光による多価イオンの生成

長 田 哲 夫

(受付1990年2月27日, 掲載決定1990年5月12日)

Formation of Multiply-Charged Ions by Photons

Tetsuo NAGATA*

(Department of Physics, Faculty of Science and Technology,
Meisei University, 2-1-1 Hodokubo, Hino, Tokyo 191)

(Received February 27, 1990, Accepted May 12, 1990)

1. はじめに

中性原子 A から何らかの方法で電子 p 個を取り去ると単位電荷の p 倍の正電気を帯びたイオンができる。これを p 価イオンと言い、 A^{p+} と表す。 $p \geq 2$ のイオンを総称して標題にあげた多価イオンとよぶことにしよう。多価イオンが自然科学に登場したのは、Dempster が世界初の質量分析計を発表した1918年のすぐ後の1920年頃らしい¹⁾。本誌に寄せた市川氏の解説「多価イオン科学」²⁾にあるように、多価イオンの関係する現象の研究が約10年前から盛んになってきている。これを触発したのは核融合プラズマ内の不純物という緊急の問題であるが、これに関連して多価イオンの生成や衝突過程を調べてみるとなかなか面白くて、研究者たちが夢中になりだした、というところだろうか。しかし、それ以前からも太陽プラズマ中に Fe や Si の多価イオンがあることは分かっていたし、加速機科学の分野でも多価イオン源の開発がすすめられていたことを考えると、多価イオン科学への要求はかなり前からあったとみてよい。

多価イオン科学全般については、すでに市川氏の優れた解説があるのでそれを参照していただくとして、本解説では VUV から X 線にいたるエネルギーの高い光子による多価イオンの生成を実験家の立場から述べてみたい。多価イオンをつくる主な方法として、(1)電子衝撃、(2)イオン衝撃、および(3)光吸収の三つが考えられる。(1)の歴史は古く、したがって多くの優れた解説がある³⁾。

これに反して、(2)と(3)による多価イオン生成の本格的研究は最近始まったばかりである。このうち(b)に関してはごく最近の俵、戸沼氏による解説⁴⁾がある。(3)の場合を以後“光多重電離”と呼ぶことにする。この領域では今まで調べられた原子種がまだ限られていて、希ガス原子^{5~10)}を中心にアルカリ原子^{11~13)}、アルカリ土類原子^{11~13)}、およびいくつかの希土類原子^{14,15)}あたりである。最近の光多重電離研究の発展が、質のよい連続光を供給するシンクロトロン放射光施設の発展と符合していることを特に強調しておきたい。光吸収は原子の特定の内殻電子をある程度選択的に励起することができるという特徴をもつ。これが内殻励起後の動的過程を詳しく調べようとする場合には大きな利点となる。本誌の読者の多くは基礎研究よりも応用に興味があるかもしれない。しかし、本解説では歴史が浅いという理由から、「こんなことがあります」ということに紙面の大部分を費やし、「こんなことに使えます」ということに関しては多くを語れないことを予めお断りしておきたい。以下、光多重電離過程、研究方法、分子からの多価イオン生成、および応用の順に述べてゆく。

2. 電子およびイオンによる多価イオン生成との比較

まず、電子、イオン（ここでは多価イオン）および光子によるイオン生成の違いを図1で見えていただく。これは Ar 気体にこれらの粒子線をあてたときに生じるイオンの電荷分布を質量スペクトルの形で示したものである。各スペクトルには、それぞれの衝突エネルギーでの

* 明星大学理工学部物理学科 (〒191 東京都日野市程久保 2-1-1)

図1 Ar気体に(a)500 eVの電子[文献16, 17], (b)1.05 MeV/amuのNe⁹⁺イオン[文献18], および(c)5 keVのX線光子[文献19]を入射させたときに生成されるイオンの電荷分布の比較.

