

3. 荷電変換

3. 重イオンの荷電変換過程

九州大学工学部 俵 博 之
(福岡市箱崎町)

Charge Change Processes in Energetic Heavy Ions

Hiroyuki Tawara
(Nuclear Engineering Department, Kyushu University,
Fukuoka)

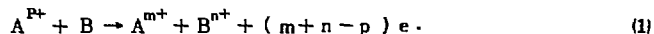
The experimental results of the charge change processes of heavy ions are reviewed, giving the emphasis to the following topics: equilibrium charge distributions in gas and solid targets, effective charges in targets, charge change cross sections, angular distributions of charge fractions and doubly charged negative ions.

1. はじめに

高速粒子が物質中を通過すると、入射粒子は物質中の原子と衝突し、電子を失なったり、捕かいたりして、通過後の粒子の電荷は、入射時のそれにくらべ異なってくる。このような荷電変換過程は原子衝突における主な研究テーマのひとつであるが、同時に、天体物理、プラズマ、核融合、粒子加速器などの応用分野にも深い関係がある。水素イオンの荷電変換に関しては、数多くの実験および理論があり、¹⁾また、比較的軽いイオンに関する結果も一通りまとめられている。²⁾一方、重イオンの荷電変換は非常に複雑で、理論的には全く不備であり、実験もごく限られたものである。このような研究は、加速器設計上の要求に応じ、主として、ORNL, Heidelberg, MITなどでタンデム型VdGを用いて行なわれている。この方面では、100keV/amu(タンデムVdGのターミナルでの荷電変換の時)から1MeV/amu(サイクロトロン入射の時)のエネルギー範囲の荷電変換に特に興味がある。ここでは、 $Z > 20$ の重イオンについての最近の荷電変換の実験結果をふりかえる。^{3,4)}

2. 荷電変換の基礎

電荷 $P+$ の重イオン A が中性のターゲット原子 B と衝突して、入射イオンの電荷が $m+$ ターゲット原子が $n+$ になったとすると、 $(m+n-p)$ 個の電子が放出される：



この過程の反応断面積は、 σ_{pm}^{on} と表わされるが、低速の B^{n+} および電子を正確に測定することはかなり困難であり、通常 B^{n+} は無視して入射イオンの電荷状態のみをしらべる (σ_{pm})。 $P > m$ の時

電子捕かく、 $P < m$ の時、電子損失とよばれる。重イオンの荷電変換では、2個以上の電子が同時に移動する過程が、プロトンにくらべ、かなり大きいことが特長である。

ターゲットの厚さ $d\pi$ を通過した後の粒子の電荷分布は次の式で表わされる：

$$dF_i/d\pi = -F_i \sum_j \sigma_{ij} + \sum_j F_j \sigma_{ji}, \quad i = -1, 0, 1, \dots, Z, \quad (2)$$

$$\sum_i F_i = 1$$

ここで、 F_i は電荷 i のイオンの全体に対する割合である。(2)式右辺の第1項は、電荷 j への変換で電荷 i のイオンが減少することを示し、第2項は、 j からの変換で電荷 i のイオンが増加することを示す。この微分方程式に基づいて、荷電変換断面積 σ_{pm} が決定される。大ざっぱに言って、

1.成長法 growth method, 2.減衰法 attenuation method, 3.コンデンサー法 condenser method とよばれる方法があり、それぞれ、 σ_{pm} , $\sum_m \sigma_{pm}$, $\sum_m (p-m) \sigma_{pm}$ がもとめられる。しかし、重イオンでは、衝突で発生する電荷状態が多いので、各々の σ_{pm} を上記の方法できめるには、いろいろな困難がともなう。最近では、(2)式にもとづいて、いろいろなターゲット厚さ π での F_i をもともめ、 σ_{ij} をパラメーターとして電子計算機を用いて、実験と best fit する σ_{ij} をもとめる方法が、広く行なわれている。⁵⁾ また、減衰法でえられる $\sum_m \sigma_{pm}$ は、加速途上でのビーム損失を与え、応用上、大切なものである。

3. 実験方法

荷電変換の実験によく使用される装置の一例を Fig.1 に示す。サイクロトロンあるいはタンデム VdG など で加速された重イオンは、必要に応じてその電荷をかえるために、ガスまたはフォイルの荷電変換部 charge converter を通った後、電磁石で特定電荷をもったイオンをえらび出す。えらび出された電荷のイオンは、ガスターゲット室にはいる。このターゲット室の圧力は可変で、圧力測定には Baratron といわれるダイアフラム形真空計がよく使われる。フォイルを使う場合、ガス室は真空に排気され、いろいろな厚さのフォイルは回転板上にとりつけられている。ターゲット室を出たイオンは電荷分析器で、電荷に応じて偏向され、position-sensitive-detector (PSD) に、その強度が記録される。PSD に記録されるいろいろな電荷のイオン強度を、ガス圧力あるいはフォイルの厚さの関数として測定する。電荷変換部は、イオンの電荷を変えるのみならず、イオンの励起状態を変えるためにも使用される。

