九州大学学術情報リポジトリ Kyushu University Institutional Repository

レーザ蛍光法によるスパッタリング過程の研究 I: 鉄原子スパッタリングの放出角度分布

松田, 良信 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

浜本, 誠 大分大学工学部エネルギー工学科

前田, 三男 九州大学工学部電気工学教室

村岡, 克紀 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

他

https://doi.org/10.15017/17582

出版情報:九州大学大学院総合理工学報告.5(2), pp.153-161, 1983-12-01.九州大学大学院総合理工 学研究科 バージョン:

権利関係:

(鉄原子スパッタリングの放出角度分布)

松田良信·浜本 誠*·前田三男** 村岡克紀***・赤崎正則*** (昭和58年9月30日 受理)

Studies of Sputtering Processes by Laser Fluorescence Spectroscopy I.

----- Angular distribution of sputtered iron-atoms ------

Yoshinobu MATSUDA, Makoto HAMAMOTO, Mitsuo MAEDA, Katsunori MURAOKA and Masanori AKAZAKI

Sputtering by bombarding neutrals on the first wall of a controlled fusion reactor is believed to be the dominant among various processes of plasma-surface interactions, as an impurity-release to plasmas at one hand and as the reduction of the wall thickness at the other. In order to obtain basic insight into the process, laser fluorescence spectroscopy was applied to study temporal developments of angular distributions of sputtered atoms. The results supported the usefulness of the technique and were explained by oxidizations of the surface and/or formations of sputtering cones, the latter being confirmed by using a scanning electron microscopy. Future improvements of experiments were also described.

1. まえがき

核融合炉の実現を目指し,世界各国で多方面から集 中的な研究が行なわれているが,その中で,近年,プ ラズマと壁との相互作用 (Plasma-Surface Interaction: PSI) の問題が大きくクローズアップされて いる.すなわち,従来のプラズマの閉じ込めと加熱の 問題が,主として磁界生成及び高エネルギー粒子源・ 電磁波源の技術開発により克服されて,数年内に臨界 条件を満すプラズマが実現できる目途がたてられた. 従って,今後,中性子・荷電粒子の運動エネルギーと して発生する核融合出力エネルギーを,利用できる形 にして取り出すための種々の炉工学的問題の解決が主 研究課題になると考えられている.その中で,炉心プ

* 大分大学工学部エネルギー工学科

ラズマに関して,以下の点で, PSIの解明が,重要な 研究課題として注目されているのである¹⁾.

- (i) プラズマ中への不純物(特に金属)の混入
- (ii) 燃料ガスのリサイクリング
- (iii) 第1壁の損傷・減耗

(i)は、スパッタリング(sputtering), 脱離 (desorption),蒸発(evaporation), アーキング (arcing),ブリスタリング(blistering),剝脱 (exfoliation)等が原因となって生じ,大きな幅射損 失をもたらす.その結果,周辺プラズマの冷却,安定 性の劣化,閉じ込め特性の劣化をもたらす.(ii)は, 燃料ガスである水素同位体が第1壁で反射し,あるい は捕捉・再放出される過程を通して、プラズマと第1 壁との間を行き来する現象で、プラズマのエネルギー バランス・粒子バランスに直接影響を与える.(ii) は、スパッタリング,蒸発,剝脱,ブリスタリングに よる壁材料の減耗と、イオン植込み、選択スパッタリ ング,表面損傷等による壁材料の組成変化の問題であ

エネルギー変換工学専攻修士課程

^{**} 工学部電気工学教室

^{***} エネルギー変換工学専攻

る.以上の(i),(ii),(ii)は互いに密接に関連し 合って複雑であるが、PSI全体の解明には、個々の素 過程の解明が必須である.