各価イオンのだいたいの生成断面積が読みとれるようにしておいた。(a)と(b)では縦軸が対数スケールになっていることに注意していただきたい。電子衝突の場合の分布はAr⁴⁺の生成断面積が最大に近くなる500 eVでのもので、Schram たちの実験データ^{16,17)}を採用し、質量スペクトルの形に書きなおしたものである。Tonuma の

グループが得た多価イオン衝突での分布¹⁸⁾は1.05 MeV/amuのNe⁹⁺ビームを使って飛行時間法で記録したものであるが、衝突速度は電子の場合とだいたい同じである。光子の場合の分布¹⁹⁾はシンクロトロン放射光を使って、ArK殻のイオン化しきい値(3206 eV)の上で記録したものである。Ar⁺ピークの位置が図から外れているが、その生成量はAr²⁺よりかなり小さい。

図1の3つの結果は作用する粒子のエネルギーが違うが、それぞれの場合の特徴が明確に現われている。最も目につくのは、電子と光子による分布が全く違うことであろう。すなわち、電子による分布では1価イオンが圧倒的に多いのに対して、光子による分布では多価イオンが大部分である。これに対して、多価イオンによる分布は光によるものと電子によるものとが重なったようなかたちをしている。

それでは、光子による多価イオン生成と電子による多価イオン生成とはどうしてこうも違うのであろうか。結論だけ述べるならば、この違いは、X線光子の吸収は共鳴的に起きて内殻電子が電離しやすいのに対して、電子衝突では遠距離のCoulomb力のため外側の電子ほど電離しやすいということに起因する。次節で述べるように、内殻電子が励起または電離した状態は、原子の非常に高い内部エネルギー状態にあり、放射過程やオーグメント過程を主体とする非放射過程が段階的に起きて安定な状態へ移行する。これを電離の緩和というが、非放射過程は電子の放出を伴い、多価イオンの生成の主役を演ずる。

光や電子の場合にくらべて、構造をもつ“多価イオン”による多価イオン生成過程はかなり複雑である。この過程は直接多重電離過程と電荷移行に伴う多重電離過程に分けると分かり安くなる。こういうことをコインシデンス法を使ってやったMüller 達の実験²⁰⁾によると、直接過程 $A^{p+} + B \rightarrow A^{p+} + B^{q+} + qe^-$ による電荷分布が電子衝突によって得られたものに似ているのに対して、電荷移行に伴う過程 $A^{p+} + B \rightarrow A^{(p-r)+} + B^{q+} + (q-r)e^-$ での分布は光吸収によるものによく似ている。少し単純化して言うならば、“多価イオン”衝突では直接過程による外殻電子の電離で1価イオンが作られるか、さなければ内殻電子の入射体 A^{p+} への電荷移行によって生成される空孔の緩和を通じて多価イオンが作られる。こうして“多価イオン”衝突における観測される結果は両者を重ね合わせたようなものになる。

3. 光吸収による多価イオン生成過程

以下、電子およびイオンによる多価イオン生成にはもうこれ以上ふれないことにしよう。光多重電離の研究に

図2 光多重電離に関係するいろいろな過程。原子Aの基底状態における占有軌道を $n_1l_1, n_2l_2, \dots$ で、非占有軌道を $n_{a1}l_{a1}, n_{a2}l_{a2}, \dots$ で表した。X線放射過程は除いてある。

先べんをつけたのは1964～1966年のKrauseとその共同研究者たちと言われている。彼らは希ガス原子のX線による多価イオン生成を、X線源内の標的物質をいろいろと変えて調べている⁵⁻⁷⁾。彼らの最初の論文⁵⁾では、Ne原子のK殻空孔に基づく多価イオンの電荷分布をMgK α 線を使って測定し、1価から5価までのイオンを観測している。彼らは、3価以上のイオンの生成は基本的な内殻電離と“オージェ過程”から成る二段階過程では説明できないとし、“シェイクオフ過程 (shake-off process)”をはじめとする二次的な過程をも考慮した計算を行なって観測とのよい一致を得ている。

