

マイクロキャピラリーターゲットを用いた
多価イオンへの多電子移行過程の研究

Study of multiple electron transfer processes to
Highly charged ions with microcapillary targets

指導教官：山崎 泰規 教授
東京大学大学院 総合文化研究科
広域科学専攻 相関基礎科学系 山崎研究室
村越 大 (学籍番号 96941)

2001/01/19

目次

第1章	序論	5
1.1	背景と目的	5
1.2	金属表面から多価イオンへの電子移行過程	6
1.2.1	電子の感じるポテンシャル	6
1.2.2	Classical over barrier(COB) モデル	7
1.2.3	鏡像電荷によるイオンの加速	8
1.3	中空原子	11
1.4	マイクロキャピラリーターゲット	13
1.5	マイクロキャピラリーターゲットを用いた荷電分析実験	16
第2章	実験1	18
2.1	実験装置	18
2.1.1	EBIS イオン源	18
2.1.2	ビームライン	19
2.1.3	実験チェンバー	20
2.1.4	Microcapillary Target	23
2.2	実験結果	24
2.2.1	Xe ^{q+} (q=3,6,9) の荷電分布測定	24
2.2.2	Xe ⁶⁺ の散乱角度分布測定	27
2.3	実験結果の考察と実験2への導入	28
第3章	実験2	31
3.1	実験装置	31
3.1.1	ECR イオン源	31
3.1.2	ビームライン	31
3.1.3	荷電分析実験チェンバー	34
3.2	ビームの透過率	42
3.3	5 keV/q Xe ⁶⁺ (MCP ターゲット)	44
3.3.1	ビーム軸とターゲットの角度	44
3.3.2	5 keV/q Xe ⁶⁺ の散乱角度分布測定	44
3.4	5 keV/q Xe ⁶⁺ (Ni Microcapillary ターゲット)	50
3.4.1	Xe ⁶⁺ の荷電分布の測定	50
3.4.2	Xe ⁶⁺ の散乱角度分布測定	54
3.4.3	ターゲットを裏返した場合の 5keV/q Xe ⁶⁺ の散乱角度分布測定	58

3.4.4	1 keV/q Xe ⁶⁺ の散乱角度分布測定	59
第 4 章	まとめ	63
謝 辞		64
参考文献		65

目 次

1.1	座標	6
1.2	電子の感じるポテンシャル	7
1.3	classical over barrier model	9
1.4	H. Winter らによる Xe^{q+} ($1 \leq q \leq 33$) の斜め入射実験[4]	10
1.5	中空原子の生成過程	11
1.6	Briand らの Ar^{17+} の X 線分光実験 [5]	12
1.7	電子移行の開始から金属表面衝突までの時間	12
1.8	マイクロキャピラリーターゲットによる中空原子の引き出し	13
1.9	イオンの軌道とキャピラリ通過後のイオンの荷電状態の関係	14
1.10	荷電分析実験の概念図と 5 keV/q Xe^{6+} 入射の軌道計算	17
2.1	mini-EBIS の断面図	18
2.2	mini-EBIS-実験チェンバー間のビームライン	19
2.3	Wien Filter の構造	20
2.4	Wedge Meander Strip Anode PSD	21
2.5	PSD の直線性のテスト	22
2.6	Ni マイクロキャピラリー (不規則配列) の SEM 写真	23
2.7	800 eV/q Xe^{q+} 入射に対する荷電分布	24
2.8	Auger 緩和過程を考慮した Monte Carlo Simulation	25
2.9	Auger 緩和過程を考慮したシミュレーションとの照合	26
2.10	800 eV/q Xe^{6+} 入射の散乱角度分布	27
2.11	2.1 keV/u N^{6+} の散乱角度分布 [15]	29
3.1	RIKEN 14.5GHz Caprice の断面図	32
3.2	ECR イオン源-実験チェンバー間ビームライン	33
3.3	荷電分析実験チェンバーの構造図	34
3.4	荷電分析実験チェンバー内の写真	35
3.5	Delay Line Anode PSD	37
3.6	Delay Line Anode による位置検出機構	38
3.7	^{241}Am を使った PSD のチェック	38
3.8	マイクロチャンネルプレート (MCP)	39
3.9	ターゲットホルダー	40
3.10	ターゲットホルダーの回転方向	41
3.11	規則配列 Ni マイクロキャピラリーと MCP の透過特性	43
3.12	ビーム軸とチャンネル軸のズレによるイオンの分布の変化	45

3.13	チャンネル内のイオンの軌道と2成分	46
3.14	Mylar nano tube に 3keV Ne^{+7} を入射したときの荷電状態分布 [17]	46
3.15	MCP ターゲットを通過した Xe^{6+} ($q_f = 0, 1$)	47
3.16	MCP ターゲットを通過した Xe^{6+} ($q_f = 2, 3, 4$)	49
3.17	入射 Xe^{6+} の角度広がり	50
3.18	Ni マイクロキャピラリー (規則配列) の電子顕微鏡写真	51
3.19	Ni マイクロキャピラリーを通過した Xe^{6+} ($0 \leq q_f \leq 5$)	52
3.20	規則配列 Ni マイクロキャピラリーを通過した Xe^{6+} の荷電分布	53
3.21	入射 Xe^{6+} の角度広がり	54
3.22	Xe^{6+} の散乱角度分布 (2次元分布)	56
3.23	Xe^{6+} の散乱角度分布 (Y 方向射影)	57
3.24	入射 Xe^{6+} の角度広がり	58
3.25	ターゲットを裏返した場合の 5 keV/q Xe^{6+} の散乱角度分布	60
3.26	入射 Xe^{6+} の角度広がり	61
3.27	1 keV/q Xe^{6+} の散乱角度分布	62

第1章 序論

1.1 背景と目的

多価イオンと物質の相互作用において興味深いのは、運動エネルギーによる直接的なエネルギーの受け渡しではなく、イオンがもつポテンシャルが物質に対して影響を及ぼすことである。

イオン - 物質間の電子移行過程に関する先駆的研究は、1950年代 Bell Laboratory の Hagstrum によって行われ [1]、イオンのポテンシャルが引き起こす金属表面からの電子放出 (potential emission) の収量と電子のエネルギー分布は、イオンと金属表面が衝突する以前の電子移行に由来するものであることを突きとめた。potential emission は金属表面または表面上空でのイオンの中性化と脱励起を行うことで起こされることを、共鳴中性化、共鳴イオン化、Auger 中性化、Auger 電子放出の4つの電子移行過程を1価イオンについて当てはめて説明している。

1980年に Ryufuku らによって、多価イオンと気体標的間の電子移行については、古典的にポテンシャル障壁を乗り越えることによる電子移行が支配的であることが示された。これは、Classical over barrier model (COBm) と呼ばれており、その電荷移行断面積をよく説明できるモデルとして紹介されている [2]。1991年には、J. Burgdörfer によって多価イオンと金属表面の衝突に関して適用され [3]、1993年の H. Winter らによる Xe^{q+} ($1 \leq q \leq 33$) を Al 平板ターゲットにすれすれに入射して反射角を測定した実験などが、このモデルを支持する結果を示している [4]。

多価イオンが金属表面に接近すると、表面から多数の電子移行が起こる。このとき、電子は高励起状態に移行し、結果として、内殻に多数の空孔を残した状態になる。このような原子は中空原子 (Hollow Atom, HA) と呼ばれている。1990年に Briand らにより行われた、 Ar^{17+} を Ag 表面に衝突させて観測した K-X 線のスペクトルから、中空原子の生成が確認された [5]。しかし、観測された K-X 線は、COBm の予言するものではなく、金属表面下で生成された中空原子からの K-X 線であることが分かっている。このような中空原子を第二世代中空原子 (HA2) と呼び、一方、金属表面上空での多電子移行によって生成された直後を第一世代中空原子 (HA1) と呼んで、区別している。

1991年に Meyer らによって行われた N^{6+} や Ar^{q+} ($q = 7, 8, 9$) の Au ターゲットへのすれすれ入射による Auger 電子分光の実験では、そのスペクトルから HA1 からの信号を抽出できたという報告もあるが、実験的に証拠づけることは難しい [6]。これらのような、平板ターゲットに多価イオンを入射する実験では、イオンは自身の鏡像により金属表面にひっぱられるので、衝突はさげられない。したがって、実験的に HA1 からの信号を有意に観測することはできないことになる。

Yamazaki らは、平板ターゲットのかわりにマイクロキャピラリーをターゲットとすることで、中空原子を真空中に取り出すことができたと報告している [7]。また、キャピラリー

ターゲットを用いれば、中空「原子」ばかりではなく、中性化前の状態の中空「イオン」を取り出すことができる。すなわち中性化にいたるまでの過渡的な状態の荷電状態を調べることは、多価イオンと金属表面の多電子移行過程の理解に大きな寄与を与えると期待される。

1.2 金属表面から多価イオンへの電子移行過程

1.2.1 電子の感じるポテンシャル

金属表面付近の電子が感じるポテンシャルは、イオンの接近とともに変化する。ポテンシャルの変化が電子移行にどのような関わりをもつかは、以下のようなモデルを使って議論することができる。

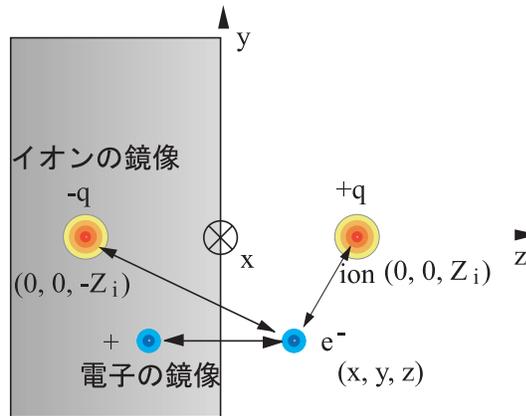


図 1.1: 座標

電子の座標を (x, y, z) 、 x - y 平面 ($z = 0$) に金属表面があり、 $z \geq 0$ は真空であるとする。そして、 $(0, 0, Z_i)$ に価数 q のイオンがあるととして、Fig.1.1 のような座標軸を定義する。 $(0, 0, -Z_i)$ にイオンの鏡像電荷を考えることにより、 $z = 0$ が等ポテンシャル面であるという境界条件を満たす。また、 $z \geq 0$ に電子があるとき、 $(x, y, -z)$ に電子自身の鏡像電荷も生じる。したがって、 $z \geq 0$ での電子の感じるポテンシャル $U(x, y, z)$ は、電子に対する、イオン、イオンの鏡像、電子の鏡像の 3 つの重ね合わせで表現され、式 (1.1) のように記述される。

$$U(x, y, z) = -\frac{1}{4z} - \frac{-q}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + Z_i)^2}} - \frac{q}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - Z_i)^2}} \quad (1.1)$$

式 (1.1) は、第 1 項は電子と電子の鏡像、第 2 項は電子とイオンの鏡像、第 3 項は電子とイオンの相互作用である。これを例えば、イオンを $(x, y, z) = (0, 0, 40)$ に固定して、図示すると Fig(1.2) の (a) のようになる。さらにイオンが金属表面に接近して $(x, y, z) = (0, 0, 20)$ のときのものが、Fig(1.2) の (b) である。ポテンシャルはイオンから金属表面におろした垂線上に鞍点をもち、イオンの接近とともに、鞍点は深くなっていることがわかる。

式 (1.1) より、鞍点の金属表面からの距離 Z_s とそこでのポテンシャル U_s は

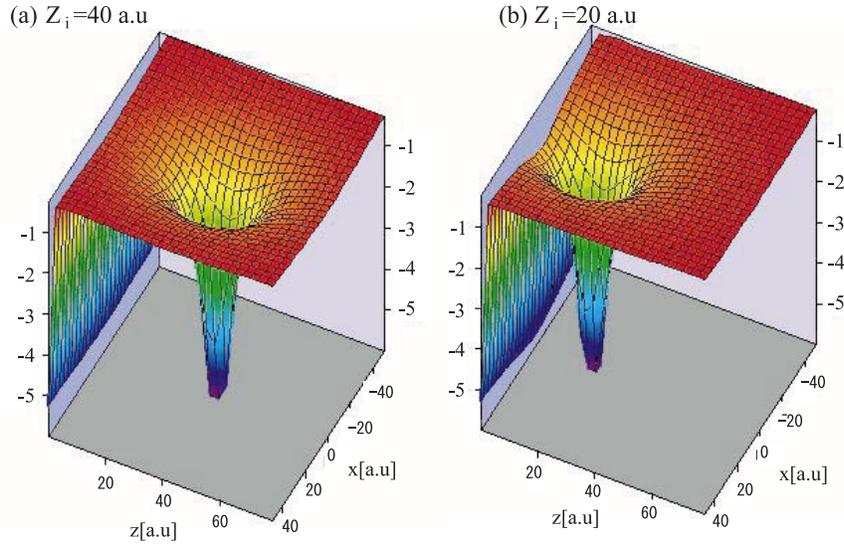


図 1.2: 電子の感じるポテンシャル

$$Z_s \sim \frac{Z_i}{\sqrt{8q}} \quad (1.2)$$

$$U_s \sim -\frac{\sqrt{2q}}{Z_i} \quad (1.3)$$

と表される。

1.2.2 Classical over barrier(COB) モデル

イオンへの移行に関わる電子は、伝導帯のフェルミエネルギー付近のものであり、イオンが金属表面に接近し、ポテンシャル鞍点が金属の仕事関数程度に下がると、伝導帯電子は、古典的にポテンシャル障壁を乗り越えることができるようになる。このような電子移行モデルは Classical over barrier(COB) モデルと呼ばれている。これは、もともと気体標的とイオンの衝突に対して Ryufuku らが提案したものを [2]、金属表面とイオンの電子移行に関して Burgdörfer らが適用、発展させたものである [3]。一方、イオンが金属表面から遠く、移行する電子に対してイオンと金属表面の間のポテンシャル障壁が高い場合は、電子移行はトンネリングによって行われるが、その確率はごく僅かである。

イオン-金属表面間の電子移行が古典的に可能になるイオン-金属表面間の距離 Z_c は、式 (1.3) で、 $U_s = W$ として、

$$Z_c \sim \frac{\sqrt{2q}}{W} \quad (1.4)$$

で与えられる。ポテンシャルを乗り越えた電子がイオンに捕獲されるには、移行した電子のエネルギー程度のイオンのエネルギー準位がなければならない。価数の低いイオンの場合

は、電子の移行先でのイオンの状態密度が離散的であるので、この古典的な電子移行が起こる確率は低く、トンネリングによる電子移行過程が重要になるが、多価イオンの場合、鞍点程度の高いエネルギーでの、イオンの状態密度が高いため、イオンと金属表面間のポテンシャル障壁をトンネリングする電子移行よりも、古典的にポテンシャル障壁の上を乗り越える電子移行が主流になる。イオンのエネルギー準位 E_n は、多価イオンと電子それぞれの鏡像電荷によって、 $q/2z - 1/4z$ ずつシフトしている。したがって多価イオンに捕獲された電子の主量子数を n_c とすると、

$$E_n = -\frac{q^2}{2n_c^2} + \frac{q}{2Z_i} - \frac{1}{4Z_i} \quad (1.5)$$

となる。いま、 $E_n = W$ であるので、式 (1.5) より、

$$E_n = -W = -\frac{q^2}{2n_c^2} + \frac{q}{2Z_i} - \frac{1}{4Z_i} \quad (1.6)$$

Z_i に式 (1.4) を代入し、 n_c について解くと、

$$n_c = \frac{q}{\sqrt{W}} \left\{ \frac{(1 + 2\sqrt{2})q - \frac{1}{2}}{\sqrt{2}q} \right\}^{-1/2} \quad (1.7)$$

ここで、 $q \gg 1/2$ であるから、上式は、

$$\begin{aligned} n_c &= \frac{q}{\sqrt{W}} \left\{ \frac{(1 + 2\sqrt{2})q}{\sqrt{2}q} \right\}^{-1/2} \\ &= \frac{q}{\sqrt{W}} \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{(1 + \sqrt{8})\sqrt{q}}} \\ &= \frac{q}{\sqrt{W}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2(1 + \sqrt{\frac{q}{8}})}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

となり、 $W \sim 0.2$ a.u. 程度であるような金属に対しては、だいたい

$$n_c \sim q \quad (1.9)$$

である。例えば、 Xe^{6+} が Al 表面から 20 a.u に接近したときの電子の感じるポテンシャルと式 (1.5) から計算したイオンのエネルギー準位を図にすると、Fig.1.3 のようになる。ポテンシャルの鞍点は Al の仕事関数程度に下がり、電子移行が可能になる。そして、 $n=8$ のエネルギー準位に捕獲されると考えられる。

1.2.3 鏡像電荷によるイオンの加速

金属表面上空において、鏡像電荷による加速のため、イオンが獲得する運動エネルギーは、入射イオンと金属表面間の距離および、イオンの価数の関数として表される。

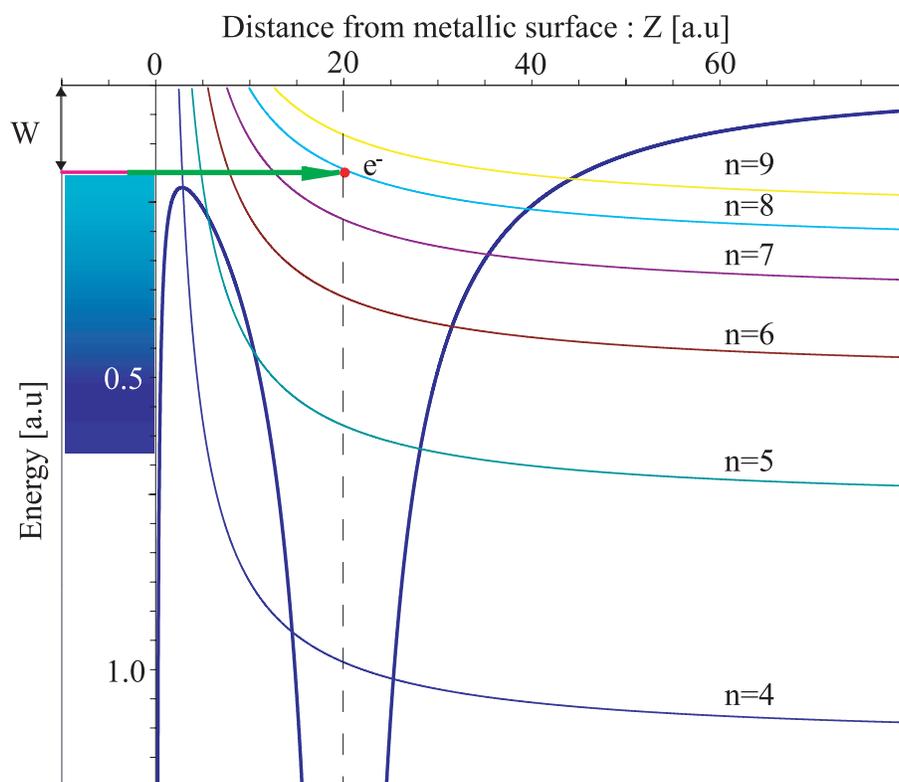


図 1.3: classical over barrier model
 Xe^{6+} が Al 表面から $Z_c = 20 \text{ a.u.}$ に接近したときのポテンシャルとイオンの Z_i の関数としてのエネルギー準位。
 W は Al の仕事関数で $W \sim 0.15 \text{ a.u.}$ である。

$$\Delta E = \int \frac{q^2(z)}{4z^2} dz \quad (1.10)$$

COBモデルから、最初の電子移行が起こる距離 Z_c は、

$$Z_c(q) = \frac{\sqrt{2q}}{W} \quad (1.11)$$

で与えられる。イオンへの電子移行は、金属表面への接近に対して同様に表現された距離で最初の電子移行後も段階的に進むとすると、イオンは中性化されるまでに、

$$\Delta E = \frac{W}{3\sqrt{2}} q^{3/2} \quad (1.12)$$

で与えられる運動エネルギーを獲得する。鏡像電荷によるエネルギー付与を求める実験として、H. Winterらは、 Xe^{q+} ($1 \leq q \leq 33$) イオンをAl表面にすれすれ入射させ、鏡面反射してきた粒子の散乱角を測定した。(Fig. 1.4) イオンは鏡像電荷により金属表面方向に加速されながら、電子を受け取り中性化する。中性化後は金属表面へ衝突するまで直進し、鏡面反射される。反射して金属表面から遠ざかっていくときは、中性化前と違って、反射粒子に鏡像力は働かないので、エネルギーを受け取ることはない。したがって、反射粒子の散乱角は、入射粒子が中性化するまでに鏡像電荷により受け取った金属表面に垂直な方向のエネルギーを反映している。彼らは、中性粒子を入射したときの反射粒子と、イオンを入射したときの反射粒子の分布を比較した (Fig.1.4(B))。そして、入射イオンの価数ごとに、金属表面方向に受け取ったエネルギーをもとめた (Fig.1.4(C))。この結果は、COBモデルから導いた鏡像電荷によってイオンが受け取るエネルギーの式 (1.12) をよく再現している [4]。

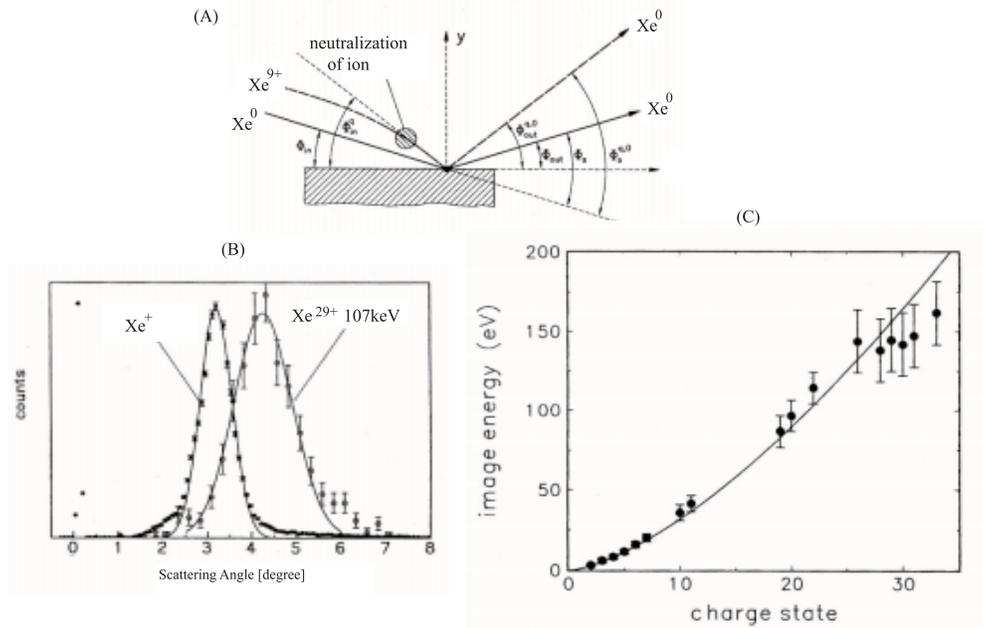


図 1.4: H. Winter らによる Xe^{q+} ($1 \leq q \leq 33$) の斜め入射実験[4]

また、Meyer らが行った Pb を入射粒子にした実験でも、鏡像によるエネルギーゲインが、入射イオンの価数 q の $3/2$ 乗に比例することが確かめられている [8]。

1.3 中空原子

金属表面にイオンが接近していくとき、式 (1.4) で表される距離で最初の電子移行が起こると、捕獲した電子によりイオンの価数が 1 つ下がる。すると、金属表面から次の電子を受け取るのは、式 (1.4) で q を $q-1$ とした距離にイオンが近づいたときになると考えられる。そして、次の電子、その次の電子という電子移行が、イオンが完全に中性化するまで次々に起こっていき、この電子移行はイオンが金属表面に衝突する前に完了すると考えられる。つまり、イオンが電子を高励起状態に捕獲して中性化しても、内殻にはまだ電子が詰まっている状態が存在可能である。このような原子を中空原子と呼んでいる。