臨界を目指した大型トカマク炉における、プラズマ 中への金属不純物混入,及び第1 炉壁材料の減耗の最 も支配的な過程は、スパッタリングであることが明 らかにされている、スパッタリングは、物理スパッタ リング (physical sputtering) と化学スパッタリン グ (chemical sputtering) に分けられる. 前者は, 固体表面に入射した粒子が, 固体を形成する原子とカ スケード衝突を続けていくうちに、反跳された原子の うち表面の方向への運動量を得たものが、表面結合エ ネルギーに打勝って固体表面から叩き出される現象で ある2). これに対し後者は、入射粒子とターゲット材 の間で化学反応が起こり,揮発性のガスが生成される もので、例えば、グラファイトに水素イオンを照射す ると、CH₄が生成するようなものである³⁾. 化学スパ ッタリングは、輻射損失及び材料減耗への寄与という 点で,物理スパッタリングに比べてずっと小さいと見 積られている.従って以下では、主として物理スパッ タリングを考え、これを単にスパッタリングと記すこ とにする.

スパッタリング現象の研究は、100年以上も前に始 まっており、その後、実用面からの必要性もあり、多 くの実験及び理論的研究がなされている. Lindhard 等4556 が発展させた弾性衝突(核的衝突)の断面積 及び 照射効果の 一般理論 に 基づいて, 1969 年に, Sigmund²⁾ が線型輸送理論を用いたスパッタリン グ 理論を発表した. この理論は、入射イオンとターゲッ ト物質のかなり多くの組合せについて、イオンの入射 エネルギー依存性を統一的に説明できる点で、画期的 なものである. その後, Sigmund 理論では説明でき ない偏析, 拡散等の効果が効く, 合金や化合物のスパ ッタリング⁷, 集束衝突 (focussing) や チャンネリ ング (channeling) が起こるような、結晶構造を持 った金属, アルカリハライド等のスパッタリング⁸⁾, 半導体のスパッタリング等に関する研究が行なわれ、 かなりの成果をあげている.また,核融合炉中で関係 する,低エネルギー (≤数 keV)の軽入射粒子 (H, D, He 等) による スパッタリング過程の研究 9)10)11) も行なわれてきている.

スパッタリングにおける測定量としては,スパッタ リング収量(イールド),放出粒子のエネルギー分布, 放出角度分布,等がある.スパッタリング収量はマイ クロバランス法,後方散乱法を用いて標的物質の質量 または厚さの減少を測定することにより,精度良く求 められるので,従来から広く行なわれてきた.放出粒 子のエネルギー分布の測定には,通常,粒子の飛行時 間を測定する方法(TOF 法)が,放出角度分布の測 定には,コレクター法が用いられてきた.表面分析の 進歩によりターゲット側の計測技術は既に確立された (AES, SIMS, LEED, RHEED) 感があるのに対し, 放出された粒子の測定法は,情報の質と量の点から, まだ満足のゆくものではない.

このような中で,レーザ蛍光法12)13)14)が,新たな 計測手段として注目されている. レーザ蛍光法をス パッタリング 過程へ 適用する ことの 利点は, i)粒 子選別測定が可能なので、合金、化合物で起こる選択 スパッタリングに対して有効である, ii)検出下限が 1012 m-3 と極めて低く, iii)時間及び空間分解能が各 々 0.5 µsec 以下及び 2~3 mm と優れていて, iv) その場 (in situ) 計測が可能であるので、データの 高速処理化とスパッタリング過程の照射量依存性の測 定が可能であり、v)ドップラーシフトの測定から放 出粒子のエネルギー分布の決定が可能である、等の点 にある. このレーザ蛍光法をプラズマ・壁相互作用の 研究に用いることは、1975年頃から検討が行なわれ て以来, 1980年 ISX-B装置での成功¹⁵⁾¹⁶⁾を経て, Doublet III, ASDEX17, EBT-S18), 等大型装置で の計測が進められ、有益なデータを提供している.プ ラズマ・壁相互作用過程としてのスパッタリングの計 測に対しても、スパッタングイールドの照射量への依 存性11),スパッタ粒子の各エネルギー準位密度及びエ ネルギー分布19,酸素単原子層のスパッタリング過程 への影響20)等の、この方法の従来の方法に対する卓 越性を生かした研究が行なわれている.

