

# 表面電離器から ECR イオン源への Li イオンの輸送

2004.12.03 森信 俊平

rev. 2005.03.27 森信 俊平

Optical pumping 法によって偏極された Li 原子は、表面電離器内の高温酸化タングステン板上でイオン化される。イオンはその後 19 kV の電圧 (ECR イオン源内のプラズマ対地電圧) で加速され (加速後の電位は大地電位)、適当な偏向器によって水平に偏向され、ECR イオン源に軸に沿って入射される。高効率で Li イオンをプラズマ領域に入射させるためには、Li イオンをプラズマ領域入射直前まで減速せず、効率良く輸送することが重要である。

表面電離器からイオンは鉛直上方に引き出され、適当な加速管で加速された後、静電偏向器によって  $90^\circ$  偏向されて ECR イオン源の軸に乗せられる。本稿では、イオンの経るこれら各段階でイオンの挙動を考察し、高効率でイオンを ECR イオン源に入射する可能性を検討することとする。

## 1. 表面電離器の構造とイオン輸送 geometry

### 1.1. geometry

次のような表面電離器とその後に続く Li イオン輸送系 geometry を前提とする。

- 1) 磁場の領域は図 1.1 のようにイオン引き出し電極を中心とし、半径  $R$  の円形とする。
- 2) 磁場の向きは紙面に垂直であり、強度  $B$  はこの領域内で一様である。(実際には、領域周辺で  $B$  が減衰する事による効果は、有効磁場境界 (EFB) と fringing field 補正を考慮することで扱う。)
- 3) イオンは引き出し電極と平行に置かれた酸化タングステン板から相対電圧  $V$  のグリッドを用いて上方  $45^\circ$  の方向に引き出される。
- 4) 引き出されたイオンは更に磁場によって  $45^\circ$  偏向されて鉛直上方 (下流) に向い、その後 19 kV の電圧で加速される。

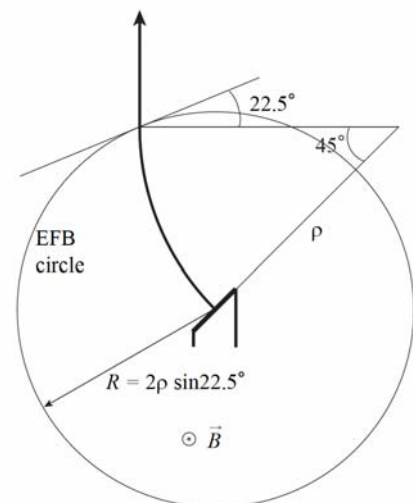


図 1.1 のイオン引き出し部で、1 価のイオンについて その質量を  $M$  [a.m.u.] とし、上記の geometry を前提とすれば、

$$B\rho = 1.44 \times 10^2 \sqrt{MV} \quad [\text{G} \cdot \text{cm}] \quad (1.1)$$

$$R = 2\rho \sin(\pi/8)$$

である。更に磁場境界の法線と軌道は  $\pi/8$  の角度を持つ。磁場強度は減偏極を最小化する要請から決めるとすると、 $\rho$ （即ち  $R$ ）が定まれば、 $V$  は一意に定まる。

## 1.2. イオンの引き出し角度

酸化タングステン板から磁場中で電界によってイオンを引き出す場合、その引き出し角度を推定しておく。引き出し電極はグリッドであるとする。ただし、グリッドワイヤ近傍の局所電場による散乱は次節で考慮することとし、ここでは考えない。酸化タングステン板上に  $x$  軸、直角方向に  $y$  軸を取る。

電界は  $y$  軸方向に強度  $E$ 、磁界は  $x$ - $y$  面に垂直に強度  $B$  であると考え、

$$m \frac{dv_x}{dt} = ev_y B, \quad m \frac{dv_y}{dt} = eE - ev_x B \quad (1.2)$$

が成り立つ。 $t=0$  で  $v_x = v_y = 0$  の条件下でこれを解いて

$$v_x = \frac{E}{B} (1 - \cos \frac{eB}{m} t), \quad v_y = \frac{E}{B} \sin \frac{eB}{m} t \quad (1.3)$$

が得られ、 $y=d$ （グリッド面）での粒子の軌道角度は

$$\frac{v_x}{v_y} = \frac{1 - \cos \frac{eB}{m} t}{\sin \frac{eB}{m} t} = \sqrt{\frac{\frac{eB^2 d}{mE}}{2 - \frac{eB^2 d}{mE}}} \quad (1.4)$$

となる。

電界  $E$  はタングステン板と距離  $d$  離れて酸化タングステン板に平行に置いたグリッドに電圧を印可することによって与えられるとし、加速後の粒子の磁場内軌道半径を  $\rho$  とすると

$$\frac{v_x}{v_y} = \sqrt{\frac{(d/\rho)^2}{1 - (d/\rho)^2}} \approx \frac{d}{\rho} \quad (1.5)$$

となる。 $d=5 \text{ mm}$ 、 $\rho=100 \text{ mm}$  の場合、粒子軌道は酸化タングステン板の法線と  $50 \text{ mr}$  程度の傾きを持つことになる。これによる磁場領域の出口でのビームシフトは位置で  $3.0 \text{ mm}$ 、角度で  $50 \text{ mr}$  の程度となり、調節を要する大きさとなる。

## 1.3. グリッドワイヤによる散乱

グリッドワイヤの表面には局所的に強い電界が発生するため、粒子引き出し角度は前節の推定値の周りに広がりを持つ。

太さ  $c$  のワイヤを等間隔（間隔  $a$ ）に配置したグリッドについては、電界は等角写像の方法により解析的に解くことが出来る。（例えば、P.M.Morse and H.Feshbach,

Methods of Theoretical Physics, 1953, McGraw-Hill や W.R.Smythe, Static and Dynamic Electricity, 1950, McGraw-Hill 参照) ただし、ワイヤ表面で厳密に境界条件を満たす解は数値計算がやっかいであるから、ここでは  $c \ll a$  と考え、無限に細いグリッドワイヤの作る場を考え、ワイヤ周囲のほぼ円筒形の等電位面をワイヤ表面と見なすこととする。

1.2節と同様な座標系で、 $x$ - $y$  面に垂直に  $x = \pm a/2, \pm 2a/2, \pm 3a/2, \dots$  の位置に一様に帯電したワイヤを張り、今度は  $y = 0$  をグリッド面と考える。ワイヤによるポテンシャル  $\psi$  は

$$\psi = \frac{aeE}{4\pi} \left\{ \log 4 \left[ \cos^2 \frac{\pi x}{a} + \sinh^2 \frac{\pi y}{a} \right] - \frac{2\pi}{a} y \right\} + K \quad (1.6)$$

で与えられる。ただし、グリッド面から十分離れた場所での電場強度は  $y > 0$  なら 0、 $y < 0$  なら  $y$ -方向に  $E$  とした。  $K$  はワイヤ表面の電位を与えれば決まる定数である。電場の  $x$  方向成分  $E_x$  は

$$E_x = \frac{E}{2} \frac{\cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi x}{a}}{\cos^2 \frac{\pi x}{a} + \sinh^2 \frac{\pi y}{a}} \quad (1.7)$$

で与えられることになる。

$x$  方向電場  $E_x$  はグリッド面近傍の狭い  $y$  範囲に限られるから、 $y$ -方向に加速されたイオンは  $E_x$  によりパルス的に  $x$ -方向に力を受ける。その結果、グリッド領域を出たイオン軌道と  $y$  軸のなす角度  $\alpha$  は、 $x$ -方向の力積と  $y$ -方向運動量との比として

$$\alpha \approx \frac{v_x}{v_y} \approx \frac{e}{m v_y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x dy = \frac{e}{2eV} (E \cdot x) = \frac{x}{2d} \quad (1.8)$$

となる。ただし、 $V$  はイオン加速電圧、 $d$  は加速ギャップである。この式で取り扱われる  $x$  の範囲は

$$-\frac{1}{2}(a-c) < x < \frac{1}{2}(a+c) \quad (1.9)$$

としてよいから、グリッドによる散乱で生じるイオンの角度幅は

$$\Delta\alpha = \frac{a-c}{2d} \approx \frac{a}{2d} \quad (\text{又は } \pm \frac{a}{4d}) \quad (1.10)$$

であることが期待される。 $d \approx 5 \text{ mm}$ 、 $a \approx 0.5 \text{ mm}$  とすると、 $\Delta\alpha$  は  $\pm 25 \text{ mr}$  であり、必ずしも無視出来る大きさではない。ワイヤを  $x$  軸方向にも張ったグリッド (網目グリッド) を用いる場合には、(1.10) は上限を与えるものと考えらるべきであるが、実際の角度幅はこの上限値から桁で小さいとは予想できない。

追記: 民井氏の数値計算によると、 $z$  軸方向だけでなく  $x$  軸方向にも同じ間隔でワイヤを張った正方形網目グリッドを用いた場合、角度広がりはおよそ(1.8)式の 1/2 の程度である。

#### 1.4. ビーム軸の調節

磁場領域を出たビームはその後の加速電極によって約 19 kV に加速される。従って、加速系の軸と、磁場領域を出た後のビームの軸が一致することが望ましく、磁場領域の出口でビームの位置と角度の調節が望まれる。1.2 節の推定においてもそれが必要される程度のイオン引き出し状況である。少なくとも磁場強度（電場強度）が一つの調節要素に使用できることを考慮すると、イオン発生位置、若しくはイオン引き出し角度のどちらか一方の微調整を考慮しておくことが望まれる。前者は Li 原子線ビームの位置・方向の調整やタングステン板の位置調節で達成できるし、後者は磁場領域出口に電場のデフレクター（ステアラ）を挿入することでも達成出来る。こうした調節要素は常時調節可能でなくとも、事前に実験的に最適化した後で固定する事でも良いかも知れない。

## 2. 磁場領域の輸送行列と領域出口でのビームサイズ

### 2.1. 引き出されたイオンの初期条件

引き出されたイオンの輸送を考えるために、新たな座標系をとり、輸送行列を計算する。即ち、 $x, \theta$  を図 1.1 の紙面内で軌道に直角な方向の座標とし、 $y, \varphi$  は紙面に直角方向の座標とする。 $x, y$  の原点は中心軌道上に取り、 $\theta, \varphi$  は中心軌道からの傾き角度（の正接）である。これ以降の議論では、ビームの初期条件、即ち酸化タングステン板から引き出されるイオンビームに対して、以下の最大値を想定する。

$$x_0 = \pm 12 \text{ mm}, \quad \theta_0 = \pm 25 \text{ mr}, \quad \delta = 0, \quad y_0 = \pm 8 \text{ mm}, \quad \varphi_0 = \pm 25 \text{ mr}$$

### 2.2. 磁場領域出口での輸送行列とビームサイズ

$\rho = 100 \text{ mm}$  とした場合、1.1.節に想定した磁場領域の中心から磁場出口境界までの輸送行列はおよそ表 2.1 の通りとなる。EFB circle 近傍の磁場の変化は、field clamp があまり効果を持たない場合のそれを想定している。

表 2.1. 磁場領域出口境界までの輸送行列(単位 m, rad)

	$x$	$\theta$	$\delta$	$y$	$\varphi$
$x$	0.752	0.060	0.007	$y$	1.000
$\theta$	-4.142	1.000	0.828	$\varphi$	-0.423

この輸送行列と上記のビーム初期条件から、磁場の出口では、

$$\text{初期角度幅}=0 : x = \pm 9.4 \text{ mm}, \quad \theta = \pm 50 \text{ mr}, \quad y = \pm 8.0 \text{ mm}, \quad \varphi = \pm 4 \text{ mr}$$

$$\text{初期角度幅有限} : x = \pm 10.9 \text{ mm}, \quad \theta = \pm 75 \text{ mr}, \quad y = \pm 10.0 \text{ mm}, \quad \varphi = \pm 28 \text{ mr}$$

程度となることが分かる。磁場領域を出るビームについて、その太さは  $x, y$  両方向で大差は無いが、 $x$  方向には相対的に強い収束傾向、 $y$  方向に弱い収束傾向にある。従って、（初期角度幅を無視して）像を結ぶ点の磁場出口境界からの距離（以下、イメージ位置若しくは image distance と呼ぶ）は、 $x, y$  座標について異なることになる。これは磁場の後に続く加速領域が軸対称である場合には、ビーム制御上必ずしも喜ばしいことではない。このアンバランスを取り除くには、磁場境界の出口角度を調節する事が考えられるが、それによるイメージ位置の変化をプロットしたものが図 2.1

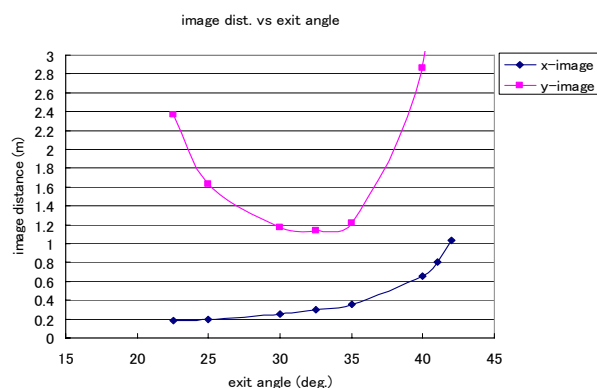


図 2.1. 磁場出口境界の角度変化によるイメージ位置の変化（初期角度幅=0）

である。イメージ位置は  $x, y$  座標に関して最小で  $0.8\text{m}$  も異なっており、磁場境界角度の調節によっては、このアンバランスの除去は不可能である。なお、民井氏による数値的な軌道追跡の結果からは、 $y$  方向の収束作用はもう少し大きいことが示されている。これを考慮した計算は後で考慮する。