ここで、光多重電離に関わるいろいろな過程を整理しておきたい。図2は、光吸収によって生成された内殻空孔状態が崩壊してゆく様子を、エネルギー単位図上で示したものである。この一連の過程はまず、光子の吸収で内殻空孔状態が生成されるまでの光吸収段階（上向きの矢印）と、その後の崩壊で多価イオンができるまでの緩和段階（下向きの矢印）に分けるとわかり安い。光吸収段階では光励起と光電離を、緩和段階ではオージェ過程を光多重電離における基本的な過程と考えてよい。発見者Augerの名で知られているオージェ過程²¹⁾は、外殻電子が内殻空孔をうめたときに余ったエネルギーを他の

外殻電子がもらって無限遠へ飛び去る、というものである。内殻空孔の緩和におけるもう一つの主役としてX線放射がある。これは原子の電荷を変えないので多重電離をむしろ抑える役目をはたす。

ところで、これらの基本的過程を考えると、我々は光励起や光電離では1個の、またオージェ過程では2個の電子しか念頭においていない。しかし、電子はみな平等に電荷とスピンに基づく磁気モーメントをもっているのであるから、これらの基本過程が起きて電子が動くときに他の電子が影響を受けないはずがない。電子同士の相互作用、すなわち電子相関からくるこうした二次的な効果に基礎研究者はむしろ大に興味をもつ（オージェ過程はもちろん典型的な電子相関の結果であるが）。その二次的効果の代表例で、かつ光多重電離で重要なのがシェイクアップ (shake-up) およびシェイクオフ (shake-off) 過程である。

英和辞典でshake-upやshake-offを調べても、振りまぜる (shake-up) とか振りはらう (shake-off) となっていて、言葉だけでは何のことかよく分からない。内殻に空孔ができると、それより外側の電子にとっては自分が感じている電磁場が突然変わるわけで、非常に居心地の悪い不安定な状態になる。そこで、電子の再配列が起きるが、その過程で外殻電子の1個が外側の開いた軌道へ励起したり電離したりすることがある。励起を伴う場合をシェイクアップ、電離を伴う場合をシェイクオフという。内殻空孔状態の緩和で主役を演じるオージェ過程においても、同じようにシェイクアップやシェイクオフが起きる²²⁾。こういうわけで、例えば光電離とオージェ過程の両方にシェイクオフが伴うと、それだけで4価イオンが生成される。さらに、シェイク過程においてシェイクされる電子が2個以上という場合もあってよさそうである。実際、Neの2p電離において二重シェイクアップ過程が観測されている²³⁾。

オージェ過程との関係でしばしば混乱をきたすのが自動電離である。これはもともと中性原子の価電子2個以上が一度に励起した高い励起状態が、イオン化しきい値の上の連続状態と相互作用して自動的に電離する現象に対して用いられたもので、2個の電子しか持たないHe原子においても観測される²⁴⁾。N殻電子をO殻へ、M殻電子をN殻へというように、電子1個1個を順次外側へずらしてゆくこととわかるように、内殻電子1個が励起した状態は、外殻電子2個以上が励起したのと同じである。また、この状態が電離しきい値の上の連続状態の中にうずもれているという意味でも、自動電離の定義と同じである。一方、Augerが霧箱の中で観測してオージェ過程なる名で呼ばれるようになったその過程は、内殻電

離したあとのものであった²¹⁾。このことを気にして、内殻電子が励起した高励起中性原子における“オージェ過程”を自動電離とか“オージェ型過程”という人がいる。私見では、「内殻空孔が関与する自動電離を特にオージェ過程と言う」でよいと思う。

ところで、内殻空孔の緩和でオージェ過程と競合するX線放射過程はいったいどれくらい起きるのだろうか。一般に電子相関に起因するオージェ過程はX線放射過程より大きな確率で起きる。例えば、Ne原子のK殻空孔の崩壊では、オージェ過程の確率が0.993と見積られているのに対して、X線放射の確率はたったの0.007と報告されている⁹⁾。しかし、原子番号Zが増加したとき電子相関はほとんど変化しないのに対し、X線放射の確率が急激に大きくなって無視できなくなる。その効果を示す一つの例を、図6の平均電荷分布の中で見ることができる(6節参照)。一方、原子や分子の気体にX線を当てたとき、X線だけでなく真空紫外から可視領域の蛍光が放射されることはかなり前から知られている。これらの多くは多価イオン生成過程の最終段階で放射される。

