

多価イオン, 中空原子, ポテンシャルスパッタリング

山崎 泰規

東京大学院総合 ㊟ 153 東京都目黒区駒場 3-8-1
理化学研究所原子物理 ㊟ 351-01 埼玉県和光市広沢 2-1

(1997 年 7 月 9 日受理)

Multiply Charged Ions, Hollow Atoms, Potential Sputtering

Yasunori YAMAZAKI

Institute of Physics, University of Tokyo, 3-8-1 Komaba, Meguro, Tokyo 153
Atomic Physics Lab. RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-01

(Received July 9, 1997)

Interaction of highly charged ions with metallic and insulator surfaces were briefly reviewed with particular attention on hollow atoms (ions) extracted in vacuum. The paper firstly discusses some properties of highly charged ions, which is followed by the interaction of them with metallic surfaces including the classical over barrier model, hollow atoms in the first and the second generations, and several experimental findings which support the idea of the classical over barrier model. Then the major part of the present paper summarizes new findings, and future prospects relating to the extraction of hollow atoms (ions) into vacuum, which are realized employing microcapillary targets. The final part is devoted to briefly discuss recent findings on the interaction of highly charged ions with insulator targets, which include some interesting behavior of the potential sputtering of protons.

1. はじめに——多価イオンの生成, その性質

原子から電子を多数はがすことは大変に難しい。まず、大変なエネルギーを必要とする。Fig. 1 には、数種類の元素をそれぞれある価数にするのに必要なポテンシャルエネルギーを示した。図から明らかなように、裸の U は、実に電子 1.6 個分の静止エネルギー (約 800 keV) に相当するポテンシャルエネルギーを持つことがわかる¹⁾。従来、多価イオンの生成は、価数の低いイオンを高エネルギーまで加速して、原子番号の小さな元素からなる膜を通過させるという方法により行われてきた。しかし重い原子になると、これがなかなか容易ではない。再び U を例にとると、数百 MeV/u といった大変に高いエネルギーになって初めて、かなりの U を $92+$ にすることができるようになる²⁾。これは、標的との衝突によってイオンを裸にするためには、イオンと標的の相対速度が K 電子の有効速度程度より速いことが必要であるためである。ところで、両者の相対速度が最終的な荷電状態を決定することに注目すると、イオンの側を止めて

おいて、電子を走らせればよいことがわかる。これを実現しているのが、電子ビームイオン源 (EBIS: Electron Beam Ion Source) や電子サイクロトロン共鳴イオン源 (ECRIS: Electron Cyclotron Resonance Ion Source) と呼ばれるもので、高電離イオンを大変に低い運動エネルギーで供給できる画期的なイオン源となっている³⁾。ただし、電子密度を固体中ほどには上げることができない、残留ガスからの電子捕獲が無視できないなどのため、高い価数までイオン化を進めるには巨視的な時間を要する。200 keV の高密度電子ビームを用い、系を極高真空に保つことで U^{92+} を生成したという報告がある⁴⁾。

2. 表面との相互作用と中空原子の生成

低速 (価電子の平均速度より遅い) の多価イオンが導体表面に近づくと、表面から多数の電子を奪い、自らの価数を下げるとともに、表面を局所的に強く帯電させる。この時、電子捕獲は共鳴的に高励起状態へ起こるため、内殻には多数の空孔が残っている。これを中空原子 (イオン) と呼ぶ。中空原子が興味深いのは、これが、多重

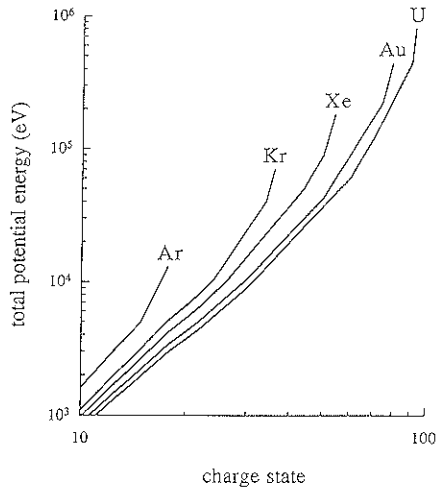


Fig. 1 Potential energies of various ions as a function of the charge states¹⁾.