110 MeV の I イオンが充分厚い H_2 ガスターゲットおよび炭素フォイルを通過した後の PSD の出力すなわち、I イオンの電荷分布を Fig.2 に示す。この PSD を使用して便利な点は、すべての電荷のイオンを同時に記録するので、ビーム強度の規格化が不要なことである。PSD の位置分解能は 0.2 mm 以下で、15~20 種の異なった電荷のイオンを同時に記録出来る。15 MeV I^{11+} イオンを O_2 ガスターゲットに入射して、 O_2 ガス圧力を変化させると、Fig.3 に示すように、イオンの電荷分布は変化する。ガス圧力が低い領域では、一回衝突 single collision が主で、ガス圧力が充分高くなると、イオンは多数回衝突するので、ガス圧による電荷分布の変化はなくなる。この状態は電荷平衡 charge equilibrium とよばれ、入射イオンの電荷に無関係である。

4. 電荷平衡での電荷分布

電荷平衡状態でのイオンの電荷分布は、most probable charge を中心にほぼガウス分布をして

いると予想される。しかし、こまかい点をみると、ガウス分布からずれている場合が多い。平均電荷 \bar{i} を次のように定義する：

$$\bar{i} = \sum_i i F_i \quad (3)$$

4.1 密度効果

いろいろなガスおよびフォイルを通過した 110 MeV I イオンの平衡電荷分布を Fig.4 に示す。ターゲットの種類によって電荷分布にわずかの違いがみられるが、全体的にみて、フォイルでのイオン電荷はガスにおけるそれよりかなり高い。この現象はすでに 1951 年 Lassen によって見いだされ、この結果に対して Bohr-Lindhard⁶⁾ は次のような固体中での密度効果によると説明した：

1. 固体内では衝突周波数が非常にたかいので、イオンは最初の衝突後、基底状態にもどる前に次の衝突をするので、イオンあるいはイオンの中の電子はたかい励起状態にある。一方、ガスターゲットでは、衝突間の時間間隔が長く、大部分のイオンは衝突前に基底状態にもどり、イオンの励起エネルギーは低い。
2. 励起状態にある電子は、イオンから失なわれやすい。すなわち、励起された電子に対する電子損失断面積 σ_L は、基底状態にある電子のそれより大きい。
3. 励起状態のイオンに捕かくされた電子は、再びイオンから放出される確率が大きい。すなわち励起イオンに対する電子捕かく断面積 σ_c は、基底状態にあるイオンのそれより小さい。

この結果、イオンあるいは電子が高い励起状態にある固体での衝突では、多くの電子が失なわれ固体内でのイオンの平均電荷は、ガス内でのそれより大きい。

このような密度効果は、長短のガスターゲットでの平衡電荷分布にもみられ、短いガスターゲットの方の平均電荷 \bar{i} が幾分大きい。同様に、ガス状態とジェット状態の CO_2 でも同じ効果がみられ、後者の \bar{i} が大きい (Fig.5)。

もし、すべての荷電変換断面積 σ_{ij} がわかっていると、(2)式に従って任意のターゲット厚さでの電荷分布 F_i を決定することが出来る。 σ_{ij} は前述のように、 π が小さいところでの $dF_i/d\pi$ の測定からもとめられる。Fig.6 に、4 MeV Cl^{4+} イオンを H_2 ガスに衝突させた時、(2)式にもとずいて計算した電荷分布と、実際に測定した電荷分布を示す。 π が小さいところでは、両者はよくあっているが、 π が大きくなるにつれ、測定された高い電荷イオンの割合は計算値よりも大きくなる。たとえば、測定された平均電荷 $\bar{i} = 3.24$ に対し、計算でえられた $\bar{i} = 2.64$ である。この差はイオン励起状態の効果によるものであり、(2)式にはこの効果は含まれておらず、すべて基底状態のイオンの荷電変換過程のみを考慮している。

イオンの励起状態の効果をしらべるため、荷電変換部 (Fig.1 参照) のガス圧力を変化させ、4 MeV Cl イオンと H_2 ガスの衝突における σ_c , σ_L を測定した結果を Fig.7 に示す。図の横軸はイオンの励起状態を表わすものと考えてよい。 σ_c はイオンの励起の増加とともに減少しているが、 σ_L はほとんど変化していない。この図の結果は、タンデム VdG のターミナルでつくられたイオン (飛行時間が長いのであれば基底状態にある) と、ターゲット直前で電荷をかえたイオン (励起状態にある) に対する荷電変換の比較とほぼ同じ意味をもっている。この結果は、イオンの励起とともに σ_c が減少し、 σ_L が増大するという Bohr-Lindhard の予想に反する。

重イオンの電子損失過程には、多数個の電子が寄与しており、イオンの励起エネルギーはこれらの多数の電子に分布されるので、平均的にみた電子の励起エネルギーは必ずしもたかなく、イオ

ンからの電子損失確率は増大しない。一方、励起状態のイオンへの電子捕かく過程を与えると、もしイオンの励起エネルギーが、電子を捕かくした電荷 ($i-1$) のイオンに対する電子の結合エネルギーよりも大きい場合には、一たん捕かくされた電子は、自己電離によって再びイオンから放出され、イオンの電荷はもとの状態にもどり、實際上、捕かく過程に寄与しない。すなわち、 σ_e が減少する。

このようなイオンの励起状態の効果によって、フォイルとガスターゲットでの電荷分布の違いが次のように説明出来る：ガスターゲットでは衝突時間間隔が長いので、1回目の衝突後イオンの中の励起された電子は、オージェ過程をへて放出され、2回目の衝突の時有するイオンの励起エネルギーは小さい。一方、フォイルでは、時間間隔が非常に短いので、オージェ過程による電子放出はおこりえず、イオンの励起エネルギーは蓄積され、イオンは高い励起状態にある。