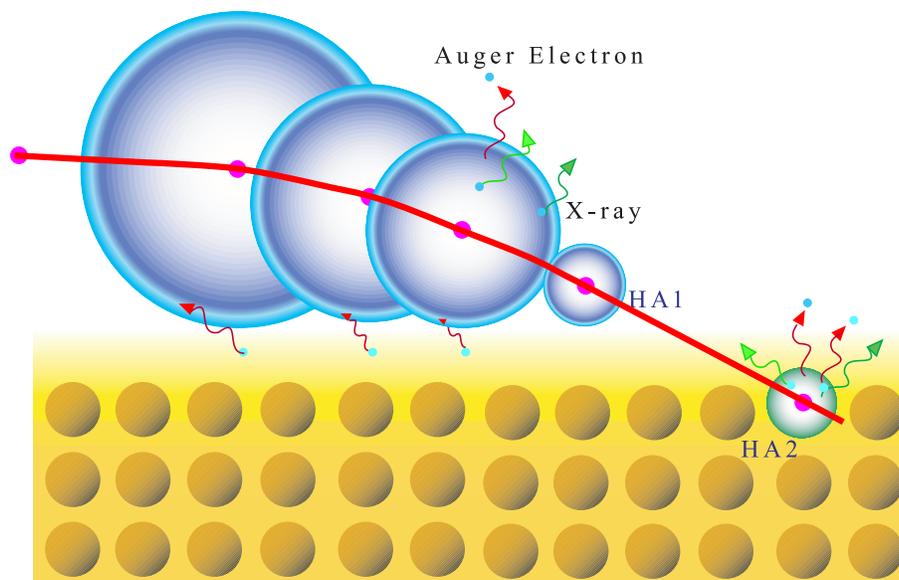


図 1.5: 中空原子の生成過程
多価イオンは鏡像電荷によって金属表面方向に引っ張られ、
高励起状態に電子を捕獲していく。

中空原子の電子状態は、中空原子の生成から金属表面に衝突するまでの間に放出される Auger 電子や蛍光を観測することにより知ることができる。Briand らがおこなった Ar^{17+} を Ag 表面に入射したときの、X 線高分解能分光実験では、K 殻に空孔を残したまま、L 殻がすべて詰まった原子状態が観測されている (Fig.1.6)[5]。

最初の電子移行から中性化して衝突するまでの時間は、数 10keV のイオンの場合、表面に対して入射した角度によって 10^{-15} から 10^{-14} sec である。表面上空で生成された中空原子 (HA1) が真空中に存在できる時間は実質この時間内に限られる。一方で、高励起状態に捕獲された電子は、Auger 緩和によって下の準位に落ちていくが、Auger 緩和によって電子がイオンの内殻を満たすには、 10^{-15} から 10^{-13} sec 程度かかる。

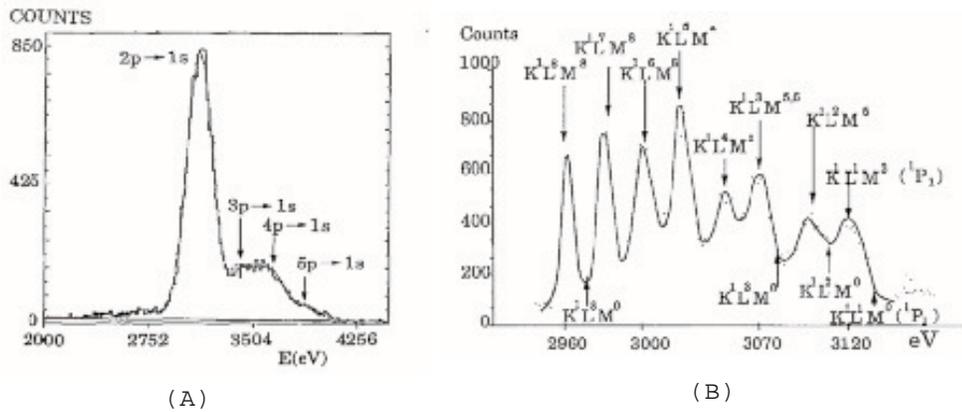


図 1.6: Briandらの Ar^{17+} の X 線分光実験 [5]

金属表面に対しイオンを浅く入射することで衝突までの時間を稼ぐことにより、中空原子の Auger 電子分光や X 線分光を試みる研究がさかんに行われているが、表面上空のイオンからの信号と、表面に衝突時の、もしくは表面衝突後のイオンからの信号を区別することは容易ではない。なぜならば、イオンは鏡像電荷により金属表面方向に加速され、たとえ金属表面に対して平行にイオンを入射したとしても、必ず金属表面に衝突してしまうからである。式 (1.10) を用いると、価数 q の入射イオンが、最初の荷電変換をしてから、表面に衝突するまでの時間を見積もることができる。これを Fig.1.7 に示した。イオンは $Z_c(q)$ に達するまでにすでに鏡像電荷による加速を受けており、 $Z_c(q)$ 以後も荷電変換の進行に伴って加速を受ける。したがって遅くとも、 10^{-13}sec 後には金属表面に衝突することになる。この時間内で中空原子が基底状態に緩和することは困難である。

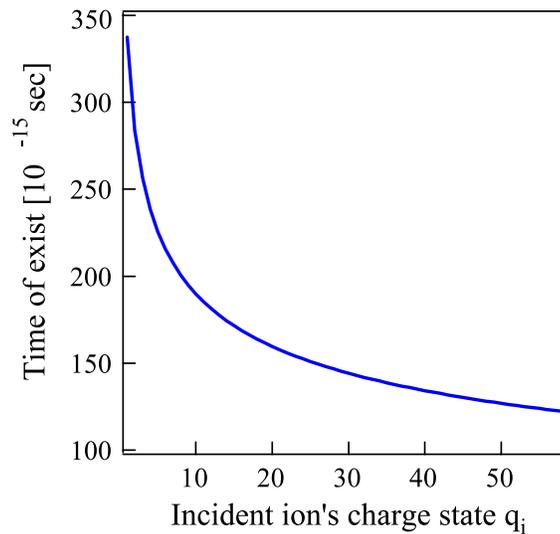


図 1.7: 電子移行の開始から金属表面衝突までの時間

1.4 マイクロキャピラリーターゲット

1.3で述べたとおり、平板ターゲットにイオンを入射する実験では、表面上空で生成した中空原子は、鏡像電荷によって全て表面に衝突してしまう。したがって、観測できるのは、電子移行がはじまってから金属表面に衝突するまでの、長くても 10^{-13}sec の時間に限られる。Yamazakiらは、平板ターゲットのかわりにマイクロキャピラリーをターゲットとすることで、中空原子(中空イオン)を真空中に取り出すことができたと報告している (Fig.1.8)。そして、 Ne^{9+} の K 殻空孔寿命の測定をし、基底状態の K 殻空孔よりも 6 桁も長いことを見出した [7]。

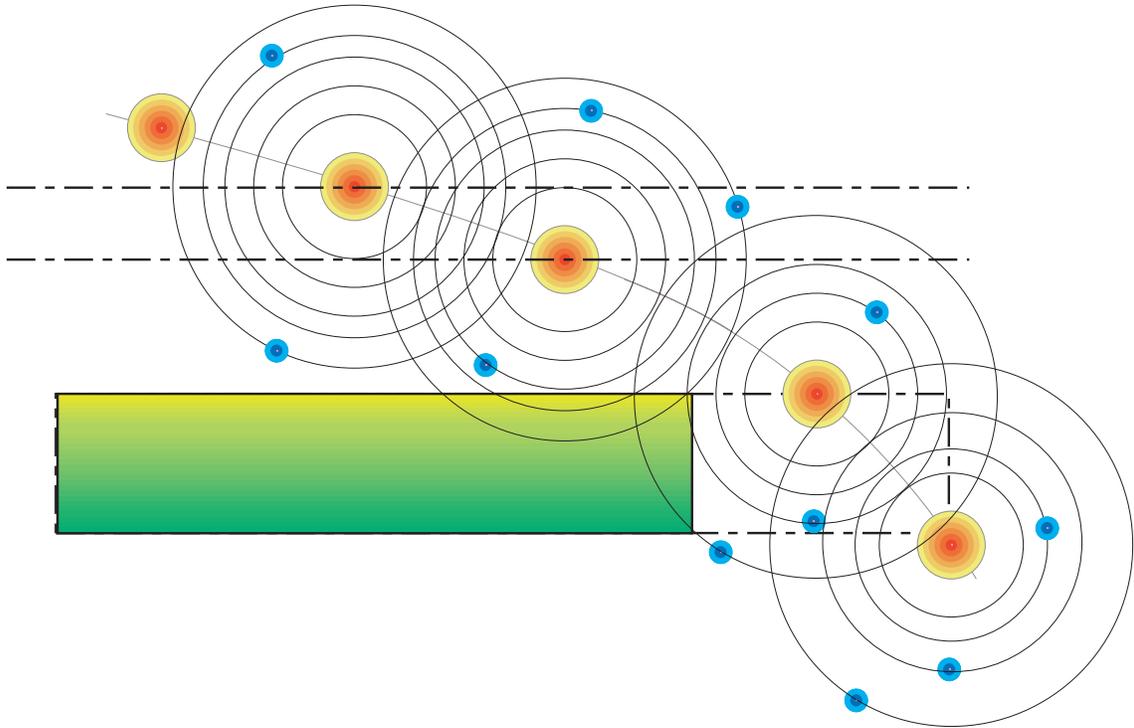


図 1.8: マイクロキャピラリーターゲットによる中空原子の引き出し

多価イオン-金属表面間の距離と電子移行

中空原子ばかりではなく、マイクロキャピラリーターゲットを用いることにより、イオンをいろいろな荷電状態に取り出すことができる。金属表面から多価イオンへの電子移行がイオンの価数とその間の距離に依存するとする。斜め入射するイオンは金属表面に接近するにつれて電子捕獲していくが、中性化が終了する前に、金属表面が終端を迎えるならば、イオンはそれ以上電子を受け取ることはない。すなわちキャピラリーを抜けてきたイオンの最終的な荷電状態は中性だけではない。言い換えれば、入射するイオンの軌道がキャピラリーにどれだけ近いかで、中性化しないでキャピラリーを抜けてくるイオンの荷電状態が決まるはずである。

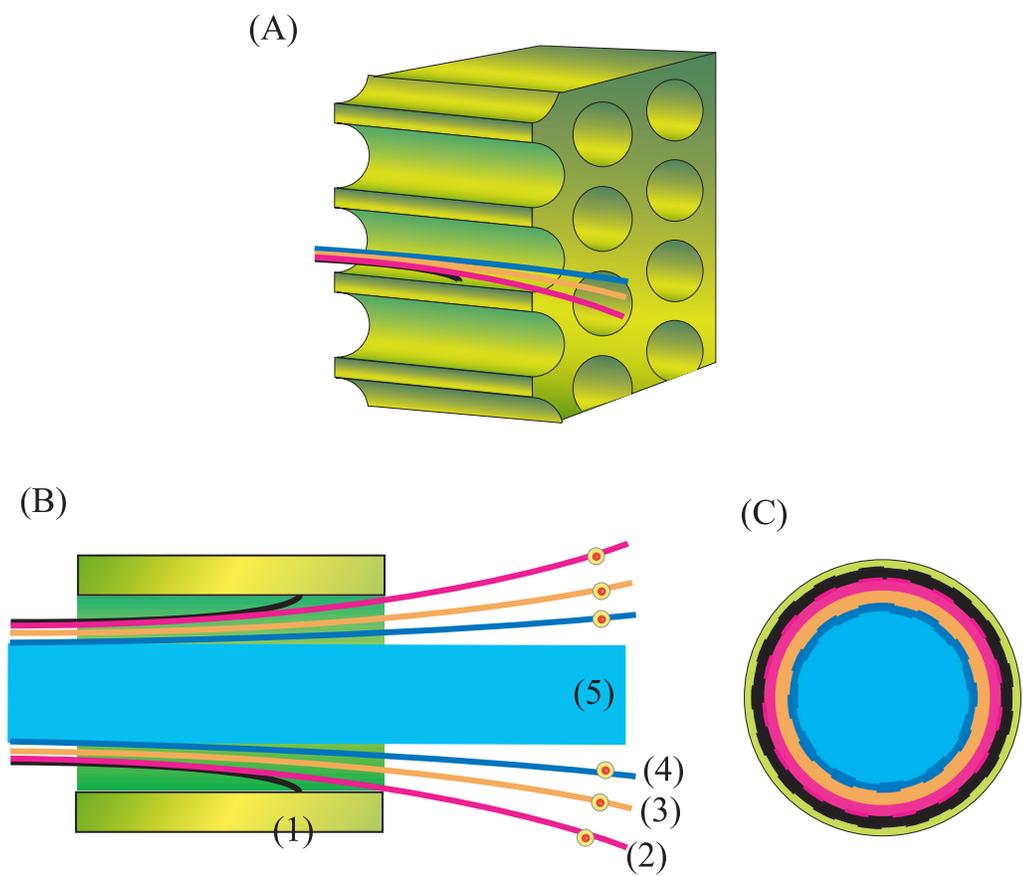


図 1.9: イオンの軌道とキャピラリ通過後のイオンの荷電状態の関係

- (A) マイクロキャピラリー
- (B) マイクロキャピラリーの断面
 - (1) 中性化後表面に衝突 (2) 中性化して脱出 (中空原子)
 - (3) 捕獲電子数:大 (4) 捕獲電子数:小 (5) 電子捕獲なし
- (C) マイクロキャピラリーを入射側から見た図。
色分けされた円環は (B) でのイオンの軌道に対応。

キャピラリーを通過したイオンの荷電状態

Fig.(1.9) にイオンの軌道とキャピラリー通過後のイオンの荷電状態の関係を表す模式図を示した。(B)において、(1)のようにキャピラリー入射時に円筒壁面に近いと平板ターゲットの場合と同じように中性化され、衝突する。(2)は中性化して衝突寸前にキャピラリーを脱出したもの。(3)および(4)の軌道はともに荷電変換をして、中性化するまえにキャピラリーから脱出したものである。ただし、(3)の軌道のイオンのほうが表面により接近したので、捕獲電子数は多くなる。また、(5)は電子移行が可能になる距離まで接近する前にキャピラリーから脱出してきたもので、入射ビームと荷電状態は同じである。(C)は(B)を入射側から見たもので、それぞれの円環は(B)における軌道による荷電状態の違いを、チャンネル内壁の一周分に拡張したものである。つまり、キャピラリーを通過してきたイオンの荷電状態の割合は、この図の円環の面積の比になると考えることができる。したがって、キャピラリーの内径が小さいほど、電子捕獲をして出てくるイオンの割合が増える。また、キャピラリーのアスペクト比が大きいと(1)の面積が増えることになるので、イオンにとって実質的には内径が小さくなったのと同じになる。

ここまでの定性的な議論を踏まえると、金属表面から電子移行が始まる距離 $Z_c(q)$ (式(1.4))を用いることで、キャピラリーを通過してきた全てのイオンに対する、それぞれのイオンの荷電状態 q_f の割合を求めることができる。キャピラリーの内径(半径)を ρ 、入射イオンの荷数を q とすると、荷電変換をしてキャピラリーを脱出してくるイオンの割合は、

$$\begin{aligned} F(q) &= \frac{\rho^2 - (\rho - Z_c(q))^2}{\rho^2} \\ &\sim \frac{2Z_c(q)}{\rho} \end{aligned} \quad (1.13)$$

で表され、たとえば内径 200nm のキャピラリーに対して 6 荷イオンが入射すると、99% は荷電変換せずに通過し、1% が荷電変換することになる。荷電変換したイオンの最終的な荷電状態 q_f とすると、キャピラリーを通過した全てのイオンに対する、価数 q_f になったイオンの割合 $F(q_f)$ は、

$$\begin{aligned} F(q_f) &= \frac{(\rho - Z_c(q_f))^2 - (\rho - Z_c(q_f + 1))^2}{\rho^2} \\ &\sim \frac{2\rho(Z_c(q_f + 1) - Z_c(q_f))}{\rho^2} \\ &\sim \frac{\sqrt{8(q_f + 1)} - \sqrt{8q_f}}{W\rho} \end{aligned} \quad (1.14)$$

と求めることができる。式(1.14)は、 $F(q_f)$ が q_f に関して単調減少であることを示している。

鏡像電荷によるキャピラリーを通過したイオンの加速

前節の議論から、キャピラリーを通過するイオンの荷電状態と鏡像電荷による表面方向のイオンの加速を関連させることができる。すなわち、Fig.(1.9)において、イオンが多数の

電子を捕獲してキャピラリーを出てくるには、キャピラリ内壁に接近しなければならない。イオンはキャピラリー内で鏡像電荷により内壁に引っ張られるので、出てくるイオンは、捕獲した電子数が多いほど円筒の外側方向に大きな角度広がりをもっているはずである。式 (1.10) および式 (1.11) を用いると、それぞれの荷電状態 q_f について、鏡像電荷によってイオンが得たエネルギーを求めることができる。

1.5 マイクロキャピラリーターゲットを用いた荷電分析実験

本研究では、東大駒場の EBIS (Electron Beam Ion Source) と理化学研究所 (RIKEN) の ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) をイオン源として、それぞれ実験をおこなったが、基本的な実験手法は同じであるので、ここでまとめて議論する。Fig.1.10(a) に 5 keV/q Xe^{6+} 入射の場合を例にした、荷電分析実験の概念図を示す。実験チャンバー内には、キャピラリーターゲットを設置するターゲットホルダー、イオンを価数ごとに分離するためのディフレクター、そして、2次元位置検出器 (PSD) が設置されている。ディフレクターの両極板はそれぞれ、 -2.5kV と、 $+2.5\text{kV}$ の電位を与えられている。ターゲットホルダー (ターゲット) PSD のケースは接地されている。

Fig.1.10(b) には、電位分布と 5 keV/q Xe^{6+} 入射の場合のイオンの軌道計算を示した。イオンビームは図中左から入射し、キャピラリーターゲットを抜ける。そして、平行平板の静電ディフレクターによって、各荷電状態ごとに分離され、PSDに入射する。2次元位置検出器はターンテーブル上に乗っており、検出したいイオンの位置に移動させることができる。位置の情報から検出イオンの価数を判断し、各荷電状態のカウントと、各荷電状態での2次元分布を計測する。

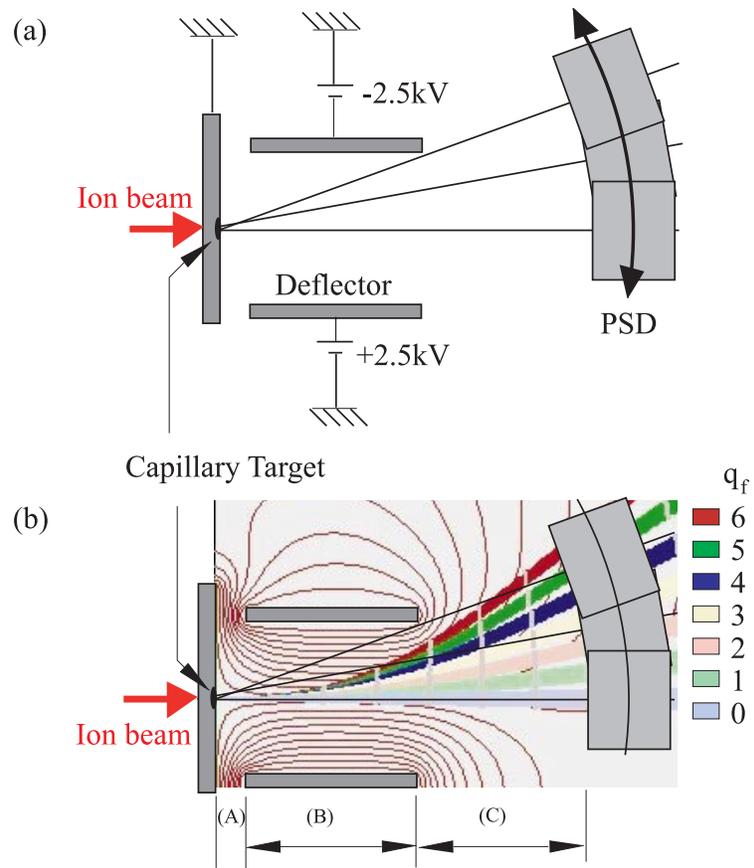


図 1.10: 荷電分析実験の概念図と $5\text{ keV}/q\text{ Xe}^{6+}$ 入射の軌道計算

第2章 実験1

2.1 実験装置

2.1.1 EBIS イオン源

高密度の電子ビームによりイオンをビーム周辺に集め、イオン化する電子ビーム衝撃型イオン源 (EBIS) は Donetz によって提案された [9]。Fig.2.1 に本研究で使用した mini-EBIS の構造断面図および磁場・電位分布を示した。

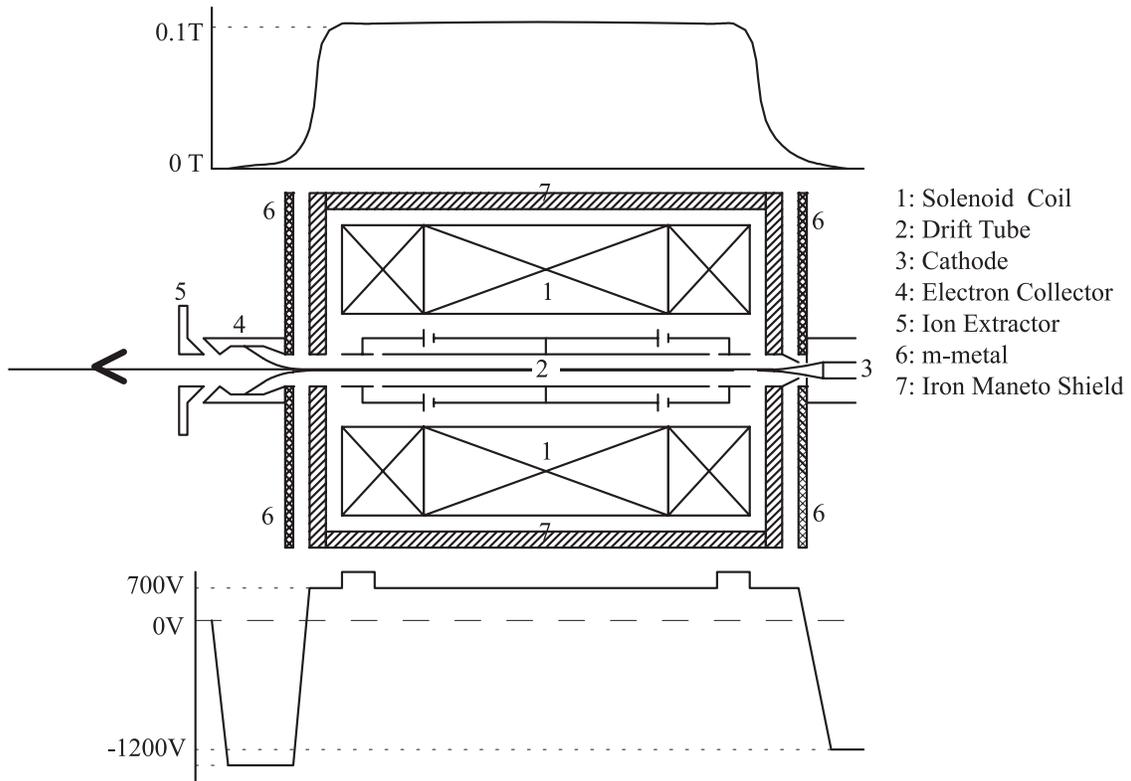


図 2.1: mini-EBIS の断面図

この装置は、従来大型であった EBIS を Okuno らの改良により小型化されたデザイン [10] を踏襲して、Kakutani らによって製作されたものである [11]。カソードから引き出された電子ビームは、2keV に加速される。その後、ソレノイドコイルの作る磁力線に巻きつくように収束し、高い電流密度のままドリフトチューブ内を通過する。電子ビームの密度が高い

ため、ドリフトチューブ内に導入されたイオンは空間電荷効果で電子ビームに動径方向にトラップされ、電子がイオンを衝撃する効率がよくなっている。また、ドリフトチューブの上流端、下流端の電位を高く設定しておくことで軸方向に対しても、閉じ込めることができる。このようにして、イオンはドリフトチューブ内で次々に電子衝撃を受け電離する。ドリフトチューブを通過してきた電子ビームは電子コレクターに集められ、生成したイオンはドリフトチューブ下流端の電位を上流端の電位に対して低くすることで連続的に引き出される。

2.1.2 ビームライン

Fig.2.2 にイオン源から実験チェンバーまでのビームラインを示した。イオン源から引き出されたイオンはアインツェルレンズを介して、Wien フィルターに入射する。そこで質量と価数の比 (m/q) を選別されたイオンがチェンバーに入射する。