ところで,未照射材料の 10²²~10²³ ions/m² 以下 の照射量における初期のスパッタリング過程は,大き く変化することが予想され,その時間進展について研 究することは,核融合装置の運転開始後1年以下にお ける不純物放出過程の経時変化を考える際には不可欠 であると考えられる.しかしながら,これまで初期ス パッタリングについては,SEM による表面観察等, 定性的な議論がなされているのみで,諸量の定量的評 価は,従来の測定法の検出感度が低いことから殆んど なされていない. そこで,著者等は,クヌーセン・セルからの金属蒸 気への適用²¹⁾²²⁾ でその有効性を確認された レーザ 蛍 光法技術を基に,初期スパッタリング過程の時間進展 について系統的に明らかにすることを最終目標とした 研究に着手した.

本論文では、アルゴンによりスパッタされた鉄原子 の放出角度分布の測定結果、スパッタリングイールド の照射量依存性等について報告する.

2. 測定の原理

レーザ蛍光法の 原理は, 既に 詳しく 述べられてい る²³⁾ので,以下の議論に必要な基本的な点 について 示す.まず,測定対象となる鉄のエネルギー準位図を **Fig.1** に示す.対象とする励起準位の寿命(~10 ns) は,粒子衝突時間(\geq 10 ms)より十分短いので,散 乱体積内での粒子間衝突を無視できる.また,鉄ター ゲット表面から散乱体積に入るまでに要する時間(~ 10 μ s)は,励起準位の寿命よりずっと長いので,散乱 体積内にあるほとんどの鉄原子は基底準位にあると 考えられる.さらに,準安定状態の寿命(\geq 10 ms) は,レーザパルス幅(\leq 1 μ s)に比べて十分長い.以 上を考慮して,三準位系のレート方程式を解くと,最 終的に,中性鉄原子からの散乱信号の時間積分は次式 で与えられる.

$$\int_{0}^{\infty} S_{re} dt = V(n_{Fe})_{1} \alpha \eta \frac{A_{32}}{\sum_{i} A_{3i} - A_{31}} \frac{d\mathcal{Q}}{4\pi} T_{tr} QeGR_{L}$$

$$\tag{1}$$

ここで、V は散乱体積, $(n_{Fe})_1$ は鉄原子密度, α は 全鉄原子のうち a^5D_4 準位を占めるものの割合, η は degree of pump over, $A_{31} \ge A_{32}$ は励起と観測線 の遷移確率、 $\sum A_{31}$ は上位準位のすべての 遷移確率 の和, d2 は観測立体角, T_{ir} , Q は各々, 全ての光 学系の観測波長 (382.043 nm) における 透過率及 び 光電子増倍管の量子効率, e は素電荷, G は光電子 増倍管の電流増幅率, R_L は負荷抵抗である. したが って, $(n_{Fe})_1$ は上式の右辺の $(n_{Fe})_1$ 以外の各項の値 を個々に知ることができれば, 測定値 $\int_0^{\infty} S_{re} dt$ から 求める ことができる. ただし, 放出角度分布の 測定 等, 相対的な値がわかれば良い場合は,較正の必要が無 く, 非常に簡単である. 一方,絶対値較正にはアルゴ ン気体による レーリー散乱が用いられる. アルゴン 気体による レーリー散乱信号 S_{RL} は次式で与えられ



Fig. 1. Energy levels of an iron atom for pumping and detection.

$$S_{RL} = \frac{I_L}{h\nu} \ln_{Ar} \frac{3}{8\pi} \sigma_{Ar} d\mathcal{Q} T_{tr}' \mathcal{Q}' e G R_L \qquad (2)$$