ところで、イオンの電荷が、フォイルとガスターゲットの内では如何なる分布をしているかという事は非常に興味ある点である。Bohr-Lindhard は、高い励起エネルギーのためフォイル内でのイオンの平均電荷 \bar{i} は、ガス内での \bar{i}_g より大きく、かつ、イオンがフォイルを出た後、いくらかの電子が放出されてイオンの電荷がさらに増加すると考えていた。この考えは長い間信じられてきたが、上記の実験データにもとづいて、Betz⁷⁾によって最近修正された。

電子損失過程には数多くの電子が寄与しており、これら多重電子損失は直接作用よりも、むしろ内殻電離をとともなう再配置過程 rearrangement process による場合が多い。この過程で、オージェ電子放出の形でイオンが励起エネルギーを放出して基底状態にもどるには、一定の時間が必要である。この時間は重い原子に対してほぼ $10^{-12} \sim 10^{-15}$ s⁸⁾ であり、一方、数 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ のフォイルを通過するに要する時間は 10^{-10} s 程度で、幾分前者が長い。このような再配置過程にもとづき多重電子放出は、かなりのイオンがフォイルを通過した後、すなわち、イオンがフォイルを出てからおこると考えることが出来る。従ってターゲット内での重イオンの電荷状態を模式的に表わすと、Fig. 8 のようになる。すなわち、Bohr-Lindhard の予想に反し、ターゲット内部でのイオン電荷分布はガス、フォイルいずれでも大差ない（これは後述の有効電荷の測定結果と一致する）。しかし、フォイルを通過した直後、励起状態にあった多数の電子がイオンから放出され、イオン電荷が増大する。

4.2 電荷分布の非対称性

Fig. 9 に示すように、平衡電荷分布はほぼ対称であるが、実際には、 H_2 ガスのような軽いガスあるいは炭素フォイルなどではほぼ対称であるのに反し、 O_2 ガスのような重いガスあるいは Au フォイルなどでは、高い電荷側に尾をひいていることがわかる。これらの非対称分布についてしらべてみる。

(1) 殻効果 Shell effect

100 MeV と 140 MeV Br イオンが炭素フォイルを通過した後の電荷分布を Fig. 10 に示す。100 MeV では、ほぼ対称分布をしているが、140 MeV になると、 $i > 26$ 以上のビーム強度が急激に減少し、対称分布からずれてくる。Br²⁵⁺ ($Z=35$) で N 殻電子が全部なくなり、Br²⁶⁺ では M 殻電子をとりさらねばならない。すなわち、とりさるべき電子の殻が変れば、電子の結合エネルギーが大巾にかわり、電子はぎとりが困難になる。この殻効果は、 F_{i+1}/F_i の分布をみるとさらにはつきりする (Fig. 11, ガウス分布ならば直線になる)。さらに、殻効果は Sub-shell の間でもはつきりみられ、Fig. 12 に示すように、Kr イオンの場合、 $3d-3p$ および $3p_{3/2}-3p_{1/2}$ 殻でも、

F_{i+1}/F_i の傾きに、はっきりした違いがみられる。

(2) 超高電荷部分の分布

上記、殻効果をのぞけば、電荷分布は一般に高い電荷のイオンの割合が多い。強度のよわい部分をさらにしらべてみると Fig. 13 のように、非常に高い電荷のイオンがつけられていることがわかる。たとえば、平均電荷 $\bar{i}=5+$ であるのに、わずかながら $i=25+$ のイオンが検出されている。この種の非対称性は、 H_2 あるいは He のようなガスターゲットではみられず、Kr や He のような重いターゲットガスでのみおこり、多重電子損失過程がさいていると考えられる（単一電子損失あるいは捕かくのみであれば、対称分布になる）。多重電子損失がおこる過程として次の2つが考えられる：1）一度に多数の電子を放出する直接過程、2）一度には1～2個の電子しか放出しないがカスケードに起って全体として多数の電子を放出する再配置過程。1）は主に外殻電子に関し、1回の衝突で多数の電子を一度に放出する確率は小さい。一方、2）は主に内殻電子に関し、ひとつの内殻電子が放出されると、オーグメント過程によってカスケードに多数の外殻電子を失う。重イオン-重いターゲット衝突では、2）の過程がおこる確率は非常にたかいが、⁹⁾ 重イオン-軽い原子では2）の過程はおこらない。重いイオン-ターゲット同志の衝突で、2）がおこりやすいのは、Fano-Lichten による electron promotion モデルで説明される。¹⁰⁾

さらに、重イオンによる内殻電離には、同時につよい外殻電離をとともなうことは、この種の実験で確認されており、内殻電離が高い電荷状態のイオンの生成に大きい役割をはたしていることは、容易に考えられる。また、非常に高い電荷のイオンが発生する機構が、いわゆる violent 衝突で、内殻に関係していることは、イオン電荷の角分布をみてもわかる。たとえば、8 MeV I イオンと Xe ガス衝突における電荷の角分布は、高い電荷状態に行くにつれ、巾がひろくなり、 I^{15+} 以上では2つのピークがあらわれる。12 MeV I^+ の前方 0° 方向での平均電荷は $\bar{i}=5+$ であるが、 2° ずれたところでは $\bar{i}=23+$ になる（7節参照）。Fig. 13 に示した分布は、これらの非常に高い電荷のイオンに対しては、最適条件でなく、電荷平衡のガス圧力より数倍ひくいガス圧で、その強度は最大になる。すなわち、この超高電荷のイオンは、多重衝突よりもむしろ単一衝突で生成されたものと考えられる。

