斜入射粒子による炭素表面からの2次電子放出のモンテカルロ計算

大宅 薫, 河田 純, 森 一郎

(徳島大学工学部)

(1989年11月6日受理/1989年12月29日改訂原稿受理)

Monte Carlo Calculation of Secondary Electron Emission from Carbon-Surface by Obliquely Incident Particles

Kaoru Ohya, Jun Kawata and Ichiro Mori

(Received November 6, 1989 / Revised Manuscript Received December 29, 1989)

Abstract

Incidence angle dependences of secondary electron emission from a carbon surface by low energy electron and hydrogen atom are calculated using Monte Carlo simulations on the kinetic emission model. The calculation shows very small increase or rather decrease of the secondary electron yield with oblique incidence. It is explained in terms of not only multiple elastic collisions of incident particles with the carbon atoms but also small penetration depth of the particles comparable with the escape depth of secondary electrons. In addition, the two types of secondary electron emission are distinguished by using the secondary electron yield statistics; one is the emission due to trapped particles in the carbon, and the other is that due to backscattered particles. The high-yield component of the statistics on oblique incidence is more suppressed than those on normal incidence.

Keywords :

carbon-surface, secondary electron emission, incident angle, electron and hydrogen atom incidence,

1. まえがき

磁気閉じ込め型高温プラズマ装置において、周辺プラズマのイオンや電子によるリミタやダイバータの衝撃や荷電交換水素原子による第一壁の衝撃は、主プラズマへの不純物混入や燃料ガスリサイクリングの観点から重要である。固体表面へのこのような粒子衝突によって同時に起こる電子放出現象は、周辺プラズマの性質に影響を与える^{1,2)}。特にリミタ表面の電子放出比の増加によって周辺プラズマの電子温度が低下し、リミタ材のスパッタリングが抑制されることが知られている³⁾。数 100 eV 以下の粒子衝撃によるリミタからの電子放出としては、主として電子による2次電子放出と不純物多価イオンによるポテンシャル放出^{4,5)}が重

要で、プロトンによる2次電子放出は一般に小さい。これまで、電子やプロトンに対しては種々の材料の2次電子放出比が数多く測定されてきた¹⁾。しかしそのほとんどはkeVの粒子が固体表面を垂直に衝撃した場合¹⁾、このような低エネルギーで且つ斜め入射における2次電子放出比の測定は少ない。プラズマからランダムな方向に放出される荷電交換水素原子の第一壁への衝突はもちろん、磁力線に沿って進むイオンや電子のリミタへの衝突もむしろ斜め入射であり、2次電子放出比の入射角依存性の詳細な知識が周辺プラズマの性質の理解のために必要である。

1980年代初めに主プラズマからの不純物イオンによる放射損失を低減するため、低Z材でリミタや第一壁を構成することが提案され⁶⁾、現在多くの高温プラズマ装置でグラファイト製のリミタを用い、メタンと水素の混合放電によるin-situコーティングで第一壁全体を炭素膜で覆ってしまう方法が一般的となった⁷⁾。したがって、リミタからの電子放出はもちろん、第一壁の炭素膜の厚さが数100 Å以上であるため、比較的主プラズマ周辺部で発生する多量の低エネルギー(<1 keV)荷電交換水素原子による第一壁からの2次電子放出も炭素材からのものである。