電子移行により形成された“多重高励起状態”という質的に違う原子状態が形成されるため、内殻のどこかが完全に空か、あるいは、少しは埋められているかという量的な違いのためではない。

中空原子の生成初期過程は以下のように理解されている。金属表面が xy 面内にあり、 $z > 0$ が真空側であるとする。 $(0, 0, z_1)$ に電荷 q を持った多価イオンを、 $r = (x, y, z)$ に電子をおくと、電子のもつポテンシャルエネルギー $U_e(r)$ は、

$$U_e(r) = -\frac{1}{4z} + \frac{q}{[x^2 + y^2 + (z + z_1)^2]^{1/2}} - \frac{q}{[x^2 + y^2 + (z - z_1)^2]^{1/2}} \quad (1)$$

となる。各項は、電子と、(i) 電子のイメージ、(ii) イオンのイメージ、および、(iii) イオン自身、との相互作用に対応する。これを図示すると、Fig. 2 のようにイオンから表面に垂直におろした線上に鞍点を持つことがわかる。式 (1) より、鞍点は $z_p \sim z_1 / (8q)^{1/2}$ にあり、深さは $U_e(z_p) \sim -(2q)^{1/2} / z_1$ となる。ここで $U_e(z_p)$ が標的のフェルミ面より低ければ、標的の伝導電子は古典的にもイオンの励起状態へ共鳴的に電荷移行できるようになり、急速に中性化が進行する。したがって、中性化のはじまる表面からの距離 z_1 は $\sim (2q)^{1/2} / W$ で与えられ、捕獲される先の主量子数は $\sim q$ となる。ここで、 W は標的の仕事関数である。このような考え方は、電子が共鳴的に移行する先の状態密度が高い多価イオンの場合には特に有効になり、古典的障壁乗り越えモデル (COB: Classical Over Barrier Model)⁵⁾ と呼ばれている。一方、低

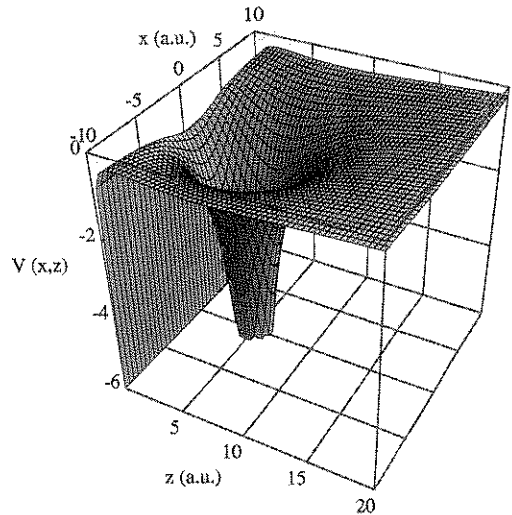


Fig. 2 Potential energy of an electron for an ion above a metal surface.

価イオンの場合では、状態密度の離散性が高く、2 電子性の Auger 中性化などが重要な役割を果たすようになる。イオンは中性化されるまではその鏡像により表面に向かって加速され、 $E_m \sim q^2 / 4z_1 = q^{3/2} W / 4\sqrt{2}$ 程度の運動エネルギーを得る。これからわかるように、中空原子がこの世に存在できる時間は、その固有の寿命に関わりなく、表面に激突するまでの時間、 $\tau_c \sim z_1 / v_m$ 程度 (v_m は鏡像加速を考慮した中空原子の表面垂直方向の最終速度) より長くはならない。これはおおよそ $10^{-13} \sim 10^{-14}$ 秒になる。電子捕獲が起こると、イオンの価数が下がり、障壁が高くなって次の捕獲は抑制されるが、さらにイオンが表面に近づくとき、再び障壁が低くなって、少し主量子数の小さな状態への捕獲が可能になる。中性化が進むと、イオンの電荷は遮蔽され、既に捕獲されている外殻の電子は再びバンドの空準位、あるいは、真空中に放出され、ついで、深い軌道に電子を捕捉し、といったことを繰り返しながら、イオンは表面に近づいていく。このような COB モデルの定量的妥当性を量子力学的に検討する作業も進んでいる⁶⁾。なお、ここで議論している COB モデルは、龍福ら⁷⁾によりイオン-原子衝突過程に対して開発された COB を固体標的に拡張したものである。