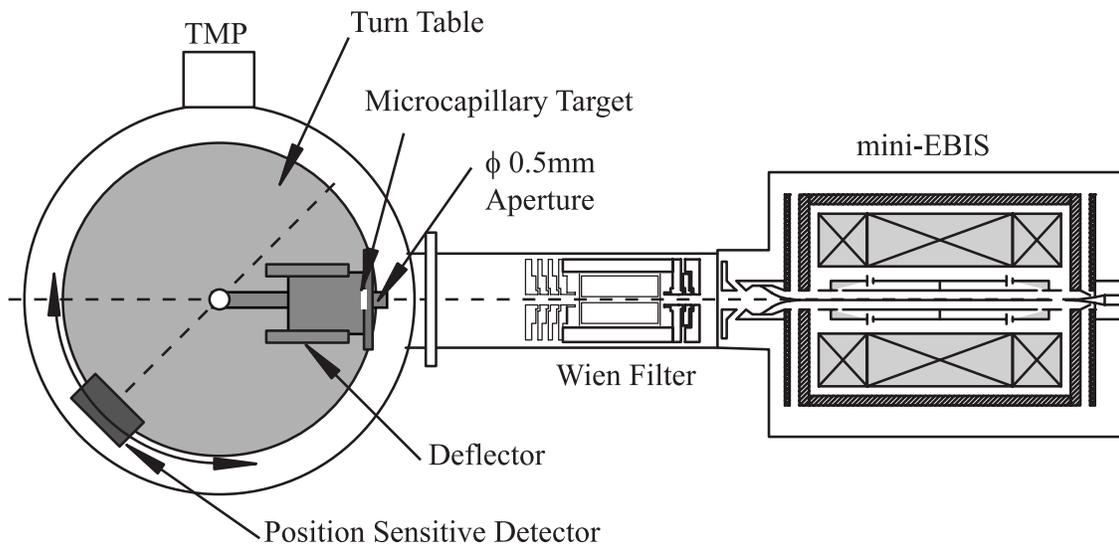


図 2.2: mini-EBIS-実験チェンバー間のビームライン

Wien フィルター

EBIS から引き出されるイオンは、1 種類ではなく、通常いろいろな価数と質量のイオンが混ざった状態で運ばれてくる。このうち、特定のイオンのみを選択的に透過させるフィルターの役目をするのが Wien フィルターである。Wien フィルターの構造図を Fig.2.3 に示した。Wien フィルターは、ビームの進行方向に対して、お互いに垂直な電場および磁場をつくるように、電極および磁石が配置されている。イオンのビームライン方向の速度を v 、磁場を B 、電場を E とすると、

$$v = \frac{E}{B} \quad (2.1)$$

を満たす速度を持ったイオンだけは電場と磁場の効果が打ち消しあい、直進できる。つまり、Wien フィルターは、Velocity Selector である。一方、イオンの速度はイオン源からの引き

出し電圧 V_{ex} によって、

$$v = \sqrt{\frac{2qeV_{ex}}{m}} \quad (2.2)$$

と表される (e は電荷素量)。したがって、式 (2.1) の条件は

$$\frac{m}{q} = \frac{2eV_{ex}B^2}{E^2} \quad (2.3)$$

となる。このことから、Wien フィルターの前後に slit を設けて、イオンの入る位置と出る位置を制限すれば、特定の m/q のイオン以外を切り捨てることができる。

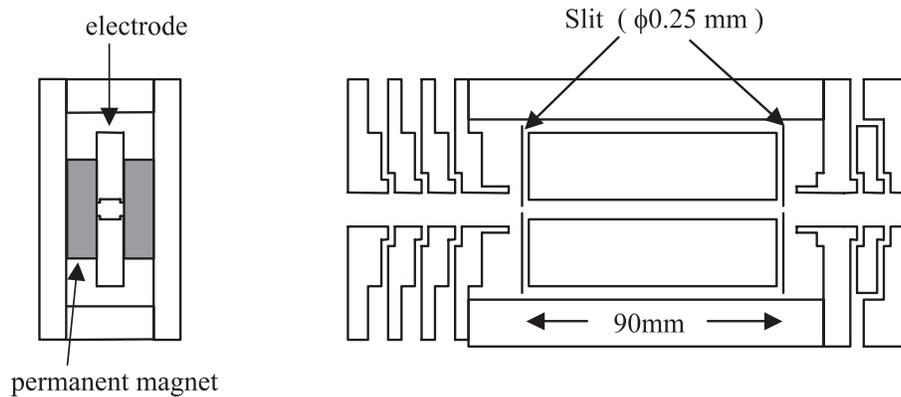


図 2.3: Wien Filter の構造

2.1.3 実験チェンバー

Fig.2.2 に示したように、チェンバー内に入射したイオンはまず、直径 0.5 mm のアパーチャでビームスポットのサイズとビームの角度広がり、およびターゲットへの入射角を限定される。その後、アパーチャから 5 mm 下流に設置されたターゲットを経て、さらに 10 mm 下流に平行平板静電ディフレクター (長さ 70 mm、電極間隔 35 mm) で荷電状態ごとに分離される。チェンバー内のターンテーブル上に設置した 2 次元位置検出器 (Position Sensitive Detector, PSD) は、ディフレクターで軌道を曲げられたイオンの到着位置にターンテーブルを回転させることにより移動させ検出することができる。

Wedge-Meander-Strip anode PSD

Fig.(2.4) に本研究で使用した 2 次元位置検出器 (PSD) の構造を示す。主な構造はマイクロチャンネルプレート (MCP) を用いた電子増倍部と、Wedge-Meander-Strip 構造の anode を用いた位置検出部である。一般的に、MCP のチャンネルは、入射粒子が効率よくチャンネル内壁を叩くように MCP 表面に対して斜めになっている。この角度はバイアス角と呼ばれており、普通 5 度から 15 度の間で選ばれる。チャンネルのバイアス角が交互になるよう

に重ねられた3枚のMCPが Al_2O_3 のリングにはさまれて固定されている。MCPの後ろにAlのリングに囲まれたGe薄膜があり、その裏側にWedge-Meander-Strip構造のanodeが配置されている[12]。MCPの前面は2.7kVを印加して、イオンをMCPの面に引き込むようになっている。MCPの前に張られているAuメッキされたW Mesh(100 mesh/inch)でこのMCP前面の電場が外から見えないようにしている。イオンはMeshとMCP前面の電場で加速され、MCPに入る。イオンはMCPのチャンネル内壁に衝突し、2次電子をたたき出す。MCPの後面は-100Vの電圧が印加されていて、電子を加速、増幅する。

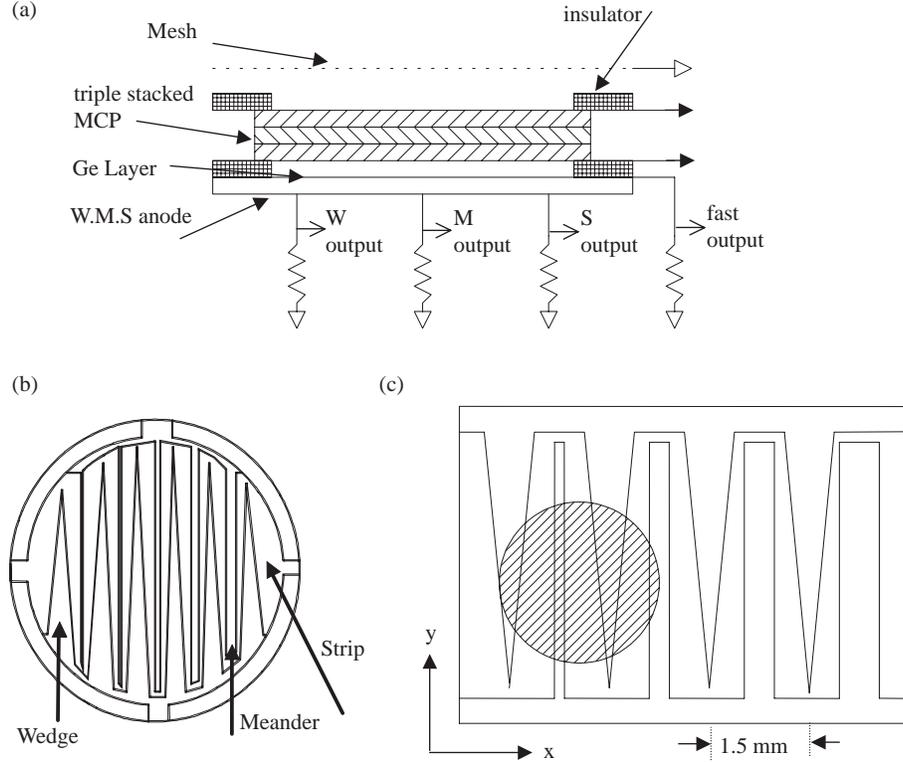


図 2.4: Wedge Meander Strip Anode PSD

MCPから出てきた電子の雲はGe薄膜に到達するとWedge-Meander-Strip構造を持ったアノードに電荷を誘起する。PSDに入射したイオンの座標 (x, y) は、この3種類の形状をしたアノードに誘起された電荷の割合から計算可能で、Wedge、Meander、Stripの誘起電荷をそれぞれ Q_w 、 Q_m 、 Q_s とすると、

$$x = \frac{Q_s}{Q_w + Q_m + Q_s}, \quad y = \frac{Q_w}{Q_w + Q_m + Q_s} \quad (2.4)$$

によって求められる。

PSDの直線性は、 ^{241}Am α 線源を用いて確かめられている。銅メッシュ(ワイヤー径0.41 mm、16 mesh/inch)をMCP前面に張り、PSDの上下左右を確認するため、Meshには3枚のタンタル板が張られている。この状態で α 線を照射すると、メッシュやタンタル板のあるところでは α 線は止められる。Fig.(2.5)はこの2次元分布を表したものである。PSD

の中心から離れたところでは直線性が悪くなっているが、本研究では中心付近を検出に用いた。

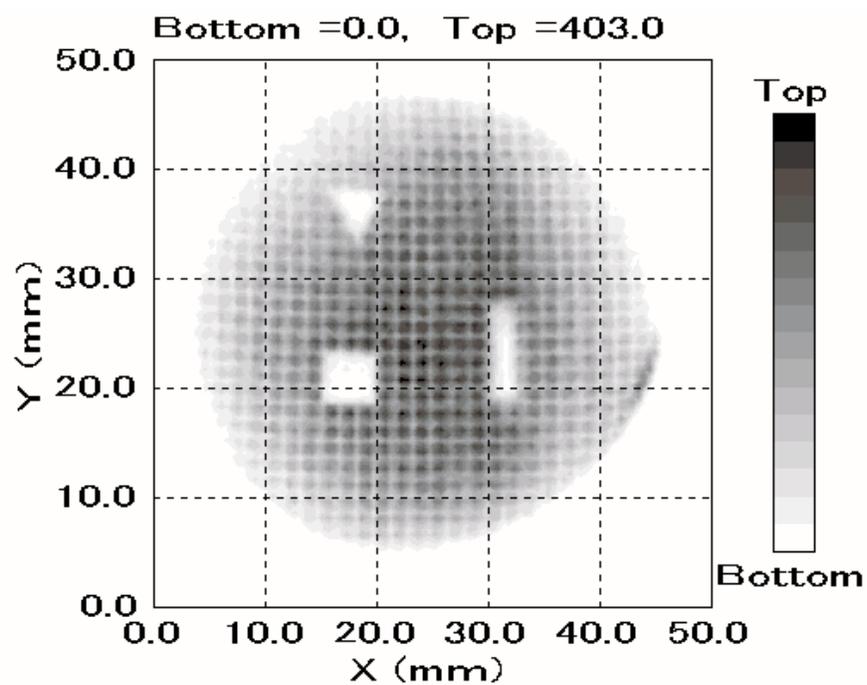


図 2.5: PSD の直線性のテスト

2.1.4 Microcapillary Target

Fig.(2.6)、および表 2.1 に本研究で使用したマイクロキャピラリーの写真とデータを示した。後述するが、チャンネル配列の規則性を改良したものでも実験をおこなっているため、不規則配列のキャピラリーと表記している。

内径 ρ [nm]	100
厚さ l [nm]	700
開口率 [%]	65
材質	Ni

表 2.1: マイクロキャピラリーターゲット (不規則配列) のパラメータ

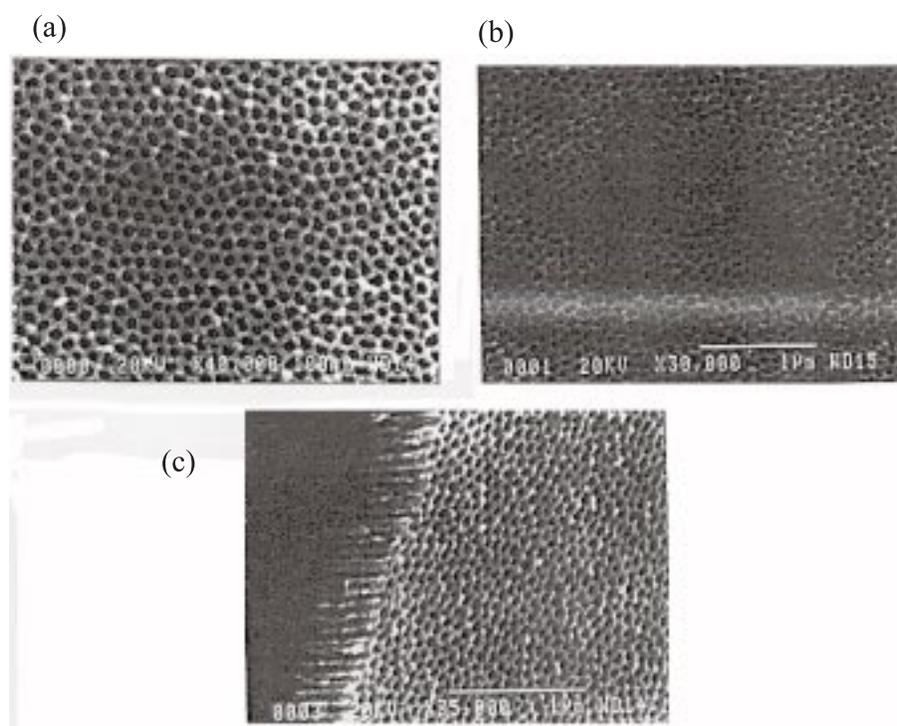


図 2.6: Ni マイクロキャピラリー (不規則配列) の SEM 写真
[(a) 表面 (b) 裏面 (c) 斜め 45 度から撮影した断面]

2.2 実験結果

2.2.1 Xe^{q+} ($q=3,6,9$) の荷電分布測定

Ni マイクロキャピラリーに $800\text{eV}/q$ の Xe^{q+} ($q=3,6,9$) を入射時の荷電分布を、Fig.(2.7) に示した。主な成分は入射ビームがそのままキャピラリーを抜けてきたもので、80% 程度となっている。つまり、通過イオンに占める何らかの荷電変換をしたイオンの割合は、式 (1.13) より、1% 程度のはずであるが、その 20 倍も荷電変換していることになる。また荷電変換したものは、残りの 20% 弱の中で分配されているが、どの入射イオンに対しても、最終荷電状態の増加にともない、価数の低い成分では少なくなっていく、中ほどで極小となり、そこから価数の高い成分では多くなっていく、いわゆる U 字型の分布傾向を示している。COBm を用いておこなった見積もりの式である式 (1.14) では、 q_f に関して成分は単調減少であることを示したが、この見積もりとは傾向として異なっている。このような U 字型の荷電分布は、Ninomiya らがおこなった N^{6+} の実験においても報告されている [13]。Tókési らは、

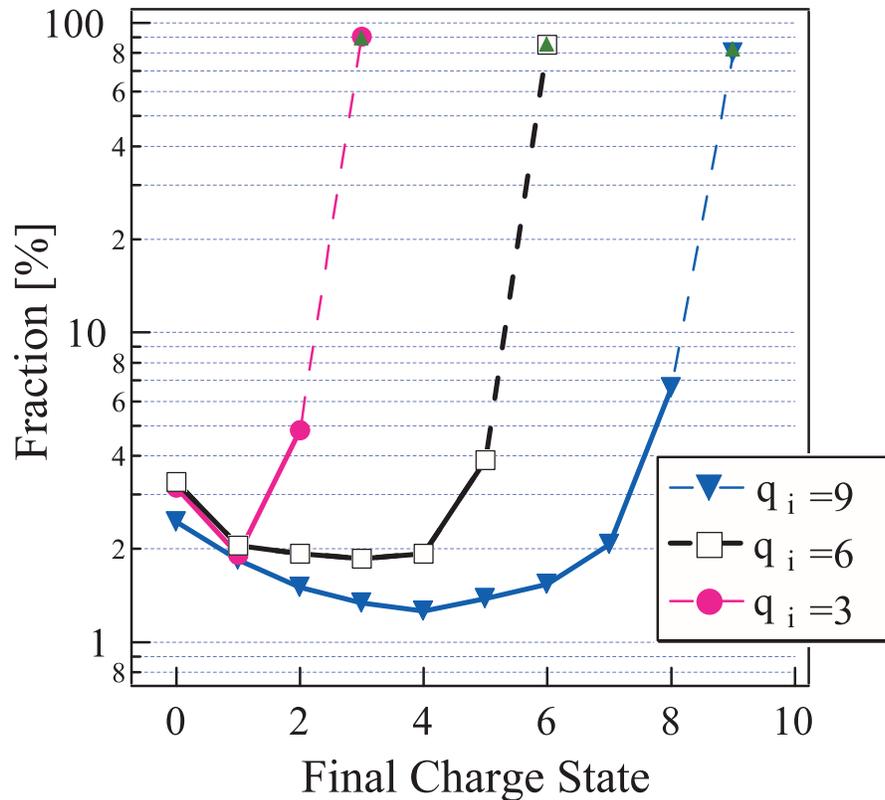


図 2.7: $800\text{ eV}/q Xe^{q+}$ 入射に対する荷電分布

$800\text{eV}/q Xe^{6+}$ を内径 200nm 、チャンネルの長さ 700nm の Ni マイクロキャピラリーに入射したときの荷電分布について、Auger 緩和過程を考慮した Monte Carlo Simulation をおこなっている (Fig.2.8)[14]。彼らのシミュレーションでも $q = 6$ のままキャピラリーを抜けてきたものに対して、いくらかの荷電変換を受けて抜けてきたイオンの割合は 1% 弱であり、その 1% の中で、それぞれの荷電状態のイオンが分布している。荷電変換したものの同士の割

合、すなわち $q = 6$ の入射イオンにおいて $q_f = 5, 4, 3, 2, 1, 0$ であるもの同士の割合は、キャピラリー内径によらないはずである。一方、Auger 電子放出による価数の変化は、荷電変換したイオンについてのみ起こるので、 $q_f = 6$ とそれ以外の q_f の間の割合は、Auger 緩和過程とは独立に考えることができる。つまり、COBm に Auger 緩和過程を考慮した計算での荷電変換したイオン同士の割合を保ったまま、キャピラリーのチャンネル内径を変化させることで、荷電変換したものとそうでないものの割合を変化させることができる。これを利用して我々の実験結果を再現することを試みた。するとキャピラリーの内径を 20nm 付近と考えたとき、荷電変換を受けずに出てくるイオンの割合が約 80% になり、これに他の成分の割合を保ったままで、荷電分布をほぼ再現することができた。これを Fig.(2.9) に示した。

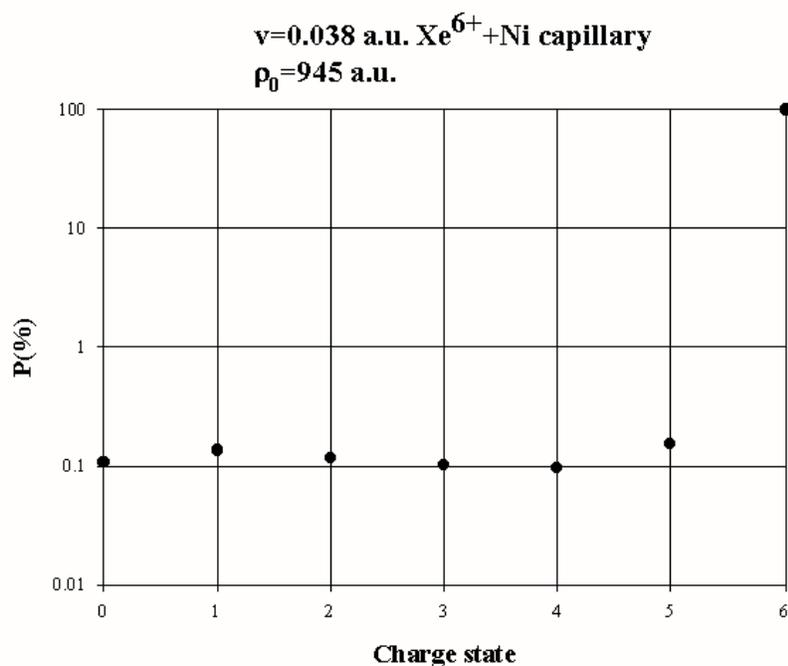


図 2.8: Auger 緩和過程を考慮した Monte Carlo Simulation
800eV/q Xe^{6+} を内径 200nm、チャンネルの長さ 700nm の Ni マイクロキャピラリーに入射したときの荷電分布 [15]

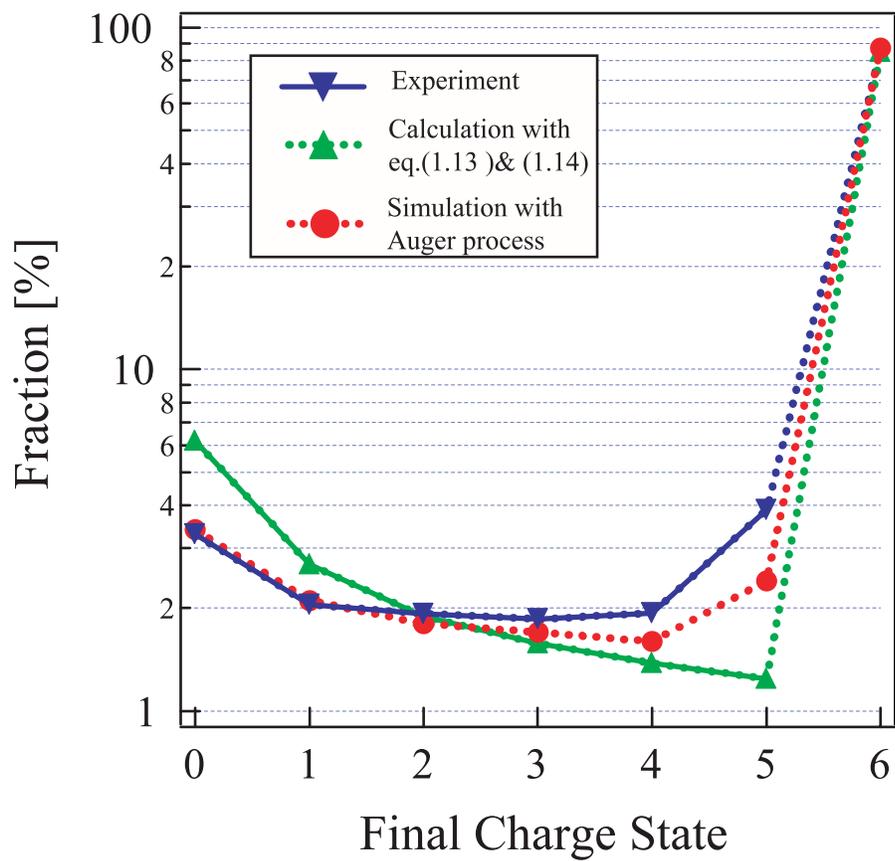


図 2.9: Auger 緩和過程を考慮したシミュレーションとの照合
 [荷電変換しないイオン ($q_f = 6$) の割合を合わせるために、
 キャピラリターゲットのチャンネル内径を 20 nm して計算した。]

2.2.2 Xe⁶⁺ の散乱角度分布測定

Fig.(2.10) に入射イオン Xe⁶⁺ に対する、各荷電状態の散乱角度分布を等高線で表した。図はそれぞれの q_f のピークカウントに対して 10 等分した値を等高線の色で分けている。

