンエンジンから噴射されるイオンビームの軌道は、エンジン近傍での中性粒子との衝突やエンジン出口でのイオンビーム中和の状況に影響を受ける。特に、ビームの中和状態の詳細は実験観測データの不足もあり、定量的な把握は困難である。そこで JIEDI ではアクセラグリッドより下流でのビーム中和電子分布モデルを空間的に温度が一樣なボルツマン分布で近似している。しかし、この近似の妥当性についての検証は行われていない。そこで、今回、京大生存圏研究所スペースグループで長年用いられている電磁粒子コード KEMPO (Kyoto-university ElectroMagnetic Particle cOde)を静電粒子コードとして用い、イオンエンジンのイオン放出

---

\* RISH/Kyoto University (Currently, Kobe University)

† Kyoto University

口付近において熱速度で放出された電子がイオンビーム中和プロセスを経て定常状態でどのような密度、温度分布になるかを解析することにした。

## 2. ビーム中和電子解析手法

イオンエンジンで使われる推進剤はキセノンがよく使用される。これは電子に比べ、きわめて重いので、電子ダイナミクスに着目した今回の粒子シミュレーションではイオンは動かないと近似できる。すなわち、本シミュレーションではイオンは空間に固定されており、その状況における中和電子の振る舞いを調べた。

イオンビームデータは、首都大学東京の中野氏より提供していただいたアクセラグリッド下流面の1孔におけるイオンビームレット44417本のデータを用いた。このイオンビームレット

データの領域はアクセラグリッドの孔の中心を原点とした30度の直角三角形の部分であり、対称性を利用して拡張すると実際の蜂の巣状のグリッド孔におけるイオンビームを再現することができる。本研究では直交座標を用いるため、その最小単位として図1のようなモデルを用いて解析を行った。x軸方向は実パラメータでは5.5mmでシミュレーション内では50グリッドに分割している。y軸方向は9.46mmで86グリッドに分割している。ビーム進行方向であるz軸方向は11mmの領域を設定し、100グリッドに分割するようなシミュレーション領域を考えた。なお、本研究でのイオンエンジンのパラメータはアクセラグリッド孔の中心間距離が11mm、イオンビーム電流値は0.2mA、アクセラグリッド電圧は-200Vである。

まず、イオンビームレットの速度と電流値から、今回粒子シミュレーションで用いる3次元直交座標の空間格子点にイオン電荷密度の値を抽出し割り当て、背景的なイオン分布として用いた。ただし、イオンビームは一定速度で直進するものと仮定してシミュレーションモデルの全空間でのイオン電荷密度を求めた。電荷密度を $\rho$ 、イオンビームレット電流を $i$ 、イオンビームレットが1グリッドを横切るのに要する時間を $t$ 、1グリッドの体積

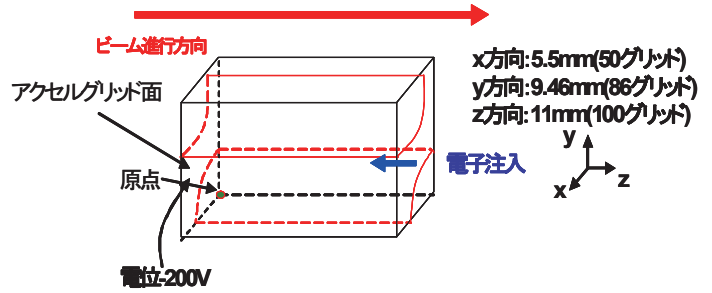


図1：シミュレーションモデル図

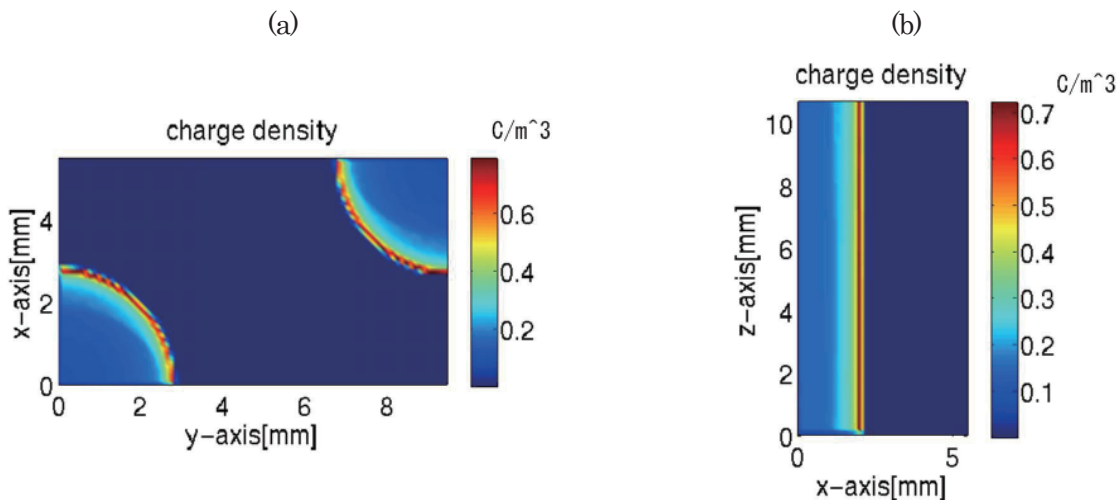


図2：イオンの空間電荷密度. (a)  $z=5.5\text{mm}$  での  $x\text{-}y$  断面, (b)  $y=2.2\text{mm}$  での  $x\text{-}z$  断面

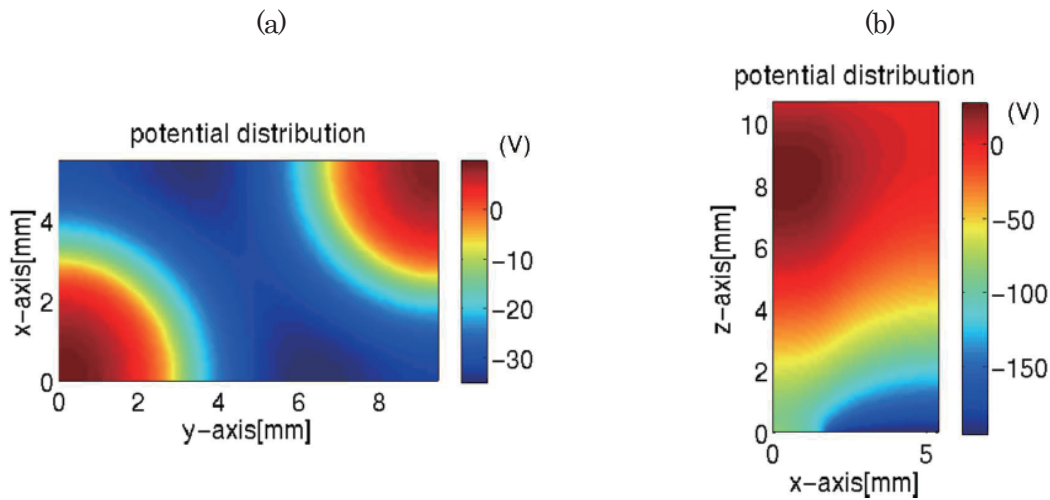


図 3： 空間電位分布. (a)  $z=5.5\text{mm}$  での  $x\text{-}y$  断面, (b)  $y=2.2\text{mm}$  での  $x\text{-}z$  断面

を  $V$  とすると、 $\rho = it/V$  で 1 グリッドにおける電荷密度が求まる。 $t$  を得るには、ビームレットの直線式を求め、グリッドに入るときの交点と出て行くときの交点を調べ、その距離を速度で割ればよい。それをビームレット毎およびグリッド毎について調べ、最終的に重ねあわせれば各グリッドでの空間電荷が得られる。図 2(a),(b) はそれぞれ  $z=5.5\text{mm}$  での  $x\text{-}y$  断面、 $y=2.2\text{mm}$  での  $x\text{-}z$  断面におけるイオンの空間電荷密度コンター図である。図から明らかのようにイオンビーム外側部分の電荷密度が高くなっている様子がわかる。

次に、得られた電荷密度を用いてポアソン式により空間電位を計算する。ポアソン方程式では、次のような境界条件を用いた。 $z=0\text{mm}$  のアクセラグリッド面において、孔部分の電位データは中野氏から与えられている。他のアクセラグリッド面の電圧は  $-200\text{V}$  に設定した。一方、イオンビーム下流境界である  $z=11\text{mm}$  面の電位は  $0\text{V}$  とした。実際はもっと離れたイオンビーム下流で電位が  $0$  になるような条件に設定するべきであるが、今回は計算資源の問題のために、アクセラグリッドの孔間距離分つまり  $11\text{mm}$  ビーム下流で境界条件を設定した。 $x, y$  方向の境界条件については対称性を利用してモデルを拡張していくので、電位勾配つまり電界が  $0$  という境界条件を設定した。これらの境界条件の下、ポアソン式を解き電位の空間分布を求めた。図 3(a) は、 $z=5.5\text{mm}$  での電位の断面をコンター図で示す。また図 3(b) は  $y=2.2\text{mm}$ 、つまりビームをビーム進行方向に含んだ平面での電位分布である。図 3(a) からわかるように、イオンビームが存在する領域では正の電位となる。また図 3(b) に示すように  $z=6\text{mm}$  より離れると正の電位領域となることがわかる。図 3 は初期電位分布としてイオンのみが存在する場合であることを注意したい。

その後、イオンビーム進行方向とは逆向きに、 $z=11\text{mm}$  面全体から連続的に  $5\text{eV}$  の電子をある密度で注入した。各時間ステップでイオンと電子の電荷密度の総和を用いてポアソン方程式を解く。それによって各グリッドで電位を更新するとともに、新しい場を用いて電子の挙動を解く。この繰り返しを定常状態になるまで行った。そして、定常状態における電子の速度分布、温度分布を抽出した。なお、電子の境界条件は、ビーム進行方向とは垂直な方向については反射境界を用いた。図 3(b) の電位分布からも見てわかるように、ビーム進行方向と逆向きに大きな電界が存在するので  $5\text{eV}$  で注入された電子は  $-200\text{V}$  のアクセラグリッド面へは到達しないと考えられる。注入電子のプラズマ周期を  $T$  とすると、電子注入後から  $114T$  経過した時間においては電子分布、電位分布ともにほとんど変化しなかったため、この時間以後を定常状態とみなしビーム中和電子分布解析を行った。図 4 (a) に電子注入後のビーム中心付近軸方向の空間電位分布を示す。時間  $114T$  では  $z=6\text{mm}$  より下流の領域では初期のイオンによる正の電位が中和されほぼ  $0$  電位になっていることがわかる。図 4(b) には  $y=0.33\text{mm}$  で切った  $x\text{-}z$



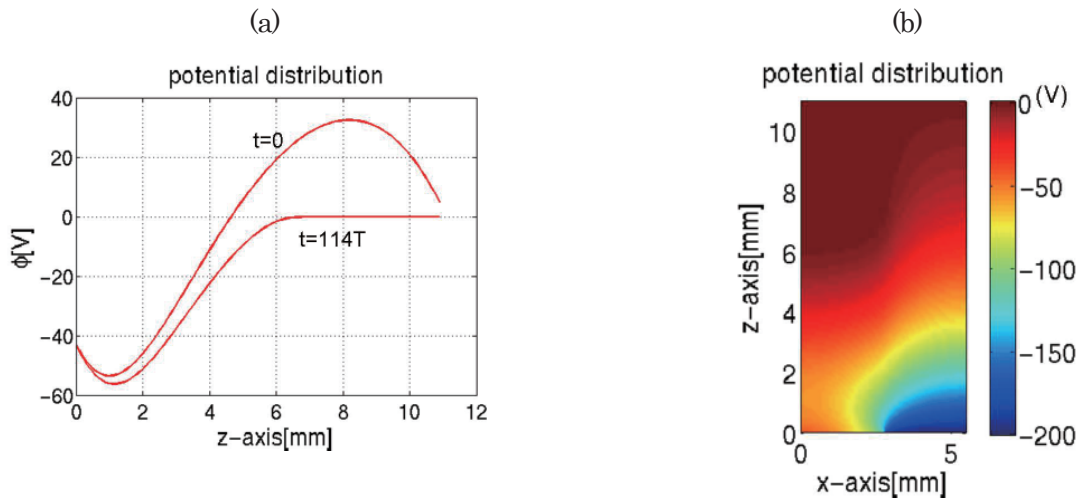


図4：電子注入後の空間電位分布

(a) ビーム中心付近軸 ( $x=y=0.33$ mm) 上における空間電位, (b)  $y=0.33$ mm での x-z 断面

平面での電位分布図を示す。図 4(a)に示されたように、 $x=0$  軸近傍では  $z=6$ mm より下流の領域において電位はほぼゼロになっている。

### 3. 定常状態におけるビーム中和電子解析

#### 3.1. 電子密度分布

イオンビームの中心付近領域 ( $y=0.33$ mm を通る断面) における中和電子の密度分布について調べた。 $y=0.33$ mm 断面における電子のみの空間電荷密度を図 5 に示す。図からわかるように、ビーム方向には電子は  $z=7$ mm あたりまでしか達しておらず、 $x=0$  のビーム中心軸よりはむしろイオンビームの外周領域部分 ( $x=3$ mm 付近) に電子が集中している様子がわかる。図 2 で示したようにビーム内のイオンはイオンビーム外周に集中しており、これを中和するために、電子がイオンビーム外周に集中する。ただ、電子は熱運動をするため、電子分布は空間的に広がる。図 4(b)の電位分布図を見ると、ビーム外周領域 ( $x=3$ mm 付近) において x 方向に電位の空間勾配が存在することが分かる。すなわち、ビーム方向に垂直に電位勾配が生じ、そこでの電界によりビーム軸に垂直方向に電子速度変化が予想される。このことを踏まえて、以下に電子速度分布を示す。

#### 3.2. 電子温度分布

図 6(a), (b)にビーム中心下流領域 ( $z$  座標で約 7.4mm 近傍) における電子のビーム進行方向速度とビーム垂直方向速度の速度分布関数をそれぞれ示した。いずれの場合も速度分布関数は非常にマクスウェル分布に近い形をしている。これらの分布関数から温度を抽出するとビーム方向に対して平行および垂直方向における温度はそれぞれ