引き続いて起こる 2 つの電子移行の時間間隔を電子移行に要する時間 $\sim q^{1/2} W^{-3/2}$ と比べると、 $q \sim 30$ 程度以下では電子移行が経時的に、それ以上では同時に起こると考えられる。2 個以上の電子が移行すると、エネルギー的に可能であれば、波動関数の重なりが大きな近接準位へ Auger 遷移が起こる。ちなみに、2 個の電子が同じ主量子数を持った Rydberg 状態にあるときの Auger 遷移

による寿命は、もつとも短いs状態間の場合でも、 $\sim 5 \times 10^{-15} \Delta n^{3.46}$ 秒程度とされている¹²⁾。 Δn はAuger遷移における主量子数の変化である。したがって、内殻をAuger遷移により埋めるには、多数のステップが必要であり、表面に衝突する前に中空原子が十分緩和することは難しいことがわかる。さらに、イオンの内殻空孔が十分深い場合には、表面下でもなお一部の空孔は維持され、中空原子が存在できることになる。このような表面上空と表面下の中空原子を区別して、それぞれ、第1世代の中空原子(HA1)、第2世代の中空原子(HA2)と呼ぶことがある。本稿でも以下、これに従う。

以上述べたように、HA1は共鳴的に形成され、表面に到達するまでそれほど緩和しないと考えられることから、ほぼ中性であるとはいえ、はじめに持っていた大きなポテンシャルエネルギーの大部分をなお内蔵している。その後、表面付近に達し、HA2となってから、主に自動電離過程を経て、急速にポテンシャルエネルギーを放出することになる。以下に実験結果を紹介する。HA2形成の際、COBで予測されるよりも深い束縛状態に多数の電子が観測され、当初、理由がわからないまま、side feeding過程と呼ばれていた。この問題は、表面下では、多価イオン電荷が固体の価電子により強く遮蔽され、多価イオンへの束縛エネルギーが大幅に浅くなって、共鳴的な過程が復活する、また、遮蔽に伴って、

イオン付近の価電子密度が上がり、Auger緩和が促進されるためと理解されている^{8,9)}。

さて、このようなHA1の形成位置を直接知る方法はあるだろうか。この課題にはイオンの表面へのすれすれ入射がうまく解決を与えた。イオンは自己の鏡像によって加速され、表面に近づいて中性化された後、入射角が小さければ、鏡面反射される。反射後は、ほぼ中性化されたままであるので、鏡像による減速はなく、したがって、反射角は入射角より大きくなる。 Xe^{q+} ($q=1, 29$)の反射角度分布をFig. 3に示す¹⁰⁾。これから中性化の距離がかなりの精度で評価され、上に述べた、COBの妥当性が明確に示された。なお、段階的な中性化を考慮したCOBでは、実験との一致はさらに改善される。中性化距離を求める試みは、2次電子イールドの測定でも行われている。結果の解釈には多少の任意性があるようにも見えるが、COBと無矛盾であるとされている¹¹⁾。ところで、表面に激突することなく鏡面反射されたようなイオンでも大多数は中性化され、高い価数を持って出射するイオンのイールドは指数関数的に減少することが知られている¹²⁾。これは、イオンが表面と相互作用している 10^{-13} 秒程度の間に、大部分が基底状態への緩和を終了することを意味しており、やはり多価イオン電荷の価電子による強い遮蔽が重要な役割を果たしていると考えられている。

Briandらは、8 keV/uの Ar^{17+} をAg表面に入射させ、その際放出されるArのK-X線を高分解能分光した¹³⁾。ここではK殻に空孔を残したままL殻が完全に詰まった状態からのX線も観測され、まさにHA2の存在が確認されたと言える。X線のほかAuger電子の測定を通じた同様の試みは多数ある^{14,15)}。

