

JAERI-M
8675

電子衝突による多価イオン生成過程

1980年2月

織 田 暢 夫*

この報告書は、日本原子力研究所が **JAERI-M** レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

電子衝突による多価イオン生成過程

織田 暢夫*

(1980年1月9日受理)

現在利用されているか、または研究開発中の多価イオン源のうち、電子-原子衝突による電離作用を利用するものを取上げた。それらイオン源の作用の基礎となる物理定数、電離断面積、素過程について考察し、さらに各種多価イオン源の多価イオン生成過程について、それらの特徴を調べた。

* 東京工業大学原子炉工学研究所

この報告書は、昭和53年度に日本原子力研究所より東京工業大学に委託した調査の報告書を改めてまとめたものである。

Production Processes of Multiply Charged Ions
by Electron Impact

Nobuo Oda*

(Received January 9, 1980)

First, are compared the foil or gas stripper and the ion sources utilizing electron-atom ionizing collisions, which are practically used or are under development to produce multiply charged ions. A review is made of the fundamental physical parameters such as successive ionization potentials and various ionization cross sections by electron impact, as well as the primary processes in multiply charged ion production. Multiply charged ion production processes are described for the different existing ion sources such as high temperature plasma type, ion-trapping type and discharge type.

Keywords: Ion Source, Multiply Charged Ion, Ionization, Electron Impact, Electron-Atom Collision, Ion Production, Cross Section

*Research Laboratory for Nuclear Reactor,
Tokyo Institute of Technology,
Meguro-ku, Tokyo, Japan

This work was supported by a research contract of Japan Atomic Energy Research Institute with Tokyo Institute of Technology in fiscal year 1978-79. This report is herewith published for its value to scientific community.

目 次

1. 序論	1
1.1 はしがき	1
1.2 電子衝撃型イオン源と気体ないしフォイルストリッパーとの関連	1
1.3 電子衝撃型多価イオン源	2
2. 基礎パラメータと素過程	2
2.1 電離ポテンシャル	2
2.2 全電離断面積	3
2.3 部分電離断面積	3
2.4 逐次(多重)衝突の場合の電離断面積	3
2.5 内殻電離に続く過程	4
3. 多価イオン源中での多価イオン生成過程	5
3.1 高温プラズマイオン源	5
3.2 イオン閉じ込め型イオン源	7
3.3 放電型イオン源	8

Contents

1. Introduction
 - 1.1 Introductory Survey
 - 1.2 Relationship between Electron-Impact Ion Sources and Gas or Foil Stripper
 - 1.3 Electron Impact Multicharged Ion Sources
2. Fundamental Parameters and Elementary Processes
 - 2.1 Ionization Potentials
 - 2.2 Total Ionization Cross Sections
 - 2.3 Partial Ionization Cross Sections
 - 2.4 Ionization Cross Sections for Successive (Multiple) Collisions
 - 2.5 Processes following Inner-Shell Ionizations
3. Multicharged Ion Formation in Multicharged Ion Sources
 - 3.1 Hot Plasma Ion Sources
 - 3.2 Ion Containment Ion Sources
 - 3.3 Discharge Ion Sources

1. 序 論

1.1 はしがき

多価イオンをうる方法としては、電子衝撃による方法、レーザー照射による方法、気体ないしフォイルストリッパーを使う方法などがある。電子衝撃による方法は、これまで長く研究されてきたもので、いわゆる多価イオン源と呼ばれているものは全て原理的にはこの方法を用いている。電子衝撃による原子・分子のイオン化法も、電子の加速方法に関していくつかの方法に分類されるが、それらは後で述べられる。

レーザー照射による多価イオン生成法は、高出力レーザーを必要とするので、最近やっとその研究が軌道に乗ったところであるが、同位体濃縮やレーザー核融合開発の関連で、近年高出力レーザー開発の研究が急速に進んでいるので、この方法は近い将来に実用化する可能性が大きい。しかしその多価イオン生成過程に関する研究は非常に少ない。

高エネルギー多価イオン生成法として、現在実用的に使用されている気体ないしフォイルをストリッパーとして利用する方法がある。

この方法はもっとも簡単な方法であるが、いくつかの問題点があるので次にそれについて述べる。

1.2 電子衝撃型イオン源と気体ないしフォイルストリッパーとの関連

最近、非常に高い荷電状態のイオンをつくるイオン源開発研究がかなりの進歩を見せている。それらはEBIS (electron beam ion source) と ECR (electron cyclotron resonance) イオン源である。前者は主に Dubna, Texas A&M その他の場所で研究されており、後者は主に Grenoble で研究されている。

これらのイオン源は、Fig. 1 に示されるように高い荷電状態分布をもっているが、これまで利用されている放電型イオン源 (PIG - Penning Ion Gauge) でえられる低荷電状態イオンのイオン電流に比べて低いイオン電流しか与えない。そこでビーム電流と加速器の効率との両者を妥協させるもっとも保守的な方法として、イオン源から適当なビーム電流をもつ最高荷電状態を選択し、それを中間速度まで加速し、適当な物質 (気体ないしフォイル) を通過させることによってさらに軌道電子をはぎ取り、そのより高い荷電-質量比のイオンに調整された加速器でさらに最終速度まで加速するという方法が用いられている。

ストリッパーとして種々の物質がテストされたが、非常に興味深いことは、固体で低 Z 物質が最高の荷電状態分布を与えることである。とくに carbon 薄膜が重イオン加速器のストリッパーとして最適であることが Fig. 2 の例からも見られる。空気のような気体ストリッパーより Carbon のような固体ストリッパーの方がはるかに高い荷電分布を与えることは密度効果として古くから知られているが、そのメカニズムは未だ明らかになっていない。