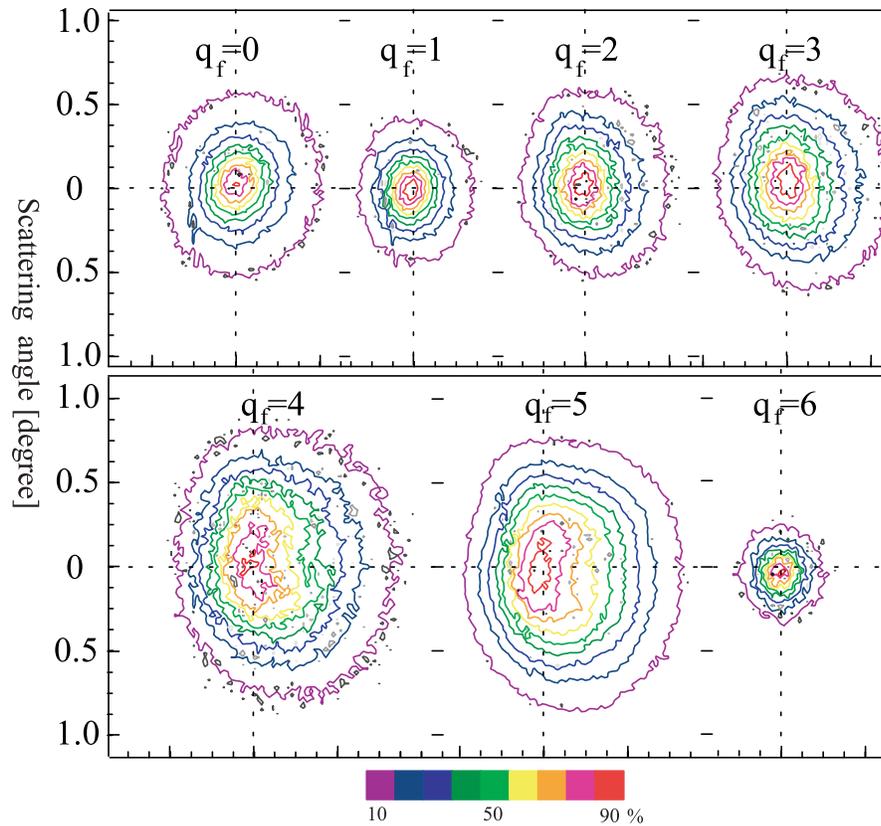


図 2.10: 800 eV/q Xe⁶⁺ 入射の散乱角度分布

この 2 次元分布が示していることは、

- (1) 角度広がり の絶対値 : ビームの角度広がり が小さい。
 - (2) 角度広がり の価数依存性 : $q_f=0$ と 6 を除いて、価数が高いほど広がり は大きい。
 - (3) 2 次元分布の形状 : どの荷電状態についても、中心にピークを もっている。
- の 3 つである。

(1),(2),(3) について COB に基づいた定性的な予測および計算と比較して考察する。

(1) 角度広がり の絶対値

式 (1.12) からイオンは鏡像電荷によって、ビームの動径方向に ~ 15 eV 程度受けとるので、イオンの元のエネルギー 4.8 keV に対して $\sqrt{15/4800} \sim 56$ mrad (~ 3.2 度) 程度広がるはずである。Fig.(2.10) から、イオンの角度広がり は、0.5 度未満である。表 (2.2) は、実験結果から求められたイオンの角度広がり とこれに対応する鏡像電荷によるエネルギーゲインおよび、鏡像電荷によって得る横方向のエネルギーと角度広がり を計算した結果である。計

算は式 (1.10) および式 (1.11) を元に、イオンは金属表面から $Z_c(q)$ の距離にきたときに段階的に電子を捕獲して価数が下がるとしておこなったものである。実験結果と計算を比較すると、鏡像電荷によってイオンが受け取るエネルギーは 1 桁以上小さいことがわかる。

/ q_f	Angle[degree]		$\Delta E_{im}[eV]$	
	Exp.	Calc.	Exp.	Calc.
0	0.19	3.27	5.4e-2	15.7
1	0.16	3.25	3.7e-2	15.5
2	0.24	3.22	8.4e-2	15.2
3	0.28	3.15	1.1e-1	14.6
4	0.42	3.07	2.6e-1	13.9
5	0.47	2.97	3.2e-1	13.0
6	0.15	-	3.3e-2	-

表 2.2: 800 eV/q Xe⁶⁺ 入射時のビームの角度広がりエネルギーゲイン

(2) 角度広がり の 価数依存性

イオンは捕獲する電子が多いほど円筒の外側に曲げられる、言い換えれば、価数が低いほど角度広がり は大きくなっているはずである。荷電状態ごとの角度広がり は、表 (2.2) に示したように、実験と計算では反対の傾向であることを示している。 $q_f=6$ が非常に狭い分布をしている理由は、6 価も鏡像電荷によって動径方向に力を受けてはいるが、キャピラリ内壁から遠いところを通ってきているイオンがほとんどなので、2 次元分布にはその影響を見ることはできない。つまり、入射イオンの広がり角度がそのまま反映されているからである。 $q_f=0$ が $q_f=1$ よりも広がっているのは、キャピラリの出口よりもずっと上流で内壁に衝突して中性化したイオンが入ってくるためと考えられる。

(3) 2 次元分布の形状

Fig.(1.9) から、荷電変換したイオン、つまり 6 荷以外のイオンに関して、2 次元分布は中心に穴のあいた、外輪山のような分布をしているはずである。このことは、2.1 keV/u N⁶⁺ についておこなった Tókési らの計算でも示されている (Fig.2.11)[15]。しかし (3) はそうではないことを示している。

2.3 実験結果の考察と実験 2 への導入

以上をまとめると、荷電分布を見るかぎりは COB モデルで予想されるような電子移行過程が存在するようであるが、出射荷数ごとのイオンの角度広がり は、COBm とは異なることがわかった。

この原因として、不規則配列のマイクロキャピラリターゲットは、ほとんど円筒ではな

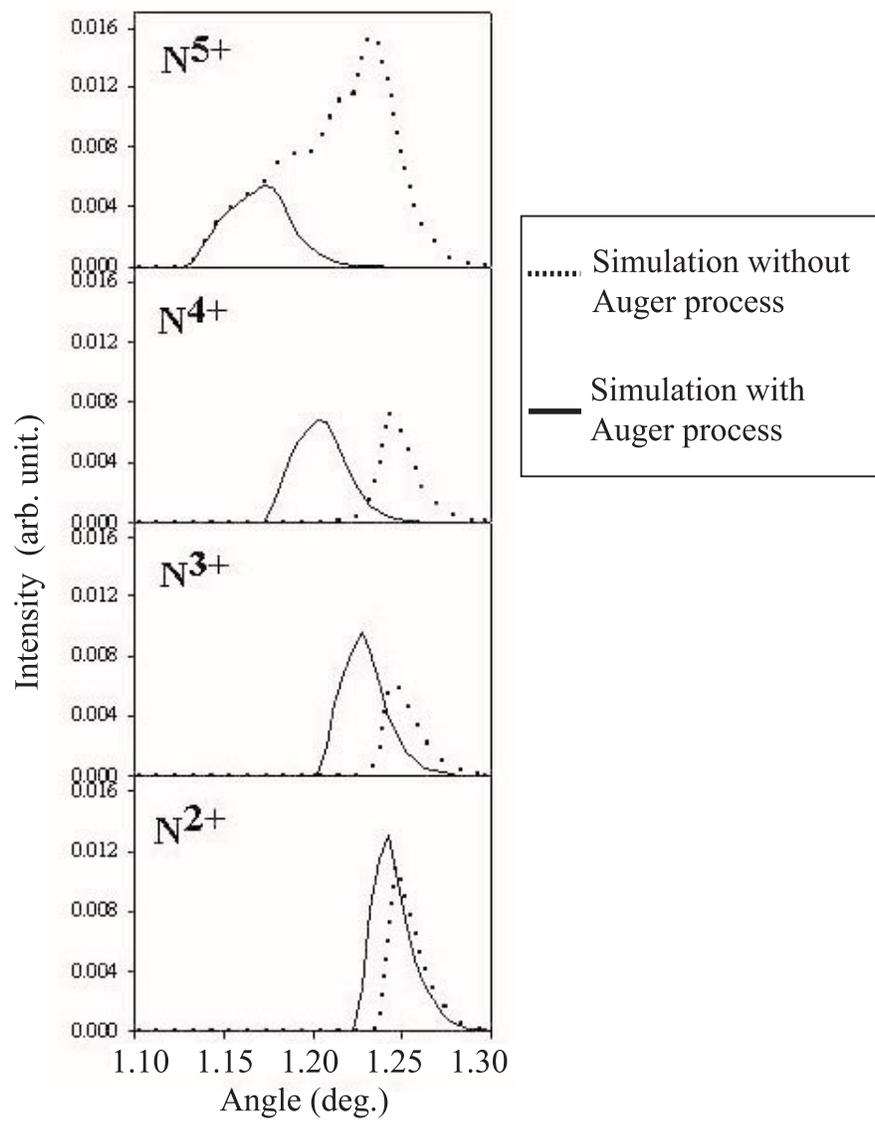


図 2.11: 2.1 keV/u N^{6+} の散乱角度分布 [15]

く、内部に構造物があったり、円筒が貫通していなかったりといったターゲットの問題があるためであると考えている。現在までおこなわれているマイクロキャピラリーをターゲットに用いた実験では、イオンの透過率の低さが報告されており、例えば、Ninomiyaらは、入射イオンに対してキャピラリーの軸をあわせるための機構をチェンバーに施し、最もよくビームが通る位置にターゲットの角度を調整しても、入射イオンの1/10しか通過できないと報告している。これは、マイクロキャピラリーの開口率(～50%)から、入射イオンの50%程度通過できるという予想に対してかなり少ない。今回の実験においても、透過率はターゲットの開口率に対して2ケタ近く低かった。また、荷電分布の測定結果はキャピラリーの直径を20 nmとした計算で再現されたことから、SEMによる表面の写真では分からない内部構造により、イオンにとってキャピラリーはだいぶ細く見えるようである。荷電分布測定に関しては、キャピラリーが丸い必要はほとんどないので、現在のターゲットでもかまわない。しかし、散乱角度測定に関しては、

- (1) チャンネル内部にボトルネックのような構造物がない。
- (2) 局所的に穴がふさがっていない。
- (3) 各チャンネルの平行度がよい。

ターゲットを用意するべきだと考えられる。

そこで実験2では、これら3つの条件を満足するターゲットを用いて実験することにした。通常、電子の増幅に利用されるマイクロチャンネルプレート(Micro channel plate, MCP)をターゲットに用いた。現在利用可能なMCPのチャンネル径は1 μm まで確認されている。チャンネル内径が大きいため、通過イオンの荷電変換効率は式(1.13)から～0.1%と1ケタ低くなるが、MCPを採用することによりキャピラリーの直線性、平行性の悪さがどう影響しているのか分かるはずである。また、最近利用できるようになった、規則性のよいNiマイクロキャピラリーを用いた実験もおこなった。

第3章 実験2

3.1 実験装置

3.1.1 ECR イオン源

ECR イオン源 (Electron Cyclotron Resonance Ion Source, ECRIS) は、電子サイクロトロン共鳴 (Electron Cyclotron Resonance) によって加速された電子を原子に衝突させ、束縛電子を剥ぎ取ることにより、多価イオンを得るイオン源である。

一様磁場 B に対し垂直方向に進む電子は、ローレンツ力により次のような周波数 f_c で円運動する。

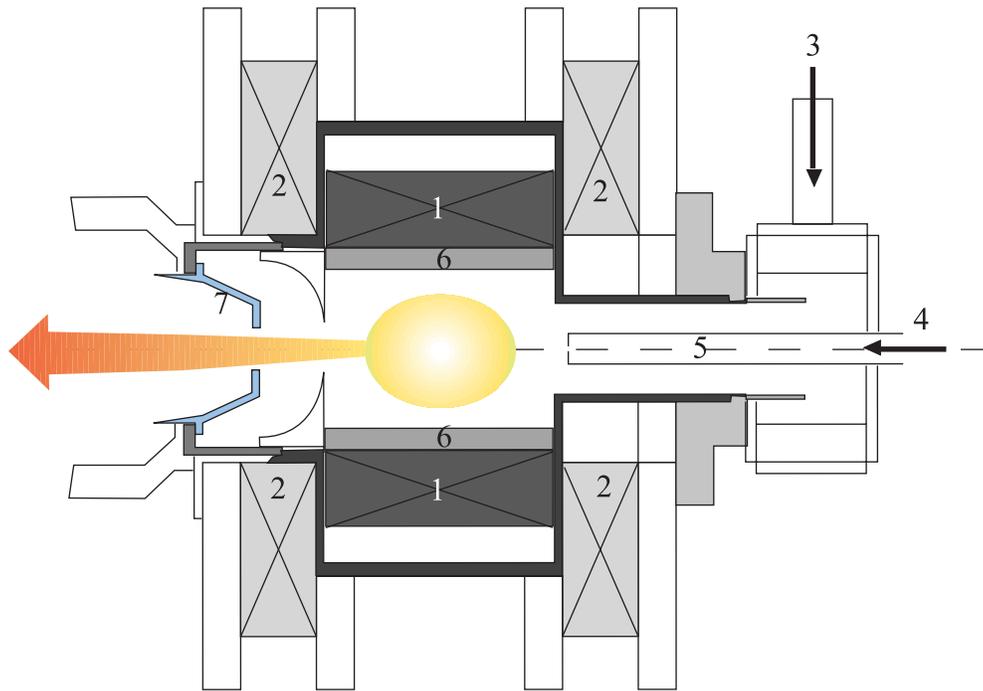
$$f_c = \frac{eB}{m_e} \quad (3.1)$$

ここに周波数 f_{rf} の磁場を与えると、 $f_c = f_{rf}$ のとき、電子は加速される (ECR 条件)。ECR イオン源は、ミラーコイルによる軸方向の磁場と六極磁石による動径方向の磁場の重ねあわせにより、プラズマを閉じ込める。この中に、ECR 条件を満たす領域が現れる。この領域に周波数 f_{rf} のマイクロ波を導入すると、電子が加速され、衝突により次々と原子をイオン化する。

本研究で使用した ECR イオン源は理化学研究所の 14.5GHz Caprice であり、低速多価イオン実験室において、4本のビームライン (BL1, BL2, BL3, BL4) に対して多価イオンビームを供給している。Fig. 3.1 に、14.5GHz Caprice の構造を示した。アルミニウム製のプラズマチェンバーに対し、1組のコイルと、中央に永久磁石を用いた六極磁石が配置されている。イオン源上流には試料ガスとマイクロ波を導入するための導入口がある。生成した多価イオンは価数あたり 1kV から 20kV の電圧で、イオン源から引き出されビームラインに運ばれる。

3.1.2 ビームライン

Fig.3.2 に ECR イオン源から実験チェンバーまでのビームラインを示した。イオン源から引き出されたビームは analyzing magnet により、特定の質量および価数のイオンのみが出口スリットを通ることができる。さらに三連 quadrupole magnet によって成型され、switching magnet に運ばれる。switching magnet では、本研究で用いた BL3 にビームを供給するために曲げられる。BL3 には、平行移動によるビーム調整ができるように、steering deflector が Einzel レンズを介して 2 箇所設置されており、そのすぐ下流にある four jaw slit と、1700 mm 下流 (チェンバー直前) の直径 1.5 mm のアパーチャとでビーム径および軌道を制限することができる。前述の four jaw slit と直径 1.5 mm アパーチャ直後のファラデーカップでは、ビーム量をモニターできる。また、真空度は 10^{-8} Torr 程度である。



- | | |
|--------------------|-----------------------|
| 1: Hexupole Magnet | 4: Gas Injection |
| 2: Mirror Coil | 5: Gas Transport Tube |
| 3: RF Injection | 6: Drift Tube |

図 3.1: RIKEN 14.5GHz Caprice の断面図

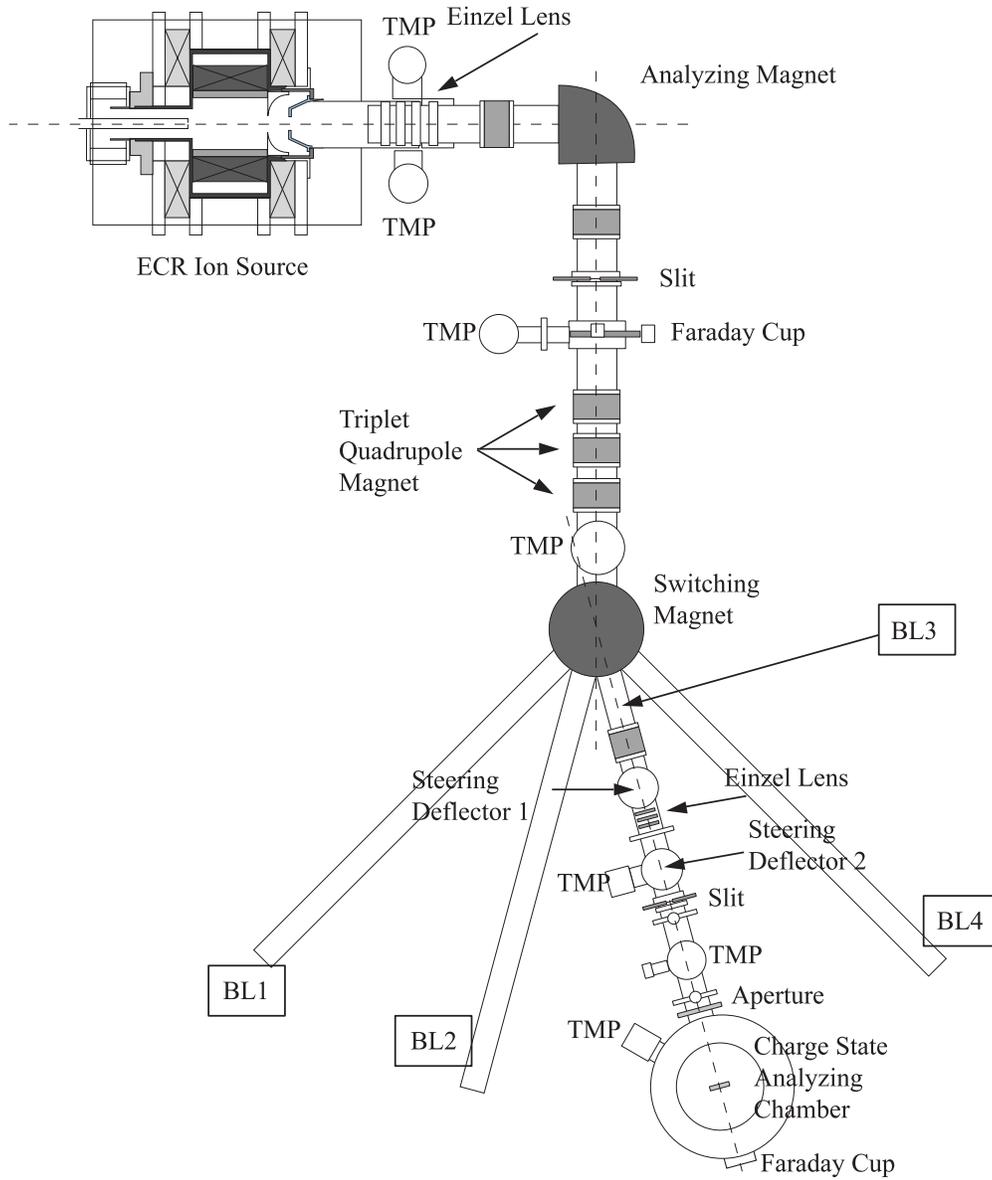


図 3.2: ECR イオン源-実験チェンバー間ビームライン

3.1.3 荷電分析実験チェンバー

Fig.3.3 に本研究で用いた荷電分析実験チェンバー内部の構造図を示した。チェンバーの

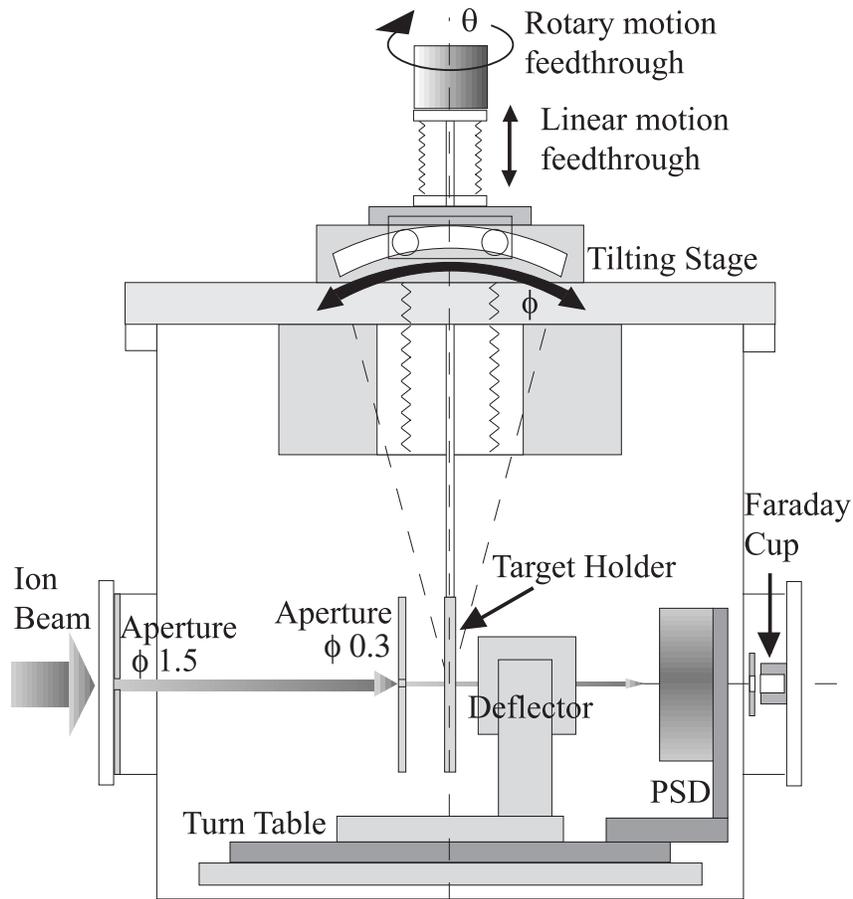


図 3.3: 荷電分析実験チェンバーの構造図

内径は 400mm で、上蓋には回転中心がビームライン上で、煽り方向に動かすことのできる仕組みが作りこまれており、この上蓋の ICF152 のフランジからチェンバーの中心にターゲットホルダーをつり下げることができる。チェンバー入り口には前述の直径 1.5 mm ϕ の固定アパーチャーが、ターゲットホルダーの 15 mm 上流には直径 0.3 mm ϕ の可動アパーチャーが設置されている。これは真空の外から、ビームラインに垂直な 2 方向に x-y 方向のマニピレータで動かすことができる。荷電分析のための平行平板静電ディフレクター (長さ 60 mm、電極間隔 60 mm) は、ターゲットホルダーの下流 10 mm の位置に固定されている。本研究では電極間に 5kV の電圧をかけることで、各荷電状態による分離が十分可能である (Fig.1.10(b))。PSD はチェンバー中心に中心軸をもつターンテーブル上に設置されており、ディフレクターにより軌道を曲げられたイオンの位置に移動させて検出できる。チェンバーの最下流には直径 12 mm のファラデーカップが設置されており、直進してきたイオンのビーム量を電流で読むことができる。Fig.3.4 にこの装置を上流側からみた写真を示す。