ただし、レーザの偏向方向は、散乱光の観測方向に直 角だとしている。ここで、 I_L はレーザパワー、Iは レーザビームに沿った散乱体積の長さ、 n_{Ar} はアルゴ ン原子密度、 σ_{Ar} は励起波長 302.064 nm におけるア ルゴン原子1個当りの全レーリー散乱断面積、 T'_{rr}, Q' は各々 302.064 nm における全光学系の透過率及び光 電子増倍管の量子効率である。(1)式と(2)式より 共通な因子を消去すると $(n_{Fe})_1$ は次式で与えられ る.

$$(\boldsymbol{n}_{Fe})_{1} = \frac{1}{V\alpha\eta} \cdot \frac{\sum_{i} A_{3i} - A_{31}}{A_{32}} \cdot \frac{(I_{L}/h\nu) ln_{Ar} \cdot \frac{3}{2} \sigma_{Ar}}{S_{RL}} \times \frac{T_{ir}' Q'}{T_{tr} Q} \int_{0}^{\infty} S_{re} dt$$
(3)

右辺各項は,独立に求めることができるので,立体 角 $d\mathfrak{Q}$,電流増倍率 G等を知らなくても, S_{RL} 及び $\int_{0}^{\infty} S_{re} dt$ の測定から,直接 $(u_{Fe})_1$ を得ることがで きる.

3. 実験装置及び方法

実験装置の配置を Fig. 2 に示す. 装置は大別し て, i) イオンガン及びターゲット試料が取り付けら れ, レーザ入出射及び散乱光観測用の石英窓を持つ真 空容器, ii) スパッタされた粒子を励起するための波 長可変レーザ, ii) 散乱光検出のための検出部, から 成る.



Fig. 2. Experimental arrangement.

真空容器は内容積約 201 の円筒容器で,その上面 及び側面にイオンガンポートと大小7個の窓を設け た、レーザ入出射窓と観測窓は石英製、残りの窓はパ イレックス製で、 Oリングシールを使った. 排気系に はターボ分子ポンプ(2501/s)を用いており、到達真 空度は 10⁻⁶ Torr である. イオンガンは電子衝撃型 で,加速電圧 3kV,ビーム径約 4mm である.動作 気体としては、スパッタリング収量が割合に大きく, 絶対値較正にも 使えるということで アルゴンを 用い た. イオンガン動作時の真空度は約 10⁻⁴ Torr であ る. ターゲットとしては、真空壁材料として良く使わ れ、金属不純物としてプラズマへの混入の可能性が大 きいことから 鉄を用いた. ターゲットは 純度, 99.9 %の純鉄を使い、表面は、120番から1200番迄の 9 段階の耐水性エミリー紙により研磨し、更に250番と 2,000 番の アルミナ懸濁液を使ったバフ研磨により, 0.3及び, 0.06 µm 程度の凹凸にまで仕上げる. その 後、アセトン及びエタノール中で超音波洗浄し、表面 をドライヤーで乾燥させた後, 試料台に取付ける. た だし、実験の都合上、普通の鉄を用い、またエミリー 紙の研磨のみで行なっている場合もある. 鉄ターゲッ トはイオンビームに対し回転可能で、入射角を変えら れるようにしてある.

レーザは、フラッシュランプ励起色素レーザ光の温 度位相整合タイプの ADA 結晶による第2高調波を 用いる. 色素は Rhodamine 6G を 10⁻⁴ mol/l の 濃度で溶いたエタノール溶液で、1,200本/mm の回 折格子と 0.2 mm のエタロンにより波長可変であ る. 第2高調波 (300 nm 付近) での出力は、100~ 200W、パルス幅 0.5 μ s、スペクトル幅 5 pm、ビー ム径 3 mm である. 基本波の一部はビームスプリッ タで分けた後、分散 7.7 Å/mm の分光器で波長モニ ターした. 出力が 100~200W あるので、レーザパワ ーが多少ゆらいでも蛍光は飽和して一定であり、精度 良く密度が測定できる.

