

## 低速多価イオンと固体表面

岩井 良夫\*1・金井 保之\*1

### Slow Highly Charged Ions and Solid Surfaces

Yoshio IWAI and Yasuyuki KANAI

Atomic Physics Laboratory, RIKEN Hirosawa 2-1, Wako-shi, 351-0198 Saitama

(Received November 1, 2004, Accepted March 5, 2005)

#### 1. はじめに

低速多価イオンの特徴は大きなポテンシャルエネルギーと反応性の高さである。固体表面と多価イオンの衝突において、その2つの特徴が及ぼす影響が注目されてきた。過去約20年にわたり、実験・理論の両面から多くの研究がなされ、理解が進んできている。低速多価イオンと固体表面に関わる研究をすべて網羅することは著者の手に余るので、ここでは著者の研究内容に近いものを取り上げることとした。最初に金属表面と多価イオン間の電子移行過程をうまく説明する古典的オーバーバリアーモデル<sup>1,2)</sup>に基づき、多価イオンが固体表面に近づいたときの様子とそこで生成される中空原子<sup>3,4)</sup>について概観する。その後、マイクロキャピラリー標的を用いた中空原子形成・脱励起過程を研究する我々のグループの実験<sup>5-12)</sup>を中心に最近のトピックス<sup>13-15)</sup>を示して、低速多価イオンが固体表面に出会った時にどのような現象が起り、またその現象をどのように利用しようとしているのかを紹介する。

#### 2. COBM (Classical Over-the-Barrier Model) と中空原子

大きなポテンシャルエネルギー（中性原子からその価数のイオンを作るのに必要なエネルギー）と強い反応性（大きなクーロン力）を持つ多価イオンが固体表面に近づくと、固体表面から多くの電子を捕獲する。その多電子移行反応は Classical Over-the-Barrier Model (COBM)<sup>1,2)</sup>で説明されている。まず初めに、多価イオンが金属表面に近づくと、自分自身の鏡像電荷により表面に向かって加速される。（このため衝突速度の下限が存在する）。その後 COBM によれば、表面方向に速度を持ったイオンはある距離  $R_c \sim (2q_i)^{1/2} / W$  ( $q_i$ : 入射イオンの電荷,  $W$ : 金属の仕事関数, 以下全て原子単位) まで近づくと、金属表面の伝導帯と多価イオンの間のバリアーが下がり伝導体の電子は結合エネルギーの等しい多価イオンの励起状態（主量子数  $n_c$  の状態,  $n_c \sim q_i / [2W(1 + (q_i - 0.5) / (8q_i)^{1/2})]^{1/2}$ ) に共鳴電子移行をはじめめる。ここでの「共鳴」は始状態と終状態で束縛エネルギーが等しいことを言っている。イオンはさらに表面に近づきながら電子の共鳴捕獲を繰り返し、ほとんどのイオンは最終的に中性に達

する。この状態を中空原子（内殻空孔を持ったまま励起状態に多くの電子を持ち中性原子となっている状態）と呼んでいる<sup>3)</sup>。中空原子は自動電離など<sup>4,16)</sup>による電子放出と金属表面からの共鳴電子移行による中性化を繰り返しながら、段階的に低い励起状態へと脱励起してゆく。結果的に固体表面から奪われた多くの電子が真空中に放出され（70価程度の多価イオンの場合この機構でイオン1個当たり200個以上の低速電子が放出されることが報告されている<sup>17)</sup>）、中空原子内では電子が徐々に小さな主量子数の軌道を占めるようになる。しかしながら、中空原子は基底状態まで脱励起する前に固体表面と衝突してしまう。固体表面と衝突し固体中に入り込んだ中空原子は金属の伝導電子のスクリーニング長 ( $\lambda_s = v_F / \omega_p$ ,  $v_F$  はフェルミ速度,  $\omega_p$  は表面プラズモン周波数) よりも大きな軌道に存在する電子を剥ぎ取られる (peeling off)<sup>16)</sup>。また金属原子と近接衝突を行うことで低い励起状態に電子を捕獲し、第二世代の中空原子（固体中での中空原子）を形成する。その後、第二世代の中空原子は X 線放出やオージェ電子放出により基底状態へと脱励起する。第一世代（真空中）の中空原子と第二世代（固体中）の中空原子は、生成過程や励起状態にある電子の存在する軌道が違うため、異なるものと考えるべきであろう。