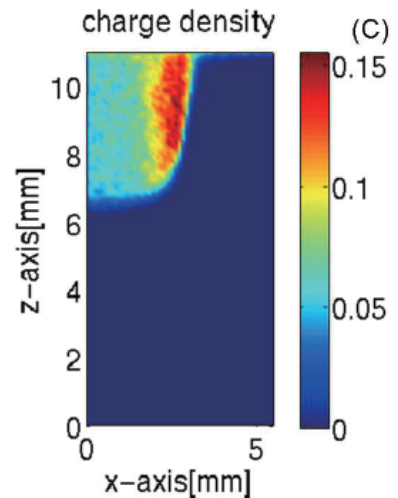


図5：中和電子密度図。 $y=0.33$ mm を通る x-z 断面図

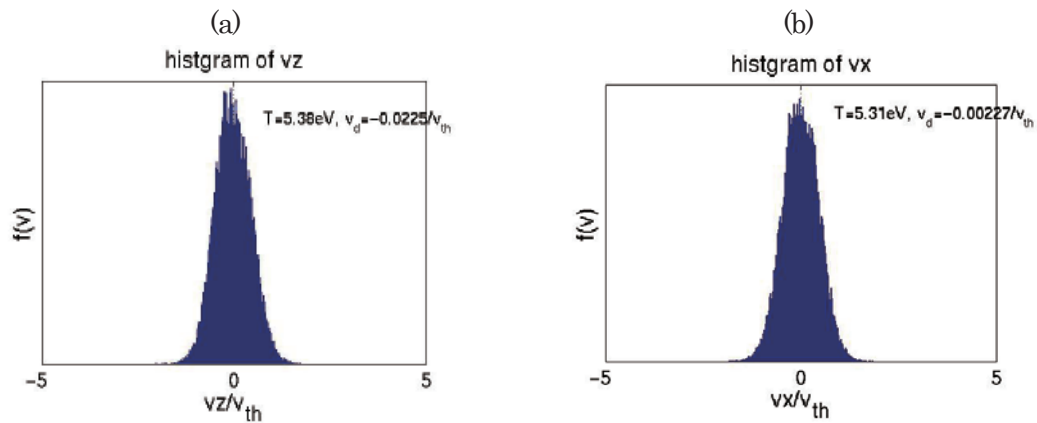


図6：ビームレット中心( $z=7.7\text{mm}$ ) (a)ビーム平行方向分布, (b)ビーム垂直方向分布

れ、 $5.38\text{eV}$ 、 $5.31\text{eV}$  となった。より電子注入境界に近い領域についても同じく温度評価をしたが、ビーム方向に対して平行および垂直方向ともに、ほぼ注入時の  $5\text{eV}$  に近い値となっている。これは、図6に示したように、ビーム中心付近では電位はほぼ  $0\text{V}$  で一様であり場からの電子への影響はほとんどなく、初期の速度分布を維持しているためである。

次にビーム外周部分についての速度、温度分布の考察を行う。 $z$ 座標で約  $8.5\text{mm}$  近傍および  $7.4\text{mm}$  近傍でのビーム垂直方向の速度分布関数をそれぞれ図7(a), (b)に示す。速度分布から得られた温度評価は、(a) $8.93\text{eV}$ 、(b) $5.25\text{eV}$  となった。速度分布について注目してみると、パネル(b)では、速度分布関数はほぼマクスウェル分布である。しかしもう少しグリッドから離れると(a)に示すように速度分布の広がりが大きくなり、その結果、温度も  $8.83\text{eV}$  と注入時の  $5\text{eV}$  に比べ非常に大きくなっている。図4(b)に示したようにビーム外周領域では、定常状態において空間的な電位勾配が生じており、電子はこの電位勾配により加減速されることによって速度分布が広がりを持つようになると考えられる。

これまでの温度分布結果から、空間的な電位変化が顕著な領域、今回の場合ではイオンビーム下流のイオンビーム外周部において電子温度が注入時より若干高くなることがわかった。イオンビームが中和され、電位がほとんど  $0$  となっている領域については注入時の中和電子のエネルギー  $5\text{eV}$  とほぼ等しくなることがわかった。すなわち、イオンビーム中和過程において特にビーム垂直方向に電子温度上昇の可能性が明らかとなった。

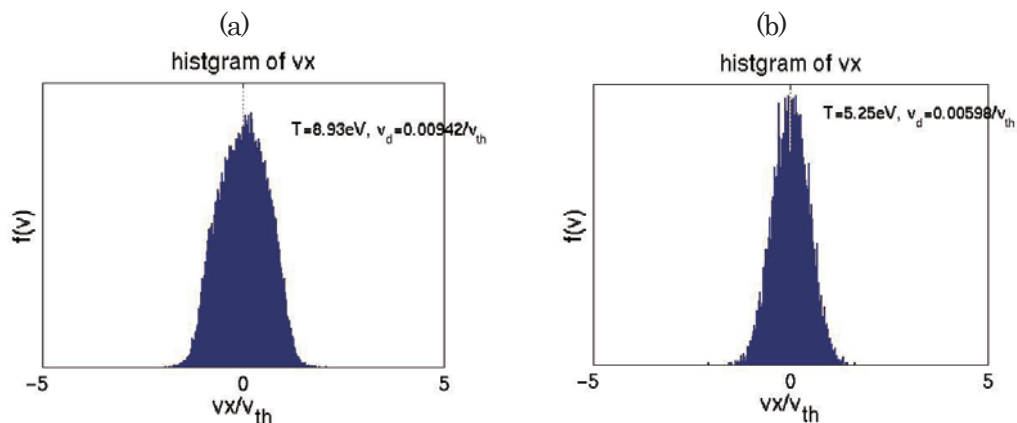


図7：ビームレット外周領域でのビーム垂直方向の電子速度分布  
(a) $z=8.5\text{mm}$ , (b) $z=7.4\text{mm}$

## 4. 議論

今回の数値実験では、イオンビームレットのデータ数が膨大であるため、電荷密度を計算する際には提供いただいた 44417 本のビームレットデータから 10000 本に間引き、得られた電荷密度に 4.4417 を乗算した。このため、図 2 に示すように、イオン電荷密度は外周部の高密度領域でばらつきが見られる。しかし、これを元に得られた電位分布では空間的に滑らかな解が得られており、それによる電子運動や温度分布への影響は少ないと考える。

また、本研究では、ビーム進行方向にはグリッド孔直径の約 2 倍の領域をとり、ポアソンの方程式の境界条件としてイオンビーム下流の端における面の電位を 0 と設定した。本来ならば下流端の境界面をグリッドからもっと離れた位置にとるべきかもしれない。ただ、今回の結果で示されたように、少なくともビーム中心軸に沿っては注入電子によるイオンビーム中和が達成されているので、境界の影響がそれ程大きいとは言いがたい。今回の実験では、ビーム外周領域におい電子温度の上昇が見られたが、これをより正確に評価するためにはビーム方向により長いシミュレーションシステムを採用することが必要である。

実際にはイオンエンジンには無数のグリッド孔が存在するが、本研究では中心角 90 度の扇形領域 2 つについてしか解析していない。今回のモデルは、周期条件を用いているので多数孔モデルを模擬していることと等価ではあるが、エンジン外枠であるグリッドそのものの境界が電子ダイナミクスにどのような影響があるかについては、考慮されていない。さらに、今回は下流境界から上流にむけて一様に電子を 1 方向に注入したが、実際は、イオンエンジンから少し離れた場所に設置された中和器から電子がローカルに放出されるため、イオンビーム中和プロセスにおいては空間的な電子のミキシングについても考える必要がある。このように、イオンビームの中和過程を定量的に解析するには、より現実的なモデルを用いる必要があるが、今後の課題である。

## 5. まとめ

本研究では、グリッド損耗解析ツールの精度に影響を与えると考えられる中和電子の分布について、3 次元粒子計算機実験を用いてセルフコンシステントな解析を行った。現状の JIEDI 解析ツールでは、アクセルグリッドより下流でのビーム中和電子分布モデルを空間的に温度が一樣なボルツマン分布で近似している。今回、この妥当性を検証するために、イオンビームレットからボルツマン電子を差し引き、イオンだけの分布を背景として与え、それに粒子モデルの中和電子を連側的に注入していくことにより、イオンビーム中和状態で電子温度分布がどのようになるかを調べた。本シミュレーション結果により、電子の集中するイオンビームの外周、特にイオンビーム下流領域で電子の温度が若干高くなることが明らかになった。もし粒子モデルを用いた電子温度が空間的に一樣であることが確認できれば、空間的に温度一定のボルツマン分布の仮定の妥当性を与えることになるが、今回の結果のように電子温度に領域依存性がある場合、電子温度一定のボルツマン電子分布の仮定が必ずしも正しいとは言えなくなる。この電子温度非一樣の影響がイオンビーム軌道に対してどの程度影響を及ぼすかについては、今回のモデルでは検証できない。これを行うためには、イオンビームそのものも粒子として扱い、電子中和プロセスも含めた定常解を求めるのが妥当と思われる。この解析は別途 JIEDI プロジェクトで行われているので、その結果に期待したい。

## 謝辞

イオンビームレットデータを提供いただき有益なコメントをいただきました首都大学東京の中野正勝先生、本研究の取り組みに際していろいろご助言頂きました JAXA 大川恭志氏、防衛大学校の中山宜典先生には感謝いたします。京都大学生存圏研究所の大学院生である三宅洋平君、今里康二郎君には、シミュレーション実行や可視

化解析、結果の議論にわたり大変助けていただきました。ここに感謝の意を表します。なお、本研究の数値シミュレーションの一部は京大生生存圏研究所の共同利用研究プロジェクトとして電波科学計算機実験装置（KD K）を用いて行われました。本研究は科学研究費補助金（課題番号 18360405）の助成を受けたものである。

### 参考文献

- [1] 國中均、中山宜典、西山和孝、「イオンエンジンによる動力航行」、宇宙工学シリーズ8、コロナ社、3章、2006.
- [2] 石原和臣、「高出力イオンスラスターのビーム軌道計算」、学士論文、東京大学航空宇宙工学、1990.
- [3] 「イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ2006年度報告書」、宇宙航空研究開発機構特別資料、JAXA-SP-06-019、宇宙航空研究開発機構、2007.

## レーザートムソン散乱法による小型マイクロ波放電型イオンエンジンにおける プラズマ状態の測定

山本直嗣<sup>1</sup>, 富田健太郎<sup>1</sup>, 真島周<sup>1</sup>, 山崎尚人<sup>1</sup>, 近藤慎也<sup>1</sup>, 鶴哲平<sup>1</sup>, 中島秀紀<sup>1</sup>, 内野喜一郎<sup>1</sup>  
**Plasma Property Measurement in a Miniature Microwave Discharge Ion Thruster by Laser  
 Thomson Scattering**

By

Naoji YAMAMOTO<sup>1</sup>, Kentaro TOMITA<sup>1</sup>, Amane MAJIMA<sup>1</sup>, Naoto YAMAZAKI<sup>1</sup>, Shinya KONDO<sup>1</sup>,  
 Teppei TSURU<sup>1</sup>, Hideki NAKASHIMA<sup>1</sup> and Kiichiro UCHINO<sup>1</sup>

**Abstract :** The plasma parameters, electron number density and electron energy distribution function, in a miniature microwave discharge ion thruster were successfully measured by means of laser Thomson scattering without perturbations. A photon counting method and a double monochromator were used against small Thomson scattering signal and strong stray laser light. The result shows an electron energy distribution function is Maxwellian, since the scattered spectrum can be fitted by Gaussian at the temperature of 1.5 eV. An electron density is  $2.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . The measured electron number density and electron temperature values were found to be reasonable compared with estimation deduced from extracted ion beam current.

**Key words :** Laser Thomson Scattering, ion thruster, miniature, microwave discharge plasma

### 1. Introduction

JIEDI tool (JAXA Ion Engine Development Initiative)の開発において、イオンスラスタの放電室内部のプラズマ状態の計測は必要不可欠である。プラズマ状態、すなわち電子密度や電子のエネルギー分布関数はJIEDI toolの入力条件であるため、これらの諸量の正確な測定があって初めて数値解析コードによるイオンエンジン寿命評価が可能になる。しかしながら静電プローブによる内部測定では、放電室内部のプラズマに擾乱を与えてしまい、正確な測定はこれまで難しかった。

そこで、擾乱を与えずにプラズマ諸量を測定する方法として、レーザートムソン散乱法に着目した。レーザートムソン散乱法は非接触のプラズマ諸量の測定方法である。この手法は核融合プラズマなどのプラズマ密度が  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  以上の高温・高密度プラズマの測定方法として発展してきた[1, 2]。近年フォトンカウンティング法の適用により  $10^{16} \text{ m}^{-3}$  以下の低密度プラズマの測定が可能になっている[3]。この手法を小型マイクロ波放電型イオンスラスタのプラズマ計測に適用するにあたり、以下のような課題があげられる。まず、プラズマの大きさがおよそ 10 mm であり、密度が  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  程度であるため、トムソン散乱の散乱光が非常に弱い。次に、測定点近傍にアンテナや壁が存在するため、迷光が大きい。そこで微弱な散乱光強度でも測定できるフォトンカウンティング法を用い、迷光除去能力が高いダブル分光器を用いることにより、これらの課題を解決することが可能となる。

<sup>1</sup> Kyushu University



## 2. レーザートムソン散乱法

プラズマ中にレーザー光を入射させた時、プラズマ中の自由荷電粒子は、レーザー光の電場で強制振動させられる。その強制振動の結果、二次的な光が放射される。これがレーザー光のトムソン散乱である。放射によって失われるエネルギーは古典理論において、電界によって加速された荷電粒子から放射されるエネルギーと同じである。電子の質量はイオンの質量と比較して圧倒的に小さいため、電磁波による加速度は電子がイオンと比較して圧倒的に大きい。そのため通常電子からのトムソン散乱のみ測定される。レーザートムソン散乱法の原理や一般的な実験装置の詳細な説明は様々な参考文献[4-7]に譲るが、簡単な電子温度と電子密度の算出方法を以下に示す。

トムソン散乱の強度  $I_T(\Delta\lambda, \theta)$  は

$$I_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_e \Delta V d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda. \quad (1)$$

比例定数であるトムソン散乱の微分断面積  $d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)$  は

$$d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) = r_0^2 [1 - \sin^2\theta \cos^2\xi] \cdot S(\Delta\lambda, \theta). \quad (2)$$

散乱パラメータ  $\alpha$  を以下のように定義する

$$\alpha = \frac{1}{|k|\lambda_D}, \quad |k| = |k_s - k_i| = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin\frac{\theta}{2}. \quad (3)$$

$\alpha \ll 1$  ではデバイ長が散乱に関係する波長 ( $1/|k|$ ) よりも長くなるので、個々の電子が独立に散乱に寄与する。その結果、電子の熱運動の影響が強く反映され、電子項が優勢でイオン項は無視できる。この場合、プラズマによる散乱断面積は電子の個々の熱運動によって決まるので、これを非協同的散乱という。また、 $\alpha > 1$  では電子の集団的な運動の影響が現れ、イオン項が支配的になる。これを、イオンを遮蔽する電子群の協同的運動による散乱という意味で協同的散乱という。本研究で用いたレーザー（波長 532 nm）、散乱角 (90°) およびプラズマの典型的な電子温度  $T_e = 0.1 \sim 10$  eV、電子密度  $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  では  $\alpha \ll 1$  となり、散乱は非協同的散乱領域にある。

プラズマ中の自由電子は熱運動しているためトムソン散乱スペクトルはレーザー光からドップラーシフトしている。そのため、散乱スペクトルは電子の速度分布を反映している。ドップラーシフト  $\Delta\lambda$  は以下のように表わされる

$$\Delta\lambda = 2v \sin(\theta/2) \lambda_i / c. \quad (4)$$

よって電子のエネルギー分布関数がマクスウエル分布であるとする、トムソン散乱の動的形状因子  $S(\Delta\lambda, \theta)$  は以下ようになる

$$S(\Delta\lambda, \theta) = \left( \frac{m_e}{2\pi e T_e} \right)^{1/2} \left( \frac{c}{2\lambda_i \sin(\theta/2)} \right) \exp \left\{ - \frac{m_e}{2e T_e} \left( \frac{c\Delta\lambda}{2\lambda_i \sin(\theta/2)} \right)^2 \right\}. \quad (5)$$