一方、本来の中空原子とも言えるHA1の存在は、鏡面反射など状況証拠にとどまっているので、HA1から放出されるAuger電子あるいはX線を直接検出することに大きな関心が払われることになった。Meyerらはイオンの表面への入射角を変えることにより¹⁶⁾、また、Morgensternらはイオンの入射エネルギーを変化させることにより¹⁷⁾、多価イオンの表面上空での滞在時間を調節し、その時観測されるAuger電子スペクトルの変化から、HA1に関わる信号を抽出できたと報告している。一方、Stolterfontらは表面上空の起源を持つとされているAugerピークについて、その放出角度分布を測定し、表面下からと考えられているAuger電子強度と比較した¹⁸⁾。Fig. 4に示したように、両者の角度依存性はほぼ同じで、表面下からの放出であることを強く示唆している。このように、Auger電子が表面上空で放出されたか表面下で放出されたかを実験的に区別することは容易ではない。

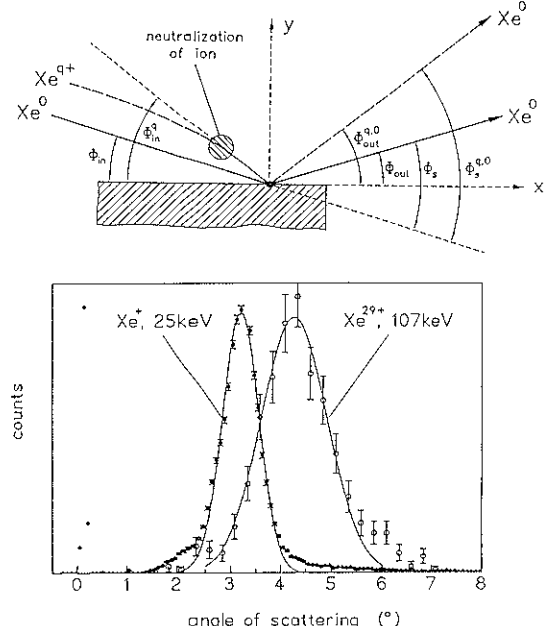


Fig. 3 Angular distribution of surface scattered Xe^{q+} ($q=1, 29$) ions¹⁰⁾.

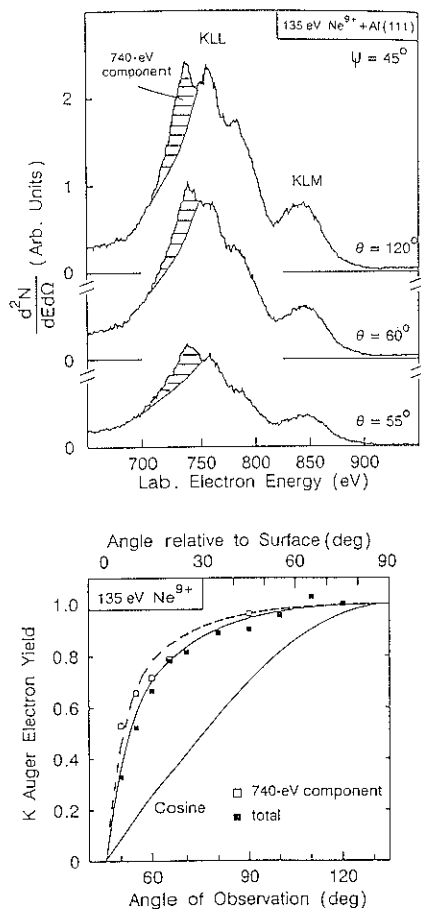


Fig. 4 Emission angle dependence of Auger electrons for 135 eV Ne^{9+} ions on Al (111)¹⁸⁾.