ここまでは、多価イオンに何が起るかと言うことに注目してきたが、ここで固体表面側に何が起るのかについて簡単に述べる。多価イオンが固体表面に衝突する場合、大きなポテンシャルエネルギーの多くの部分が、表面原子から電子を奪いとる、あるいは電子系を励起するという形で固体表面に付与される。相手が金属表面の場合には、伝導電子の速い緩和時間 ( $10^{-15}$  秒以下) のためこのポテンシャルエネルギーが長時間局在する事は無い。しかし、半導体や絶縁体表面の場合には、局在した大きなポテンシャルエネルギーが引き金となって表面原子がスパッターされる。このようなポテンシャルエネルギーに起因するスパッタリングをポテンシャルスパッタリングと呼ぶ。描像としては、固体表面の局所的に帯電した部分の（電子をはぎ取られた）正イオン同士の反発力によりクーロン爆発が起り周囲の中性原子も同時にスパッターされる<sup>18-20)</sup> というものが最も単純なものである。しかし、この描像では必ずしもすべての実験事実を説明出来ておらず、固体表面の性質、多価イオンの価数などを変えて精力的に研究されている<sup>21-23)</sup>。

\*1 理化学研究所原子物理研究室（〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1）

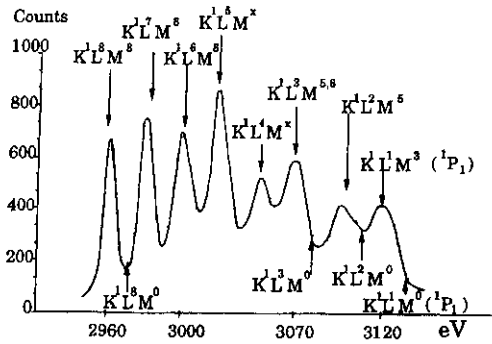


図1 340 keV Ar<sup>17+</sup> を銀表面に衝突させたときのKX線スペクトル<sup>3)</sup>。図中にサテライト線の同定を示す。殻の記号の右上に書かれた数字はその殻に詰まっている電子数。