よって、トムソン散乱スペクトルの半値半幅  $\Delta\lambda_{T,1/2}$  は

$$\Delta\lambda_{T,1/2} = \frac{2\lambda_i \sin(\theta/2)}{c} \sqrt{\frac{2e T_e \ln 2}{m_e}}, \quad (6)$$

しかし、実際に観測されるスペクトル  $G(\Delta\lambda, \theta)$  は真のトムソン散乱スペクトル  $S(\Delta\lambda, \theta)$  と分光器の装置関数  $F(\Delta\lambda)$  とのコンボリューションとなるため、この補正が必要である[8]。スリット幅 0.1 mm、ダブル分光器の逆線分散値 1 nm/mm のとき、測定された装置関数幅は 0.54 nm であった。

電子密度  $n_e$  のプラズマからのトムソン散乱光強度  $I_T(\Delta\lambda, \theta)$  は、式(1)において、電子密度以外の値が既知であれば、トムソン散乱光強度から電子密度が算出できる。しかし、 $I_0$ 、 $\Delta V$ 、 $d\Omega$ の絶対値を精度よく測定することは困難である。そこで、トムソン散乱実験と同様の実験配置下で、レーリー散乱断面積が既知の気体によるレーリー散乱光強度を観測して、受光系の絶対校正を行う。中性粒子密度  $n_0$  の気体からのレーリー散乱光強度  $I_R(\Delta\lambda, \theta)$  は、

$$I_R(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_0 \Delta V d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda \quad (7)$$

よって電子密度は以下のように算出される

$$n_e = n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)}{d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)} \frac{I_T(\Delta\lambda, \theta)}{I_R(\Delta\lambda, \theta)} = n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda = 0, \theta)}{r_0^2 [1 - \sin^2\theta \cos^2\xi]} \frac{I_T(\Delta\lambda, \theta)}{I_R} \frac{1}{G(\Delta\lambda, \theta)} \quad (8)$$

アルゴンや酸素、窒素などのレーリー散乱の微分断面積と、トムソン散乱の微分断面積の比は既知である。したがって、密度が既知の中性粒子からのレーリー散乱信号を観測した後、トムソン散乱信号強度を測定することで電子密度が求まる。本研究では、空気（窒素、酸素）によるレーリー散乱を計測しているが、ルビーレーザー（波長 694.3 nm）で計測された窒素と酸素の散乱断面積の比 ( $\sigma_T/\sigma_R$ ) はそれぞれ 380 と 462 であった。この結果を波長 532 nm での微分断面積の比に換算すると、それぞれ 131 と 159 となる。この値を用いて電子密度を算出することができる。

### 3. 実験装置

#### 3.1. 小型マイクロ波放電型イオンスラスト

小型マイクロ波放電型イオンスラストの断面図を図1に示す。放電室の内径は 21 mm であり、スラストの外形は 50 mm×50 mm×30 mm である。このイオンスラストのイオン源はアンテナと磁気回路からなる。磁気回路は数個のサマリウムコバルト(Sm-Co)磁石と軟鉄製のヨークからなる。イオン源内部の磁場強度は Sm-Co 磁石の数を変更することによって変えることができる。今回の実験では 4 mm×4 mm×12 mm×1 0個に固定して測定した。QuickField 3.4,[8] (Tera Analysis Co.) によって計算したこのときの磁場形状を図2に示す。図2に見られるように、ヨーク近傍に磁気ミラーが形成されていることがわかる。電子はこの磁場にとらわれて、2つの磁気ミラー間を往復運動する。周波数 2.45 GHz のマイクロ波は同軸ケーブルを通してアンテナに伝送している。アンテナ形状に関して、過去の研究より星型が最も性能が良かったため星型のアンテナを用いた[9]。このアンテナはモリブデン製で、直径 9 mm の円に内接し、厚さは 1 mm である。磁場にとらわれた電子は電子サイクロトロン共鳴によってマイクロ波からエネルギーを得、磁気ミラー間を往復運動しながら中性粒子を電離すると考えられる。そのため電離のほとんどはこの磁気ミラー間の領域で起こっていると考えられている[10]。

本研究において、イオンビームの引き出しは真空装置の制約上行わなかった。そこで、イオンビーム引き出し時の放電室圧力を模擬するため、直径 8 mm の穴が一つ空いているオリフィスを用いた。推進剤利用効率が 0.7、二価電離したイオンビーム電流と一価電離イオンビーム電流の割合が 0.15 の時の放電室圧力を模擬している。

純度 99.999%のクリプトンガスを作動ガスとして用いている。流量の調整はサーマルマスフローコントローラを用いて行った。このマスフローコントローラの誤差はガス流量 0.4 sccm で 0.009 sccm であった。直径 267 mm、長さ 400 mm の真空チャンバおよび排気量 150 l/s のターボ分子ポンプを用いて実験を行った。作動時の背圧は  $1.2 \times 10^2$  Pa であった。このイオンスラストの性能の代表値はキセノン流量 0.018 mg/s、マイクロ波投入電力 8 W、ビーム電圧 1500 V において、推進剤利用効率 0.91、イオン生成コスト 610W/A、推力 0.79 mN、比推力  $4.1 \times 10^3$  sec 推進効率 0.57、であった[11]。投入マイクロ波電力 16 W、キセノン流量 0.036 mg/s イオンビーム

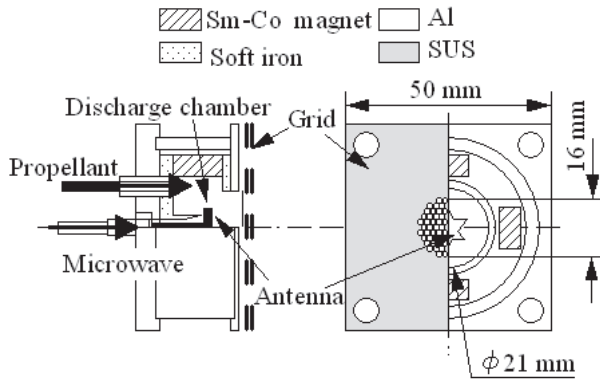


Fig.1 Cross section of a miniature microwave discharge developed at Kyushu University

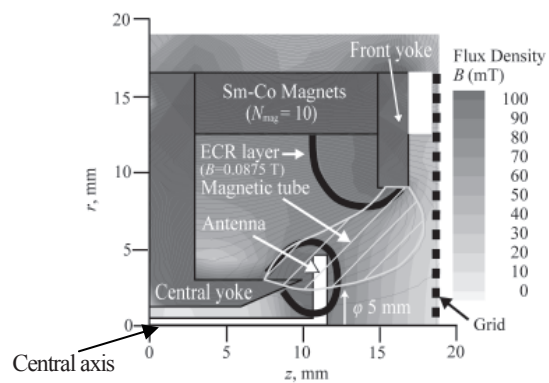


Fig.2 Magnetic field profile of miniature ion thruster developed at Kyushu University

電圧 1,500 V でのグリッド近傍でのイオンビーム電流密度は  $120 \text{ A/m}^2$  と非常に高い。これは NSTAR イオンスラスタの 4 倍の値であり、イオンビーム電流密度の高さはすなわち推力密度が高いことを意味し[12]、同じ推力レベルでは、小型化が可能であることを意味し、搭載スペースの限られた小型衛星において大きな利点である。

### 3.2. レーザートムソン散乱測定装置

図 3 にレーザートムソン散乱の実験装置を示す。光源として、ND:YAG レーザーの 2 倍波を用いた。波長は  $532 \text{ nm}$  でエネルギーは  $180 \text{ mJ}$ 、繰り返し周波数は  $10 \text{ Hz}$ 、パルス幅は  $6 \text{ ns}$ 、ビームの発散角は  $0.6 \text{ mrad}$  であった。図 3 に示すように、アンテナ表面から下流に  $2 \text{ mm}$ 、中心軸から半径方向に  $6 \text{ mm}$  の位置のプラズマ密度および電子のエネルギー分布関数を測定した。この位置はイオン生成が活発に行われていると考えられている磁気ミラー間の領域である。レーザー入射のために直径  $2 \text{ mm}$  の穴を 2 つ、また散乱光の測定のために、レーザーの入射方向およびスラスタの中心軸と  $90$  度の方向に、直径  $3 \text{ mm}$  の穴を放電室側面にあけた。レーザービームは集光レンズ ( $f=300 \text{ mm}$ ) を用いてアンテナ下流  $2 \text{ mm}$  の位置で集光するよう調整している。 $40 \text{ kPa}$  での空気のレーラー散乱スペクトルより、集光スポットの大きさは直径  $0.08 \text{ mm}$  であった。図 3 に示すように  $f=350 \text{ mm}$  と  $f=250 \text{ mm}$  の 2 枚の非球状レンズにより、プラズマからの散乱光はダブル分光器の入りロスリットで集光している。レーザーのビームサイズおよび分光器のスリット幅、スリット高さより、散乱体積は  $\phi 0.08 \times 1 \text{ mm}^3$ 、立体角は  $0.025 \text{ sr}$  であった。すなわち、本計測システムの空間分解能はレーザー入射方向  $1 \text{ mm}$ 、垂直方向直径  $0.08 \text{ mm}$  である。散乱光は分光器を通して分散され、光電子増倍管 (浜松フォトニクス、R943-02) で検出される。

予想されるトムソン散乱の光子数は非常に小さいため、フォトンカウンティング法を用いた。トムソン散乱の信号はフォトンカウンター (Stanford Research Systems Inc., SR430) を用いてレーザー 5000 発あたりの信号を積算した。積算によるこの方法は電子密度の下限を下げる手法として、迫田らにより定常状態のプラズマの測定や繰り返し現象の測定において、非常に有益であることが示されている[13]。この手法はフォトンカウンティング法と組み合わせることにより、ECR や ICP、NLD プラズマの計測方法に用いられ、測定可能なプラズマ密度の下限は  $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ [14] と報告されている。プローブ光は壁面やアンテナ近傍を通過するため、トムソン散乱の信号が大きな迷光に埋もれてしまう。そこで迷光を減少されるために、壁面はカーボンを用い、ヨークは黒色にした。またダブル分光器 ( $f=575 \text{ mm}$ ) を用いた。今回用いたダブル分光器の  $532 \text{ nm}$  から  $2 \text{ nm}$  離れた波長での迷光除去能力はおおよそ  $10^7$  であった。これらの対策により、強い迷光が除去でき、レーザートムソン散乱が可能となった。

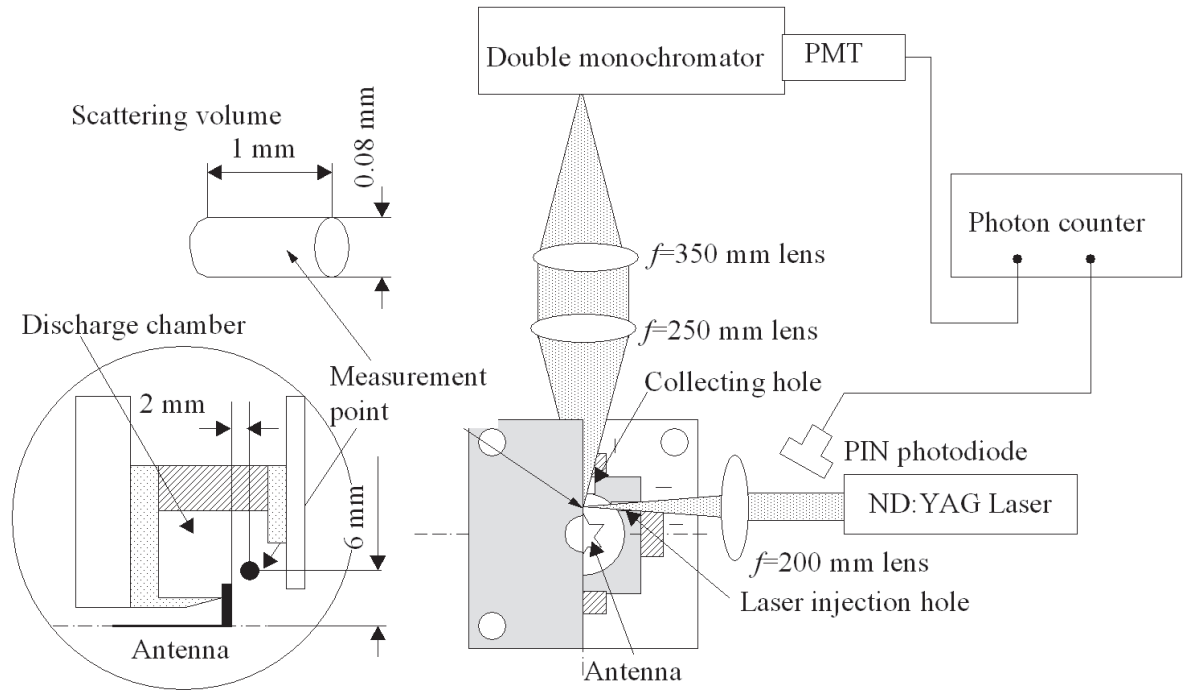


Fig.3 Schematic of laser Thomson scattering system for miniature ion thruster

本実験ではキセノンではなく、クリプトンを用いた。これまでの研究より、キセノンプラズマでは、ND:YAGの2倍波を用いたレーザートムソン散乱において、プローブレーザーに起因した擾乱が見られたためである。これはプローブ光(波長532 nm)の光子のエネルギーは2.3 eVによって励起準位のキセノン原子(電離電圧12.1 eV)が多光子電離されることに起因する[15]。一方クリプトンプラズマにおいてはこのような現象は見られなかったため、今回はクリプトンを用いた。

#### 4. 結果と考察

図4にクリプトンガス流量1.6 mg/s, マイクロ波投入電力8 Wにおけるレーザートムソン散乱信号のスペクトルを示す。縦軸を対数目盛で、横軸を $(\Delta\lambda)^2$ でプロットした。 $(\Delta\lambda)^2$ は電子のエネルギーに比例し、 $(\Delta\lambda)^2 = 2.2 \text{ nm}^2$ の信号は、1 eVのエネルギーをもつ電子によって散乱された信号に対応する。本研究において、 $\Delta\lambda$ が1.5-3 nmの範囲で測定したため、電子のエネルギーとしては2-4 eVの範囲で測定した。図4に見られるように、電子のエネルギー分布関数は $T_e = 1.5 \text{ eV}$ のガウス関数でフィッティングできる。これよりこのプラズマ中の電子のエネルギー分布関数はマクスウエル分布であるといえる。ただしトムソン散乱信号は $\mathbf{k}_s, -\mathbf{k}_i$ の方向の電子の速度分布を表わしているため、今回測定された速度分布はイオンスラストの軸に垂直な平面上の1次元の速度分布をみていることに留意する必要がある。

得られたスペクトルおよび空気のレーリー散乱による較正より、この条件での電子密度は  $2.3 \pm 0.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  と算出された。ボームのシース条件より、グリッド近傍のイオンシースに流入するイオンの速度は以下の式で表わされるボーム速度であると仮定すると、

$$V_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \tag{11}$$



引き出されるイオンビーム電流は以下のように算出される

$$I_b = en_e \exp\left(-\frac{1}{2}\right) S \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (12)$$

直径 1.2 mm の穴が 91 個あるスクリーングリッドを用いてクリプトンを引き出すとし、 $m_i = 1.4 \times 10^{-25}$  kg,  $T_e = 1.5$  eV,  $n_e = 2.3 \times 10^{18}$  m<sup>-3</sup>,  $S = 1.0 \times 10^{-4}$  m<sup>2</sup> をこの式に代入すると、イオンビーム電流は 30 mA と算出される。一方、マイクロ波投入電力 8 W クリプトンガス流量 1.6 mg/s で上記のグリッドを用いてイオン引き出しを行ったところ、イオンビーム電流は 25 mA[12]であった。トムソン散乱による算出値と実際に引き出されたイオン電流はほぼ一致しているという。よって、イオンスラスト内部のプラズマ諸量の測定におけるレーザートムソン散乱法の妥当性が示された。

レーザートムソン散乱の結果より、小型マイクロ波放電型イオンスラスト内部のプラズマ密度は“HAYABUSA”のμ10 や Deep Space I の NSTAR と比較すると、数倍高いことがわかる[16]。本スラストの特徴である高い推力密度は、放電室内部のプラズマ密度が高いことによって達成できたといえる。

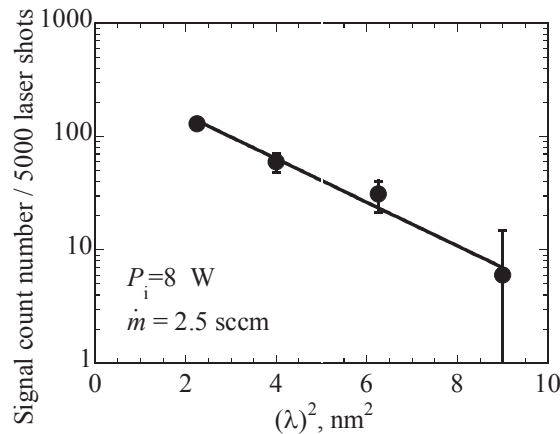


Fig.4 Thomson scattering spectrum, krypton mass flow rate of 1.6 mg/s, incident microwave power of 8 W, 2 mm downstream from the antenna and 6 mm away from central axis.