現在は重イオン加速器用のストリッパーとしては carbon フォイルが一般に利用されているがこれが最上かつ最終的の選択とは考えられない。その主たる理由は、carbon フォイルは非常に薄く、阻止能の大きい多価重イオンビームに対して使用するときは大ビーム電流に対する耐久力が弱いことである。その場合には再び気体ストリッパーに帰らざるをえないのであるが、そのときには大電流に耐える一方、十分高い荷電状態をうることができないという難点がある。そこで最近試みられている方法が、重い(分子量の大きい)有機分子の蒸気をストリッパーとして利用する方法である。その場合、分子内の多重衝突の効果が密度効果の役割をするのである。多くの分子がテストされた結果、水素を含まない分子が最適であることがわかり、目下 fluorocarbon 物質が試みられている。Fig. 2 の Fomblin は fluorocarbon の商品名である。carbon フォイルに比べると荷電分布の点からは見劣りがするが空気よりはるかに高い荷電分布を与える。ホルミウムについて、入射エネルギーの関数としての the most probable charge state を、3種のストリッパーについて Fig. 3 に示す。

このようなストリッパーの開発研究はもちろん重要であるが、Fig. 2 からわかるようにストリッパーを通すごとに、ビームの荷電分布は広がり、さらに多重散乱によるビームの角度分布の広がりも加わり、重イオンビーム強度がかなり減少するので、できることなら初段のイオン源からできるだけ高い荷電状態のイオンビームが高い強度でえられることが望ましいことはいうまでもない。

1.3 電子衝撃型多価イオン源

電子衝撃型多価イオン源は、すべて電子-原子衝突による多価イオン生成に基づいており、素過程としては、直接電離、Auger 過程、および electron shake-off 過程が考えられる。

これらの素過程は中性基底状態原子と電子との衝突に対してのみならず、基底および励起状態のイオンと電子との衝突についても重要である。しかし、これらの素過程に関する情報は重イオンに関しては非常に乏しい。

さらに多価イオン源は、電子-原子衝突に関して3つのカテゴリーに分類される。

- i) 電離が1重衝突によっておこるイオン源。
- ii) 逐次電離衝突により多価イオンがつくられるイオン源。各衝突では1ケの電子が放出される。最終的多価イオンがえられるためには時間がかかるから、磁場によって 10^{-8} ~1 sec のオーダーイオンを閉じ込めておく必要がある。
- iii) i), ii)過程の両者が同時におこるタイプの放電型イオン源。

2. 基礎パラメータと素過程

2.1 電離ポテンシャル

電離ポテンシャル(IP)に関する理論計算は多いが、それぞれ限られた荷電領域に於てのみ

正しい近似を含む。Los Alamosの計算プログラム¹⁾²⁾とOak Ridge, Carlson et al.³⁾の比較的簡単な近似式があり、例えば、 Fe^{n+} の $n \leq 25$ に対するIPについて、Los Alamosプログラム、Carlson法、および実験値とは互いに1%以内で一致している。

IPの実験的測定も多くなされているが、 $n > 10-15$ の多価イオンに関する限り、次の理由で実験的興味が限られている。

- i) n が増加するにつれて電子衝突によるイオン電流が急激に減少する。
 - ii) 実測値は分光学的測定値と良く一致するので、それで十分代用されうる。
 - iii) 衝突チャンパー中には励起(ないし準安定)原子、イオンが存在し、それらはIPより小さいエネルギーで電離されるので、IPの測定はしばしば非常に困難である。
 - iv) IP近傍のエネルギー領域での電離断面積は非常に小さいので、イオン源でのイオン生成との関連が薄い。
- 分光学的データからえられたIPの値を、各電離度(n)について表Iに示す。⁴⁾⁵⁾

2.2 全電離断面積 (σ_T)

全電離断面積の測定は、それが中性原子に関する限り比較的易しいのでこれまで多くの測定がある。1966年までの実験データはKiefferとDunn⁶⁾に記述されている。

σ_T の入射電子エネルギー依存性は、全ての原子に対して類似の形をしており、thresholdで急に立上り、thresholdの2~3倍のエネルギーで最大になり、それから徐々に減少する。

そのときの入射エネルギー依存性はBethe式に合い、 $\sigma_T \propto E^{-1}$ (E : 電子エネルギー)。

σ_T の最大値は、元素に依存して0.8と $2-3 \times 10^{-16}$ cm²の間にある。

2.3 部分電離断面積

部分電離断面積は、生成イオン種毎に分けて測定する必要性から、生成イオンの引出し、質量分析器によるイオン選別測定を行なわねばならないため、その絶対値の精度を上げることはかなり難しい。また強度が弱いことから、多価イオンに対する断面積をうることは極端に困難である($n > 10$)。