散乱光は, レーザビームと直角方向で, 散乱体積か ら 150 mm 離れた位置に置いた有効径 50 mm, 焦点 距離100mmの合成石英レンズにより集光し、その結 像位置に置いたスリットと干渉フィルター(バンド巾 24 nm, 透過率 35 %) により, 不用な 光を遮断した 後,光電子増倍管により検出を行なう.光電子増倍管 出力は、検出抵抗 39 kΩと同軸ケーブル容量 460 pF による積分値電圧である. 散乱体積の大きさは, レー ザビーム断面積とスリットの大きさによって決まり, 3×3×5mm³ であり、その位置はターゲット前方 12 ないし 15 mm である. 角度分布の計測は、今のとこ ろ多チャンネルでないので、光電子増倍管とスリット をレーザビーム方向に沿って平行移動させることによ り行なっている.スパッタ粒子の放出角度分布を計測 するための実験装置の配置を Fig. 3 に示す. また, 散乱体積とターゲットの具体的寸法例を Fig. 4 に示 す.



Fig. 3. Schematic diagram of the experimental setup for measurements of angular distribution of sputtered atoms at a single laser shot.



Fig. 4. Geometrical arrangement of the ion beam, laser beam and target.

実験結果と考察

4.1 放出角度分布

アルゴンイオンを鉄ターゲット表面法線方向($\theta = 0^{\circ}$)と45°方向から入射した場合のスパッタ粒子の 放出角度分布の測定結果を**Fig.5**に示す.ただし, このときのイオン照射量は10²³ions/m²程度以上 で,イオン電流40 μ A であった. $\theta = 0^{\circ}$ の場合,角 度分布は余弦則(実線)に近い分布である.一方, $\theta = 45^{\circ}$ の場合,入射方向前方がより大きい角度分布 となっている.また,絶対値も $\theta = 45^{\circ}$ の場合の方が $\theta = ^{\circ}$ の場合よりも大きい.これらの結果は、モンテ カルロ・シミュレーションにより求めた多結晶銀に 3keV アルゴンイオンを照射した場合のスパッタリン グ粒子の放出角度分布²⁴と定性的に一致している. このようにイオン照射量が10²³ions/m²以上の,スパ



Fig. 5. Augular distributions of sputtered iron atoms from an iron target by Ar-ion beam (energy 3 kV, current $40 \,\mu\text{A}$, diameter 4 mm) bombardments, which were measured by traversing a single photomultiplier, shot by shot, along the laser beam image of lens L1, in two cases in which incident angles of Ar-ion beam were 0° (solid circles) and 45° (crosses). Solid line indicates cosine distribution, whose absolute values were normalized at normal direction. Ion-dose was greater than 10^{23} ions/m².

ッタリングが安定する領域では、レーザ蛍光法によって、かなり精度良い測定が行なえることが示された.

4.2 初期スパッタリングの経時変化

初期スパッタリングにおける放出角度分布の経時変 化(イオン照射量 ≤10²² ions/m²)は従来,走査型電 子顕微鏡による表面観察25)が主で,放出角度分布の 定量化、定性化はほとんどなされていない、そこで我 々はレーザ蛍光法をこの初期スパッタリング領域に適 用してみた. $\theta = 45^{\circ}$ の場合についての測定結果を Fig. 6 に示したが、同図(a)と(b)は、ほぼ同程 度の表面処理を行なった2つの異なった表面につい て, それぞれ得られた結果を示している. (a) と (b) に共通して言えることは、まず、イオンドーズが変化 することにより角度分布に大きな変化が見られること である.次に、イオンドーズが小さいところでは絶対 値が小さいこと、そして、 10^{23} ions/m² になると、 Fig. 5 の結果と似かよった、イオン入射方向前方が 大きい分布となることが挙げられる.しかし, 殆んど 同じイオンドーズの値に対して2者を比較すると,相 当異なった分布をしており,再現性のある現象とは考 えにくい. この原因としては、i)表面形状の、この イオンドーズ領域で起こる大きな変化(コーンやグレ インの形成・Fig. 7), さらに, 結晶配位の向き, 等



Fig. 6. Ion-dose dependence of angular distributions of sputtered iron atoms. Both (a) and (b) are for the different surfaces, but polished to the same degree.