普通の金属表面からの2次電子放出比が入射角と共に増加する現象は、走査電子顕微鏡や粒子検出器への応用の立場から研究されてきたが⁸⁻¹⁰⁾、入射エネルギーがkeVエネルギーでは数10 keV以上の高エネルギーの場合に比べてその増加割合が小さく、いわゆる $1/\cos \phi$ 法則(ϕ は固体表面の法線から測った入射角度)から大きくずれることが実験的に知られている^{11,12)}。電子や中性粒子、また1 keV以上のプロトンによって固体表面から放出される2次電子は、入射粒子の運動エネルギーが固体内電子に賦与されることによって発生する(運動論放出)^{10,13)}。この場合斜入射による放出電子の増加は、入射粒子軌道が斜めに傾き、固体内での電子生成がより表面に近い場所で起こることによる。筆者らは、keVエネルギーにおける $1/\cos \phi$ 法則からのずれが、固体原子との頻繁な弾性衝突による入射粒子の直線軌道からのずれが原因であることを、特に銅について入射粒子の衝突過程を模擬したモンテカルロシミュレーションによる入射角依存の計算結果と実験結果とを比較することにより説明した^{14,15)}。しかし、炭素壁内の入射粒子の衝突過程は、弾性衝突断面積や非弾性エネルギー損失の違いのため普通の金属壁におけるものとは異なり、これはまた2次電子放出比の入射角依存性にも影響を与えることが予想される。

本論文では、上記理由により炭素に注目し、その2次電子放出の入射角依存性を運動論放出の場合について計算し、普通の金属(ここではモリブデンを仮定)とを比較した。数100 eV以下のエネルギーのプロトンや多価不純物イオンに対してはポテンシャル放出が重要であるが、本研究における電子や荷電交換水素原子に対しては運動論放出を考えるだけでよい。

2. 計算方法

中性粒子衝撃の場合には、TRIM85モンテカルロプログラム¹⁶⁾を利用して入射粒子の固体内での衝突過程を模擬し、2次電子は入射粒子の固体内での軌道上で電子的(非弾性)阻止能に比例して生成されると仮

定した¹⁵⁾. 生成された2次電子の固体表面への拡散過程については, Ono と Kanaya¹⁷⁾ によって種々の材料について計算された表面からの平均脱出深さ L_s を用いて, 指数関数的減衰で近似した(炭素: $L_s = 48 \text{ \AA}$, モリブデン: $L_s = 15 \text{ \AA}$).

電子衝撃の場合には, 10 eV ~ 500 eV の電子と炭素(またはモリブデン)原子との弾性衝突断面積を部分波展開による方法で計算し, 入射電子の固体内における軌道を Kanaya と Okayama によって導かれた非弾性阻止能式¹⁸⁾を用いてモンテカルロ法で追跡した¹⁴⁾. また, 2次電子の生成および表面への拡散過程については, 中性粒子入射の場合と同様な取り扱いとした. 弾性衝突断面積の計算における各部分波の衝突による位相変化は, 特に本研究では低エネルギーに注目しているため, WKB 近似¹⁴⁾を用いず, 直接波動方程式の漸近解から求めた¹⁹⁾. また, 散乱ポテンシャルも Hartree-Fock の方法で計算して用いた²⁰⁾. 他方, 非弾性阻止能式は 300 eV 以上の電子の固体内での飛程の実験データに対応するように決められたものであるが, 本研究ではさらに低エネルギーでも成り立つものと仮定した. これによると, 800 eV 以下のエネルギーで阻止能は一定となる(炭素: $2.21 \text{ eV/\AA}$ モリブデン: $4.54 \text{ eV/\AA}$). Ashley らのアルミニウムや銅に対するさらに詳しい計算によると²¹⁾, 阻止能は数 10 eV でピークを持つ特性を示し, 炭素の場合にも同様な傾向を示すものと予想される. しかし, これまでの2次電子放出の入射角依存性の計算で, 10 keV 以下のエネルギーではむしろ入射電子と固体原子との弾性衝突がその特性に大きく影響することがわかってきたので^{14), 15)}, 本研究では阻止能は一定としてシミュレーションを実行した.