実測値には文献7) - 16)がある。

Krの部分電離断面積 $\sigma_{0,n}$ (n = 電離度)を入射電子エネルギーの関数としてFig. 4に示す。¹⁶⁾

この図からsingle衝突で多価イオンを生成することは仲々困難であることがわかる。

2.4 逐次(多重)衝突の場合の電離断面積

電気、磁氣的トラップでイオンが十分長時間トラップされるときは、イオンは数回以上の多重衝突をうける。そのさい一番外側の電子が主に電離放出される。



それに対して、単一衝突で中性原子が A^{n+} になる電離衝突は



とかける。荷電が $(n-1)+$ のイオンの IP は、(2) で表わされる衝突に於ける IP ($0 \rightarrow n$) に比べると小さいので、比較的低エネルギーの電子で電離される。これが割合低エネルギーの電子エネルギーをもつイオン源で、逐次衝突により多価イオンが生成される原因である。Readhead et al. の実験によると、250eV 電子ビームでイオントラップを用いたイオン源では、 Xe^{10+} , Cs^{10+} , Ba^{10+} がつくられることがわかった。^{17) 18)}

(1) のタイプのイオンの電子衝撃による電離断面積の測定は、(2) のタイプの測定に比べて困難であるが、核融合との関連で最近盛んになってきた。

Review としては文献 19) - 21), 6) があり、文献リストとしては文献 22) が新しい。

多価イオンに対する電離断面積測定は実際上不可能なので (逐次衝突の場合)、断面積を求める多くの近似理論が提出されている。

それらの中で簡単なものとして Bethe の式がある。

$$\sigma_{n \rightarrow n+1} = \frac{1.6 \times 10^{-14}}{E_i(n \rightarrow n+1) \cdot E} \ln(E/E_i(n \rightarrow n+1)) \quad (\text{cm}^2) \quad (3)$$

E_i : 電離ポテンシャル (eV)

E : 入射電子エネルギー (eV)

非常に小さい n に対する実験値と比べた結果 (3) 式の $\sigma_{n \rightarrow n+1}$ は実験値の約 10 倍低い値を与えることがわかった。

2.5 内殻電離に続く過程

A single collision により多価イオンが生成する過程としてもっとも重要な過程は、Auger 過程と electron shake-off 過程である。両者とも内殻電離にともなう過程である。

i) Auger 過程

電子衝撃により内殻が電離されると、その空孔をうめるため、外殻電子が内殻に落ち込み、そのさい輻射過程 (特性 X 線放出) と Auger 過程とが競争過程としておこる。

輻射過程のおこる確率 P は、 $P_K = 10^{-6} Z^4$, $P_L = 10^{-8} Z^4$ のオーダーで、外殻に移るに従って急速に減少する。Auger 過程は逐次的に内殻から外殻に伝播し、多くの Auger 電子を放出して多価イオンを生成する確率が大きい。

一例として Xe^{20+} が Auger 過程で生成されることが報告されている。²⁴⁾ その他、Oak Ridge の Carlson グループがイオンセパレーターを用いて、オージエ効果の結果生成する多価イオンの収率を多くの原子について測定している。

ii) electron shake-off 過程

内殻電離にともなう多価イオン収率が Auger 過程のみでは説明できない場合がある。この余

分の外殻電離は electron shake-off で説明される。すなわち、内殻電離にともなう有効電荷および screening 定数の変化により、外殻電子は sudden perturbation を受け、励起される (shake-up) か電離される (shake-off)。

Ne についての sudden 近似による計算では、electron shake-off により、K 殻電離にともなう Ne^{3+} の 15%、 Ne^{4+} の 3%、 Ne^{5+} の 0.5% がこの過程の寄与である。²⁵⁾

electron shake-off に関する詳細な研究は、FOM 研究所の Van der Wiel により、衝撃電子のエネルギー損失 (0° 方向での) と、多価イオンとの同時計数法により行われた。たとえば文献 10) 参照。

Auger 過程と shake-off 過程に関する詳しい Review が Carlson により与えられている。²⁶⁾

3. 多価イオン源中での多価イオン生成過程

2 頁で述べられたように、イオン源中では 3 つのカテゴリーに対応する多価イオン生成過程がおこなわれているので、以下それらに従ってイオン源の種類を分類し、各種イオン源に対する多価イオン生成過程を考察する。

3.1 高温プラズマイオン源

このタイプのイオン源は 2 種類ある。

i) Electron cyclotron resonance (ECR) イオン源

プラズマ閉じ込め磁場 (ミラー磁場) 中に電子サイクロトロン周波数に等しいマイクロ波を導入すると、プラズマ中の電子は選択的にマイクロ波電力を共鳴吸収して高エネルギーとなり高温・高密度プラズマが発生する。適当な磁場によりイオンの閉じ込め時間が長くできるので、多価イオン源として用いられる。

このタイプのイオン源の研究は、フランス (ECR, MAFIOS, Super MAFIOS, ²⁷⁾ ²⁸⁾ ²⁹⁾ Tripple-MAFIOS³⁰⁾), アメリカ (ELMO,³¹⁾ INTEREM³²⁾) などで行われている。

ii) レーザーイオン源

高出力固体レーザーからの光ビームを数 nano 秒間固体表面に照射することにより超高温プラズマがえられる。³³⁾ ³⁴⁾

これら両者のイオン源内で、次の 2 つの過程がお互いにバランスしている。

1) 衝突電離:



2) 輻射再結合:



このプラズマの性質は、" Corona model " により説明できる。この model は、電子密度に

関して

$$n_e < 3.10^{13} E_i(n) T_e^{1/2} \quad (5)$$

が成立する範囲で正しい。

T_e : 電子温度 (eV)

$E_i(n)$: イオン A^{n+} に対する直接電離ポテンシャル (eV)

ECRイオン源 ($n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), レーザーイオン源 ($n_e \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 10^2 \text{ eV}$) では, このコロナモデルは充たされる。