3. 真空中に引き出された中空原子

上の考察から明らかなように、平坦な表面を標的とする限り、イオンは自己の鏡像力により表面に近接し、HA 1 形成後すぐに HA 2 になってしまうことは避けられない。ただし、イオンが標的にほぼ並行に入射し、標的端付近、あるいは、表面にあるステップ付近で HA 1 が形成される場合は、この限りでない。イオンがさらにすすむと、標的がもはや無くなる、あるいは、後退するためである。問題は標的端付近で十分な数の衝突を確保することで、これは、多数の直線状細孔を持つ microcapillary 薄膜を標的とすることで解決された¹⁹⁾。細孔に沿って入射したイオンはその内面近くを鏡像に引き寄せられながら運動し、電子を捕獲するが、その一部は内面と衝突する前に脱出するので HA 1 を真空中に引き出せるというわけである。この場合、細孔の内径を a とすると、透

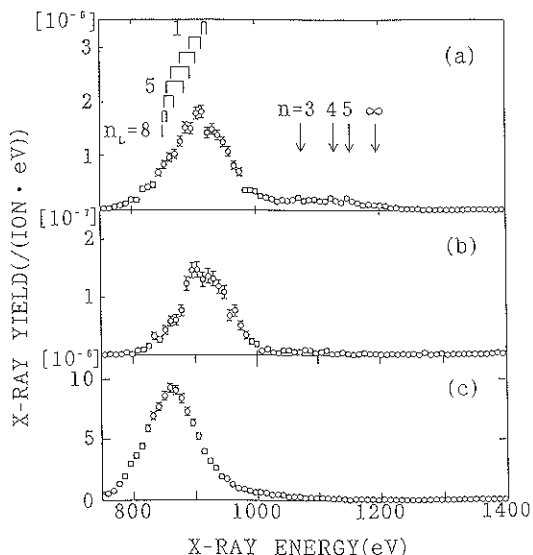


Fig. 5 K-X-ray spectra of Ne for 9 keV/u Ne^{9+} (a) transmitted through a Ni microcapillary, (b) 2.3 ns after transmission, and (c) directly bombarding a Ni surface²⁰⁾.

過イオンのうち、 $R \sim 2z/a$ 程度が HA 1 に変換されているものと期待される。microcapillary の内径に多少の揺らぎがあるとそのもっとも細い“首”に当たる部分で形成された HA 1 は、やはり microcapillary を通過する可能性が大きくなると考えられる。こういう手品のようなことで実際に HA 1 の観測が可能かどうかは必ずしも自明ではない。例えば、現在手に入る薄膜は厚さが μm 程度であって、数 keV/u のイオンが通り抜けるのに $\sim 10^{-12}$ 秒もかかってしまう。第 2 節での議論からわかるように、中空原子の寿命は通常これよりはるかに短寿命だと予想されており、たとえイオンが真空中に引き出されても、すでに基底状態に落ちて“ただの原子”になっている可能性も少なくない。

まず、2.1 keV/u の N^{6+} を、内径 250 nm の Ni の microcapillary 薄膜に照射し、通過してくるイオンの荷電分布を調べると、荷電変換を受けた割合はほぼ上述の R 程度になっていることがわかった²⁰⁾。さらに、荷電分布は比較的平坦であって、前節で述べた金属表面で鏡面反射されたイオンの荷電分布と定性的に異なっており、microcapillary 標的では、表面との近接衝突が回避できるであろうとの上のシナリオが正しいことを示唆している。

Fig. 5 に、9 keV/u の Ne^{9+} が Ni の microcapillary 標的を通過し、(a) 標的直下で、(b) 下流の飛行時間 2.3 ns のところで、および、(c) 標的を直撃した場合に、放出した X 線のエネルギースペクトルを示す。(900 eV 付近のピークが KL-X 線に対応し、図中の“ n_L ”は L 殻に n_L