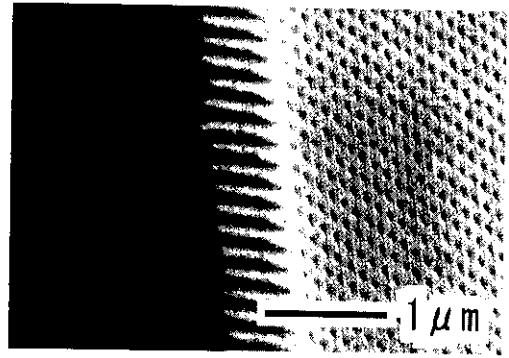


図2 マイクロキャピラリーを45度の角度から撮影した電子顕微鏡写真。

### 3. マイクロキャピラリー標的を用いた研究

多価イオンが固体表面に近づくことにより生成される中空原子の先駆的な研究はX線の測定によって行われた。図1にAr<sup>17+</sup>を銀の表面に衝突させた場合にArから放出されるKX線のスペクトルを示す<sup>3)</sup>。X線のエネルギーからK殻空孔を持ったまま異なる数のL殻電子(またはM殻電子)を持つ状態からのX線であることがわかる。この実験により中空原子(内殻空孔をもったまま励起状態に多くの電子を持つ状態)の存在が示された。しかしながら、ここでX線を放出しているのは第二世代の中空原子である。この実験では平板状標的を用いているために、第一世代の中空原子が完全に脱励起する前に表面に衝突し、第二世代の中空原子となっている。平板状標的を用いた場合にはこのような衝突は避けられないため、数多く報告されている中空原子の脱励起過程からのX線<sup>3,4)</sup>、電子の測定<sup>4)</sup>を用いた研究では第一世代の中空原子と第二世代の中空原子を区別して観測することが困難であった。また、第一世代の中空原子の脱励起過程を最終段階まで観測することは出来なかった。この問題を回避し、中空原子を真空中に引き出すことを可能にしたのがマイクロキャピラリー標的である<sup>6,7,13,14)</sup>。マイクロキャピラリーは図2のように厚さ約1μm、大きさ約1mm<sup>2</sup>で直径約200nmの直線状細孔が無数にあっている<sup>13,14)</sup>。細孔と平行に低速多価イオンを照射すると、細孔に入ったイオンの「未来」は内壁と軌道の最近接距離によって3通りに分けることができる。(1)内壁から十分に遠い軌道の場合、入射イオンは電子捕獲せずに標的を抜けてしまう。(2)内壁に非常に近接した軌道の場合、内壁表面から共鳴電子捕獲した後、内壁に衝突し標的から抜け出せない。(3)その中間の軌道を通る場合、内壁表面から電子を捕獲し、内壁と衝突する前に標的から抜け出てくる。マイクロキャピラリー標的に入射したイオンの中で最後の条件を満たしたもののだけが中空原子(およびそれから脱励起してイオンとなったもの)となって標的の下流側から真空中に飛び出してくる仕組みである。K殻に空孔を持つN<sup>6+</sup>イオンをマイクロキャピラリーに入射し、通過後のイオン価数とそのイオンが放出するX線のコインシデンス測定によって、内殻に空孔を残したままL殻以上の外側の軌道に複数個の電子を持った状態(中空イオン)で、真空中に

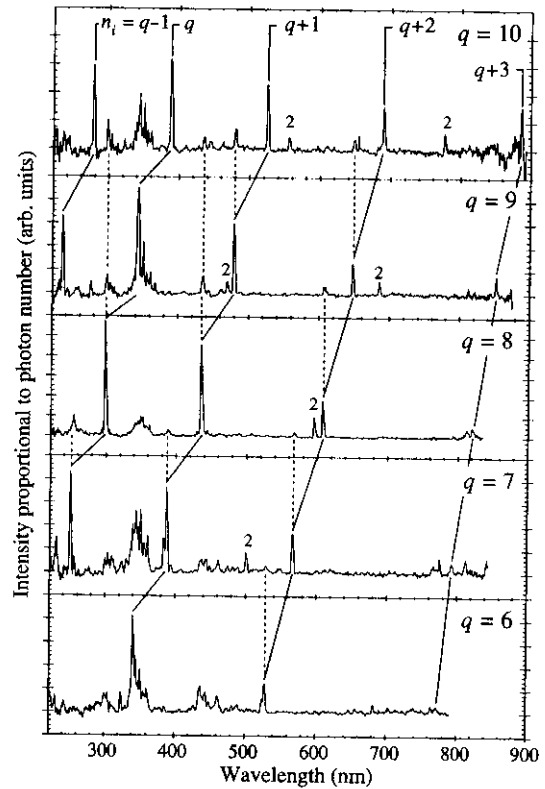


図3 2 keV/u Ar<sup>q+</sup> をNiマイクロキャピラリー標的に照射したスペクトル。n=q+sと示して実線でつないであるピークはAr<sup>q+1+</sup>イオンのΔn=1(n=q+s→n=q+s-1)の遷移で、入射価数qが違ってsが同じもの。2次の回折光には2と表示している。

イオンが引き出されている事が確認された<sup>6,7)</sup>。つまり、多価イオンとマイクロキャピラリー標的の組み合わせを利用して、初めて真空中の中空原子の観測が行われた。その後、キャピラリーを用いた中空原子に関するいくつかの異なった実験が行われ、中空原子の形成・脱励起過程が明らかになりつつあるが<sup>5-12)</sup>、ここでは以下の実験結果を紹介する。

- (1) 可視分光測定<sup>8)</sup>
- (2) 高分解能X線分光測定<sup>5,11,12)</sup>

#### 3.1 可視分光

図3は2 keV/u Ar<sup>q+</sup> (q=6-10)イオンをNiマイクロキャピラリー標的(W=0.191)に照射したときの可視分光の結果である。Arイオンのリュードベリ状態間の遷移(主