多価イオンを生成するためには, さらに他の条件, すなわち電離がおこるに十分なだけ長いイオンの閉じ込め時間が必要である。

定常的イオン密度に到達するに必要な時間 τ は n_e に依存する。

$$n_e \cdot \tau \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s} \quad (6)$$

$n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ のときは, $\tau \approx 10^{-9} \text{ s}$ となり, レーザービームとプラズマとの相互作用時間より短かい τ となる。

この定常状態コロナモデルでは, 電子衝撃電離率は輻射再結合率に等しいので, 各荷電状態に対して

$$N_n \cdot n_e \cdot S_{n \rightarrow n+1} = N_{n+1} \cdot n_e \cdot \alpha_{(n+1) \rightarrow n} \quad (7)$$

$$\frac{N_{n+1}}{N_n} = \frac{S_{n \rightarrow n+1}}{\alpha_{(n+1) \rightarrow n}} \quad (8)$$

$S_{n \rightarrow n+1}$ = 電離係数

$\alpha_{n+1 \rightarrow n}$ = 輻射再結合係数

n = 荷電状態

N = イオン密度

S_n と α_n は T_e と $E_i(n)$ の関数である。それらに対する近似式は³⁵⁾

$$S_{n \rightarrow n+1} = \frac{9 \cdot 10^6}{E_i(n)^{3/2}} \frac{\lambda^{1/2}}{(4.88 + \lambda)} \exp(-1/\lambda) \quad (9)$$

$$\alpha_{n+1 \rightarrow n} = 5.2 \cdot 10^{-14} (1/\lambda)^{1/2} n [0.429 + \frac{1}{2} \log(1/\lambda) + 0.469 \lambda^{1/2}], \quad (10)$$

$$\lambda = T_e / E_i(n), \quad T_e, E_i(n) \quad (\text{in eV})$$

これらの式にもとづいて計算すると $T_e \geq 100 \text{ eV}$ では主なイオン成分は $n \geq 6$ となり, レー

レーザー照射プラズマから引き出されたイオンビーム中での C^{6+} の存在や Fe^{16+} の存在とも一致する (レーザー flux = $2 \times 10^{13} \text{ W cm}^{-2}$)。

ECR イオン源のような、イオン源から連続的に粒子が引き出される場合には、イオン閉じ込め時間は上述の定常状態がえられる程十分に長くない ($t < 10^{-6} \text{ s}$)。というのは、電子密度が非常に小さい ($n_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) からである。しかし、輻射再結合過程が無視できるかぎり、各イオン生成率は容易に計算されうる。例えば N^{7+} の生成率 (イオン数 / $\text{cm}^3 \text{ s}$) は

$$\frac{dN^{7+}}{dt} \approx n_e n_0 \sigma(0 \rightarrow 7) \langle v_e \rangle \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle v_e \rangle \approx 10^9 \text{ cm/s} : \langle E_e \rangle \approx 2 \text{ keV} \quad (\text{電子平均エネルギー}) \\ n_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3} \\ n_0 \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (P \approx 3 \times 10^{-6} \text{ Torr}) \\ \sigma(0 \rightarrow 7) \approx 10^{-22} \text{ cm}^2 \quad (\text{電離断面積}) \\ \text{相互作用体積} = 10^3 \text{ cm}^3 \end{array} \right.$$

なる条件で、この ECR イオン源は、毎秒 N^{7+} の flux $4 \times 10^{14} N^{7+}$ ($\sim 100 \mu\text{A}$) を供給する。

実際には、多価イオンの destruction として働らく再結合過程を考慮しなければならない。



のような多価イオンと中性原子との衝突は、低エネルギー (数 eV) では大きな断面積をもつので、一番大きな寄与をするだろう。すなわち、(12) に対する断面積 $\sigma \sim 10^{-15} \text{ cm}^2$ 。この過程による再結合率は、生成率の約 10% のオーダーになる。その他、より高い密度をもつ低荷電イオンとの衝突、 $T_e \sim 10 \text{ eV}$ の cold electron との衝突も考慮した計算が必要である。

3.2 イオン閉じ込め型イオン源

この型のイオン源では、イオンは十分長い間閉じ込められるので、逐次衝突による多価イオン生成が行われる。現在このタイプのイオン源は EBIS 型と呼ばれるもので、ソ連 (EBIS-1, EBIS-2, KRION-1)³⁶⁾、フランス (Orsay EBIS, CRYEBIS)³⁷⁾、ドイツ (MEBIS)³⁸⁾、TOFEBIS³⁹⁾ で研究されており、裸の原子を含む高電価イオンをうることを目的としている。

原理図が Fig. 5 に示されている。イオンは電子ビームのつくる空間電荷中に捕捉され、さらに軸方向上で電離チャンバーの両端に正電位をかけることによりイオンは長時間閉じ込められ、数 keV の電子ビームにより逐次電離された多価イオンが生成する。ソレノイドのつくる磁場はふつう 0.5 ~ 3 tesla、気体圧力を $10^{-9} \sim 10^{-12} \text{ torr}$ にし数 10 ~ 数 1,000 A の電子ビームを通す。捕捉時間中に生成した多価イオンを引出すため、軸方両端の正電位のうち引出し側の正電位をパルス的に取除いてイオンを引出す。

Orsay EBIS では、電子ビームエネルギー 5 keV、電流密度 $60 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ 、真空度 10^{-10} torr で、 Ar^{14+} 、 Xe^{21+} がえられている。