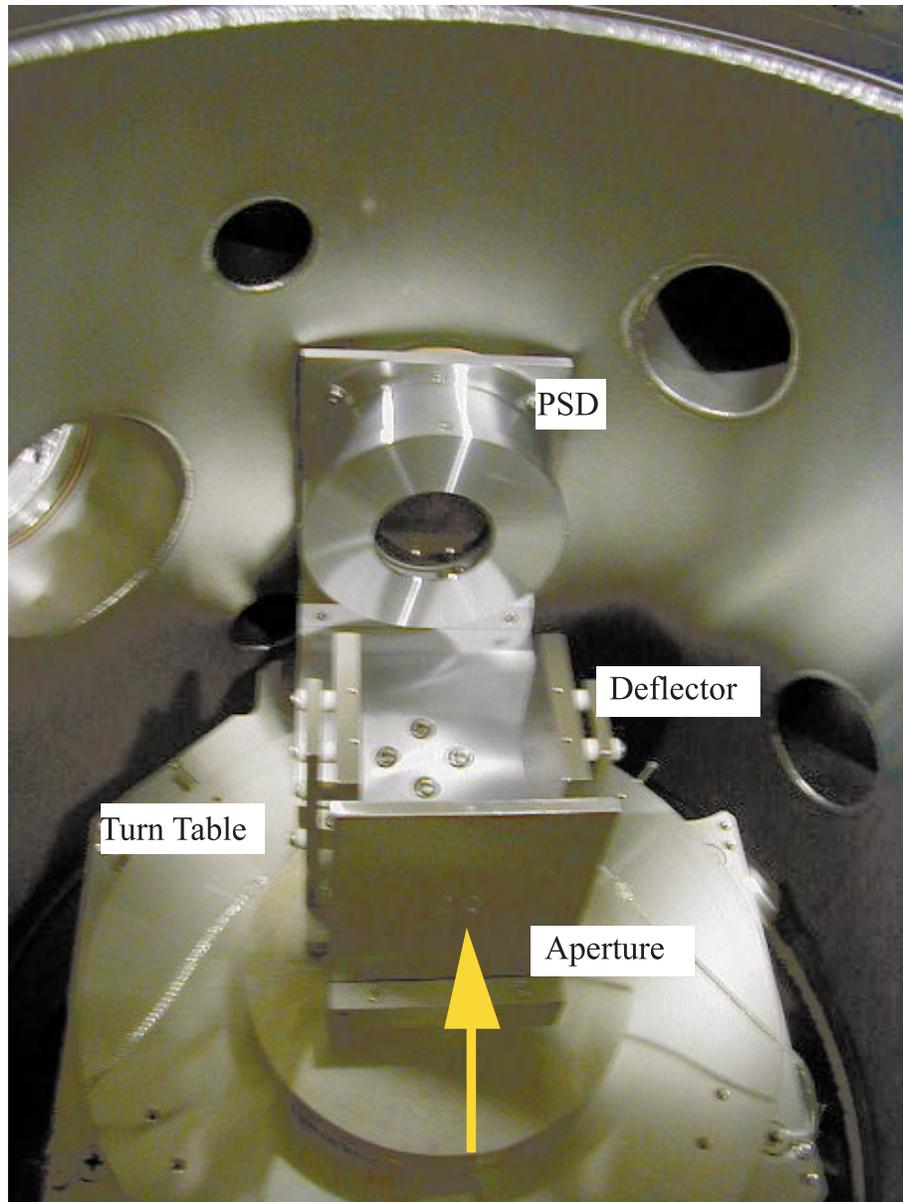


図 3.4: 荷電分析実験チェンバー内の写真

Delay Line Anode PSD

Fig.3.5(a) に実験 2 で用いた PSD の全体図を、Fig.3.5(b)、(c) にその写真を示した。ここでは、図 (a) を参照しながら、PSD の構造を説明する。チャンネルが互い違いになるように重ねられた 2 枚の MCP を Al_2O_3 のリングで挟み込んで固定している。これらは絶縁されて、ステンレス製のホルダーに設置され、さらに絶縁碍子を介して Delay Line タイプのアノードと接続されている。次にこの PSD の位置検出原理について述べる。入射したイオンを MCP で電子雲に変換するところまでは、2.1.3 で述べた Wedge-Meander-Strip anode PSD と同じである。電子雲はアノードの正の電位によって加速され、Delay Line に衝突して電荷を誘起する。Delay Line は低抵抗の Bare Cu 線をらせん状に巻いていくことにより、一続きで平行・等間隔に並べたものである (Fig.3.6)。ここに電荷が誘起されると、その点から Delay Line の両端に向かって信号が伝播していく。2 つの信号 ($X1s$, $X2s$) が到着する時間の差から、1 次元位置情報を計算することができる。したがって、2 つの Delay Line を直交させることにより、2 次元位置情報を得ることができる。本研究で使用した Delay Line では、平行・等間隔に配置された Delay Line の間に、さらに同じ構造の Delay Line (reference wire) をはさむように配置している。言い換えれば、2 本ペアの Bare Cu 線をらせん状に巻いた構造になっている。この構造は、Lecher cable と呼ばれ、信号の減衰とノイズの進入を軽減することが報告されている [16]。

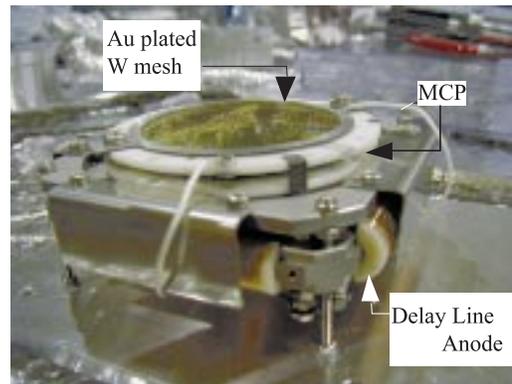
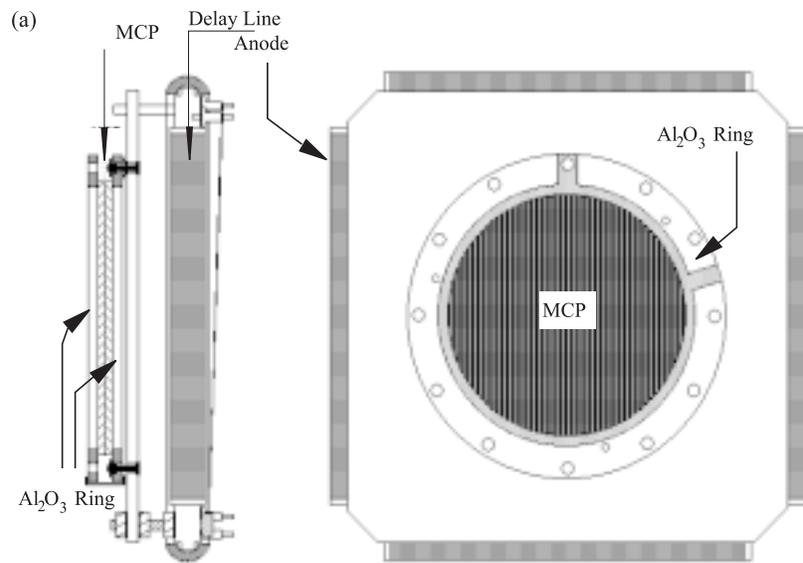
Delay Line anode PSD の動作チェック

この PSD の動作チェックを ^{241}Am α 線源を用いておこなった。検出形状歪みを知るため、MCP の 3 mm 上流には、ハニカム構造のタングステンメッシュ (ピッチ 3mm、ワイヤー径 250 μm) を PSD と絶縁して配置した。また、上下左右の位置確認のため、メッシュの傍らにタングステンのリングパターンをおいた。Fig.3.7 に、動作条件のパラメータを最適化したときの 2 次元分布を示した。図中の中心部にピークがあるのをのぞいては、ほぼ一様な検出感度と直線性があることがわかる。ところで、中心部のピークは ^{241}Am α 線源を用いたときのみ観測されるようである。比較のため、Hg ランプを照射した時には観測されなかった。 α 線源の位置を動かすことにより、このピークが移動することを確認した。また、discriminator のレベルをあげたり、メッシュに正の電位を与えることにより、このピークを減らすことができたので、これは、 ^{241}Am によって、その周辺からスパッタリングによって放出された低速イオンであると考えられる。

表.3.1 に PSD の動作パラメータを示した。

MCP 前面 印加電圧 V_f	-2100 V	Signal wire 印加電圧 V_s	400 V
MCP 背面 印加電圧 V_b	0 V	Reference wire 印加電圧 V_g	350 V
Anode Holder 印加電圧 V_h	100 V		
Mesh 印加電圧 V_m	0 V		

表 3.1: Delay Line anode PSD の動作パラメータ



(c)

(b)

☒ 3.5: Delay Line Anode PSD

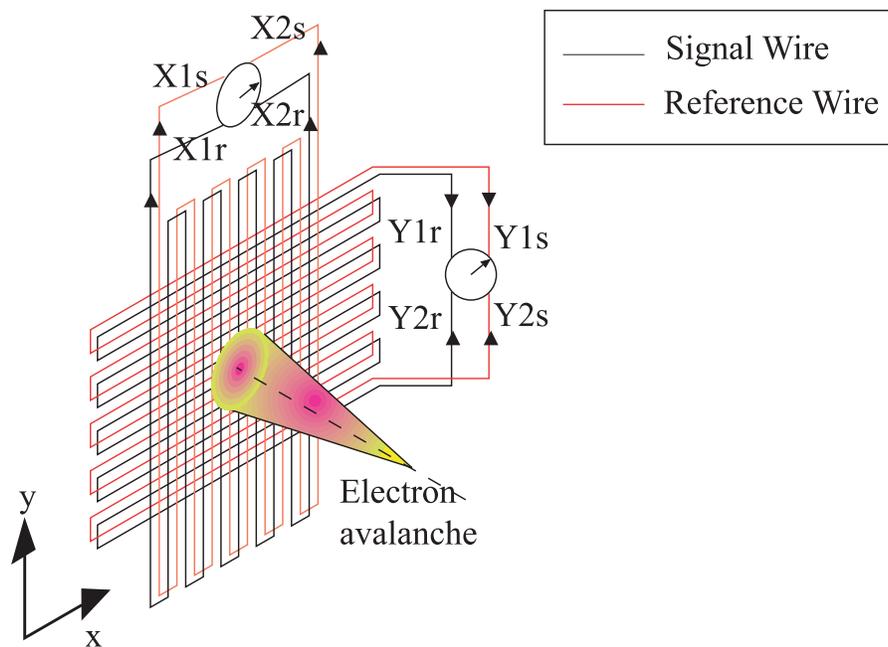


図 3.6: Delay Line Anode による位置検出機構

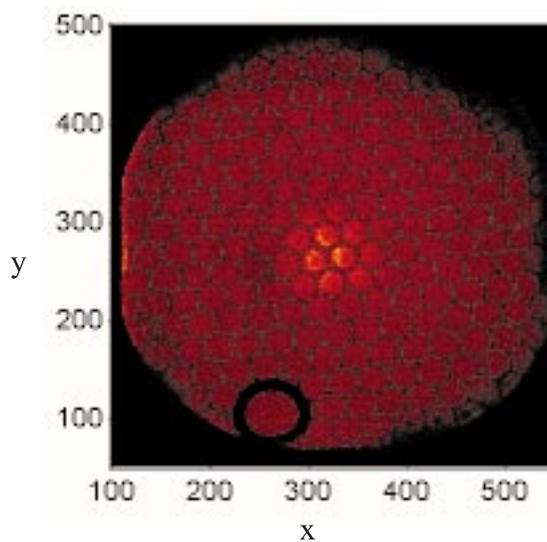


図 3.7: ^{241}Am を使った PSD のチェック

MCP ターゲット

本研究では、通常、電子の増幅に利用されるマイクロチャンネルプレート (Micro channel plate, MCP) をターゲットに用いた。本研究で使用した MCP を、Fig.3.8 に示した。この

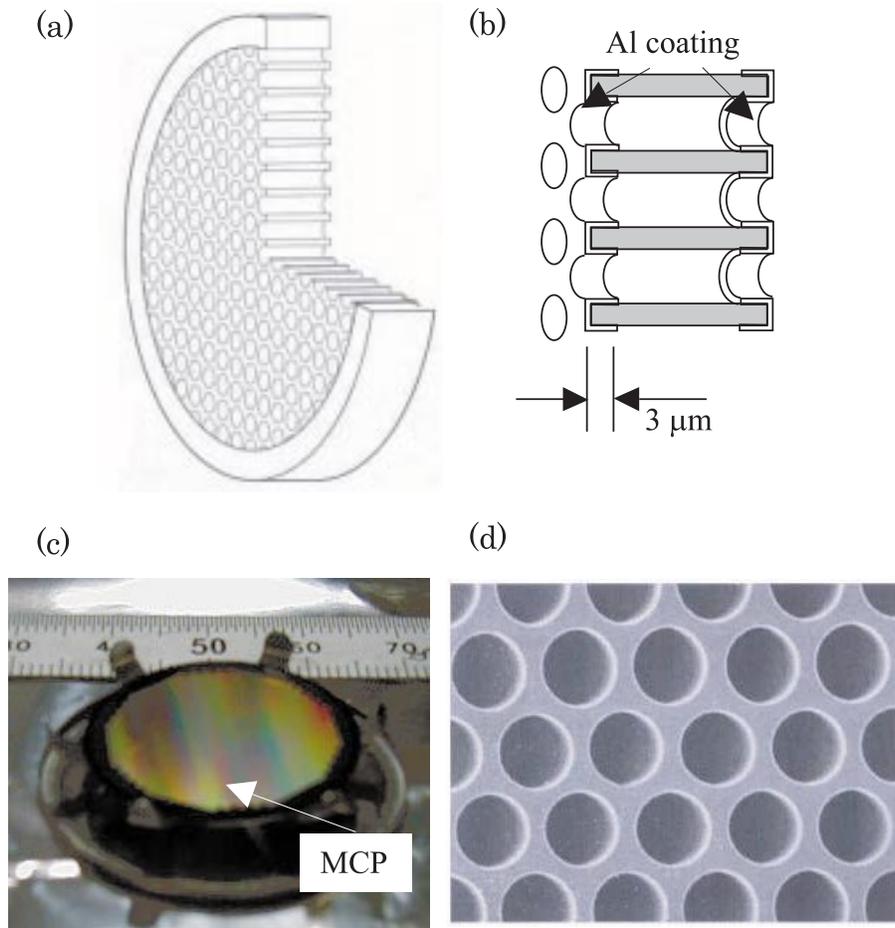


図 3.8: マイクロチャンネルプレート (MCP)

(a)MCP 全体図 (b)MCP 表面の Al 蒸着 (c)MCP の写真 (d) 表面の顕微鏡写真。

チャンネル直径: $6\ \mu\text{m}$ 、チャンネル長: $300\ \mu\text{m}$ 、開口率:59%

MCP は、直径 $25\ \text{mm}$ 、厚さ $300\ \mu\text{m}$ の鉛ガラスの板に、直径 $6\ \mu\text{m}$ の円筒状の穴が多数あけられている。2.1.3 や 3.1.3 で述べた PSD に用いた MCP と異なるところは、MCP 表面に対してチャンネルが垂直にあいている (バイアス角:0 度) ことである。また、表面には Al が蒸着されており、Al がチャンネル内部に $3\ \mu\text{m}$ 入り込んでいる。したがって、MCP をターゲットとして用いた場合、入口と出口に別々の電位を与えることができる (Fig.3.8 (b))。

ターゲットホルダー

ターゲットホルダーの写真および、構造図を Fig.3.9 に示した。

まず、MCP をターゲットホルダーに対して絶縁するため、MCP は、絶縁体であるマコー

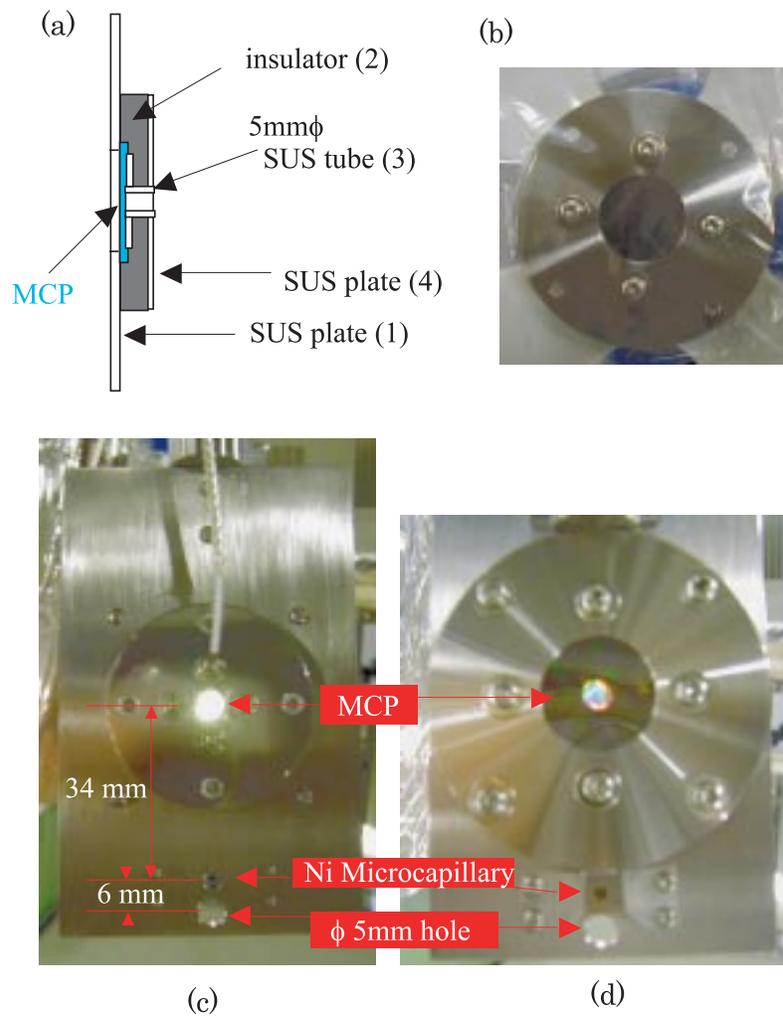


図 3.9: ターゲットホルダー

[(a)MCPとターゲットホルダーを絶縁するための構造 (b) (a)の入射側からの写真
(c)ターゲットホルダー (出口側) (d)ターゲットホルダー (入射側)]

ル製の皿 (2) にはめ込まれている。(2) の中心には直径 $7\text{mm}\phi$ の穴があいており、イオンはここを通り抜ける。そして、ステンレス板 (1) が蓋をするように MCP を押さえている。しかし、図中左側をイオンの入射側とすると、MCP を通過したイオンはその後 $7\text{mm}\phi$ の絶縁体のチューブの中を走る事になってしまうので、厚さ 1mm 、内径 5mm のステンレス管 (3) を差し込んで、マコールの面をマスクしてある。また、(2) の裏側は、イオンから直接見えないように、ステンレス板 (4) でマスクしてあり、そこからリード線を出して、電圧を導入している。これらの仕組みのため、直径 $5\text{mm}\phi$ が MCP の有効径になる。これらを 1 組として、Fig.3.9(c) および (d) のように、ターゲットホルダーにマウントされる。MCP ターゲットの中心から 34mm 下には Ni マイクロキャピラリーを固定できるようになっており、直径 $3\text{mm}\phi$ の穴があいている。さらに、Ni マイクロキャピラリーの 6mm 下には、直径 $5\text{mm}\phi$ のダミーの穴があいており、ビーム通しと入射ビームのプロファイルの観測を行えるようになっている。ターゲットホルダーは、上下方向への直線導入器、そして上蓋の回転軸およびビームラインに垂直な軸をもつ回転導入器に接続されている (Fig.3.3)。このため、ターゲットをビームに対してすべての方向に回転させることができる。Fig.3.10 に回転方向の模式図と回転方向の定義を示した。

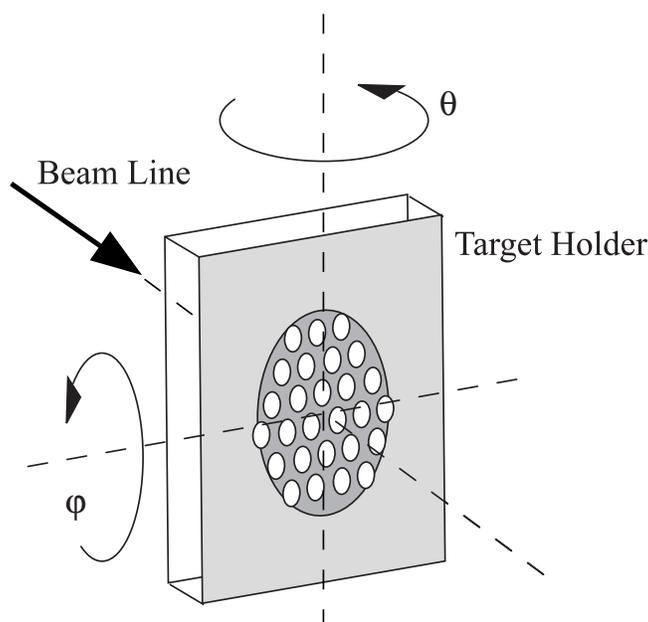


図 3.10: ターゲットホルダーの回転方向

3.2 ビームの透過率

表.3.2にターゲットのパラメータを示した。本研究で使用した Ni マイクロキャピラリーはアスペクト比が 10 以下である。ターゲットの設置に関して、チャンネルの軸とビーム軸の角度は目視で合わせる程度でビームは透過する。実験 1 では、ビームが最も通るところで軸が合っていると考えた。MCP ターゲットはアスペクト比が高いので、ターゲットのビームに対する幾何学的配置により、ビームの透過量が大きく変わり、 $1/50 \sim 20$ mrad 程度ずらすとビームは全く通らなくなる。したがって実験 2 では、回転精度 ± 0.1 度 (~ 1.7 mrad) の回転導入器を用いた。また、Ni マイクロキャピラリーについても、角度に関しては MCP ほどシビアでないが、ターゲットの角度と透過率の関係を調べた。実験 1 の 2.3 では、透過率が開口率に対して 1 ケタ以上悪いことからキャピラリーの内部構造の影響を考えた。実験 2 で使用する規則配列 Ni マイクロキャピラリーでの透過率を測定して実験 1 と比較すれば、キャピラリーの内部構造が透過率に及ぼす影響を知ることができるはずである。ターゲットホルダーは、MCP、Ni マイクロキャピラリー、ダミーの $\phi 5\text{mm}$ の穴がビームライン上に回転中心がくるように設計されている。測定は、ターゲットホルダーの下流 200mm の位置に設置されている口径 12 mm のファラデーカップの出力を Current Integrator に入力しておこなった。

透過率の測定結果を Fig.3.11 に示した。チャンネル軸とビームの軸が合っているときに

/	MCP	規則配列マイクロキャピラリー
チャンネル径	6 μm	300 nm
チャンネル長	300 μm	1500 nm
アスペクト比	50	~ 5
開口率	59 %	35 %
材質	鉛ガラス (表面 Al 蒸着)	Ni

表 3.2: ターゲットのパラメータ

は、表.3.2に示した、ターゲットの開口率程度のイオンが通過してくるはずである。Fig.3.11より、MCP ターゲットの場合、チャンネル軸とビーム軸が合っているとき、ほぼ予想通りの量のイオンが通過してきていることがわかる。また、チャンネルのアスペクト比から求められる程度に、ビーム軸とチャンネル軸のなす角度の調整をおこなわなければならないことがわかる。一方、規則配列 Ni マイクロキャピラリーの場合は、ビーム軸とチャンネル軸が合っているところでは、入射ビームに対して、透過率は少なくとも 25% はあることが分かった。これにより、実験 1 で使用した不規則配列の Ni マイクロキャピラリーターゲットでのイオンの透過率の低さについて、キャピラリーのチャンネルが、SEM 写真から見積もられるチャンネル径よりもずっと狭く、チャンネルが途中で塞がっていたりしているためであると推測される。また、実験 1 での 2 次元分布の歪みは、チャンネルの平行性、直線性がビーム径の範囲で一様でなく、局所的に塞がっている領域があるためであると考えられる。

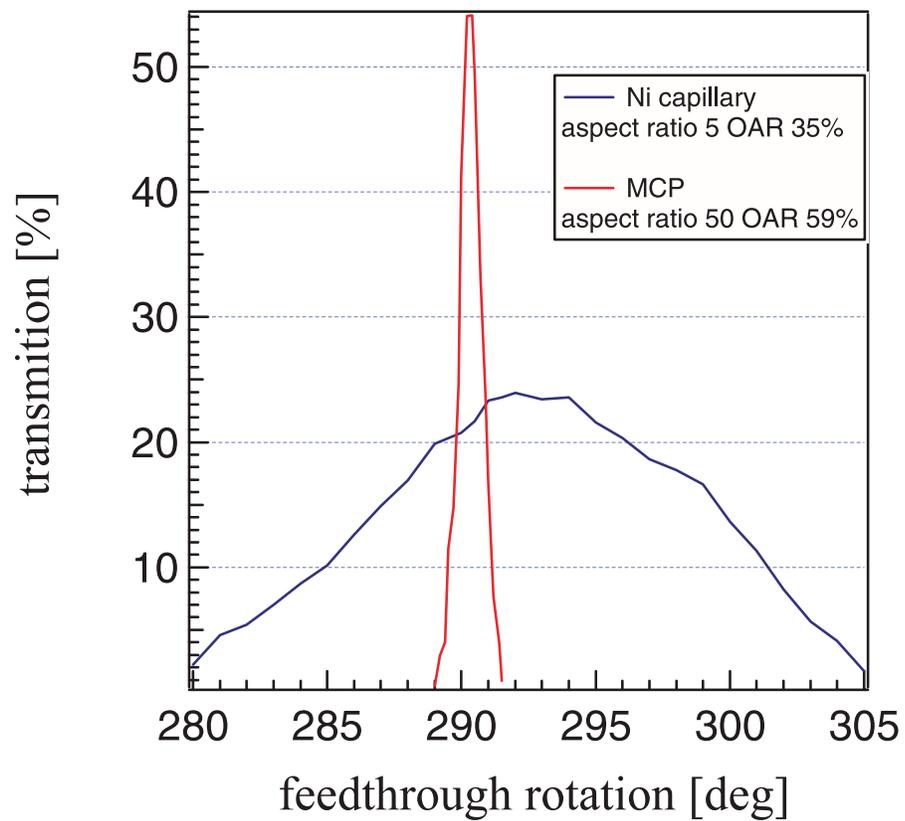


図 3.11: 規則配列 Ni マイクロキャピラリーと MCP の透過特性

3.3 5 keV/q Xe⁶⁺ (MCP ターゲット)