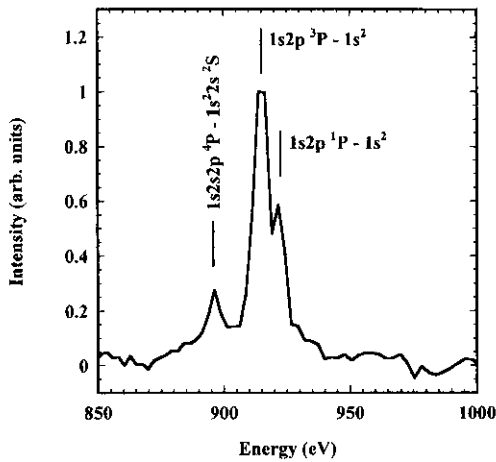


図4 2.3 keV/u Ne<sup>9+</sup> イオンをNiマイクロキャピラリー標的に入射したときのKX線スペクトル. 図中の棒は各遷移の文献値を示している.

量子数が1つ変わる  $\Delta n=1$  の遷移) が可視光領域に存在することを利用して、金属表面から多価イオンに少数個の電子が移行した場合のみを選択的に測定している. 実線で結ばれている各ピークはキャピラリー標的に電子を1つ捕獲した  $Ar^{(q-1)+}$  イオンの  $\Delta n=1$  の遷移で、各遷移の上準位の主量子数  $n_i$  と入射価数  $q$  の差  $s$  が同じものである. 発光強度は入射価数に因らずに  $n_i=q$  の遷移が最大で、最初の電子が移行する主量子数  $n_c \sim q$  というCOBMの予測を支持している. さらに高分解能で分光した結果から、各遷移の角運動量  $l$  も同定し、低速多価イオンが金属表面から捕獲する最初の電子が入る軌道 ( $n_c, l_c$ ) の分布が特定された. 具体的に  $q=7$  の場合はCOBMの予測値  $n_c=8.3$  に対して、実験から求めた平均値とその半値全幅 (FWHM) はそれぞれ  $n_c=8.4$  と  $\delta n \sim 2$  であり、 $l_c$  はほぼ統計的に分布していた. この  $n_c$  及び  $l_c$  の分布は鏡像電荷の影響を受けた ( $n, l$ )-mixing によるものだと説明されている<sup>9)</sup>.

破線で結ばれているものは電子配位が同じで  $q$  が異なる遷移である. つまり、複数の電子を励起状態に捕獲したイオンがAuger過程で内殻空孔を1個埋め、リユードベリ状態に残された1個の電子による遷移が可視光を放出していることを示している.

### 3.2 X線分光

我々の初期の実験で、Ne<sup>9+</sup> をマイクロキャピラリーに照射したときに生成される中空原子の脱励起で、L殻軌道の電子が少ないことと、K殻空孔が約0.8 nsの寿命を示していることから、1s2p<sup>3</sup>Pや1s2s2p<sup>4</sup>P等の準安定状態が関与していることが予想されていた<sup>6)</sup>. しかし、Si(Li)半導体X線検出器のエネルギー分解能では遷移を特定することは出来なかった. 最近、回折格子を用いた高分解能軟X線分光器によって測定されたX線スペクトルから内殻電子配位が特定できるようになった. 図5は2.3 keV/u Ne<sup>9+</sup> イオンをNiマイクロキャピラリー標的に照射した時のKX線の高分解能スペクトルである. 第一世代の中空原子の脱励起の最終段階を観測しており、3つのピークが観測された. そのうちの2つ1s2p<sup>3</sup>P-1s<sup>2</sup>と1s2s2p<sup>4</sup>P-1s<sup>2</sup>sは準安定状態からの脱励起で