### 3. 加速電極

#### 3.1. 加速管の輸送行列

軸対称な構造を持つ加速管の輸送行列は円筒座標系で表現出来るが、粒子が加速管の軸の周りに角運動量を持たない場合の円筒座標系での輸送行列（軸からの変位  $r$  と軸に対する勾配  $r'$ 、即ち  $(r, r')$  による表現）は、 $r$  が 0 でない場合には、そのまま  $(x, \theta)$  及び  $(y, \varphi)$  の表現に読み替えることが可能である。（実は、この読み替えを行うと、軸の周りの粒子の角運動量が有限であっても正しい取り扱いになる。）

長さ  $l$ 、エネルギー利得  $N$ （= 出射エネルギー/入射エネルギー比）の加速管で、入り口、出口の焦点距離  $f_{\text{入口}}$ 、 $f_{\text{出口}}$  は

$$\frac{1}{f_{\text{入口}}} = \frac{1}{\xi} \frac{N-1}{4l}, \quad \frac{1}{f_{\text{出口}}} = -\frac{1}{\xi'} \frac{N-1}{4Nl} \quad (4.1)$$

で与えられる。 $\xi$  ( $\xi'$ ) は経験的な入口（出口）のレンズ効果の焦点距離補正因子で、

$$\xi(\xi') = 1 + 0.57 \frac{d}{f(\xi=1)} \quad (4.1')$$

である。この焦点距離を用いて、 $(r, r')$  の表現で輸送行列は次のようにを構成される。

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{\text{出口}}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{2l}{\sqrt{N+1}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{N}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{\text{入口}}} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

出口レンズ   一様場加速部   入口レンズ

#### 3.2. 1本の加速管を使用した場合の効果

何段かの加速電極（ギャップレンズ）による収束・発散効果は、各段が「等長、等電位差」なら、一本の加速管による収束・発散効果と大きく変わることはない。このため、先ず一本の加速管による加速を考えて見る。上記の式は  $f$  が  $d$  に較べて大きいことを前提としており、実際には  $N = 25$ （入射 0.8keV、出射 20keV）にも達するような大きな  $N$  値には（特に  $\xi$  に関して）適用出来ないが、当面そのことは無視する。

図 3.1 及び 3.2 は、長さ  $l = 100$  mm の加速管が磁場領域から 50 mm 離れて置かれ、その加速管から更に下流 150 mm までビームを輸送した場合の、ビームサイズ及びイメージ位置を計算したものである。表面電離器での適切なイオン引き出し電圧を考慮するために、加速管でのエネルギー利得を変化させている。図 3.2 でイメージ位置が負であるのは、基準とした加速管下流 150 mm の位置から見てイメージは上流にあることを意味し、ビームは発散しながら出射している事を示している。 $N$  が大きくなるほどイメージ位置は上流に移動し、ビームサイズは大きくなる。 $N$  が 10 以上でそれらの  $N$  依存性は飽和する傾向にある。

(4.2)式の適用可能性とビームサイズから見て、一般的には  $N$  値は小さい方が有利そ

うである。このためには、表面電離器からのイオン引き出し電圧を大きくする必要がある。ビーム最終エネルギーを 19 kV とし、表面電離器からの引き出し電圧の現実的な限界を 1.5 kV 程度としてみると、 $N=13$  程度であり、その場合、ビームサイズ、イメージ位置は  $x, y$  座標に関してそれぞれ  $\pm 9.2\text{mm}$ ,  $\pm 5.6\text{mm}$  及び  $0.17\text{m}$ ,  $0.13\text{m}$  の程度となる。イメージ位置の  $x$ - $y$ -アンバランスは解消する事は出来ないが、磁場領域出口に較べてその程度は小さくなっている。

初期角度幅を考慮するとビームサイズは  $x$ -,  $y$ -方向についてそれぞれ  $\pm 9.8\text{mm}$  及び  $\pm 5.8\text{mm}$  程度に大きくなる。また加速部出口での角度幅は  $\pm 58.3$  mr 及び  $\pm 51.0$  mr となるが、このうち初期角度の寄与は  $x$ -方向で約 6 mr、 $y$ -方向で 9.7 mr である。この様に初期角度幅の影響が比較的小さくなっているのは、加速による収束効果のためである。

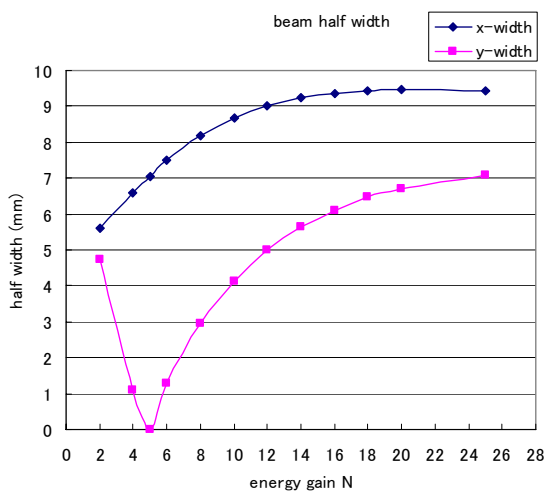


図 3.1. 加速管下流 150 mm におけるビーム半幅 (初期角度幅=0)

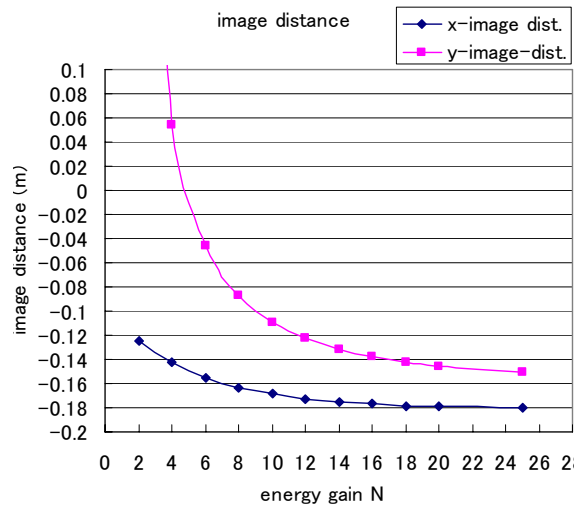


図 3.2. 加速管下流 150 mm から見たイメージ位置 (初期角度幅=0)

### 3.3. 2段階の加速

複数段のギャップレンズの効果を調べるためには、“短い加速管”を複数使用する場合を想定して見れば良からう。そのサンプルとして、仮想的に  $l=25\text{mm}$  の2本の加速管の間に長さ  $50\text{mm}$  のドリフトスペースを挟んだ場合 (3 電極 2 ギャップ) を考え、上記と同様の計算をしたものが図 3.3 及び 3.4 である。2本の加速管とドリフトスペースの合計長は1本の加管の場合と同じく  $100\text{mm}$  としてあり、ビームは加速管下流  $150\text{mm}$  に輸送した。2本の加速管の合計エネルギー利得は前節の考察から 14 とし、図の横

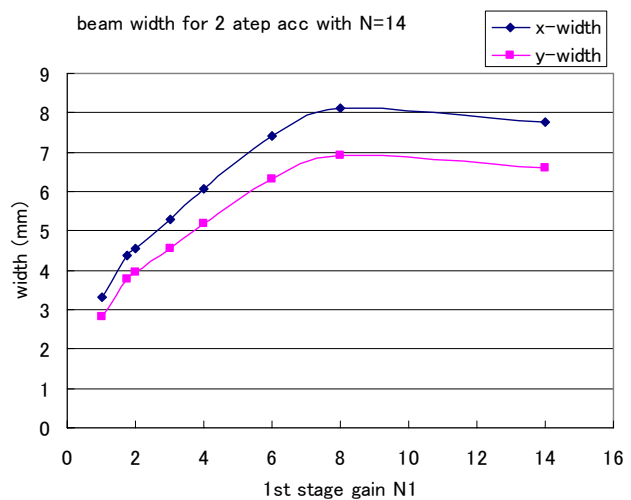


図 3.3. 2 段加速の場合、加速管下流 150 mm におけるビーム半幅 (初期角度幅=0)



軸は第1段のエネルギー利得である。従って、図の曲線の右端は第1段のみで加速したことを意味し、左端は第2段のみの加速に対応する。(ただし、第1段または第2段のみの加速の場合、図3.3, 3.4の結果は、必ずしも図3.1, 3.2の結果に一致するわけではない。加速管の長さが異なるためである。)

ビームサイズ、イメージ位置の $x$ - $y$ アンバランスには、3.2節におけるより著しい改善が見られる。初段の利得が小さいほど、ビーム幅は小さく、イメージ位置は下流に位置するようになる。現実的な加速電圧配分を考え、イメージ位置の可変性も考慮すれば、第1段利得を3.0(従って第2段利得4.67)程度とするのが一つの目安であろう。この時、初期角度幅を考慮するとビームサイズは $x$ -,  $y$ -方向にそれぞれ0.1 mm及び0.4 mm程度増加し、角度はそれぞれ13 mr及び16 mr程度増加する(いずれも半幅)。初期角度幅の影響は2段加速の場合の方がやや大きい。

1本の加速管の場合と2段加速の場合の違いは、磁場領域を出るビームの $x$ ,  $y$ 座標の振る舞いが異なるため、下流に置かれるレンズの位置と強度によって $x$ 座標、 $y$ 座標の影響の受け方が異なるためである。2つの加速法を較べるとき、加速ギャップは複数にすることが望ましく、かつエネルギー利得は加速の初段で小さく後段で大きくすることが有利であると推定出来る。また、第一段利得を調節することにより、イメージ位置を変化させることが出来ることは、更に下流の静電デフレクタへの入射条件を整える上で重要な意味を持つ。

### 3.4. 加速部直前のドリフトスペースの効果

上に述べたように、ビームが磁場領域を出る時の $x$ 方向、 $y$ 方向座標の振る舞いの違いにより、加速領域のレンズ効果が異なることから、加速領域の配置の影響を調べておくことも必要であろう。上記2段加速で初段エネルギー利得3.0、後段利得4.67、合計利得14.0の場合について、磁場出口と加速部の距離を変化させながら、加速部下流150mmまでビームを輸送した場合の計算結果を図3.5及び3.6に示す。加速部直前のドリフト長のビーム幅、イメージ位置への影響は、この仮定した加速条件では大きくはない。(1本の加速管の場合、変化は相対的に大きい。)

以上から、複数加速ギャップを持つ加速装置を用い、適正な加速電圧配分を考慮す

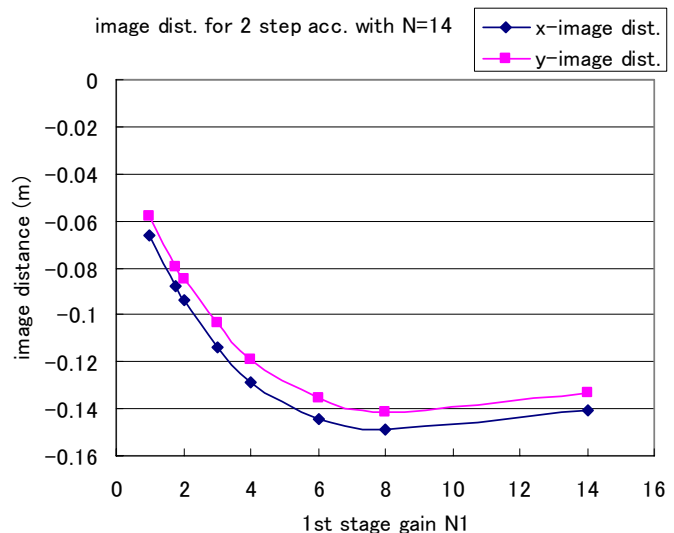


図3.4. 2段加速の場合、加速管下流150mmから見たイメージ位置(初期角度幅=0)

ることが重要であると結論出来る。これまでに述べた計算からは、表面電離器でのイオン引き出し 1.4 kV 程度、2 段加速で初段利得 3.0、後段利得  $14/3 \approx 4.7$  程度が一つの推奨加速方式と言っても良い。この時、イメージ位置は加速管出口から  $41 \pm 5$  mm にある。また、ビームの角度幅は（初期角度幅  $= \pm 25$  mr として） $x$  方向  $\pm 47.7$  mr、 $y$  方向  $\pm 43.8$  mr とほぼ同じである。

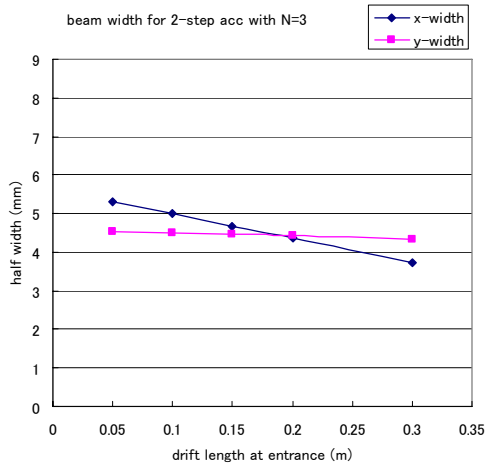


図 3.5. 加速位置によるビーム幅変化  
(2 段加速,  $N_1=3$ , 初期角度幅=0)