3.3.1 ビーム軸とターゲットの角度

3.2 で述べたように、MCP ターゲットの場合、ビーム軸と MCP のチャンネル軸の角度調整はビームの透過率に大きく影響する。3.2 では、ファラデーカップを使って電流値を読んだ。しかし、電流であるため、ニュートラルの成分の量を知ることはできない。そこで、ターゲット通過後のイオンをディフレクターで荷電状態ごとに分解し、それぞれの荷電状態での 2 次元分布を測定した。Fig.3.12 に、ファラデーカップの電流値が最大になるとき、ビーム軸とチャンネル軸が合っていると考え、このときの θ 、 φ を 0 度として、それぞれ 0.5 度ずつずらしたとき得られた $q_f = 0$ と $q_f = 1$ の 2 次元分布を示した。ただしこの図はビーム下流から上流方向を見た様子である。ディフレクター電位は右側が負であり、 $q_f = 0$ と $q_f = 1$ が PSD に入射している。

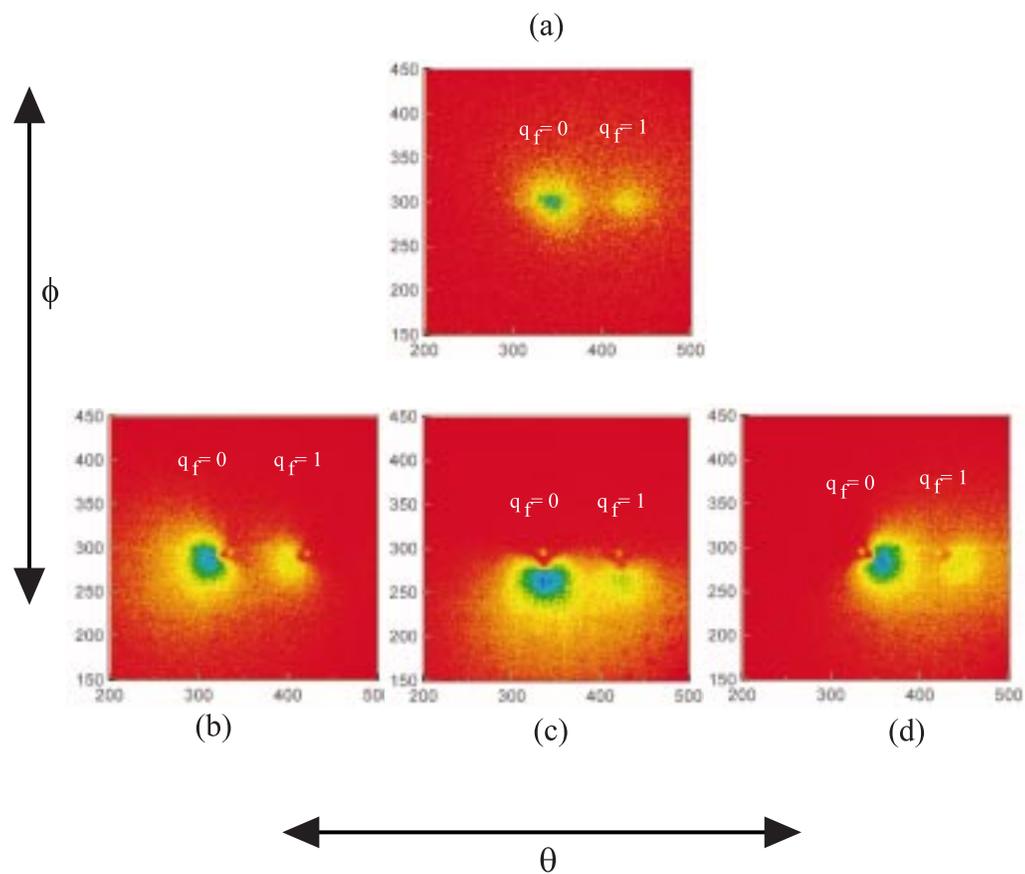
Fig.3.12 から、(1) ターゲットの回転によって移動しない鋭いスポットと、(2) 回転により分布方向を変える裾野の広い分布の 2 成分が、 $q_f = 0$ と $q_f = 1$ の双方について存在することが分かる。そして、チャンネル軸とビーム軸が一致しているとき、両者は同心円上に重なることが分かる。それぞれの成分の由来について考えると、(1) はチャンネル内壁に衝突することなくと通り抜けてきたイオンで MCP から電子を捕獲してきたものであると考えられる。(2) はチャンネル内壁に衝突し、中性化したものであると考えられる (Fig.3.13)。 $q_f = 1$ も同様に 2 成分あるが、(2) については、MCP 内の鉛ガラス部に衝突したものであると考えられる。

Stolterfoht らは、Mylar 薄膜にチャンネル径 80 nm、チャンネル長 10 μm の穴をエッチングしたターゲットを用意し、Ne⁷⁺ を入射して荷電状態分析の実験をおこなった。そして、ビーム軸に対してチャンネル軸をずらしていったとき、その角度が 5 度になっても、ニュートラル以外の成分があったことを報告している [17]。これは、アスペクト比から予想されるイオンが透過可能である角度 ~ 0.5 度よりはるかに大きい。彼らはチャンネルがイオンの方向をガイドしていると主張しているが、ターゲットが帯電していれば、チャンネル内壁に衝突したイオンが電荷を持ちえると考えられる。本研究では、 $q_f = 2$ より多価のものについては、(1) の成分のみ観測され、(2) の成分は観測されなかった。

3.3.2 5 keV/q Xe⁶⁺ の散乱角度分布測定

3.3.1 で述べた 2 成分のうち、MCP のチャンネル内壁に衝突せずに通過してきたイオンは鋭いピークを持った成分 (2) であると考えることができる。Fig.3.15 (a) には、 $q_f = 0$ および $q_f = 1$ の 2 次元分布を等高線プロットで示した。また、同図 (b) は、Y 方向に射影したもので、 $q_f = 0$ および $q_f = 1$ が左右対称であると仮定した場合の $q_f = 0$ および $q_f = 1$ 分布を重ねた。この図において、内壁に衝突したと考えられる成分 (1) の分布のほうが、成分 (2) に対して強いため、本研究が目的とする鏡像電荷による角度広がりに関する情報は引き出せなかった。

Fig.3.16 (a) には、 $q_f = 2$ 、 $q_f = 3$ および $q_f = 4$ の 2 次元分布を等高線プロットで示した。同図 (b) は、Y 方向に射影したもので、 $q_f = 0$ の広い裾野に対して、 $q_f = 2$ 、 $q_f = 3$ および $q_f = 4$ が載っている分布になっている。 $q_f = 3$ および $q_f = 4$ の分布は図 (b) から確認



/	θ [degree]	φ [degree]
(a)	0	0
(b)	-0.5	+0.5
(c)	0	+0.5
(d)	+0.5	+0.5

図 3.12: ビーム軸とチャンネル軸のズレによるイオンの分布の変化

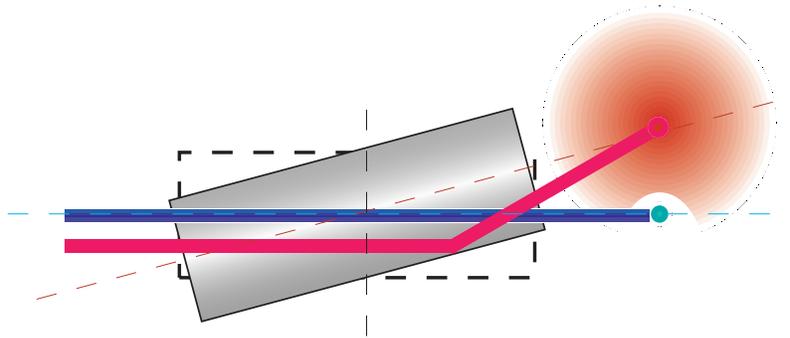


図 3.13: チャンネル内のイオンの軌道と 2 成分

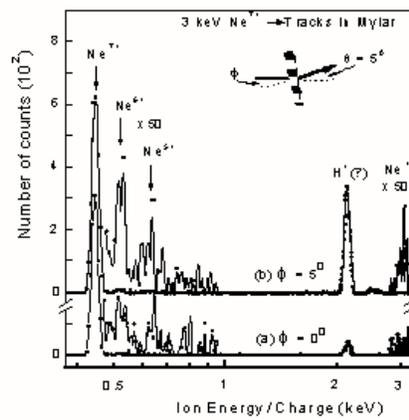


Fig. 1: Charge state spectrum of 3-keV Ne^{7+} transmitted through tracks etched in Mylar. The peak labeled H^+ is not understood yet.

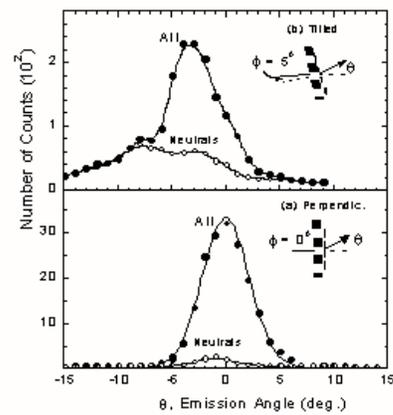


Fig. 2: Angular distributions of all particles and neutral atoms after the passage of 3 keV Ne^{7+} through tracks etched in Mylar.

図 3.14: Mylar nano tube に 3keV Ne^{7+} を入射したときの荷電状態分布 [17]

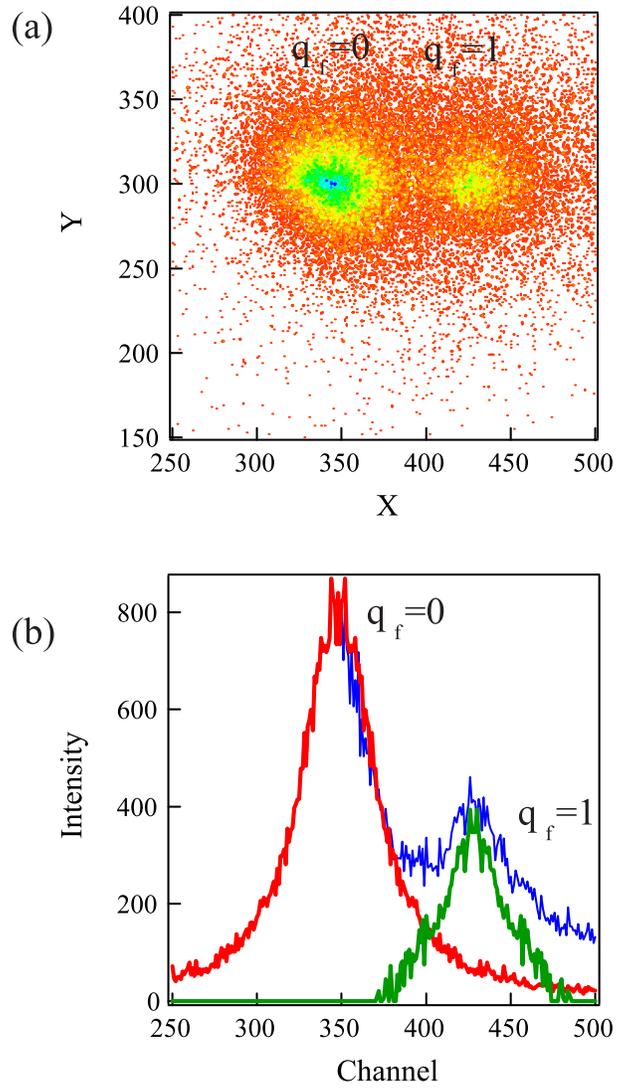


図 3.15: MCP ターゲットを通過した Xe^{6+} ($q_f = 0, 1$)
 [(a) 2次元分布 (b) Y 方向への射影]

できるが、 $q_f = 2$ については、ノイズに埋没してしまう。そこで、図(c)では、射影範囲を $q_f = 2$ 、 $q_f = 3$ および $q_f = 4$ が分布している地域に限った。すると、図(d)のようにそれぞれの q_f の分布を確認できた。

今回の実験で観測されたのは $q_f = 0$ から $q_f = 4$ までで、 $q_f = 5$ は観測できなかった。現在のセットアップでは、 $q_f = 5$ を観測しようとする、 $q_f = 6$ をPSDに入射させないでいることはできないからである。それは、 $q_f = 6$ は他の q_f に対し4ケタも多く、もしも $q_f = 5$ と $q_f = 6$ を同時観測すると、膨大な量の $q_f = 6$ がPSD前面のMCPのチャンネルを破壊してしまう。また、入射ビームを弱くして $q_f = 6$ のカウントレートを下げて $q_f = 5$ と $q_f = 6$ を同時観測を試みたが、 $q_f = 5$ の信号はバックグラウンドのノイズに埋もれてしまった。したがって、MCPターゲットを用いた本研究では、 $q_f = 0$ から $q_f = 4$ までの観測結果でまとめる。

入射イオンのプロファイルを、Fig.3.17に示した。(a)は2次元分布、(b)は(a)をY方向に射影したものである。(b)より、入射イオンのPSD上での広がり、半値全幅(FWHM)で4ch程度である。PSDの1chは0.08mmに相当するので、0.32mmのビームスポットになる。入射イオンは、ターゲット直前の直径0.3mm ϕ のアーチャから広がっていると考える。アーチャからPSDまでの距離は170mmなので、入射イオンの広がり角 θ_i は、

$$\begin{aligned}\theta_i &\sim \frac{\sqrt{0.16^2 - 0.15^2}}{170} \\ &\sim 0.3 \text{ mrad}(0.02 \text{ 度})\end{aligned}\tag{3.2}$$

と見積もることができる。

$q_f = 2, 3, 4$ の散乱角度は、FWHMで0.4mm程度で角度にすると0.8mrad(~ 0.05 度)になる。これを鏡像電荷によるエネルギー広がりへ換算すると20meVとなる。一方、式(1.10)によれば、荷電変換したイオンは10~20eV程度のエネルギーを受け取るので、今回の実験結果は鏡像電荷による加速は大変小さいことを示している。また実験1では、エネルギー広がり数10meV程度であることを見出し、散乱角が大変小さいことを示した。そして、この理由のひとつとして、チャンネルの内部構造の可能性を考えたが、今回の実験結果は、散乱角が小さいことは、ターゲットの内部構造のためではないことを示唆している。

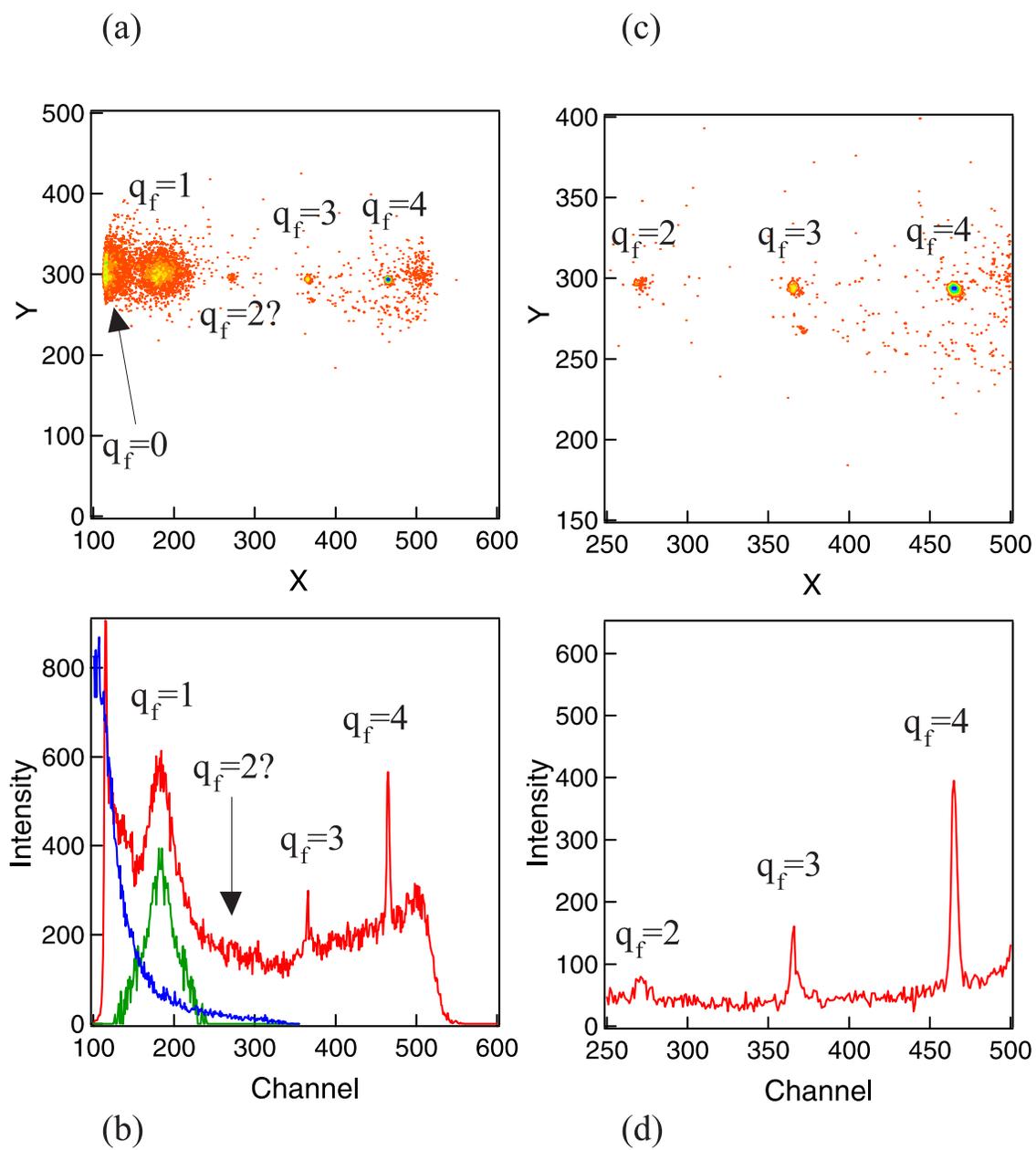


図 3.16: MCP ターゲットを通過した Xe^{6+} ($q_f = 2, 3, 4$)
 [(a) $q_f = 0, 1$ を含めた 2 次元分布. (b) (a) の Y 方向射影.
 (c) $q_f = 0, 1$ を除いた 2 次元分布. (d) (c) の Y 方向射影.]

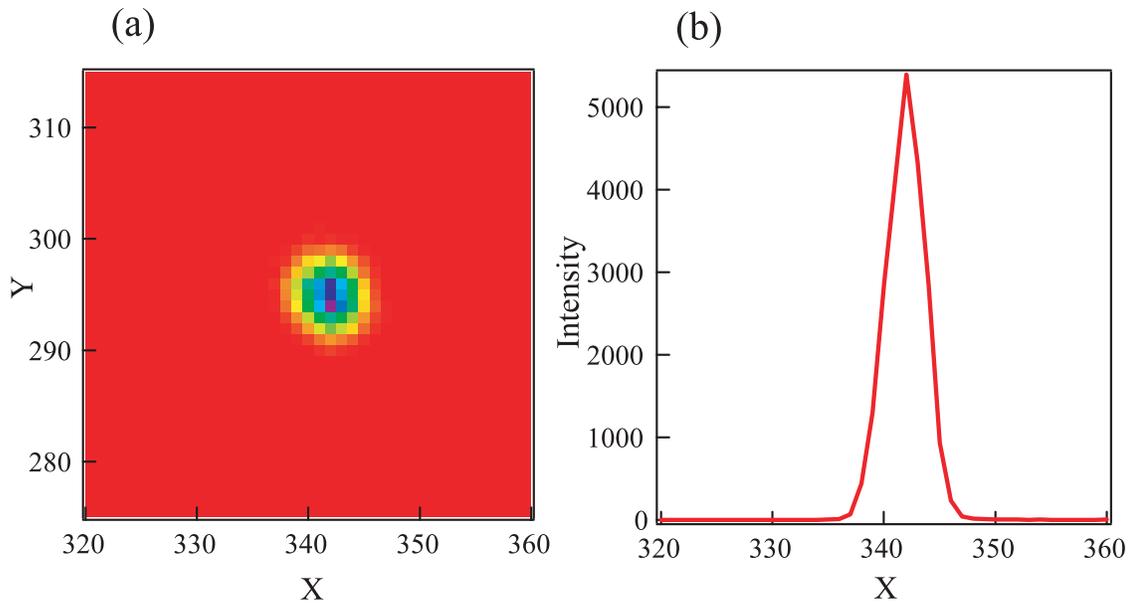


図 3.17: 入射 Xe^{6+} の角度広がり
 [(a) 入射 Xe^{6+} の 2 次元分布 (b) (a) の Y 方向射影]

3.4 5 keV/q Xe^{6+} (Ni Microcapillary ターゲット)

最近利用できるようになった、規則性の改善した Ni マイクロキャピラリーターゲット [18] を用いて、各荷電状態ごとの 2 次元分布を測定した。

Fig.3.18 に本研究で用いた Ni マイクロキャピラリーターゲット (規則配列) の SEM 写真を示した。このマイクロキャピラリーのパラメータはすでに表 3.2 に示してある。

3.4.1 Xe^{6+} の荷電分布の測定

Fig.3.19 (a) および (b) に、2 次元分布を等高線で示した。また、同図 (c) および (d) はそれぞれを Y 方向に射影したものである。この図から、5 keV/q Xe^{6+} 入射に対する q_f の荷電分布を求め、Fig.3.20 の Experiment. で示した。また、式 (1.13) および式 (1.14) による計算を Fig.3.20 の Calculation. に示した。今回の測定においても、実験 1 で指摘した U 字型の傾向が認められる。これを、Tökesi らによる COB モデルに Auger 緩和過程を考慮した計算と重ねると、Fig.3.20 の Simulation with Auger process. で示したようになり、我々の実験結果をよく再現している。ただし、今回は、チャンネル半径は SEM 写真から推測される ~ 200 nm とした計算のみでこの結果を得た。一方で、不規則配列の Ni マイクロキャピラリーを用いた実験 1 において、SEM 写真から推定されるチャンネル半径は ~ 100 nm であったが、計算上は ~ 20 nm としたときに荷電分布の実験結果が再現された。これらを踏まえると、チャンネルの内部構造が明らかでなくても、実効的なチャンネルの内径で補正することによって、マイクロキャピラリーを使った多価イオンへの電子移行過程に伴う荷電分布は、COB モデルでほぼ再現できるといえる。