100 keV 以上の高エネルギーでの斜入射による2次電子放出比は, 入射粒子軌道の傾きにより固体内の電子生成がより脱出確率の高い表面に近い場所で起こるため, $1/\cos\phi$ に比例する. 10 keV 以下の低エネルギーでは入射粒子と固体原子との頻繁な弾性衝突による軌道変更により2次電子放出比の入射角依存性は複雑な変化をする. このような場合入射粒子軌道は個々の粒子によって大きく異なり, したがって放出電子数にも統計的な変化が強調されるにもかかわらず, これまでは2次電子放出比はそれらの平均値として評価されてきた. 本研究ではさらに放出電子の統計分布にも注目し, 特に後方散乱粒子によって生成される2次電子の統計分布への影響を評価することによって, 炭素からの2次電子放出をモリブデンによるものと比較した. 平均的2次電子放出比は普通 1000 個の粒子を入射して計算したが, 統計分布の計算には 10000 個を用いた.

3. 計算結果と考察

3.1 平均的2次電子放出比の入射角依存性

ϵ を入射粒子が固体内で1個の2次電子を生成するのに必要な平均エネルギー, dE/dx を電子的阻止能とすると, 入射エネルギー E_0 の1個の粒子が入射角 ϕ で固体表面を衝撃したとき放出される2次電子数, すなわち2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ は, 固体内での弾性衝突間の各自由行程 λ_n において生成され, かつ表面から脱出できる2次電子数のすべての自由行程の和として, 次式のように表現できる¹⁴⁾.

$$\delta(E_0, \phi) = \sum_n \int_0^{\lambda_n} \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{dE}{dx} \right] \cdot f_0 \exp \left[-\frac{\sum_{p=1}^{n-1} \lambda_p \cos \alpha_p + \lambda \cos \alpha_n}{L_s} \right] d\lambda \quad (1)$$

ここで、 λ は λ_n 内の距離 ($= 0 \sim \lambda_n$)、 α_n は n 番目の自由行程が固体表面の法線となす角度であり ($\alpha_1 = \phi$)、 f_0 は表面まで到達した2次電子の表面透過確率である。また、 L_s は前節で述べた2次電子の平均脱出深さである。 ε や f_0 は材料に大きく依存するが、入射角に依存しないので、垂直入射における2次電子放出比で規格化した $k(E_0, \phi) (= \delta(E_0, \phi) / \delta(E_0, 0^\circ))$ なる量を定義することによって、こ

図1. 電子入射における垂直入射で規格化した2次電子放出比 $k(E_0, \phi)$ の入射角依存性。

(a) 炭素, (b) モリブデン。

実線……弾性衝突を考慮 (●: $E_0=100\text{eV}$, ▲: $E_0=300\text{eV}$, ■: $E_0=500\text{eV}$).

破線……直線軌道近似 (○: $E_0=100\text{eV}$, △: $E_0=300\text{eV}$, □: $E_0=500\text{eV}$).

点線…… $1/\cos \phi$ 法則。

図2. 水素原子入射における垂直入射で規格化した2次電子放出比 $k(E_0, \phi)$ の入射角依存性。

(a) 炭素, (b) モリブデン。

実線……弾性衝突を考慮 (●: $E_0=100\text{eV}$, ▲: $E_0=300\text{eV}$, ■: $E_0=500\text{eV}$).

破線……直線軌道近似 (○: $E_0=100\text{eV}$, △: $E_0=300\text{eV}$, □: $E_0=500\text{eV}$).

点線…… $1/\cos \phi$ 法則。

これらの定数を消去し入射依存性のみに注目した．図1，図2にそれぞれ電子入射，水素原子入射の場合における入射角依存の計算結果（実線）を示す．図ではともに(a)は炭素，(b)はモリブデンの2次電子放出比である．また，図中の破線は，入射粒子と固体原子の弾性衝突を無視した，いわゆる直線軌道近似による入射角依存性である．

直線軌道近似は100 keV以上の高エネルギー入射粒子の固体内での衝突過程に対して有効な取り扱い方法で，2次電子放出の運動論放出モデルへの適用によって入射角に対する特性は，電子的阻止能が一定と近似できる場合には次式のように簡単な表現となる．

$$k(E_0, \phi) = \frac{1}{\cos \phi} \frac{1 - \exp(-\lambda_{\text{total}} \cos \phi / L_s)}{1 - \exp(-\lambda_{\text{total}} / L_s)} \quad (2)$$