## 5. Summary

JIEDI tool (JAXA Ion Engine Development Initiative) 開発のため、非接触光学法であるレーザートムソン散乱法による電気推進機内部のプラズマ状態の測定に世界で初めて成功した。

小型マイクロ波放電型イオンスラストの放電室プラズマは静電プローブ法では擾乱を与えてしまい、正確に測定できなかったが、レーザートムソン散乱法を適用することにより、擾乱を与えることなく測定できた。作動ガスにクリプトンを用い、マイクロ波投入電力 8W、ガス流量 0.16 mg/s において、測定したスペクトルより、電子のエネルギー分布関数は今回の測定範囲内において、電子温度 1.5 eV のマクスウエル分布であった。スペクトルおよび空気のレーリー散乱による較正を行った結果、電子密度は  $(2.3 \pm 0.2) \times 10^{18}$  m<sup>-3</sup> であった。これらの値から算出されるイオンビーム電流と実際に引き出したイオンビーム電流はほぼおなじであったことから、レーザートムソン散乱法の妥当性が示された。それゆえ JIEDI ツールコードの入力条件として必要なプラズマパラメータの測定において、有益な手法であることが示された。今後イオンエンジンのみならず、電気推進機の内部物理の解明において、レーザートムソン散乱法が大きな役割を果たすものと考えられる。



## References

- [1] Sheffield, J., “*Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*”, Academic press, New York, 1975.
- [2] Brown, T. S. and Rose, D. J., “Plasma Diagnostics using Lasers: Relations between Scattered Spectrum and Electron-Velocity Distribution”, *J. Appl. Phys.*, **37**, pp.2709-2714, 1966.
- [3] Hori, T., Kogano, M., Bowden, M. D., Uchino, K. and Muraoka K., “A study of electron energy distributions in an inductively coupled plasma by laser Thomson scattering”, *J. Appl. Phys.*, **83**, pp.1909-1916, 1998.
- [4] Kunze, H. J., “*The laser as a tool for plasma diagnostic*,” in *Plasma diagnostics*, W. Lochte-Holtgreven, Ed. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, pp.550-1968..
- [5] Evans, D. E., and Katzenstein, J., “Laser light scattering in laboratory plasmas,” *Rep. Prog. Phys.*, **32**, pp.207–271, 1969.
- [6] DeSelva, A. W. and Goldenbaum, G. C., “Plasma diagnostics by light scattering,” in *Methods of Experimental Physics*, vol. 9-Plasma Physics, part A, H. R. Griem and R. H. Lovberg, Ed. New York: Academic Press, pp.61-113. 1970.
- [7] Muraoka, K., Uchino, K., and Bowden, M. D., “Diagnostics of low-density glow discharge plasmas using Thomson scattering,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, pp.1221–1239, 1998.
- [8] 真島 周 “レーザートムソン散乱法による小型イオンエンジン内プラズマの計測,” 九州大学修士論文, 2007
- [9] <http://www.quickfield.com/>
- [10] Yamamoto, N., Masui, H., Kataharada, H., Nakashima, H., and Takao, Y., “Antenna Configuration Effects on Thrust Performance of Miniature Microwave Discharge Ion Engine,” *J. of Propulsion and Power*, **22**, pp.925-928, 2006.
- [11] Funaki, I., Kuninaka, H., Toki, K., “Plasma Characterization of a 10-cm Diameter Microwave Discharge Ion Thruster,” *J. of Propulsion and Power*, **20**, pp. 718-726, 2004.
- [12] Kondo, S., Chikaoka, T., Tsuru, T., Yamamoto, N., Nakashima, H., Majima, A., Yamada, T., Tomita, K. and Uchino, K., “Internal Plasma Structure Measurement in a Miniature Microwave Discharge Ion Thruster”, IEPC paper 2007-101, Sep., Italy, 2007.
- [13] Sovey, J. S., Rawlin, V. K., Patterson, M. J. “Ion Propulsion Development Projects in U.S.: Space Electric Rocket Test I to Deep Space 1”, *J. of Propulsion and Power*, **17**, pp.517-526, 2001.
- [14] Sakoda, T., Momii, S., Uchino, K., Muraoka, K., Bowden, M., Maeda, M., Manabe, Y., Kitagawa, M., and Kimura, T., “Thomson Scattering diagnostics of an ECR Processing Plasma”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, pp.L1425–L1427, 1991.
- [15] Mansour, H., Koyama, M. D., Bowden, K., Uchino, and K. Muraoka, “A Laser Thomson scattering System for Low Density Glow Discharge Plasmas”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, pp.1465–1466, 2001.
- [16] Kim, Y. K., Tomita, K., Hassaballa, S., Uchino, K., Muraoka, K., Hatanaka, H., Kim, Y. M., Lee, S. E., Son, S. H. and Jang, S. H., “Development of an Infrared Laser Thomson Scattering System for Measurements of Electron Density and Electron Temperature of a PDP Micro-discharge Plasma,” SID International Symposium Digest of Technical Papers, **35**, pp. 550-553.2004.
- [17] Herman, D., A., and Gallimore, A., D., “Interrogation of Discharge Chamber Plasma Structure of an Ion Engine Using a High-Speed Probe Positioning System,” AIAA paper-2003-5162, 2005.

### Nomenclature

$c$	=	velocity of light
$d\sigma$	=	differential scattering cross section
$e$	=	electronic charge
$E_L$	=	laser energy
$G$	=	observed scattering spectrum
$h \cdot \nu$	=	photon energy
$I_b$	=	ion beam current
$I_T$	=	intensity of Thomson scattering light
$I_R$	=	intensity of Rayleigh scattering light
$I_0$	=	intensity of incident laser
$\mathbf{k}$	=	wave vector
$\mathbf{k}_i$	=	wave vectors of the incident light,
$\mathbf{k}_s$	=	vectors of the scattered light
$\ell$	=	scattering length
$m_e$	=	electron mass
$m_i$	=	ion mass
$n_e$	=	electron density
$N_s$	=	Thomson scattered photon number
$n_0$	=	neutral density of Rayleigh scattering
$P_i$	=	incident microwave power
$r_0$	=	Classical electron radius
$S$	=	laser beam cross section,
$S \cdot l$	=	scattering volume
$T_e$	=	electron temperature
$V_b$	=	beam voltage
$V_B$	=	Bohm velocity
$\Delta V$	=	scattering volume
$\alpha$	=	scattering parameter
$\varepsilon_c$	=	ion production cost
$\delta\lambda$	=	infinite small wave length
$\Delta\Omega$	=	solid angle of observation
$\eta$	=	the transmission coefficient
$\theta$	=	angle between wave number vector of incident laser and wave number vector of scattering light
$\lambda_i$	=	wavelength of incident laser
$\lambda_D$	=	Debye length
$\Delta\lambda$	=	difference between scattering wave length and laser wave length
$\Delta\lambda_{1/2}$	=	half width at half maximum of Thomson scattering spectrum
$\xi$	=	angle between y axis and wave number vector of scattering light vector projected vector on x-z plane
$\sigma_T$	=	Thomson scattering cross section per unit solid angle

# イメージスキャナを用いた平板C/Cグリッド孔径の統計的分析

豊田康裕\*, 西山和孝\*\*, 國中均\*\*

Statistical Analysis on Aperture Diameter of Flat C/C Grids Using Image Scanner

By

Yasuhito Toyoda\*, Kazutaka Nishiyama\*\* and Hitoshi Kuninaka\*\*

**Abstract :** The erosion of accelerator grid aperture due to impingement of charge-exchange ions limits the normal operation of the microwave discharge ion engine, in which long life and high reliability are inherent because of electrode-less plasma generations. A commercially available image scanner and image-analysis software enabled to statistically analyze the diameters of the huge number of apertures in the flat C/C grids. This measurement method was applied to the accelerator grids of  $\mu 10$  ion engine after the 20,000 hour endurance test and  $\mu 20$  ion engine under ion machining in 30 hours. As a result, it was revealed that the erosion distribution of the  $\mu 10$  grid had the azimuthal dependence. Moreover, we obtained the design guide for the next  $\mu 20$  accelerator grid, to make the apertures with tapered shape on the side of upstream.

**Key words :** Ion Thruster,  $\mu 10$ ,  $\mu 20$ , Aperture Diameter Measurement, Grid Erosion

## 1. はじめに

イオンスラスターの寿命を決定する要因の一つとして、イオンを加速するグリッド部の損耗がある。特に、アクセルグリッドの孔径拡大はスラスターの性能に大きな影響を与える。そして、耐久性評価を行なうためには数万時間に及ぶ耐久試験が必要となる。しかし、時間的、人的なコストが莫大であるため、グリッド損耗機構のモデル化とシミュレーションによる耐久性評価を行なうコードの開発が行なわれている。そこで、実際のグリッドの損耗形状を測定することは、数値解析結果の妥当性を評価する上で重要である。

これまでの損耗形状の測定には、針をグリッド表面に接触させ測定を行なう方法や、レーザーを用いて測定を行なう方法などがあるが [1][2]、これらは一つもしくは数個の孔形状について測定することは可能であるが、グリッドの全孔形状を測定するには非常に多くの労力が必要となる。また、グリッドの直径が大きくなれば測定に要する時間はより多くなる。

また、現在本研究室で開発が進められている 20cm 級マイクロ波放電型イオンエンジン  $\mu 20$  は [3]、アクセルグリッドにイオンビームが直撃する程孔径が小さく設計されている。これは、長時間運転により孔径のイオンビームによる加工を行い、その時の全孔径分布を測定することにより必要最小限の孔径にて次期アクセルグリッドの設計を行なう為である。

これらの理由から、手軽かつ安価にグリッドの全孔径分布を測定するためにイメージスキャナーを用いた測定を試みた。本稿では、30時間耐久試験後の  $\mu 20$  アクセルグリッドと、2万時間耐久試験後の  $\mu 10$  の各グリッドについてのイメージスキャナーを用いた全孔径分布の測定結果について報告する。

## 2. イメージスキャナーによる孔径分布の測定

### 2.1. 測定方法

イメージスキャナーによって孔径分布の計測を行うには、 $\mu$  シリーズのグリッドシステムで採用されているような平板グリッドである必要がある。今回用いられた民製のイメージスキャナーを図.1に示す。スキャナーのみを用いてグリッドの画像を取得すると図.2に示すような画像が得られる。この画像から、孔の縁を確認することができるが、孔を画像処理により抽出することは、孔の中に拡がった影が要因で非常に困難である。その

\* The University of Tokyo

\*\* ISAS/JAXA



図. 1: イメージスキャナーと面光源

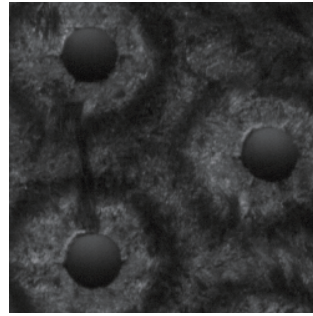


図. 2: グリッドのスキャナー画像. 面光源なしの場合.

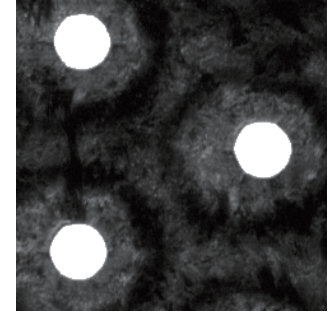
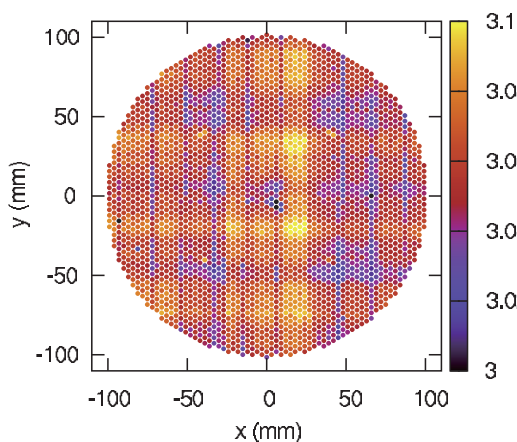
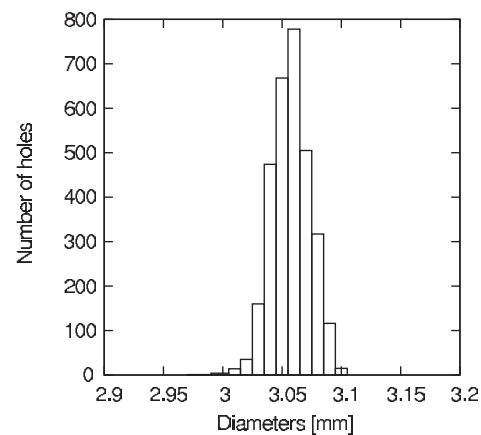


図. 3: グリッドのスキャナー画像. 面光源とトレーシングペーパー 35 枚を使った場合.