いま逐次電離断面積を $\sigma_{n \rightarrow n+1}$ 、2つの電離衝突の間の時間を $\tau_{n \rightarrow n+1}$ とすると

$$\frac{1}{\tau_{n \rightarrow n+1}} = n_e v_e \sigma_{n \rightarrow n+1} \quad (13)$$

電子ビームフラックス $j = n_e v_e$ であるから

$$j \tau_{n \rightarrow n+1} = \frac{1}{\sigma_{n \rightarrow n+1}} \quad (14)$$

n 価のイオンをうるため必要な時間の上限値は ($\tau(n)$),

$$\tau(n) = \frac{1}{j} \sum_0^n \frac{1}{\sigma_{n \rightarrow n+1}} \quad (15)$$

この値はいくつかのグループにより計算されたが、³⁹⁾⁴⁰⁾⁴¹⁾この式では他の電離過程が無視されていることや部分電離断面積の underestimate などにより実験値よりかなり大きい値となっている。

イオンの閉じ込め時間 τ_c は、径方向にイオンをトラップする電子ビーム空間電荷が生成する多価イオンにより中和されることによりきまる。中和時間 τ_N は電離チャンバー内の残留気体の圧力に強く依存するので、多価イオンをうるためには残留気体圧は非常に小さく保つ必要がある。³⁹⁾ そのとき、 τ_c は τ_N より小さくしなければならないが、 $\tau(n)$ よりは長くなければならない。

3.3 放電型イオン源

今まで利用された多価イオン源は、ほとんどアーク放電型イオン源である。 $n \leq 10$ の多価イオン源として利用できる。PIGとDuoplasmatronの2種類がその代表的なものである。

気体圧力は、PIGで 10^{-4} ~ 数 10^{-3} torr, Duoplasmatronで 10^{-2} ~ 10^{-1} torr である。

熱陰極PIGおよびDuoplasmatronでは、アーク電圧は100 - 500 volts, 冷陰極PIGでは1,000 ~ 2,500 volts である。

$3 < n < 7$ (数mA) 領域の多価イオンをうるためには、パルス型熱陰極PIGが他の型のものより優れている。

多価イオンは低圧に於てのみえられる。圧力を下げると、アーク電圧が上り、従って電子エネルギーが高くなり、荷電変換衝突確率も小さくなる。

このタイプのイオン源では、イオン閉じ込め時間 τ_c は短い。磁場の構造と放電体積の関係から、PIGの方がDuoplasmatronより τ_c が長くなる。

電子密度はアークパワーを増加させることにより高くなる。

全てのタイプの放電型多価イオン源において、single collision電離と逐次電離は同時におこり、各自の寄与を決定することは困難である。⁴²⁾

Duoplasmatronの特徴は、低アーク電圧と非常に高い電流密度であり、高い荷電状態イオンの存在を説明するためには逐次電離の寄与を考える必要がある。

冷陰極PIGは、高アーク電圧、低アーク電流が特徴であり、single collisionによる電離の寄与が大部分であろう。

熱陰極PIGでは、中間的アーク電圧とアーク内での高電流密度が特徴であり、1回の衝突で2、3ケの電子が放出されるという過程の寄与も含んだ逐次電離過程の寄与も無視できない。⁴³⁾ これを実証するような実験もある。

文 献

- 1) J. B. Mann, LASL report LA-DC 3690 (1967).
- 2) A. C. Larson, J. T. Waber, LASL report LA-DC 8508 (1967).
- 3) T. A. Carlson, C. W. Nestor Jr., N. Wasserman and J. D. McDowell, ORNL 4562 (1970).
- 4) G. E. Moore, Atomic Energy Levels, NBS Stand. Wash. 1949, 1952, 1957.
- 5) G. Herzberg, Molecular Spectra and Molecular Structure, London, 1955.
- 6) L. J. Kieffer and G. H. Dunn, Rev. Mod. Phys. 38, 1 (1966).
- 7) B. L. Schram, Physica 32, 197 (1966).
- 8) M. J. Van der Wiel, Th. M. El-Sherbini and L. Vriens, Physica 42, 411 (1969).
- 9) Van der Wiel, Physica 49, 411 (1970).
- 10) Van der Wiel and G. Wiebes, Physica 53, 225 (1971).
- 11) F. Fiquet-Fayard, J. Chim. Phys. 59, 439 (1962).
- 12) J. P. Ziesel and R. Abouaf, J. Chim. Phys. 64, 702 (1967).
- 13) R. Abouaf, J. Phys. 31, 277 (1970) ; 32, 603 (1971).
- 14) S. Okudaira, J. Phys. Soc Jpn. 29, 409 (1970).
- 15) S. Okudaira, Y. Kaneko, I. Kanomata, J. Phys. Soc. Jpn. 28, 1536 (1970).
- 16) F. A. Stuber, J. Chem. Phys. 42, 2639 (1965).
- 17) P. A. Readhead, Can. J. Phys. 45, 1791 (1967) ; 47, 2449 (1970).
- 18) P. A. Readhead and C. P. Gopalaranam, Can. J. Phys. 49, 585 (1970).
- 19) K. T. Dolder, "Case Studies in Atomic Collision Physics I", ed. E. W. McDaniel and M. R. C. McDowell (North-Holland) Chap. 5, p.249 (1969).
- 20) K. T. Dolder and B. Peart, Rep. Prog. Phys. 39, 693 (1976).
- 21) A. Burgess, H. P. Summers, D. M. Cochrane, and R. W. P. McWhirter, Mon. Not. R. Astro. Soc. 179, 275 (1977).
- 22) K. Takayanagi and T. Iwai, IPPJ-AM-7 (1978).
- 23) G. S. Janes, R. H. Levy, H. A. Bethe, and T. Feld, Phys. Rev. 145, 925 (1966).
- 24) F. Pleasonton and A. H. Snell, Proc. R.Soc.(London) 241A, 141 (1957).
- 25) T. A. Carlson and M. O. Krause, Phys. Rev. 140A, 1057 (1965).
- 26) T. A. Carlson, Radiat. Res. 64, 53 (1975).