また、これらの高電荷イオンの生成に内殻電離が有効に働いているとすれば、内殻電離の研究でいられているように、ターゲットとイオンをうまく組合せることによって、さらにつよい高電荷のイオンをつくること出来ると思われる。

4.3 巨大分子での荷電変換

フォイルでは平均電荷 \bar{i} が大きい、フォイルの寿命が短い。一方、ガスターゲットでは寿命の問題はないが、 \bar{i} が小さい。加速器に应用する際には、 \bar{i} が大きく、寿命が長い荷電変換ターゲットが必要である。この目的のためにいろいろな試みがなされたが、まだ成功してない。はじめ各種の炭化水素系の分子についてしらべられたが、 \bar{i} はほとんど増大しなかった。最近のデータによると、分子中に水素原子があるためだろうと考えられている。

最近、非素炭化物系の巨大分子（たとえば、 $C_{10}F_{18}$ 、原子質量462）のガスターゲットでえられるイオンの \bar{i} は、通常のガスより幾分大きい、フォイルよりは小さい（Fig. 4 参照）。この原因として、ターゲット分子がかなり大きいので、1個の分子との衝突の間に、多数個の原子と作用し、前述の密度効果に似た現象が起っていると考えられる。この種の巨大分子をジェット状にしてやれば、さらに \bar{i} がふえる可能性がある。しかし、実際に应用するにはまだデータが不十分である。

4.4 平均電荷の一般式

重イオンの物質中での平均電荷 \bar{i} を計算する試みは、Bohr, Lamb, その他によってなされた。しかし、それぞれ異なった仮定や条件のもとで考えているので、全体的にみた場合の実験との一致は必ずしもよくない。一方、実験的には、少しずつデータが蓄積されつつあり、電荷分布のこまかい非対称やターゲットによる分布の形の違いを無視すれば、多くの場合、平均電荷 \bar{i} は入射イオンのエネルギーの関数として、ターゲットによる2~3のパラメーターを含めることによって、半経験式で表わされる。Fig. 14にはいろいろなイオンのフォイル通過後の平均電荷を換算速度の関数として示している。図中の実線は、Nikolaev-Dmitriev¹²⁾による経験式で次のように表わされる:

$$\bar{i}/Z = [1 + (Z^{-0.45} v/v')^{-k}]^{-k} \quad (4)$$

Z : 重イオンの原子番号, v : イオンの速度, $k=0.6$, $v'=3.6 \times 10^8$ cm/sec

一方、ガスターゲットでもほぼ一つの経験式で表わされる:

$$\bar{i}/Z = 0.47 v Z^{-0.55}/v' \quad (5)$$

$$v' = 2.19 \times 10^8 \text{ cm/sec (Bohr 速度)}$$

しかし、前述したいろいろな効果のため、上式の内挿は可能でも、外挿には十分注意しなければならない。一般に、上式では、 $\Delta \bar{i} = \pm 2$ の範囲内で、イオンの平均電荷 \bar{i} を知ることが出来る。

5. ターゲット内での有効電荷

ターゲット内での重イオンのエネルギー損失 $dE/dx|_{HI}$ は、イオンの持つ電荷につよく依存し、Betheの公式によると、同じ速度のプロトンのそれ $dE/dx|_P$ と次のような関係で表わされる:

$$dE/dx|_{HI} = i_{eff}^2 dE/dx|_P \quad (6)$$

i_{eff} はイオンのターゲット内での有効電荷といわれ、実際にイオンがターゲット内で有する平均電荷 \bar{i} とほぼ等しいと考えられる。上式にもとづいて、重イオンのエネルギー損失測定から、ターゲット内でのイオンの有効電荷を知ることが出来る。Fig. 15に、Iイオンのガスおよび固体ターゲット中での有効電荷をイオンのエネルギーの関数として示す。¹³⁾ 図中の実線および点線は炭素フォイルおよびArガスを通過した後の平均電荷 \bar{i} を示す。有効電荷は、ターゲットがガスあるいは固体には無関係であり、しかも、ガス通過後の平均電荷 \bar{i}_g とほぼ等しいが、固体通過後の平均電荷 \bar{i}_s よりかなり小さい。このことは、固体およびガスターゲット内でのイオン電荷は、本質的に差がないというBetzの考えをうらづけるものであり、固体ターゲットでの平均電荷 \bar{i}_s が大きいのは、固体を出た直後、高い励起エネルギーをもっているイオンが、多くの電子を失うということで説明される。さらに、いろいろな固体中でのBr, Uイオンについても同様な結果が報告されており、ターゲット中での有効電荷を表わす式は、ガスターゲットでの平均電荷を表わす経験式とほとんど等しい。

6. 荷電変換断面積

荷電変換断面積の測定は、この方面の研究に最も基本的なものであるが、4章でのべた平衡電荷の測定にくらべはるかに少ない。一例として、Fig. 16, 17にIイオンがHeおよびO₂ガスを通過する際の荷電変換断面積を、入射イオンの電荷の関数として示す。実線は電子捕かく断面積 σ_e 、