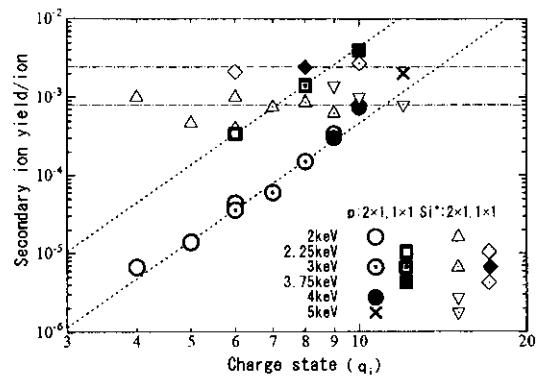


図5 種々の価数のXeイオンをSi表面に照射した場合の陽子、Siイオンのスパッタリング率. Siイオンは入射価数に依存せず、陽子は入射価数の5乗(図中の破線)に依存している.

あり、Si(Li)検出器による実験結果に基づいた予測と一致した<sup>11)</sup>. しかし、K殻空孔の寿命は前述の準安定状態の寿命だけで決まっているわけではない. 捕獲された電子は高励起軌道からオージェ過程や光子放出過程を繰り返して脱励起する. つまり、L殻までカスケードする時間もK殻空孔の寿命に大きく寄与している.

次に、電子を持たない「裸」の入射イオンを用いて、カスケードの影響を直接的に測定した例を述べる. 2.3 keV/u N<sup>7+</sup> イオンをNiマイクロキャピラリーに照射して分光器で観測したところ、2p-1sの遷移のX線が $\sim$ nsで減衰した<sup>12)</sup>. この結果は励起状態からL殻まで電子が脱励起するまでに $\sim$ nsの時間が必要であることを示している. このように、各遷移から放出されるX線の時間変化には、上準位に到達するまでの脱励起過程の情報が含まれているので、遷移毎の寿命測定によって脱励起過程のダイナミクスが明らかになる可能性がある.

## 4. 応用へ向けて

多価イオンが金属固体表面に近づいたときにどのように固体内の電子を励起状態に捕獲するのか、またその励起状態がどのように脱励起するのかという研究のひとつを前節で示したが、多価イオンの大きなポテンシャルエネルギーを用いてどのような事が出来るのか、また、行おうと目論んでいるのか、いくつかのトピックスを紹介する.

### 4.1 吸着原子の分析

固体表面に吸着原子・分子が存在する場合、多価イオンが近づいてくると当然最初にその吸着原子・分子から電子を捕獲する. 例えば、水素原子によりターミネイトされたSi表面に多価イオンをゆっくりと近づけると、多価イオンはSi-H結合部分から複数の電子を奪い、一時的にSi-H結合部分が帯電し、そのクーロン斥力により陽子が放出される. 同じSi-H結合部分から複数の電子を奪う確率が大きくなればなるほど陽子の放出確率が大きくなる. つまり、多価イオンの価数が上がれば上がるほど陽子のスパッタリング収量が大きくなる. 図6に、Si(100)2 $\times$ 1-H及びSi(100)1 $\times$ 1-H表面に価数の異なったXeイオンを衝突させた場合のXeイオン

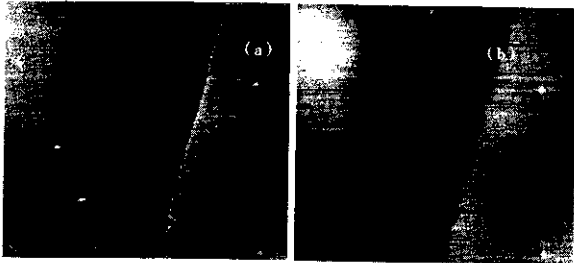


図6 136 keV Xe<sup>46+</sup> イオンを照射後のHOPG表面のSTM像(a)およびAFM像(b)。図中央にステップが走っており、両方の像で同じ場所に構造が観測されている。

1個当たりの陽子のスパッタリング収量を示す<sup>24)</sup>。イオン価数( $q_i$ )を4から12まで変化させた場合、3桁程度のスパッタリング収量の増加が起こっている(図中では $q_i^3$ の依存性を破線で示している)。スパッタリング収量のこのような大きなイオン価数依存性は、COBMに基づくモデルにより説明されている<sup>25)</sup>。多価イオンのこの性質を利用することで、高い検出効率で表面の損傷を気にせずに表面吸着原子の定量的分析が可能となる。さらに最近では、表面に吸着したF原子を低速多価イオンでスパッターし、放出Fイオンの放出パターンから、放出時の対称性も測定可能になってきている<sup>26)</sup>。