- 27) B. Jacquot and C. Jacquot, IEEE Trans. NS-19, 2, 200 (1972).
- 28) P. Apard, S. Bliman and R. Geller, Nucl. Instr. Meth. 129, 357 (1975).
- 29) P. Briand, R. Geller, B. Jacquot, C. Jacquot and A. Theiss, Nucl. Instr. Meth. 127, 441 (1975).
- 30) R. Geller, IEEE Trans. NS-23, 2, 904 (1976).
- 31) A. Van der Woude, IEEE Trans. NS-19, 2, 187 (1972).
- 32) H. Tamagawa, I. Alexeff, C. M. Jones, N. H. Lazar, and P. D. Miller, IEEE NS-23, 2, 994 (1976).
- 33) N. J. Peacock and R. S. Pease. J. Phys. D 2, 1705 (1969).
- 34) C. Faure, A. Perez, G. Tonon, B. Aveneau, and D. Parisot, Phys. Lett. 34A, 313 (1971).
- 35) R. W. P. McWhirter, "Plasma Diagnostic Technics (Academic Press) Chapt. 5 (1965).
- 36) E. D. Donets, IEEE Trans. NS-23, 2, 897 (1976).
- 37) J. Arianer and C. Goldstein, IEEE Trans. NS-23, 2, 979 (1976).
- 38) R. Becker, H. Klein, and W. Schmidt, IEEE Trans. NS-19, 2, 125 (1972).
- 39) R. Becker and H. Klein, IEEE Trans. NS-23, 2, 1017 (1976).
- 40) J. D. Daugherty, L. Grodzins, G. S. Janes and R. H. Levy, Phys. Rev. Lett. 20, 369 (1968).
- 41) W. Schmit and R. Becker, Arbeitstagung Ionenguellen, Heidelberg, GSI Bericht 71-3 (1971).
- 42) H. Krupp, Nucl. Instr. Meth. 90, 167 (1970).
- 43) Yu. D. Pigarou and P. M. Morozov, Sov. Techn. Phys. 6 332 and 342 (1961).

Table 1

Values of the ionization energy $E_i^{(n+1)} - E_i^n = E$ of atoms and ions in eV

Atom	Degree of ionization (n)					
	1	2	3	4	5	6
H	13.597					
He	24.586	54.414				
Li	5.391	75.635	122.446			
Be	9.322	18.206	153.850	217.657		
B	8.297	25.149	37.920	259.298	340.127	
C	11.259	24.381	47.861	64.489	392.067	489.946
N	14.548	29.611	47.436	77.466	97.891	552.04
O	13.617	35.146	54.934	77.394	113.873	138.080
F	17.422	34.985	62.659	87.157	114.237	157.151
Ne	21.564	41.079	63.742	97.044	126.297	157.94
Na	5.139	47.30	71.66	98.902	138.627	172.36
Mg	7.646	15.034	80.134	109.318	141.262	186.898
Al	5.985	18.827	28.447	119.983	153.806	190.466
Si	8.151	16.342	33.466	45.140	166.762	205.157
P	10.484	19.72	30.156	51.354	65.007	
S	10.359	23.4	35.0	47.29	72.5	
Cl	13.017	23.80	39.912	53.462	67.81	96.70
Ar	15.759	27.628	40.908	59.806	75.02	91.32
K	4.340	31.817	45.747	60.909	82.6	90.741
Ca	6.113	11.870	51.218	67.196	84.39	109.0
Sc	6.561	12.80	24.75	73.9	92.0	
Ti	6.836	13.637	23.143	43.245	98.8	119.762
V	6.739	14.65	29.31	48.0	65.0	
Cr	6.765	16.49	30.95	50.0	73.0	
Mn	7.434	15.636	33.69	53.0	76.0	
Fe	7.897	16.182	30.647	57.1	78.0	102.0
Co	7.865	17.05	33.49			
Ni	7.634	18.15	35.16			
Cu	7.726	20.291	36.834			
Zn	9.393	17.96	39.70			
Ga	5.998	20.51	30.70	64.2		
Ge	7.885	15.93	34.21	45.7	93.4	
As	9.815	18.63	28.34	50.1	62.8	
Se	9.752	21.5	32.0	43.0	68.0	
Br	11.846	21.6	35.9	47.3	59.7	
Kr	13.999	24.57	36.947			
Rb	4.177	27.5	40.0			
Sr	5.694	11.027	42.8			
Y	6.527	12.23	20.5			
Zr	6.952	13.13	22.98	33.33		

Table 1 (continued)