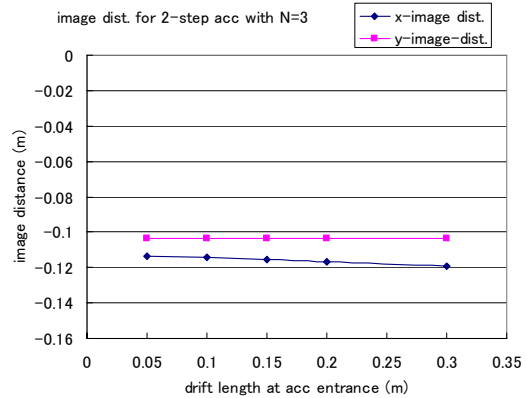


図 3.6. 加速位置によるイメージ位置変化  
(2 段加速,  $N_1=3$ , 初期角度幅=0)

## 4. ECR 入射部での粒子軌道

加速部を鉛直上方に出たイオンはさらに静電デフレクタで  $90^\circ$  偏向され、水平に ECR イオン源（以下、ECR と略記）に入射される。イオンは 19 keV のままで ECR の軸上を進行し、磁場の最大位置から少し ECR 中心に寄ったところで減速され、プラズマに入射する。入射効率を上げるためには、このプラズマ入り口でイオンビームの太さが最小であることが望まれ、その実現が静電デフレクタを含むイオン輸送系への要請となる。デフレクタについて考察する前に、ECR 入射部でのイオンの運動を調べておく。

### 4.1. ECR 入射部における軌道方程式

ECR イオン源の磁場は軸対称コイル磁場と考えて良い。軸方向（ビーム進行方向）を  $z$ -軸とする円筒座標系  $(r, \varphi, z)$  を考え、 $z$  に関する微分をダッシュ ' で表すこととすると、任意の粒子の軌道座標は、 $r, r'$  の 1 次の近似（近軸光線近似）で次のように書くことが出来る。

$$r'' - r\varphi'^2 = \frac{eB}{mv} r\varphi' \quad (4.1)$$

$$2r'\varphi' + r\varphi'' = -\frac{e}{mv} \left( \frac{1}{2} rB' + r'B \right) \quad (4.2)$$

但し、軸上の磁場  $B_z$  を単に  $B$  と表し、 $B$  は  $z$  のみの関数であるとした。また、以下では強度  $B$  の一様磁場内で粒子の描く円軌道の半径を  $\rho$  とする（ただし、 $B$  と同じ符号を持つ）。(4.2)式は容易に積分する事が出来、

$$r^2\varphi' = -\frac{e}{2mv} r^2 B + C = -\frac{r^2}{2\rho} + C \quad (4.3)$$

となる。 $z$ -方向の速度成分が一定なら(4.3)式は粒子の軸の周りの角運動量と等価であるため、以下では、 $r^2\varphi'$  を引用符付きで“角運動量”と呼ぶことにする。 $C$  は“角運動量”の初期値である。これを用いて(4.1)式は

$$r'' = -\frac{1}{4} \left( \frac{eB}{mv} \right)^2 r + \frac{C^2}{r^3} = -\frac{1}{4} \frac{r}{\rho^2} + \frac{C^2}{r^3} \quad (4.4)$$

となる。(4.4)式の右辺第 2 項は、 $r$  が 0 に近い時のみ大きな寄与を持ち、 $r$  を負にさせない働きをする。粒子軌道が  $z$  軸と交叉しない ( $r=0$  にならない) 状況を取り扱う場合には、磁場領域の外で  $\varphi' = 0$  なら、 $C = 0$  としても構わない。その場合、微分方程式は

$$\varphi' = -\frac{e}{2mv} B = -\frac{1}{2\rho} \quad \left( \rightarrow \varphi = \varphi_0 - \frac{e}{2mv} \int_0^z B dz \right) \quad (4.5)$$

$$r'' = -\frac{1}{4} \left( \frac{eB}{mv} \right)^2 r = -\frac{1}{4} \frac{r}{\rho^2} \quad (4.6)$$

となり、(4.6)式の形から、磁場はビームに対して「軸に沿って強さ（収束力）が変化する凸レンズ」の効果を持つことが分かる。

粒子軌道が  $z$  軸と交叉する可能性のある場合には(4.4)式を用いなければならない。(4.4)式の右辺第2項は  $r$  と共に急速に減衰するが、 $C$  が如何に小さくても  $r = 0$  の近傍では極めて大きな効果を持つ。このため、 $C = 0$  に対応する解は  $C \rightarrow 0$  の極限として得られる。この極限では、この項は  $r = 0$  で  $r'$  の符号を反転させる効果を持ち、結果的に(4.4)式の解は(4.6)式の解の負の部分の正に折り返したものとなる。

なお、 $z$ -軸に直角面内に  $x$ -,  $y$ -軸を持つ直角座標系での表現を用いると、 $r$ ,  $r'$  及び“角運動量”  $r^2\phi'$  は次のように表される。

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2}, \\ r' &= \frac{xx' + yy'}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \\ r^2\phi' &= xy' - x'y \end{aligned} \quad (4.7)$$

## 4.2. 定性的考察

ここで、少々乱暴であるが  $B$  の分布を  $z$  に関して長さ  $l$  の矩形の分布で近似してみよう。簡単のために  $C = 0$  の場合 ( $C \rightarrow 0$  の極限) を考える。上記の議論から、磁場内での動径座標は  $z$  に関して周期  $4\pi\rho$  (一定) の関数として

$$r = \left| 2r'_0\rho \sin \frac{z}{2\rho} + r_0 \cos \frac{z}{2\rho} \right| \quad (4.7)$$

と表すことが出来る。周期関数となるのは運動が螺旋運動であることの帰結である。 $r$  の最大値は

$$r_{\max} = \sqrt{(2r'_0\rho)^2 + r_0^2} \quad (4.8)$$

で与えられる。 $r_0, r'_0$  は、磁場に入射時の動径座標とその  $z$ -微分係数である。

磁場の分布幅を (入り口からプラズマへの入射点まで)  $l = 200$  mm, 磁場を  $B = 3$  T としてみると、 $\rho = 16$  mm となり、動径座標の振動周期は約  $204$  mm  $\approx l$  となる。即ち、粒子は磁場に入射後、ほぼ1周期を経過してプラズマ領域に到達する。磁場入射時に  $r_0 \approx 0$  mm,  $r'_0 \approx 20$  mm 程度であれば、 $r_{\max} \approx 0.7$  mm 程度となる。 $r_0$  が数mmである場合には、振幅はもっぱら  $r_0$  で決まるであろう。

(4.8)式において、根号の中の第1項は磁場に依存し、第2項は磁場に依存しない。従って、「磁場入射点」で  $r = 0$ 、つまり「磁場入射点」でビームを収束させることが望まれる。但し、一般に「磁場入射点」を定義することは困難である。磁場をその最大強度の地点まで (軸に沿って) 積分し、積分値が等しい矩形の磁場分布で置き換え

た場合、矩形分布の上流端が「磁場入射点」の一つの目安であろう。

### 4.3. 静電デフレクタ出射後のビーム収束点

上に述べたように、ECR 磁場にビームをどのように入射させるかによって、プラズマ領域入り口でのビームの太さが決まる。そこで、現実に近い磁場分布に対して(4.4)式を数値的に解いて見ることにする。

軸上の軸方向磁場 ( $B_z$ ) 分布にはKTサイエンス川口氏の (TOSCAによる) 計算がある。計算結果をグラフから読み取り、およそそれを再現するgauss分布を考える。図 4.1

はそのようにして得たgauss分布 (実線) と計算磁場 (点、グラフ読み取り値) との比較である。gauss分布はおよそ計算磁場分布を再現しているとして良からう。

このgauss型磁場分布を用い、 $C \rightarrow 0$  の極限での (4.4) 式の解を Runge-Kutta-Gill法で数値的に求めた結果を図 4.2 ( $B_{\max} = 3.0$  T) 及び図 4.3 ( $B_{\max} = 2.0$  T) に示す。相対的な  $B_z$  分布はピンク色の曲線で示されており、横軸の 0 点は ECR 磁気シールド外面 (図中縦線) に設定されている。粒子軌道の初期条件は、

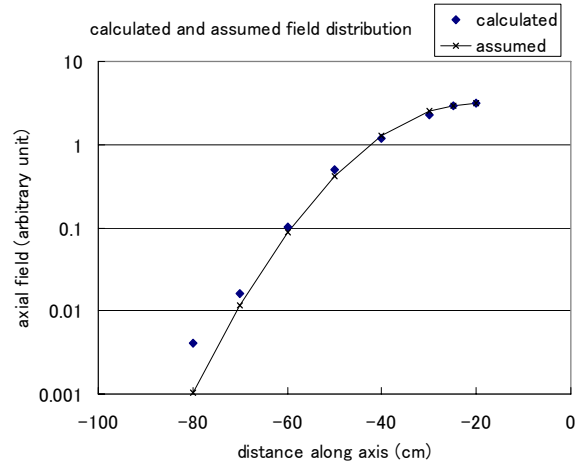


図 4.1. 計算磁場強度 (点) とそれを再現するように作った gauss 分布。横軸の 0 点は ECR 中心である。

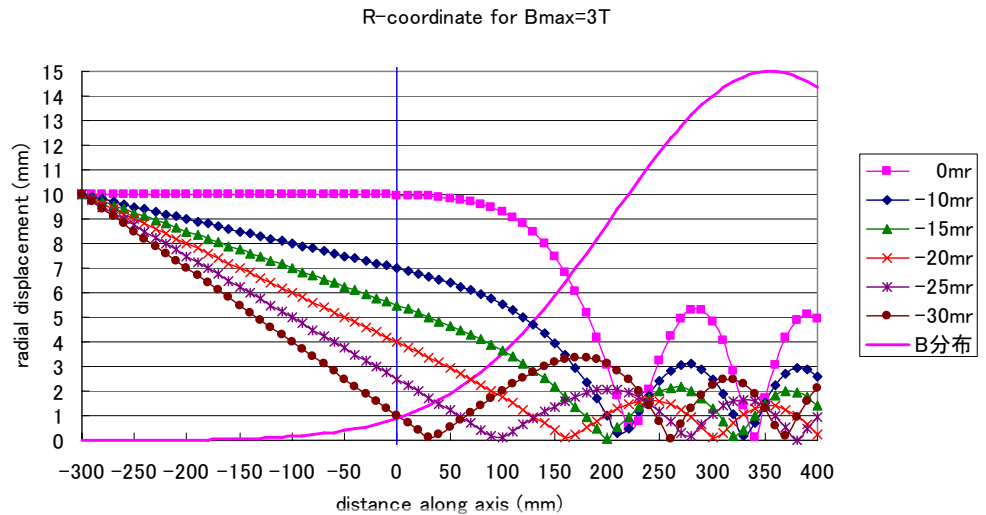


図 4.2. 最大磁場 3.0 T での入射粒子軌道の  $r$  座標(初期角運動量=0)

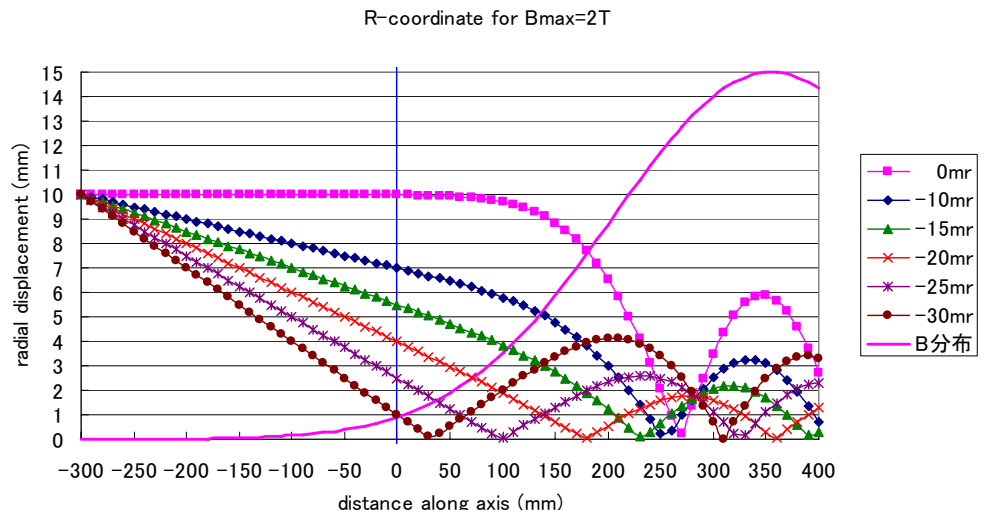


図 4.3. 最大磁場 2.0 T での入射粒子軌道の  $r$  座標(初期角運動量=0)

$z = -300 \text{ mm}$ において $r = 10 \text{ mm}$ とし、入射角度（収束角度）をパラメーターとした結果が表示されている。

$B_{\max} = 3.0 \text{ T}$ の図 4.2 からは、前節に推論したように粒子は入射からほぼ 1 周期の螺旋運動を経てプラズマ領域の入口（最大磁場の場所）に達する様子が見られ、軌道の  $r$ 座標は入射角  $0 \text{ mr}$ の場合に磁場内で初期値の半分程度となる。より収束する方向に角度を持って入射する場合には、磁場内の  $r$ 座標を最小にする入射角度が存在するのが分かる。 $B_{\max} = 2.0 \text{ T}$ の場合は、振動周期が長くなり、 $r$ 座標の振幅がやや大きくなるが、定性的傾向は変わらない。