#### 4.2 ナノ構造を目指して

第2節で述べたように、固体表面、特に絶縁体表面に多価イオンを衝突させた場合、その大きなポテンシャルエネルギーの多くが、固体表面に付与され、最終的には表面原子のスパッタリング、固体内の欠陥生成とつながる。この現象をうまく利用し、固体表面の改質や固体表面にナノ構造を生成できないかという研究がいくつかのグループで進められている<sup>27-30)</sup>。最終的には固体表面に自由にナノ構造を生成することを目指しているが、現在は主に高配向性熱分解黒鉛(Highly Oriented Pyrolytic Graphite: HOPG)表面やマイカ表面がその取り扱いやすさなどの理由からこの研究に用いられていることが多い。低速イオンをHOPG表面に衝突させることで、表面に盛り上がり構造が形成されることを複数の研究グループが報告している。図7に、最近我々が得た走査型トンネル電子顕微鏡(Scanning Tunneling Microscope: STM)と原子間力顕微鏡(Atomic Force Microscope: AFM)で撮った像を示す。これは、Xe<sup>46+</sup>イオンをHOPGに衝突させ、その後STM像とAFM像を同一チップにより測定した結果である<sup>31)</sup>。図中に斜めにステップが走っており、二つの測定手法で同じ位置に同じ程度の大きさの盛り上がり構造が出来ていることがわかる(この写真では明確でないが、盛り上がりの断面の測定からほぼ同じ高さ0.3-0.5 nmとなっていることが確認できている)。STM像だけの測定からは、表面に出来た構造が電子状態の変化だけなのか幾何学的に盛り上がっているのかの判別は出来ないが、ここで示したように同じ構造をSTMとAFMで観測することで、幾何学的な盛り上がり実際に起こっていることがわかる。この構造の生成効率については、衝突させたイオンの数と観測した構造の数はほぼ同じであり、この構造がイオン一個の衝突で

一個出来ていると考えられる<sup>29)</sup>。低い価数のイオンの衝突によっても、盛り上がりを作ることが出来ることが報告されている<sup>32)</sup>。多価イオンの方が大きな構造を作ることが出来る。低価数の場合と多価イオンの場合で、このような盛り上がりの生成機構が同じかどうかなど、現象の基本的な部分は解明されていないが、多価イオンを用いたナノ構造の生成に向かって研究が進められている。

#### 4.3 ビームガイド

次に、最近行われたおもしろい実験を紹介する。低速多価イオンが絶縁体表面に衝突した場合、最初の衝突で表面の構造を変えることもあるが、イオンを照射し続けると表面は巨視的にプラスに帯電する。その後やって来る多価イオンは帯電した表面から大きな斥力を受けるため表面に衝突せずに、進行方向を変える。このような帯電現象を利用した多価イオンビーム輸送の可能性を示す実験が報告されている<sup>33)</sup>。具体的には3 keV Ne<sup>7+</sup>イオン(ビームの角度広がり0.5度以下)を絶縁体製マイクロキャピラリー(厚さ10 μmのPoly Ethylene Terephthalate: PET薄膜に直径100 nmの細孔が無数にある)に穴の方向から5度傾けて照射した。照射直後は細孔を通過出来ないが、数分程度の時定数で細孔を抜け出てくるイオンの数が増加した。そしてその通過したイオンのほとんど(90%以上)が入射イオンと同じ価数であった。イオンビームと穴のなす角度を大きくすると通過するイオンの量は減少するが、20度傾けても0度の時に通過した量の~1%のイオンが価数を変えずに細孔を通過した。

これに関連して、先に行くほど内径が細いガラス製キャピラリーに高速のイオンを入射させると、ビームを収束できることが報告されている<sup>34)</sup>。この現象もガラスキャピラリー内面の帯電に関わっている可能性がある。絶縁体キャピラリーを用いた(多価)イオンのガイド効果に関する研究はまだ定性的な理解の段階であり、今後より詳細な研究が必要であろう。