Atom	Degree of ionization (n)					
	1	2	3	4	5	6
Nb	6.88	14.0	25.04	38.3	50.0	
Mo	7.089	16.15	27.13	45.4	61.2	
Te	7.28	15.26				
Ru	7.364	16.76	28.46			
Rh	7.45	18.07	31.05			
Pd	8.33	19.42	32.92			
Ag	7.576	21.48	34.82			
Cd	8.993	16.904	37.47			
In	5.786	18.86	28.03	54.4		
Sn	7.343	14.628	30.49	40.72	72.3	
Sb	7.848	16.5	25.3	44.1	56.0	
Te	9.009	18.6	31.0	38.0	60.0	
I	10.456	19.09				
Xe	12.129	21.208	32.121			
Cs	3.894	25.076	34.0			
Ba	5.211	10.001	35.5			
La	5.61	11.06	19.17			
Ce	5.57	10.85	19.70	36.715		
Pr	5.42	10.55				
Nd	5.45	10.73				
Pm	5.55	10.90				
Sm	5.6	11.07				
Eu	5.64	11.25				
Gd	6.16	12.1				
Tb	5.98	11.52				
Dy	5.93	11.67				
Ho	6.02	11.80				
Er	6.10	11.93				
Tu	6.18	12.05				
Yb	6.22	12.17				
Lu	6.15	13.9				
Hf	6.8	14.9				
Ta	7.88	16.2				
W	7.984	17.7				
Re	7.87	16.6				
Os	8.73	17.0				
Ir	9					
Pt	8.964	18.56				
Au	9.223	20.5				
Hg	10.437	18.751	34.2			
Tl	6.106	20.42	29.3	50.7		
Pb	7.415	15.028	31.93	42.31	68.8	
Bi	7.287	16.68	25.56	43.3	56.0	
Po	8.43					
Rn	10.746					
Ra	5.277	10.144				
Ac	6.9	12.1	20.0			
Th	6.2		20.2	28.6		
U	6.2					
Am	6.0					

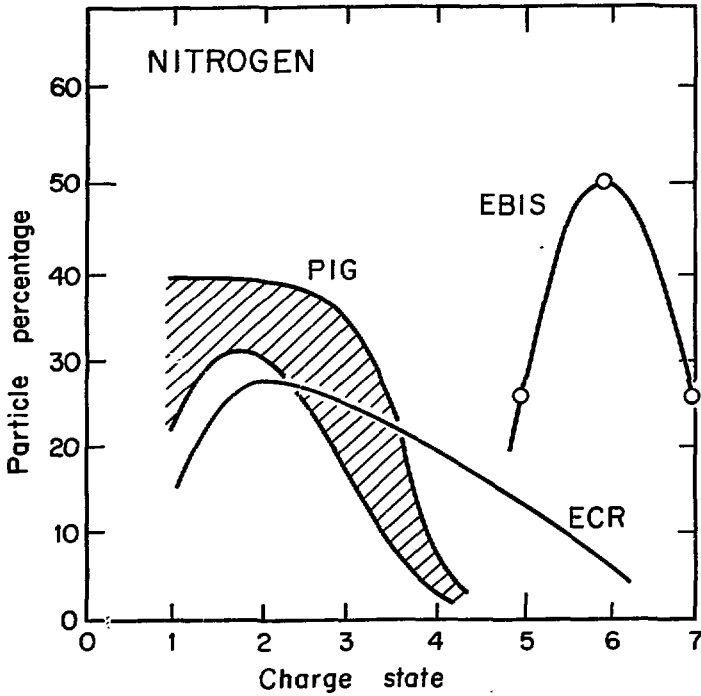


Fig. 1 Charge state distributions of three types of positive ion sources.

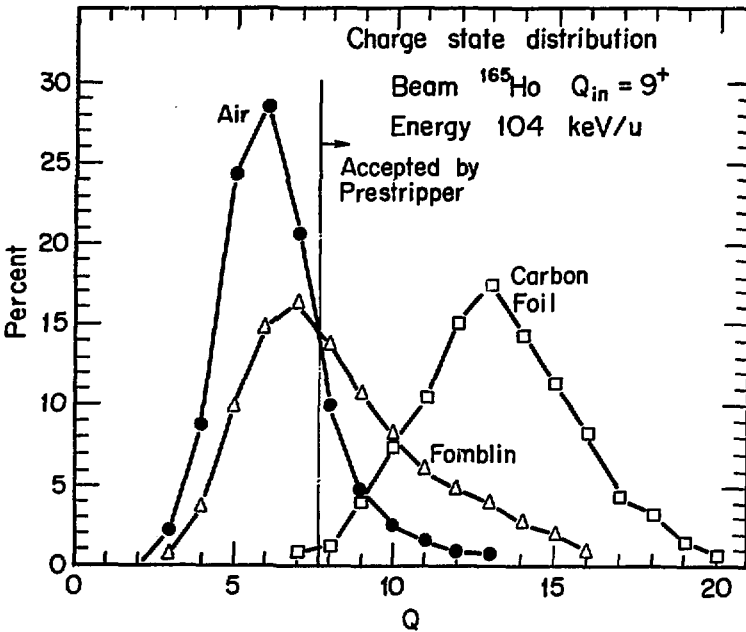


Fig. 2 Distribution of charge states obtained from a holmium beam when air, Fomblin, and carbon are used for stripping.