磁場内でのビームの太さの目安として、粒子が磁場内に入射後の最初の  $r$ 座標の極大値を取ることとする。図 4.4 はこの極大値の入射角度依存性を示したものである。図から明らかなように、 $B_{\max} = 3.0 \text{ T}$ では入射角  $20 \text{ mr}$ 強、即ち $z = 10/0.02 - 300 = 200 \text{ mm}$ より若干上流に収束するようにビームを入射させれば、ECR磁場内でのビームサイズの最小化を図れることになる。 $B_{\max} = 2.0 \text{ T}$ の場合と比較すると、 $B_{\max}$ が小さくなるにつれ、ビームはより下流に収束するように入射させることが望ましいと推定されるが、この程度の磁場強度の違いでは、あまり問題にする必要はなさそうである。

なお、前節に述べたような矩形磁場分布の近似では、 $r$ 変位を最小化する入射角度は  $-18 \text{ mr}$  となり、矩形磁場分布による推定もさほど悪くないことを付記して置く。

#### 4.4. 初期“角運動量”の効果

粒子を 2 重収束するように ECR に入射させることは、ECR 軸の周りの“角運動量”初期値を 0 にしようとする試みとも言える。その意味では、Li ビーム輸送において“角運動量”初期値の重要性は薄いとも言えるが、実際には、表面電離器の出口でビームは 1.3 節に述べたように有限の角度幅を持つ。このため Li 粒子の ECR 入射条件は 2 重収束条件の周りに広がりを持つことになり、結果的に  $C = 0$  の周りに有限の幅の“角運動量”を持つことになる。

“角運動量”初期値  $C$  の効果を調べたものが図 4.5 ( $B_{\max} = 3 \text{ T}$ ) 及び 4.6 ( $B_{\max} = 2 \text{ T}$ ) である。いずれも  $C = 0$  の場合に  $z = 200 \text{ mm}$  で軸と交叉するよう  $r_0'$  が設定 ( $= -20 \text{ mr}$ ) されている。

これらの図から分かるように、大きな“角運動量”初期値は ECR 磁場内での  $r$  の振幅を大きくさせる効果を持つ。これは、粒子が磁場の軸と  $r$ -ベクトルに垂直な速度成

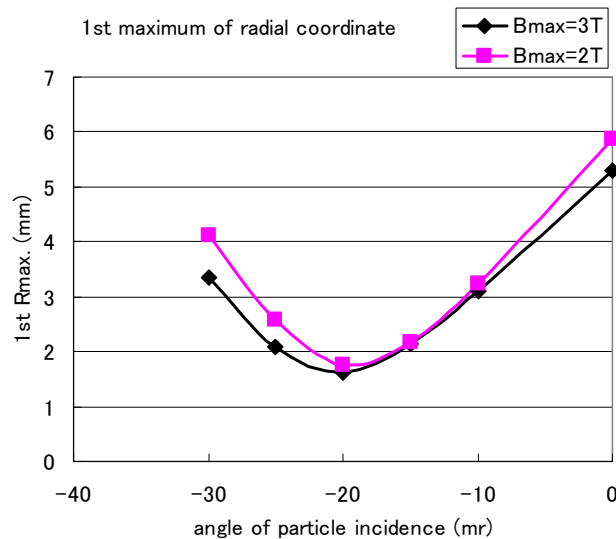


図 4.4. 磁場内での軌道  $r$  座標の第 1 極大値と入射角度との相関

分を持つために、磁場領域に入射するまでにこの速度成分による軸からの変位が大きくなるためである。 $C = 0$  の場合の収束位置を前提にすると、この変位はほぼ  $(C/r_0) \cdot (r_0/r'_0) = C/r'_0$  の程度であり、これが定性的には、(4.3)式の $r_0$ を与えると考えれば理解できるであろう。

図からも知れるように、 $C = 0.05 \text{ mm}$  即ち  $C/r'_0 = 2.5 \text{ mm}$  以下では $r$ に著しい増加は見られない。 $r$ を出来るだけ小さく押さえようとする場合、 $r'_0$ にもよるが今の場合、 $C/r'_0 \leq 4 \text{ mm}$ 程度までは許容しても良いと思われる。言い換えれば、ECRの「磁場入射点」に2重収束点を想定する場合、結像点でその像幅は上下、左右とも $\pm 4 \text{ mm}$ 程度に押さえたいと言うことになり、その場合、ECR磁場内ではおよそその半分程度ビームサイズになるであろう。

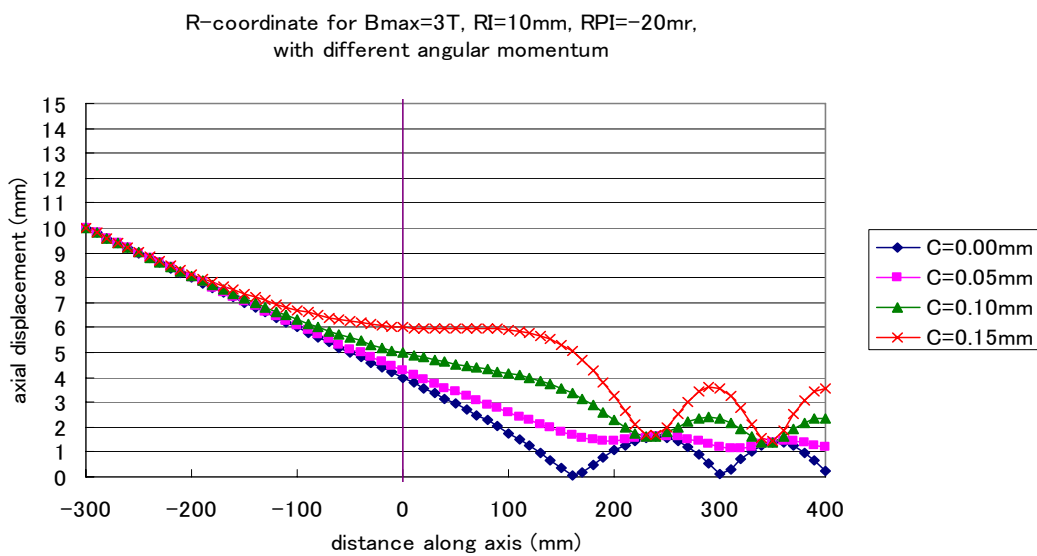


図 4.5. 最大磁場 3 T で、異なる初期 “角運動量”  $L$  を持つ粒子の R 座標。 $r'$  の初期値は-20 mr

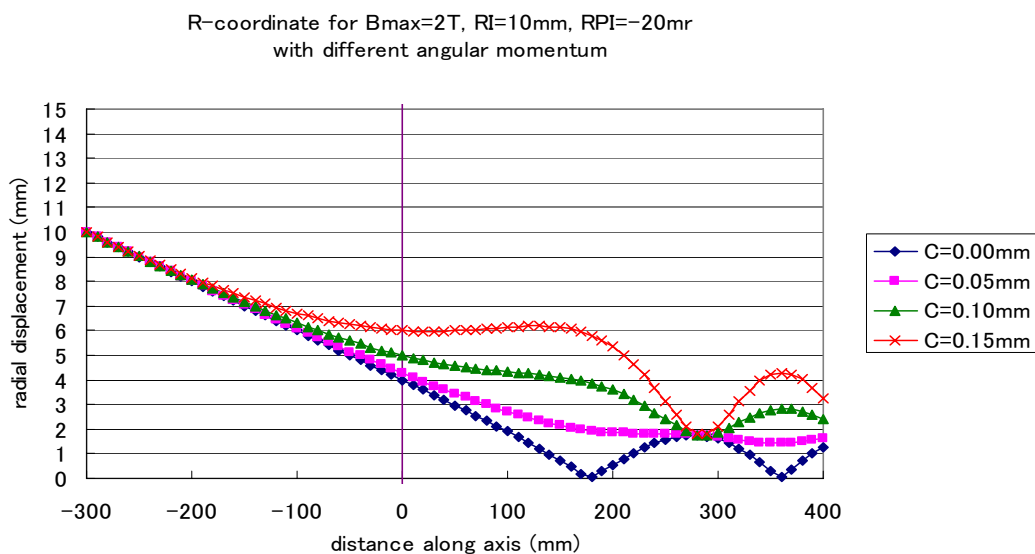


図 4.6. 最大磁場 2 T で、異なる初期 “角運動量”  $L$  を持つ粒子の R 座標。 $r'$  の初期値は-20 mr

## 5. Spherical condenser (SC)型静電デフレクタ

既に述べたように、鉛直上方に向かって引き出されたLiイオンビームを水平なECRの軸に乗せるためには、偏向角度  $90^\circ$  の静電デフレクタが必要である。このためにSpherical condenser（以下、SCと略記）を考えて見る。SCの光学的特徴は、 $x, y$ 両方向に対称な収束作用を持つことであり、補足的収束要素の節約に有効である。SCのfringing fieldの影響は $x, y$ 両方向に対称ではないが、本章では適当なfringing field補正を考慮するものの、その非対称性は当面无視する。

偏向角度  $90^\circ$  のSCは、物点—入口間距離（以下、入口距離と呼ぶ）、出口—像点間距離（以下、出口距離と呼ぶ）がともに平均軌道半径と同じ場合、物点—像点に関して対称な2重収束系となる。この様な系を以下では対称SC系と呼ぶ。SCを出たイオンをECRに入射させることを考え、本章では出口距離を仮に500mm程度と設定して光学的検討を行う。

### 5.1. 対称SC系によるECRイオン源への入射

対称SC系を採用するならば、出口距離、入口距離、平均軌道半径 $\rho$ を全て500mm程度にする必要がある。3.2節の議論から予想される加速管を出た後のイメージ位置を考慮すると、加速管出口—SC入口間距離は540mm程度が望ましいことになる。

これを前提として、最終点（SC収束点）までビームを輸送した時の輸送行列は以下の通りとなる。ただしSC入口距離は最終イメージサイズを最小化するように微調節を加えた。（入口距離560mm）。

表 5.1. 対称SC（入口距離  $\approx$  出口距離）による収束点での輸送行列

	$x$	$\theta$		$y$	$\varphi$
$x$	-0.0608	-0.0724	$y$	0.0750	-0.0402
$\theta$	3.918	0.2695	$\varphi$	5.624	0.5463

これから最終ビームスポット幅、角度幅を推定してみると $x$ （水平）、 $y$ （鉛直）方向について、初期角度幅の無い場合それぞれ  $\pm 0.7$  mm,  $\pm 47$  mr 及び  $\pm 0.6$  mm,  $\pm 45$  mr、初期角度幅のある場合それぞれ  $\pm 2.5$  mm,  $\pm 54$  mr 及び  $\pm 1.6$  mm,  $\pm 59$  mr の程度となる。ビームスポット幅への主たる寄与はビームの初期角度幅によるものであり、角度幅への主たる寄与は初期位置の幅によるものである。電極内でのビーム最大幅は $\pm 35$ mm程度と推定され、SCの電極間ギャップは70mm程度が必要である。

### 5.2. 非対称SC系によるECRイオン源への入射

上に見たように、対称SC系を用いれば、最終点（ECR内「磁場入射点」）でビーム幅はますます小さい値が得られる。しかし、ビーム角度幅が大きいため、ECRへの導入部分で空間的な広がりが大きく、他の部品との干渉の可能性が出てくる。また、SC軌道半径が大きいためから装置が大型化することも難点である。このような問題



を解消するためには、SC の使用を入出口に関して非対称にし、装置を小型化しながら出口距離を必要なだけ確保することが考えられる。

このため、 $\rho = 250 \text{ mm}$  に縮小し、入口距離を変化させて、SC 下流部で最外周ビーム軌道を計算したものを図 5.1 に示す。当面、ビームの初期角度幅は無視する。図で黒線は  $x$  (水平) 座標、赤線は  $y$  (鉛直) 座標、横軸は SC 出口からの距離である。複数の線は SC の入口距離をパラメーターとし、

$$\text{入口距離} = 40 \text{ mm} + K \cdot \rho$$

として、 $K = 1.25 - 0.25$  の範囲で  $K$  を 0.25 おきに変化させた結果である。当然であるが、 $K$  が小さくなると最終点でのビーム幅は増加する。

$\rho$  を小さくしたために、SC 出口でのビーム幅は上記対称 SC 系の場合のほぼ 1/2 に減少し、装置の小型化に有利な結果となっている。最終点で最小ビームサイズを実現するには  $K \approx 0.6$  程度とする必要があり、その時、ビームサイズは (初期角度幅の寄与を無視して)  $\pm 1 \text{ mm}$  程度となることが図から読みとれる。またその時、ECR イオン源ヨーク入口付近のビームサイズは  $\pm 5 \text{ mm}$  程度となるであろう。

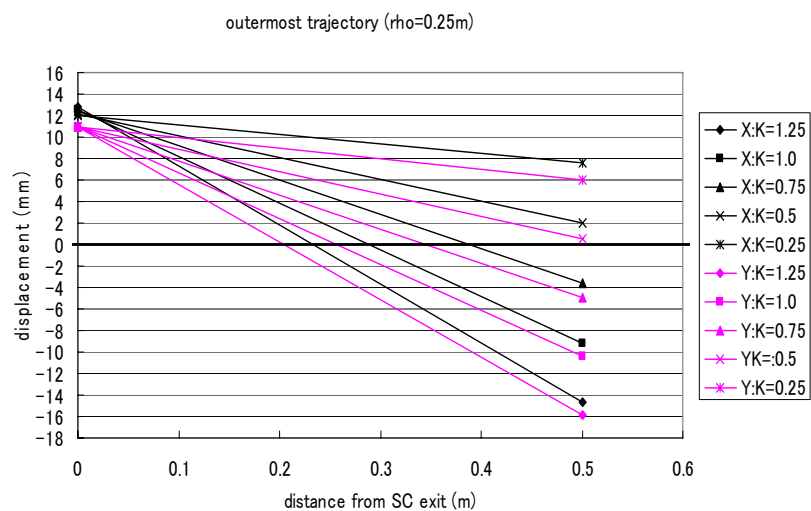


図 5.1. SC 下流における最外周粒子軌道座標。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$   
( $\rho = 250 \text{ mm}$ , 初期角度幅=0)