図. 4:  $\mu$  長時間運転前の20 スクリーニンググリッドの孔径分布図. 5:  $\mu$  長時間運転前の20 スクリーニンググリッドの孔径のヒストグラム

ため、背面から面光源で照らすことにより孔の中に拡がった影の除去を行なう。しかし、グリッドを背面から直接照らしてしまうと孔を透過する光が強すぎるため、実際よりも孔径を大きく測定してしまう。そのため、グリッドと面光源の間にトレーシングペーパーをはさむことにより透過光の調節を行う。トレーシングペーパーの枚数は、図. 2 の画像の孔の縁とよく一致するように決定する。図. 3 が最適なトレーシングペーパー枚数でのスキャナー画像の一例である。また、図. 1 には本測定で用いられた面光源を併せて載せてある。また、トレーシングペーパーの枚数を調整することにより、グリッド表面での孔形状だけでなく長時間運転後のアクセルグリッドでよく見られる、糸巻き状の孔形状（板中央において最も孔径が小さく、板の両側に行くにつれて径が大きくなっている形状）の最も小さな孔径を測定することも可能である。

取得した画像は、画像処理を行うことにより、グリッドの全孔についてそれぞれの位置や面積のデータを取得することができる。そして、全ての孔の形状が正円であると仮定することにより、面積データより孔径を導出する。

## 2.2. スキャナーによる測定方法の妥当性

スキャナーによる孔径分布測定の妥当性を評価するために、 $\mu$  20 のスクリーングリッドについて全孔径分布

表. 1:  $\mu$ 20 グリッドシステム諸元

グリッド	孔数 [個]	印加電圧 [V]	孔径 [mm]	厚み [mm]
Sc.		1300	3.05	0.75
Ac.	3087	-150	0.9, 1.0, 1.1, 1.	1.0
De.		-30	2.5	1.0



の測定を行った。このグリッドは、長時間運転を行う以前のものであり損耗がほとんどおこっていないので、設計値と比べることにより測定結果の妥当性を評価することができる。このグリッドは合計 3087 個の直径 3.05mm の孔があいている。μ 20 用グリッドの諸元を表 .1 に示す。計測された全孔径分布の結果を図 .4 に示す。縦と横に格子状の孔径のむらがあることがわかる。これは、スキャナーの走査方向に対して垂直、平行方向となっているので、スキャナーの受光素子の間隔や走向速度が一定ではないため生じる誤差と考えられる。しかし、図 .5 に示すように、± 0.05mm 以内の精度で測定されていることがわかる。

### 3. 30 時間耐久試験後の μ20 アクセルグリッド

#### 3.1. アクセルグリッドの諸元

μ 20 のアクセルグリッドは、図 .6 に示すように位置により直径 0.9, 1.0, 1.1, 1.3mm の 4 段階の孔がある。このグリッドは、これまでに測定されたビーム電流密度プロファイルより、グリッド設計支援ツール「OPT」を用いてビームがアクセルグリッドに直撃しない程度に孔径を小さくした設計がされている。しかし、現実には直撃するイオンビームが存在するので、イオンビームを用いた孔径の整形を行い、その時の孔径分布を測定することにより次期アクセルグリッドの設計指標とすることが考えられている。

#### 3.2. 測定結果

図 .7, 8 に 33 時間運転後のアクセルグリッドの全孔径分布と、設計値からの孔径の変化分布を示す。それぞれの図で a) はグリッドの下流側表面、b) は上流側表面での孔形状となっており、a), b) の位置関係は下流側からみた時と一致している。これらの図より下流側は設計値からの孔径変化が小さいことがわかる。一方、上流側は全体的に孔径が拡大しており、特にグリッド中央付近や図の座標で (x, y) = (-50, 50), (50, -50) の付近より時計回りに孔径の拡大が大きい領域がある。また、下流側で設計値よりも孔径が縮小している領域があるが、この領域をデジタルマイクロスコープを用いて観察すると、孔の壁面が隆起しており実際に孔径が縮小していた。上流側

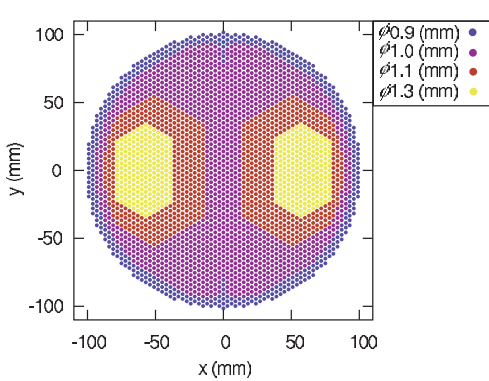


図. 6: μ20 アクセルグリッドの設計値

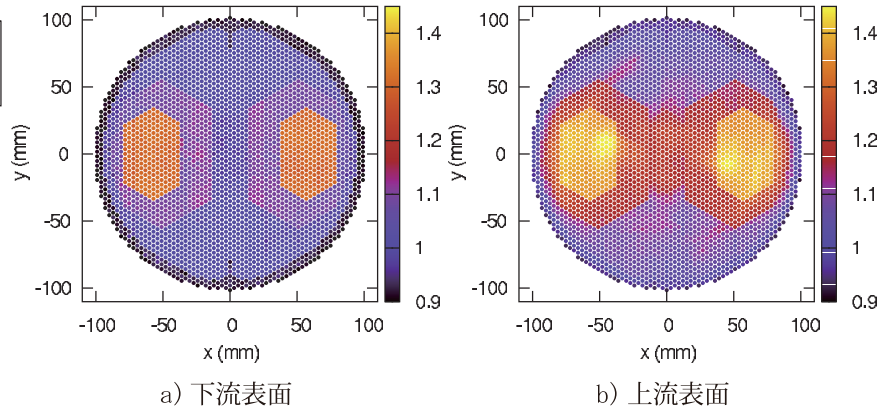


図. 7: 33時間試験後の μ20 アクセルグリッドの孔径分布

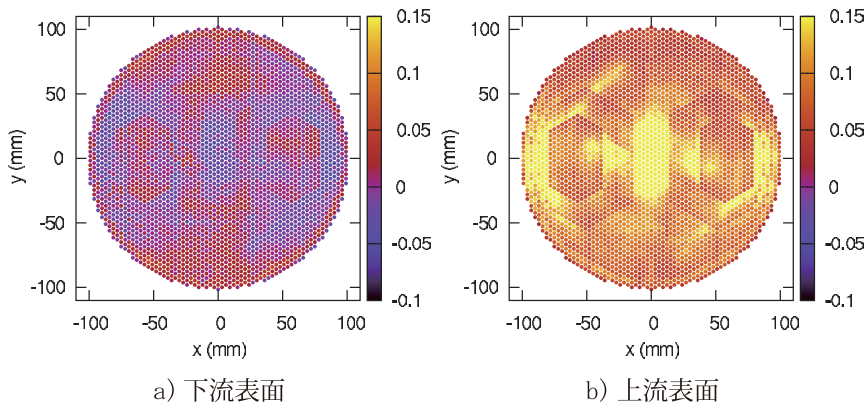


図. 8: 33時間試験後の μ20 アクセルグリッドの孔径変化分布



で発生したフレークが孔壁面に再付着したものと考えられる。

イオンビームによるグリッド孔の加工はこの後も行なわれているが、今回の結果より次期アクセルグリッド設計の際には、現グリッドと孔径分布は同様とし上流側にはテーパをつける設計指針が示された。現在は耐久性評価と併せ 1000 時間の耐久試験を行なっており、耐久試験後に再度全孔径分布を測定する予定である。

#### 4. 2万時間耐久試験後の $\mu 10$

##### 4.1. グリッドシステム

$\mu 10$  の 2 万時間耐久試験は 2000 年ごろに行なわれており、その当時の各グリッドの印可電圧やグリッドの諸元を表 2 に示す [4]。  $\mu 10$  は、スクリーン、アクセル、ディセルグリッドの孔径は全面に対して一律に 3.05, 1.8, 2.5mm であり、855 個の孔が分布している。

表. 2:  $\mu 10$  グリッドシステム諸元

グリッド	孔数 [個]	印加電圧 [V]	孔径 [mm]	厚み [mm]
Sc.		1500	3.05	0.95
Ac.	855	-300	1.8	1.0
De.		0	2.5	1.0

##### 4.2. 測定結果

2 万時間耐久試験後の  $\mu 10$  の各グリッドの孔径分布をイメージスキャナーを用いて測定を行なった。図 9 で下のグラフは、それぞれの孔について半径方向の位置に対する孔径の関係となっている。半径方向の位置が正值とは、図 10 ~ 12 の座標系で第一象限、第四象限を、負値は第二象限、第三象限での位置を表している。また、図 9 の上のグラフは現在試験が行なわれている  $\mu 10$  でのビーム電流密度を表している。図 10 ~ 12 に、各グリッドの孔径分布を示す。アクセルグリッドのみ、孔形状が糸巻きのような形状になっているので上流下流側表面での孔径だけではなく、最小孔径の分布も併せて示してある。

スクリーングリッドは、上流側表面の高電流密度の領域で孔径が拡大傾向にあるがその量は軽微で、2 万時間作動後も元の形状をほぼ維持している。マイクロ波放電型イオンエンジンではプラズマとスクリーングリッドとの電位差が小さく、スクリーングリッドの侵食が少ないと予測されていたが、このことが証明された。

アクセルグリッドは低電流密度領域で孔径の拡大が大きく、上流側、最小孔径の分布はよく似た傾向がある。下流側は、外周部分の領域で第二象限付近については孔径拡大が小さく、第四象限付近については拡大が大きくなっており、上流側、最小孔径の分布とは逆の傾向がある。アクセルグリッドの孔径は、設計値の 1.8mm から最大 2.3mm まで拡大したが、「OPT」の評価ではこの最大径でも電子逆流には至らない。また、アクセルグリッドは半径方向のみに依存して孔が損耗するのではなく、周方向によっても損耗の度合いは異なることがわかる。

ディセルグリッドは、上流側のほとんどの領域で孔径の拡大は小さいと言える。下流側は全グリッド中最も拡大が大きく、特に、低電流密度の領域でより損耗が激しい。また、下流側のディセルグリッドの孔形状は六角形の形状である。

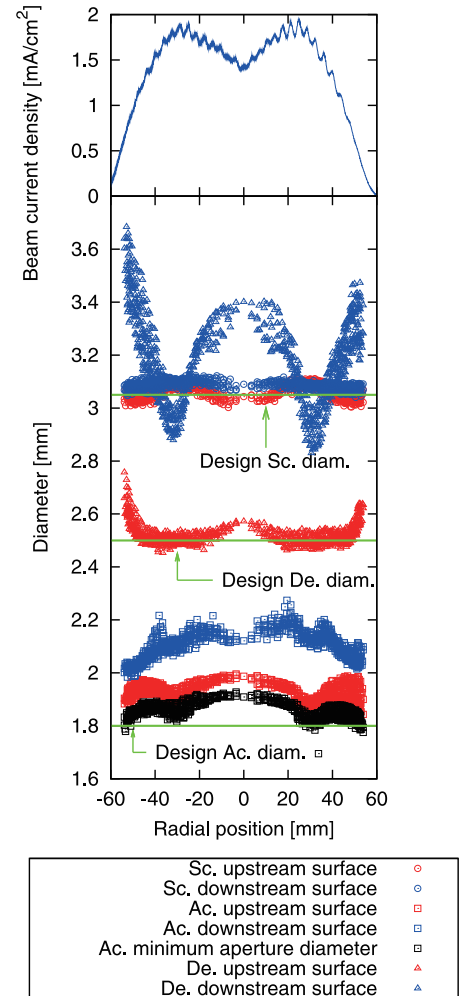


図. 9: 半径方向に対する孔径の関係. ビーム電流分布は流量 2.35 sccm でビーム電流 124 mA 作動時に、ディセルグリッド下流 15 mm の位置にて測定した値である。Sc. は Screen grid, Ac. は Accelerator grid, Dc. は Decelerator grid の略である。

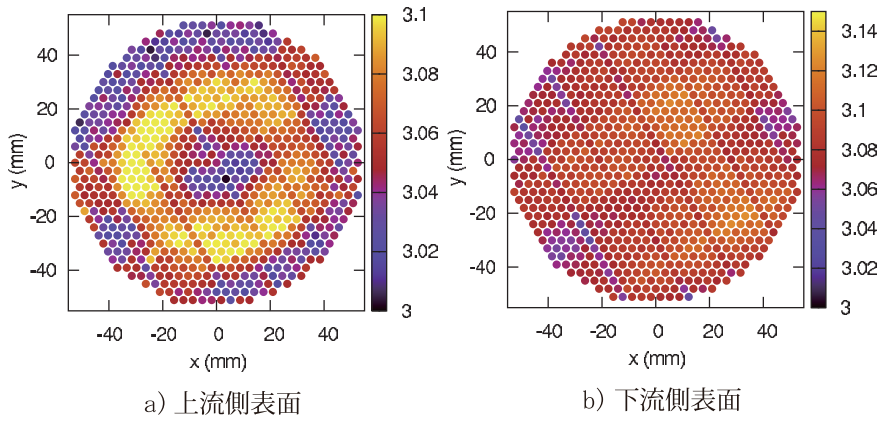


図. 10: 2万時間耐久試験後の $\mu 10$ スクリーングリッドの孔径分布

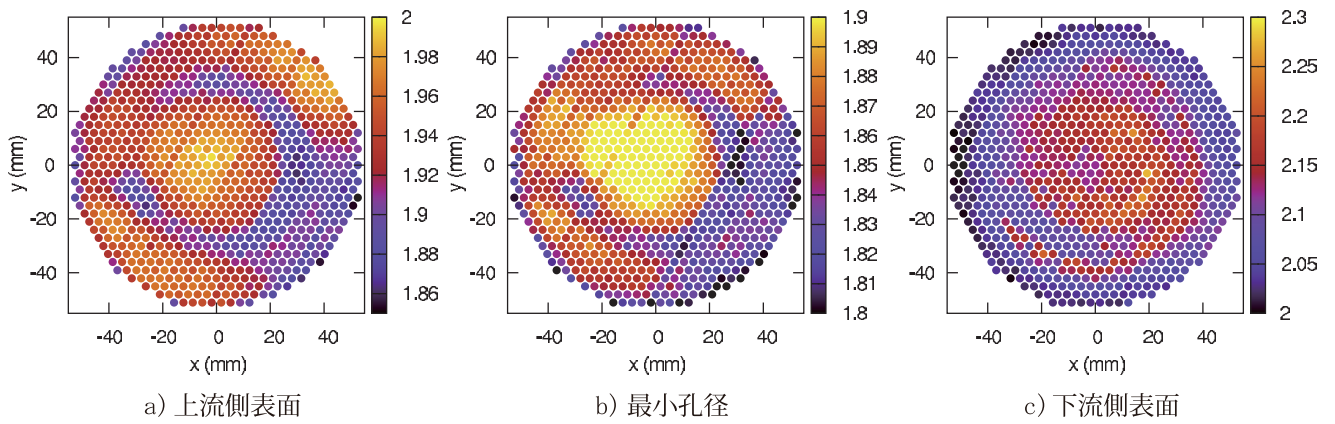


図. 11: 2万時間耐久試験後の $\mu 10$ アクセルグリッドの孔径分布

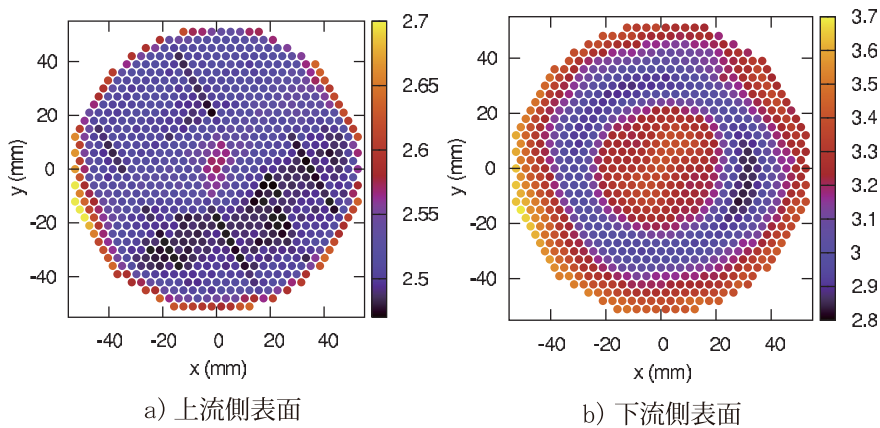


図. 12: 2万時間耐久試験後の $\mu 10$ ディセルグリッドの孔径分布

## 5. まとめ

本報告では、イメージスキャナーを用いて、簡便にかつ安価にグリッドの全孔径を一括して測定した結果について述べた。

この方法を用いて、30時間運転後の $\mu$  20のアクセルグリッドの全孔径分布を測定した。その結果、次期アクセルグリッド設計の指針として、現アクセルグリッドの孔径の設計値を踏襲し、上流側にテーパを付けた孔形状にすることが示された。また、2万時間耐久試験後の $\mu$  10の全孔径分布の測定より、孔の損耗度合いは半径方向のみに依存するのではなく、周方向にも依存していることが明らかになった。