点線は電子損失断面積 σ_e を示す。単一電子捕かく断面積 $\sigma_{i,i+1}$ はイオン電荷とともに急激に減少し、特に He ターゲットでは著しい。一方、多重電子損失断面積 $\sigma_{i,i+n}$ ($n \geq 2$) は、O₂ ガスターゲットでは、減少が比較的ゆるやかである。すなわち、多重電子損失過が重いターゲットではおこりやすいことを示している。この原因は、重イオンと重いターゲット原子の衝突の際形成される準分子 quasi-molecule (4.2.2 参照) にもとづく内殻電離⁹⁾ によるもので、内殻電子が電離され、オージェ過程をへて多数の電子がイオンの外へ放出される。かつ、この内殻電離と同時に起こる外殻電離も大きく寄与していることも見のがしてならない点である。反対に、軽い原子ではこの機構は働かないので、多重電子損失はおこりにくく、イオン電荷の増加と共に、多重電子損失断面積は急速に減少する。

電荷平衡時の電荷分布が重いターゲットで非対称になる(4.2節参照)のは、この多重電子損失断面積が大きいことによる。

いろいろな電荷のイオンに対する $\sigma_{i,i+1}$ 、 $\sigma_{i,i-1}$ をエネルギーの関数として Fig. 18 に示す。これから電子捕かく断面積はイオン速度の増加とともに減少し、一方、電子損失断面積は増大することがわかる。後者は、イオン速度と注目している電子の軌道速度とほぼ等しくなる付近で最大になり、その後減少して行く。一般的傾向として、イオンの速度にくらべて、軌道速度が大きい電子はイオンにとどまり、逆に、おそい電子はイオンからふらふらおとされると考えてよい。従って、イオンのエネルギーの増加とともに、イオンの平均電荷は増加する (Fig. 14)。

7. 電荷の角度分布

以上のべたのはすべて前方 0° 方向に出てきた重イオンの電荷分布に関するデータである。前述のように、重イオンの電子損失には内殻電離が関与していることから、衝突したイオンは、かなり大きい角度に散乱されるはずである。イオン-原子衝突で生じたイオンの電荷の角分布測定は、100 keV 程度の低エネルギーでは 2~3 行なわれたが、ここで考えている高いエネルギーの重イオンに関しては、一例があるにすぎない¹⁴⁾。Kessel はいろいろなエネルギーの I イオンと Xe ガスとの衝突で発生した I イオンの電荷の角分布を測定した (Fig. 19)。ビームの入射方向からわずかに 2~3° ずれると、非常に高い電荷のイオンが発生していることがわかる。たとえば、12 MeV I イオンの 0° 方向での平均電荷はガスで $\bar{i}_g \approx 5+$ 、固体で $\bar{i}_s = 10+$ であるのに、2° ずれた付近での \bar{i} は 23+~24+ となり、27+ のイオンもかなりある。さらに、1.5 MeV I イオンでは、0° 方向で $\bar{i}_g = 2+$ 、 $\bar{i}_s = 3+$ にくらべ、8° 付近では $\bar{i} = 16+$ に達する。このようなイオン電荷の角分布が生じるのは、重イオンの内殻電離が関係していることを示している。この測定は、電荷分布の確率だけであるが、この種の反応断面積をもとめることは、基礎的な面のみならず、加速器への応用面でも興味ありかつ大切な点である。応用面からみると、3 MeV VdG でも、ビーム方向から 2~3° ずれた点のイオンを使うと $\bar{i} \approx 23+$ で、 $\bar{i}/m = 0.18$ となり、十分サイクロトロンに入射出来る値である。

8. 二重電荷負イオン

これは荷電変換とは直接関係ない。通常タンデム VdG で使用されている負イオンは、中性原子に 1 個の余分な電子がついているマイナス 1 荷のイオンである。この負イオンに、さらに 1 個の電子を附加した二重電荷負イオン (マイナス 2 荷イオン) が出来れば、タンデム VdG でえられるイ

オンエネルギーはさらに増大する。(理論的に H^- は存在しないといわれているが)もし H^- を10 MV タンデム VdG で加速すると 30 MeV のエネルギーがえられ、通常の負イオン H^- でえられる 20 MeV よりも 50% 高いことになる。

Heidelberg¹⁵⁾では、PIG イオン源から直接ひき出される負イオンを調べているうちに、多くの1荷の負イオンにまじって、2荷の負イオンを見出した。これまで、 O^- , F^- , Cl^- , Br^- , I^- , Tl^- , Bi^- で数 nA がえられている。これらの発生機構はまだ解明されていないが、アーク中での電子衝突によるものである。この2荷の負イオンは荷電変換(電子捕かく)過程でも生成されるはずであり、もう少し定量的なデータがえられるだろう。負イオンは、electro-negative な性質の原子では生成される確率がたかい。もし、 U^- イオンがえられたとして、30 MV タンデム VdG (高エネルギー側の中間に1個フォイルをおく)で加速すると、平均電荷をもつUイオンに対するエネルギーは1050 MeV (4.5 MeV/amu)となり、かつ、電荷分布を考えると、かなりの強度の10 MeV/amu 程度のUイオンがえられる可能性がある。