個の電子がある場合の遷移エネルギーを示す)。(c)の場合、ほぼL殻が埋められてからKL-X線が放出されるのに対し、(a)、(b)とも、ピーク位置は数10 eVも高エネルギー側にずれており、L殻電子は数個以下であって、やはり、表面への近接が回避されていることを示している。さらに、観測しているK殻空孔の寿命を測定したところ、主な成分は、 ~ 0.8 ns、 ~ 2.5 ns等と、基底状態にあるNe原子のK殻空孔寿命の 10^6 倍も安定化されていることがわかった。理論計算との比較から、0.8 nsの成分はイオンコアの電子状態が(1s)(2s)(2p) 4P ではないかと考えている¹⁹⁾。さらに、(b)ではnp-1s($n > 2$)遷移がほとんど見られなくなることから、安定化された後はK殻への遷移は主にL殻から起こることもわかる。 N^{6+} では、X線と出射イオンの価数との同時計測により、2電子系(N^{5+})から5電子系(N^{2+})のすべての場合について、K殻空孔が安定化されていること、X線エネルギーはほとんど出射価数によらないこと、などが見いだされた²⁰⁾。このほか、これまで測定した数種類の多価イオンでは、すべての場合に、安定化された状態が観測されており、microcapillaryは準安定状態を効率的に発生できる適用範囲の広い手段であることもわかった。このような内殻空孔の安定化には、各電子のスピンのすべてそろい、K殻空孔への遷移が“禁止”されていること(spin aligned half-filled states)が必要条件であろう¹⁹⁾。こう考えると、KX線放射は、1・s相互作用が大きいL殻からのものが主要になること、L殻には少数の電子しか存在できないことなどの実験事実も説明することができる。ところで、多電子捕獲が互いのスピンの向きに 상관なく起こる場合、すべてのスピンの揃う確率は、捕獲電子数を n として、 2^{-n} に比例する。観測されたX線の出射価数ごとのイールドは、大略このような比例性を示している²⁰⁾。

電子移行過程の古典性は、必ずしも結果として観測される現象が「古典的」であることを意味するものではない。なにより、多重捕獲でできあがった多重高励起状態は、電子相関が大きく、平衡状態から大きくずれたdynamicな、少量量子多体系である。とにかく、物事がよく理解できている現象は、多くの場合平衡状態からのほんの僅かのずれを扱っており、ここで出会うような平衡から大きくずれた系は、普遍的な重要性を持っている格好の研究テーマであると思われる。

4. 絶縁体標的からの多電子移行とポテンシャルスパッタリング

多価イオンが絶縁体に近づいたとき、何が起こるかはほとんどわかっていない。暖めるとイオン伝導性を持つ、

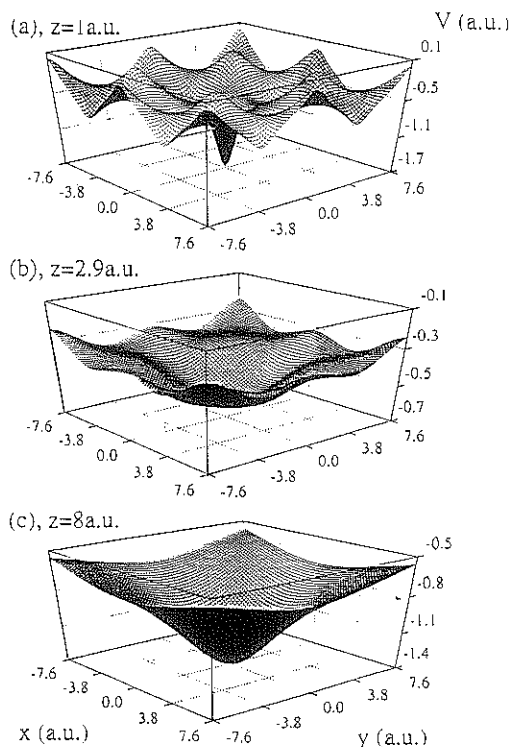


Fig. 6 Potential energy of an electron in a plane at (a) 1 a.u., (b) 2.9 a.u., and (c) 8 a.u. from a LiF surface for an ion ($q=6$) at 12 a.u. above the surface²⁵⁾.

また、微視的に平坦な表面が準備できるといった捨てがたい特徴のため、LiFは、中性化距離の測定²¹⁾、X線やAuger電子検出、スパッタリングイールドの測定²²⁻²⁴⁾等に盛んに用いられ、いくつかの示唆に富む、しかしながら、再現性、解析等にさらに検討を要する結果が報告されている。理論的には、アルカリハライド標的に対応する式(1)を書き下ろすだけでもかなり厄介で²⁵⁾、これまでのところ、特定のサイトに多価イオンが垂直方向から近づいた際の1電子移行についてのモデル計算があるにとどまる(Fig. 6)。このようにポテンシャルエネルギーが、金属の場合と異なり複雑な様相を示すのは、標的がイオン性結晶であることによる。このような系で、多電子移行がどのように起こるかは今後の興味深い課題となっている。