ここで， λ_{total} は入射粒子の固体内での全行程（飛程）であり， $\lambda_{\text{total}} \gg L_s$ が成立する高エネルギーでは $1/\cos \phi$ 法則が導かれる．この近似式によると，数keVにおいても飛程がまだ数100 Åあるため $1/\cos \phi$ 法則からのずれはとくにすれすれ入射でない限り非常に小さい^{14,15)}．しかし，100 eVの入射エネルギーでは飛程は数10 Åとなり，図1および図2の破線のように入射エネルギーのみならず材料による定数 L_s にも依存して入射角依存性が $1/\cos \phi$ 法則（点線）から大きく低下する．モリブデンの場合（ $L_s = 15$ Å），水素原子の飛程は100 eVにおいてもまだ100 Åもあり $1/\cos \phi$ 法則からのずれは小さいが，電子の飛程は電子的阻止能が大きいため L_s と同程度の22 Åに減少し，ずれは大きくなる．一方，炭素の場合は L_s が大きく（48 Å），水素原子（ $\lambda_{\text{total}} = 32$ Å），電子（ $\lambda_{\text{total}} = 45$ Å）両方に対して，斜入射による2次電子放出比の増加はこのような入射粒子と固体原子の弾性衝突を無視した場合においても数100 eVの入射エネルギーでかなり抑制されることがわかる．

弾性衝突を考慮すると，垂直入射で2次電子放出比が増加し，大きな斜め入射で減少する．前者は，表面近くに長く留まるかまたは一旦固体内深く侵入した入射粒子が再び表面近くに戻ることによって，真空中に放出可能な2次電子を余分に生成することによる．一方，後者は，入射直後表面近くで2次電子を十分生成できる入射粒子が表面から再放出（後方散乱）するからである．結局，直線軌道近似で $1/\cos \phi$ 法則の入射角依存が成り立っている数keVのエネルギーにおいてもこの計算結果は $1/\cos \phi$ 法則から大きなずれを示しているが，この結果は一般に実験で観測される特性の変化をよく説明している^{14,15)}．数100 eVではこの多重弾性衝突の効果が重畳するため，すべての入射角で $1/\cos \phi$ 法則より小さくなり，特に100 eVでは図1，図2のどの場合も斜入射によって逆に2次電子放出比が減少する結果となる．

平均脱出深さ L_s が大きくなると，(2)式の指数関数内の $\cos \phi$ の影響で斜入射による2次電子放出比の増加は抑制されるため^{14,15)}，電子入射において L_s の大きい炭素の場合モリブデンよりさらに低下は大きくなっている．しかし，モリブデンへの水素原子入射においては弾性衝突の効果が大きく現われるのに対し，炭素への水素原子入射では，モリブデンより弾性衝突断面積が小さく，入射直後の入射粒子の炭素内での軌道

がより直線に近い L_0 の効果相殺されている。この弾性衝突断面積の特長は特にエネルギーが高い程強調されるため、入射粒子の飛程が L_0 より長くなる500 eVのエネルギーでは、電子入射の場合でも炭素の斜入射による2次電子放出比の増加がモリブデンのものとよく似てくる。しかし80度以上の入射角では入射粒子の軌道が表面に近くなり L_0 の大小が大きく作用し、また炭素においても軌道末端の弾性散乱を大きくうけた入射粒子(後方散乱粒子も含む)が2次電子放出に主な寄与をするようになるため、2次電子放出比はモリブデンより急激に減少する。