光多重電離過程を空孔に注目して考えるならば、空孔がその数を増しながら外殻の方へ移ってゆくように見える。従ってこれを空孔カスケードとかオージェ・カスケードと表現することがある。

4. 光多重電離をどうやって調べるか

原子の内殻に空孔ができたとき、その後の緩和はその原子の電子構造や、分子中の場合は結合状態によって大きく変わってくる。電子相関の違いからくるこの変化が、原子分子の動的過程をおもしろくし、また応用の可能性

にも道をひらく。前節で述べた内殻空孔状態の緩和像を前提にして、それでは光多重電離過程を詳しく調べるにはどうすればよいだろうか。残念ながら、これを一種類の実験だけで理解することは不可能である。光多重電離過程は、1)光吸収スペクトル、2)光電子-オージェ電子スペクトル、3)光イオンスペクトル、4)蛍光スペクトルなどの異なる実験を行い、これらの結果を総合し、かつ理論的考察の助けを借りてはじめて理解できる。これらの関係をCs原子の場合を中心に述べてみたい。

図3はCs ($\cdots 3d^{10}4s^24p^64d^{10}5s^25p^66s^2S_{1/2}$) 原子の80~1000 eV 範囲での全吸収断面積(吸収スペクトル)のほしい形の形を、YehとLindauの原子データ²⁵⁾を参考にして示したものである。 $4d^{-1}$ 、 $3d^{-1}$ などの記号はそれぞれの副殻電子の電離しきい値を示す。

さて、図3のような吸収断面積の測定はそれ自身原子データとして重要であると共に、原子分子の励起状態の決定にとっても欠くことのできないものである。しかしそれが分かっても、多価イオン生成のことはほとんど何も分からない。そこで光イオンを調べてみようということになる。標的原子をノズルまたはオープンの噴射口から噴射し、そこに光をあてる。作られた光イオンを飛行時間法で価数ごとに分けて検出する、というのが普通の方法である。そのような測定からはまず図1(c)に示したような質量スペクトルが得られ、どんな多価イオンがどういう割合で生成されるかが直ちに分かる。もし、光イオンを検出する実験からもっと多くの情報を得たいならば、各価イオンの強度を光子エネルギーを変えて調べてみるとよい。このような測定例を図4に示す。ただし、曲線数が多すぎると分かりにくいので、ここではCsの4d電離しきい値付近でのデータ¹²⁾を示した。これらの曲線は各価イオンの生成曲線とか部分断面積とか呼ばれる。この結果から各価イオンの生成比がエネルギー

図3 Cs原子の80~1000 eV領域の全吸収断面積(文献25)。実験曲線(実線)を理論曲線(点線)に合わせて画いてある。

図4 Csの4d電子の電離しきい値領域で記録された各価イオン生成の部分断面積(文献12)。

図5 Csの4d電子の電離に基づく光電子-オージェ電子スペクトル(文献26)．図中 $4d_{5/2}$ 、 $5s$ 、 $5p_{3/2}$ 等は光電子ピークを、 $4d^{-1}-5p^{-2}$ 、 $4d^{-1}-5s^{-1}5p^{-1}$ 等はオージェピークを、また $S1$ 、 $S2$ 等は光電離に伴うシェイクアップピークをしめす．