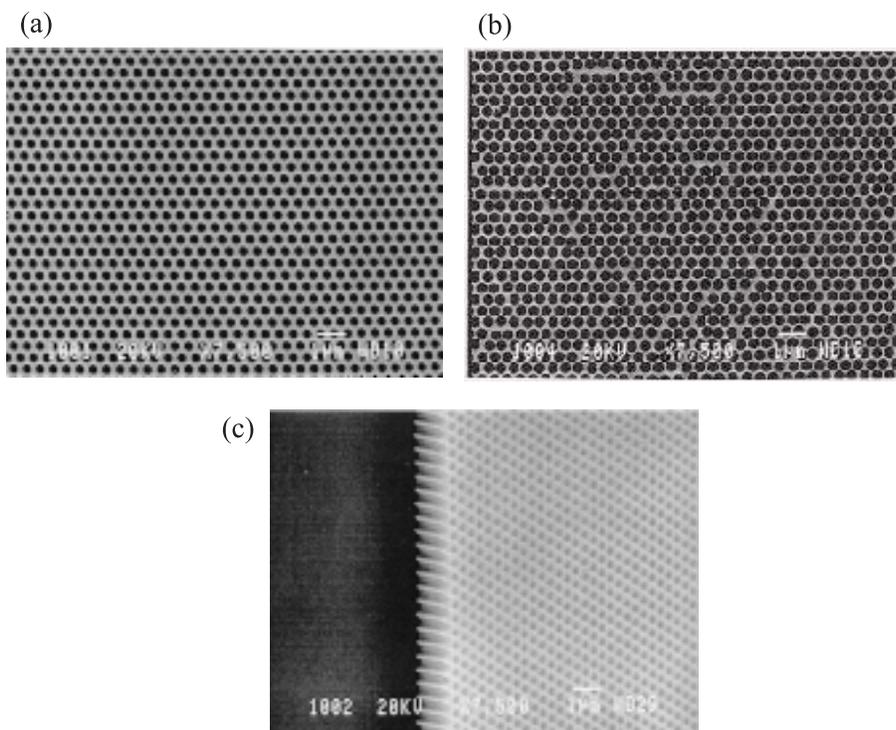


図 3.18: Ni マイクロキャピラリー (規則配列) の電子顕微鏡写真
(a) 表面 (b) 裏面 (c) 斜め 45 度からの断面を撮影

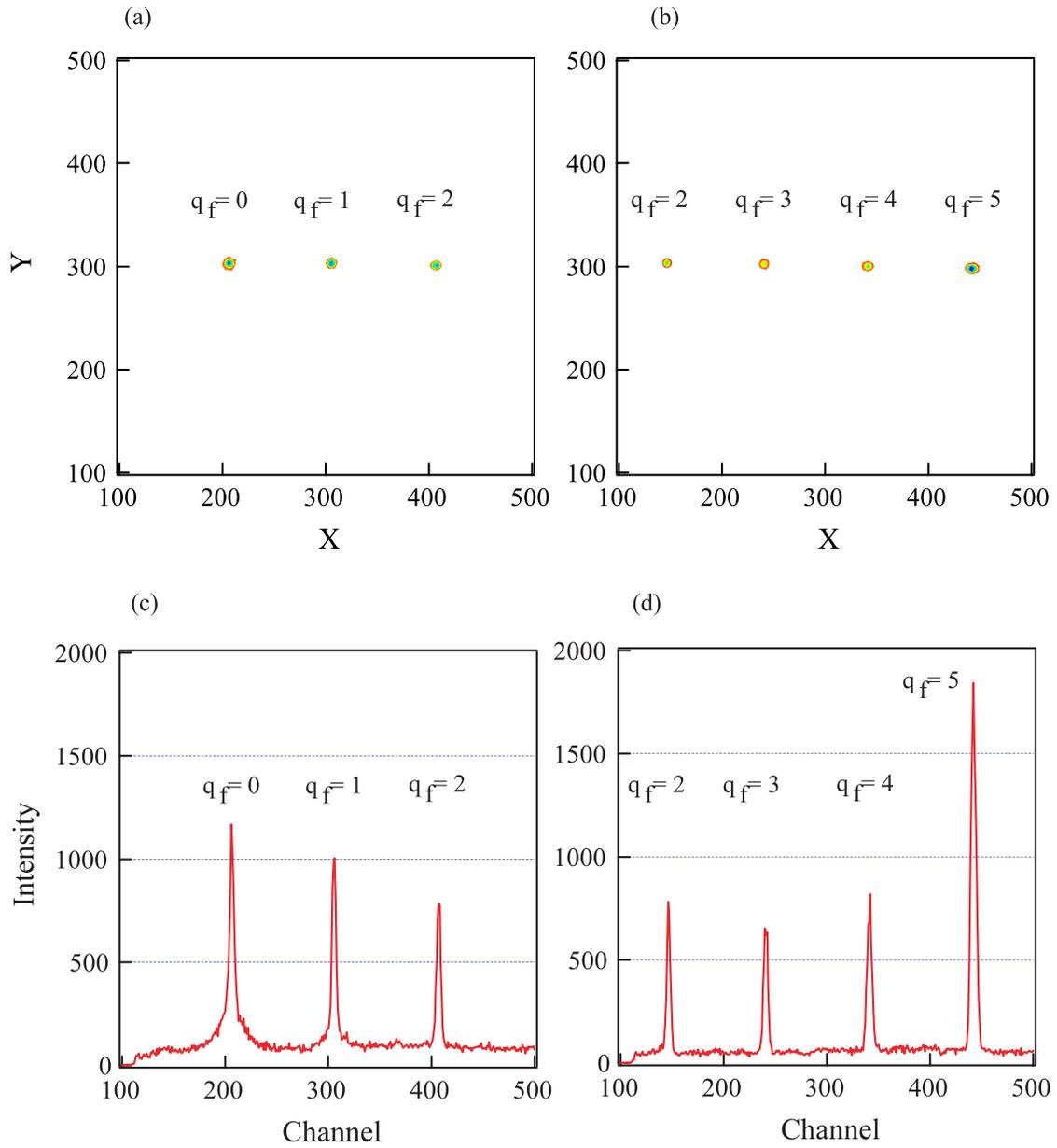


図 3.19: Ni マイクロキャピラリーを通過した Xe^{6+} ($0 \leq q_f \leq 5$)
 [(a) $q_f = 0, 1, 2$ の 2 次元分布. (b) $q_f = 2, 3, 4, 5$ の 2 次元分布.
 (c) (a) の Y 方向射影. (d) (b) の Y 方向射影.]

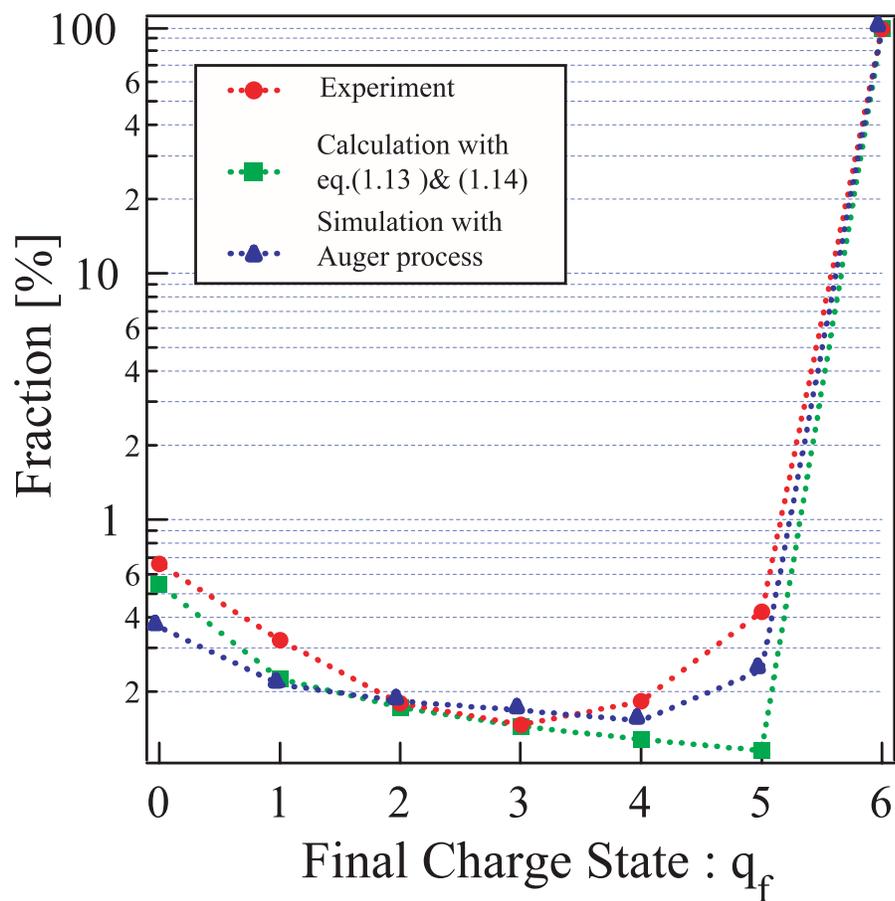


図 3.20: 規則配列 Ni マイクロキャピラリーを通過した Xe^{6+} の荷電分布
 [Auger 緩和過程を考慮したシミュレーションとの照合。(チャンネル内径:300nm)]

3.4.2 Xe⁶⁺ の散乱角度分布測定

3.3.2で散乱角が COBm の予想より 2ケタも小さいのは、キャピラリーの内部構造のせいではないことを見たが、今回の規則性のよいマイクロキャピラリーを用いた実験でも、これが確認された。

3.3.2と同様に、入射イオンの角度広がりを求めるため、直径 0.3 mmφ のアパーチャとターゲットホルダーの直径 5 mmφ の穴 (ダミー) を通ったイオンの 2次元分布を測定した。これを Fig.3.21 に示した。Fig.??(b) より、入射イオンの広がりは FWHM で 4 ch 程度で、これは 0.32 mm に相当する。式 (3.2) と同様にして、入射イオンの初期広がり角度 θ_i は、 $\theta_i \sim 0.3$ mrad (0.02 度) となる。

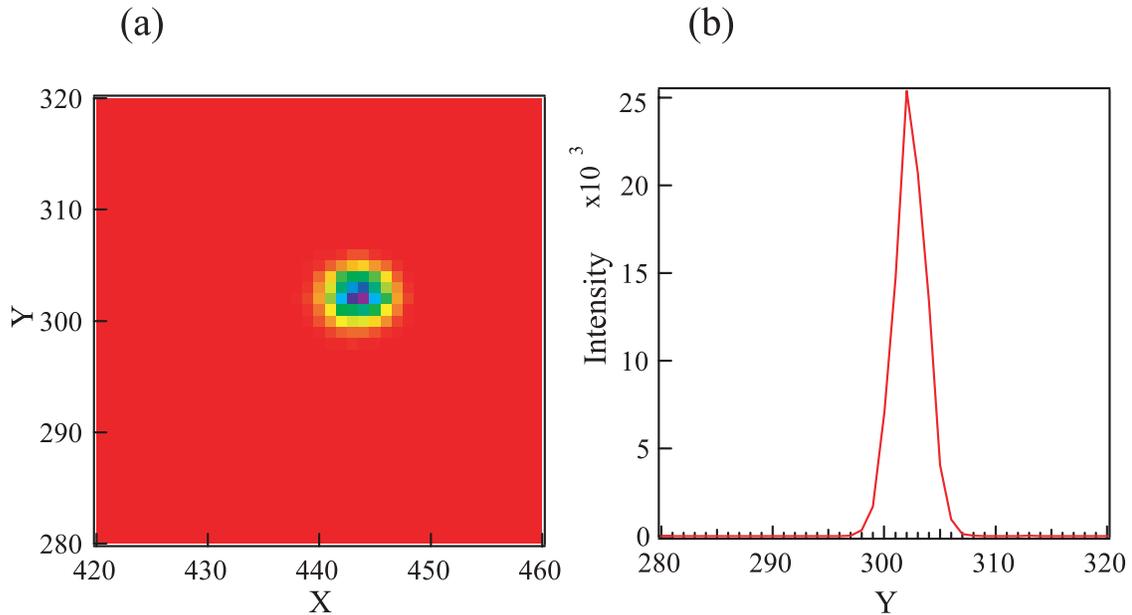


図 3.21: 入射 Xe⁶⁺ の角度広がり
[(a) 入射 Xe⁶⁺ の 2次元分布 (b) (a) の Y 方向射影]

角度広がりの絶対値

Fig.3.19の2次元分布を各最終荷電状態ごとに拡大したものを Fig.3.22 にしめた。また、この2次元分布を射影したものが、Fig.3.23 である。この図から広がりの幅は、各 q_f について若干違うが、全体として 0.4 mm 程度と狭い。これは散乱角度にして、0.9 mrad (0.05 度) 程度であり広がり方向のイオンのエネルギーは数 10 meV である。つまり、3.3.1 で成分 (1)、すなわちチャンネル内壁と衝突せずに通り抜けたとした分布の広がりと同程度である。表 (3.3) に今回の測定結果と、式 (1.10) および式 (1.11) を用いた計算結果を示す。実験 1 での規則性を改善されていない Ni マイクロキャピラリーでの角度広がりと比較すると、入射エネルギーが異なるのでその分狭いが、動径方向のエネルギー広がりについて比較すると、実験 1 と 2 は同程度であることがわかる。

また、今回のターゲットでも成分 (2) は、Fig.3.23 (a)、(b) において、 $q_f = 0$ と $q_f = 1$ の裾野としてそれらしきものが観測されている。しかしその量は、成分 (1) よりもずっと少ない。これは、Ni マイクロキャピラリーのアスペクト比が MCP に比べて 1 ケタ小さいため、壁に衝突するイオンが少なくなるからであると考えられる。 $q_f = 0$ と $q_f = 1$ の裾野の分布はそれぞれ FWHM で、2.5 mm、1.9 mm 程度と読み取れる。このことから角度広がり は、7.7mrad(0.44 度)、5.9mrad(0.34 度) であり、動径方向のエネルギー広がり は、1.8 eV、1.1 eV であった。したがって、この裾野の分布が鏡像電荷によって広がったものだと考えても、まだ広がり は小さい。

/	Angle[degree]		$\Delta E_{im}[eV]$	
	Exp.	Calc.	Exp.	Calc.
0	0.05	1.31	2.1e-2	15.7
1	0.05	1.30	2.1e-2	15.5
2	0.05	1.29	2.1e-2	15.2
3	0.05	1.26	2.1e-2	14.6
4	0.07	1.23	4.2e-2	13.9
5	0.07	1.19	4.0e-2	13.0
6	0.03	-	3.6e-2	-

表 3.3: 5 keV/q Xe⁶⁺ 入射時のビームの角度広がり とエネルギーゲイン

角度広がり の価数依存性

本研究で用いた PSD の分解能ではあまり顕著な違いが確認できないが、表 3.3 より、最終荷電状態が高いほど角度広がり が大きいと考えられる。これは、不規則配列 Ni マイクロキャピラリーでの実験 1 と同様の価数依存性である。すなわち、マイクロキャピラリーを通過してきたイオンは、本研究で想定しているシナリオとは異なる軌道と荷電変換の履歴を持っていると考えられる。可能性の一つとして、チャンネルの入口と出口の大きさが違うことがあげられる。規則配列 Ni マイクロキャピラリーの表と裏の SEM 写真 (Fig.3.18) では両者のチャンネル径に微妙に違いがある。(a) では直径 $\sim 310 \text{ nm}\phi$ 、(b) では直径 $\sim 380 \text{ nm}\phi$ と求めることができる。規則配列 Ni マイクロキャピラリーは表と裏の口が 1 対 1 に対応しているため、両者がまっすぐつながっていると考えると、チャンネルは入射側は狭く、出口に向かって広がるテーパ状になっている。前述のチャンネル径から、チャンネル内壁そのものの広がり を求めると ~ 1.3 度となる。一方、チャンネルが円筒であるとしたときに、イオンの鏡像力による最終的な角度広がり も表 3.3 より 1.3 度程度である。したがって、イオンが鏡像力によってチャンネル内壁に引き寄せられるよりも早く、チャンネル内壁はイオンから遠ざかっていく。すなわち鏡像力は予想よりも効かないことになる。

このような描像は、本研究で想定しているイオンのチャンネル内の軌道と電子移行のモデル (Fig. 1.9) では表すことができない。ここまでは、イオンはチャンネルの出口エッジ付近で荷電変換が終了し、チャンネル内壁と衝突することを免れたイオンが脱出してくると考えていた。しかし、入射側から出口に向かって広がったテーパ状のチャンネルをもつター

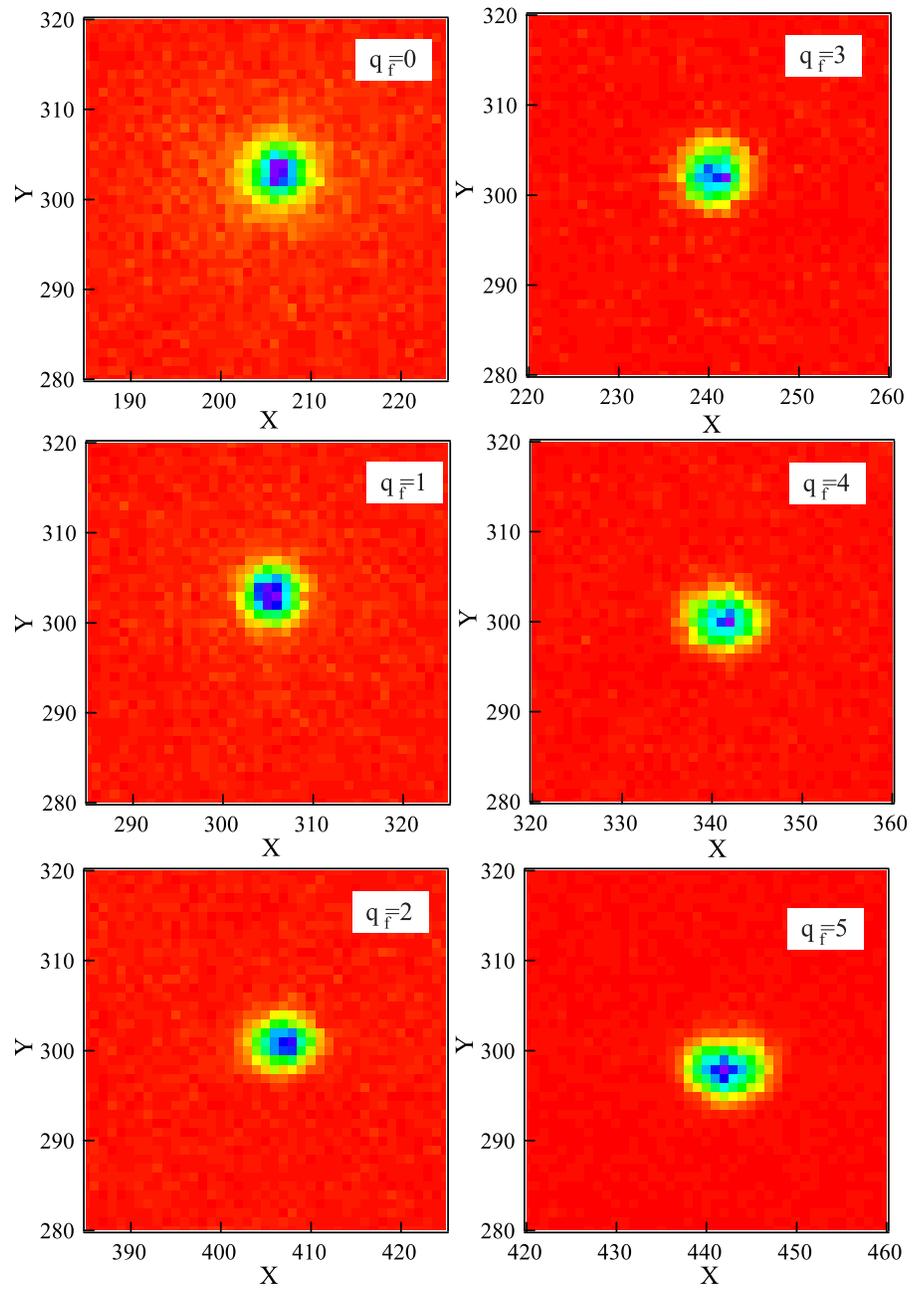


図 3.22: Xe^{6+} の散乱角度分布 (2次元分布)

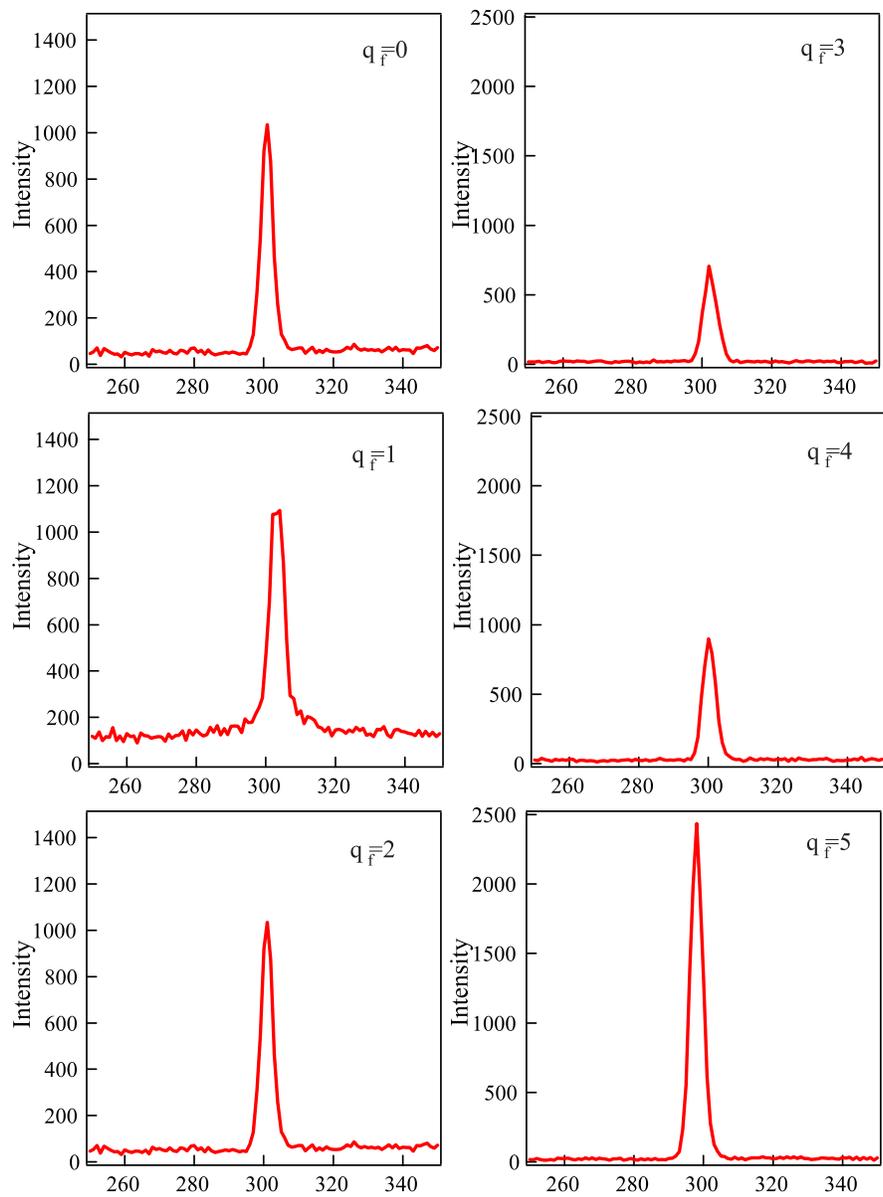


図 3.23: Xe^{6+} の散乱角度分布 (Y 方向射影)

ゲットでは、これは起こりえない。なぜならば、鏡像の作用では、イオンは荷電変換可能なチャンネル内壁との距離 Z_c に到達し得ないからである。これらを考慮すると、荷電変換はチャンネルの出口エッジではなく、入射側エッジ、正確にはチャンネルが最も狭い位置で起こっていると考えられる。入射側エッジで荷電変換が終了した後は、イオンの荷電状態が高いほど鏡像力によって広げられるであろう。つまり、このようなモデルは実験 1 および 2 で観測されている角度広がり の価数依存性を定性的に支持する。

3.4.3 ターゲットを裏返した場合の 5keV/q Xe⁶⁺ の散乱角度分布測定

3.4.2 では、イオンの入射側のチャンネルは狭く、出口に向かって広がっていくテーパ形状であると想定したが、キャピラリー薄膜を設置する際の都合で、チャンネル径の大小と入射側・出口側の対応関係は実はわかっていない。そこで、ターゲットを裏返してターゲットホルダーに設置した。そして、3.4.2 と同様に、入射イオン 5 keV/q Xe⁶⁺ で実験をおこない、入射側が広く出口に向かって狭くなっていくテーパ形状のチャンネルをもつターゲットでのイオンの角度広がりを調べた。

3.3.2 と同様に、直径 0.3 mmφ のアパーチャとターゲットホルダーの直径 5 mmφ の穴 (ダミー) を通ったイオンの 2 次元分布を測定し、入射イオンの角度広がりを求めた。これを Fig. 3.24 に示した。これより、入射イオンの角度広がり は FWHM で、~0.04 度と求められる。