この2荷の負イオンについては、まだまだ研究すべき点が多い。

9. おわりに

荷電変換過程は、原子衝突における基礎研究のテーマであるばかりでなく、重イオン加速器の設計には不可欠なものである。ターゲットでの電荷平衡時の平均電荷については経験式にもとずいてかなりの確度で知ることが出来るが、重イオンの荷電変換過程は非常に複雑で、理論的にはほとんど何もなされていないような状態である。従って、実験によるデータの蓄積が必要である。また、内殻電離が高い電荷のイオンをつくる上で大切な役割をしており、両者の関係をしらべることは興味ある点である。

References

- 1) Tawara H., Russek A.: Rev. mod Phys., 45, 198 (1973)
- 2) Nikolaev V. S.: Soviet Phys. -USPEKHI, 8, 269 (1965)
- 3) Betz H. D.: Rev. mod. Phys.
- 4) 俵 博之: タンデム領域の核物理 JAERI-1184 P. 11 (1969)
- 5) Datz S., Lutz H. O., Bridwell L. B., Moak C. D., Betz H. D., Ellsworth L. D.: Phys. Rev., A2, 430 (1970)
- 6) Bohr N., Lindhard J.: Kgl. Danske Videnskab, Selskab, Math. Fys. Medd., 28, No.7 (1954)
- 7) Betz H. D., Grodzins L.: Phys. Rev. Letters, 25, 211 (1970)
- 8) Walters D. L., Bhalla C. P.: Phys. Rev., A3, 1919 (1971); A4, 2164 (1971)
- 9) Fano U., Lichten W.: Phys. Rev. Letters, 14, 627 (1965)
- 10) 俵 博之: 「重イオンによる原子力の研究」 JAERI (1974)

- 11) 俵 博之: 日本物理学会誌, 29, 23 (1974)
- 12) Nikolaev V. S., Dmitriev I. S.: Phys. Letters, 28A, 177 (1968)
- 13) Pierce T. E., Blann M.: Phys. Rev., 173, 390 (1968)
- 14) Kessel Q. C.: Phys. Rev., A2, 1881 (1970)
- 15) Baumann H., Heinicke E., Kaiser H. J., Bethge K.: Nucl. Instr. Meth., 95, 389 (1971)

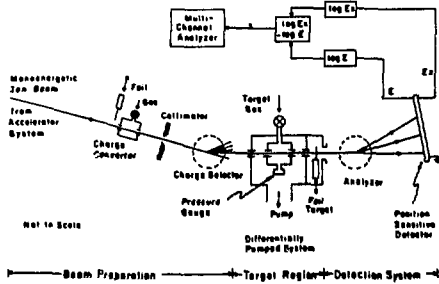


Fig. 1 An example of the experimental apparatus for charge state measurements.

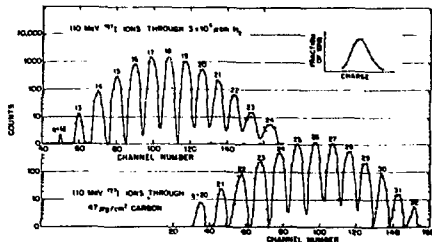


Fig. 2 Charge state spectra of 110 MeV I ions recorded with a position-sensitive detector.

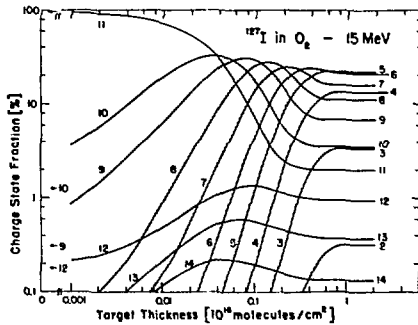


Fig. 3 Charge state distributions of 15 MeV I ions on O₂ gas as a function of the target gas pressure.

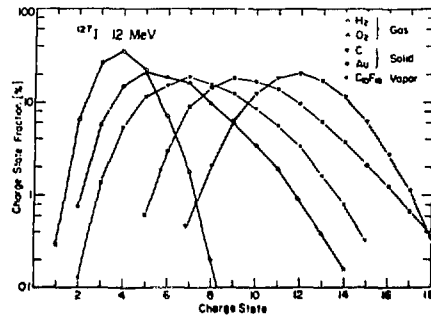


Fig. 4 Equilibrium charge distributions of 12 MeV I ions passing through various gas and foil targets.

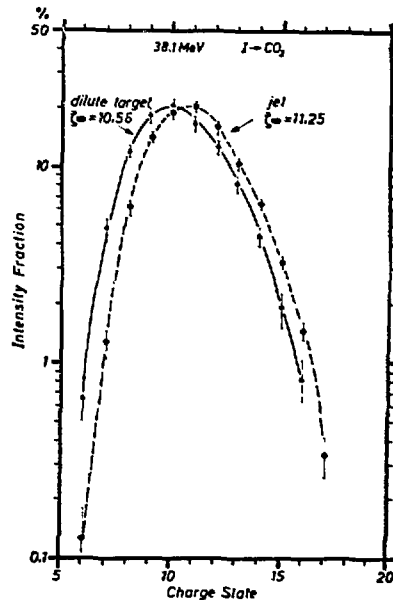


Fig. 5 Equilibrium charge distributions of 38 MeV I ions passing through gas and supersonic jet of CO₂.