による現象そのものの複雑さ,に加えてii)フラッシ ュランプ励起色素レーザの発振間隔が20秒~1分 と 長く,受光部も1チャンネルしか無く,各放出角度に ついてショット毎にデータを採るため,現象に追随で きていない,iii)到達真空度が10⁻⁶ Torr と低いの で,残留ガスの吸着,再放出等により表面の状態が変 化する,iv)スパッタされた鉄原子の電子状態が変化 しており,観測可能な準位にある原子の割合が変化す る,等種々考えられる.初期スパッタリング過程にお ける有効な定量的・定性的測定法が無い現在,以上の 問題を克服することによって,レーザ蛍光法は初期ス パッタリング測定にも有効性を発揮するであろう.

4.3 走査電子顕微鏡による表面観察

Fig. 7 に走査電子顕微鏡(日立・S-450)で観察した、イオンドーズ量の違う鉄ターゲット表面の視野像を示す.以前と同じく、3 kV の Ar イオンで鉄ターゲットを入射角 45°でスパッタしたものである. (a)

は、照射後のもの(b),(c) との比較のための未照射 領域のもので、5 μ m 程度では殆んど平坦である. そ れに対して、(b) に示すように、イオンドーズ量が 2.2×10²¹ ions/m² 程度では、照射領域全域ではない が、部分的に 1 μ m 程度のコーン状の突起が 見られ る.一方、(c) に示す 5.0×10²³ ions/m² 程度では、 10~20 μ m 程度の直径を持った、上部が平坦な段々畠 状の構造を持ち、所々に、(c) 右図のようなコーン状 突起が見られる. このような、コーン状突起及び段々 畠状の凹凸がこの領域(イオンドーズ量 \leq 10²³ ions/ m²) で観測されることは、銅や金に対する観察結果²⁶⁾ と似た現象が起きているものと思われる.

4.4 スパッタリング収量のイオンドーズ依存性

45°入射,イオン電流 10 µA で,照射時間ととも に、単一放出角度方向に固定された散乱体積からの蛍 光信号が変化する様子を Fig. 8 に示す.この結果と 同様な急峻な遷移効果がユーリヒのレーザ蛍光グルー プ¹¹⁾でも確認されている.変化の様子は試料表面の 表面処理によっても大きく異なる.試料表面の初期状 態,特に酸素被膜の影響によってこのような急峻な変 化が生じるものと考えられている.最近行なわれたレ ーザ蛍光法を用いた,酸素被膜をもつチタンのスパッ タリング実験²¹⁾によると,酸素被膜の増加につれて, スパッタされる粒子数が減少すること,励起準位にあ る原子の割合が増すこと,等が明らかにされている. それらの実験では,AES, SIMS, SEM 等も併用され ており、レーザ蛍光法がさらに有効に使用されてい る.

4.5 今後の検討

以上に述べたように、レーザ蛍光法のスパッタリン グ過程への適用は、その解明にとって、強力な測定法 となり得ることがわかった。今後、定量的な考察をす る上で改良を要する事項を列挙すれば、以下の通りで ある.