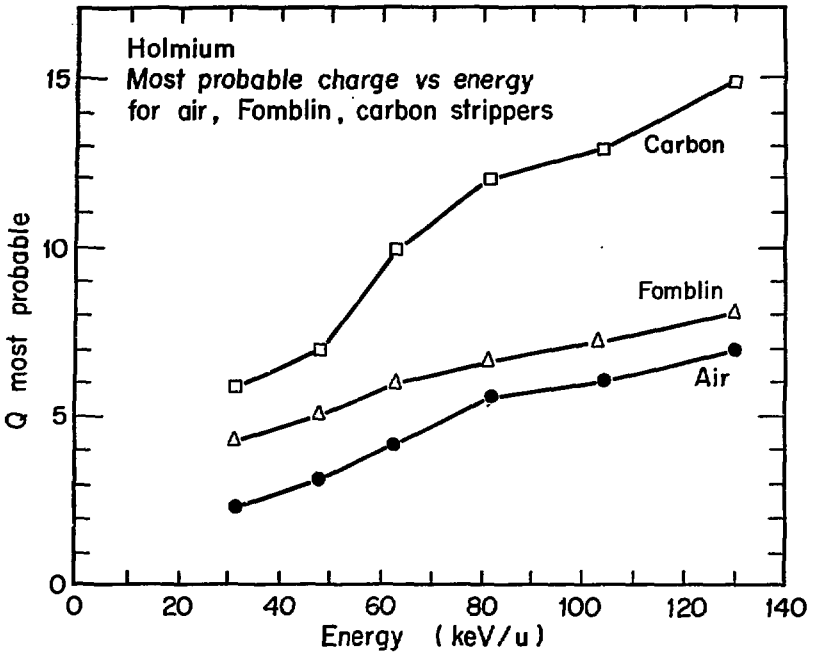


Fig. 3 Data summary of most probable charge vs energy for holmium with different stripping media.

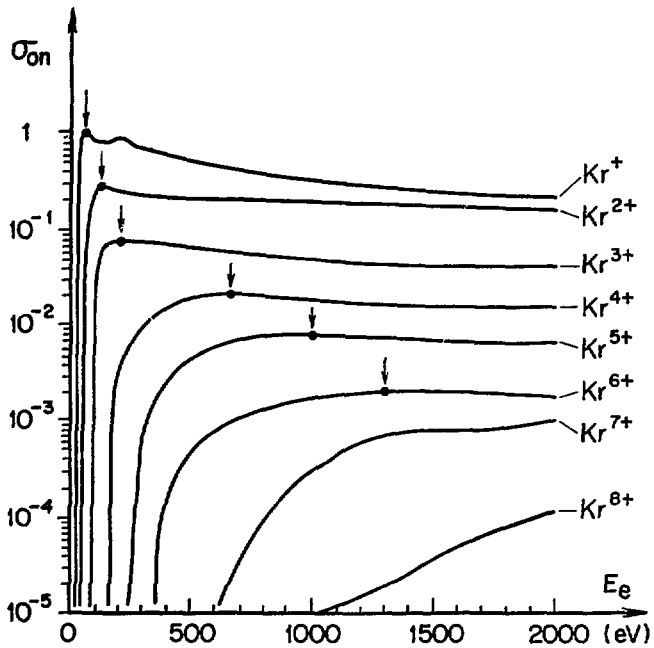


Fig. 4 Values of ionization cross section σ_{on} of krypton atoms as a function of impact energy E_0 for different values of n

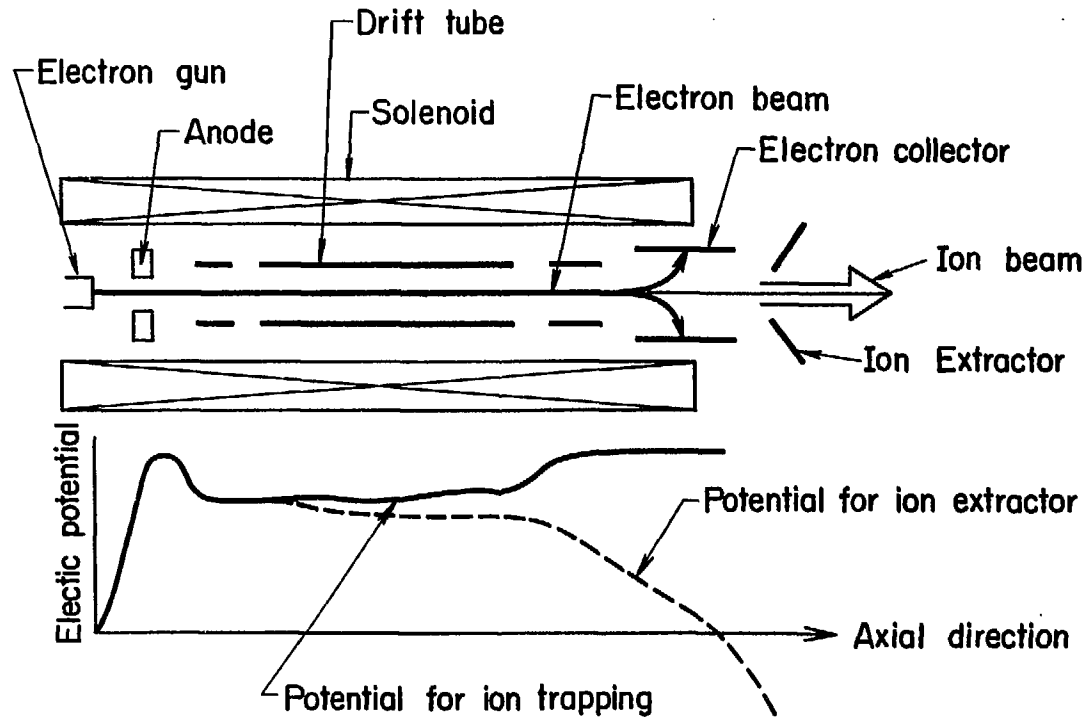


Fig. 5 Conceptual diagram of EBIS and Electric potential distribution in axial direction