ところで、電荷移行により局所帯電した部分が緩和する時間は、荷電子帯のバンド幅の逆数程度になると考えられる。そのため、絶縁体では電離された原子が十分長い間その電荷を保ち、互いのクーロン斥力により運動エネルギーを得て、表面から放出されるようになる。このような荷電粒子放出過程をポテンシャルスパッタリング

と呼び、運動量移行の結果として引き起こされる通常のカインティックスパッタリングとは区別している。ポテンシャルスパッタリングの機構としては、多電子捕獲によりある“微細”領域が“巨視的に”帯電し、スパッタリングが引き起こされるとする Coulomb Explosion モデルがある²⁶⁾。これは少なからぬ fitting parameter を含んでいる荒いモデルであるが、既に 70 年代後半には提案されており、その先見性には見るべきものがある²⁷⁾。

ポテンシャルスパッタリングの興味深い例として、表面に付着した炭化水素からのプロトン放出をあげることができる。プロトンのイールドは入射イオン価数の約 5 乗という非常に強い依存性を示す一方、プロトンの放出エネルギーは価数によらず常に 10 eV 程度であることがわかった²⁸⁾。これは、同一の CH ボンドから 2 電子捕獲が起こり、 C^+-H^+ 間のクーロン斥力により、プロトンが放出されるというモデルにより、上の実験事実を説明できることがわかった²⁹⁾。この現象はまた、エネルギーの低い多価イオンが低損傷で高感度な表面水素プローブになることをも意味している。

5. ま と め

多価イオンと表面の相互作用における中空原子生成、中空原子の真空中への取りだし、絶縁体標的のポテンシャルスパッタリング等について、概観した。この分野はまだ若く、現象の理解にも半定量的なものが多いだけに、定性的にも新しい発展性のある現象が多々埋もれていると思われる。特に、絶縁体標的の研究は、やっと始まったばかりで、大まかなシナリオもできあがっていない。この方面は表面分析、表面改質とも関わって、今後重要な、また、興味深い研究分野に発展すると期待される。

一方、真空中に取り出された中空原子には多種多様な観測手段が適用でき、腰を据えて、その性質を追求できる段階に入ったと考えている。特に、安定化された spin-aligned states は、多重高励起準安定状態の分光学的研究に新しい手段を提供するものと期待される (BCS: Beam Capillary Spectroscopy)。現在、強磁性体 microcapillary により、スピン偏極中空原子を生成し、真空中に引き出す準備を進めている。

以上のような低速多価イオンの分野は、中長期的には eV/u 程度以下の超低速多価イオンの生成と各種物質との相互作用の研究へ向かうのではないだろうか。これは、多価イオンの、ペニングトラップへの捕捉と resistive cooling あるいは, positron cooling などによる冷却, そこからの引き出し, などいくつかの技術開発を必要とするが, それだけに, 広い分野に新しいプローブを提供できるものと考えている。

謝 辞

中空原子の研究が可能になったのは、共同研究者である東京都立大学工学部の益田秀樹氏の卓抜した微細キャピラリー作成技術によっている。安定化の謎解きと具体的な電子構造の解明は、北里大学医学部の小池文博氏による。また、二宮史郎氏は実験の企画、実行、解析を主に行った。一方、プロトンスパッタリングの研究は、主に角谷暢一氏により行われ、このため用いた小型の EBIS は、奥野和彦氏の設計による。東 俊行氏、小牧研一郎氏、関口雅之氏、黒木健郎氏は両研究にまたがる共同研究者である。すべての方々に深い感謝の意を表したい。本研究は文部省科学研究費重点領域研究 (05238103) および、展開研究 (07555006) の援助を受けて行われた。