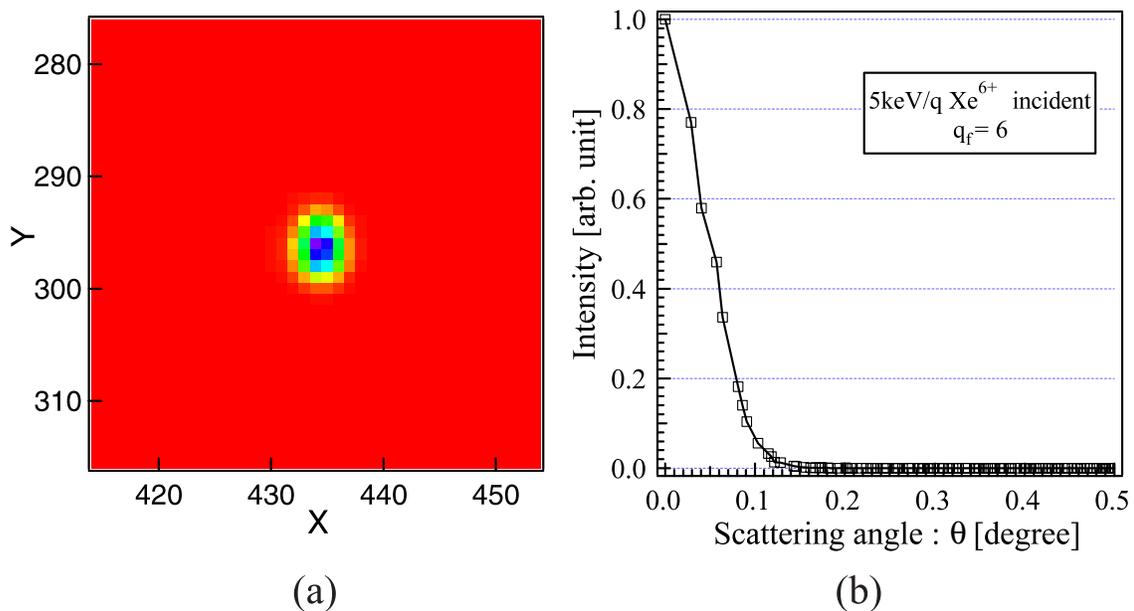


図 3.24: 入射 Xe⁶⁺ の角度広がり
[(a) 入射 Xe⁶⁺ の 2 次元分布 (b) 角度分布]

Fig. 3.25 は、ターゲットを裏返した場合のイオンの角度広がりを各 q_f ごとに示したものである。ターゲットを裏返す前の実験結果を示した表 3.3 をほぼ再現しており、ターゲット

を裏返すことにより、角度広がり q_f の絶対値および角度広がり q_f の依存性に違いは認められなかった。

この実験では、入射側が広く出口に向かって狭くなっていくテーパ形状であったとしても、鏡像力のイオンの角度広がりへの影響は小さいという結果を得た。この理由を考えると、この場合はチャンネルの出口エッジ付近までは、イオンはチャンネル内壁から非常に遠く、鏡像力の影響は小さい。出口に近づくにつれて鏡像力は増大し、イオンはチャンネル内壁方向に引き寄せられ荷電変換する。このような軌道を通ったイオンは (Fig. 1.9) で想定した軌道と同じであるが、出口が狭くなっているため脱出できない。しかし鏡像力によってイオンがチャンネル内壁に引き寄せられなくても、テーパ形状のため、内壁の方がイオンに近づいてくるので、荷電変換が可能なイオンの軌道は存在する。すなわち、チャンネルを脱出できるイオンは、チャンネルの出口エッジで荷電変換したものであると考えられる。

3.4.4 1 keV/q Xe⁶⁺ の散乱角度分布測定

5 keV/q Xe⁶⁺ 入射での角度広がり q_f の依存性は、3.4.2 や 3.4.3 では有意な違いを見出すことはできなかった。これは、イオンの角度広がり q_f が事前の予想よりもはるかに小さかったため、PSD の位置分解能が足りなかったためである。しかし、入射イオンのエネルギーを落として角度広がり q_f を大きくすることで、PSD 上で分布範囲を広くすることができる。そこで、入射イオンのエネルギーを 1 keV/q に落として、各 q_f ごとの角度広がり q_f を測定した。3.3.2 と同様に、直径 0.3 mmφ のアパーチャとターゲットホルダーの直径 5 mmφ の穴 (ダミー) を通ったイオンの 2 次元分布を測定し、入射イオンの角度広がり q_f を求めた。これを Fig. 3.26 に示した。この図より、入射イオンの角度広がり q_f は、~0.1 度と求めることができる。

1 keV/q Xe⁶⁺ を規則配列 Ni マイクロキャピラリーに入射したときの、各 q_f について測定した散乱角度分布を Fig. 3.27 に示した。そしてこの分布から求められたイオンの動径方向のエネルギーゲインを、式 (1.10) および式 (1.11) を用いた計算結果とともに表 3.4 に示した。

/ q_f	Angle[degree]		$\Delta E_{im}[eV]$	
	Exp.	Calc.	Exp.	Calc.
0	0.16	2.92	4.6e-2	15.7
1	0.14	2.90	3.5e-2	15.5
2	0.21	2.88	8.0e-2	15.2
3	0.22	2.82	8.8e-2	14.6
4	0.23	2.75	9.7e-2	13.9
5	0.33	2.66	2.0e-1	13.0
6	0.10	-	1.8e-2	-

表 3.4: 1 keV/q Xe⁶⁺ 入射時のビームの角度広がり q_f とエネルギーゲイン

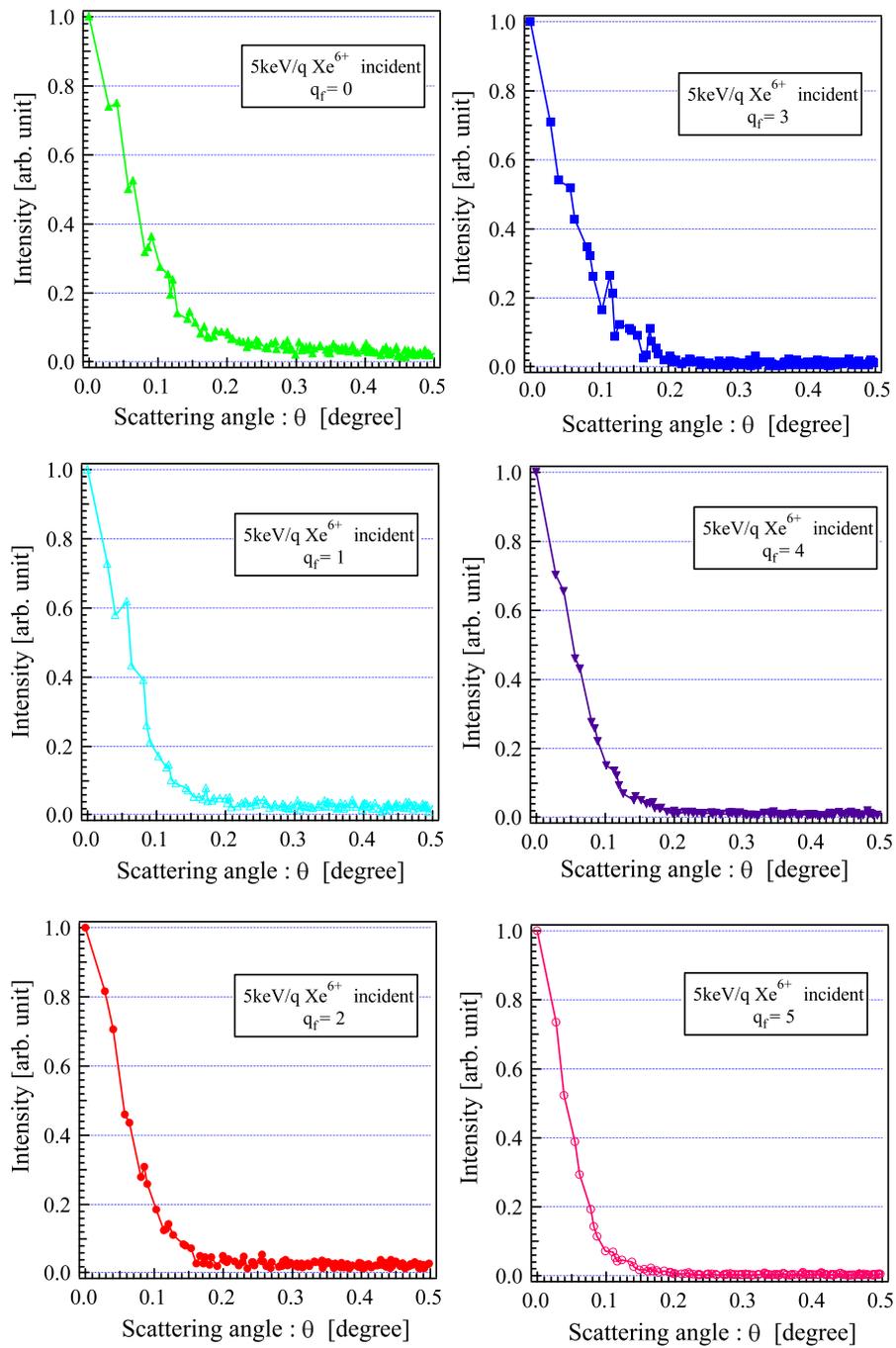


図 3.25: ターゲットを裏返した場合の 5 keV/q Xe⁶⁺ の散乱角度分布

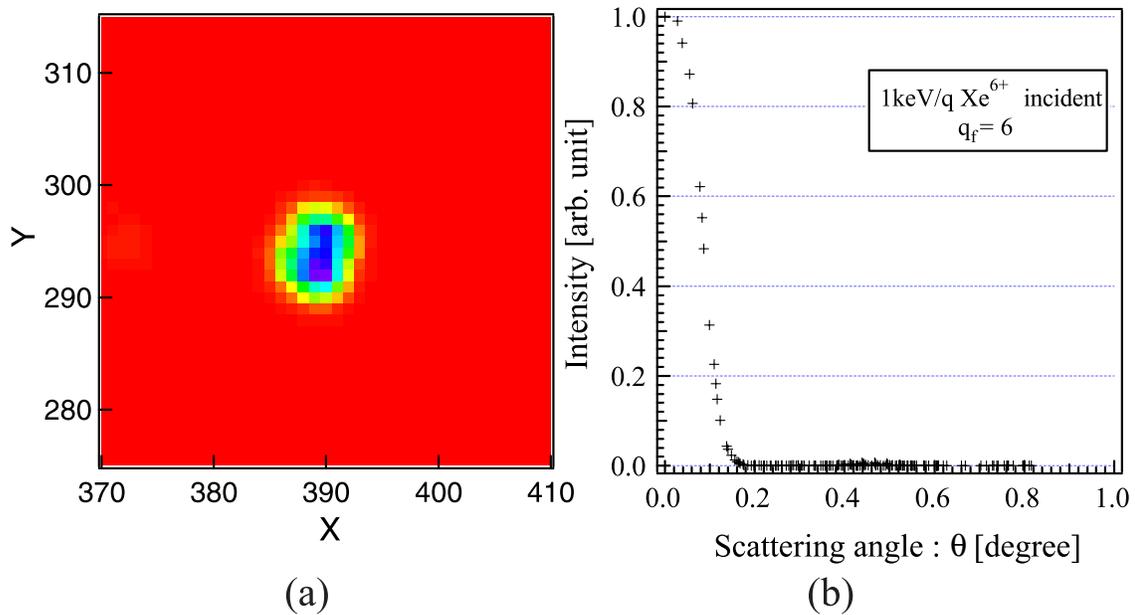


図 3.26: 入射 Xe^{6+} の角度広がり
 [(a) 入射 Xe^{6+} の 2 次元分布 (b) 角度分布]

角度広がり の 絶対値

2.2.2 および 3.4.2 と同じく、角度広がり の 大きさは予想された値よりもはるかに小さいことが観測された。これを動径方向のエネルギーゲインに換算すると数 10 meV となり、鏡像力によってイオンが得ると考えられる値 (~ 15 meV) よりも 2 ケタも小さいことになる。このことは、マイクロキャピラリターゲットを用いて行った全ての実験について共通して認められた。

角度広がり の 価数依存性

角度広がり の q_f 依存性について、価数が高いほど角度広がり が大きいという結果がこの実験でも確認された。前述の 5 keV Xe^6 入射の実験では、各 q_f ごとの違いがあまり顕著には見られなかったが、今回の 1 keV/q Xe^{6+} のように、速度を遅くして、イオンの動径方向のエネルギーが効きやすくすることによって、PSD 上で異なる大きさの分布を得ることができたため、確認することができた。特筆すべきは、中心に穴のあいた 2 次元分布を観測できたことである。これは、入射エネルギーは今回の実験とあまり変わらないが、不規則配列の Ni マイクロキャピラリーをターゲットに用いた実験 (実験 1) では観測できなかったものである。したがって、規則性のよい Ni マイクロキャピラリーは、2.3 で指摘した、散乱角度分布を測定するための要請を満足していると考えられる。

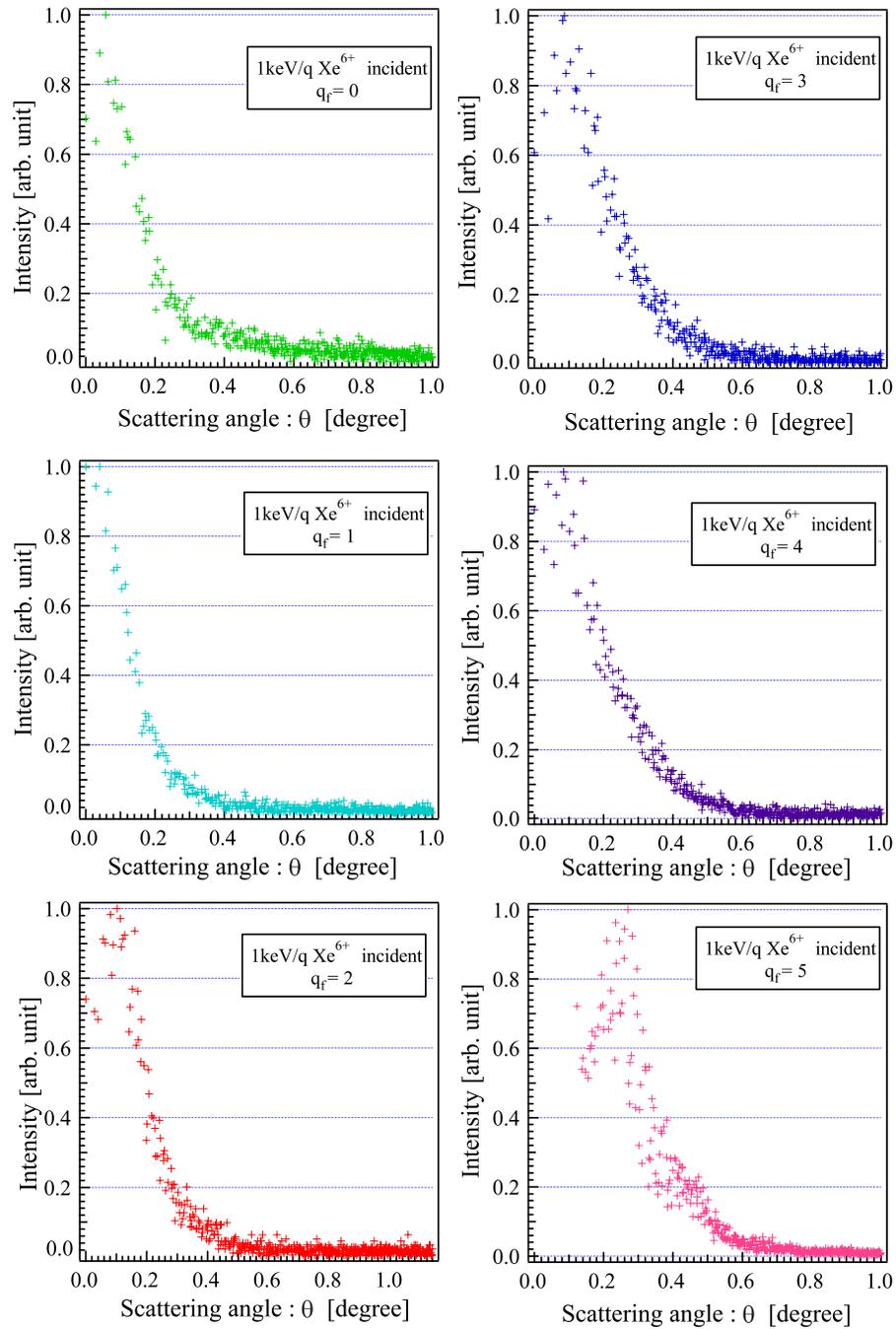


図 3.27: 1 keV/q Xe⁶⁺ の散乱角度分布

第4章 まとめ

金属表面から多価イオンへの多電子移行過程を研究するため、荷電分析器を設計した。東大駒場の mini-EBIS および RIKEN の 14.5GHz Caprice をイオン源に実験をおこなった。Xe⁶⁺ に対して、マイクロチャンネルプレート (MCP)、不規則配列 Ni マイクロキャピラリー、同規則配列の 3 種類のターゲットを用いて、荷電分布測定、散乱角度分布測定をおこなった。COB モデルを Auger 緩和過程を考慮した計算によって、本研究でおこなった荷電分布測定の結果を再現することが可能であることを見出した。また、散乱角度分布、すなわちチャンネル内壁方向にイオンが得るエネルギーは、現在の鏡像電荷による加速のモデルでは再現できない。散乱角度はキャピラリーの内部構造によらず小さいことを示した。

このことは、COB モデルが誤りであるということでも、ターゲットにしたマイクロキャピラリーが悪いということでもなく、実験に先立っておこなったイオンのキャピラリー内の軌道のモデルに思い違いがあるのだと考えている。すなわち、Fig.1.9 において、イオンはキャピラリー出口で行われた電子移行により最終的な荷電状態が決定されるとしたことである。このモデルによれば、捕獲電子が多いほど必ず広がらなければならない。実験 1 では、捕獲電子数が多いほど広がり小さかった。最後の電子捕獲が終了してからの鏡像電荷による加速の方が効いていると考えられないだろうか。極端に言えば、例えばキャピラリーの入り口付近ですでに電子移行が終了して、その後、キャピラリー出口まで鏡像電荷による加速を受けるとすれば、実験 1 の傾向は定性的にはあう。また、イオンの速度を上げて行った実験 2 において、 q_f の違いによる広がりのはあまり顕著ではなかったことは、電子移行を終了してからの鏡像電荷による加速を受ける時間が短かったからではないだろうか。

角度広がりが予想した値よりもかなり小さかったため、各最終荷電状態ごとの角度広がり比較するのに、入射イオンのエネルギーを 5keV/q から 1keV/q に減らして実験をおこなった。しかし、散乱角度分布の測定について本研究で新たに採用した規則配列 Ni マイクロキャピラリーで、中心に穴のあいた 2 次元分布を観測することに成功した。これは、従来の不規則配列 Ni マイクロキャピラリーを用いた実験では観測できなかったものである。

本研究で、チャンネル内壁とイオンの距離はほぼ式 (1.11) で表されることは分かっていたが、キャピラリーターゲットを使って鏡像による加速を観測するには、電子移行が始まるキャピラリーの軸方向の位置、すなわち、入口なのか、出口なのか、それともその間のどこかなのかということを知ることができれば、さらなる理解が進むはずである。その手法としては、ターゲットの入口と出口に別の電位を与えられるようにすると面白い。それは、実験 2 で用いたような MCP をターゲットにすることで実現可能である。これを用いれば、荷電変換した軸方向の位置によって出てくるイオンのビーム方向のエネルギーが違わずである。本研究で用いた MCP は厚さ 300 μm の両端に 1kV の電位差をつくることのできるもので、それに対応する TOF 測定装置と入射ビームを用意できればこれを観測できるであろう。

謝 辞

本研究を行うにあたり、修士課程入学当初から興味深い研究テーマの提案、問題解決の数多くのアイデアを提案してくださった指導教官の山崎泰規教授に深く感謝いたします。小牧研一郎教授は、指導教官同様の暖かい指導をいただきました。特にいつもウィットに富んだお話を聞かせてくださいました。都立大の益田秀樹教授は、マイクロキャピラリーの貴重な技術を分けてくださいました。Wien 工科大学の K. Tőkési 博士には、シミュレーションで大変お世話になりました。鳥居寛之助手は、研究活動において様々の助言を与えてくださいました。そして異文化について大変興味深いお話をいただきました。都立大の東俊行助手には、大切な PSD を貸してくださいました。科学警察研究所の黒木健郎研究員には PSD や電気回路について大変お世話になりました。理化学研究所原子物理研究室の神原正副主任研究員には、PSD の仕組み、テストおよび運用においてたくさんの指導をいただきました。また、本研究において電源、ポンプなど様々な機材を提供してくださいました。理化学研究所原子物理研究室の金井保之専任研究員には、実験チェンバーの設営とビームラインの軸あわせ、イオン源のメンテナンスなど大変お世話になりました。特に年末・年始にも本研究のために時間を割いてくださいました。理化学研究所原子物理研究室の大山等研究員には、工作に関して大変お世話になりました。理化学研究所原子物理研究室の中井陽一研究員には、イオンビーム光学について大変参考になるお話をいただきました。理化学研究所原子物理研究室の大島永康基礎特別研究員には、真空部品、MCP の調達などで大変お世話になりました。理化学研究所原子物理研究室の竹川道也基礎特別研究員には、大変気を使っていたいただきました。理化学研究所原子物理研究室の森下雄一郎基礎特別研究員は、本研究の成否を大変心配していただき、準備、実験を手伝ってくださいました。D4 の市岡利康さんには、真空実験技術を指導していただきました。また、研究面以外にも楽しいお話をしてくださいました。伊藤高臣さんには、PSD のテストなどで大変お世話になりました。D2 の岩井良夫さんは私を多価イオン-キャピラリー実験の道に導いてくださいました。D2 の岡林則夫さんには EBIS の実験で大変お世話になりました。昼夜連続実験の時には付き合ってくださいました。D2 の高林雄一さんには研究姿勢の面で大変刺激を受けました。M2 の黒田直史さんには PSD や PC についていろいろ教わりました。桧垣浩之さん、吉城 Franzen 健さん、王志剛さん、M2 の遠藤厚身さん、M1 の米田諭さんほか、本研究が様々な人々に支えられておこなわれたことを深く感謝いたします。

参考文献

- [1] H. D. Hagstrum: Phys. Rev. **91**, 543 (1953)
- [2] H. Ryuhuku, K. Sasaki and T. Watanabe : Phys. Rev. **A21**, 7451 (1980)
- [3] J. Burgdörfer, P. Lerner and F. W. Meyer : Phys. Rev. **A44**, 5674 (1991)
- [4] H. Winter, C. Auth, R. Schuch and E. W. Beebe : Phys. Rev. Lett. **71**, 1939 (1993)
- [5] 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)
- [6] F. W. Meyer, S. H. Overbury, C. C. Havener, P. A. Zeijlmans van Emmichoven,
J. Burgdörfer and D. M. Zehner : Phys. Rev. **A44**, 7214 (1991)
- [7] Y. Yamazaki, S. Ninomiya, F. Koike, H. Masuda, T. Azuma,
K. Komaki, K. Kuroki, M. Sekiguchi : J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 1199 (1996)
- [8] F. W. Meyer, L. Folkerts, H. O. Folkerts and S. Schippers
: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B98**, 441 (1995)
- [9] E. D. Donetz : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-23**, 904 (1976).
- [10] K. Okuno : Jpn. J. Appl. Phys. **28**, 1124 (1989).
- [11] K. Kakutani: PhD Thesis, Institute of Physics, University of Tokyo (1995)
- [12] N. Okabayashi: Master's Thesis, Institute of Physics, University of Tokyo (1999)
- [13] S. Ninomiya, Y. Yamazaki, F. Koike, H. Masuda, T. Azuma,
K. Komaki, K. Kuroki, M. Sekiguchi : Phys. Rev. Lett. **78**, 4557 (1997)
- [14] K. Tókési, L. Wirtz, C. Lemell and J. Burgdörfer : Phys. Rev. **A61**, 020901(R) (2000)
- [15] K. Tókési : private communication.
- [16] S. E. Sobottka and M. B. Williams : IEEE Trans. Nucl. Sci. **35**, 348 (1988)
- [17] N. Stolterfoht, J. H. Bremer, V. Hoffmann and D. Fink : 10th International Confer-
ence on the Physics of Highly Charged Ions, Berkeley, Ca, July/August 2000
- [18] H. Masuda, M. Ohya, K. Nishio, H. Asoh, M. Nakao, M. Nohtomi,
A. Yokoo and T. Tamamura : Jpn. J. Appl. Phys. **39**, L1039 (2000)