## 参考文献

- [1] N.C.Wallace and Michael Corbett, “Optimisation and Assessment of the Total Impulse Capability of the T6 Ion Thruster”, IEPC-2007-231, 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, September 17-20, 2007.
- [2] J.S.Meserole and D.E.Hedges, “Comparison of Erosion Rates of Carbon-carbon and Molybdenum Ion Optics”, IEPC-93-110.
- [3] K.Nishiyama, H.Kuninaka, and T.Nakai, “Two-Dimensional Characterization of Microwave E-fields and Beam Profiles of the ECR Ion Thruster  $\mu$ 20”, IEPC-2007-25, 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, September 17-20, 2007.
- [4] M.Usui and H.Kuninaka, “Measurement of Hole Shape on Carbon-Carbon Composite Grids after 20,000-Hour Endurance Test”, IEPC-2007-90, 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, September 17-20, 2007.

## 多チャンネル QCM を用いたディファレンシャル・スパッタリングの計測

西村 太一郎\*, 小泉 宏之\*\*, 國中 均\*\*, 山極 芳樹\*

### Measurements of Differential Sputtering Yields Using Multi Channel Quartz Crystal Microbalance

By

Taichiro NISHIMURA\*, Hiroyuki KOIZUMI \*\*, Hitoshi KUNINAKA \*\* and Yoshiki Yamagiwa

**Abstract** : Life time assessment of an ion engine needs sputtering characteristics on grid material. Sputter yield on molybdenum due to xenon ion impingement was measured by a conventional weight loss technique using a miniature ion engine. New multiple Quartz crystal Microbalance (QCM) system, positioned in hemispherical on the target plane, revealed the differential sputtering yields. The resulted sputtering yields agreed with the data given by the other conventional methods.

**Key words** : Ion engine, Ion optics, Grid life time, Sputtering, QCM

### 1. はじめに

イオンスラスタの寿命を制限する要素にはイオン加速グリッドの損耗がある。その耐久認定には実時間での数万時間級の耐久試験を行なう現状があり、今後の耐久性認定には数千時間級の実時間耐久試験と数値寿命予測とを合わせた耐久認定方式が提案されている。しかしながら、このようなグリッド耐久性評価用数値解析ツールの開発では、適正な物理モデル及びアルゴリズムの使用や計算の高速化など、コード開発上の様々な問題を克服する必要があるのに加え、各種実験データ取得も重要となる。特に、スパッタリング特性に関する情報はグリッド劣化評価には重要な物性値であり、単にグリッドが削れる量だけでなく、スパッタリングによって放出されたグリッド材料原子の射出方向および再付着現象も考慮する必要がある。

本研究ではスパッタリング特性解明のために、スパッタ率及び微分スパッタ率の実験的測定を行った。スパッタ率は一入射粒子あたりのスパッタ原子数であり weight loss 法により求められた。これは、実験中に照射したイオン粒子数および実験前後の被照射材の質量差から得られたスパッタ粒子数より算出する方法であり、これまでに多くの測定事例がある。一方で、微分スパッタ率はある方向への単位立体角あたりの射出数であり、再付着現象を考慮する上で必要不可欠なパラメータである。多くの測定手法は、1つの水晶振動子微小天秤 (QCM) を挿引することで全方向の微分スパッタ率を取得する方法である。しかしながら、1つの QCM を挿引する実験では、実験時間の長期化やそれに伴う環境変化による誤差、さらには挿引装置や QCM 設備のコスト面といった懸念事項がある。そこで、本研究では安価な QCM を複数同時に用いることにより、全方向の微分スパッタ率を同時に取得する手法を提案した。この手法を用いることにより、実験時間の短縮や測定の同時性が期待できる。

---

\*Shizuoka University

\*\*ISAS/JAXA

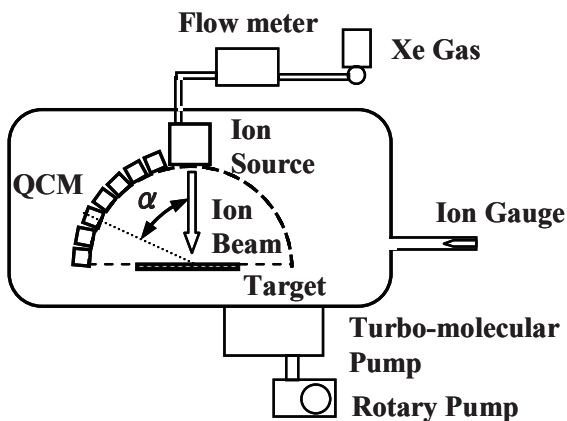


最終的にはC-C複合材におけるスパッタ特性取得を目標としているが、今回の実験においては、本手法：多チャンネルQCMによる測定システム（Multiple QCM System）の妥当性を評価するために、比較データの多いモリブデンをターゲット材料として用いて検証実験を行った。

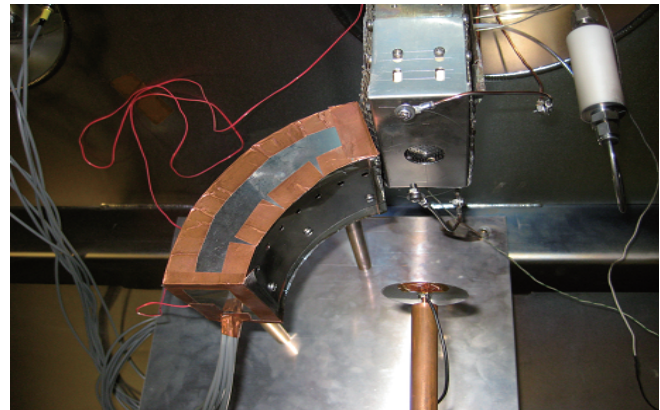
## 2. 実験方法

### 2.1. 実験装置

本実験に用いた実験装置を図1に示す。イオン源には小型マイクロ波放電式イオンエンジン（ $\mu 1$ ）<sup>[1]</sup>、ビーム源にはキセノンガスを用い、ターゲットにはモリブデン板を使用した。ターゲット板からスパッタされた粒子は7つの水晶振動子微小天秤からなる測定装置（Multiple QCM System）により測定される。また、本実験は真空槽（直径1 m×長さ1.4 m）内でターボ分子ポンプとロータリーポンプにより $1 \times 10^{-3} \sim 7 \times 10^{-3}$  Paの真空度にて行われた。装置の詳細は後に説明する。



(a) 実験装置全体の模式図



(b) 実験装置図

図1 実験装置

#### 2.1.1. イオン源及び標的材料

イオン源に用いる $\mu 1$ は放電室直径20 mmの小型イオンエンジンである。イオンビームの中和は $\mu 1$ 下流10 mmに設置されたタングステンフィラメントにより行なった。ターゲット材料となるモリブデン円板（ $\phi 40$  mm, 厚さ1 mm）は $\mu 1$ 下流100 mmに配置され、イオンビームはターゲット表面に対して垂直に入射した。また、ターゲット平面（ $\mu 1$ 下流100 mm）でのビームプロファイルは、ラングミュアプローブ（ $\phi 3$  mm, W）にて、ビーム中心高さ、中心から半径100 mmの範囲を挿引することで取得した（図2）。図3には1000 eVでの典型的なイオンビーム電流密度分布を示す（このとき、流量0.4 sccm、マイクロ波投入電力10 W、スクリーン電極1000 V、アクセル電極-300 V、ビーム電流5 mA）。異なるビームエネルギーにおいてもほぼ同様な分布形状を得た。



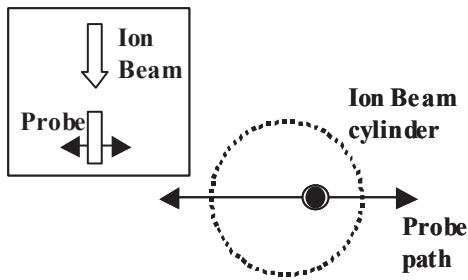


図 2 プロブ計測手法

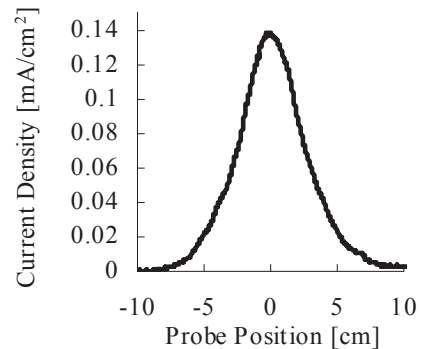


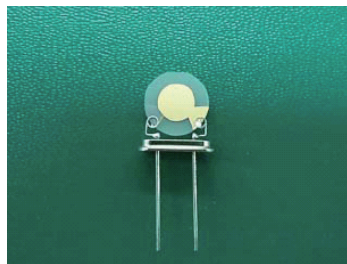
図 3 電流密度分布 (1000 eV,  $\mu$  1 下流 100 mm)

### 2.1.2. 測定系

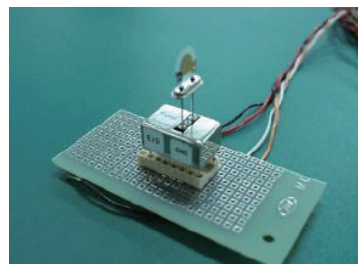
本実験に測定装置として用いた水晶振動子微小天秤 (QCM) を図 4 に示す。QCM は水晶振動子の電極に付着する物質の質量に応じて共振周波数が変動 (減少) する性質を利用し、水晶に着した物質質量を計測するセンサーである。今回用いる QCM では以下の換算式<sup>2)</sup>により、測定した QCM 電極の周波数変化量 [Hz/min] をスパッタ物付着量 [ng/min] に換算することで単位時間あたりの QCM 電極への付着率が求められる。

$$\Delta F = -\frac{8 \times F_0^2}{\pi r^2 \sqrt{\mu \times P}} \Delta m \quad (1)$$

ここで、 $F_0$  は QCM センサーの周波数、 $r$  は QCM 電極直径 (=5[mm]) であり、 $\mu$  および  $P$  についてはそれぞれ水晶振動子のせん断応力と比重であり、式 (1) から QCM 電極は周波数変化量 1 [Hz] あたり 1.07 [ng] 付着している換算になる。



(a) QCM 電極



(b) QCM 全体図

図 4 本実験に用いた QCM 図

本実験にて新たに作製した Multiple QCM System は 7 つの QCM から構成され、図 1 に示すようにターゲット中心から半径 100 mm の円弧上をターゲット表面と垂直に対してなす角  $\alpha$  (=検出角) がそれぞれ 20 ~ 80 deg となるようにそれぞれ設置される (図 5(a))。先立って行った予備実験から、本実験に用いる QCM のまわりに静電カバーを設置する必要があることがわかった。これは熱的又は電氣的な影響を遮断する役割をもつ。この静電カバーは二重構造となっており、内側のカバーはそれぞれの QCM を覆い (図 5(b))、外側のカバーは QCM システム全体を覆っている (図 5(c))。なお、両方のカバーは QCM 電極正面のみ  $\phi$  4 mm の穴が開いている。

これらの穴はターゲットからスパッタされた物質の放出方向を限定させるための、コリメータとしての役割も併せ持つ。

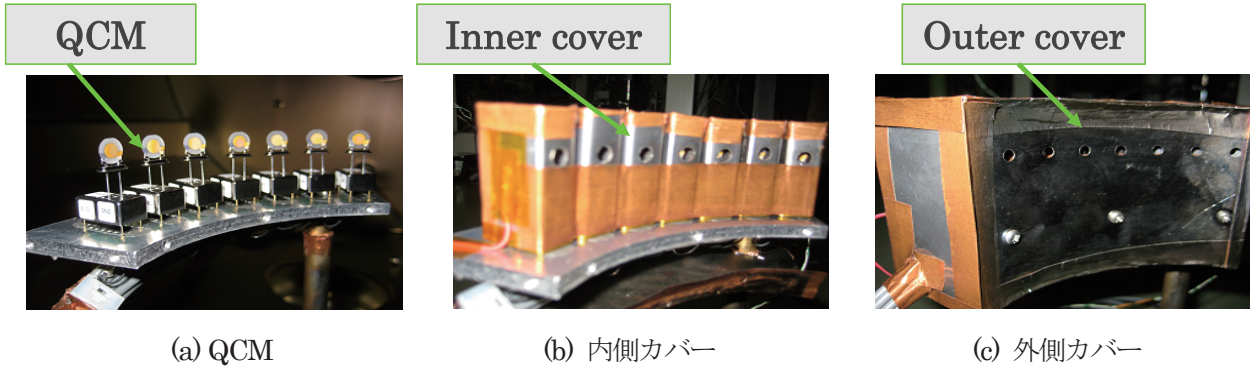


図 5 QCM 及び静電シールドの構造

## 2.2. 実験手順

ここでは、本研究において行った2種類の実験についての説明を行う。まず、Weight Loss 法を用いたスパッタ率測定について説明した、Multiple QCM System を用いた微分スパッタ率測定について述べる。キセノンビームはモリブデンターゲットに対して垂直に入射し、ビームエネルギーは 500, 750, 1000, 1500 eV と変えてそれぞれの実験を行った。また、実験中には、ターゲットに入射される電流量、ターゲット温度及び QCM 温度を測定している。ここで、これらの実験にて固定した動作条件を表 1 に示す。

表 1 固定動作条件

推進剤 (ビーム源)	Xe
推進剤流量	0.4sccm
ターゲット材料	Mo
ターゲット電圧	-30V

### 2.2.1. スパッタ率測定

スパッタ率は実験前後のターゲット質量差及び実験中のイオン照射量より求められる。各実験において、照射時間は1時間に固定して行った。実験中にスパッタされた原子数 ( $N_a$ ) とターゲットに入射したイオン数 ( $N_i$ ) より以下の式を用いてスパッタ率 ( $Y$ ) [atoms/ion] は算出される。

$$Y = \frac{N_a}{N_i} = \frac{\frac{M_a - M_b}{M_{Mo}}}{\frac{(1 + \gamma)I_T}{e}} \quad (2)$$

ここで、 $M_a$  及び  $M_b$  は実験前後のターゲット質量を示し、 $I_T$  は実験中の全ターゲット電流を示している。スパッタ原子数は電子天秤により測定した実験前後のターゲットの質量差を原子質量  $M_{Mo}$  で除すことにより算出した。また、ターゲットへの入射イオン数はターゲット電流から算出した (キセノンイオンはすべて1価である

と仮定). なお,  $\gamma$  は二次電子放出係数であるが今回の算出においては考慮していない.