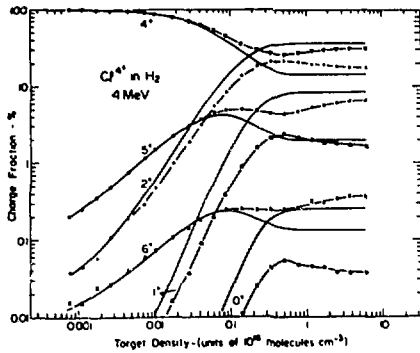


Fig. 6 Charge state distributions of 4 MeV Cl ions as a function of H₂ gas pressure. The solid lines are computed and the interrupted lines with symbols are measured.

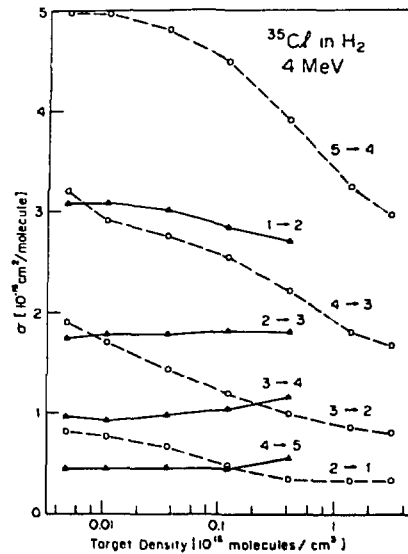


Fig. 7 Effective charge cross sections of 4 MeV Cl ions as a function of the gas pressure in the charge converter. The excitation energy of ions increases with increasing the gas pressure.

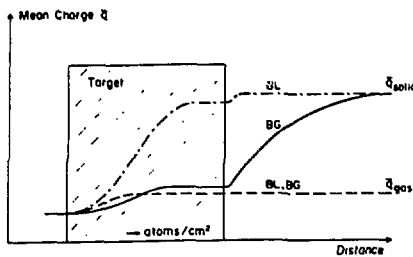


Fig. 8 Schematic illustration of the charge state of ions passing through gas and foil. BL: Bohr-Lindhard. BG: Betz-Grodzins.

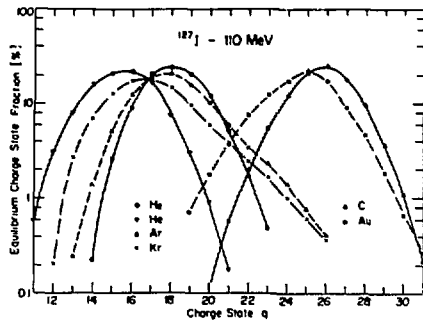


Fig. 9 Equilibrium charge distribution of 110 MeV I ions passing through various gas and foil targets.

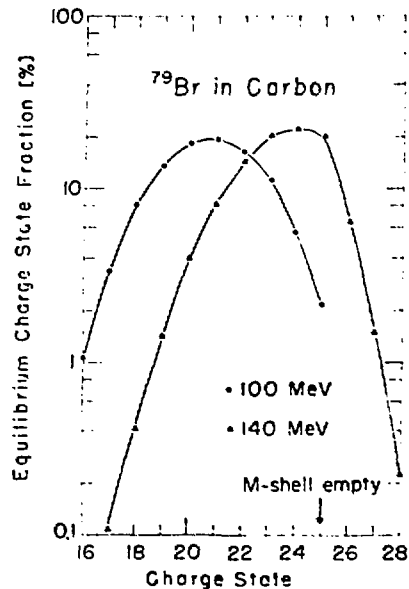


Fig. 10 Equilibrium charge distribution of Br ions stripped in a carbon foil.

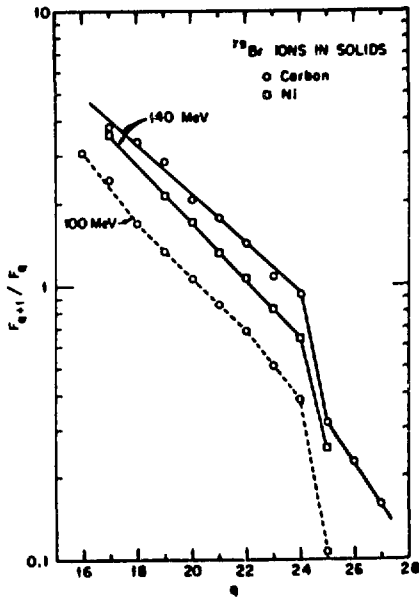


Fig. 11 A discontinuity in the charge fraction ratios for Br ions.

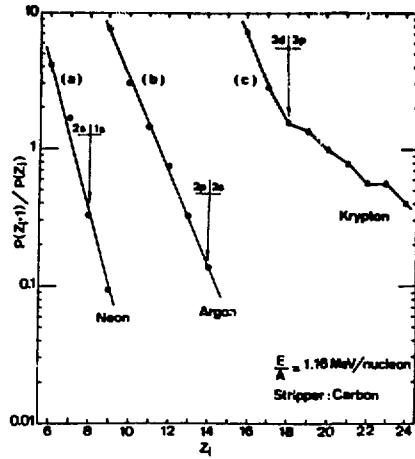


Fig. 12 A discontinuity in the charge fraction ratios for Kr ions.

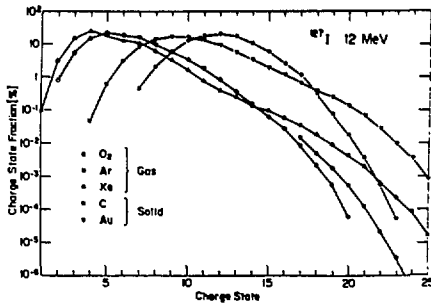


Fig. 13 Equilibrium charge distributions and high charge state tails of 12 MeV I ions.