によってかなり変化することが分かる．ここで特に留意しておきたいことは、この生成比の変化が光吸収段階で生じた違いを反映していることである．

光吸収のあとの崩壊過程のことをもっと詳しく知りたい人にとっては、これらの情報を与えてくれる光電子-オージェ電子スペクトルや蛍光スペクトルも大きな関心事である．図5はCs原子が110 eVの光子を吸収したときの電子スペクトルである²⁶⁾．横軸は放射される電子の運動エネルギーを、縦軸はそれらの相対強度を示す．このスペクトルは多数のピークからなっているが、これらは光電子のピーク群とオージェ電子のピーク群とからなる．光電子とは光子のエネルギーをもらって最初に出てくる一次的な電子をさし、図中 $4d_{5/2}$ とか $5s$ という記号で示されている．光電子の運動エネルギーは光子のエネルギーによって変わるので、下に述べるオージェピークとは容易に区別できる．特定の光電子ピークの強度を光子エネルギーを変えながら測定すると、その副殻電子の電離に対する絶対あるいは相対断面積を決定することができる．図中 $4d^{-1}-5p^{-2}$ 、 $4d^{-1}-5s^{-1}5p^{-1}$ などとして示されているオージェ電子の運動エネルギーは、入射光子のエネルギーを変えても変わらない．これらのピークの1つ1つがどんな終状態へのオージェ崩壊かを決定するには少しこみいった計算を必要とする．しかしこの帰属決定ができれば、オージェ電子スペクトルは生成された空孔が、まずどういう崩壊チャネルをどういう割合で崩壊していくかを我々に教える．オージェ崩壊が2回、3回と続けて起きた場合も、原理的にはオージェ電子スペクトルはその情報を与えるはずである．しかし残念ながら

ら、2回目以降のオージェピークを検出して帰属決定を行なうことは現段階では技術的に非常に難しい．だから空孔がだんだん深くなると、電子スペクトルはその威力を失ってくる．

蛍光スペクトルは現時点では4種類の基本研究の中で最も遅れていて、質、量ともに不満足といわざるを得ない．我々が頭にえがく理想の蛍光スペクトル実験は、X線照射領域からいろいろな方向に出てくる蛍光を分光器によってスペクトル分析し、各スペクトル線強度を照射するX線の波長を変えて調べるものであろう．しかし、主としてX線強度の不十分さから、今まで報告されている大部分の蛍光スペクトル実験では波長選別を干渉フィルターで行なっている．Csに対する実験はまだ報告されておらず、図4や図5と並べてみるができないのは残念である．

内殻空孔の崩壊過程のより詳細な理解をめざした理想的な実験は、上記の異なる測定を組み合わせたコインシデンス実験であろう．例えば、オージェ電子と光イオン、蛍光と光イオンなどいろいろな組み合わせが考えられる．この分野の人たちは、この種の実験に必要な強い放射光光源の出現をてぐすねひいて待っていたが、そろそろその域に達してきた．

5. 光多重電離における二次的效果

前節では主に基本過程について考えてきたが、それでは二次的效果の情報はどこから得られるだろうか．実は今まで述べた吸収スペクトル、イオン生成スペクトル、および電子スペクトル中にこの情報が結構含まれているのである．例えば図5の中に、 $S1$ 、 $S2$ 、…で示されているシェイクアップピークを見ることができる．これらのピークの強度から、光電離に伴うシェイクアップ過程がどれくらい起きているかが直ちに分かる．また、図4の Cs^{3+} と Cs^{2+} の生成曲線の巨大ピークの低エネルギー側に構造が見える．これは4d電子の励起に伴うシェイクアップ過程による二電子励起状態の生成によるものである．次に、光電離の場合、ある副殻電子の電離しきい値を越えると、その電子の電離が支配的になる．ところで、しきい値の上の領域で光子のエネルギーが変わっても、その副殻に空孔一つが単純に作られるだけであれば、その後の緩和への初期状態は変わらない．だから、電荷分布は光のエネルギーを変えても変わらないはずである．ところが図4では電荷分布が明らかに光のエネルギーと共に変わっている．単純に4d空孔($4d^{-1}$)状態が作られているほかに、何かが起きなければこうはならない．言うまでもなく、この結果はシェイクアップやシェイクオフ過程が起きていることの証拠である．著者が

属する原子過程実験グループは、図4の結果を電子スペクトルのデータと合わせて解析し、光吸収段階でのシェイクオフ過程の割合を計算した。その結果、山の右すその領域（120～155 eV）で約30%にのぼることが分かった¹²⁾。