まず,第1に,到達真空度が低いために,照射中の 試料固体表面の酸化・汚染の可能性があることであ る. 圧力 *p* Torr の雰囲気から 1 m² の表面に温度 *T*K で分子量 *M* の分子が毎秒衝突する数 *N* は

$N = 3.51 \times 10^{26} p(MT)^{-1/2} m^2 S^{-1}$

と表わされるので、10⁻⁶ Torr の水蒸気(ターボ分子 ポンプの排気特性より)が残っていると考えると、室 温で毎秒 1 m² に約 5.8×10¹⁸ 個の水分子が衝突する (a) 10000 20KV 50 (b) 10011 20KV 51 100 10 20KU . 50 0 (c) 10007 20KU ົ 5 ບ 10003 20KU <u>5</u>0

Fig. 7. Examples of photographs of iron-target surfaces by SEM (incident angle of ion beam was 45°). (a) Non-sputtered region. (b) Ion-dose=2.2×10²¹ ions/m². (c) Ion-dose=5.0×10²³ ions/m².

真空であることがわかる.酸素分圧は水蒸気圧より1 桁小さいと仮定して 10^{-7} Torr と考えると,酸素は 毎秒約 3.6×10^{17} 個/m²の割合で表面と衝突をする. 原子の単一層は, 1 m² 当り約 10^{19} 個の原子から成る ので,すべての分子が表面に付着すると考えると,試 料表面には、水の分子層が約2秒に1層、酸素分子層 が約30秒に1層形成されていることになる.スパッ タリング過程は、表面状態、特に、表面結合エネルギ ーに依存するので、このような酸化・汚染は好ましく ない.



Fig. 8. An example of fluorescence signals as a function of ion-irradiation time. One minute corresponds to an ion-dose of 2×10^{20} ions/m².

第2の問題は、データ収集効率の改善の可能性であ る.スパッタリング初期過程は現象が急峻な変化を示 すので、これに追随できる高繰り返し発振可能なレー ザ系と、そのデータを逐次処理する処理系が必要とな る.また、大型トカマク等に適用する場合には、限ら れたプラズマ生成時間(~1 sec)内に、できる限り数 多くのデータを採り込む必要が生じる.

そこで、最初の問題点克服のために、著者等は、超 高真空(10⁻⁹~10⁻¹⁰ Torr)化に着手した.この水準 の真空は、注目している固体表面に真空容器の残留気 体雰囲気中の分子の衝突する数が、測定時間内では無 視できるような真空である.10⁻⁹ Torrの水蒸気が残 っていても、水の単原子層をつくるのに最短でも30 分を要するので、実験中、試料固体表面はクリーンな 状態と考えて良い.超高真空装置は、内容積約30*1*で 側面には大小10個の観測窓、排気孔等を設け、160*1*/ sのターボ分子ポンプと80*1*/sのイオンポンプで排 気を行なう.ガスケット類は、全て銅ガスケットを用 い、全ガス放出量は10⁻⁸ Torr·*l*/s 以下におさえた. 200°C前後のベーキングを5~6時間行なった後の到 達真空度は10⁻⁹ Torr である.

第2のデータ収集の高速化については、高繰り返し 発振(~20 Hz) 窒素レーザ励起色素レーザと、それ と同期したデータ処理系の開発を進めている.同時に 1ショット内に速度分布を計測することが可能な高速 掃引色素レーザが開発され、今後大型プラズマ装置に 適用すべく改良が行なわれている.

以上の改良を基に、今後は主に以下の点に注目して 実験を行なう予定である.

(i) 種々のターゲット (Fe, Al, Cu, Mo, 更に

は各種合金)と種々の入射粒子(Ar, He, D, H等) の組合せについて,放出角度分布の入射角,照射量へ の依存性を調べ,材料選択にとって有用なデータを得 ること.

(ii) スパッタされた粒子の各エネルギー準位にお ける密度をパラメータを変えて測定することにより, 放出機構の定性的,定量的議論に有用なデータを得る こと.

(iii) 酸素分圧,ターゲット表面処理等を変えて実 験を行ない,それらによるスパッタリング諸量への影響について調べること.