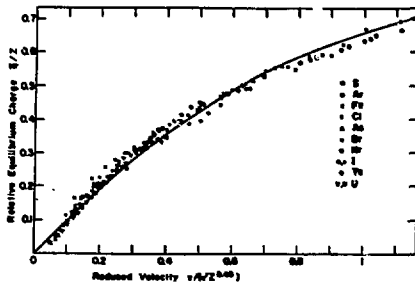


Fig. 14 Relative mean charge of various heavy ions passing through foils. The solid line represent the empirical formula by Nikolaev-Domitriev (eq. 4).

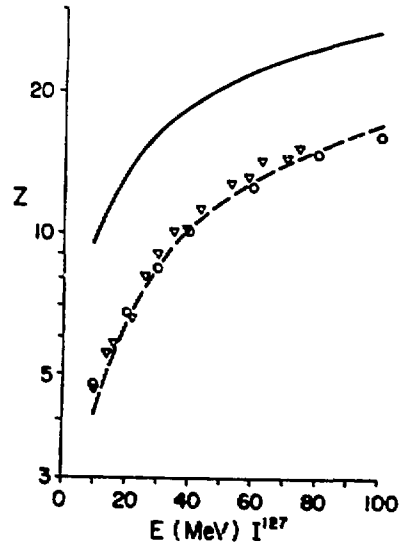


Fig. 15 Effective charges of I ions in gas and solid. The solid line: the mean charge in gas. The dashed lines: the mean charge in Ar gas¹³.

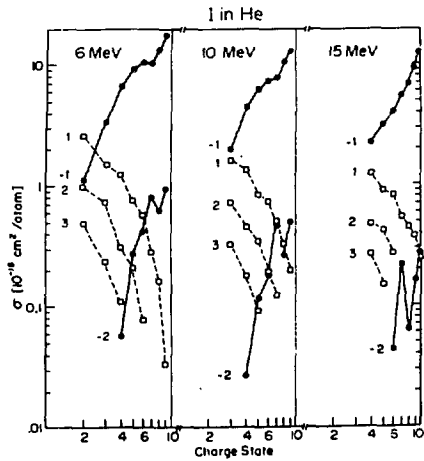


Fig. 16 Cross sections of electron capture (solid lines) and electron loss (dashed lines) ($i, i+n$) of I ions passing through He as a function of the initial ionic charge. The values of n are indicated near each curve.

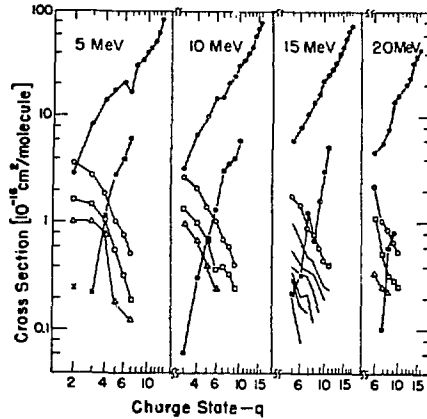


Fig. 17 Cross sections of electron capture (solid lines) and electron loss (dashed lines) ($i, i+n$) of I ions passing through O. : $n=-1$, : $n=-2$, : $n=1$, : $n=2$, : $n=3$, : $n=L$.

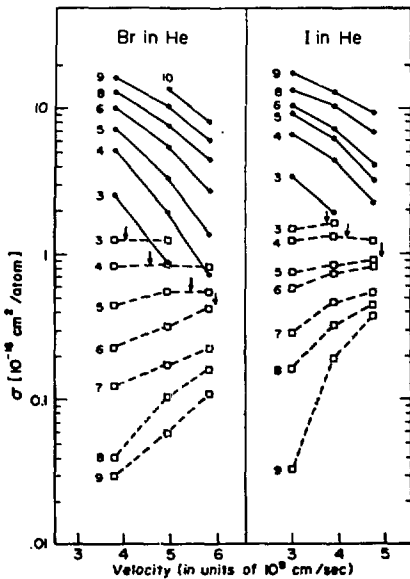


Fig. 18 Cross sections of a single electron capture and loss of Br and I ions passing through He gas as a function of the ion velocity. The initial ionic charge states are indicated near each curve.

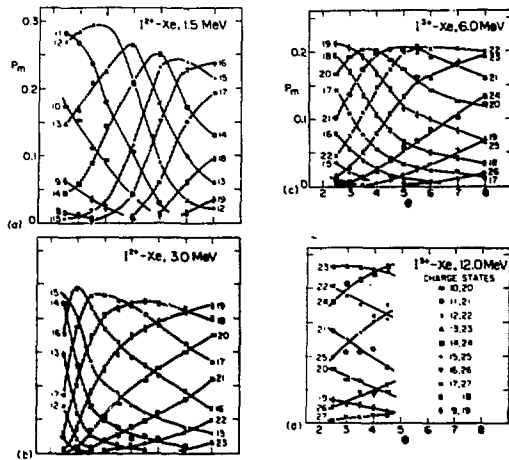


Fig. 19 Charge state fractions for the scattered I ions having charge m as a function of the scattering angle.