以上から、非対称 SC 系の使用においても、さほどビーム形状の悪化を招くことなく、ビームサイズの最適化が出来そうである。

## 6. SCによる現実的な輸送系

上に掲げた計算では、傾向を知るために多少の不正確さを許容した。以下では、 $\rho = 250$  mm の SC を用い、排除出来る不正確さは排除して実現性の高いビーム輸送について考察して見る。

### 6.1. SC 出口距離と入口距離の可変性

4.3 節の考察から、ECR の「磁場入射点」でビームサイズを最小化する事が望ましい。具体的装置設計に対応するために、SC を出たビームは (ECR 磁場が存在しない場合に) 出口距離 450 – 700 mm の範囲で収束出来るよう考慮することにする。出口距離を可変にするには、SC の入口距離を可変にしておく必要がある。 $\rho = 250$  mm の SC にいわゆる barber's rule を適用してみると、必要な入口距離の変化幅は約 50 mm であると算出できる。この入口距離の調節は、加速後のイメージ位置の調節によって行うのが適当であるが、3.3 節に述べたところから、2 段加速部の初段エネルギー利得 (中間ドリフトスペースの電圧) をおよそ  $3 \pm 1.5$  の範囲で変化させることより、これは達成可能であることが推測される。

### 6.2. SC 後のビーム形状

具体的に SC 後の (ECR 磁場の影響を考えない時の) ビーム幅を計算した結果を図

6.1 に示す。ただし、ビームの初期角度幅は無視している。図は SC 出口距離 450, 575, 700 mm でビーム幅が  $x, y$  方向でほぼ等しくなるように、2 段加速部の初段エネルギー利得  $N_1$  を調節している。ただし、図 3.4 に見るように、 $N_1$  が大きい場合には  $N_1$  の変化に対する加速部後のイメージ位置の変化率が小さくなることを考慮して、( $N_1=3.0$  ではなく)  $N_1=2.5$  で出口距離がほぼ 575 mm (中心値) 程度となるように、加速部出口–SC 入口間距離を 154 mm と設定している。

図 6.1 に見るように (初期角度幅の寄与は無視して) ビームの完全な 2 重収束は  $N_1$  の調整のみでは不可能であり、最終点でのビーム幅は出口距離 450–700mm に対して

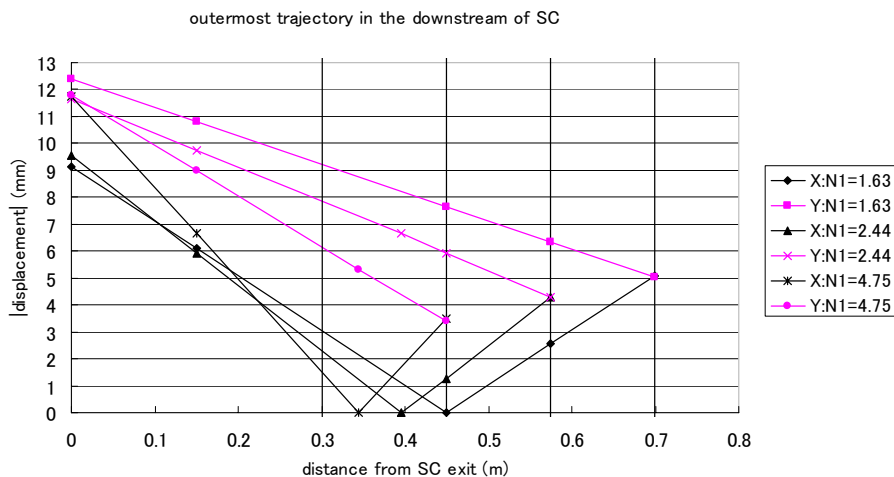


図 6.1. SC 下流における最外周粒子軌道座標。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$   
 $\rho = 250$  mm, 初期角度幅=0

調整のみでは不可能であり、最終点でのビーム幅は出口距離 450–700mm に対して

$\pm 3.5 - \pm 5 \text{ mm}$ である。少々大きい最終ビーム幅であり、初期角度幅を考慮すると更にビーム幅が広がることを考慮すると、何らかの補正を行うことが望まれる。

### 6.3. 静電 Q レンズによる SC 後のビーム形状の改善

SC後のビーム収束形状を改善するには、SC後に収束要素を置いて 2 重収束を実現するのが一つの方法である。このためには、収束効果が  $x, y$  方向について非対称な収束要素を用いる必要があり、その代表的要素は静電 Q レンズである。上記の 3 ケースについて、SC 下流 100 mm に長さ 50 mm の Q 電場を設置し、ビーム幅の最小化を試みた結果を図 6.2 に示す。 $N_1$  は図 6.1 の場合と同じ値である。図 6.1 と比べて、大幅に最終ビーム幅の

減少が見られ、SC の出口距離 450 - 700 mm に対して (初期角度幅 = 0 の場合)  $\pm 0.4 - \pm 1.5 \text{ mm}$  である。 $N_1$  も含めて微調すれば、さらに小さいビーム幅も不可能ではないが、ここでは省略する。

全系にわたる粒子軌道のプロット (初期角度 = 0) を図 6.3 に示す。また、静電 Q レンズを出た後のビーム角度幅と、粒子 electric rigidity = 38 kV の場合の Q レンズの強度を表 6.1 にまとめておく。

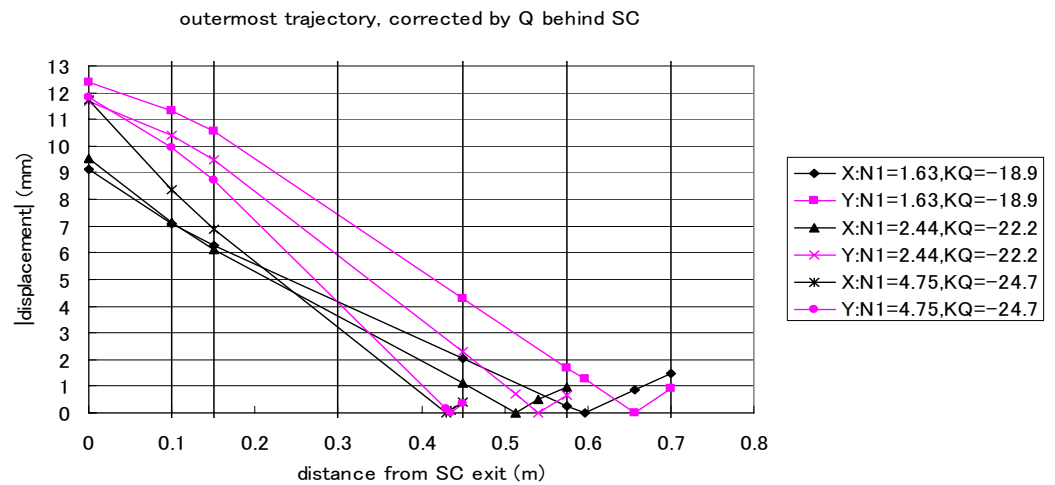


図 6.2. SC 下流で Q レンズによるビーム補正結果。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$  ( $\rho = 250 \text{ mm}$ , 初期角度幅=0)

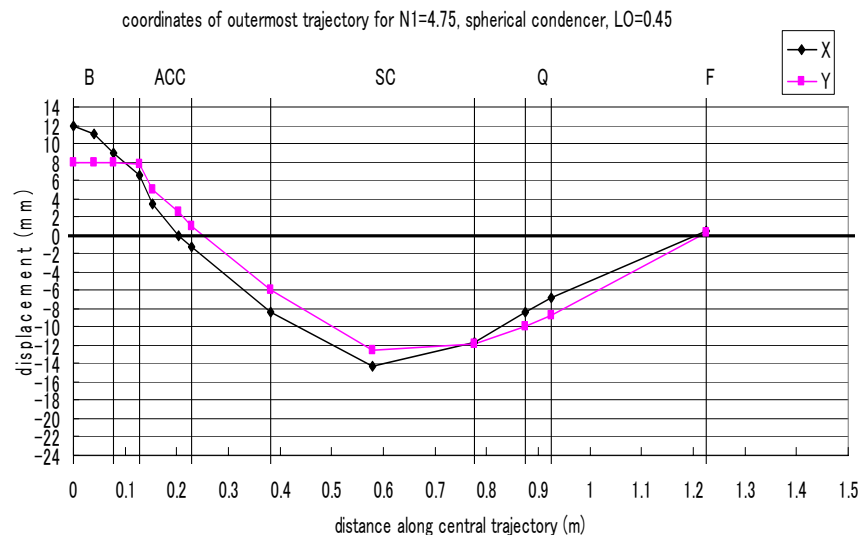


図 6.3 SC 下流で Q レンズによるビーム補正後の最外周軌道座標 黒 :  $x$ , 赤 :  $y$  ( $\rho = 250 \text{ mm}$ , 初期角度幅=0)

表 6.1. SC 下流 Q レンズで補正後のビーム角度（ビームの初期角度幅の寄与を含まず。）

出口距離	450 mm	575 mm	700 mm
$x$ 方向ビーム角度幅(mr)	$\pm 24.4$	$\pm 16.7$	$\pm 14.1$
$y$ 方向ビーム角度幅(mr)	$\pm 30.2$	$\pm 23.8$	$\pm 20.8$
静電Q電場勾配(V/cm <sup>2</sup> )	94.0	84.2	71.7

#### 6.4. SC 上流部でのビーム補正

前節と同様のビーム形状の改善は加速部出口—SC 入口の領域でビーム調整をすることも達成出来るはずである。その場合には、加速部直下流で  $x, y$  方向の収束位置の違いを無くすか、SC に対する物点位置の違いを無くすことになる。3.2 節に見るように、2 段加速のエネルギー利得の配分により加速部下流の収束位置を変更することは可能であるが、変化幅は十分な大きさを持たないから、可能な補正は後者であろう。その場合には、SC 直前に Q レンズを置き、加速部下流収束点の虚像を  $x, y$  方向で一致させて SC の物点とすることとなる。SC の直前に Q-doublet を導入することが、flexibility において適当であろう。ここでは、詳細は省略する。

## 7. Cylindrical condenser (CC)型静電デフレクタ

上記の考慮から、SC は利用できる静電偏向器であると結論できるが、その難点は球面状電極の製作の困難さにある。その意味では、cylindrical condenser (以下、CC と略記) についても検討しておくことは重要である。CC は製作の容易さにおいて優れるが、 $x$ -,  $y$ -両方向に収束作用は持たないと言う難点を持つ。従って、補助レンズとの組み合わせで目的を達成することを考慮しなければならない。DQ + CC 若しくは CC + DQ がその候補である。

### 7.1. DQ + CC

DQ + CC の可能性を調べた結果を図 7.1 に示す。計算において想定した加速部以降の geometry、条件は表 7.1 にまとめる。

表 7.1. 検討した DQ + CC 系の geometry

第 1 段加速部利得 $N_1$	2.44	加速部出口 - QU 距離	150 mm
上流 Q(QU), 下流 Q(QD) 長さ	50 mm	QU - QD 距離	30 mm
CC 平均半径	250 mm	QD - CC 入口距離	40 mm

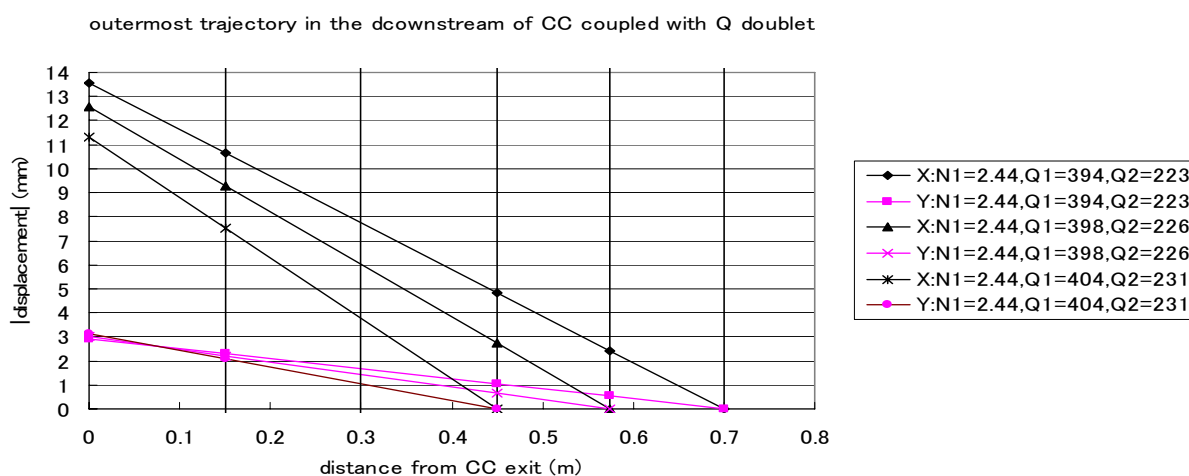


図 7.1. DQ + CC 系で CC 下流における最外周軌道座標。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$