オージェ過程に伴うシェイク過程を実験的に観測することは大変難しい。例えば1電子シェイクオフ過程では、余剰エネルギーを二つの電子が分けあうので、電子のエネルギー分布が連続的になり、電子スペクトルのバックグラウンド部分と区別がつかなくなる。しかし、条件がよい場合は電子とイオンのスペクトル測定の結果からオージェ過程に伴うシェイクオフ過程の確率を見積ることができる。我々のグループは、 $\text{Cs}^+(4d^{-1})$ の最初のオージェ崩壊におけるシェイクオフ過程の確率として、18～35%を得た。図4には Cs^{4+} イオンも見えるが、これもシェイクオフ過程なしでは説明ができない。

6. 光多重電離の全体像をながめると

ある原子のある内殻空孔がどのようにして緩和してゆくか、といったこまかい事柄はともかく、光多重電離の全体像を知りたいという人にとっては、Krauseのグループが報告した平均電荷分布⁷⁾の結果が非常に参考になる。図6に彼らの結果をそのまま示す。ここでは、 $n1$ 副殻に空孔を生成した場合の平均電荷 $\bar{q}_{nl}$ が $\bar{q}_{nl} = \Sigma q I_q / \Sigma I_q$ で定義されている。ここで I_q は電荷 q の多価イオンの強度である。K殻に対する曲線が $Z \geq 40$ で L_I の曲線より下側にきている。これは原子が重くなるとオージェ過程と競合するX線放射過程が相対的により強くなるためである。また軽い方の領域（ $Z < 40$ ）で見られる階段状の変化は外殻の電子構造と関係していて、p殻に電子がはいりだす位置にある。 $Z > 40$ では、希ガス原子に

図6 各副殻に空孔ができたときの多価イオンの平均電荷 $\bar{q}_{nl}$ の原子番号 Z による変化（文献7）。

対する点をなめらかな曲線で結んでいるが、著者たちが述べているように、これが正しいという保証は何もない。さらに、重い原子の外側のN、O等の殻に基づく平均電荷分布（図の右下の部分）もそう単純に変化するとも思えない。これに関連するおもしろい例をCs（ $Z=55$ ）のあとに続く希土類原子Ce（ $Z=58$ ）～Er（ $Z=68$ ）で見ることができる。Cs 4dの電離では2価と3価イオンが主成分で1価イオンはほとんど生成されない（図4）のに対し、例えばEu 4dの電離では1価イオンが最も多い成分となる¹⁴⁾。これに対応して $\bar{q}_{4d}$ の値がCsの約2.6からEuの約1.9へと下がってしまう。希土類原子では共鳴励起-自動電離過程 $[4d^{10}4f^7 \rightarrow 4d^9 4f^8 \rightarrow 4d^{10} 4f^6 (ed, g)]$ が大きな確率で起きる為にこうなるのである²⁷⁾。

7. 分子からの多価イオン生成

分子内のある原子の内殻に空孔ができると、原子の場合と同様にオージェ過程が起きて多価イオンが生成される。図7に SiH_4 分子のSiのK殻電離に基づくイオンの質量スペクトルを示す²⁸⁾。数は少ないものの Si^{4+} までの多価イオンが観測される。当然のことであるが、分子では結合効果が入ってくるから、原子単体の場合とは様相が異なってくる。例えば、Pb原子の4f電子を電離させたとき、4価までのPbイオンが観測される²⁹⁾のに対し、 $\text{Pb}(\text{CH}_3)_4$ 分子中のPb 4f（ $\text{IP}_{4f}=171 \text{ eV}$ ）を電離させてもPbの多価イオンはほとんど観測されない³⁰⁾。その理由は明かである。すなわち、内殻空孔が外殻へ空孔の数を増やしながらかつたとしても、それらの正電荷のかなりの部分を解離したとき相手の原子やフラグメントがもって行くからである。

分子から価数の高い多価イオンを効率よくつくりたい

図7 SiH_4 分子のSi K殻空孔に基づくイオンの質量スペクトル（文献28）。

と考えるならば、次の二つの条件をみたすようにするとよい。第一は波長の短いX線をつかって、より内側の殻に空孔をつくってやること、第二は目的とする原子が水素のようなどできるだけ軽い原子と、できるだけ少数個と結合しているような分子を選ぶことである。なぜなら、前者は空孔緩和において放射される電子数を増やし、後者は解離して持ち去られる正電荷を少なくすることに結びつくからである。以上の議論は空孔の緩和が終わってから解離が起きるという前提にたっている。しかし、最近の研究によると、Hのような軽い原子を含む分子の場合、Hの離脱がオージェ過程の途中か、あるいは前に起きることもあることが分かってきている³¹⁾。これは、Hと結合している分子を選ぶべき、というもう一つの理由である。