3. 2 斜入射における2次電子放出比の統計分布

入射粒子と固体原子の弾性衝突が頻繁に起こると、個々の入射粒子によって生成される放出2次電子数は、固体内での2次電子生成やその表面からの深さの違いのため大きく異なるようになる。比較的小さな散乱角の弾性衝突しか受けなかった入射粒子は固体内奥深く侵入し、すべてのエネルギーを失って固体内部に捕捉される(捕捉粒子)。このような粒子による放出2次電子は入射直後表面付近を通過した時に生成したもののみであり、直線軌道近似における2次電子放出比に近い。しかし、前節で述べたように再び表面から放出される入射粒子(後方散乱粒子)による放出2次電子は、固体内の軌道により直線軌道近似のものより大きくなったり小さくなったりする。このような入射粒子の統計的な振舞いによる2次電子放出比の変化を、10,000個の入射粒子についてその分布で表した。図3から図6までが斜入射($\phi=80^\circ$)における放出比分布の結果(実線)である(図3:電子→炭素表面, 図4:電子→モリブデン表面, 図5:水素原子→炭素表面, 図6:水素原子→モリブデン表面)。入射エネルギーは、(a) 100 eV, (b) 300 eV, (c) 500 eVである。また、図中、横軸の2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ は直線軌道近似における垂直入射の2次電子放出比 $\delta_0(E_0, 0^\circ)$ で規格化して示し、縦軸は横軸の値が0.1の幅内にある入射粒子数に対応し、実線のピーク値で規格化した。したがって、分布が横軸の値が1で高さが1の鋭い(幅0.1)パルスである場合は、弾性衝突の効果も斜入射の効果もないことを意味する。さらに、固体内部のどこかに捕捉された入射粒子によるものを点線で、後方散乱された入射粒子による成分を破線で示した。

電子の場合(図3と図4)、すべての放出比分布に二つのピークがあり、放出比の大きいピークは捕捉粒子によるもので、放出比の小さいものは後方散乱粒子によってつくられたピークであることがわかる。捕捉粒子の2次電子放出比分布はその下限の値が1であり、弾性衝突による2次電子放出比の増加効果のみが80度の斜入射においても現われている。しかし、 $1/\cos \phi$ 法則によるとこの規格化2次電子放出比は入射角80度では5.76であり、斜入射による増加は予期された通り十分に抑えられている。入射電子の固体内への侵入深さがこのような斜入射では2次電子の平均脱出深さより小さくなるため、その軌道上で生成された2次電子の大部分は表面から放出可能となる。したがって、飛程が小さい低エネルギー(100 eV)における放出比の分布は最も1に近くかつ鋭くなり、弾性衝突の増加効果は小さくなっている。炭素(図3)とモリブデン(図4)とを比較すると、弾性衝突が起こりにくく直線軌道に近い炭素のほうが2次電子放出比分布は小さい放出比の側にある。

図3. 10000個の斜入射電子による炭素の2次電子放出比分布. 入射角は80度. 縦軸は実線のピーク値で, 横軸は直線軌道近似における垂直入射の2次電子放出比で, それぞれ規格化した.

(a) $E_0=100\text{eV}$, (b) $E_0=300\text{eV}$, (c) $E_0=500\text{eV}$.

実線……全入射粒子による分布, 破線……後方散乱粒子による分布, 点線……捕捉粒子による分布.

図4. 10000個の斜入射電子によるモリブデンの2次電子放出比分布.

入射角は80度. 縦軸は実線のピーク値で, 横軸は直線軌道近似における垂直入射の2次電子放出比で, それぞれ規格化した.

(a) $E_0=100\text{eV}$, (b) $E_0=300\text{eV}$, (c) $E_0=500\text{eV}$.

実線……全入射粒子による分布, 破線……後方散乱粒子による分布, 点線……捕捉粒子による分布.