( $\rho = 250$  mm, 初期角度幅=0)

この検討では、CC 出口距離に関わらず、加速部第 1 段利得 $N_1$ は固定されている。その様な条件で収束制御が可能である点が QD 導入の利点である。しかしこの系では  $x$ ,  $y$  座標に大きなアンバランスがあるのが明らかである。特に  $y$  方向については、収束位置に入射する角度が浅く、このため、ビームの初期角度幅が最終ビーム幅に大きな寄与を持つことが考えられる。4 章の言葉で言えば、“角運動量”が大きくなるということである。この  $y$  座標の問題は、DQ 上流での軌道を調整することによって変化させることができる。そのための調節要素には、磁場直後のドリフト長、加速電圧配分、

加速部直後のドリフト長等が考えられる。

実際、磁場直後のドリフト長を 200 mm に大きくした結果 (CC 出口距離=450 mm) では、CC 出口で最外周軌道座標 (初期角度幅を無視) は  $x, y$  共ほぼ 4 mm と等しくすることができる。ただし、 $x, y$  両方向とも最終収束点への入射角度が浅く、ビームの初期角度幅の寄与が大きいこと、及び CC 上流の寸法が大きいことが、その場合の欠点である。

## 7.2. 系のコンパクト化と TQ + CC によるビーム形状の制御

上述のように加速部周りの geometry によってビームの最終形状を制御することは制約も大きい。より制御の自由度を増すためには DQ を Q-triplet (TQ) することが考えられる。その場合、その出発点としての機器配置 (geometry) は optics を度外視してコンパクトに決めることも可能である。

### (a) compact arrangement (DQ + CC)

先ず比較のための系として、DQ+CC 系で機器の配置をできるだけコンパクトになるよう、表 7.2 のように定めて見る。

表 7.2. “compact arrangement”の geometry

磁場出口-加速部入口	50 mm	加速部全長	100 mm ( $N_1=3.0$ )
加速部出口-DQ 入口	100 mm	DQ 全長	130 mm (単一 Q 長 50 mm)
DQ 出口-CC 入口	40 mm	CC 半径	150 mm

電離器中心から ECR イオン源中心までの高さの差は 640mm である。

この geometry での粒子軌道を図 7.2 に示す。ただし、図では最上流磁場領域に当初想定した磁場以外に、民井数値計算 (field clamp 無し) を光学的に再現する磁場も考慮している。両想定磁場の特性の違いは表 7.3 の通りである。大きな違いは  $y$ -収束効果にあるが、その違いは図に見るとおり軌道に大きく反映する事はない。加速部の収束効果が下流に支配的影響を持つためである。

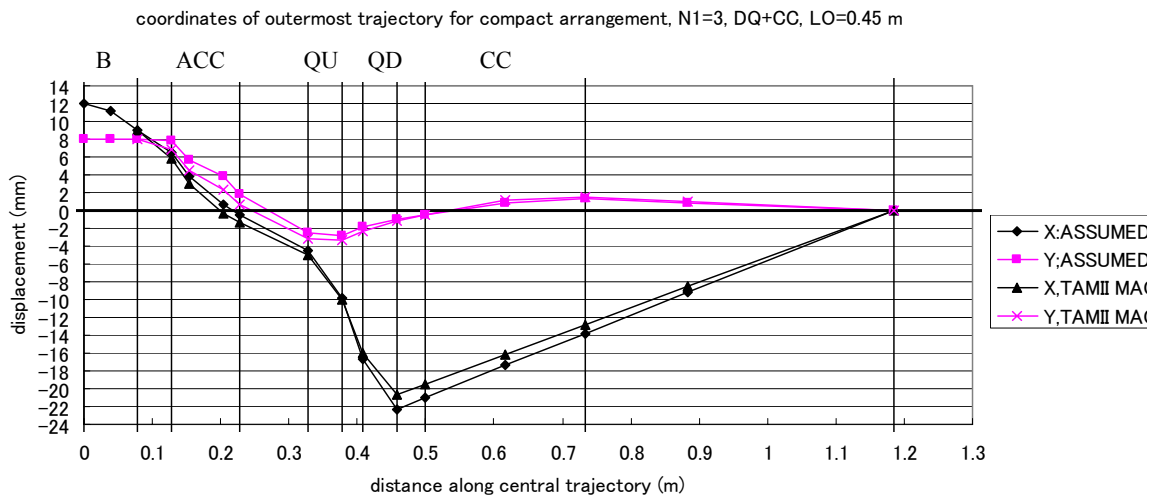


図7.2. “compact arrangement”(DQ + CC系)での最外周粒子軌道。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$  (初期角度幅=0)

表 7.3 当初想定磁場と民井数値計算磁場の比較

	x-収束位置	y-収束位置
当初想定磁場：	260 mm	2440 mm (電離器中心から軌道に沿った長さ)
民井数値計算：	218 mm	418 mm ( 同上 )

民井想定磁場の場合で、収束点でのビーム座標の初期角度  $\theta, \varphi$  依存性は

$$(x|\theta) = -0.112 \text{ mm/mr}, \quad (y|\varphi) = 0.619 \text{ mm/mr}$$

となる。 $\varphi = \pm 25 \text{ mr}$  とすれば、 $y = \pm 15.5 \text{ mm}$  となり、y-方向ビーム幅は著しく大きい。

**(b) DQ→TQ の変更 (TQ + CC)**

上記の系の DQ の部分のみを (同一形状の singlet Q を追加して) TQ に変更した場合には、CC 下流にビームを収束させるだけでなく、ビーム形状を制御する新しい自由度を得ることが出来る。この変更で、電離器中心から ECR イオン源中心までの高さの差は 720mm に増大する。民井数値計算に対応する磁場を想定し、CC 下流 450mm を収束点とし、その上で、CC 出口でビームの x-, y-幅を等しくするように TQ を調節した場合の結果を図 7.5 に示す。CC 下流でのビーム形状の x-, y-アンバランスは解消しているのが明らかであろう。

収束点における輸送行列の値を表 7.4 にまとめた。 $(x|\theta), (y|\varphi)$  の値から、表面電離器から引き出されるビームの角度幅が  $\pm 25 \text{ mr}$  程度であれば、最終ビーム幅 (半幅) は  $x: \pm 7.4 \text{ mm}, y: \pm 5.0 \text{ mm}$  となることになり、少々不満の残るビーム幅を得る。“角運動量” 最大値は  $C = 0.25 \text{ mm}$  程度であり、 $C/r'_0 = 8.5 \text{ mm}$  に達する。この時、19 keV の 1 価のイオンに対して Q の電場強度は表 7.5 の通りである。

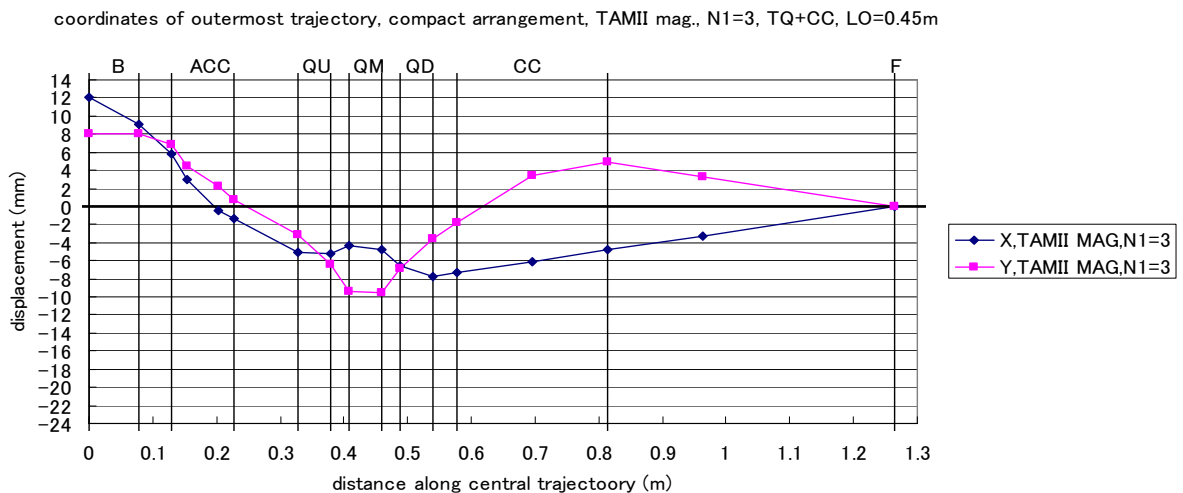


図 7.5. “compact arrangement” の DQ を TQ で置き換えた場合の粒子最外周軌道。黒 : x, 赤 : y (初期角度幅=0)

表 7.4. TQ + CC “compact arrangement” の輸送行列 (単位 m, rad)

	x	$\theta$	y	$\varphi$	
x	0.0	-0.297	y	0.0	0.198
$\theta$	0.896	-0.200	$\varphi$	-1.344	0.494

表 7.5. TQ + CC 系における静電 Q レンズ強度 (電極長 = 50 mm)

Q 電極 (L=50 mm)	Q-strength (m <sup>-2</sup> )	field gradient (V/cm <sup>2</sup> )	electrode voltage (Volt, R=10mm)
QU	261.2	996.5	496.3
QM	-396.2	-1505.5	752.8
QD	187.5	712.6	356.3

#### 7.4. CC + DQ の利用 - ビーム幅の初期角度依存性とその低減

以上に見て来たように、TQ + CC 系を用いた”compact arrangement”では、最終ビーム幅の初期角度幅依存性が大きい。この初期角度への依存性は、最終収束点への入射角度を大きくすることによってのみ低減することが可能であり、上に見てきたように CC 上流でビームを制御することでは十分な効果が得られない。

そこで、デフレクタ系の出口 (レンズを含む) でビームの広がりを大きくして最終収束点への入射角度を大きくすることを考える。このためには、CC 上流では単にビームは発散させることとし、CC 下流で DQ レンズによる収束制御を行う。ただし、CC 下流で空間的な余裕が無くなることを考慮し、CC 以降でなく、「Q レンズ以降」の出口距離を前節までの検討におけると同程度とすることとする。

##### (a) 加速部出口 - CC 入口距離

図 7.6 は上記の考慮に基づいて構成した CC + DQ 系で、加速部以降の最外周軌道をプロットしたものである (初期角度幅 = 0)。

図には加速部出口 - CC 入口間の距離 (以下、CC 入射距離) が 100, 150, 200 mm の 3 種の geometry についての計算結果が示されており、縦線位置がそれぞれの場合の CC 入口位置を示している。DQ から最終収束点までの距離 (出口距離) は全ての場合について 450 mm であり、CC-DQ 間距離、Q の長さ、Q の間隔はそれぞれ 40、50 及び 30 mm である。CC 入射距離の異なるこれら 3

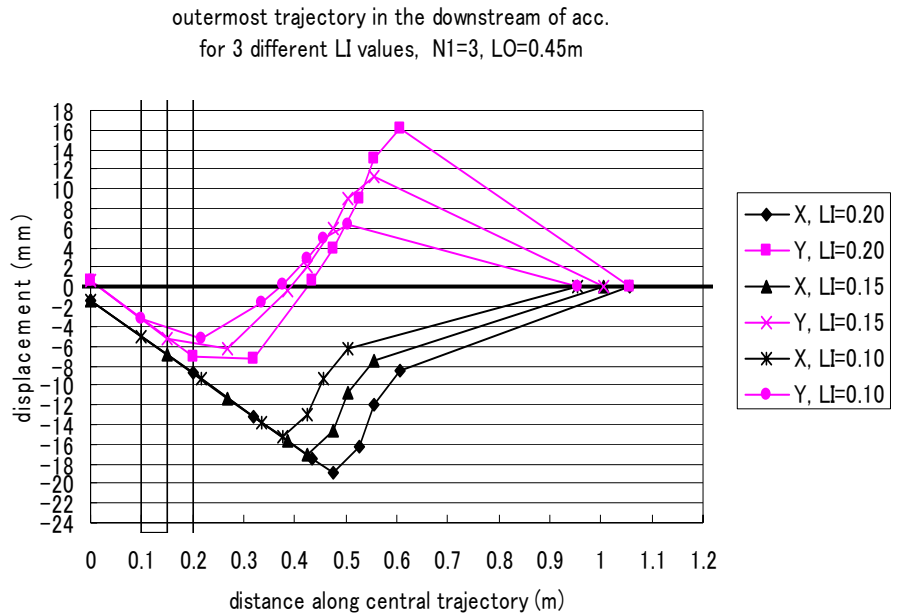


図 7.6. CC + DQ 系における加速部以降の最外周軌道 (初期角度幅 = 0) の CC 入射距離 (LI) 依存性。縦線は選んだ 3 種の LI 値に対応した CC 入り口位置を示す。出口距離は 450 mm に固定されている。黒 : x, 赤 : y



つの場合について、収束点での初期角度依存性を表 7.6 にまとめる。

表 7.6. CC + DQ 系における収束点での初期角度依存性

CC 入射距離	$(x \theta)$	$(y \varphi)$
100 mm	0.229 mm/mr	0.150 mm/mr
150	0.193	0.085
200	0.171	0.059

表 7.4 と較べた場合、 $(x|\theta)$  はおよそ 1/2 - 2/3 に減少しているのが分かり、さらに減少させるには CC 入口距離を大きく取れば良いことが分かる。ただし、CC 入射距離を大きく取るとは CC 出口でのビーム幅の増大させることを意味し、現実的なビームサイズへの配慮を含んで最終的な選択を行うべきであろう。その意味では、更に大幅な初期角度依存性の低減は困難であると言っても良い。