### 2.2.2. 微分スパッタ率測定

スパッタ物の放出方向を示す微分スパッタ率は QCM を用いたリアルタイム計測により求められる. 単位時間あたりに検出角  $\alpha$  方向へ放出したスパッタ原子数 ( $n(\alpha)$ ) とその間にターゲットに入射したイオン数 ( $n_i$ ) 及び QCM の立体角 ( $sr$ ) より以下の式を用いて微分スパッタ率 ( $y(\alpha)$ ) [atoms/ion/steradian] は算出される.

$$y(\alpha) = \frac{n(\alpha)}{n_i} / sr = \frac{\frac{m(\alpha)}{M_{Mo}}}{\frac{(1+\gamma)i_i}{e}} / \frac{S}{L^2} \tag{3}$$

ここで,  $S$  は QCM 電極の面積,  $L$  はターゲット中心から QCM 電極までの距離を示し,  $i_i$  はターゲット電流を示している. また, 検出角  $\alpha = 20 \sim 80 \text{ deg}$  に位置する 7 つの QCM 電極のそれぞれの周波数変動率を前述の式 (1) により付着率へと換算することにより, 単位時間あたりの  $\alpha$  方向へのスパッタ質量  $m(\alpha)$  が求められる. なお先程と同様, 二次電子放出係数は考慮しておらず, キセノンイオンはすべて 1 価であると仮定している.

## 3. 実験結果・考察

### 3.1. スパッタ率測定結果

各ビームエネルギーにおいて, 1 時間照射実験前後の質量差よりモリブデンのキセノンによるスパッタ量を見積もって得られたスパッタ率を比較した他の文献値<sup>[3][4][5][6]</sup>と共に図 6 に示す.

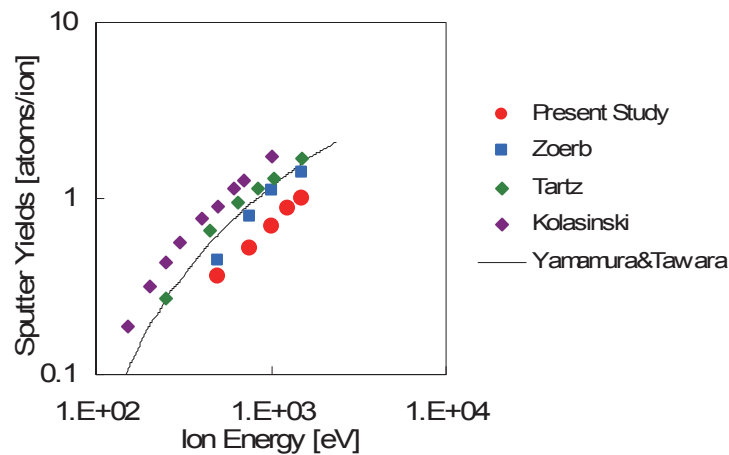


図 6 スパッタ率

図 6 のデータを比べると, 本実験にて得られたスパッタ率は他の実験結果及び山村モデルでのスパッタ率よりも少し小さい値を示している傾向があるが, 分布はよく似ていることがわかる. ここで, スパッタ率が小さくなった要因としては, 前述の式 (2) において, 二次電子放出の影響を考慮していないことが挙げられる. 二次電子放出を考慮していない現状では, ターゲットへの流入イオン数を過剰に見積もっていることになる. したがって, 二次電子放出を考慮するとスパッタ率は今回の見積もりよりも大きくなる.

### 3.2. 微分スパッタ率測定

Multiple QCM System によるリアルタイム計測により得られた微分スパッタ率を図7に示し、ビームエネルギーが 500 eV のときの微分スパッタ率を他の文献値<sup>[3]</sup>と比較した結果を図8に示す。また、どちらの図も極座標で表示しており、緑の矢印の向きからイオンビームが入射したときのターゲット面に対して垂直から QCM 検出角  $\alpha$  方向への微分スパッタ率を示している。

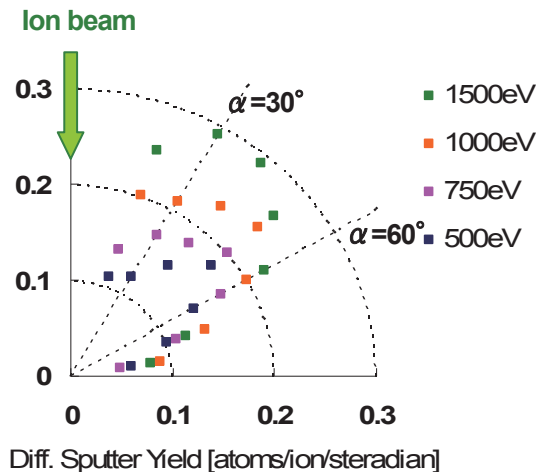


図 7 微分スパッタ率

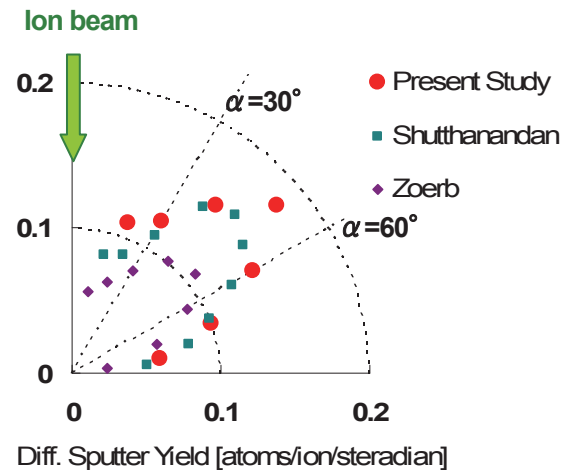


図 8 500eV における微分スパッタ率の文献値との比較

得られた図7の結果から、本実験で得られた微分スパッタ率の最大値は $\alpha$ が 40~50 deg のときであった。また、図8における他の文献値との比較結果より、本実験にて Multiple QCM System で取得した分布は他の実験により得られている分布と同様の傾向を示しており、特に Shuttanandan とはほぼ同様の値を得た。これらの結果より、今回の実験にて新たに試みた測定方法の有効性が確認された。

## 4. おわりに

本研究では、多チャンネルでの計測の先駆けとして新たに Multiple QCM System を作製し、その妥当性評価のためにキセノンイオンビームをモリブデンターゲットに照射し、スパッタ率及び微分スパッタ率の測定を行なった。その結果、スパッタ率及び微分スパッタ率はそれぞれ他の文献値と同様の傾向を得た。したがって、今回行った実験手法における実験の妥当性と Multiple QCM System の有効性を示すことができたと言える。

今後は、ターゲットへのビームの入射角を変更した実験、より低エネルギー領域におけるスパッタリング特性の測定、モリブデンからイオンエンジングリッド材料である C-C 複合材を用いた実験、等を行う予定である。

## 参考文献

- [1] Koizumi, H., Kuninaka, H., "Antenna Design Method and Performance Improvement of a Micro-Ion Engine Using Microwave Discharge", *26<sup>th</sup> International Symposium on Space Technology and Science, ISTS 2008-b-29*, 2008.
- [2] 明星電気株式会社, "平成18年度 宇宙用 QCM の検討及び試作 成果報告書", JX-PSPC-211868, 2007.
- [3] Kirk A. Zoerb, John D. Williams, Desiree D. Williams, and Azer P. Yalin "Differential Sputtering

Yields of Refractory Metals by Xenon, Krypton, and Argon Ion Bombardment at Normal and Oblique Incidences”, IEPC-2005-293, 2005.

- [4] Tartz, M., Neumann, H., Fritsche, B., Leiter, H., and Esch, J., “Investigation of Sputter Behavior of Ion Thruster Grid Materials,” *40<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference*, AIAA - 2004-4114, 2004.
- [5] Kolasinski, R.D., “Oblique Angle Sputtering Yield Measurements for Ion Thruster Grid Materials”, *41<sup>st</sup> Joint Propulsion Conference*, AIAA -2005-3526, 2005.
- [6] Yamamura, Y., Tawara, H., “Energy Dependence of Ion-induced Sputtering Yields from Monatomic Solid at Normal Incidence,” *Atomic Data and Nuclear Tables*, Vol.62, No.2, pp.149-253, 1996.
- [7] Shutthanan, V., Ray, P., Shivaparan, N., Smith, R., Thevuthasan, T., and Manteniek, M., “On the Measurement of Low-energy Sputtering Yield Using Rutherford Backscattering Spectrometry”, *25<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference*, IEPC paper 97-069.



# 可視化イオンエンジンによるイオン抽出系評価

中山 宜典\*, 中野 正勝†

## Ion Extraction Behavior on Visualized Ion Thruster

By

Yoshinori NAKAYAMA and Masakatsu NAKANO

**Abstract :** In order to directly observe the ion production and extraction phenomena within an ion engine, a two-dimensional visualized ion thruster (VIT) have been designed and fabricated. Since the experimental visualized results on ion extraction behavior of the VIT grid system was in good agreement with the numerical results derived from an ion grid erosion analysis code, the VIT may be useful for the inspection and modification of the numerical model of the codes.

**Key words :** Ion Engine, Experimental Visualization, Numerical Model Modification

### 1. はじめに

イオンエンジンは、イオンをグリッドシステムによる静電加速によって推力を得る高比推力・長寿命ロケットエンジンであり、その利点および多くの搭載実績ゆえに、搭載用途に応じた様々なイオンエンジンの開発が求められている[1]。現在の開発においては、多数の実験解析や数万時間級の耐久実験が必要とされているため、その代替となりうる数値計算解析の研究が進められている。特に寿命の主要因であるグリッドシステムの損耗解析は精力的に進められている[2]。しかしその解析妥当性は、グリッドシステムに流入する電流値や長時間作動前後の形状変化から類推的に検証するよりなかった。また3次元解析であるため多大な計算コストを要し、検証件数が少なかった。

この解析妥当性を多角的に検証するために、著者の一人は2次元可視化イオンエンジン (VIT) を設計・製作した。その作動により、イオンの生成から加速までを2次元可視化できること、およびグリッドシステム近傍のプラズマ数密度がほぼ均一であることが認められた[3]。

本研究の目的は、この2次元可視化イオンエンジン (VIT) を用いて、(1) グリッドシステムにおけるイオンビームを視覚的に捉え、(2) 数値計算解析結果と比較し、(3) VIT が解析妥当性の検証に有用であるかを評価する、ことである。

### 2. VIT 実験および数値計算

#### 2.1. VIT 概要

本研究において使用した VIT を図 1 に示す。VIT は、(1) 2次元可視化のための直方体形状、(2) 発光吸収分光を可能にするための2面平行ガラス、(3) 放電経路の変更を行うための3対平面アノード、(4) 磁場の設定できる1対L字型ヨークなどの特徴を持つ。放電室内部の大きさは80×80×50mmである。電子源はフィラメントおよびキーパーから構成され、電子はキーパーの1円孔からイオン生成部へ放出される。イオン生成部に対する探針計測により、電子源近傍を除きプラズマ数密度の2次元性 (y方向の均一性) が確認されている。

\* National Defense Academy of Japan

† Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology

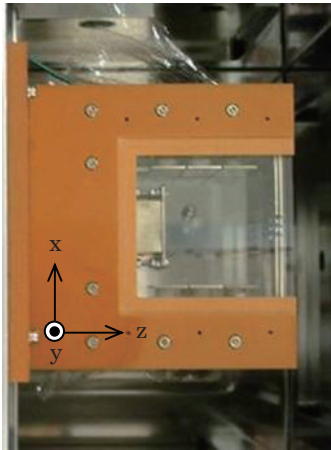


図1 2次元可視化イオンエンジン

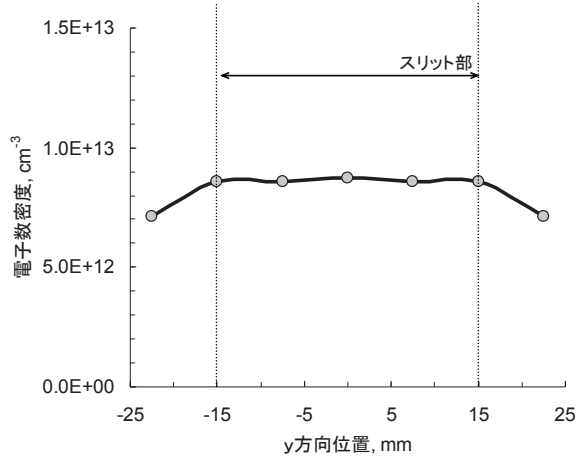


図2 電子数密度分布 (グリッドシステム近傍)

グリッドシステム近傍における電子数密度分布を図2に示す。グリッドシステムは2枚の長方形板からなり、各グリッドには、一般のグリッド円孔に相当するスリットが3つある。グリッドシステムの幾何諸元およびその近傍のプラズマ諸元を表1に示す。中性粒子密度はグリッド幾何形状のコンダクタンスから求めている。スリットの観測側に溝をつけてイオンビーム軌道のほとんどを可視化する工夫を施してある。一般にイオンビームは光量が小さいためその1本1本を視認することは難しいが、VITではスリット状のイオンビームとなるため、スリット長方向(y方向)に光量が積み重ねられ、視認しやすい。これらの詳細については参考文献に譲る[3-5]。

表1 グリッド幾何およびプラズマ諸元

プラズマ (グリッド近傍)		スクリーングリッド		アクセलगリッド	
電子数密度	$8.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$	スリット幅	3.0 mm	スリット幅	2.0 mm
電子温度	3.0 eV	スリット長	30.0 mm	スリット長	30.0 mm
空間電位	53.0 V	スリット間隔	5.0 mm	スリット間隔	5.0 mm
中性粒子密度	$8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	スリット数	3	スリット数	3
中性粒子	キセノン	グリッド厚	1.5 mm	グリッド厚	1.5 mm
			→	グリッド間隔	0.8 mm

## 2.2. VIT 実験手法

VITの作動の様子を図3に示す。一般のイオンエンジンではイオンエンジン下流側(+z方向)からのみ視認できるが、VITではy方向からも視認することができ、イオンの生成から加速までのイオン分布を捉えることもできる。