8. 応用はこれから

世の中には物理現象そのものに限りない興味をもつ人がいる一方で、これを何かに使えないものかと思いをめぐらす人もいる。最初に述べたように、光多重電離の応用は、それができるとしてもこれからである。応用というと、いまの場合光多重電離過程そのものを使うか、生成された多価イオンを使うかであろう。例えばある原子またはイオンのある特定の内殻に空孔をつくったとき、ある波長の強い蛍光が放射されることが分かったとすると、プラズマ診断に使えそうである。

光多重電離の多価イオン源としての利用はどうだろうか。この領域の研究者は多分一度はこれを考える。ところが、少し調べたあととあきらめてしまう。第一の理由は、光電離断面積がとにかく絶対的に小さいためである。図1で見ると、光電離断面積が電子衝撃による電離断面積より大きくなるのは5価以上であるが、断面積値はすでに $3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 以下と極めて小さい。第二に、X線はもともと個体標的に電子を衝突させて発生させるものである。電子衝撃が光吸収に劣らないくらいの多価イオン生成断面積をもっているのであるから、なにもわざわざX線に変えて使う理由はない、となるからである。しかしながら、X線による多価イオン生成には一つだけ大変すぐれた点がある。それは生成される多価イオンの運動エネルギーが非常に小さいことである³⁾。これはエネルギー幅の非常に小さい低エネルギー多価イオンビームをつくりたいときに威力を発揮するのではないだろうか。

9. おわりに

我々はこの光多重電離という領域に足を踏み入れて日も浅い。だから分からないことだらけである。例えば、

図6の重い原子の部分は実際のところどうなるのだろうか。この部分を完成させるには、高温オープンによって金属原子線をつくり、これに光を照射するという困難な実験を行なわなければならない。多分複雑な興味深い構造をしめすであろう。困難といえはイオンの光(多重)電離はもっと大変である。これが物理的に大変面白いという例を、Lucatorto達がBa, Ba⁺およびBa⁺⁺の顕著に変わる吸収スペクトルを並べて示してくれた³²⁾。今後挑戦したい課題である。気相の光吸収では基本的に極めて大切であるにもかかわらず、意外と遅れているものに絶対光吸収断面積の測定がある。その理由は、これが技術的に大変難しい上に、それができたからといって大きな話題にしてくれそうにもない、という地味さにある。しかし、困難を乗り越えてこれをやれば、多くの研究者が参考にしてくれること請けあいである。とにかく光多重電離には基礎にしる応用にしろ我々が託すに十分な夢がたっぷり含まれている。

最後になったが、本稿の執筆中に、光多重電離の実験的研究、いや少し大げさであるが物理学をはじめとする科学技術の研究における“真空”の重要な役割に思いをはしさせた。現代科学技術の発達は実に真空技術の発達のお陰である、といったら言い過ぎであろうか。