### (b) CC + DQ 系の若干の最適化

CC入射距離を小さくすると 収束点で $(x|\theta)$  は増大する傾向にあるが、CC出口-DQ入口間の距離を長く取ることによってその増大を打ち消すことが可能である。更に、前節でのQレンズ電場勾配は最大 1.05 kV/cm<sup>2</sup> (CC入射距離=100 mmの場合の下流Q) とかなり大きい。CC入口距離を小さく押さえ、Qの印可電圧を低減するために、Qの位置、長さを若干調整した。その結果、Qの電場勾配は 1/3 程度に低下させることができたが、収束点で $(x|\theta)$ は表 7.4 の 70%程度に下げることとどまった。

表面電離部からの収束点までの geometry を改めて表 7.7 に掲げる。表面電離器中心と ECR 中心の高低差は約 471 mm となる。

表 7.7. CC + DQ を採用した場合の輸送系の geometry

磁場内軌道半径	100 mm	CC 内軌道半径	150 mm
偏向角度	45 °	偏向角度	90 °
磁場-加速部入口	50 mm	CC 出口-DQ 入口	100 mm
加速部全長	100 mm( $N_1=3.0$ )	DQ全長	250 mm
加速部出口-CC 入口	100 mm	単一 Q 長さ	100 mm
		Q 間隔	50 mm

Qレンズの電場勾配は、38 kVのelectric rigidityに対して、上流側 260.9 V/cm<sup>2</sup>、下流側 294.8 V/cm<sup>2</sup>である。DQ出口-収束点間の距離(出口距離、計算では 450 mmとした。)は可変であることは自明である。実際には出口距離は 450 mmより大きいことが予想され、これらQ電場勾配値はほぼ上限を与えるものと考えて良い。

輸送行列の値は表 7.8 にまとめた。結果的には最終ビーム幅の初期角度依存性に大きな改善は見られないが、CC上流部寸法が短いのがこの系の特長である。表 7.8 の行列要素と 2.1 節に述べた初期条件を考慮すると、最外周軌道の変位は収束点でx-方向 ±5.4 mm、y-方向 ±1.4 mm 程度となる。4 章の言葉で言えば、 $C/r'_0 \leq 5.6$  mmの程度である。全系にわたる最外周軌道のプロットは図 7.7 に示す。

表 7.8. CC + DQ 系を用いた輸送系の収束点における輸送行列 (単位 m, rad)

	$x$	$\theta$		$y$	$\varphi$
$x$	0.0	-0.216	$y$	0.0	0.056
$\theta$	1.238	-0.270	$\varphi$	-4.734	0.405

outermost trajectory for the system with CC+DQ deflector,  
TAMII magnet, 2-step acc. With  $N1=3.0$ ,  $LO=0.45m$

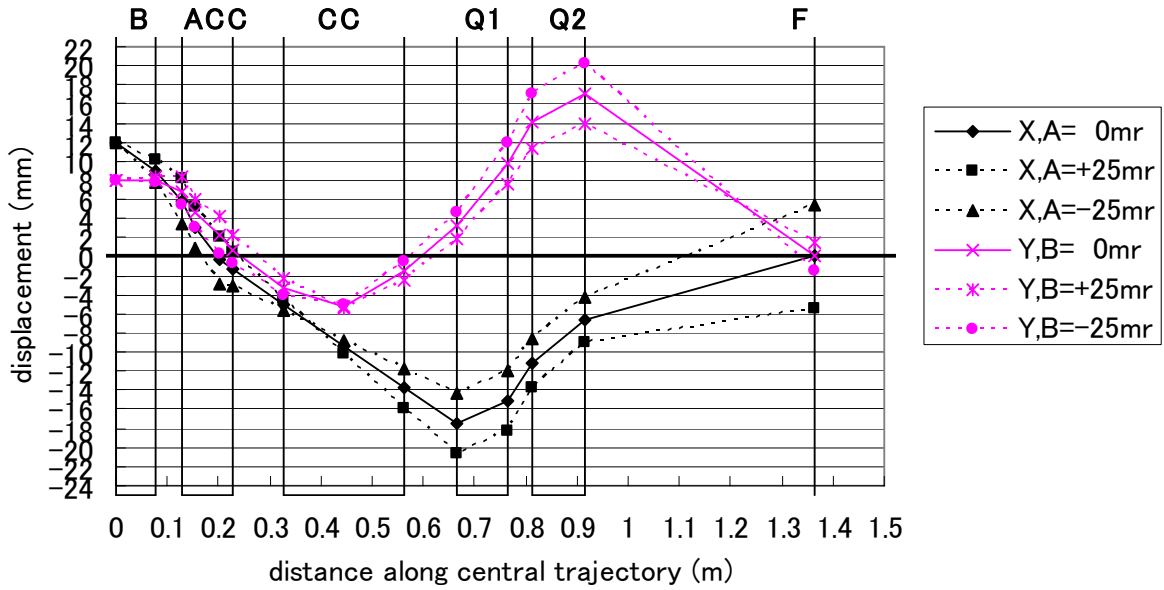


図 7.7. CC + DQ 系を最適化した後で、全系に渡る最外周軌道 ( $x_0=12\text{ mm}$ ,  $y_0=8\text{ mm}$ )  
 実線は初期角度 = 0、点線は初期角度幅  $\pm 25\text{ mr}$  とした場合に対応する。縦線は各光学要素の出入口の位置を示す。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$

## 8. 具体的な機器配置に対応するための optics design 指針

上に述べたところから、表面電離器で  $x = \pm 12$  mm,  $y = \pm 8$  mm 程度の範囲にある Li ビームを、効率よく ECR イオン源に入射させるには、CC + DQ によるビーム輸送系は、その flexibility において有力な候補であると言える。

最終的な Li イオン輸送系を決定するためには、更に必要な付帯機器の設置から来る空間的な制約に配慮する必要がある。ここでは、そのための光学的配慮の仕方と、現実的な2つの例について述べておく。

### 8.1. geometry とビームサイズ

DQ から磁気シールド外面間での距離は、その後の検討により、500 mm は必要であることが判明して来ている。また、4.3 節におけると同様の推定から、ECR 内の仮想収束点 (ECR 磁場のない場合の収束点) は磁気シールド内 210 mm に位置させればよい。従って、DQ から仮想的収束点までの距離 (出口距離) は 710 mm とすることが必要である。

一方、加速部-CC 間には、ファラデーカップやスリット、チョッパー用偏向電極等の設置が想定され、CC-DQ 間にはスリットの挿入も必要となることが考えられる。こうした条件を考慮した上で、ビームサイズを“適当に小さく押さえながら”ビームを輸送することがコンパクトな系を実現する上で大切である。

ビームサイズは、図 7.7 に見るように、 $x$ -座標 ( $x_{\max}$ ) については Q1 入口で最大であり、 $y$ -座標 ( $y_{\max}$ ) については Q2 出口で最大である。そのサイズは“極めて大雑把に”以下のように系のパラメーターに依存する。パラメーターを以下のように名付ける。

$L_1$ ; 加速部-CC入口間距離

$L_C$ ; CC内中心軌道長

$L_Q$ ; CC出口-DQ入口間距離

1.  $x_{\max}$  は  $L_1 + L_C + L_Q$  におよそ比例する。(実効的な物点が加速部出口付近にあり、CC が  $x$  方向に収束能力を持たないためである。)
2.  $y_{\max}$  は  $L_C, L_Q$  が一定ならおよそ  $L_1$  に比例する。(CC入口での  $y$ -変位にCC出口出射角度がほぼ比例するためである。)
3.  $y_{\max}$  は  $L_C$  (即ち  $\rho$ ) におよそ逆比例する。(CC出射角度 ( $y$ -方向) は  $\rho$  にほぼ逆比例するためである。)

こうした傾向から、ビームサイズの制御には、加速部-CC 間距離の決定が最も重要である。以下に現実的な2つの例を示しておく。

### 8.2. 現実的な2つの例

(a) 加速部-CC間距離  $L_1$  を大きく取った場合

加速部—CC間にはFaraday cupや偏向電極等の設置が予定されているため、 $L_1 = 200$  mm程度を確保したいとする要望がある。図 7.7 で単に $L_1 = 200$  mmにすると、上記 1, 2 項の効果により、最外周軌道について $x_{\max} = 8$  mm,  $y_{\max} = 34$  mm (いずれも初期角度幅の寄与を無視) となる。特に $y_{\max}$ について増大が著しい。そこで、 $L_c(\rho)$  及び $L_Q$ を調節して妥協を図ったものが図 8.1 である ( $\rho = 175$  mm,  $L_Q = 50$  mm)。図 8.1 を図 7.7 と比較すると、 $y_{\max}$  は相対的にかなり大きい。これが $L_1 = 200$  mm と大きく取った効果であり、他の寸法の調節で補正し切れなかったことを示している。QD出口での輸送行列及びQレンズ強度は表 8.1 に示しておく。

表 8.1.  $L_1 = 200$  mm の CC( $\rho = 175$  mm) + DQ 系による QD 出口での輸送行列と Q-レンズ強度 (Q 電極長 = 100 mm)

	$x$	$\theta$	$y$	$\phi$	Q 強度( $E\rho = 38$ kV)
$x$	-0.750	-0.111	$y$	2.917	QU: 233.5 V/cm <sup>2</sup>
$\theta$	1.057	-0.200	$\phi$	-4.108	QD: -262.6 V/cm <sup>2</sup>

outermost trajectory for the geometry of prolonged exit arm LO  
 $L_1=0.2\text{m}$ ,  $\rho=0.175\text{m}$ ,  $L_Q=0.05\text{m}$ ,  $L_O=0.71\text{m}$

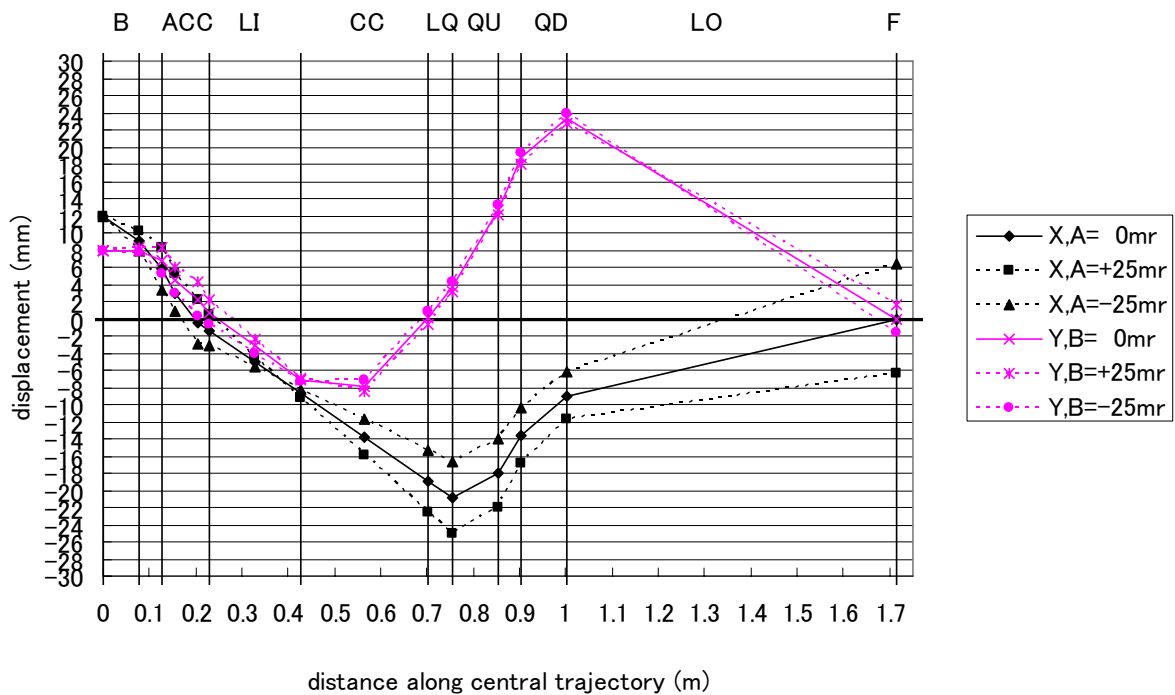


図 8.1.  $L_1 = 200$  mmを確保し、 $\rho = 175$  mm,  $L_Q = 50$  mmとしてビームサイズの低減を図った場合の最外周 ( $x_0 = 12$  mm,  $y_0 = 8$  mm) 軌道座標。実線は初期角度 = 0、点線は初期角度幅  $\pm 25$  mr とした場合に対応する。縦線は各光学要素の出入口の位置を示す。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$

図 8.2 はQD出口からECR入射部にわたる領域で 4.3 節図 4.1 の軸方向成分磁場を想定し、円筒座標で最外周軌道 ( $x_0 = 12$  mm,  $y_0 = 8$  mm) の軸からのずれを計算したものである。初期角度幅を考慮すると、最外周軌道にも角度幅、“角運動量”幅が生じるため、その典型例について示した。図 8.2 の計算で、軸からのずれ $r$ , 軸との角度 (の

正接)  $r'$ 、 “角運動量”  $r^2\phi'$  の初期値  $C$  は、(4.7)式に基づき、QD出口で算出した。

“角運動量” はやや大きく、 $C/r'_0 \leq 6.7 \text{ mm}$  になり、結果的にビーム幅の増大が見られるが、これは出口距離を 710 mm と大きくした代償であるとも言え、想定した条件下では許容しなければならないところであろう。