後方散乱粒子による放出比分布はほとんど0に近い2次電子放出比にピークをもつ。これは入射直後第1回目の弾性衝突により再放出される入射粒子が最も多く、固体内での2次電子生成が非常に少なくなり、弾性衝突の効果によって極端な2次電子放出比の減少となるからである。しかし、入射エネルギーが高くなると(500 eV)弾性散乱による軌道変更が小さくなる傾向があり、入射粒子が再放出されるまでに固体内の軌道が長くなるため分布のピークは少し高放出比側にずれるとともに裾野が大きく広がりになり、捕捉粒子の分布と大きく重なっている。これは、固体内で多数回の弾性衝突を受けながら固体内で十分に走った後放出されるものの増加を示し、このことからこのような低エネルギーにおいても後方散乱粒子による2次電子放出比の増加効果が存在していることがわかる。さらに捕捉粒子の放出比分布も入射エネルギーが高くなると同様に高放出比側にシフトするので、結局、これら分布の期待値である平均的2次電子放出比は入射エネルギーとともに増加する。後方散乱粒子の放出比分布にも捕捉粒子の場合と同様に材料による変化が弾性衝突過程の違いとして現われ、炭素における分布が低放出比側に存在している。モリブデンの場合500 eVの入射エネルギーで(図4(c))、後方散乱粒子の増加(入射粒子10,000個中5690個)も重なって捕捉粒子の放出比分布は後方散乱粒子の分布の裾野と一体化し、高放出比側のピークは消失する。

水素原子入射(図5と図6)の場合には、捕捉粒子の放出比分布と後方散乱粒子の分布は低エネルギー(100 eV)においても電子の場合のように明確に区別できない。全2次電子放出比の分布(実線)は炭素(図5)でもモリブデン(図6)でも捕捉粒子に対応する一つのピークしか存在しない。水素原子のような重い粒子の固体原子との弾性衝突と電子のそれとの大きな相違は小さな散乱角(前方散乱)とエネルギー損失にあり、それは固体表面に入射直後の軌道に大きな違いとなって現われ、後方散乱粒子はある程度固体内を走った後再放出されるものが多く、放出後のエネルギーは入射エネルギーに比べてかなり小さくなる(次節参照)。したがって、後方散乱粒子の2次電子放出比分布(破線)は電子の場合より高放出比側にピークをもち、その分布はかなりなだらかなため捕捉粒子の分布との重なりが大きく、低放出比側の裾野と一体となってしまう。これは斜入射($\phi=80^\circ$)における平均的2次電子放出比が電子入射の場合より大きくなる原因である。

炭素への水素原子入射における特長は二つみられる。まず第一は、後方散乱粒子の放出比分布の、全体の分布への寄与、しいては平均的2次電子放出比への寄与が他のすべての場合に比べて非常に小さいことである。これは、弾性衝突におけるエネルギー損失がかなり大きいこと(90度散乱で炭素の場合15%, モリブデンの場合2%)と、弾性衝突断面積が小さいことによるものである。第二の特長は、特に低エネルギー(100 eV)での捕捉粒子の放出比分布にある。電子入射においてもそうであったように、モリブデンの場合は捕捉粒子の2次電子放出比分布の下限の値は1であり、捕捉粒子の放出比分布に与える弾性衝突の効果は斜入射においても増加のみであった。しかし、炭素の場合は、入射エネルギーが比較的高いとそれほど顕著ではないが、弾性衝突による2次電子放出の減少(<1)に対応する分布の低放出比側の裾野がみられる。これも大きな弾性衝突エネルギー損失によって生じたもので、それによる水素原子の炭素内での走行距離の減少が

図5. 10000個の斜入射水素原子による炭素の2次電子放出比分布.

入射角は80度. 縦軸は実線のピーク値で, 横軸は直線軌道近似における垂直入射の2次電子放出比で, それぞれ規格化した.

(a) $E_0=100\text{eV}$, (b) $E_0=300\text{eV}$, (c) $E_0=500\text{eV}$.

実線……全入射粒子による分布, 破線……後方散乱粒子による分布, 点線……捕捉粒子による分布.

図6. 10000個の斜入射水素原子によるモリブデンの2次電子放出比分布.

入射角は80度. 縦軸は実線のピーク値で, 横軸は直線軌道近似における垂直入射の2次電子放出比で, それぞれ規格化した.

(a) $E_0=100\text{eV}$, (b) $E_0=300\text{eV}$, (c) $E_0=500\text{eV}$.