文 献

- 1) T.A. Carlson, C.W. Nestov, N. Wasserman, J.C. McDowell: Atomic Data **2**, 63 (1970).
- 2) K. Shima, T. Mikumo and H. Tawara: Atomic Data and Nuclear Data Tables **34**, 391 (1986).
- 3) 例 えば, "The Physics and Technology of Ion Sources", ed. by I.G. Brown (John Wiley & Sons, New York, 1989).
- 4) R.E. Marrs, S.R. Elliott and D.A. Knapp: Phys. Rev. Lett. **72**, 4082 (1994).
- 5) J. Burgdoerfer, P. Lerner and F.W. Meyer: Phys. Rev. A **44**, 5674 (1991).
- 6) S. Deutscher, X. Yang and J. Burgdoerfer: Phys. Rev. A **55**, 466 (1997).
- 7) H. Ryuhoku, K. Sasaki and T. Watanabe: Phys. Rev. A **21**, 7451 (1980).
- 8) J. Burgdoerfer, C. Reinhold and F. Meyer: Nucl. Instrum. Methods B **98**, 415 (1995).
- 9) A. Arnau, R. Koehrbrueck, M. Grether, A. Spieler and N. Stolterfoht: Phys. Rev. A **51**, R 3399 (1995).
- 10) H. Winter, C. Auth, R. Schuch and E. Beebe: Phys. Rev. Lett. **71**, 1939 (1993).
- 11) F. Aumayr and H.P. Winter: Comments At. Mol. Phys. **29**, 275 (1994).
- 12) F.W. Meyer, L. Folkerts and S. Schippers: Nucl. Instrum. Methods B **100**, 366 (1995).
- 13) 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**, 159 (1990).
- 14) J. Das and R. Morgenstern: Phys. Rev. A **47**, R 755 (1993).
- 15) R. Koehrbrueck, M. Grether, A. Spieler, N. Stolterfoht, R. Page, A. Saal and J.B. Neuhaus: Phys. Rev. A **50**, 1429 (1994).
- 16) F.W. Meyer, S.H. Overbury, C.C. Havener, P.A. Zeijlmans van Emmichoven, J. Burgdoerfer and D.M. Zehner: Phys. Rev. A **44**, 7214 (1991).

- 17) J. Das, L. Folkerts and R. Morgenstern: Phys. Rev. A **45**, 4669 (1992).
- 18) M. Grether, A. Spieler, R. Koehrbrueck and N. Stolterfoht: Phys. Rev. A **52**, 426 (1995).
- 19) Y. Yamazaki, S. Ninomiya, F. Koike, H. Masuda, T. Azuma, K. Komaki and M. Sekiguchi: J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 1199 (1996).
- 20) S. Ninomiya, Y. Yamazaki, F. Koike, H. Masuda, T. Azuma, K. Komaki, K. Kuroki and M. Sekiguchi: Phys. Rev. Lett. **78**, 4557 (1997).
- 21) C. Auth, T. Hecht, T. Igel and H. Winter: Phys. Rev. Lett. **74**, 5244 (1995).
- 22) J. Limburg, S. Schippers, R. Hoekstra, R. Morgenstern, H. Kurz, F. Aumayr and H.P. Winter: Phys. Rev. Lett. **75**, 217 (1995).
- 23) J. Briand, S. Thuriiez, G. Giardino, G. Borsoni, M. Froment, M. Eddrief and C. Sébenne: Phys. Rev. Lett. **77**, 1452 (1996).
- 24) T. Neidhart, F. Pichler, F. Aumayr, H.P. Winter, M. Schmid and P. Varga: Nucl. Instrum. Methods B **98**, 465 (1995).
- 25) L. Haegg, C. Reinhold and J. Burgdoerfer: Phys. Rev. A **55**, 2097 (1997).
- 26) E.S. Parilis: "Atomic Collisions on Solid Surface" (North Holland, Amsterdam, 1993).
- 27) 最近ポテンシャルスパッタリングの実験を開始した欧米のグループの中には、自らの独自性を主張するあまり、過去の研究を過小評価する傾向がある。
- 28) N. Kakutani, T. Azuma, Y. Yamazaki, K. Komaki and K. Kuroki: Jpn. J. Appl. Phys. **34**, L 580 (1995).
- 29) J. Burgdoerfer and Y. Yamazaki, Phys. Rev. A **54**, 4140 (1996).