### 5. まとめ

ここでは、マイクロキャピラリー標的を用いた低速多価イオンと固体表面の衝突で起こる基本的な現象の研究と、最近行われている応用を視野に入れた研究の例を紹介した。最近の研究結果はまだまだ理論的にも理解できていないものが多く、今後の展開が期待される。

低速多価イオンと固体表面の衝突に関わる研究内容一般については多価イオン物理国際会議や非弾性イオン表面衝突国際ワークショップなどの最近のプロシーディング<sup>35,36)</sup>や、多価イオンと固体表面の研究を精力的に進めてきているヨーロッパやアメリカのグループの研究成果がまとめられた報告<sup>21,22)</sup>も参考にさせていただきたい。

#### 謝辞

ここで紹介したNiマイクロキャピラリー標的を用いた研究は、東京大学/理研 山崎泰規教授、森下雄一郎博士(現産業技術総合研究所)、東京大学 小牧研一郎教授および各研究室の方々との共同研究であり、皆様に感謝します。また、この研究は東京都立大学益田秀樹教授により作られたマ

イクロキャピラリーを用いてはじめて可能となった研究であり、益田教授および研究室の方々へ深く感謝致します。電気通信大学大谷俊介教授、中村信行助教授、東京大学岡林則夫博士（現 東北大学）、科学警察研究所黒木健郎博士には原稿作成のために貴重なデータを使用させていただいたことを感謝します。