〔文 献〕

- 1) 大谷俊介: 応用物理, 57 (1988) 190.
- 2) 市川行和: 真空, Vol. 33 (1990) 1.
- 3) 例えば, H. S. W. Massey and E. H. S. Burhop: *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Vol. 1, Chap. 3 (Oxford University Press 1969).
- 4) 俵 博之, 戸沼正雄: 日本物理学会誌, 44 (1989) 740.
- 5) M. O. Krause, M. L. Vestal, W. H. Johnson and T. A. Carlson: *Phys. Rev.* 133 (1964) A385.
- 6) T. A. Carlson and M. O. Krause: *Phys. Rev.* 137 (1965) A1665.
- 7) T. A. Carlson, W. E. Hunt and M. O. Krause: *Phys. Rev.* 151 (1966) 41.
- 8) J. B. Hastings and V. O. Kostroun: *Nucl. Instr. and Meth.* 208 (1983) 819.
- 9) T. Hayaishi, Y. Morioka, Y. Kageyama, M. Watanabe, I. H. Suzuki, A. Mikuni, G. Isoyama and M. Nakamura: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 17 (1984) 3551.
- 10) T. Tonuma, A. Yagishita, H. Shibata, T. Koizumi, T. Matsuo, K. Shima, T. Mukoyama and H. Tawara: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 20 (1987) L31.
- 11) T. Koizumi, T. Hayaishi, Y. Itikawa, T. Nagata, Y. Sato and A. Yagishita: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 20 (1987) 5393.
- 12) T. Nagata, Y. Itoh, T. Hayaishi, Y. Itikawa, T. Koizumi, T. Matsuo, Y. Sato, E. Shigemasa, A.

- Yagishita and M. Yoshino: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **22** (1989) 3865.
- 13) T. Koizumi, T. Hayaishi, Y. Itikawa, Y. Itoh, T. Matsuo, T. Nagata, Y. Sato, E. Shigemasa, A. Yagishita and M. Yoshino: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **23** (1990) 403.
 - 14) T. Nagata, M. Yoshino, T. Hayaishi, Y. Itikawa, Y. Itoh, T. Koizumi, T. Matsuo, Y. Sato, E. Shigemasa, Y. Takizawa and A. Yagishita: Physica Scripta **41** (1990) 47.
 - 15) Ch. Dzionk, W. Fielder, M. V. Lucke and P. Zimmermann: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 878.
 - 16) B. L. Schram, F. J. de Heer, M. J. van der Wiel and J. Kiste maker: Physica **31** (1964) 94.
 - 17) B. L. Schram: Physica **32** (1966) 197.
 - 18) T. Tonuma, H. Shibata, S. H. Be, H. Kumagai, M. Kase, T. Kambara and I. Kohno: Phys. Rev. **A33** (1986) 3047.
 - 19) J. C. Levin, C. Biedermann, H. Cederquist, C.-S. O, R. T. Short and I. A. Sellin: Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research **B40/41** (1989) 402.
 - 20) A. Müller, B. Schuch, W. Groh and Salzborn: Z. Phys. D: At., Mol. Clus. **7** (1987) 251.
 - 21) P. Auger: Compt. Rend. **180** (1925) 65.
 - 22) V. I. Matveev and E. S. Parilis: Sov. Phys. Usp. **25** (1982) 881 [Usp. Fiz. Nauk: **138** (1982) 573]
 - 23) N. Martensson, S. Svensson and U. Gelius: J. Phys. B: At. Mol. Phys. **20** (1987) 6243.
 - 24) R. P. Madden and K. Codling: *Autoionization* ed. by A. Temkin, p. 129 (Mono Book Corp. Baltimore, 1966).
 - 25) T. J. Yeh and I. Lindau: Atomic and Nuclear Data Table **32** (1985) 73.
 - 26) T. H. Prescher, M. Richter, E. Schmidt, B. Sonntag and H.-E. Wetzel: J. Phys. B: At. Mol. Phys. **19** (1986) 1645.
 - 27) M. Meyer, Th. Prescher, E. V. Raven, M. Lichter, E. Schmidt, B. Sonntag and H.-E. Wetzel: Z. Phys. D: At. Mol. Clus. **2** (1986) 347.
 - 28) E. Shigemasa, K. Ueda, Y. Sato, A. Yagishita, H. Maezawa, T. Sasaki, M. Ukai and T. Hayaishi: Physica Scripta **41** (1990) 67.
 - 29) T. Nagata et al. (unpublished).
 - 30) S. Nagaoka, I. Koyano, K. Ueda, E. Shigemasa, Y. Sato, A. Yagishita, T. Nagata and T. Hayaishi: Chem. Phys. Lett. **154** (1989) 363.
 - 31) P. Morin and I. Nenner: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1913.
 - 32) T. B. Lucatorto, T. J. McIlrath, J. Sugar and S. M. Younger: Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 1124.