5. 結 論

本論文では、未照射材料のスパッタリング過程の時 間進展を調べるための予備的な実験として、20秒~ 1分に1回発振のレーザとシングルチャンネルの信号 検出系からなる計測系を用いて、アルゴンイオンビー ムによりスパッタされた鉄原子の放出角度分布及びそ の収量の時間的変化についての計測を行なったその報 告を行なった.

その結果

(1) 定常的なスパッタリング過程の放出角度分布 はかなり精度良く測定できること.

(2) スパッタリング収量,放出角度分布がイオン 照射量によって大きく変化すること,

(3) 初期スパッタリングのような過渡的な過程での放出角度分布等の測定には、高繰り返し発振可能なレーザ系とマルチチャンネルの信号検出系が不可欠となること、

を明らかにした.

また,照射試料表面の走査電子顕微鏡による観察から,鉄の場合にも,初期スパッタリングから定常なス パッタリング過程に変遷する際に,試料表面にはイオ ン照射により,コーン状の突起が形成され,やがて平 坦な面になっていくことが観察された.

電子顕微鏡の使用にあたっては、歯学部、篠原先生 に御協力を頂いた.また、実験全般にわたり、久保田 功氏(現ソニー)を始め、修士課題1年の上田泰稔君 等から、多大な御協力を頂いた.記して感謝いたしま す... 昭和 58 年

参考文献

- 1) G. M. McCracken and P. E. Stott; Nucl. Fusion **19** (1979) 889.
- 2) P. Sigmund; Phys. Rev. 184 (1969) 383.
- 3) 石野 栞: 照射損傷 (東京大学出版会)
- J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiott; K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd. 33 (1963) No. 14.
- J. Lindhard, V. Nielsen and M. Scharff;
 K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd.
 36 (1968) No. 10.
- 6) J. B. Sanders; Physica 41 (1969) 353.
- 7) 志水,山村,松波,森田,西堂,伊藤:応用物 理 50 (1981) 420.
- B. Onderdelinden; Can. J. Phys. 46 (1968) 739.
- H. L. Bay, J. Bohdansky, W. O. Hofer and J. Roth; Appl. Phys. 21 (1980) 327.
- R. Behrisch, G. Maderlechner and B. M. U. Scherzer; Appl. Phys. 18 (1979) 391.
- H. L. Bay, B. Schweer, P. Bogen and E. Hintz; J. Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 732.
- 12) K. G. Müller and M. Stania; J. Appl. Phys. 49 (1978) 5801.
- A. Elbern, E. Hintz and B. Schweer; J Nucl. Mater. 76 & 77 (1978) 143.
- 14) E. Hintz; J. Nucl. Mater. 93 & 94 (1980)
 86.

- C. H. Muller III and K. H. Burrell; Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 330.
- B. Schweer, D. Rusbüldt, E. Hintz, J. B. Roberto and W. Husinsky; J. Nucl.Mater. 93 & 94 (1980) 357.
- 17) E. Dullni, P. Bogen, E. Hintz, D. Rusbüldt, B. Schweer, S. Goto and K. H. Steuer; Phys. Lett. 88 A (1982) 40.
- E. Dullni, E. Hintz, J. B. Roberto, R. J. Colchin and R. K. Richards; J. Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 61.
- B. Schweer and H. L. Bay; Appl. Phys. A 29 (1982) 53.
- 20) M. J. Pellin, C. E. Young, M. H. Mendelsohn, D. M. Gruen, R. B. Wright and A. B. Dewalt; Proc, 5th. Int. Conf. PSI in Controlled Fusion Devices. May 3-7 1982. Gatlinburg.
- M. Hamamoto, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki; Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 200.
- 22) M. Hamamoto, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki; Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 1709.
- 23) 前田,村岡,浜本,赤崎,宮副:レーザ研究
 9 (1981) 237.
- 24) S. T. Kang, R. Shimizu and T. Okutani; Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 1717.
- R. Shimizu; Jpn. J. Appl. Phys. 13 (1974) 228.