## 〔文 献〕

- 1) J. Burgdörfer, P. Lerner and F. W. Meyet: *Phys. Rev.*, A **44** (1991) 5674.
- 2) J. Burgdörfer: *Review of Fundamental Processes and Applications of Atoms and Ions* (C. D. Lin), (World scientific, Singapore, 1993) 517.
- 3) J. P. Briand, L. De Billy, P. Charles, S. Essabaa, P. Briand, R. Geller, J. P. Desclaux, S. Bliman and C. Ristori: *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 159.
- 4) F. Aumayr and H. P. Winter: *J. Phys.*, B **32** (1999) R39.
- 5) Y. Yamazaki: *Int. J. Mass Spectrometry*, **192** (1999) 437.
- 6) Y. Yamazaki, S. Ninomiya, F. Koike, H. Masuda, T. Azuma, K. Komaki, K. Kuroki and M. Sekiguchi: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **65** (1996) 1199.
- 7) S. Ninomiya, Y. Yamazaki, F. Koike, H. Masuda, T. Azuma, K. Komaki, K. Kuroki and M. Sekiguchi: *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 4557.
- 8) Y. Morishita, R. Hutton, H. A. Torii, K. Komaki, T. Brage, A. Ando, K. Ishii, Y. Kanai, H. Masuda, M. Sekiguchi, F. B. Rosmej and Y. Yamazaki: *Phys. Rev.*, A **70** (2004) 012902.
- 9) Y. Iwai, D. Murakoshi, Y. Kanai, H. Oyama, K. Ando, H. Masuda, K. Nishio, M. Nakao, T. Tamamura, K. Komaki and Y. Yamazaki: *Nucl. Instr. and Meth.*, B **193** (2002) 504.
- 10) Y. Iwai, Y. Kanai, Y. Nakai, T. Ikeda, H. Oyama, K. Ando, H. Masuda, K. Nishio, M. Nakao, H. A. Torii, K. Komaki and Y. Yamazaki: *Nucl. Instr. and Meth.*, B **205** (2003) 762.
- 11) Y. Kanai, K. Ando, T. Azuma, R. Hutton, K. Ishii, T. Ikeda, Y. Iwai, K. Komaki, K. Kuroki, H. Masuda, Y. Morishita, K. Nishio, H. Oyama, M. Sekiguchi and Y. Yamazaki: *Nucl. Instr. and Meth.*, B **182** (2001) 174.
- 12) Y. Iwai, Y. Kanai, Y. Nakai, T. Ikeda, M. Hoshino, H. Oyama, K. Ando, H. Masuda, K. Nishio, H. A. Torii, K. Komaki and Y. Yamazaki: *Nucl. Instr. and Meth.* B **235** (2005) 468.
- 13) H. Masuda and K. Fukuda: *Science*, **268** (1995) 1466.
- 14) H. Masuda and M. Satoh: *Jpn J. Appl. Phys.*, **35** (1996) L126.
- 15) K. Tökési, L. Wirtz, C. Lemell and J. Burgdörfer: *Phys. Rev.*, A **64** (2001) 042902.
- 16) H. Kurz, F. Aumayr, C. Lemell, K. Toglhofer and H. P. Winter: *Phys. Rev.*, A **48** (1993) 2182.
- 17) H. Kurz, F. Aumayr, D. Schneider, M. A. Briere, J. W. McDonald and H. P. Winter: *Phys. Rev.*, A **49** (1994) 4693.
- 18) I. S. Bitenskii, M. N. Murakhmetov and E. S. Parilis: *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **24** (1979) 618.
- 19) E. S. Parilis: *Z. Phys.*, D **21** (1991) S127.
- 20) H.-P. Chen and J. D. Gillaspay: *Phys. Rev.*, B **55** (1997) 2628.
- 21) A. Arnau, F. Aumayr, P. M. Echenique, M. Grether, W. Heiland, J. Limburg, R. Morgenstern, P. Roncin, S. Schippers, R. Schuch, N. Stolterfoht, P. Varga, T. J. M. Zouros and H. P. Winter: *Surface Science Reports*, **27** (1997) 113.
- 22) T. Schenkel, A. V. Hamza, A. V. Barnes and D. H. Schneider: *Prog. Surface Science*, **61** (1999) 23.
- 23) F. Aumayr, J. Burgdörfer, P. Varga and H. P. Winter: *Com. At. Mol. Phys.*, **34** (1999) 201.
- 24) K. Kuroki, N. Okabayashi, H. Torii, K. Komaki and Y. Yamazaki: *Appl. Phys. Lett.*, **81** (2002) 3561.
- 25) J. Burgdörfer and Y. Yamazaki: *Phys. Rev.*, A **54** (1996) 4140.
- 26) N. Okabayashi, K. Komaki and Y. Yamazaki: *Nucl. Inst. Meth.* B **235** (2005) 438.
- 27) K. Motiji, S. Yamamoto, H. Shimizu, S. Ohtani, T. Sekiguchi and N. Kobayashi: *J. Appl. Phys.*, **82** (1997) 6037.
- 28) A. V. Hamza, M. W. Newman, P. A. Thielen, H. W. H. Lee, T. Shenkel, J. W. McDonald and D. H. Schneider: *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 2973.
- 29) J. D. Gillaspay: *J. Phys.*, B **34** (2001) R93.
- 30) I. C. Gebeshuber, S. Cernusca, F. Aumayr and H. P. Winter: *Int. J. Mass. Spectrometry*, **229** (2003) 27.
- 31) M. Terada, N. Nakamura, Y. Nakai, Y. Kanai, S. Ohtani, K. Komaki and Y. Yamazaki: *Nucl. Inst. Meth.* B **235** (2005) 452.
- 32) B. An, S. Fukuyama, K. Yokogawa and M. Yoshimura: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39** (2000) 3732.
- 33) N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, V. Hoffmann, R. Hellhammer, D. Fink, A. Petrov and B. Sulik: *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 133201.
- 34) T. Nebiki, T. Yamamoto, T. Narusawa, M. B. H. Breese, E. J. Teo and F. Watt: *J. Vac. Sci. Technol.*, A **21** (2003) 1671.
- 35) *Proc. of 11th Int. Conf. on the Physics of Highly Charged ions*, Caen, France, 2002, *Nucl. Inst. Meth.*, B **205** (2003).
- 36) *Proc. of 14th Int. Workshop on Inelastic Processes of Ion-Surface Collisions*, Ameland, 2002, *Nucl. Inst. Meth.*, B **203** (2003).