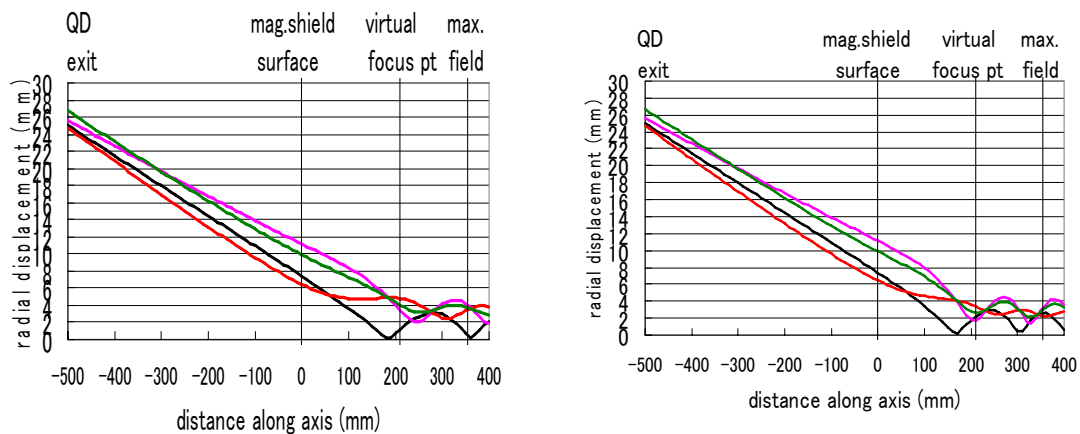


図 8.2. 図 8.1 の場合でQD以降の軌道の軸からのずれ(左:  $B_{\max} = 2T$ , 右:  $B_{\max} = 3T$ )。曲線の色は、最外周軌道 ( $x_0 = 12\text{mm}$ ,  $y_0 = 8\text{mm}$ ) について初期角度 =  $0\text{mr}$  の場合 (黒)、 $\theta_0 = \pm 25\text{mr}$ ,  $\phi_0 = \pm 25\text{mr}$  を考慮して軸に対して最大角度(赤)、最小角度(ピンク)を持つ場合及び、軸の周りに最大 “角運動量” を持つ場合(緑)に対応する。縦線は直上の項目の位置を示す。

### (b) 加速部—CC間距離 $L_1$ を節約した場合

上に見たように、加速部—CC間距離を  $L_1 = 200 \text{ mm}$  とした場合、DQ内でのビームサイズは少々大きすぎるきらいがないではない。このため、もう一つの例として、 $L_1 = 150 \text{ mm}$  とし、CC入射部寸法を少々節約した案を示しておく。輸送行列とQ-レンズ強度を表 8.2 に掲げる。

表 8.2.  $L_1 = 150 \text{ mm}$  の CC( $\rho = 175 \text{ mm}$ ) + DQ 系による QD 出口での輸送行列と Q-レンズ強度 (Q 電極長 = 100 mm)

	$x$	$\theta$	$y$	$\phi$	Q 強度( $E\rho = 38 \text{ kV}$ )
$x$	-0.676	-0.104	$y$ 2.131	-0.065	QU: 243.2 $\text{V}/\text{cm}^2$
$\theta$	0.952	-0.249	$\phi$ -3.002	0.217	QD: -272.1 $\text{V}/\text{cm}^2$

図 8.3 は図 8.1 と同様に、系全体にわたって最外周軌道を示したものであり、図 8.4 は図 8.2 と同じ前提でQD出口以降の軸からの変位を計算したものである。 $L_1 = 200 \text{ mm}$  の対応する図と較べて、Q-レンズ内のビームサイズは 3/4 程度に小さくできることが分かる。“角運動量” に関してはさらに若干大きく、 $C/r'_0 \leq 7.8 \text{ mm}$  になるが、ECR のプラズマ領域入射点 ( $B_{\max}$  の点) でのビームサイズはほぼ変わらないことが分かる。

outermost trajectory for the geometry of prolonged exit arm LO  
 $L_1=0.15\text{m}$ ,  $\rho=0.175\text{m}$ ,  $L_1=0.05\text{m}$ ,  $L_0=0.71\text{m}$

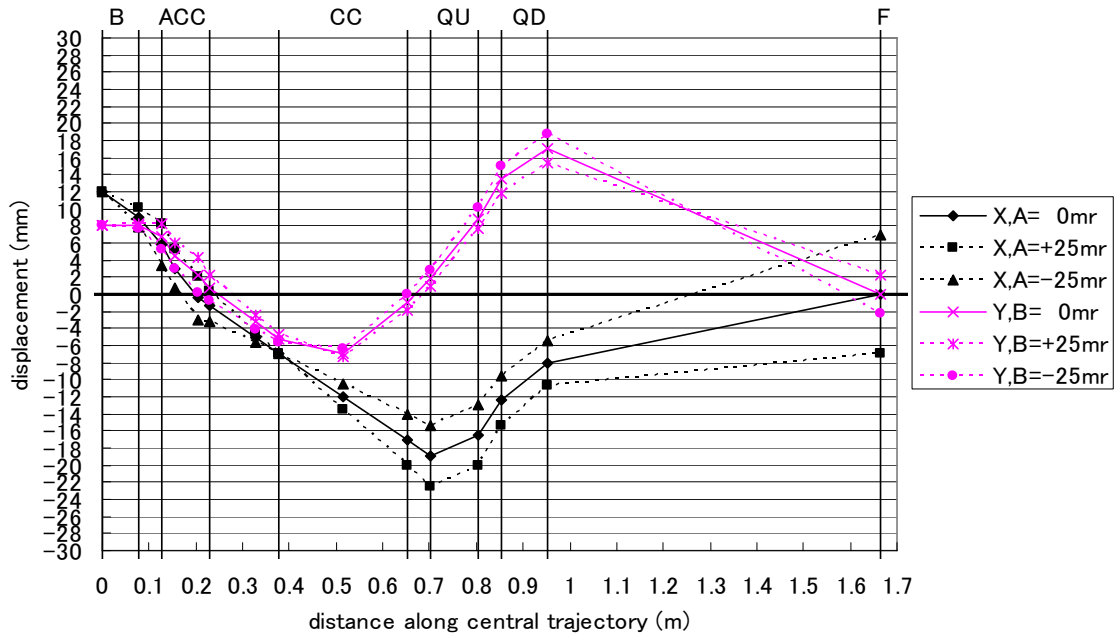


図 8.3.  $L_1 = 150 \text{ mm}$ ,  $\rho = 175 \text{ mm}$ ,  $L_Q = 50 \text{ mm}$ とした場合のビーム最外周 ( $x_0=12 \text{ mm}$ ,  $y_0=8\text{mm}$ ) 軌道座標。実線は初期角度 = 0、点線は初期角度幅= $\pm 25 \text{ mr}$ とした場合に対応する。縦線は各光学要素の出入口の位置を示す。黒 :  $x$ , 赤 :  $y$

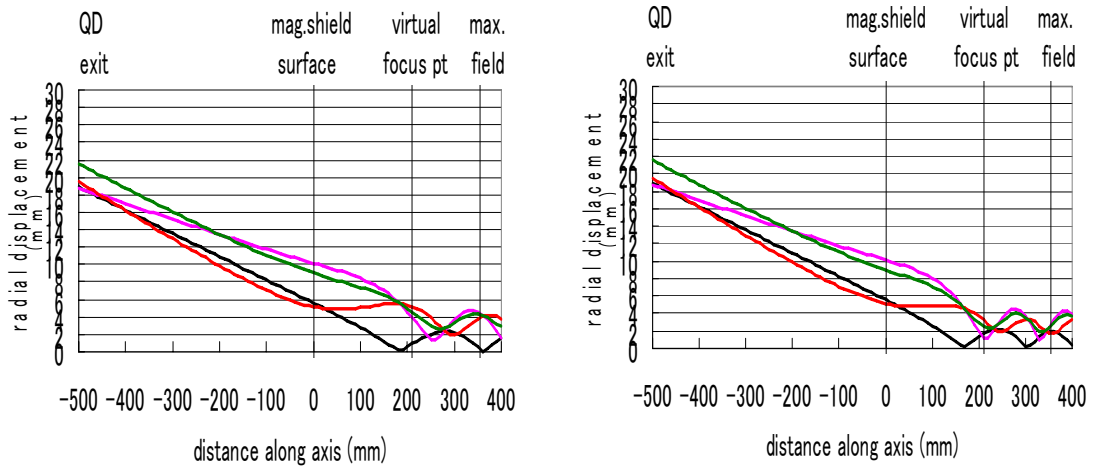


図 8.4. 図 8.3 の場合のQD以降の軌道の軸からのずれ(左 :  $B_{\max} = 2\text{T}$ , 右 :  $B_{\max} = 3\text{T}$ )。曲線の色は、最外周軌道 ( $x_0 = 12\text{mm}$ ,  $y_0 = 8\text{mm}$ ) について初期角度 =  $0\text{mr}$ の場合(黒)、 $\theta_0 = \pm 25\text{mr}$ ,  $\phi_0 = \pm 25\text{mr}$ を考慮した場合、軸に対して最大角度(赤)、最小角度(ピンク)を持つ場合及び、軸の周りに最大“角運動量”を持つ場合(緑)に対応する。縦線は直上の項目の位置を示す。

## 9. まとめ

以上、表面電離器から ECR 入射部までの Li イオンの輸送について概観した。表面電離器に  $x = \pm 12 \text{ mm}$ ,  $y = \pm 8 \text{ mm}$  程度の範囲で入射する編極 Li 原子線を、効率よく ECR イオン源に入射させることは可能であると結論して良いであろう。実際の輸送系の設計において、上記の検討から導かれる注意点を以下にまとめておく。

### 1. 表面電離器からの Li イオン引き出し

表面電離器からイオンの引き出しにおいては、グリッド等イオン引き出し機器による散乱を出来るだけ小さくする配慮が大切である。散乱角の広がり、そのまま ECR イオン源に入射時のビームサイズにつながる。

一方、表面電離器からの引き出されるビームの角度、位置（の中心値）を調節できる機構が望まれる。表面電離器に続く、イオン加速部の中心に軸を整合させるためであるが、イオン引き出し電極の配置によっては、無視し難い大きさの位置ずれと角度ずれが発生する可能性があり得る。

### 2. 加速部の構造

加速部に置いては、一本の加速管に大きなエネルギー利得を持たせて加速することは得策ではない。加速後の  $x$ -、 $y$ -収束位置に大きな差異を生むためである。そのために、3 章では、加速部を 50 mm のドリフトスペースを挟んで 2 段加速とし（全長 100 mm を仮定）、前段、後段のエネルギー利得をそれぞれ 3.0、14/3 程度と小さくして、全体利得も 14.0 程度に押さえた。（これにより、表面電離器からの引き出し電圧は、最終加速エネルギーを 19 keV とすると、 $19/14 = 1.36 \text{ kV}$  に設定することになる。）実際には、加速部を 2 段以上の複数段加速とし、表面電離器の引出電圧も含めて、加速エネルギー利得の配分を実験的に最適化するよう配慮することが必要かも知れない。

### 3. 静電偏向器による ECR イオン源への入射

加速された Li イオンは静電偏向器で  $90^\circ$  偏向され、ECR イオン源に入射される。ECR へのイオンビーム入射においては、ECR の「磁場入射点」でビーム幅を最小化することが望ましい。磁場入射点は、現在予想される ECR 磁場分布の場合、磁気シールド外面からほぼ 210 mm 内部に入ったところである。入射において、ビーム幅に  $x$ -、 $y$ -方向のアンバランスが大きい場合、ECR 磁場内でビームサイズが大きくなることに注意が必要である。ビームの偏向系にはそうした注意を払った設計が必要である。

### 4. SC(spherical condenser)偏向系による偏向器

SC による偏向器は  $x$ -、 $y$ -両方向に収束作用を持つため、ECR イオン源へのビーム入射においては、補足的な収束要素を節約できる利点を持つ。実際、その可能性は本稿でも示されたと言えるが、加速系とより注意深い整合を検討する必要がある。もし、

その整合を無視するならば、補足的な収束要素が必要であり、静電 Q レンズ 1 台の追加で済ませることも出来そうである。同心球面電極の製作上の困難が欠点である。

## 5. CC(cylindrical condenser)偏向系による偏向器

CC は同軸円筒電極からなり、製作は相対的に容易であるが、一方向にしか収束作用を持たず、必然的に補足的な収束要素が必要である。上に示した検討からは、CC+Q-doublet 系が運転のフレキシビリティに優れ、有力な候補である。本稿には今後の設計の参考に、CC 上流部の geometry が異なる 2 つの例を示した。この例では、ECR イオン源のプラズマ入口で、ビームサイズは直径 8 mm 強となる。この減少を図るには、偏向系の出口距離（偏向系出口-ECR 間距離）の短縮が最も有効であるが、直径 6 mm 程度が実際的な限界であろう。

## 6. 注意点

最後に、本稿に示した計算結果は、基本的には定性的結果と捉えるべきものであることを注意しておきたい。特に加速部の近似には問題があり、過度に定量的資料として扱ってはならない。しかし、各光学パラメーターに対するビーム形状の依存性については、およその傾向は示されていると考えて良いであろう。従って、磁場領域、加速部、静電デフレクタの設計においては、この資料に示された必要性能を適切な調節等によって達成できるようなフレキシビリティを持たせることに留意したい。