実線……全入射粒子による分布, 破線……後方散乱粒子による分布, 点線……捕捉粒子による分布.

固体内生成2次電子数を減少させた結果である。

3.3 後方散乱粒子のエネルギー分布と2次電子放出の関係

斜入射 ($\phi > 80^\circ$) では、特に低エネルギーにおいて入射粒子の固体内侵入深さが2次電子の平均脱出深さ L_0 より小さくなるため、2次電子放出比は主に固体原子との弾性衝突による入射粒子の軌道の長さとその際のエネルギー損失(弾性および非弾性)の大きさに関係する。これらの過程は後方散乱粒子のエネルギー分布に大きく影響するので、斜入射における2次電子放出比とそれとの関係を議論する。図7(a), (b)はそれぞれ100 eVの電子(a)および水素原子(b)入射における後方散乱粒子のエネルギー分布を2,500個の後方散乱粒子を用いて示した結果である。縦軸はそれぞれのピーク値で規格化してある。電子と水素原子の場合とでいくつかの相違がみられる。まず第一は、電子のエネルギー分布がほとんど入射エネルギー近くにいつもピークをもつのに対して、水素原子のそれはこのような斜入射においてもかなりのエネルギー損失があり、ピークエネルギーが材料によって大きく変化する。これは、固体原子との弾性衝突の際の散乱角が水素原子の場合

図7. 斜入射における後方散乱粒子のエネルギー分布。入射角は80度、入射エネルギーは100eV。
(a) 電子入射, (b) 水素原子入射。
実線……炭素, 破線……モリブデン。

小さく、後方散乱されるまでに固体内を走行する距離が増え、非弾性(電子的)エネルギー損失が増加することが原因で、逆にそれによって2次電子放出比の増加が導かれる(図1と図2の比較)。しかし、炭素においては後方散乱粒子のエネルギー分布にかなり低エネルギーのものがあるわりには2次電子放出比の増加は顕著ではなく、電子入射やモリブデンの場合にはほとんど無視できる弾性衝突エネルギー損失が後方散乱される水素原子のエネルギーを大きく低下させている。電子入射における炭素とモリブデンの後方散乱電子のエネルギー分布と2次電子放出比との関係は水素原子入射におけるものと違っている。この場合2次電子放出比の斜入射による低下は炭素のほうが大きいにもかかわらず、後方散乱電子のエネルギー損失は逆に小さい。これは炭素内での電子的エネルギー損失(非弾性阻止能)がモリブデンの約半分であることに起因する。

4. まとめ

低エネルギー (500 eV 以下) 電子および水素中性原子衝撃による炭素表面からの2次電子放出の入射角依存性について, 運動論放出をモデル化したモンテカルロシミュレーションを実行し, その結果をモリブデンからの2次電子放出と比較した. その結果を以下に要約する.

(1) 2次電子の平均脱出深さが低エネルギーで入射粒子の飛程と同程度になり, 脱出確率の指数関数的減少の効果が小さくなるため, 直線軌道近似においても $1/\cos \phi$ 法則より低下がおこる.

(2) 炭素原子との頻繁な弾性衝突による入射電子の炭素内での軌道変更に起因する2次電子放出比の減少と上記直線軌道近似でのその減少が重畳し, $1/\cos \phi$ 法則からの大きなずれがおこる. 特に低エネルギー電子入射の場合 (100 eV 以下), すべての斜め入射において垂直入射の場合より逆に2次電子放出比が小さくなっている. 水素原子入射においては, 低エネルギーでも前方散乱の傾向が強いため入射直後の軌道の直線軌道からのずれが小さく, 2次電子放出比の大きな減少にはならずモリブデンの入射角依存性と類似している. しかし, 80度以上の入射角ではやはり垂直入射における放出比より低下が顕著になる.