本研究では、グリッドシステムのスリット部が主な撮像対象となる。この撮像には望遠レンズを用いる。これは一般的な広角レンズでは2次元イオンビームを正しく撮像できないためである。本報告におけるイオンビーム撮像はすべて同一レンズ、カメラおよび撮像条件(絞りや露光時間)にて行う。

VITは、推進剤としてキセノンを用い、イオン生成はすべて同一条件(電流・電圧・推進剤流量)にて作動させる。作動安定後、アクセलगリッドに-200Vを印加し、その後スクリーン電圧に最大2.0kVまで印加させ、各グリッドの流出入電流を計測するとともに、撮像する。

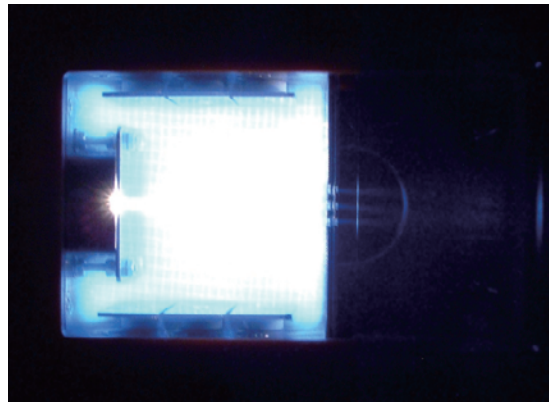


図3 作動の様子

### 2.3. 数値計算解析コード

イオンエンジングリッドシステムを対象とする数値計算解析コードはいくつか開発されている。著者の一人が開発しているコードは、グリッド損耗量を解析できる3次元数値解析コードであり、はやぶさ搭載イオンエンジン $\mu 10$ 等の寿命評価にも使用されたことがある[6]。本研究では、このコードによる数値計算結果と比較する。

図4に解析領域を示す。このコードは、グリッドシステムの上流プラズマ領域、下流の中和プラズマ領域ともに電子を取り扱うことができる。解析対象はVITのスリット1孔近傍とし、プラズマ等の条件は表1に示された値を用いる。電位計算にアイソパラメトリック要素を用いた有限要素法、イオンの移動にFlux Tube法を用いている。このコードの詳細については参考文献に譲る[6]。なおVITのグリッドシステムは2次元形状（スリット）であるが、コードは2次元化せずに3次元のまま計算解析に供している。これは、検証する数値計算モデルを変更することなく、計算時間を短縮できる（対象が2次元ゆえに低要素数で済む）ことを意味する。

## 3. 結果および考察

### 3.1. イオンビーム形状

図5にスクリーングリッド印加電圧に対するイオンビーム形状を、図6に各グリッド電流を示す。図5により、スクリーン印加電圧が高くなるにつれて、(1)イオンシース形状が下流方向に凸型から凹型へ変わっていること、(2)イオンシースの位置が上流へ遡上すること、(3)イオンビームの焦点位置が遡上すること、(4)アクセラグリッドへのイオンビーム衝突位置・領域が変わること（1.25 kV以上）、がわかる。プラズマの生成条件が不変であることを考慮すると、(1)および(2)はChild law sheath理論で説明できる。これまでイオンビームの焦点位置はアクセラグリッド上流面の孔中心にあると仮定されていたため、印加電圧によって移動することを実験的に示した(3)は意義が大きいと考えられる。(4)のアクセラグリッドへのイオン流入（衝突）現象は図6の流入電流と一致しており、衝突の位置・領域、およびその衝突平均角度も得られることを示している。イオンの発光強度を高分解能で計測できれば、イオンビームの数密度分布を得ることもできると考えられる。

図5におけるイオンビーム焦点位置およびイオンシース位置のスクリーン印加電圧に対するプロットを図7に示す。この図を焦点位置とシース位置との距離（以下、シース距離）として描き改めたグラフにアクセラ電流衝突率を併せたものを図8に示す。これらの図より、(5)スクリーン印加電圧が高くなるにつれて焦点位置およびシース位置が共に上流へ遡上すること、(6)アクセラグリッドにイオンビームが衝突しているときのシース距離がほぼ同じになっていること、(7)焦点位置がアクセラグリッドよりも上流にあるときアクセラグリッドへの衝突現象が起きていること、がわかる。これらのことから知見を導くにはデータが不足していることは否めないが、少なくとも、焦点位置やシース位置に着目することは今後のグリッドシステムの開発における新しいアプローチになりうると推察される。

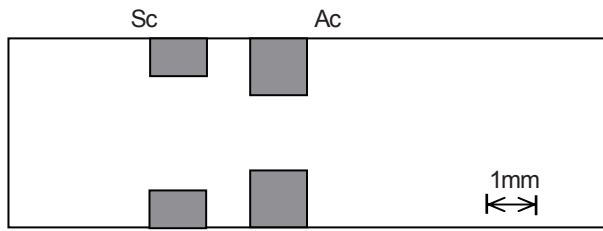


図4 数値解析の対象領域 (白枠内)

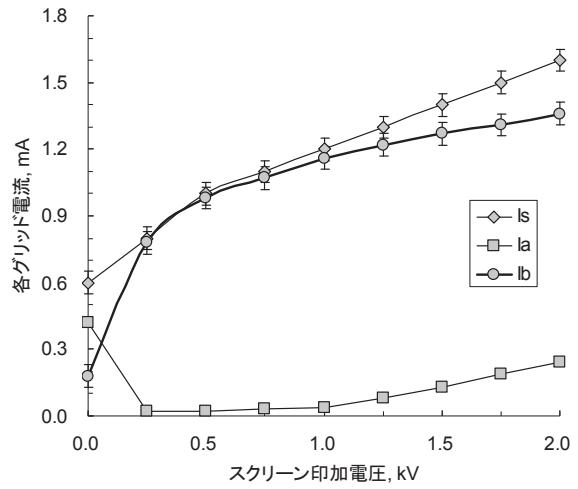


図6 グリッド流出入電流

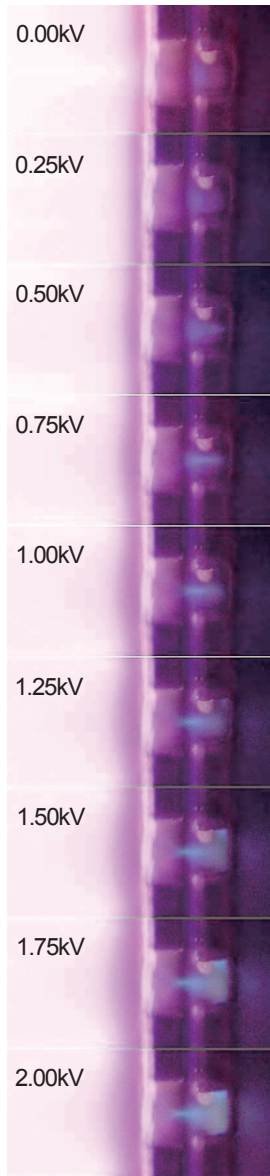


図5 イオンビーム

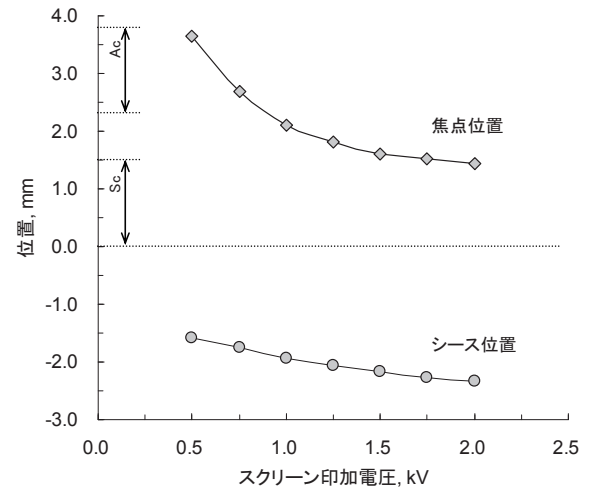


図7 焦点およびシース位置

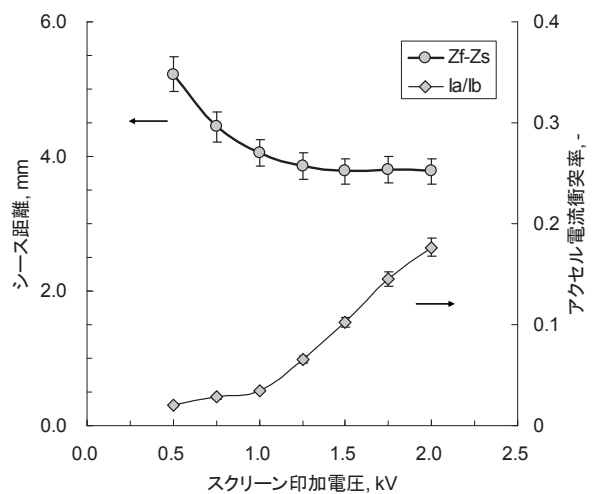


図8 シース距離およびアクセセル電流衝突率

### 3.2. 数値解析コードの検証

ビーム軌道の解析結果の一部を図9に示す。また、アクセル電流衝突率の比較結果を図10に、衝突位置およびシース位置の比較結果を図11に示す。これらの図および図5～8から、実験結果と数値計算解析結果は、電流値だけでなく、アクセルグリッドへのイオンビーム衝突位置・領域、イオンビーム焦点位置およびイオンシース位置など、多角的によく一致していることがわかる。したがって、この数値計算解析コードはVITの実験結果を精度良くシミュレートすることができており、このコードに適用されている数値計算モデルはほぼ妥当であると言える。

このコードは現状では十分な精度ではあるものの、これらの比較結果にはわずかではあるが相違がある。より精緻な解を得る必要があれば解析モデルの改良が必要であるかもしれない。しかしその改良が正しいかどうかは、VITにおける実験誤差を考慮する必要があるものの、VITの実験結果との比較で確かめることができるだろう。

これらから、VITは、これまで唯一の実験的検証データであった電流値だけでなく、位置や分布などの多角的な検証データを供与できており、数値計算解析コードの検証に十分有用なイオンエンジンであると考えられる。

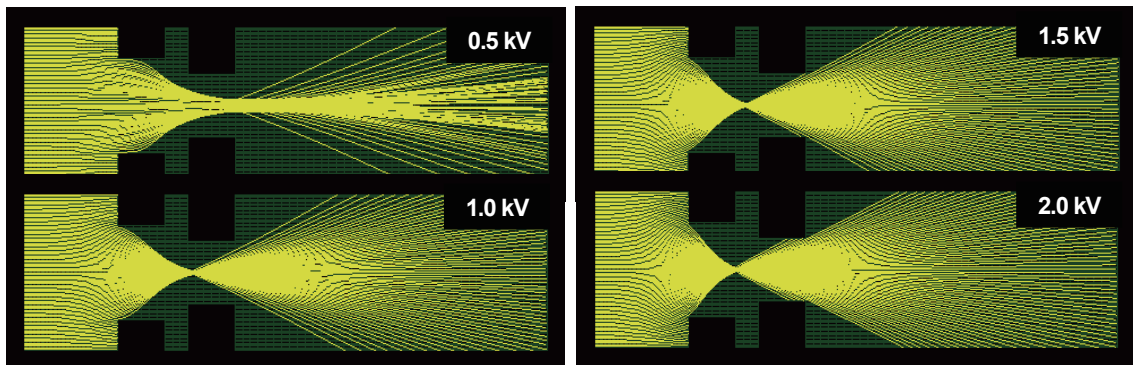


図9 イオンビーム (数値解析)

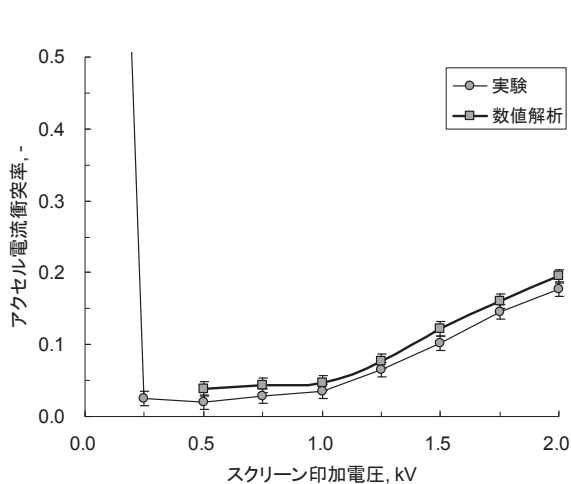


図10 アクセル衝突電流率 (比較)

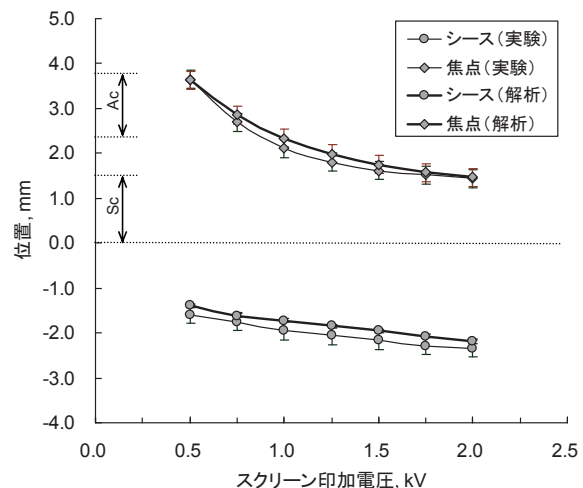


図11 焦点およびシース位置 (比較)



#### 4. まとめ

2次元可視化イオンエンジン (VIT) により,

- (1) Child law sheath 理論に則ったイオンシース形状およびイオンビーム形状を実験的に視認できる
- (2) 従来は固定と仮定していたイオンビーム焦点位置が作動条件によって移動することを確認できる
- (3) 唯一の実験的検証データであった電流値だけでなく、アクセルグリッドへのイオンビーム衝突位置・領域、イオンビーム焦点位置およびイオンシース位置など、多角的な実験データを供与できる
- (4) 数値計算解析コードの妥当性評価ができ、検証に有用である

#### 謝 辞

本研究には寺浦康弘氏 (海上自衛隊) の協力を得た。ここに謝意を表する。

#### 参考文献

- [1] 荒川義博, 國中均, 中山宜典, 西山和孝, “イオンエンジンによる動力航行”, コロナ社, 第3章, 2006年12月.
- [2] 宇宙航空研究開発機構, “イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書”, 宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-06-019, 2007年3月.
- [3] 寺浦康弘, 中山宜典, “可視化イオンエンジンの分光および探針計測”, 第51回宇宙科学技術連合講演会, pp.1-6, 2007年10月.
- [4] 中山宜典, 寺浦康弘, 吉田幸司, 東裕司, “可視化イオンエンジンの試作”, 平成18年度宇宙輸送シンポジウム, pp.322-325, 2007年1月.
- [5] Yoshinori Nakayama, Yasuhiro Teraura, “Feasibility Study on Visualized Ion Thruster”, IEPC-2007-43, 30th International Electric Propulsion Conference, pp.1-8, 2007年9月.
- [6] 中野正勝, 荒川義博, “イオンエンジンのグリッド耐久性能計算”, 日本航空宇宙学会論文集, pp.111-117, 2000年4月.



本書は再生紙を使用しております  
紙へリサイクル可