(3) 斜入射 ($\phi = 80^\circ$) における2次電子放出比の統計分布を, 捕捉粒子によるものと後方散乱粒子によるものとにわけて比較した結果, 捕捉粒子による2次電子放出比分布にも後方散乱粒子のそれにもモリブデンに比べ高放出比成分の減少がみられ, これが2次電子放出比の減少の原因である. また, 水素原子入射の場合, 弾性衝突におけるエネルギー損失がモリブデンよりはるかに大きいいため, 捕捉粒子による分布に低放出比側への広がりが顕著になり, 2次電子放出比が低下する.

参 考 文 献

- 1) E. W. Thomas : *Data Compendium for Plasma-Surface Interactions* (IAEA, Vienna, 1984) Chap.9.
- 2) R. K. Janev, M. F. A. Harrison and H. W. Drawin : *Nucl. Fusion* **29** (1989) 109.
- 3) J. N. Brooks : *J. Nucl. Mater.* **93&94** (1980) 437.
- 4) F. W. Meyer, C. C. Havener, K. J. Snowdon, S. H. Overbury, D. M. Zehner and W. Heiland : *Phys. Rev.* **35** (1987) 3176.
- 5) K. Oda, A. Ichimiya, Y. Yamada, T. Yasue and S. Ohtani : *Nucl. Instrum and Methods* **B33** (1988) 345.
- 6) S. Sengoku, T. Matsuda, H. Matsumoto, T. Abe, H. Ohtsuka, T. Arai, K. Ohasa, S. Yamamoto, K. Odajima, H. Kimura, S. Kasai, K. Kumagai, K. Takahashi and Y. Shimomura : *J. Nucl. Mater.* **93&94** (1980) 178.
- 7) 例えば, J. Winter, F. Waelbroeck, P. Wienhold, H. G. Esser, L. Konen, M. Braun, B. Emmoth and H. E. Satherbom : *J. Nucl. Mater.* **128&129** (1984) 841; N. Noda, Y. Ogawa, K. Masai, I. Ogawa, R. Ando, S. Hirokura, E. Kako, Y. Taniguchi, R. Akiyama, Y. Kawasumi, K. Kawahata, K. Toi, T. Watari, S. Takahashi, K. Matsuoka and Y. Hamada : *Jpn. J. Appl. Phys.* **25** (1986) L397.
- 8) R. A. Shatas, J. F. Marshall and M. A. Pomerantz : *Phys. Rev.* **102** (1956) 682.
- 9) B. Aarset, R. W. Cloud and J. G. Trump : *J. Appl. Phys.* **25** (1954) 1365.
- 10) E. J. Sternglass : *Phys. Rev.* **108** (1957) 1.

- 11) T. Koshikawa and R. Shimizu : J. Phys. D : Appl. Phys. **6** (1973) 1369.
- 12) K. Ohya and I. Mori : Jpn. J. Appl. Phys. **19** (1980) 2027.
- 13) E. M. Baroody : Phys. Rev. **78** (1950) 780.
- 14) 大宅 薫, 森 一郎 : 核融合研究 **62** (1989) 31.
- 15) 大宅 薫, 森 一郎 : 核融合研究 **60** (1988) 292.
- 16) J. F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark : *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, New York, 1985) Chap. 4 and Chap. 8.
- 17) S. Ono and K. Kanaya : J. Phys. D : Appl. Phys. **12** (1979) 619.
- 18) K. Kanaya and S. Okayama : J. Phys. D : Appl. Phys. **5** (1972) 43; K. Kanaya and H. Kawakatsu : J. Phys. D : Appl. Phys. **5** (1972) 1727.
- 19) S. E. Koonin : *Computational Physics* (The Benjamin/Cummings Publishing, Menlo Park, 1986) Chap. 4.
- 20) S. E. Koonin : *Computational Physics* (The Benjamin/Cummings Publishing, Menlo Park, 1986) Chap. 3.
- 21) J. C. Ashley, C. J. Tung, R. H. Ritchie and V. E. Anderson : IEEE Trans. Nucl. Sci. **23** (1976) 1833.